



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Studio delle anisotropie dei raggi cosmici primari con l'esperimento ANTARES

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica

Candidato

Andrea Porelli
Matricola 1053556

Relatore

Prof. Antonio Capone

Anno Accademico 2011/2012

Tesi discussa il 25 Maggio 2012
di fronte a una commissione esaminatrice composta da:

Studio delle anisotropie dei raggi cosmici primari con l'esperimento ANTARES

Tesi di Laurea. Sapienza – Università di Roma

© 2012 Andrea Porelli. Tutti i diritti riservati

Questa tesi è stata composta con \LaTeX e la classe Sapthesis.

Versione: 25 May 2012

Email dell'autore: andreaporelli@gmail.com

Indice

1	Raggi Cosmici	1
1.1	Composizione	1
1.2	Spettro energetico	2
1.3	Origine	6
1.4	Meccanismi di accelerazione	8
1.4.1	Meccanismo di Fermi del secondo ordine (Fermi I)	10
1.4.2	Meccanismo di Fermi del primo ordine (Fermi II)	10
1.4.3	Modelli Top-down e Bottom-up	13
1.5	Extensive Air Showers	13
1.6	Tecniche di rivelazione	15
1.6.1	Array di rivelatori a terra	15
1.6.2	Rivelatori della luce di fluorescenza	16
1.6.3	Rivelatori a luce Cherenkov e rivelazione con onde radio	17
1.7	Risultati sperimentali su i raggi cosmici	17
2	Anisotropia su larga scale dei raggi cosmici	25
2.1	Il ruolo del campo magnetico	26
2.1.1	Metodi di misura dei campi magnetici cosmici	26
2.1.2	Il campo magnetico galattico	27
2.1.3	Il campo magnetico extragalattico	27
2.1.4	Azione del campo magnetico sui raggi cosmici	28
2.2	L'effetto Compton-Getting	29
2.3	Misure sperimentali dell'anisotropia su larga scala dei raggi cosmici	30
2.3.1	Pier Auger Observatory	30
2.3.2	Tibet AS γ	31
2.3.3	ARGO-YBJ	32
2.3.4	Milagro	34
2.3.5	IceCube	35
3	L'esperimento ANTARES: Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss enviromental RESearch	39
3.1	Principio di rivelazione	39
3.2	La fisica dei neutrini	40
3.3	Topologia delle interazione di ν in ANTARES	42
3.4	Effetto Cherenkov	43
3.5	Diffusione della luce in acqua di mare	44

3.6	Tecnica di ricostruzione della traccia	45
3.7	Risposta del rivelatore	46
3.7.1	Determinazione dell'incertezza angolare per interazioni di ν	47
3.7.2	Determinazione dell'energia per interazioni di ν	48
3.8	Design del rivelatore	49
3.8.1	Panoramica generale del detector	50
3.9	Struttura della stringa	52
3.9.1	Il cavo EMC	52
3.9.2	Lo Storey	54
3.9.3	Il Modulo Ottico	55
3.9.4	Il tubo fotomoltiplicatore	57
3.9.5	Risposta del modulo ottico	59
3.10	Slow Control	59
3.11	Calibrazione	60
3.12	Rumore ambientale: ^{40}K e bioluminescenza	60
3.13	Sistema di Posizionamento	61
3.14	Capacità osservative del telescopio ANTARES	61
3.14.1	Area efficace	61
3.14.2	Il cielo osservabile	62
4	Analisi dei dati	65
4.1	Il set di dati	65
4.1.1	Criteri di selezione dei run	66
4.1.2	Criteri di selezione degli eventi	67
4.2	Confronto Dati-Montecarlo	69
4.3	Correzione della disuniformità dell'apparato in azimuth (ϕ)	74
4.4	Correzione della non uniforme efficienza dell'apparato in zenit (θ)	75
4.5	Controllo della stabilità delle correzioni in ϕ e θ	76
4.6	Calcolo dell'esposizione	78
4.7	Analisi dell'anisotropia	83
4.8	Studio della correlazione tra la temperatura dell'atmosfera e il numero di muoni rivelati	89
4.8.1	Analisi dei dati sperimentali	90
4.8.2	Caratterizzazione della variazione stagionale della temperatura dell'atmosfera	91
4.8.3	Correlazione tra eventi osservati e temperatura dell'atmosfera	93
5	Conclusioni	97
A	Coordinate celesti	101
A.1	Coordinate orizzontali	101
A.2	Coordinate equatoriali	102
A.2.1	Coordinate equatoriali orarie	102
A.2.2	Coordinate equatoriali celesti	102
A.3	Coordinate galattiche	104
A.4	Conversione tra coordinate di diversi sistemi di riferimento	104

B	Definizione delle armoniche sferiche e sviluppo in multipoli	107
B.1	Armoniche sferiche	107
B.2	Sviluppo in multipoli	108
C	Metodi di analisi dell'anisotropia su larga scala	111
C.1	Metodo di Rayleigh	111
C.2	Metodi East/West (EW)	112
C.3	Metodo Forward/Backward (FB)	113
C.4	Metodo Equi-Zenit	114

Capitolo 1

Raggi Cosmici

Scoperti circa un secolo fa i raggi cosmici hanno rappresentato uno dei maggiori campi di interesse nell'ambito della fisica delle particelle e dell'astrofisica. Fino agli anni '50 i raggi cosmici sono stati largamente sfruttati in numerosi esperimenti di fisica delle particelle, grazie alla loro energia più elevata di quella raggiungibile con gli acceleratori di allora, permettendo la scoperta di positroni e muoni. In seguito, con l'avanzamento tecnologico e lo sviluppo di nuovi metodi di rivelazione (grandi array in superficie o con i satelliti in orbita) l'interesse per i raggi cosmici ha iniziato a focalizzarsi in maniera più decisa sulla natura stessa di tale radiazione, su quali siano gli oggetti celesti che li possano produrre e quali processi fisici siano alla base delle elevatissime energia raggiunte (10^{19} eV), allargando la ricerca dallo spazio interstellare a quello intergalattico. A tutt'oggi la fisica dei raggi cosmici presenta diversi aspetti non ancora risolti, che concorrono in modo decisivo alla comprensione della natura e dell'evoluzione del nostro universo e di ciò che lo costituisce.

1.1 Composizione

L'atmosfera terrestre è continuamente attraversata da raggi cosmici (RC) in maniera isotropa ed uniforme, che interagendo con essa giungono fino al suolo. Grazie ad esperimenti condotti ad alta quota (con pallone aerostatico o satellite) è stato possibile determinare la composizione dei raggi cosmici nel range di energia tra i 10^8 e i 10^{14} eV; per energie oltre i 10^{15} eV il flusso è talmente esiguo da richiedere l'utilizzo di grandi detector, necessariamente quindi disposti sulla superficie terrestre, che permettano di studiare la cascata prodotta dai primari.

I RC sono composti per l'85% da protoni (H), per il 12% da particelle α (He), per il 2% da elettroni e per il restante 1% da fotoni, nuclei pesanti e neutrini. Da un confronto con le abbondanze dei metalli nel sistema solare, vedi Figura 1.1, è immediato ipotizzare che la maggior parte dei raggi cosmici siano prodotti in ambienti stellari, e che l'interazione di questi con il mezzo interstellare (ISM) sia responsabile delle differenze tra le due distribuzioni. Nei RC infatti, elementi più leggeri come Li, Be e B sono molto più abbondanti, così come Sc, T, V, Cr e Mn lo sono tra quelli più pesanti. Tali elementi sono presenti nei RC in quanto prodotti dall'interazione rispettivamente di atomi di Ossigeno e di Ferro con il mezzo interstellare. Recentemente Per giustificare le abbondanze osservate, conoscendo la

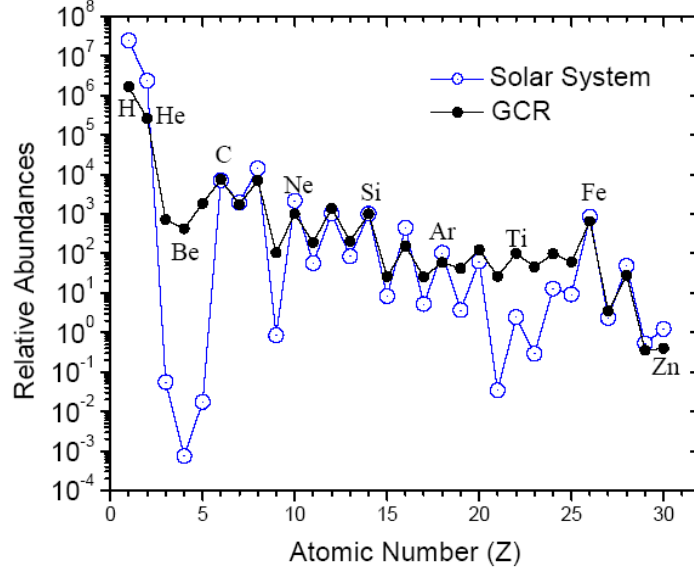


Figura 1.1. Abbondanze relative dei raggi cosmici e del sistema solar in funzione del numero atomico Z . Le abbondanze sono espresse in funzione del Silicio, la cui abbondanza è posta uguale al 100 %.

sezione d'urto delle reazioni di cui sopra e ipotizzando una densità media del mezzo interstellare pari a $\rho = 1 \text{ p/cm}^{-3} = 1.67 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$, si è valutato che i RC devono aver attraversato una quantità di materia pari a $L \simeq 5 \text{ g cm}^{-2}$. Il cammino medio percorso dai raggi cosmici all'interno della galassia è quindi:

$$l \simeq \frac{L}{\rho} = 1 \text{ Mpc} \quad (1.1)$$

da cui è facile ottenere il tempo di confinamento nella galassia:

$$\tau \simeq \frac{l}{c} \simeq 3 \cdot 10^6 \text{ anni} \quad (1.2)$$

Dato lo spessore del disco galattico $d = 0.2 \text{ kpc} \ll l$ è ovvio concludere che i RC siano diffusi più volte dal campo magnetico galattico ($B \simeq 3 \mu\text{G}$) prima di uscirne.

1.2 Spettro energetico

L'andamento del flusso di raggi cosmici in funzione dell'energia è ben descritto dalla relazione:

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\alpha} \quad (1.3)$$

Come si può osservare in Figura 1.2, in cui si mostra come varia il flusso di RC in un intervallo di energia che va da 10^8 a 10^{20} eV , si possono evidenziare tre intervalli

distinti, ognuno caratterizzato da un proprio indice spettrale α :

$$\alpha = \begin{cases} 2.7 & \text{per } E < 10^{15} \text{ eV} \\ 3 & \text{per } 10^{15} \text{ eV} < E < 10^{18} \text{ eV} \\ 2.6 & \text{per } E > 10^{18} \text{ eV} \end{cases} \quad (1.4)$$

Le zone in cui si verificano le variazioni di indice spettrale sono dette ginocchio (knee), ad $E \approx 10^{15.5} \text{ eV}$, e caviglia (ankle) ad $E \approx 10^{18} \text{ eV}$. Un tale andamento del flusso dei RC in funzione dell'energia può essere spiegato ipotizzando che i RC raggiungano tali energie tramite meccanismi di accelerazione di Fermi al primo ordine (vedi sezione 1.4), che producono nella zona di accelerazione un flusso proporzionale a E^{-2} ; a questo punto l'effetto di confinamento dovuto al campo magnetico galattico, molto più efficiente a basse energie, modifica lo spettro in quello osservato. Con semplici considerazioni "di scala" è possibile stabilire l'origine dei raggi cosmici in funzione dell'energia. Il raggio di Larmor per una particella con carica $q = eZ$, velocità $v = \beta c$, immersa in un campo magnetico B è dato dall'espressione:

$$R_L = \frac{E}{Z|e|\vec{B}\beta c} \quad (1.5)$$

che per un protone relativistico ($Z = 1$, $\beta \approx 1$) si riduce a:

$$R[\text{pc}] = 1.08 \cdot 10^{-9} \frac{E[\text{eV}]}{B[\text{G}]} \quad (1.6)$$

Per $E = 10^{15} \text{ eV}$ e $B_{Gal} = 3\mu\text{G}$ si ottiene un valore pari a $R_L = 0.36 \text{ pc}$.

E' possibile quindi ipotizzare un'origine prevalentemente galattica per i raggi cosmici fino ad energie dell'ordine di $10^{15} - 10^{16} \text{ eV}$. Per energie superiori, dopo il ginocchio, il campo magnetico galattico perde la sua capacità di confinamento, lasciando fuoriuscire una frazione di RC sempre più grande. Per energie $\geq 10^{18} \text{ eV}$ il raggio di Larmor supera quello galattico, e la componente extragalattica diventa sempre più rilevante. Per energie $\geq 10^{20} \text{ eV}$ si osserva sperimentalmente una forte diminuzione del flusso di RC. Questa caratteristica diminuzione del flusso è dovuta principalmente all'effetto GZK, ed è appunto definito GZK cut off. Teorizzato da Greisen, Zatsepin e Kuzmin negli anni '60, tale effetto è giustificato dall'interazione di protoni di alta energia con i fotoni del fondo cosmico (CMB) a 2.73 K , scoperti da Penzias e Wilson pochi anni prima,

$$p + \gamma_{CMB} \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow \begin{cases} p + \pi^0 \\ n + \pi^+ \end{cases} \quad (1.7)$$

Questa particolare reazione, che prevede la formazione della risonanza Δ^+ , è possibile solo se l'energia dei protoni supera l'energia di soglia:

$$E_p \geq \frac{(m_{\Delta^+}c^2)^2 - (m_p c^2)^2}{4E_{CMB}} \simeq 5 \cdot 10^{19} \text{ eV} \quad (1.8)$$

La lunghezza di interazione dei protoni è

$$\lambda_p = \frac{1}{\sigma_p n_\gamma} \quad (1.9)$$

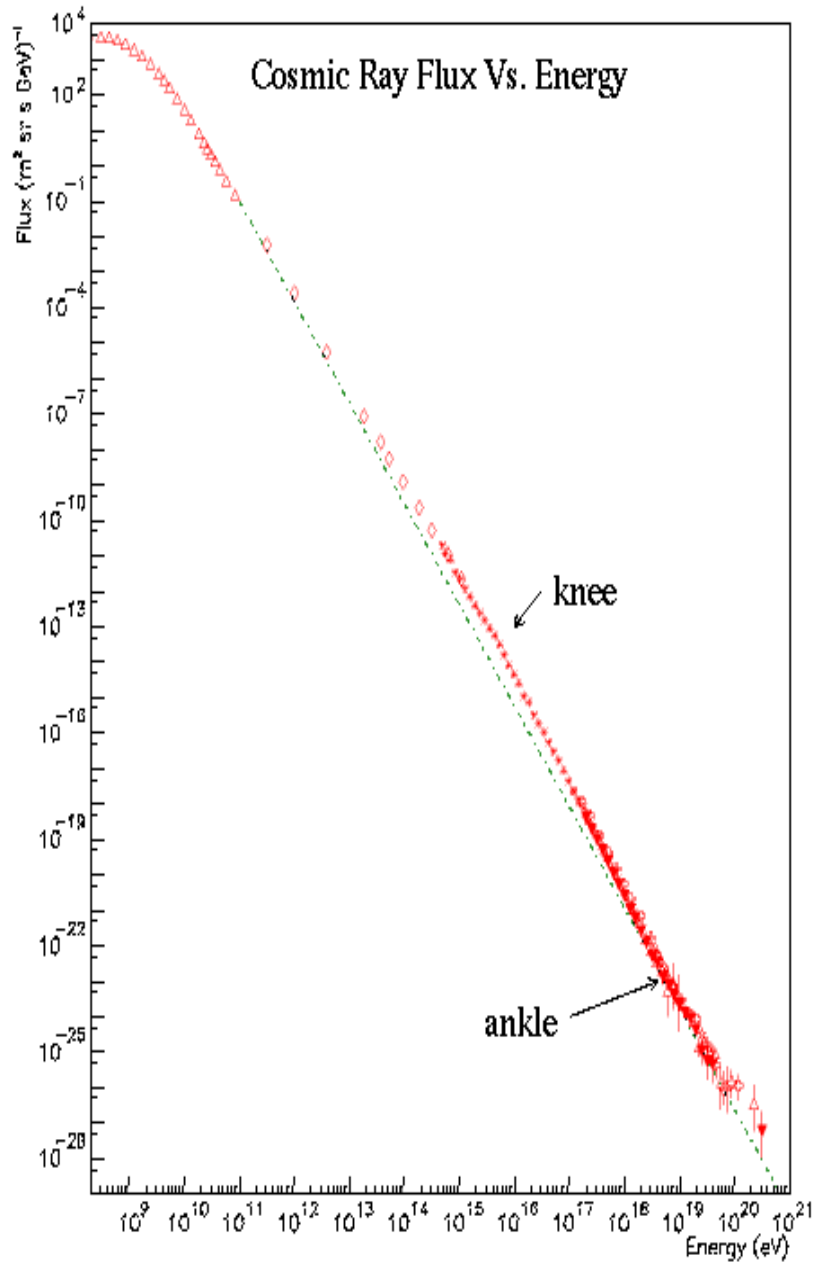


Figura 1.2. Spettro energetico dei raggi cosmici. Sono indicate le due zone in cui si osserva una variazione dell'indice spettrale, il *ginocchio* ($E \sim 10^{16}$ eV) e la *caviglia* ($E \sim 10^{18}$ eV)

dove σ_p e n_γ sono rispettivamente la sezione d'urto del processo di foto-produzione di pioni e la densità di fotoni ($\sim 411 \text{ cm}^{-3}$); si ottiene un valore di $\lambda = 3 \text{ Mpc}$. La distanza dopo la quale l'intensità del flusso diminuisce di $\frac{1}{e}$ è pari a:

$$L_p \simeq \frac{E}{\Delta E} \lambda_p \quad (1.10)$$

dove ΔE è l'energia persa per singola reazione. Per $E = 10^{20}$ si ottiene $L_p = 30 \text{ Mpc}$. Come conseguenza di queste interazioni, il flusso di RC di alta energia degrada con l'aumentare del cammino percorso, come mostrato in figura 1.3. Per poter

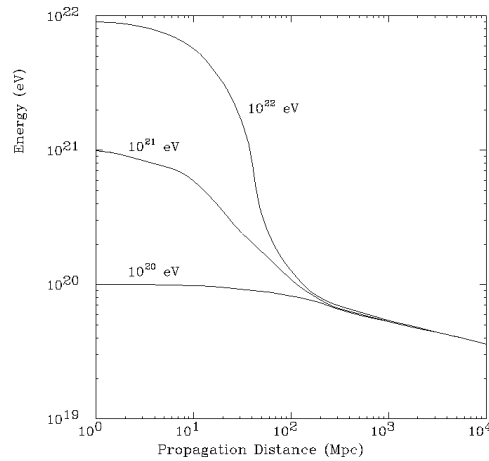


Figura 1.3. GZK perdita di energia in funzione della distanza

quindi osservare eventi di tale energia, occorre che la sorgente si distanti non più di 100 Mpc . Nonostante la presenza del GZK cut off, l'esperimento AGASA, Figura 1.4, ha rivelato eventi riconducibili a RC primari di energia superiore ai 10^{20} eV .

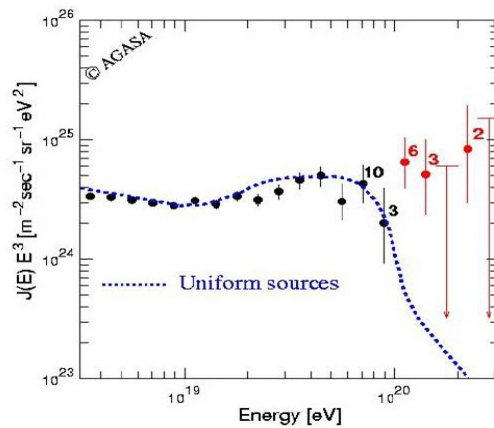


Figura 1.4. Flusso di eventi osservati dall'esperimento AGASA.

1.3 Origine

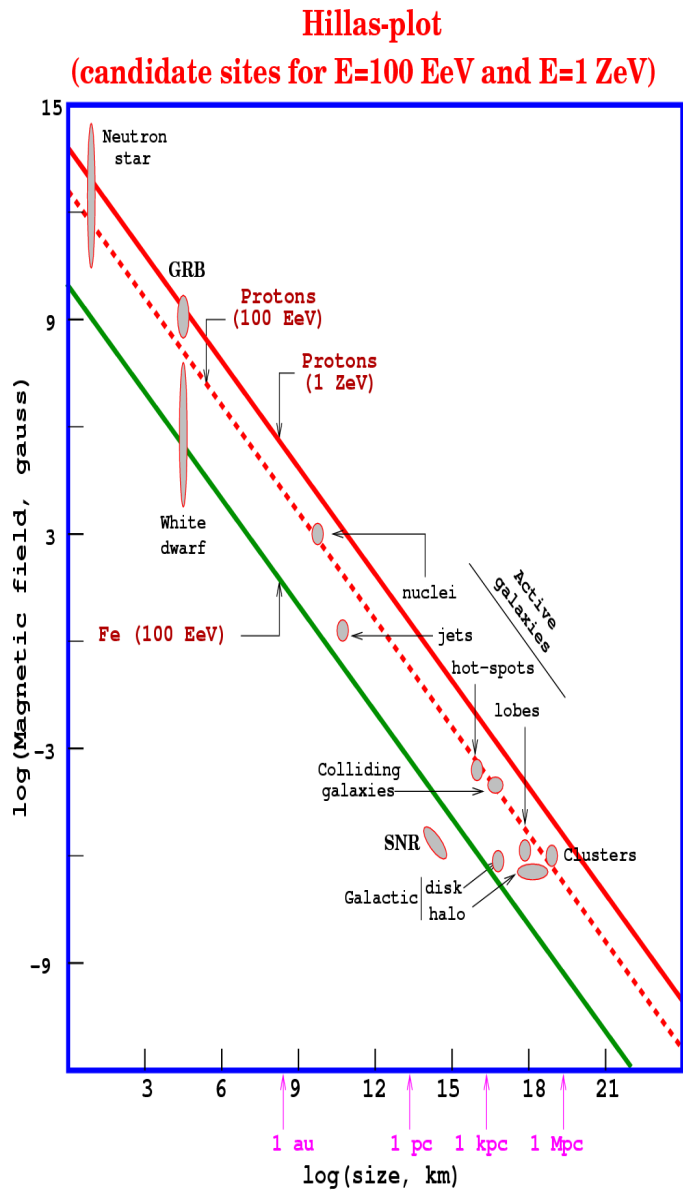
Negli ultimi anni l'indagine sui raggi cosmici si è concentrata sull'individuazione dei possibili siti di produzione, in particolare in corrispondenza delle energie più elevate. Da alcune evidenze sperimentali è possibile stabilire quali possono essere le sorgenti di raggi cosmici. La densità di energia di emissione in RC a livello locale è di 1 eV cm^{-3} . Questa densità presuppone una potenza così elevata che gli oggetti astronomici più accreditati come sorgenti sono le supernova, grazie alle quali si ipotizza che le particelle cosmiche con carica Ze possano raggiungere un'energia massima di $Z \cdot 10^{15} \text{ eV}$. L'energia massima che una particella può raggiungere in tale ambiente cosmico è data da

$$E_{max} \simeq eZ\beta BcL \quad (1.11)$$

dove L rappresenta le dimensioni lineari della sorgente, β la velocità del fronte d'onda magnetizzato e B il campo magnetico della zona di accelerazione. Se invece una supernova esplode in un ambiente diverso da quello del mezzo interstellare standard, come ad esempio una zona formata dal vento del suo progenitore, si possono raggiungere energie di 10^{17} eV , quindi due ordini di grandezza in più rispetto a quelle ordinarie, ma ancora inferiori rispetto quelle rilevate per UHECR. Un grafico chiamato Hillas-Plot (Figura 1.5) permette di classificare alcune delle potenziali sorgenti astrofisiche per RC di diverse energie in base alle loro caratteristiche fisiche (B, L). Per energie superiori a 10^{15} eV , fino a 10^{19} eV , la produzione di particelle è dovuta probabilmente a Nuclei Galattici Attivi (AGN) e a Radio Galassie. Gli AGN sono nuclei situati al centro delle galassie, che emettono grandi quantità di radiazione elettromagnetica e che ospitano presumibilmente al loro centro un buco nero di massa $M = 10^7 - 10^{10} M_{\odot}$ ($M_{\odot} \sim 2 \cdot 10^{31} \text{ kg}$). Sul piano equatoriale vi è un disco di accrescimento circondato da un anello di materia e perpendicolarmente ad esso vengono emessi due jet di particelle. Le loro dimensioni e campi magnetici non sono ben noti, e comunque variano da sorgente a sorgente. Anche in questo caso, particolari condizioni "ambientali" potrebbero permettere eventi di energia oltre i 10^{20} eV . Altri candidati alla produzione di RC di alta energia sono Galassie in collisione o cluster di Galassie, che possono compensare piccoli valori di B con grandi dimensioni (Mpc) della zona di confinamento, oppure le pulsar, stelle di neutroni che ruotano molto velocemente dentro i SNR (Supernova Remnants) in espansione, che possono accelerare i RC sfruttando la loro energia rotazionale. Una stella di neutroni magnetizzata perde energia per irraggiamento da dipolo magnetico. L'onda elettromagnetica prodotta, dà luogo a un vento relativistico di e^+e^- che, propagandosi nel mezzo circostante, dà vita ad un'onda d'urto in corrispondenza della quale può esserci accelerazione di RC. L'energia massima raggiungibile dai RC accelerati in questo modo si stima essere

$$E_{max} \propto B \cdot R^3 \cdot \Omega \quad (1.12)$$

con B ed R rispettivamente il raggio e il campo magnetico della pulsar, e Ω la velocità angolare di rotazione. Per stelle con periodo di rotazione di 10 ms e $B = 10^{12} \text{ G}$ si ottengono energie dell'ordine di 10^{17} eV . Diverso è, infine, il caso dei Gamma-ray burst (GRB). I GRB sono brevi ($10^{-3} \div 10^3 \text{ s}$) e molto energetici ($keV-MeV$) lampi



$$E_{\text{max}} \propto ZBL \quad (\text{Fermi})$$

$$E_{\text{max}} \propto ZBL \Gamma \quad (\text{Ultra-relativistic shocks-GRB})$$

Figura 1.5. Hillas-Plot

di raggi gamma. Nonostante centinaia di GRB siano già stati osservati, la loro origine e natura è tuttora oggetto di dibattito scientifico. Una possibilità è che i GRB siano indicatori di eventi catastrofici, durante i quali i RC vengano accelerati sino a energie elevatissime. Recenti osservazioni sembrano evidenziare che le sorgenti di GRB siano distribuite nell'intero Universo. Pertanto, se le sorgenti di GRB sono così lontane, data l'intensità dei flussi osservati, tali meccanismi potrebbero accelerare particelle a energie elevatissime. E' interessante notare che la potenza necessaria per ottenere il flusso di energia degli UHECR è compatibile con la rate media alla quale l'energia è emessa sotto forma di raggi, tramite GRB, nello scenario cosmologico. Ciò potrebbe implicare che GRB e UHECR possano avere una comune origine.

1.4 Meccanismi di accelerazione

Come mostrato precedentemente, il range di energia dei RC raggiunge i 10^{20} eV, ben 8 ordini di grandezza oltre i limiti raggiunti artificialmente dall'uomo con macchine acceleratrici. Per spiegare in che modo particelle di natura cosmica possano raggiungere energie così elevate, nel 1949 Fermi teorizzò un meccanismo di accelerazione basato sull'interazione dei RC all'interno di grandi nubi di plasma magnetizzato. Una particella in moto all'interno di un plasma magnetizzato, dopo ogni urto, incrementa la propria energia di un fattore $\Delta E = E_0\epsilon$, con E_0 l'energia prima dell'urto. L'energia raggiunta dalla particella dopo n urti sarà quindi:

$$E_n = E_0(1 + \epsilon)^n \quad (1.13)$$

Sia P_{esc} la probabilità che la particella fuga dalla zona di accelerazione, e sia N_0 il numero iniziale di particelle all'interno della suddetta zona, il numero di particelle che fuoriescono dopo n cicli di accelerazione sarà dato da:

$$N_n = N_0 \cdot P_{esc}(1 - P_{esc})^n = N_0 \cdot P_{esc} \left(\frac{E_n}{E_0}\right)^{\frac{\ln(1-P_{esc})}{\ln(1+\epsilon)}} \quad (1.14)$$

Dalla relazione precedente è facile ricavare lo spettro energetico:

$$\frac{dN}{dE} \sim \frac{N_n}{(E_{n+1} - E_n)} = \frac{N_n}{\epsilon N_n} \propto E^{-\gamma} \quad (1.15)$$

dove

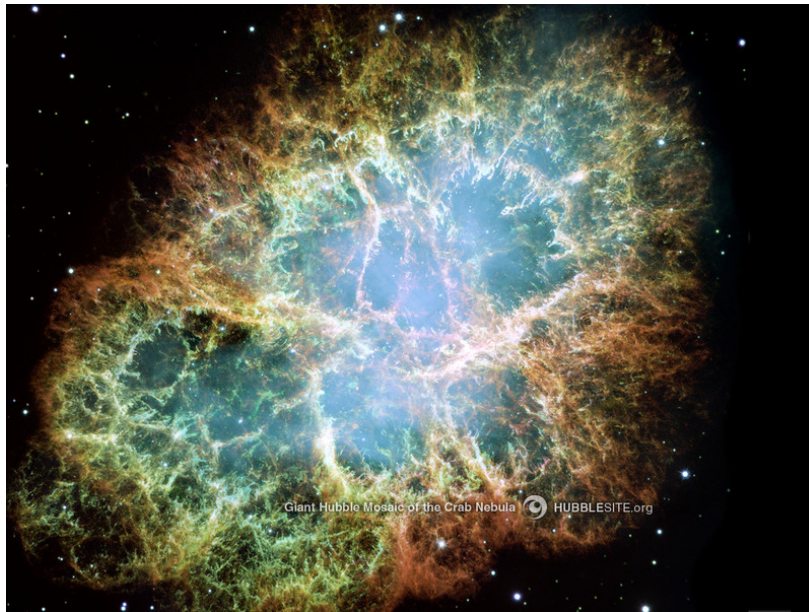
$$\gamma = 1 - \frac{\ln(1 - P_{esc})}{\ln(1 + \epsilon)} \quad (1.16)$$

che nel limite in cui $P_{esc} \ll 1$ e $\epsilon \ll 1$ si riduce a

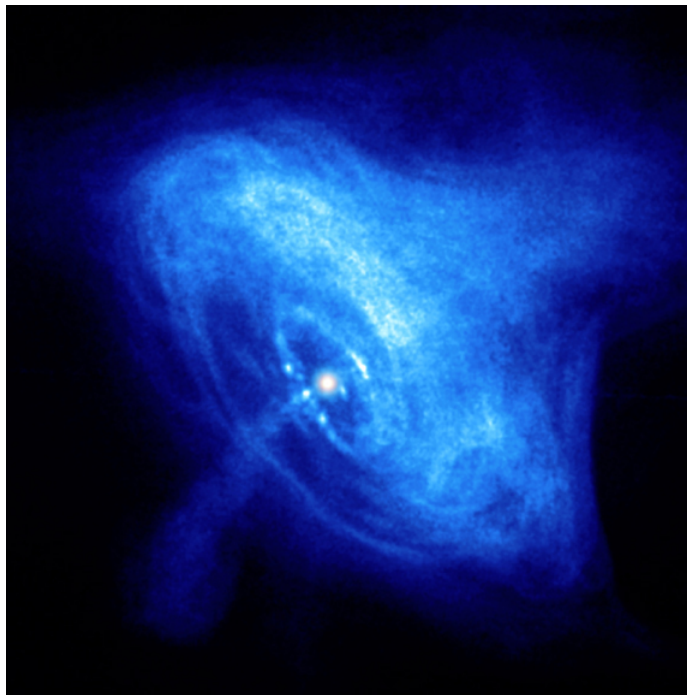
$$\gamma \simeq 1 + \frac{P_{esc}}{\epsilon} \quad (1.17)$$

L'energia massima che può essere trasferita alla singola particella dipende dal tempo caratteristico del singolo ciclo di accelerazione, T_{ciclo} , e dal tempo che la particella impiega per fuoriuscire dalla zona di accelerazione, T_{esc} , ed è data dalla relazione:

$$E_n^{max} = E_0(1 + \epsilon)^{\frac{T_{esc}}{T_{ciclo}}} \quad (1.18)$$



(a) Nebulosa del Granchio - NGC 1952



(b) Pulsar del Granchio - PSR B0531+21

Figura 1.6. Un esempio di ambiente favorevole all'accelerazione di particelle cosmiche.

(a) La Nebulosa del Granchio ripresa dall'Hubble Space Telescope (HST). La nebulosa è composta dai resti dell'esplosione della Supernova SN1054. Al suo interno ruota una stella di neutroni, la Pulsar del Granchio, vedere figura (b). L'immagine mostra l'emissione nei raggi X osservata da Chandra. Si può il disco di materia sul piano perpendicolare all'asse di rotazione, formato da materia espulsa a causa dell'elevata velocità di rotazione e intrappolata nel campo magnetico della stella, e gli sbuffi di materia lungo l'asse di rotazione.

1.4.1 Meccanismo di Fermi del secondo ordine (Fermi I)

Questo modello fu applicato inizialmente ipotizzando che la zona di accelerazione fosse rappresentata da nubi di gas magnetizzato. Una particella di energia E_1 , Figura 1.7, che entra con un angolo θ_1 rispetto alla direzione del moto relativo del sistema nube-particella subisce una serie di deflessioni. Nel sistema di riferimento della nube l'energia della particella sarà quindi:

$$E'_1 = \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (1.19)$$

con γ il fattore di Lorentz e β la velocità della particella. Data la natura elastica degli urti, l'energia finale della particella dovrà essere uguale a quella iniziale, $E_1 = E_2$. Sia θ_2 l'angolo di uscita della particella nel sistema solidale alla nube, l'energia finale

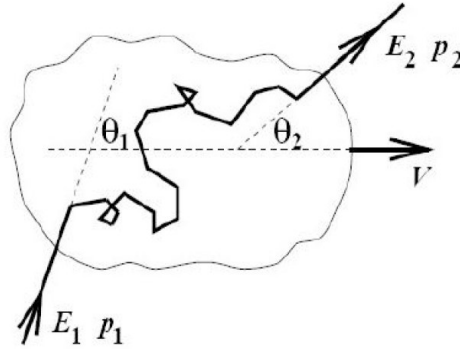


Figura 1.7. Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube in moto con velocità V , e ne esce avendo energia E_2 e impulso p_2 .

della particella nel sistema di riferimento del laboratorio sarà data da:

$$E'_2 = \gamma E_2 (1 + \beta \cos \theta_2) \quad (1.20)$$

Nell'ipotesi di $\beta \ll 1$ e integrando su θ si ottiene un guadagno energetico della particella nel sistema del laboratorio, proporzionale al quadrato della velocità β ,

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{4}{3} \beta^2 \quad (1.21)$$

con $\Delta E = E_2 - E_1$.

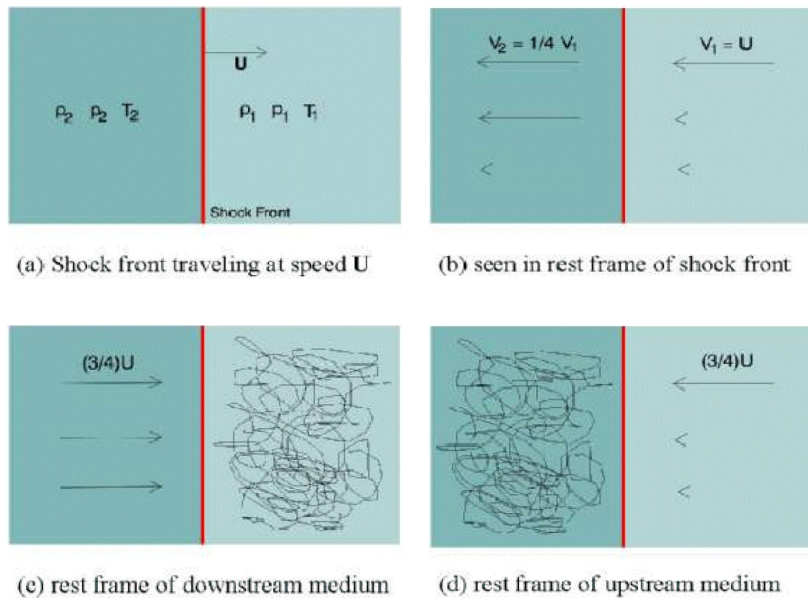
Poiché si ha in media β^2 , il meccanismo di accelerazione si rivela inefficiente per riprodurre i valori osservati sperimentalmente. Se consideriamo inoltre i valori tipici per T_{esc} e T_{ciclo} si ottiene $\gamma = 25 - 30$, molto maggiore rispetto al valore atteso sperimentalmente.

1.4.2 Meccanismo di Fermi del primo ordine (Fermi II)

Bell (1978) e Blandford e Ostriker (1978), in due lavori indipendenti, mostrarono che il modello di Fermi sarebbe stato molto più efficiente se il trasferimento di energia

fosse stato causato da fronti d'onda d'urto, ad esempio causati da esplosioni di supernova, che si muovono attraverso il mezzo interstellare con velocità supersonica $U \gg v_s$.

L'onda d'urto, o "shock wave", è una regione di transizione in cui la velocità del fluido varia rapidamente in un certo spessore determinato da processi diffusivi; il fluido non ancora raggiunto dallo shock è detto upstream (UP) mentre quello downstream (DW) è quello già raggiunto e superato dallo shock. Le particelle che dalla zona UP passano in quella DW iniziano una serie di processi di diffusione a causa del campo magnetico locale. La distribuzione delle velocità nel sistema solidale con il fluido DW è isotropa. Può accadere però che alcune particelle riescano ad attraversare nuovamente lo shock, iniziando un nuovo ciclo di diffusione nella zona UP, dove anche qui la distribuzione delle velocità nel sistema di riferimento solidale ad UP è isotropa. Questo processo di attraversamento dello shock può avvenire più volte, e come sarà mostrato di seguito, è la causa del guadagno energetico da parte delle particelle diffuse. Un osservatore solidale con lo shock vede il fluido upstream venirgli



incontro con velocità $v_1 = U$. Alle sue spalle, il flusso lascia lo shock ad una velocità v_2 . Grazie all'equazione di continuità è possibile scrivere:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 \quad (1.22)$$

da cui

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.23)$$

dove ρ_1 e ρ_2 sono le densità del gas nelle zone UP e DW rispettivamente. Poiché lo shock è supersonico ($U \gg v_s$) si può scrivere

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{C_p/C_v + 1}{C_p/C_v - 1} \quad (1.24)$$

con C_p e C_v rispettivamente il calore specifico del gas a pressione e volume costanti. Nel caso di un gas monoatomico o totalmente ionizzato si ha $\frac{C_p}{C_v} \simeq \frac{5}{3}$, e quindi $v_2 = \frac{1}{4}v_1$. Nel sistema di riferimento solidale con la zona UP, in cui la distribuzione delle velocità delle particelle è isotropa, lo shock si muove con velocità U , mentre il fluido nella zona DW si avvicina all'osservatore con velocità $V = \frac{3}{4}U$. L'energia delle particelle che dalla zona DW attraversano lo shock per finire nella zona UP sarà data da

$$E' = \gamma(E + p_x V) \quad (1.25)$$

dove p_x è la componente dell'impulso nella direzione normale allo shock, che muovendosi con velocità $U \ll c$ implica $\gamma \sim 1$. Le particelle, al contrario, si muovono con velocità prossima a quella della luce, per cui è possibile approssimare $E \sim pc$ e $p_x = p \cos \theta = \frac{E}{c} \cos \theta$. L'energia della particella varierà quindi di una quantità

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} \sim \frac{pV}{E} \cos \theta = \frac{V}{c} \cos \theta = \frac{3U}{4c} \cos \theta = \frac{3}{4}\beta \cos \theta \quad (1.26)$$

Mediando su θ si ottiene infine

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{2V}{3c} \quad (1.27)$$

Lo stesso risultato si ottiene se le particelle attraversano in senso inverso lo shock. Di conseguenza, in un ciclo completo di attraversamento, da upstream a downstream e viceversa, il guadagno di energia della particella è

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4V}{3c} = \frac{4}{3}\beta \quad (1.28)$$

Rispetto al meccanismo di Fermi I, il guadagno è proporzionale a β , e non a β^2 , rendendo così il processo di accelerazione più efficiente. Sia $P = \frac{U}{c}$ la probabilità che una particella riesca a fuoriuscire dalla zona di accelerazione, si ottiene

$$\gamma \sim 1 - \frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\epsilon)} \sim 1 - \frac{\ln(1-U/c)}{\ln(1+U/c)} \sim 1 - \frac{-U/c}{U/c} = 2 \quad (1.29)$$

e quindi uno spettro energetico alla sorgente

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2} \quad (1.30)$$

Nonostante sia più efficiente e preveda un flusso di particelle in funzione dell'energia molto più in accordo con i dati sperimentali rispetto al meccanismo di Fermi I, il meccanismo al primo ordine non è sufficiente a spiegare la natura di tutto lo spettro energetico osservato. La natura della sorgente ad esempio pone un limite temporale al processo di accelerazione e l'incremento energetico ad ogni attraversamento è solo di una parte su 100. In particolare, Lagage e Cesarsky hanno dimostrato che per shock generati da esplosioni di supernova il meccanismo di Fermi II è ancora troppo lento e l'energia massima raggiungibile dalle particelle non supera 10^{13} eV per nucleone.

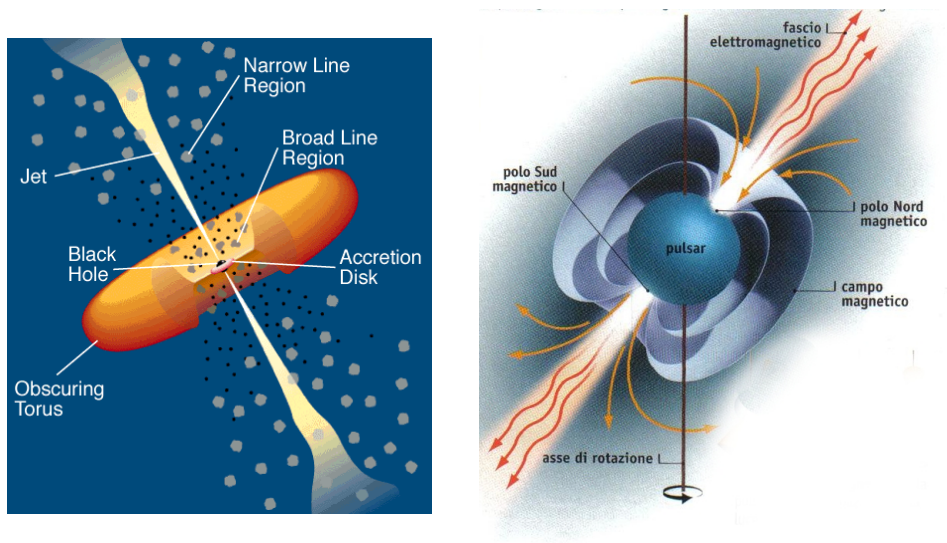


Figura 1.8. Struttura schematica di un AGN e di una Pulsar

1.4.3 Modelli Top-down e Bottom-up

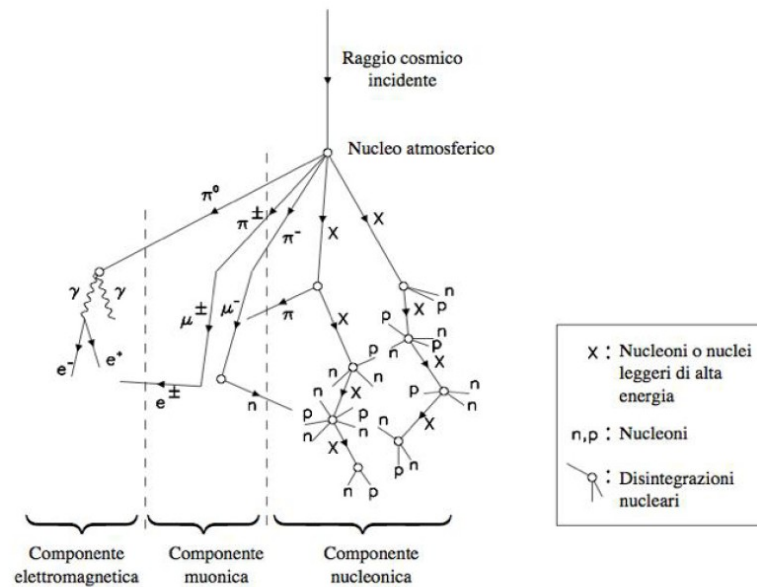
Per giustificare l'origine dei RC di energia oltre 10^{20} eV i modelli fino ad ora più soddisfacenti sono due: bottom-up e top-down.

I meccanismi sinora analizzati, applicati a sistemi più potenti di una supernova come Nuclei Galattici Attivi e Gamma-Ray Bursts, consentirebbero di accelerare particelle di bassa energia sino ad energie estreme, e per questo vengono denominati Bottom-Up. Il modello top-down, al contrario, prevede che i RC di altissima energia siano prodotti dall'annichilazione e/o dal decadimento di particelle super massive; una cascata di particelle altamente energetiche potrebbe essere generata da difetti topologici supermassivi (10^{24} eV). Affinché questo meccanismo sia possibile e sia quello che produce gli UHECR, le particelle supermassive devono avere una certa abbondanza, una vita media piuttosto lunga, su scale di tempi cosmologici e naturalmente uno spettro in energia delle particelle originate dal loro decadimento compatibile con quello osservato. Tale meccanismo produrrebbe leptoni e quark, che, tramite adronizzazione, produrrebbero nucleoni (meno del 10% del totale) e pioni, dai quali deriverebbero fotoni e neutrini. La rivelazione di un flusso di neutrini molto più grande del flusso di nucleoni e fotoni sarebbe una delle prove di tale meccanismo per la produzione degli UHECR.

1.5 Extensive Air Showers

L'interazione dei raggi cosmici con gli strati più alti dell'atmosfera genera una cascata di particelle di diversa natura, detta "extensive air shower" (EAS). Il raggio cosmico che induce lo shower è detto primario, mentre le particelle che compongono lo shower sono definite raggi cosmici secondari. Il processo di moltiplicazione di particelle all'interno dello shower procede in modo esponenziale e continua fino a quando l'energia delle particelle inizia ad essere sotto la soglia per la produzione

di ulteriori particelle. Quando l'energia delle particelle diventa inferiore a tale valore "critico" lo sciame inizia ad attenuarsi. Un protone primario con energia di 10^{19} eV, ad esempio, genera mediamente uno sciame che all'arrivo a terra è composto da circa 10^{10} particelle distribuite non uniformemente su di una superficie di circa 10 km². Uno sciame atmosferico è costituito da tre componenti: quella



adronica, quella elettromagnetica e quella muonica. La componente elettromagnetica, composta da γ , e^+ e e^- di energia compresa tra 1 a 10 MeV, trasporta circa l'85% dell'energia totale. La componente muonica è formata da μ^+ e μ^- , con un'energia media di circa 1 GeV (trasportano circa il 10% dell'energia totale). La componente adronica comprende pioni di energia dell'ordine del GeV (circa il 4% dell'energia totale) e piccole quantità di barioni. Sono presenti, inoltre, anche neutrini prodotti principalmente dai decadimenti dei pioni e dei muoni. La direzione di arrivo del primario definisce l'asse dello sciame. Vista la quantità e la varietà delle interazioni che hanno luogo all'interno di uno sciame prima dell'arrivo a terra, l'estrapolazione di informazioni sul primario non può che essere fatta attraverso un approccio fenomenologico. Molte informazioni sulla natura ed energia del primario possono essere ricostruite andando a misurare le distribuzioni spaziali: il profilo laterale dello sciame, che descrive la distribuzione delle particelle in funzione della distanza dall'asse dello sciame, e quello longitudinale che descrive la densità di particelle in funzione del cammino percorso nell'atmosfera. Gaisser e Hillas hanno proposto una descrizione fenomenologica del profilo longitudinale di uno sciame tramite la seguente funzione:

$$N(X) = N_{max} \left[\frac{(x - X_0)}{(X_{max} - X_0)} \right]^{\frac{(X_{max} - X)}{\Lambda}} e^{-\frac{(X_{max} - X)}{\Lambda}} \quad (1.31)$$

dove $N(X)$ è il numero di particelle in funzione della profondità X , X_0 è la profondità a cui avviene l'interazione del primario e Λ è la lunghezza di interazione.

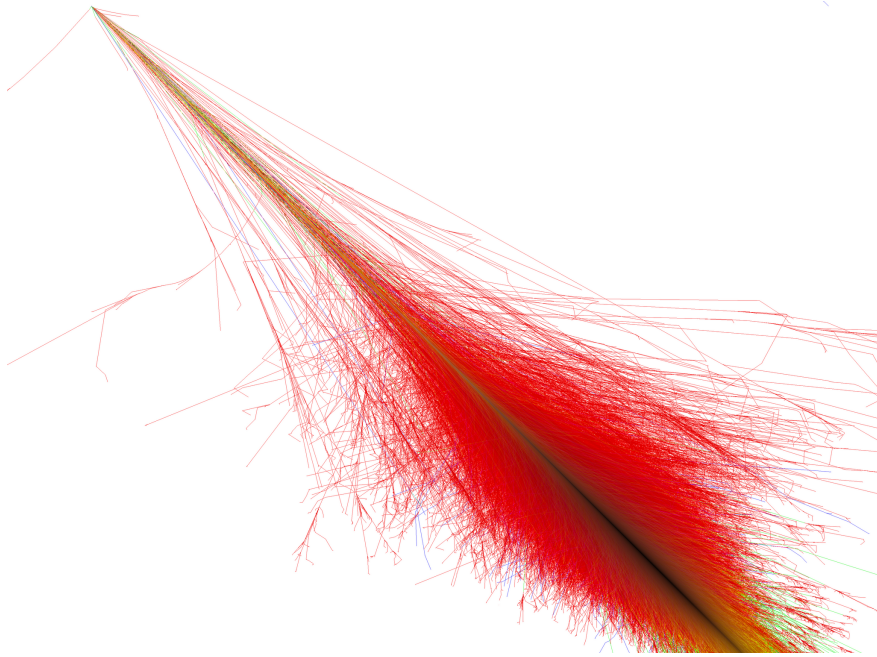


Figura 1.9. Simulazione di uno sciame atmosferico provocato dall'interazione nell'atmosfera di un protone di 10^{15} eV e inclinato di 45° (angolo zenitale). Legenda dei colori: rosso = [elettroni, positroni, gamma], verde = [muoni], blu = [adroni]. Per la simulazione è stato utilizzato CORSIKA (COsmic Ray Simulations for KAscade), un apposito programma per la simulazione degli Extensive Air Showers

1.6 Tecniche di rivelazione

Come detto in precedenza, la rivelazione di RC di bassa-media energia può e deve essere effettuata ad alta quota tramite l'utilizzo di rivelatori posti su palloni aerostatici o satelliti. Essendo però il flusso dei RC di energie superiori al ginocchio relativamente basso, occorre coprire superfici molto estese ($10-10^3$ km²) ed analizzare le caratteristiche dello shower al fine di ricavare informazioni sulla natura del primario che lo ha generato. Di seguito sono trattate le tecniche di rivelazione maggiormente utilizzate. L'idea è quella di determinare la funzione approssimata di distribuzione laterale di un EAS, campionando il fronte dello sciame.

1.6.1 Array di rivelatori a terra

Il sistema solitamente utilizzato consiste nell'utilizzo di una griglia di rivelatori di superficie (SD) poco estesi (qualche m²) e posti a distanza di qualche centinaia di metri l'uno dall'altro, in modo da formare un reticolo regolare. La separazione spaziale tra i rivelatori dell'array determina il range energetico di operatività dell'apparato. Per rivelare eventi di energia estrema, occorre coprire superfici di migliaia

di km^2 . Lo scopo primario di tali detector è la ricostruzione di un EAS, che può essere riassunto in tre fasi:

- determinazione del core dello sciame tramite l'analisi della posizione e dei segnali registrati dai rivelatori investiti dallo sciame
- determinazione dell'angolo di zenit in base alle differenze di tempi tra i contatori
- determinazione della distribuzione laterale dell'EAS, $\rho(r)$, in base alle ampiezze degli impulsi a loro volta proporzionali al numero di particelle

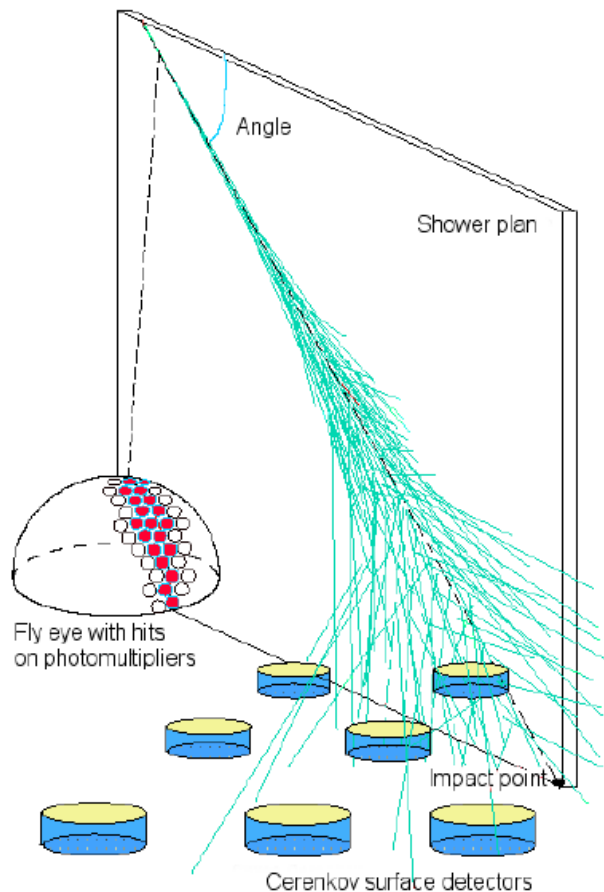


Figura 1.10. Schema di rivelazione "ibrida" di EAS. Sono mostrati i rivelatori si superficie (Surface Detector, DS) e i rivelatori di luce di fluorescenza (FD).

I rivelatori di superficie potendo lavorare in qualunque condizione esterna hanno un duty cycle del 100%. Per selezionare eventi dovuti a EAS dal fondo, si definisce un trigger richiedendo la presenza di un segnale in diverse stazioni vicine ed entro un intervallo di tempo Δt compatibile con i tempi di arrivo del fronte di uno sciame.

1.6.2 Rivelatori della luce di fluorescenza

I rivelatori di luce di fluorescenza (Fluorescent Detector, FD) sfruttano la luce emessa dalle molecole di azoto dell'atmosfera che, eccitate dalle particelle dello sciame, si

diseccitano emettendo in maniera isotropa luce di fluorescenza con lunghezza d'onda essenzialmente nell'intervallo tra $310 - 440 \text{ nm}$. Per RC primari con $E \geq 10^{17} \text{ eV}$, il numero di fotoni prodotto è tale da consentire l'osservazione di sciame anche molto distanti. I FD permettono quindi di osservare lo sviluppo longitudinale dello sciame e di risalire all'energia della particella primaria in modo calorimetrico. Molto importante in fase di scelta del sito del detector sono le condizioni atmosferiche, che devono essere molto buone e con un fondo luminoso molto basso. E' importante inoltre lavorare in condizioni di cielo sereno e notti senza luna, il che comporta un basso duty cycle per tali rivelatori ($\sim 10\%$). In generale, un rivelatore di fluorescenza è costituito da un raccoglitore di luce (lenti, specchi), da un array di fotomoltiplicatori (PMT) e da filtri ottici. Esaminando la posizione dei PMT che registrano un segnale sopra il trigger stabilito, si ricostruisce il piano sul quale giace l'asse dello sciame e il rivelatore FD (Shower Detector Plane). Si sfruttano quindi le informazioni temporali sui segnali registrati da FD e dalla stazione SD con il segnale più alto per ricostruire l'asse e il core dello sciame.

1.6.3 Rivelatori a luce Cherenkov e rivelazione con onde radio

Una particella carica che si muove in un mezzo trasparente con velocità superiore a quella della luce nello stesso mezzo, induce l'emissione di luce Cherenkov. L'angolo di emissione dipende dalla velocità della particella e dall'indice di rifrazione del mezzo secondo la relazione

$$\cos \theta = \frac{1}{n} \frac{c}{v} \quad (1.32)$$

La quantità di fotoni Cherenkov prodotti da uno sciame in atmosfera è elevato e grazie alla direzionalità della radiazione è possibile l'osservazione degli sciame usando dei telescopi. Lo svantaggio di tale tecnica di osservazione è però legato al duty cycle molto basso ed al fatto che un evento può essere osservato soltanto se lo sciame arriva nel campo di vista del telescopio.

Un'altra tecnica d'osservazione di RC di alta energia è quella di sfruttare l'emissione di onde radio durante lo sviluppo dello sciame. Per la rivelazione si possono usare singole antenne, oppure sistemi di antenne interfacciati con un computer. Questa tecnica è ancora in una fase di messa a punto e può essere utilizzata solo ad energie estremamente elevate.

1.7 Risultati sperimentali su i raggi cosmici

Di seguito verranno mostrati i recenti risultati ottenuti da diversi esperimenti nello studio dei raggi cosmici. Il grafico in Figura 1.11 riassume le misure del flusso di raggi cosmici a differenti energie. Il grafico mostra in maniera esplicita come lo spettro energetico sia composto da più regione, ognuna delle quali è caratterizzata da un andamento differente. A seguire una descrizione di tali regioni.

- I. $E \leq 30 \text{ GeV}$. Questa prima regione si differenzia dalle altre per il suo caratteristico andamento nel grafico Log-Log, ben descritto da una curva, invece che da una legge di potenza. Il flusso di raggi cosmici in questa regione presenta una modulazione temporale a causa della presenza del vento solare. Misure effettuate utilizzando spettrometri magnetici hanno permesso di attenuare le incertezze

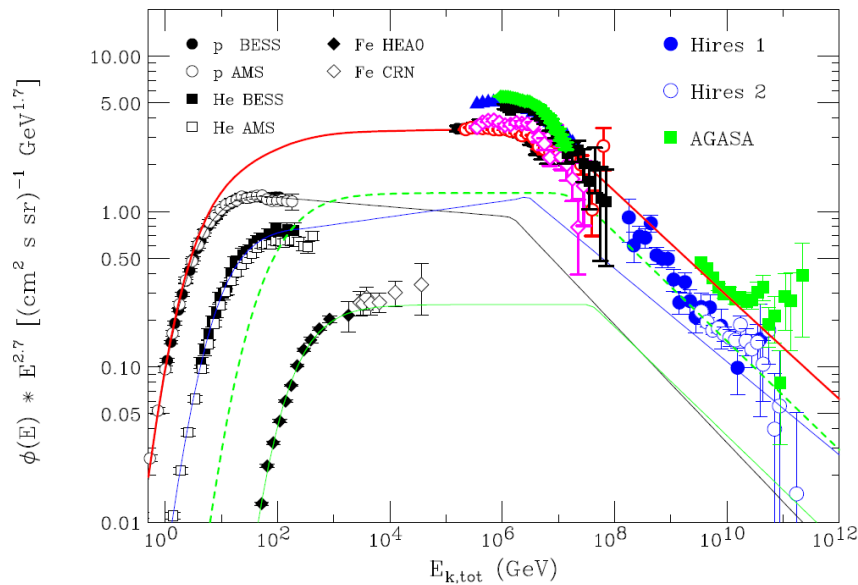


Figura 1.11. Flusso differenziale dei raggi cosmici in funzione dell'energia. Il flusso è moltiplicato per $E^{2.7}$

sperimentali fino ad $E < 100 \text{ GeV}$, mentre misure effettuate a tempi diversi hanno permesso di studiare la modulazione solare, permettendo l'estrazione del flusso interstellare. Ciò nonostante persistono significative differenze (15 – 20%) tra misure effettuate nello stesso periodo da diversi esperimenti (Figura 1.12). Lo studio dettagliato della forma dello spettro energetico di differenti particelle in questo range di energia può essere determinante per ottenere informazioni riguardanti l'iniezione, l'accelerazione e la propagazione dei raggi cosmici.

- II. $3 \cdot 10^{11} \text{ eV} \leq E \leq 10^{15} \text{ eV}$. In questo range di energia il flusso dei RC è ben approssimato da una legge di potenza $\Phi(E) \propto E^\alpha$. Le misure in questa zona sono state effettuate per lo più tramite calorimetri installati su palloni aerostatici (BESS) o su navette spaziali (AMS). Ci sono indicazioni che suggeriscono che gli indici spettrali del flusso relativo a differenti particelle differiscano tra loro, in particolare lo spettro dell'elio sembra essere leggermente più "hard" di quello dei protoni. Questa differenza rappresenta un altro punto fondamentale della ricerca sui raggi cosmici, ma occorre effettuare misure più precise per ottenere ulteriori conferme.
- III. $E \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ eV}$. La regione detta "ginocchio"(knee) si caratterizza per un aumento della pendenza dello spettro dei RC, pari a $\Delta\alpha \simeq 0.35$. Le misurazioni in questa parte dello spettro sono ottenute solo tramite misure indirette, effettuate, cioè, tramite la rivelazione dello sciame atmosferico (EAS) prodotto dal cosmico primario. Un sottoinsieme di recenti misure, Figura 1.13, mostra

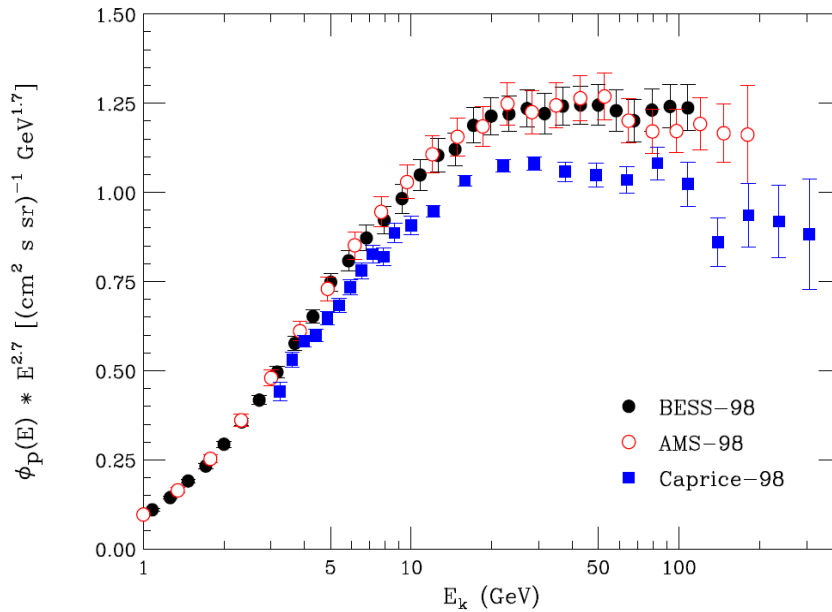


Figura 1.12. Misure dello spettro energetico di protoni effettuate da diversi esperimenti nello stesso intervallo temporale. Le misure sono state effettuate tramite l'utilizzo di spettrometro magnetici.

notevoli differenze tra misure diverse. Tali differenze possono essere imputabili sia ad errori sperimentali sistematici, sia all'incertezza nella modello di sviluppo dello sciame. Molti studi sono stati fatti per determinare quale sia la composizione dei raggi cosmici nella zona del ginocchio. Il modello più semplice consiste nell'assumere che il ginocchio corrisponda ad un valore fissato di rigidità p/Ze , ottenendo per la componente nucleare di carica elettrica Z :

$$E_{knee}(Z) = ZE_{knee}(p) \quad (1.33)$$

L'equazione 1.33 è prevista in diversi modelli, nei quali il ginocchio è una conseguenza della dipendenza dalla rigidità del rate di accelerazione nelle sorgenti e dalle proprietà di confinamento galattico. La determinazione della composizione tramite rivelazione degli EAS è ottenuta misurando almeno due grandezze fisiche dello sciame, come la dimensione della componente elettromagnetica, N_e , e il numero di muoni, N_μ . Queste quantità dipendono in maniera differente dall'energia e dalla massa del primario permettendo, in linea di principio, la stima dell'energia E e il numero di massa A per ogni sciame. Per N_e e N_μ si ha

$$\begin{aligned} N_e &\simeq K_e A \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha \\ N_\mu &\simeq K_\mu A \left(\frac{E}{A}\right)^\beta \end{aligned} \quad (1.34)$$

con $\alpha > 1$ e $\beta < 1$. L'esponente α è maggiore di 1 in quanto, all'aumentare dell'energia, la dimensione nel punto di massima evoluzione N_e cresce

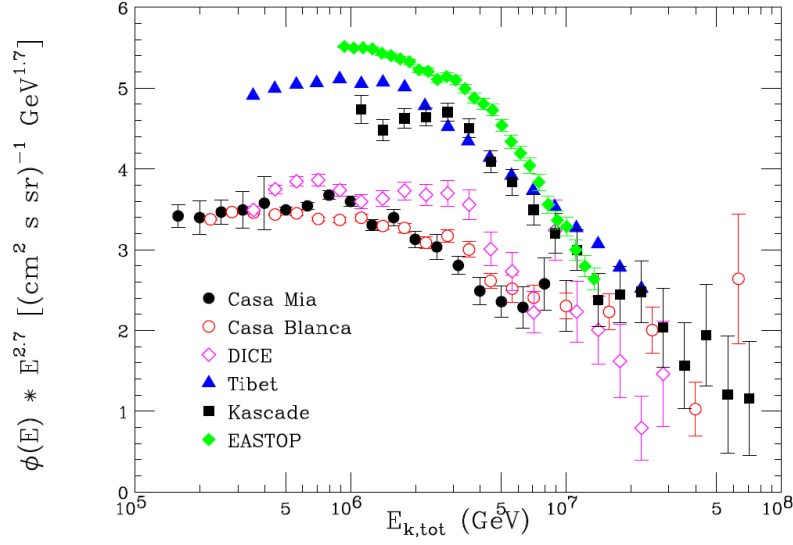


Figura 1.13. Alcune misurazioni dello spettro dei raggi cosmici effettuate nella regione del ginocchio.

linearmente con l'energia. Il valore di β , al contrario, è minore di 1, poiché i muoni vengono prodotti dal decadimento dei mesoni, $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, la cui probabilità di decadimento diminuisce a seguito dell'espansione temporale di Lorentz. Tramite le 1.34 è possibile esplicitare il numero muonico in funzione di N_e e del numero di massa A :

$$N_\mu \simeq K' A^{1-\frac{\beta}{\alpha}} N_e^{\frac{\beta}{\alpha}} \simeq K' A^{0.2} N_e^{\frac{\beta}{\alpha}} \quad (1.35)$$

Le particelle primarie pesanti possono essere quindi selezionate scegliendo sciame ricchi di muoni. In Figura 1.14 è mostrato un esempio di come questo metodo è utilizzato nell'esperimento Cascade. In particolare, nella figura 1.14.b, gli sciame sono selezionati in un intervallo fissato di N_e , e la distribuzione in N_μ è analizzata per ottenere la natura del primario. Gli sciame con valori piccoli di N_μ sono associati protoni primari, mentre valori più grandi del numero di muoni sono associati a nuclei più pesanti come Ossigeno o Ferro. Una analisi quantitativa richiede una precisa conoscenza delle proprietà dello sciame, incluse le fluttuazioni, per primari di differenti energia e massa. Purtroppo la risoluzione nella misura di A non è sufficiente per distinguere tra le diverse componenti, e quindi la determinazione della composizione dipende, in modo critico, dalle simulazioni Montecarlo, nelle quali occorre tener conto dell'errore sistematico nella stima dello spettro di energia e della composizione dovute a incertezze teoriche del modello dello sviluppo dello sciame e nella descrizione delle proprietà delle interazione adroniche. Analoghe considerazioni sono applicabili a tutte le altre tecniche per la determinazione dello spettro e la composizione per energie nella regione del ginocchio e sopra. Alcuni rivelatori

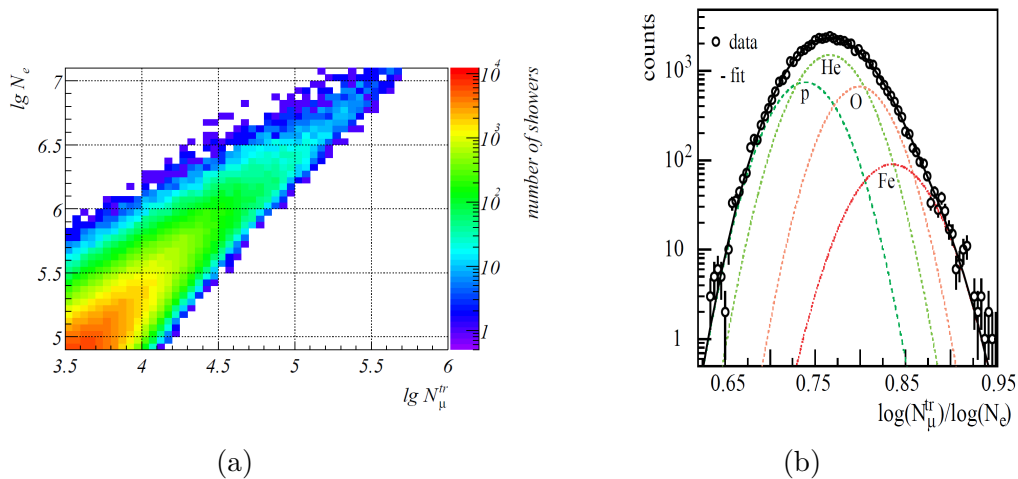


Figura 1.14. (a) distribuzione in 2D in N_e e N_μ dell'esperimento Kascade. (b) esempio di fit per la determinazione della composizione

possono misurare più di due quantità di uno sciame; l'esperimento Kascade, ad esempio, oltre a N_e e N_μ , può misurare anche la componente adronica N_{had} grazie al suo calorimetro centrale. Per una fissata energia, sciame provocati da primari leggeri sono più penetranti e la componente adronica è più ampia. Di nuovo, l'analisi dei dati, in funzione di differenti coppie di variabili, ad esempio (N_e, N_μ) o (N_e, N_{had}) , darà risultati consistenti solamente se la modellizzazione dello sviluppo dello sciame è fatta in modo corretto, permettendo inoltre un confronto molto più attendibile ed uniforme tra i vari esperimenti.

IV. $E > 10^{17} - 10^{18} \text{ GeV}$. I punti alle energie, mostrati nelle Figure 1.11 e 1.15, sono stati misurati dagli esperimenti AGASA, Hires e AUGER. A tali energie gli apparati possono combinare le informazioni raccolte da apparati EAS con le informazioni passate da strumenti capaci di misurare la luce di fluorescenza stimolata dagli sciame nell'alta atmosfera. La presenza di eventi al di sopra del GZK-cut-off ($5 \cdot 10^{19} \text{ eV}$) è uno degli interrogativi ancora senza risposta. A queste energie il processo che caratterizza la propagazione e l'interazione dei protoni è la foto-produzione di pioni a seguito della loro interazione con i fotoni della CMB (2.7 K°), con la conseguente diminuzione del flusso di RC all'aumentare della distanza percorsa. Gli eventi osservati dovrebbero quindi giungere a noi da sorgenti relativamente vicine. Data la grande precisione con cui si conosce il fondo cosmico ed essendo stata accuratamente misurata la sezione d'urto $p\gamma$ in esperimenti in laboratorio con protoni a riposo, è possibile calcolare con ottima precisione la lunghezza di interazione e la perdita di energia di protoni di altissima energia (UHE). Le stesse considerazioni possono essere fatte per nuclei composti, in cui il processo dominante di perdita di energia è la fotodisintegrazione, ad esempio $A + \gamma \rightarrow (A - 1) + N$. La forma del flusso di UHECR dipende dalla forma dello spettro alla sorgente e in particolare dall'energia massima di accelerazione, E_{Max} , dalla distribuzione spazio-temporale della sorgente, e dalla struttura

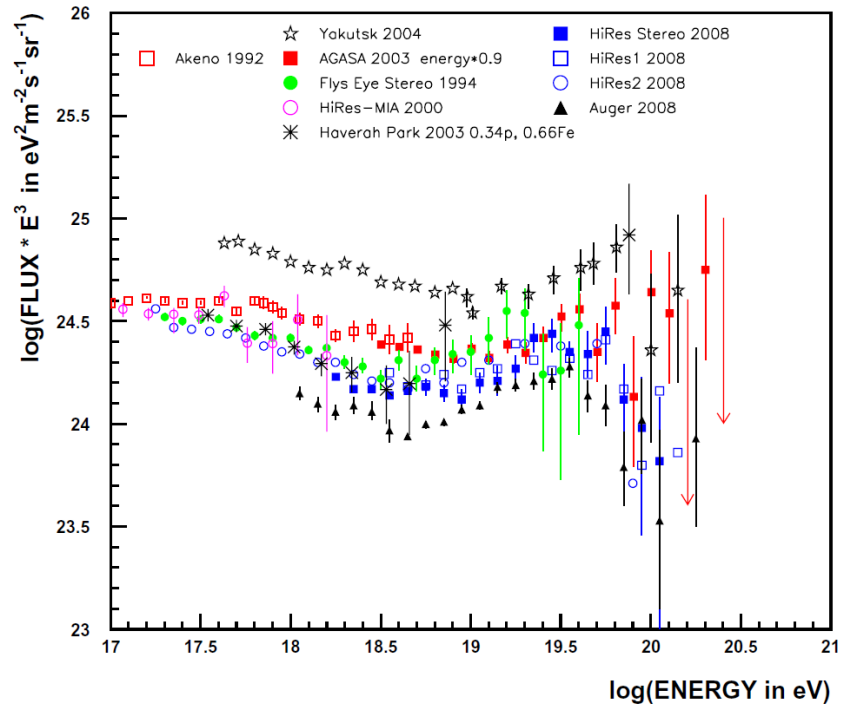
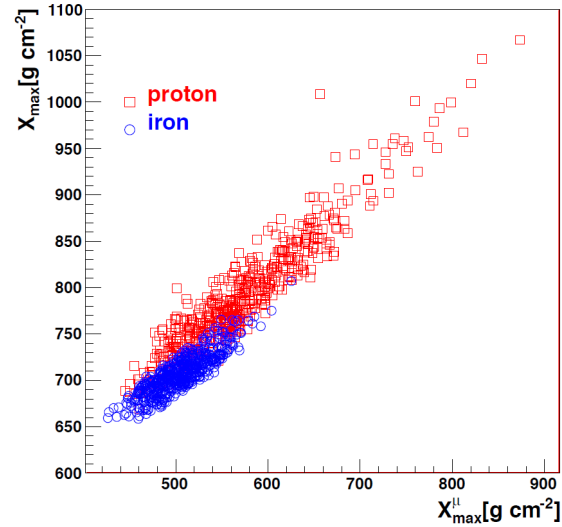
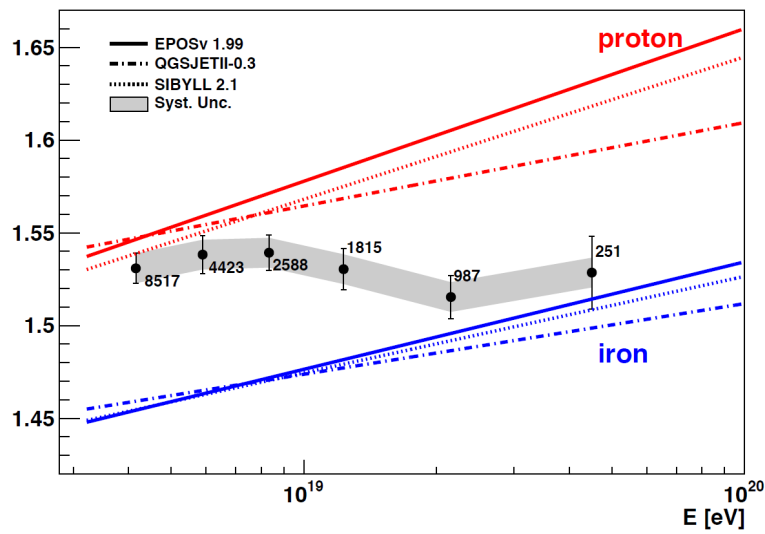


Figura 1.15. Spettro energetico ottenuto da diversi esperimenti per eventi ad alta energia (UHECR).

dei campi magnetici extragalattici che svolgono un ruolo fondamentale nella propagazione delle particelle cariche fino alla nostra galassia. Per quanto riguarda la composizione di eventi UHE, misure effettuate dall'esperimento AUGER mostrano che all'aumentare dell'energia cresce anche il numero atomico A del primario. Per la determinazione della composizione dei primari è stata studiata la correlazione tra il massimo punto di sviluppo dello sciame X_{max} e il punto di produzione dei muoni X_{max}^{μ} . I risultati delle simulazioni e il grafico della composizione in funzione dell'energia sono mostrati in Figura 1.16.



(a)



(b)

Figura 1.16. (a) Simulazione Montecarlo della distribuzione $2D$ in X_{max} e in X_{max}^{μ} per sciami generati da protoni (rosso) e ferro (blu). (b) distribuzione degli eventi in funzione dell'energia del primario E e di X_{max} . Le linee colorate rappresentano le distribuzioni ottenute da differenti simulazioni per protoni (rosso) e ferro (blu)[AUGER]

Capitolo 2

Anisotropia su larga scala dei raggi cosmici

Lo scopo di questo lavoro di tesi è quello di analizzare i dati raccolti dall'esperimento ANTARES nel periodo che va dal Gennaio 2007 al Dicembre 2010, al fine di osservare eventuali anisotropie su larga scala nella distribuzione delle direzioni di arrivo dei RC sulla sfera celeste.

Il rivelatore ANTARES, di cui sarà data una descrizione accurata nel prossimo capitolo, è un rivelatore Cherenkov composta da un'array di circa 900 PMT, che occupano un volume di circa 0.02 km^3 , ed ancorato sul fondo del mare a 2500 m di profondità. ANTARES è in grado di ricostruire le tracce di muoni altamente energetici ($E_\mu \geq 50 \text{ GeV}$), particelle prodotte a seguito dell'interazione dei RC primari nell'atmosfera, grazie alla rivelazione della luce Cherenkov, la cui emissione è stimolata dal passaggio nell'acqua dei muoni stessi. Tramite l'analisi delle tracce dei muoni, nell'ipotesi che tali particelle conservino memoria della direzione del primario che li ha generati, è possibile risalire alla distribuzione sulla sfera celeste delle direzioni di arrivo dei RC, ed osservare così la presenza di eventuali anisotropie su larga scala.

L'origine dei raggi cosmici, la loro natura e composizione presenta, come illustrato nel capitolo precedente, una serie di domande alle quali non si è riusciti ancora a trovare delle risposte soddisfacenti. Un'idea abbastanza condivisa è quella che le particelle con energia oltre la caviglia, $\sim E = 10^{18.5} \text{ eV}$, abbiano origine extragalattica; se così non fosse, la distribuzione delle sorgenti all'interno della galassia produrrebbe una distribuzione anisotropa dei RC che però non è stata osservata.

L'analisi degli sciami prodotti nell'interazione dei raggi cosmici primari con l'atmosfera permette di determinarne la direzione di arrivo incidente, la loro energia e la natura. Lo studio delle direzioni di provenienza dei primari permette di indagare sulla presenza di eventuali anisotropie nella distribuzione delle sorgenti, sia galattiche che extragalattiche.

Per particelle di origine galattica, a causa della presenza del campo magnetico galattico, il flusso di raggi cosmici risulta essere per lo più isotropo. Per particelle di origine extragalattica al contrario, l'aspettata "isotropia" dovuta ad una distribuzione uniforme delle sorgenti è invece alterata dall'interazione col campo magnetico intergalattico, che ne devia le traiettorie, e dall'effetto, se pur piccolo

del campo magnetico galattico. In entrambi i casi i campi magnetici influiscono in modo decisivo nel modificare la distribuzione del flusso originale, dando luogo a più o meno evidenti effetti di anisotropia. Una descrizione dei campi magnetici cosmici e della loro azione sui raggi cosmici verrà affrontata nel seguito di questo capitolo. Altri effetti possono dare origine ad anisotropie, reali o apparenti, che possono modificare la distribuzione delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici sulla sfera celeste. L'effetto Compton-Getting, ad esempio, descrive l'apparente anisotropia prodotta dal moto relativo dell'osservatore rispetto al sistema di riferimento in cui il flusso di RC è isotropo. Questo effetto può verificarsi principalmente in due modi:

- A causa del moto di rivoluzione della Terra attorno al Sole;
- A causa del moto del sistema solare nella galassia.

In entrambi i casi si assume l'ipotesi che il flusso di RC sia isotropo nel sistema di riferimento galattico.

Anche altri fenomeni naturali quali la rotazione terrestre e le variazioni stagionali della temperatura dell'atmosfera producono una serie di alterazioni dei flussi di RC di origine atmosferica, generando quindi delle anisotropie apparenti. Queste cause di anisotropia apparente sono ben note e possono essere cancellati grazie all'utilizzo di particolari metodi di analisi.

2.1 Il ruolo del campo magnetico

Nello studio dell'anisotropia dei raggi cosmici il campo magnetico, che pervade lo spazio in cui gli stessi raggi cosmici si propagano, svolge un ruolo fondamentale nel deviare le traiettorie rispetto alla direzione di arrivo originaria. Osservazioni sperimentali condotte sino ad oggi mostrano che gran parte della materia presente nell'universo è ionizzata, rendendo il processo di generazione dei campi magnetici molto favorevole, mentre la mancanza di dipoli magnetici, li rende difficile da distruggere. Al fine di poterne misurare le caratteristiche, i campi magnetici devono essere "illuminati": l'interazione di raggi cosmici, gas ionizzato o di polveri con il campo magnetico provoca l'emissione di radiazione elettromagnetica che, una volta rivelata, permette di ricavare informazioni sul campo magnetico e sulla materia che ha interagito con esso. Per quanto riguarda i RC, i campi magnetici galattici ed extragalattici controllano la loro densità e distribuzione all'interno del mezzo interstellare.

2.1.1 Metodi di misura dei campi magnetici cosmici

L'evidenza sperimentale della presenza di campi magnetici nelle galassie è data dall'emissione di radiazione e.m. polarizzata nella banda ottica, nel infrarosso e nel radio.

Radiazione polarizzata nel visibile viene emessa ad esempio quando grani di polvere magnetizzati non sferici, elongati lungo la direzione di vista, si allineano con il campo magnetico interstellare. Misurazioni nell'infrarosso e nel sub-millimetrico risultano essere molto più efficienti rispetto che nel visibile, in quanto non contaminate dalla presenza di luce polarizzata per mezzo di scattering. La misura di questo segnale

ha permesso di ricostruire la strutture dei campi magnetici su larga scala nel braccio locale e in quelli vicini della nostra galassia, oltre che in alcune galassie "vicine" come M51. Gran parte delle informazioni di cui si dispone sui campi magnetici galattici (GMF) ed extragalattici (EGMF) ci viene dalla rivelazione nel radio. L'osservazione dello splitting delle linee spettrali tramite l'effetto Zeeman è uno dei metodi migliori per la misura diretta dell'azione del campo magnetico presente in nubi gassose all'interno della Via Lattea, di OH maser in galassie sturburst e in nubi dense di H.

2.1.2 Il campo magnetico galattico

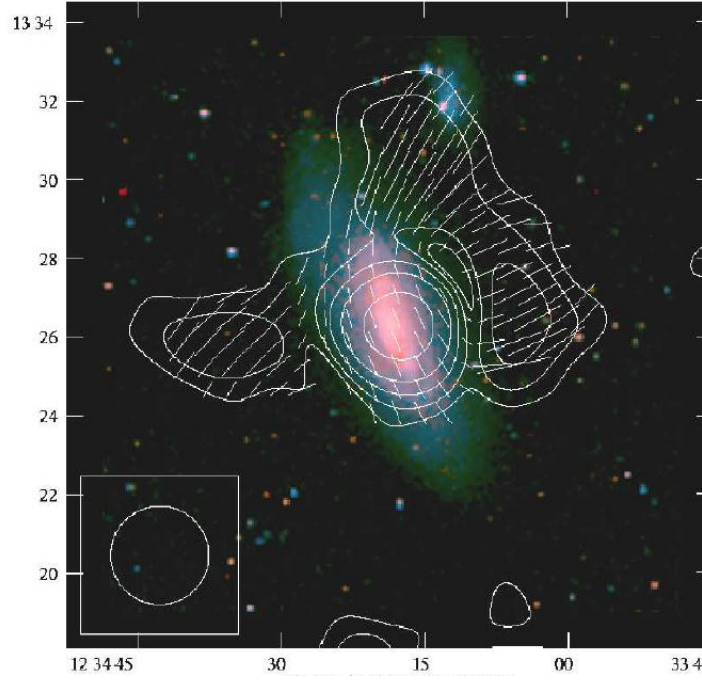
Il campo magnetico galattico (*Galactic Magnetic Field*, GMF) è dato dalla somma di una componente regolare e di una componente stocastica. La componente stocastica si media lungo la traiettoria dei CR ed influisce solo in piccola parte sulla loro direzione d'arrivo.

Valori tipici che si ottengono per il campo magnetico galattico (MGF) in galassie a spirale e barrate hanno un valore medio di $10 \mu G$. Radio galassie come M31 e M35 presentano campi magnetici più piccoli ($5 \mu G$), mentre galassie ricche di gas ionizzati o con alto rate di formazione di stelle, quali M51 o M83, hanno i campi magnetici più alti ($15-17 \mu G$). Valori del campo magnetico totale fino a $50-100 \mu G$ sono stato misurati in galassie starburst. La densità media dell'energia del campo magnetico totale e di RC che sono state ottenute misurano $10^{-11} \text{ erg cm}^{-3}$ e $10^{-12} \text{ erg cm}^{-3}$ rispettivamente, circa 10 volte i valori misurati in un gas ionizzato, ma in accordo con quelli ottenuti in gas turbolenti o nei dischi di accrescimento delle stelle in formazione.

Per quanto riguarda la nostra galassia, misurazioni dell'effetto Zeeman sulle linee di emissione di HI e nubi di gas hanno permesso di stimare, in zone con una densità $n \leq 10^3$, un valore medio del campo magnetico galattico pari a $3 \pm 1.8 \mu G$, valore ottenuto anche tramite la rivelazione di luce di sincrotrone.

2.1.3 Il campo magnetico extragalattico

La ricerca dei campi magnetici nel mezzo intergalattico (*Extra Galactic Magnetic Field*, EGMF) è di fondamentale importanza in cosmologia ed astrofisica. Tutto lo spazio "vuoto" nell'universo potrebbe vedere la presenza di campi magnetici. In ambito cosmologico si crede che i campi magnetici possano svolgere un ruolo chiave nella formazione di strutture nell'universo primordiale. Dal punto di vista astrofisico, lo studio del campo magnetico extragalattico è strettamente correlato allo studio della radiazione cosmica proveniente da fuori la nostra galassia. La traiettoria di una particella carica che si muove nello spazio intergalattico viene infatti diffusa dalla presenza del campo magnetico. Misure della grandezza e della struttura del campo magnetico extragalattico sono state ricavate principalmente studiando l'emissione di radiazione di sincrotrone e la rotazione di Faraday emessa da ammassi o gruppi di galassie. Una parte degli ammassi di galassie, in particolar modo quelli con maggior luminosità nella banda X, presentano emissioni radio molto diffuse. Gli aloni radio sono per lo più non polarizzati, in quanto generati da campi magnetici turbolenti intraccluster, mentre i residui radio (radio relics) possono essere molto polarizzati a causa di onde d'urto molto energetiche. Campi magnetici regolari dell'ordine di 1



Mpc sono stati osservati in Abell 2255 [58]. Il modulo del campo totale può variare da $0.1 \mu G$ a $10 \mu G$ negli aloni ed è anche più grande nei relics. D'altra parte misure della rotazione di Faraday mostrano valori molto più grandi per i campi regolari negli ammassi, con valori che variano da $8 \mu G$ fino a $45 \mu G$. Le ragioni per una tale discrepanza sono ancora da determinare.

2.1.4 Azione del campo magnetico sui raggi cosmici

Una particella carica che si muove in un campo magnetico subisce una deflessione della traiettoria a causa della forza di Lorentz. Allo stesso modo, una particella carica che si muove nello spazio interstellare o intergalattico subisce l'azione dei campi magnetici che lo pervadono, che ne modifica la traiettoria. La lunghezza caratteristica che misura la deflessione magnetica è il raggio di Larmor, r_L :

$$r_L \simeq \frac{E}{BZe} \approx 0.1 Mpc (Ze)^{-1} \left(\frac{E}{10^{20} eV} \right) \left(\frac{B}{10^{-6} G} \right)^{-1} \quad (2.1)$$

dove E e Ze sono rispettivamente l'energia e la carica della particella, e B è l'intensità del campo magnetico. La deflessione subita da una particella che attraversa una nube magnetica di dimensioni l sarà quindi dell'ordine di l/r_L . Il cammino libero medio è invece dato dalla distanza media tra le nubi magnetiche.

Caratterizzando il campo magnetico, oltre che dall'intensità B , da una lunghezza di coerenza del vettore \vec{B} , l_C , si ha che la deflessione media ad una distanza r è data da:

$$\theta(E, r) \simeq \frac{1}{r_L} \sqrt{\frac{2}{9} r l_C} \quad (2.2)$$

ovvero,

$$\theta(E, r) \approx 0.8^\circ Ze \left(\frac{E}{10^{20} eV} \right) \left(\frac{r}{10 Mpc} \right)^{1/2} \left(\frac{l_C}{1 Mpc} \right)^{1/2} \left(\frac{B}{10^{-6} G} \right)^{-1} \quad (2.3)$$

Occorre distinguere tre casi importanti:

1. Per $r\theta \ll l_C$, ad ogni energia, le particelle "sentono" lo stesso campo magnetico durante la loro propagazione; θ è la deflessione dalla linea di vista della direzione della sorgente e lo sparpagliamento nelle direzioni di arrivo è molto piccolo anche per energia differenti;
2. Per $r\theta \gg l_C$ l'immagine della sorgente è distribuita su un'estensione angolare data da θ , centrata sulla reale direzione della sorgente;
3. Per $r\theta \simeq l_C$ si ha l'effetto "lente magnetica", che conduce alla distorsione, a volte anche totale, dell'immagine della sorgente.

Osservando le immagini delle sorgenti ed identificando le controparti a differenti lunghezze d'onda è possibile distinguere tra questi limiti ed ottenere informazioni su i campi magnetici.

2.2 L'effetto Compton-Getting

Compton e Getting per primi proposero che il moto relativo tra un osservatore ed una sorgente di raggi cosmici si sarebbe manifestato come un flusso anisotropo di raggi cosmici, e utilizzarono tale effetto per determinare la natura galattica dei RC con $E \geq 0.1 GeV$. L'invarianza di Lorentz richiede che la funzione di distribuzione nello spazio delle fasi nel sistema di riferimento dell'osservatore, $f'(\mathbf{r}', \mathbf{p}')$, deve essere uguale a quella nel sistema di riferimento in cui il flusso di RC è isotropo, $f(\mathbf{r}, \mathbf{p})$. Ponendo $\mathbf{p} - \mathbf{p}' \approx -p\mathbf{u}$, con $u \equiv |\mathbf{u}| \ll 1$, si può scrivere

$$f'(\mathbf{p}') = f(\mathbf{p}') - p\mathbf{u} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{p}')}{\partial \mathbf{p}'} + O(u^2) = f(\mathbf{p}') \left(1 - \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{p}}{p} \frac{d \ln(f)}{d \ln(p')} \right) \quad (2.4)$$

e ponendo $I(E) \simeq p^2 f(p)$, si ottiene

$$I'(E') \simeq I(E) \left[1 + \left(2 - \frac{d \ln I}{d \ln E'} \frac{\mathbf{u} \cdot \mathbf{p}}{p} \right) \right] \quad (2.5)$$

L'ampiezza di tale anisotropia, detta di dipolo, dovuta all'effetto C-G è quindi definita dalla relazione

$$A_{CCG} \equiv \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \left(2 - \frac{d \ln I}{d \ln E'} \right) u \quad (2.6)$$

Tenendo conto dell'andamento spettrale introdotto in 1.2, $I(E) \propto E^{-2.7}$, per i RC oltre la "caviglia", l'ammontare dell'anisotropia attesa è $A_{CCG} = (2 + 2.7)u \simeq 0.6\%$. La rivoluzione della Terra attorno al Sole aggiunge un ulteriore 8% nella modulazione del vettore \mathbf{u} .

La segnatura sperimentale e le caratteristiche dell'effetto Compton-Getting Cosmologico sono:

- i. L'ampiezza dell'anisotropia dipende sia della carica che dall'energia della particella, nel caso in cui le sorgenti abbiano origine (e distanza) cosmologica;
- ii. Poiché l'effetto CCG è dato da un'anisotropia di dipolo, l'effetto della deflessione causata dai campi magnetici galattici influisce solo sull'asse del dipolo, ma non sull'ampiezza;
- iii. L'osservazione dell'effetto CCG per piccoli range di energia permette di ottenere informazioni sull'azione del GMF e la carica dei RC primari;
- iv. A basse energie l'effetto dovrebbe scomparire lì dove i RC galattici iniziano a dominare;
- v. Ad energie abbastanza alte l'orizzonte delle sorgenti λ_{oriz} decresce e le anisotropie dovute alla distribuzione non omogenea delle sorgenti iniziano a dominare.

2.3 Misure sperimentali dell'anisotropia su larga scala dei raggi cosmici

Il metodo di analisi alla base dello studio delle anisotropie dei RC è la rappresentazione del flusso osservato tramite uno sviluppo in multipoli di tramite funzioni dette *armoniche sferiche* (per una descrizione più approfondita delle armoniche sferiche e dello sviluppo in multipoli vedere l'App.B). Poiché la relazione che lega la scala angolare dell'anisotropia, Θ , con il grado del multipolo l è data da

$$\Theta = \frac{180}{l} \quad (2.7)$$

l'analisi delle anisotropie su larga scala può essere limitata ad uno sviluppo fino a multipoli di grado non superiore a 3 o 4.

Il termine di grado $l = 0$ è poco importante nell'analisi delle anisotropie dei RC in quanto ne descrive il flusso uniforme sulla sfera celeste. Il termine di grado $l = 1$, al contrario, è molto importante poiché permette di determinare se il flusso di RC è caratterizzato da una componente "dipolare", ovvero se esiste una direzione privilegiata sulla sfera celeste da cui è possibile osservare un eccesso di RC rispetto alle altre, dando prova così dell'esistenza di un'eventuale anisotropia.

Termini di grado $l > 1$ sono ugualmente importanti e permettono una descrizione più dettagliata dell'entità dell'anisotropia in termini di distribuzione angolare sulla sfera celeste.

In questa sezione verranno illustrati i recenti risultati sperimentali sull'analisi dell'anisotropia su larga scala dei raggi cosmici ottenuti da diversi esperimenti. Per ognuno di questi verrà data una breve descrizione del tipo di detector e del metodo di analisi, nonché i diversi risultati ottenuti.

2.3.1 Pier Auger Observatory

L'Osservatorio Pierre Auger Observatory (PAO), costruito nella provincia di Mendoza, nell'Argentina occidentale, è un osservatorio internazionale di raggi cosmici dedicato all'osservazione dei raggi cosmici di altissime energie anche superiori a

10^{20} eV. Dato il flusso atteso a tali energie, appena 1 per km^2 per secolo, il detector copre una superficie di rilevazione di circa $3.000 km^2$. La ricostruzione di uno sciame, e quindi della direzione dei raggi cosmici, è ottenuta tramite l'utilizzo di una serie di rivelatori di superficie, SD, serbatoi d'acqua equipaggiati con fotomoltiplicatori che sfruttano l'effetto Cherenkov. A questi sono affiancati quattro telescopi del tipo *fly-eyes* usati per osservare la luce di fluorescenza generata dagli sciame mentre attraversano l'atmosfera, fenomeno che fornisce ulteriori informazioni sulla direzione d'arrivo dei raggi cosmici. Il campione di dati utilizzato nell'analisi copre il periodo

		metodo East/West		metodo di Rayleigh			
E	[TeV]	0.2 - 0.5	0.5 - 1	1 - 2	2 - 2	4 - 8	> 8
N		553639	488587	199926	50605	12097	5486
r_{obs}	[%]	0.4	1.2	0.5	0.8	1.8	4.1
$\langle r_{iso} \rangle$	[%]	0.5	0.5	0.4	0.8	1.6	2.4
$P(r > r_{obs})$	[%]	67	2	22	47	35	9
s_{ul}	[%]	1.0	1.3	1.1	1.8	4.3	7.7
d_{\perp}	[%]	1.3	1.7	1.4	2.3	5.5	9.9
ϕ_{obs}	[°]	262 ± 64	281 ± 20	15 ± 33	39 ± 46	82 ± 39	117 ± 27

Tabella 2.1. Risultati dell'analisi sulla stima dell'ampiezza della prima armonica in sei differenti range di energia utilizzando il metodo East/West per energie minori di 1 TeV e il metodo di Rayleigh ad energie sopra 1 TeV.

E = intervallo di energia, N =numero di eventi osservati nell'intervallo di energia, r_{obs} e ϕ_{obs} l'ampiezza e la fase misurati del dipolo, $P(r > r_{obs})$ =probabilità che una distribuzione isotropa produca un'ampiezza maggiore di quella misurata, s_{ul} = limite superiore al 99% di C.L., d_{\perp} = componente equatoriale di un dipolo che produca s_{ul} .

di tempo tra il Gennaio 2004 e Dicembre 2009, per un totale di circa $1.3 \cdot 10^6$ eventi, rivelati grazie al solo utilizzo dei SD. Il campione è stato diviso in sei intervalli energetici: i primi due sono stati analizzati utilizzando il metodo East/West, mentre gli ultimi quattro, ad $E > 1 TeV$, sono stati analizzati con il metodi di Rayleigh (vedi App.C per approfondimenti su i due metodi di analisi). I risultati dell'analisi sono riportati nella tabella 2.1. La statistica raccolta ed i metodi d'analisi utilizzati hanno permesso di determinare un limite superiore, con un C.L. del 99%, alla stima dell'ampiezza della prima armonica relativa alla modulazione lungo la coordinata longitudinale, r_{obs} e la componente equatoriale della relativa distribuzione dipolare, d_{\perp} . Un confronto con le predizione teoriche indicano che i risultati ottenuti permettono di escludere modelli di campi magnetici galattici con simmetria di tipo A, così come qualsiasi altro modello che preveda un ampiezza maggiore del $\sim 2\%$ al disotto di $2 EeV$.

2.3.2 Tibet AS γ

L'esperimento Tibet Air Shower ha operato presso Yangnajing in Tibet. Il detector ha subito negli anni una serie di miglioramenti e aggiornamenti nel layout, passando da Tibet-I a Tibet-II/HD fino a Tibet-III, configurazione utilizzata per l'analisi sull'anisotropia su larga scala dei RC. Tibet-III, completato alla fine del 1999, è

composto da 789 scintillatori piani di 0.5 m^2 di superficie, ognuno posizionati in una griglia di 7.5 m di lato, per un area totale pari a 36.900 m^2 e collegati ad una serie di FT-PMT (fast-timing photo-multiplier). La risoluzione angolare per energia al di sopra dei 3 TeV è di circa 0.9° . Il campione di dati utilizzati nell'analisi contiene $1.36 \cdot 10^{10}$ eventi, per un totale di 918 giorni di presa dati raccolti tra il 1999 e il 2003. L'analisi è stata effettuata utilizzando il metodo di equi-zenit, descritto nell'App. C. La Figura 2.1 mostra i risultati ottenuti. In ascissa e in ordinata sono riportate rispettivamente l'ascensione retta ($\alpha = 0 \div 360^\circ$) e la declinazione ($\delta = 0 \div 70^\circ$) che definiscono la direzione di arrivo dello sciame, e quindi del primario. La scala di colori a destra indica l'intensità relativa tra il numero di eventi osservati nel bin (α_i, δ_j) e il valore medio di eventi osservati nella relativa banda di declinazione a cui il bin appartiene. E' possibile distinguere due zone interessanti:

- **Regione I**, una larga area intorno a 180° in ascensione retta, ed estesa tra -10° e 50° in declinazione, si osserva un deficit significativo nell'intensità degli eventi.
- **Regione II**, che si estende da 40° a 80° in ascensione retta e tra -10° e 30° in declinazione, in cui si osserva un eccesso di eventi.

In Figura 2.2 sono invece riportate le proiezioni dell'anisotropia lungo l'ascensione retta mostrata in Figura 2.1 rispetto al tempo siderale medio locale e al tempo solare medio. In Figura 2.2(b) alla modulazione osservata è sovrapposta quella aspettata per azione dell'effetto C-G dovuto alla rotazione della Terra attorno al sole. Come si può osservare, i dati sperimentali non sono totalmente spiegati dall'effetto C-G aspettato, facendo ipotizzare la presenza di un'ulteriore effetto giornaliero, probabilmente dovuto alla modulazione solare.

L'ampiezza dell'anisotropia di larga scale dei RC osservata dall'esperimento Tibet-III è dell'ordine del 0.1%, con una significanza statistica di 12σ .

2.3.3 ARGO-YBJ

L'esperimento ARGO-YBJ, situato nel YangBaJing Cosmic Ray Laboratory, è costituito da una matrice di rivelatori RPC (Resistive Plate Chambers) che copre una superficie di oltre $10'000 \text{ m}^2$. L'energia di soglia è circa 300 GeV , ma lo strumento è progettato per lavorare bene anche nel range dei TeV con un'estensione sino a qualche PeV . La risoluzione angolare del detector è dell'ordine di qualche frazione di grado, con una copertura della sfera celeste pari a circa 2 sr , lungo un intervallo di declinazione va da 70° N a 10° S .

Anche in ARGO-YBJ, come in $\text{AS}\gamma$, il metodo di analisi delle anisotropia utilizzato è il metodo "equi-zenit" (App. C). La Figura 2.3 mostra i risultati ottenuti nell'analisi dell'anisotropia dei RC in funzione dell'energia del primario, fino ad energie di 24 TeV . Il campione di dati utilizzati per l'analisi è stato raccolto tra Gennaio 2008 e Dicembre 2009, con un angolo di zenit $\theta \leq 45^\circ$. Si possono chiaramente osservare un eccesso di eventi per $\alpha \sim 50^\circ$, e un deficit per valori di $\alpha \sim 200^\circ$. Per quantificare la scala dell'anisotropia sono state studiate le proiezioni delle mappe lungo l'ascensione retta. Dal fit con le prime due armoniche si è quindi ricavato l'ampiezza della prima armonica, relativa alla distribuzione dipolare. In Figura 2.3, a destra, sono

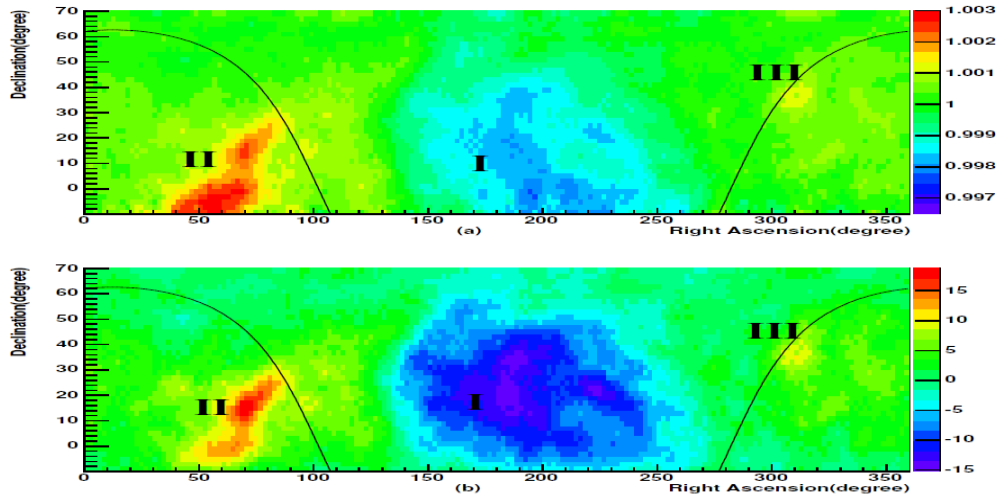


Figura 2.1. (a) Intensità relativa in coordinate equatoriali. (b) Significanza dell'eccesso e del deficit di eventi. La linea nera rappresenta il piano galattico.

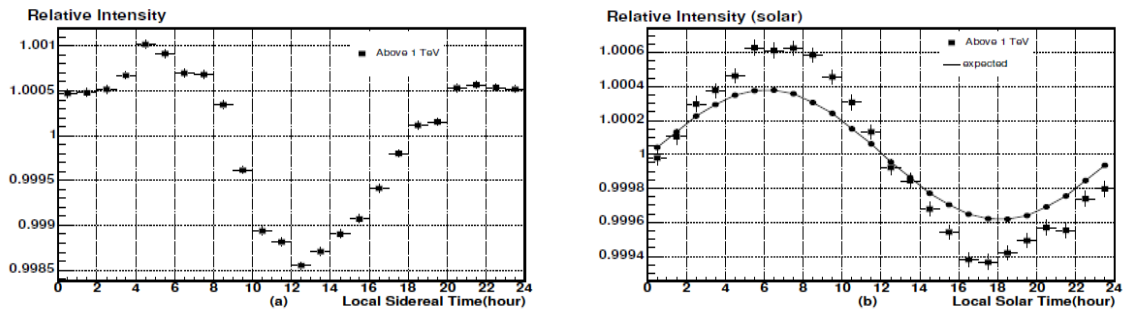


Figura 2.2. (a) Proiezione dell'anisotropia lungo l'ascensione retta in funzione del tempo siderale locale, per $E \geq 1 \text{ TeV}$. (b) Variazione media giornaliera, per $E \geq 1 \text{ TeV}$. La linea nera indica la modulazione dovuta all'effetto C-G.

graficate le ampiezze della prima armonica in funzione dell'energia. I risultati di ARGO-YBJ suggeriscono una diminuzione dell'ampiezza della prima armonica in funzione dell'energia, oltre i 10 TeV.

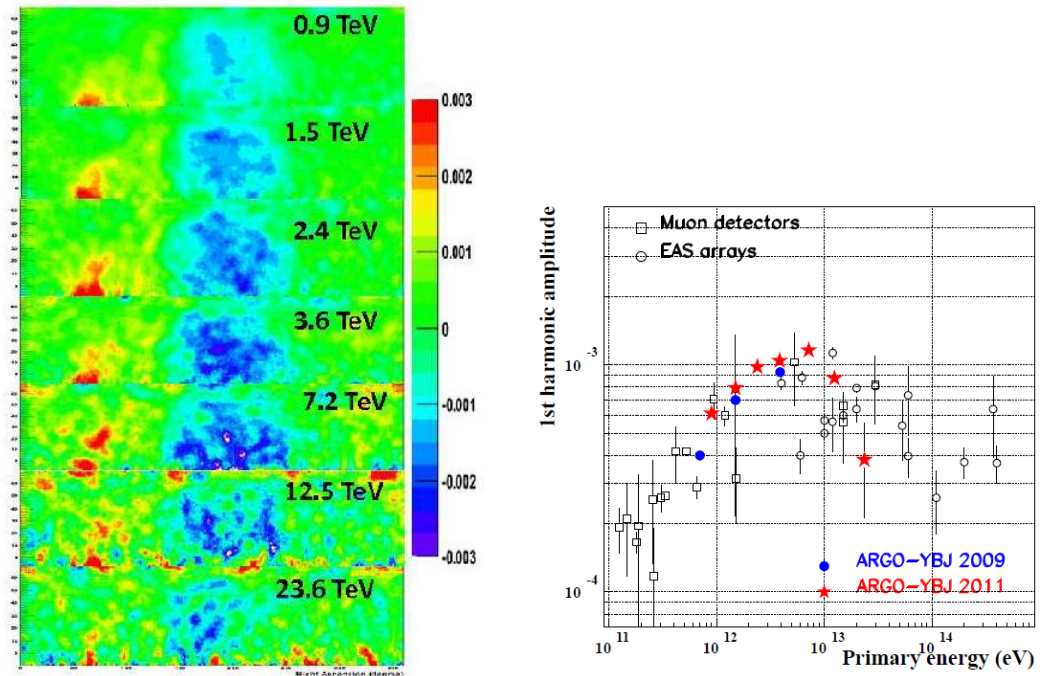


Figura 2.3. A sinistra: anisotropia su larga scale dei RC osservata con ARGO-YBJ in coordinate equatoriali, in funzione dell'energia. A destra: ampiezza della prima armonica in funzione dell'energia

2.3.4 Milagro

L'osservatorio Milagro è un rivelatore Cherenkov per la rivelazione di sciame atmosferici prodotti da RC e γ -ray di alta energia, situato nei pressi di Los Alamos, New Mexico. Il detector è costituito da una vasca di dimensioni 80 m x 60 m x 8 m, riempita con acqua purificata, e istruentata con due piani di fotomoltiplicatori, per un totale di 730 PMTs. Esternamente alla vasca sono installati 175 ulteriori rivelatori Cherenkov di dimensioni inferiori, che coprono un'area di 200 m di lato. La porzione di cielo coperta dal detector è circa 2 sr, con una risoluzione angolare dell'ordine del grado. Il campione di dati utilizzati nell'analisi è stato raccolto in 7 anni di presa dati, dal Luglio 2000 al Luglio 2007, per un totale di $9.59 \cdot 10^{10}$ eventi, con una energia media pari a 6 TeV. I metodi utilizzati per l'analisi sono principalmente due: il metodo Forward-Backward (App.C), metodo simile all'East/West, per la rimozione di effetti di oscillazione del segnale con modulazione giornaliera, e il metodo dell'analisi armonica per la stima dell'ampiezza della modulazione su larga scala. I dati sono stati separati in 8 bande in declinazione di 5° , tra 10° e 50° . I risultati, oltre a mostrare un'anisotropia dell'ordine di 10^{-3} , mostrano un notevole accordo

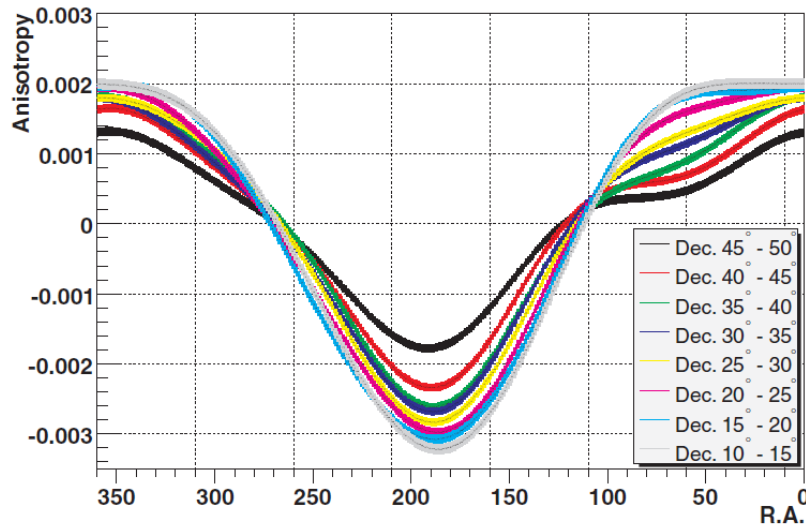


Figura 2.4. Profilo in R.A. per ogni singola banda di declinazione di 5° , da 10° a 50° . La larghezza delle linee rappresenta l'errore statistico.

nella riproduzione delle zone di deficit ($\sim 180^\circ$, "loss-cone") e di eccesso ($\sim 75^\circ$, "tail-in"), già osservate da ARGO-YBG e Tibet-AS γ .

2.3.5 IceCube

Come ultimo esperimento che ha prodotto un'analisi sull'anisotropia dei raggi cosmici, presentiamo i risultati ottenuti dalla collaborazione IceCube. IceCube è un rivelatore di luce Cherenkov costruito nelle profondità di ghiacci antartici, costituito ad oggi da poco più di 90 linee instrumentate con circa 60 PMT ognuna, e posizionate tra i 1500 e 2500 m di profondità. Il detector è stato disegnato per ricostruire le tracce dei muoni up-going prodotti dall'interazione con la materia da parte dei neutrini up-going di alta energia. In questo scenario, i muoni down-going rappresentano il rumore di fondo al segnale da rivelare, ma possono essere a loro volta sfruttati come segnale dell'interazione dei RC primari con l'atmosfera. IceCube ha la stessa finalità di ANTARES, il rivelatore con il quale sono stati raccolti i dati per l'analisi di questo lavoro e di cui sarà fatta un'ampia descrizione nel capitolo seguente. Data la similitudine tra i due esperimenti, alcuni accorgimenti introdotti nell'analisi dei dati di IceCube sono stati utilizzati anche in questa analisi. La scelta del sito di costruzione, nel caso di IceCube il continente Antartico, ha permesso di ricavare la distribuzione dell'anisotropia del flusso di raggi cosmici nell'emisfero australe, producendo così una mappa complementare a quelle ottenute nell'emisfero boreale dai diversi esperimenti sopra descritti. Il campione di dati è stato raccolto dal giugno 2007 al Marzo 2008, per un totale di $4.3 \cdot 10^9$ eventi, con una risoluzione angolare di 3° e un'energia media di circa 14 TeV. Osservare il cielo boreale dal Polo Sud permette una copertura totale del cielo osservabile "istante per istante", senza il bisogno di una completa rotazione della Terra nelle 24 ore. Questo permette di non doversi preoccupare delle variazioni del rate di eventi durante l'arco del giorno, e di

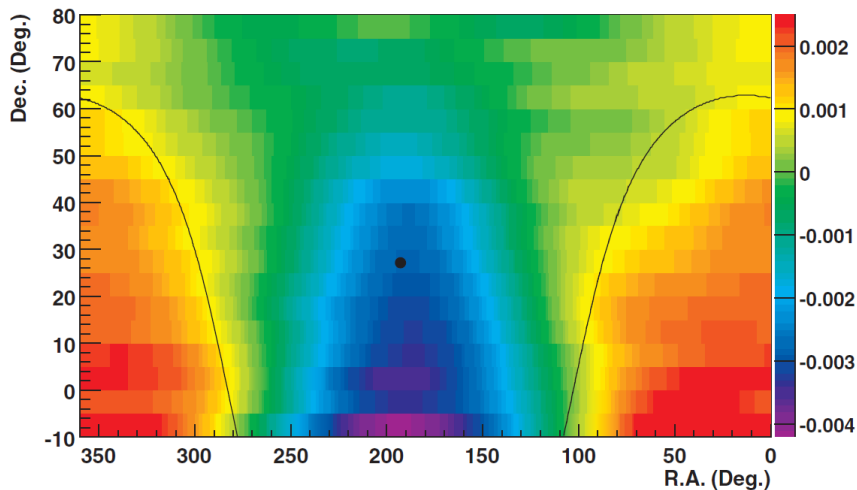


Figura 2.5. Risultato del fit con armoniche dell'anisotropia dei RC in coordinate equatoriali. L'errore satatistico è dell'ordine di 10^{-4} . La linea nera indica il piano galattco, mentre il npunto nero indica il polo nord galattico. Questa mappa è prodotta combinando 18 profili individuali della proiezione dell'anisotropia in ascensione retta, per bande di declinazione di 5° . Non rappresenta una mappa del cielo.

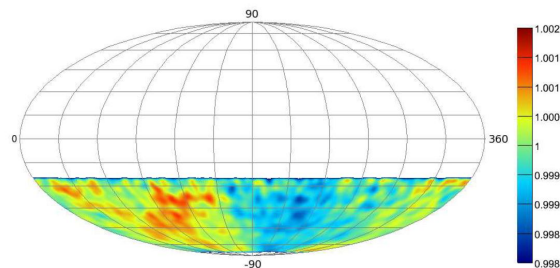


Figura 2.6. La mappa in coordinate equatoriali dell'intensità relativa dei raggi cosmici ottenuta da IceCube.

non dover correggere il set di dati da eventuali modulazioni giornaliere. La mappa dell'anisotropia dei RC ottenuta con IceCube è mostrata in Figura 2.6.

L'ampiezza e la fase dell'anisotropia sono state ricavate fittando la proiezione della mappa lungo l'ascensione retta con una funzione costituita dalla somma della prima e seconda armonica, della forma

$$f(R.A.) = A_1 \cos((R.A.) - \phi_1) + A_2 \cos 2((R.A.) - \phi_2) + B \quad (2.8)$$

dove $A_{1,2}$ sono le ampiezze della prima e seconda armonica, $\phi_{1,2}$ le rispettive fasi e B una costante. I risultati del fit ottenuti sono riassunti in tabella 2.2. La proiezione lungo l'ascensione retta e la curva derivata dal fit sono mostrate nel pannello superiore della Figura 2.7. Nel pannello inferiore, invece, è riportata la variazione dell'ampiezza della prima armonica in funzione dell'energia del primario. Per concludere, in Figura 2.8 è mostrata la mappa completa dell'intera volta celeste,

A_1 (10^{-4})	ϕ_1	A_2 (10^{-4})	ϕ_2	χ^2/ndf
6.4 ± 0.2	$66.4^\circ \pm 2.6^\circ$	2.1 ± 0.3	$-65.6^\circ \pm 4^\circ$	22/19

Tabella 2.2. Ampiezze della prima e seconda armonica, relative fasi e χ^2/ndf del fit.

risultato delle analisi di IceCube e Tbet-III, che mostra una continuità tra le zone di deficit ed eccesso tra i due emisferi.

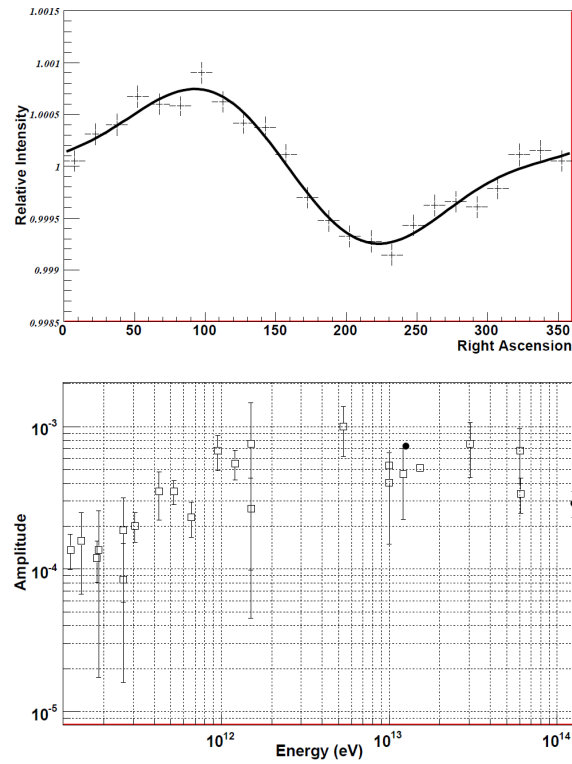


Figura 2.7. In alto: Proiezione unidimensionale lungo l'ascensione retta della mappa di IceCube. La linea nera è la funzione ricavata dal fit. In basso: Distribuzione dell'ampiezza della prima armonica in funzione dell'energia del primario.

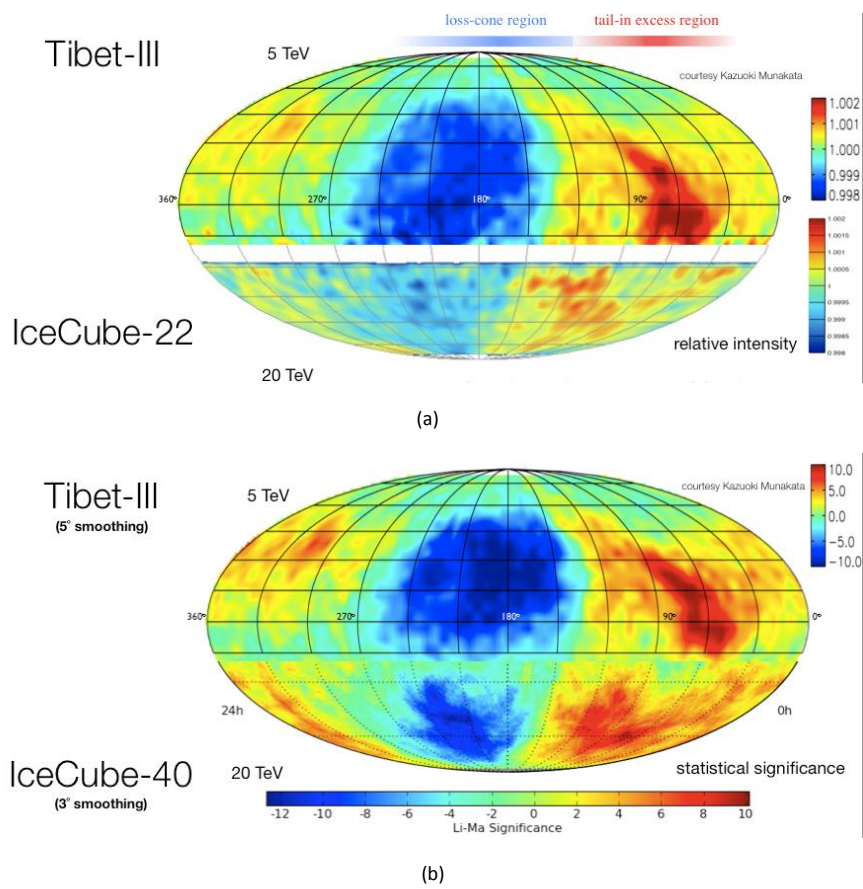


Figura 2.8. Mappa combinata dell'anisotropia ottenuta da Tibet-III nell'emisfero Nord ed IceCube nell'emisfero Sub.

Capitolo 3

L'esperimento ANTARES: Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESEARCH

L'astronomia dei neutrini nasce con lo scopo di riuscire ad osservare oggetti astronomici tramite la rivelazione del flusso di neutrini da essi prodotto. Data la piccolissima sezione d'urto di interazione, i neutrini sono degli ottimi messaggeri dell'universo, capaci di trasportare informazioni (direzione ed energia) a grandissima distanza, permettendo osservazioni altrimenti impossibili con la sola radiazione elettromagnetica (radio, visibile o X). Un telescopio per la rivelazione di neutrini si basa sulla rivelazione della luce Cherenkov causata dalla propagazione dei muoni relativistici, generati nelle interazioni dei neutrini un mezzo trasparente come acqua o ghiaccio. Il piccolo valore della sezione d'urto di interazione dei neutrini e il diminuire del flusso al crescere dell'energia rendono necessario l'utilizzo di rivelatori di grande massa. Per ottenere, a costi limitati, un enorme radiatore Cherenkov, che funga anche da bersaglio, si sfruttano grandi ambienti naturali quali oceani e ghiacci polari. Di seguito saranno descritte le caratteristiche dell'esperimento ANTARES, un telescopio di neutrini che sfrutta le profondità marine.

3.1 Principio di rivelazione

Il telescopio ANTARES è ottimizzato per l'osservazione di neutrini upgoing di alta energia, capaci di sopravvivere alla schermatura della Terra. Questo è possibile tramite la rivelazione della luce Cherenkov emessa dai leptoni prodotti nelle interazioni di corrente carica dei neutrini con la materia attorno al volume strumentato. Il grande range di percorrenza dei muoni permette di osservare interazioni che hanno luogo anche ad alcuni chilometri dal detector stesso. Neutrini di differente flavour (ν_e, ν_τ) riescono ugualmente ad essere rivelati, anche se con minore efficienza e con una minore precisione angolare, a causa del corto range dei relativi leptoni (e, τ). Il detector è costituito da un array di moduli ottici (Optical Module, OM), sfere di

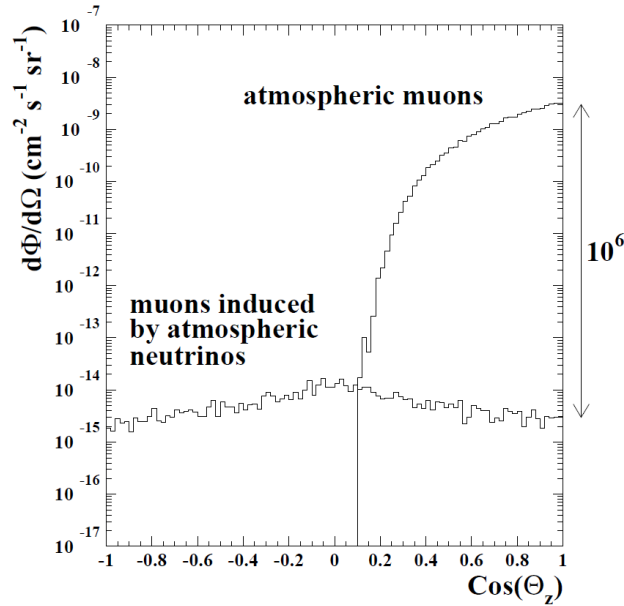


Figura 3.1. Distribuzione angolare del flusso di muoni di energia oltre 1 TeV , per muoni atmosferici e muoni indotti da neutrini atmosferici, in funzione del coseno dello zenit, osservato a 2300 m di acqua

vetro contenenti fotomoltiplicatori (PMT), disposti su linee flessibili e ancorate al fondo del mare ad una profondità di 2400 m . Tale profondità permette di ridurre notevolmente il segnale di fondo costituito dai muoni atmosferici down-going, vedi Figura 3.1. La ricostruzione della traccia dei muoni avviene tramite la misura del tempo di arrivo dei fotoni Cherekov su gli OM, di cui è nota la posizione. Date le dimensioni, il detector ha un energia minima di rivelazione di circa 20 GeV per muoni ben ricostruiti. Simulazioni Montecarlo inoltre indicano che la direzione di neutrini altamente energetici può essere rivelata con un accuratezza di circa 0.3° per energie oltre i 10 TeV .

3.2 La fisica dei neutrini

I neutrini sono leptoni neutri che possono interagire con la materia solamente tramite interazione debole. I canali in cui tale interazione è possibile sono due: processi di Corrente Carica (CC), in cui un neutrino (anti-neutrino) interagendo con un nucleone N produce un leptone carico l^\pm ($l = e, \mu, \tau$) dello stesso sapore del neutrino e uno sciame adronico X ,

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

e processi di Corrente Neutra (NC) in cui nessun leptone carico è prodotto nello stato finale

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

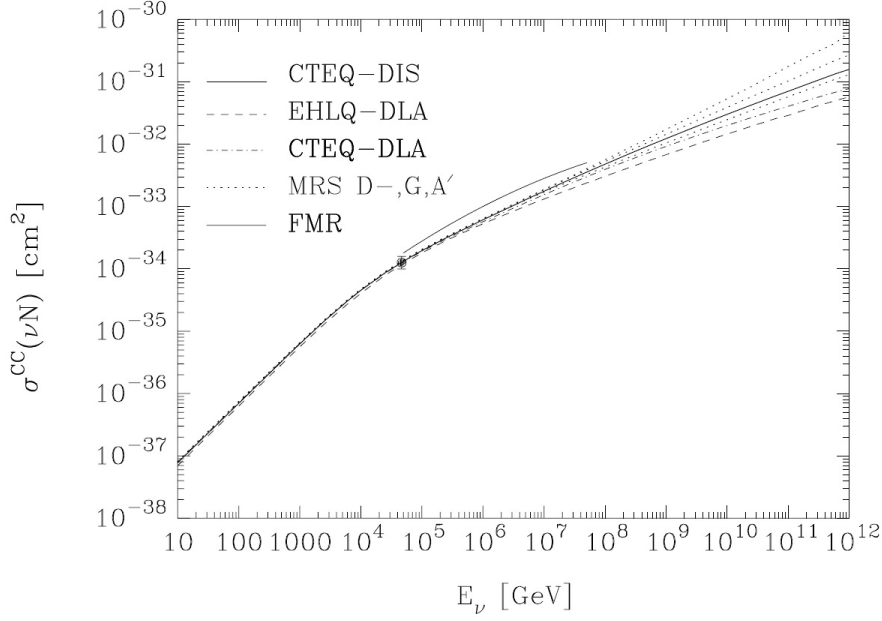


Figura 3.2. Sezione d'urto media dell'interazione di Corrente Carica $\nu - N$, calcolata per differenti distribuzioni dei partoni. Il punto sperimentale rappresenta il valore medio delle misure fatte con gli esperimenti H1 e ZEUS ad HERA

Il caso di maggiore interesse per un telescopio di neutrini è il primo (CC) in cui vengono rivelati i fotoni Cherenkov emessi dai leptoni carichi nello stato finale. La sezione d'urto differenziale di tale processo è dato da

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

dove G_F è la costante di Fermi, m_N e M_W sono le masse del nucleone e del bosone vettore W rispettivamente, e Q è il momento trasferito tra il neutrino e il muone ($Q^2 = 2M_W xy E_\nu$). Le variabili di Bjorken sono definite rispettivamente come $x = Q^2/2m_N \nu$ e $y = (E_\nu - E_l)/E_\nu$, con $\nu = E_\nu - E_l$ la frazione di energia trasferita al nucleone nel sistema del laboratorio. Nell'ambito dell'interazione di CC è possibile distinguere due possibili situazioni, a seconda che l'energia del neutrino E_ν sia maggiore o minore di $M_W^2/2m_N \approx 5 \text{ TeV}$ (nell'ipotesi di $x \simeq y \simeq 1$).

- **basse energie:** $E_\nu \ll M_W^2/2m_N$. Nella relazione 3.3 è possibile trascurare Q^2 , ottenendo una sezione d'urto del processo profondamente inelastico νN che varia linearmente con l'energia del neutrino E_ν :

$$\begin{aligned} \sigma_{DIS}(\nu N) &\simeq 0.67 \cdot 10^{-38} E_\nu [\text{GeV}] \text{ cm}^2 \\ \sigma_{DIS}(\bar{\nu} N) &\simeq 0.34 \cdot 10^{-38} E_{\bar{\nu}} [\text{GeV}] \text{ cm}^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

ad energie ancora più basse ($E < 100 \text{ GeV}$) occorre tenere in considerazione i contributi quasi elastico e risonante alla sezione d'urto σ_{CC} . In questo caso Q^2

è tale da permettere un'interazione coerente con tutto il nucleone, rendendo la sezione d'urto indipendente dall'energia. Un fit dei dati per $E > 10 \text{ GeV}$ dà i seguenti valori per la sezione d'urto dei due processi:

$$\begin{aligned}\sigma_{QE}(\nu_\mu N) + \sigma_{res}(\nu_\mu N) &= 1.50 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{QE}(\bar{\nu}_\mu N) + \sigma_{res}(\bar{\nu}_\mu N) &= 1.58 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2\end{aligned}\tag{3.5}$$

Per energie comprese tra 10 e 500 GeV il flusso di ν_μ atmosferici risulta essere proporzionale a E_ν^{-3} . Integrando, si ottiene un contributo dovuto ai processi quasi elastico e risonante pari al 11% per l'interazione $\nu_\mu N$, e al 21% per l'interazione $\bar{\nu}_\mu N$.

- **alte energie:** $E_\nu \gg M_W^2/2m_N$. La presenza del bosone W , adesso non più trascurabile, limita il valore del momento trasferito a $\langle Q^2 \rangle \sim M_W^2$. Il comportamento della sezione d'urto è di conseguenza dominato dalle pdf (parton distribution function) dei partoni a piccoli valori di x . Misure delle pdf dei partoni sono state fatte dalle collaborazioni H1 e ZEUS studiando processi di scattering $e - p$, per valori di Q^2 compresi tra 1.5 e 5000 GeV . In questo caso è possibile studiare l'andamento della sezione d'urto dell'interazione νN per neutrini fino a 50 TeV , per poi estrapolare la densità dei partoni oltre i valori misurati per x e Q^2 per neutrini di energie più elevate.

3.3 Topologia delle interazione di ν in ANTARES

Grazie alle alte energie a cui opera l'esperienza ANTARES è possibile osservare, almeno teoricamente, tutti i processi di interazione, carica o neutra che sia, dei neutrini con la materia. Il segnale è dato dall'emissione di luce Cherenkov stimolata dalla propagazione in acqua dei leptoni carichi prodotti in interazioni di corrente carica, dando una segnatura sulla natura del neutrino; detto ciò, non sempre si è in grado di distinguere il flavour del neutrino, a causa della risoluzione spaziale o energetica dell'apparato. Di seguito una descrizione di come i vari tipi di neutrini interagiscono e sono rivelati all'interno del detector.

- **interazione di ν_e :** Interazioni CC di ν_e producono sciami elettromagnetici e adronici, con dimensioni dell'ordine di qualche metro, poiché la lunghezza di radiazione ($\sim 36 \text{ cm}$) e della lunghezza di interazione ($\sim 83 \text{ cm}$) degli adroni in acqua sono minori di 1 m . Nella scala di ANTARES, tali interazioni appaiono come puntiformi (point-like), da cui segue una ridotta risoluzione angolare per questo tipo di eventi. Sopra i 100 GeV , per eventi dovuti ad interazioni di neutrini nel volume del rivelatore, ci si aspetta che la risoluzione energetica sia migliore rispetto alle interazioni da ν_μ , in quanto tutta l'energia è rilasciata all'interno del volume del detector. A causa delle ridotte dimensioni spaziali, il fondo per tali eventi è costituito da interazioni NC da parte di tutti e tre i tipi di neutrini (ν_e, ν_μ, ν_τ), che rappresenta circa 1/3 delle interazioni di CC.
- **interazione di ν_μ :** L'interazione CC di ν_μ produce nello stato finale un leptone carico μ^\pm , accompagnato da uno sciame adronico localizzato (point-like). L'energia del neutrino viene determinata tramite la misura dell'energia

del muone: nel canale $\nu_\mu d \rightarrow \mu^- u$ si ha in media $E_\mu \sim \frac{1}{2} E_{\nu_\mu}$, mentre per il canale $\bar{\nu}_\mu u \rightarrow \mu^+ d$ si ha $E_\mu \sim \frac{2}{3} E_{\bar{\nu}_\mu}$. L'energia del μ viene determinata in base al suo range per $E_\mu < 100 \text{ GeV}$, mentre per $E_\mu > 1 \text{ TeV}$ si sfrutta il suo dE/dx (perdita di energia per unità di cammino). Informazioni ulteriori sull'energia del neutrino possono essere ottenute se l'interazione, e quindi lo sciame adronico, è localizzata all'interno del volume del detector. Il canale CC $\nu_\mu N$ è il principale canale di rivelazione dell'esperimento ANTARES.

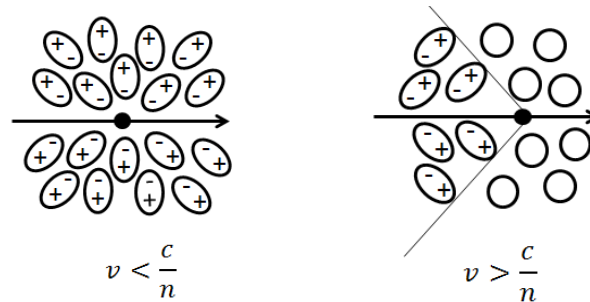
- **interazione di ν_τ :** L'interazione CC di ν_τ produce un leptone carico τ^\pm e una cascata adronica. Il τ , a sua volta, può decadere nei seguenti canali:

$$\tau^\pm N \rightarrow \begin{cases} e^\pm \nu_\tau \nu_e & \text{canale elettronico} \\ \mu^\pm \nu_\tau \nu_\mu & \text{canale muonico} \\ q\bar{q} & \text{canale adronico} \end{cases} \quad (3.6)$$

Al di sotto di $\sim 100 \text{ TeV}$ non è possibile distinguere tra il vertice di interazione del neutrino e il vertice di decadimento del τ . Di conseguenza la distribuzione spaziale del primo e terzo canale di decadimento appaiono molto simili a quella dei processi di interazione CC e NC di ν_e , dai quali non è possibile distinguerli. Il canale muonico ($BR \sim 17\%$), al contrario, è ben visibile in ANTARES, ma non è possibile distinguerlo dall'interazione CC di ν_μ .

3.4 Effetto Cherenkov

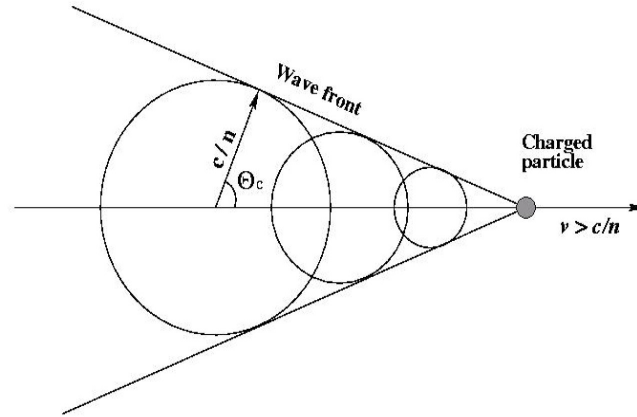
L'effetto Cherenkov si manifesta quando particelle cariche attraversano un mezzo denso, viaggiano al suo interno con velocità superiore a quella con cui si propaga la luce nel mezzo stesso. Questo causa la polarizzazione delle molecole del mezzo lungo la traiettoria della particella, con conseguente emissione di radiazione elettromagnetica che si propaga con un fronte d'onda conico. L'angolo di emissione θ_C , che caratterizza



il cono di emissione è legato alla velocità β della particella, e all'indice di rifrazione del mezzo n secondo la legge

$$\cos \theta_C = \frac{1}{n\beta} \quad (3.7)$$

Dato l'indice di rifrazione dell'acqua di mare $n = 1.35$ per lunghezze d'onda di 450 nm , e considerando che nel range di interesse per ANTARES ($E \geq 20 \text{ GeV}$) la velocità delle particelle può essere approssimata con $\beta \simeq 1$, si ottiene un angolo di



emissione pari a 42° . La geometria dell'emissione permette di ricostruire la traccia del muone grazie ai tempi di arrivo sui diversi PMT che costituiscono la matrice del rivelatore. Il numero di fotoni emessi per unità di cammino percorso e per unità di lunghezza d'onda (o di energia) per una particella di carica Ze è:

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \quad (3.8)$$

Nell'intervallo di lunghezza d'onda tra 400 e 500 nm, dove si ha la massima trasparenza dell'acqua e la massima efficienza dei PMT, sono prodotti 100 fotoni per ogni centimetro percorso. Per $\beta \sim 1$ la resa di luce è indipendente dall'energia della particella, il che ne impedisce una misura diretta. Tuttavia quando gli sciame adronici o elettromagnetici sono prodotti (nel vertice di un neutrino, o per processi di radiazione lungo la traccia del muone) la luce totale sviluppata dallo sciame sarà proporzionale alla lunghezza totale della traccia nello sciame e quindi alla sua energia iniziale. Questo permette la misura dell'energia della particella utilizzando il detector come fosse un calorimetro, qualora il vertice del neutrino fosse all'interno del volume del detector stesso, o per muoni di energie sopra il TeV , dove la perdita di energia è dominata dal processo di irraggiamento.

3.5 Diffusione della luce in acqua di mare

La rivelazione in ambienti marini di fotoni Cherenkov prodotti dalla propagazione di particelle cariche relativistiche richiede uno studio dei processi di assorbimento e di scattering che caratterizzano la trasmissione della luce in acqua. Le grandezze caratteristiche di tali processi sono la lunghezza di assorbimento λ_a , la lunghezza di scattering λ_s , e la funzione di scattering $\beta(\theta)$ che descrive la distribuzione dell'angolo di scattering. La finestra di lunghezze d'onda rilevante per un rivelatore di luce Cherenkov in acqua di mare è centrata nel blu. La trasparenza dell'acqua marina profonda è massima nel blu, con valori tipici di circa 60 m per λ_a e λ_s , e una funzione di scattering piccata in corrispondenza di un valore medio del coseno dell'angolo di scattering $\langle \cos(\theta) \rangle \simeq 0.9$, come mostrato nella figura seguente.

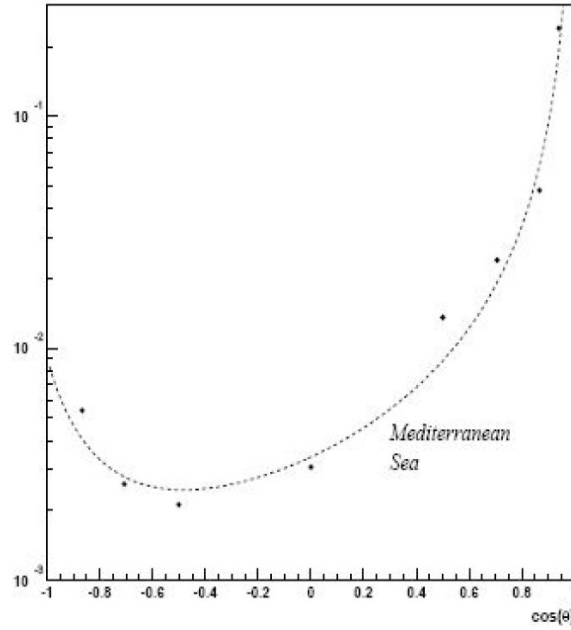


Figura 3.3. Distribuzione angolare dello scattering nelle acque del Mar Mediterraneo.

3.6 Tecnica di ricostruzione della traccia

Per muoni di energia superiore ai 50 GeV è possibile approssimare la traiettoria con una retta e la velocità con quella della luce nel vuoto. Fatte queste premesse, e fissato un sistema di coordinate cartesiane (x, y, z) , la traccia del muone è completamente determinata una volta conosciuto il punto $\vec{p} = (x_0, y_0, z_0)$ in cui passa il muone al tempo di riferimento t_0 , e i coseni direttori

$$\hat{d} = [\cos \phi \sin \theta, \sin \phi \sin \theta, \cos \theta] \quad (3.9)$$

con ϕ e θ rispettivamente gli angoli di azimut e zenit. Sia θ_C l'angolo rispetto alla direzione del moto del muone a cui è emesso il fotone Cherenkov, e sia $\vec{q}_i = (x_i, y_i, z_i)$ la posizione dell' i -esimo fotomoltiplicatore del detector, il tempo t_{PMT}^i di arrivo del fotone sul PMT è dato da:

$$t_{PMT}^i = t_0 + t_1 + t_2 \quad (3.10)$$

con $t_1 = \overline{OA} \cdot \frac{n}{c}$ (vedi Figura 3.4) il tempo impiegato dal muone a giungere al tempo di emissione del fotone e $t_2 = \overline{AB} \cdot \frac{n}{c}$ il tempo di propagazione del fotone nel mezzo di indice di rifrazione n . Definendo

$$\vec{v} = \vec{q} - \vec{p} = \overline{OA} \quad (3.11)$$

si ottiene

$$\vec{l} = \vec{v} \cdot \hat{d} = \overline{OC} \quad (3.12)$$

e quindi

$$k = \sqrt{|\vec{v}|^2 - l^2} \quad (3.13)$$

che rappresenta la minima distanza tra la traccia e l'*i*-esimo PMT. Il tempo di

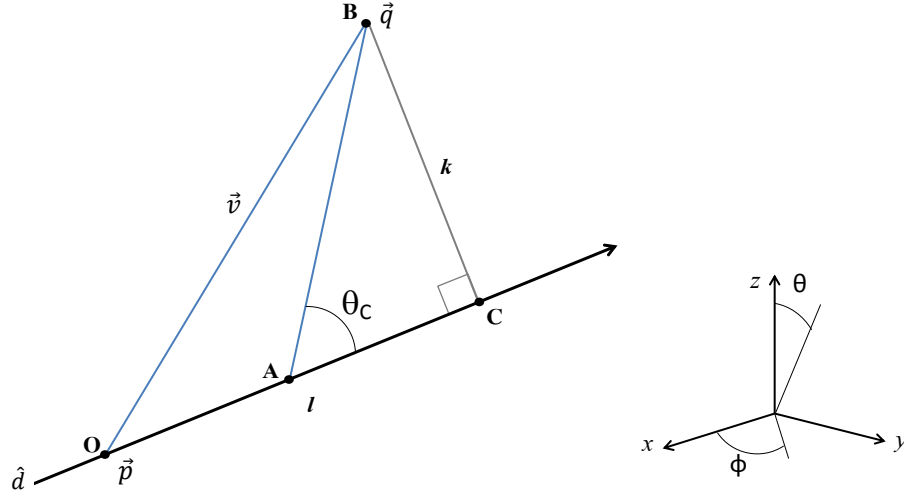


Figura 3.4. Schema della ricostruzione della traccia. La freccia indica la traiettoria del muone, θ_C è l'angolo a cui sono emessi i fotoni Cherenkov, B è la posizione dell'*i*-esimo PMT. In basso a destra il sistema di riferimento.

arrivo del fotone su \vec{q}_i è quindi

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c} \left(l - \frac{k}{\tan \theta_C} \right) + \frac{1}{v_g} \frac{k}{\sin \theta_C} \quad (3.14)$$

dove $v_g = \frac{c}{n}$ è la velocità di gruppo della luce in acqua. La relazione 3.14, per ogni quintupla $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$ che identifica univocamente la traccia del muone, permette di calcolare il tempo di arrivo dei fotoni Cherenkov sui PMT dell'apparato. Quello che realmente viene misurato dal detector sono i tempi di arrivo sui singoli PMT (hit). A questo punto è possibile definire una funzione χ^2 , funzione dei cinque parametri $(x_0, y_0, z_0, \theta, \phi)$, definita come l'errore quadratico tra i tempi degli hit teorici e quelli effettivamente misurati. La minimizzazione di tale funzione permette l'estrapolazione dei parametri geometrici della traccia da ricostruire.

3.7 Risposta del rivelatore

La determinazione della direzione e dell'energia dei neutrini rivelati dal detector sono affette come accennato da una certa indeterminazione sperimentale. Tale indeterminazione dipende e dai processi fisici che coinvolgono neutrini e muoni e dall'incertezza sistematica dovuta al metodo di rivelazione e ricostruzione delle tracce da parte del rivelatore.

3.7.1 Determinazione dell'incertezza angolare per interazioni di ν

La conoscenza dell'incertezza angolare sulla direzione di arrivo del neutrino è di fondamentale importanza nella ricerca e identificazione di sorgenti di neutrini nel cielo. Tre fattori concorrono alla sua determinazione: l'angolo di emissione del muone rispetto alla direzione di arrivo del ν , la deviazione del muone a causa dello scattering multiplo nell'acqua, e la risoluzione del detector nel determinare la traccia del μ . L'effetto dovuto ai primi due fattori è mostrato in Figura 3.5. Per energie di 1 TeV la differenza angolare tra ν e μ è in media 0.7° , ed diminuisce al crescere dell'energia del ν . La risoluzione del rivelatore dipende dalla qualità dell'allineamento dei vari

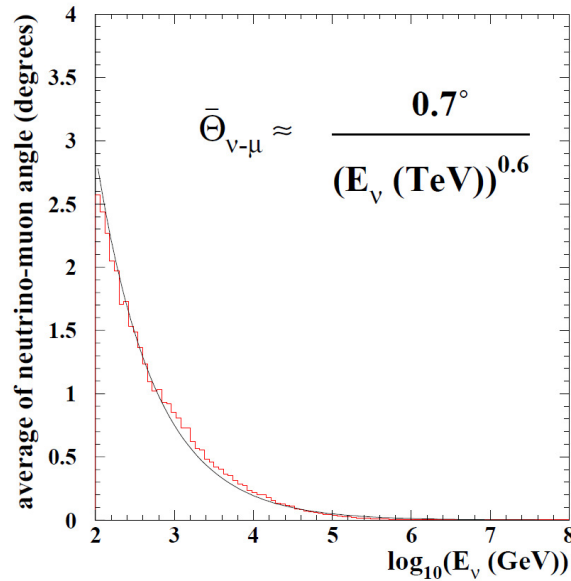


Figura 3.5. Differenza angolare tra la direzione iniziale del neutrino e quella della traccia del muone ricostruita del detector. La funzione indicata (linea nera) riproduce bene la dipendenza dall'energia osservata

componenti, dalla risoluzione temporale dei PMT, dal tempo globale del sistema di readout e dalla qualità di ricostruzione delle tracce muoniche. La ricostruzione della traccia è resa più difficile a causa della presenza della luce Cherenkov dovuta a particelle secondarie (che si propagano lungo direzioni differenti dai μ) e dalla luce diffusa. Simulazioni Monte Carlo mostrano che, per $E_\nu \geq 10 TeV$, è possibile ottenere una risoluzione angolare di 0.2° . Sopra 100 TeV la risoluzione angolare totale è dominata da effetti dovuti al rivelatore, sotto i 10 TeV dipende dalla cinematica delle interazioni dei neutrini. Le simulazioni mostrano che, per sorgenti puntiformi con spettro di ν uguale a E^{-2} , circa la metà degli eventi cade in una regione di raggio $\sim 2^\circ$, centrata nella sorgente stessa. Sopra i 10 TeV , vedi Figura 3.6, la risoluzione angolare non dipende più dall'angolo $\Theta_{\nu-\mu}$ ma solo dall'incertezza sulla ricostruzione della traccia.

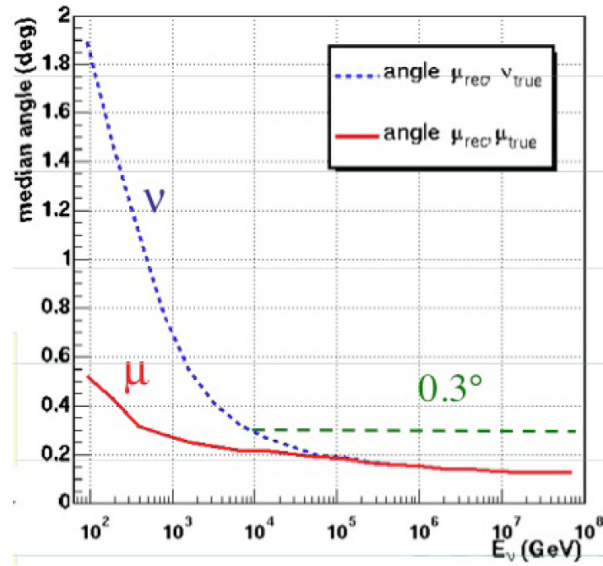


Figura 3.6. Risoluzione angolare in funzione dell'energia del neutrino, E_ν . La linea solida indica l'angolo nello spazio tra la traccia del muone ricostruita e quella generata tramite simulazione Monte Carlo. La linea tratteggiata indica l'angolo tra la direzione del neutrino e quella del muone prodotto.

3.7.2 Determinazione dell'energia per interazioni di ν

Come per la risoluzione angolare, anche nella determinazione dell'energia occorre tener conto dei processi fisici che caratterizzano l'interazione di ν e delle incertezze sperimentali del rivelatore. La risposta in energia del detector è determinata dalla frazione di energia trasferita al muone, dall'energia persa dal muone fuori dal volume del rivelatore e dalla risoluzione in energia del rivelatore stesso. A seconda del range di energia del muone, la sua determinazione richiede l'uso di tecniche differenti. Per energie al di sotto dei 100 GeV, i muoni sono vicini al minimo di ionizzazione (2 MeV cm^{-1} in acqua) e l'energia di eventi contenuti, cioè i cui punti iniziale e finale siano misurati dentro il rivelatore, può essere determinata accuratamente dal range. La soglia per questo metodo è circa $5 \div 10 \text{ GeV}$ per le tracce verticali, a seconda della distanza verticale tra i gruppi di moduli ottici, e circa 15 GeV per eventi più isotropi, a seconda della distanza tra le linee orizzontali. Sopra 100 GeV, le limitate dimensioni del rivelatore impediscono di utilizzare il metodo sopra descritto; è comunque possibile stimare un'energia minima tramite la misura del range contenuto all'interno del detector, utile per lo studio degli eventi parzialmente contenuti: a partire da eventi in cui il vertice è misurato all'interno del rivelatore, e fermandosi ad eventi in cui il punto finale è misurato. Ad energie sopra 1 TeV processi stocastici come bremsstrahlung, produzione di coppie o raggi δ sono dominanti, e l'energia persa dai muoni diventa proporzionale all'energia stessa. Il range del muone sopra 1 TeV aumenta in modo logaritmico con l'energia del muone, figura 3.7. D'altra parte, l'efficienza di rivelazione aumenta con l'energia, a causa dell'ulteriore perdita

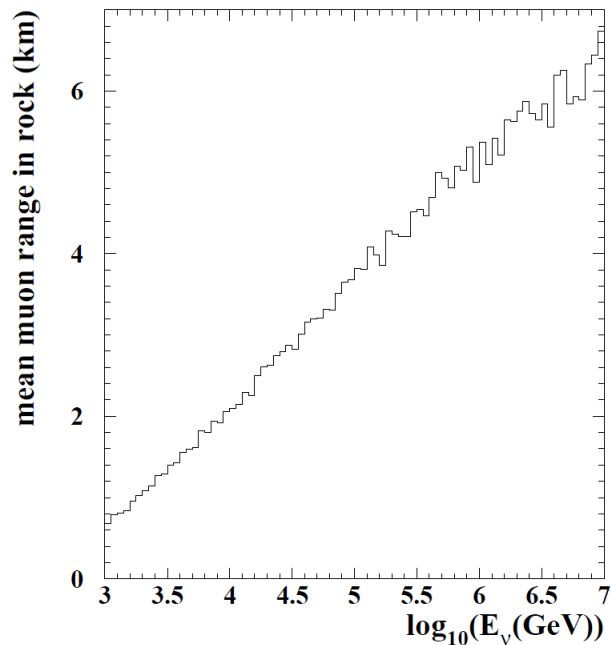


Figura 3.7. Range del muone in roccia in funzione dell'energia del neutrino

di energia.

Sopra 1 PeV , la Terra diventa opaca ai neutrini verticali provenienti dal basso. Ciò nonostante neutrini di tale, ed anche maggiore energia, sono rivelabili se orizzontali o poco sopra l'orizzonte. Neutrini τ di energia molto alta possono essere osservati perché i τ prodotti decadono prima di essere assorbiti, producendo ν_τ di bassa energia che proseguono lungo la stessa direzione del ν_τ originale, diminuendo la probabilità di interazione, e causando un aumento degli eventi al massimo delle energie rilevabili.

3.8 Design del rivelatore

Il design del detector che verrà di seguito descritto è stato concepito tenendo conto di determinate condizioni e rispettando determinate specifiche:

- Le condizioni ambientali del sito, le quali influenzano direttamente la spaziatura dei moduli ottici, la struttura meccanica della stringa e il fondo atteso;
- L'esperienza acquisita dal design e dalla costruzione della stringa prototipo;
- Il bisogno di ottimizzare le performance fisiche del rivelatore;
- La richiesta di un alto livello prestazionale

La manutenzione e la riparazione dei componenti del detector richiedono inoltre grandi spese economiche, che devono essere assolutamente minimizzate. Per questa

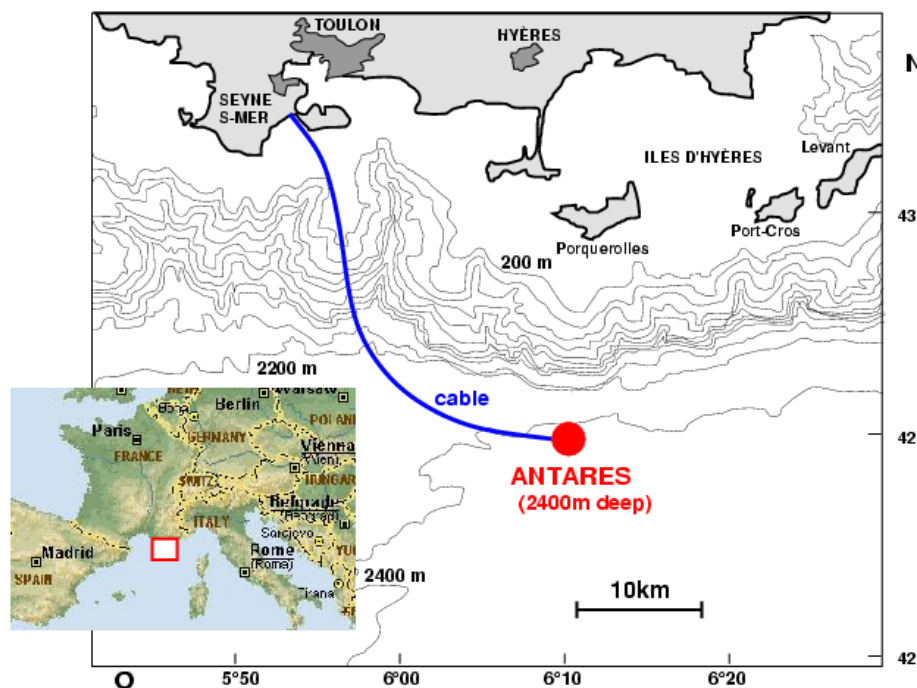


Figura 3.8. Sito di costruzione del detector.

ragione ogni parte del detector descritta di seguito è stata concepita per garantire la massima affidabilità.

3.8.1 Panoramica generale del detector

Il detector ANTARES, costruito nel Mar Mediterraneo, consiste in un array di circa 900 moduli ottici sistemati in 13 stringhe verticali (12 stringhe standard + una linea istrumentata (IL)), in modo da formare un telescopio a neutrini di alta energia con un volume cilindrico istrumentato alto circa 0.3 km e con un diametro di circa 0.2 km . Il detector è posizionato 40 km a largo di Tolone, Francia (vedi Figura 3.8), ad una profondità di circa 2400 m . Uno schema della struttura e dei componenti del Telescopio è mostrato in Figura 3.9. L'unità di base del rivelatore è il modulo ottico (OM), costituito da un tubo fotomoltiplicatore, alcuni sensori e l'elettronica associata, il tutto sistemato in una sfera di vetro resistente alla pressione dell'acqua circostante. L'elettronica include un circuito elettrico, che misura e memorizza le forme d'onda, l'altezza e informazioni temporali degli impulsi, un alimentatore ad alta tensione (HV) per il fotomoltiplicatore e nodi della rete per la trasmissione dati e lo slow control. I moduli ottici sono raggruppati in piani (*storeys*) di tre moduli, interconnessi tramite un cavo elettromeccanico. I moduli ottici di un piano sono disposti con l'asse dei PMT a 45° sotto l'orizzonte. Data l'ampia accettazione angolare dei moduli ottici ($\pm 70^\circ$ dall'asse del PMT, vedi Figura 3.14), il posizionamento proposto permette di rivelare la luce nell'emisfero inferiore con alta

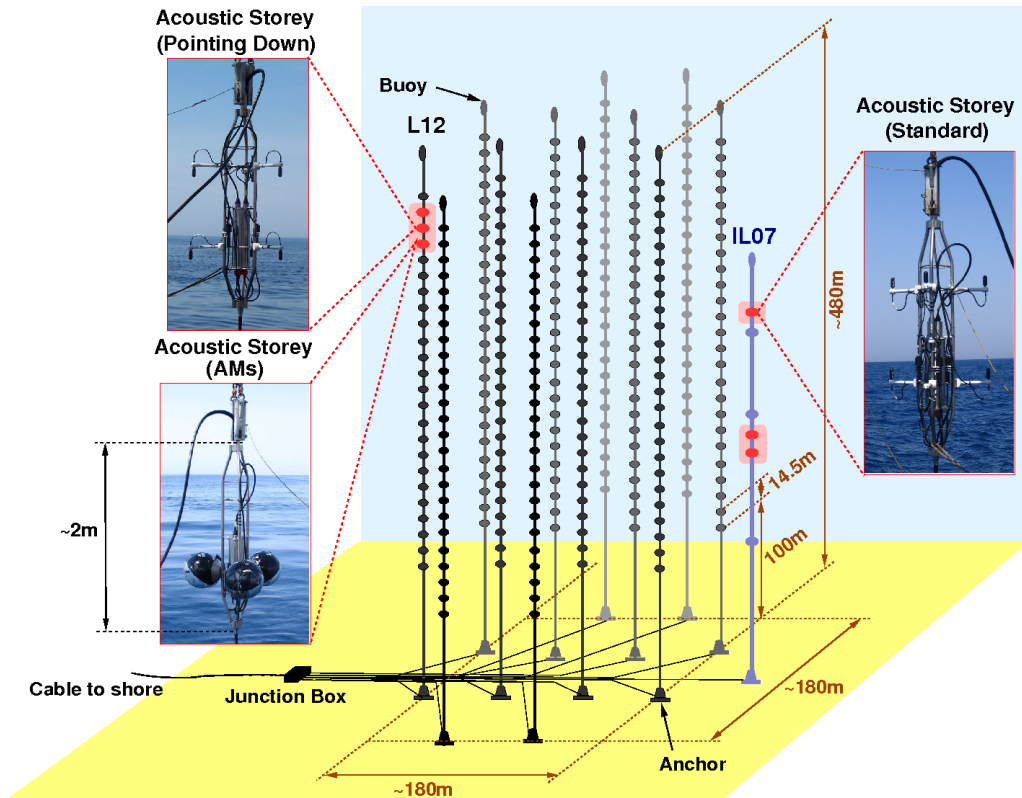


Figura 3.9. Schema dell'array di rivelatori: è mostrata la struttura delle 12 stringhe e della linea strumentata (IL07), la junction box, il cavo di trasmissione. Nelle foto sono mostrati alcuni degli storey installati sulle stringhe.



Figura 3.10. Foto di una stringa pronta per l'installazione a 2400 m di profondità.

efficienza, ma anche direzioni appena sotto l'orizzonte. Nell'emisfero inferiore c'è una sovrapposizione nell'accettanza angolare tra i moduli ottici, permettendo il trigger di un evento tramite l'uso di coincidenze. La posizione relativa dei moduli ottici dell'intero array è data, in tempo reale, dal sistema di posizionamento, descritto di seguito. Ogni stringa è equipaggiata con una serie di contenitori di diversi strumenti elettrici. Ogni storey contiene un modulo di controllo locale (LCM) mentre alla base di ogni stringa è situato un modulo di controllo della stringa (SCM). Alcuni storey possono ospitare contenitori con attrezzature acustiche e di calibrazione. Ognuno di questi moduli costituisce un nodo di trasmissione dati della rete, che riceve e trasmette dati e comandi allo slow control. I singoli moduli di controllo della stringa sono collegati alla junction box tramite cavi elettro-ottici. Per mezzo di un cavo sottomarino standard per le telecomunicazioni, la junction box è collegata a sua volta con una stazione a terra, dove i dati sono filtrati e registrati. Il sistema di trigger in mare è concepito per essere il più semplice e flessibile possibile. Il primo livello di trigger richiede una coincidenza tra due moduli ottici di un unico piano. Il trigger di secondo livello è basato su combinazioni di trigger di primo livello, e permette una prima lettura dell'intero detector. Un più raffinato trigger di terzo livello, basato su coincidenze temporali più stringenti e su un più ampio numero di moduli ottici, sarà effettuato da processori a terra. I rate di registrazione dati corrisponde a circa 100 eventi al secondo, dominati da muoni atmosferici. Ogni giorno in media vengono rivelati 1-3 eventi di neutrini atmosferici up-going.

3.9 Struttura della stringa

La componente strutturale del detector, mostrata in Figura 3.11, è costituita da una linea flessibile, detta *stringa*, lungo la quale è distribuita la strumentazione di misura. La stringa è assicurata al fondale marino tramite il BSS (Bottom String Soket) il quale, oltre a fungere da ancoraggio, permette il collegamento elettrico alla rete. Sul capo opposto, una boa ha il compito di mantenere il profilo della stringa il più possibile verticale, oltre a permettere il recupero della stringa stessa qualora fosse necessario. Il corpo principale della stringa è rappresentato dal cavo meccanico elettro-ottico (EMC) che permette la connessione elettrica dei vari elementi con la rete di trasmissione. L'EMC deve essere sia resistente, al fine di sostenere la trazione a cui la stringa è soggetta e assicurarne la stabilità, sia flessibile da permettere l'integrazione delle varie configurazioni, la manipolazione e le fasi di immersione e recupero. Lungo la stringa sono installati 25 *storey*, l'unità che ospita i moduli ottici, l'elettronica di supporto e eventuali altri sensori. Tutte le componenti della stringa sono state progettate in modo da soddisfare le specifiche di base come la resistenza alla corrosione dovuta al contatto con l'acqua salata del mare, la resistenza all'alta pressione e all'acqua stagna, la minimizzazione della riflessione della luce. La durata minima richiesta per le varie componenti del rilevatore deve essere almeno di 10 anni. Di seguito sono descritte le componenti sopra elencate in maniera più dettagliata.

3.9.1 Il cavo EMC

Il cavo elettro-ottico, lungo circa 480 m, svolge principalmente tre ruoli:

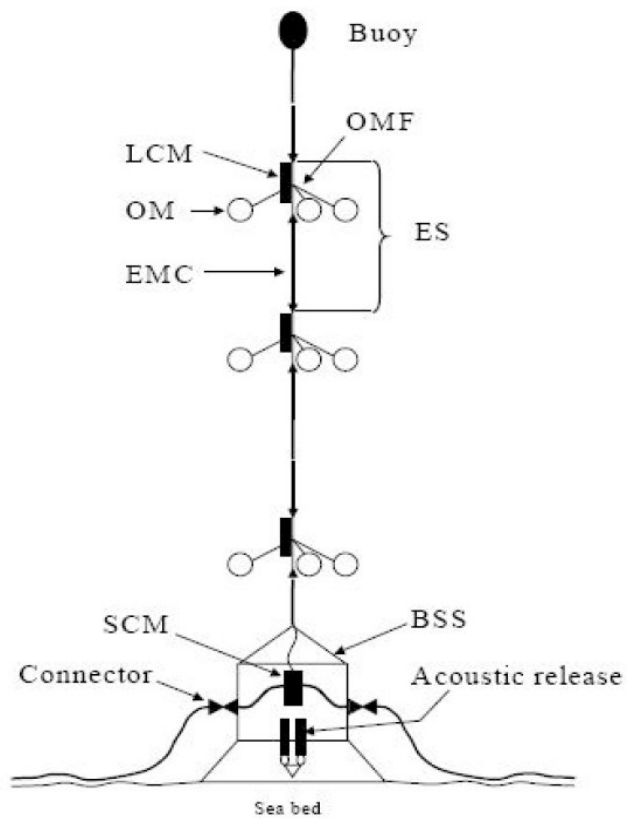


Figura 3.11. Schema della stringa.

- 21 fibre ottiche che percorrono il cavo per tutta la sua lunghezza, permettendo il trasferimento dei dati raccolti dagli OM. Il cavo ottico è composto da tre cavi più piccoli, ognuno dei quali raccoglie al suo interno 7 fibre ottiche;
- 9 cavi elettrici di rame, rivestiti con materiale isolante, forniscono la potenza necessaria per il funzionamento delle diverse componenti elettroniche;
- resistere alla trazione e torsione, assicurando alla struttura stabilità e flessibilità. Il cavo è progettato per resistere a tensioni superiori a 177 kN e a flettersi con un raggio di curvatura massimo di 300 mm . Per quanto riguarda l'orientazione degli OM, test in laboratorio indicano un valore massimo della torsione pari a $\pm 45^\circ\text{ m}^{-1}$.

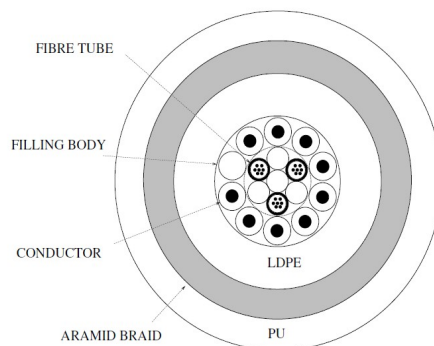


Figura 3.12. Sezione del cavo elettromeccanico.

Gli spazi vuoti all'interno del cavo sono occupati da elementi in silicone, che inoltre assicurano una maggiore stabilità dei cavi elettrici e ottici; il tutto è rivestito con una spessa membrana di polietilene, che garantisce l'isolamento dall'acqua. I due strati esterni del cavo sono composti da un rivestimento in fibra di aramide (strato interno) e di poliuretano (strato esterno). Tale rivestimento garantisce la necessaria protezione del cavo, soprattutto nelle fasi di posizionamento e recupero.

3.9.2 Lo Storey

Con il termine *storey* si indica l'insieme di tutte le componenti meccaniche che costituiscono l'alloggiamento per i sensori ottici e/o acustici, e la relativa elettronica. Lo storey, insieme alla strumentazione ospitata, rappresenta l'unità di un piano del detector. L'Optical Module Frame (OMF), la struttura meccanica in Titanio, ha lo scopo di ospitare i tre OM dello storey, il Local Control Module (LCM) e di facilitare la connessione dei due capi dell'EMC. Alcuni OMF, inoltre, possono ospitare equipaggiamento addizionale, come LED, idrofoni e sensori oceanografici. Il carico sostenibile da un OMF è di circa 7 tonnellate. L'LCM è un contenitore di Titanio di forma cilindrica (lungo 600 mm , 179 mm di diametro e spesso 22 mm) chiuso alle due estremità da due coperchi in Titanio di spessore 30 mm). All'estremità superiore sono presenti due connettori che permettono il collegamento con i cavi provenienti dagli storey posti prima e dopo lungo la stringa. Nella base inferiore,

invece, i connettori sono tre, e provvedono alla connessione con ognuno dei tre OM. All'interno del cilindro è collocata tutta l'elettronica di readout necessaria per l'analisi e la trasmissione del segnale raccolto dagli OM.

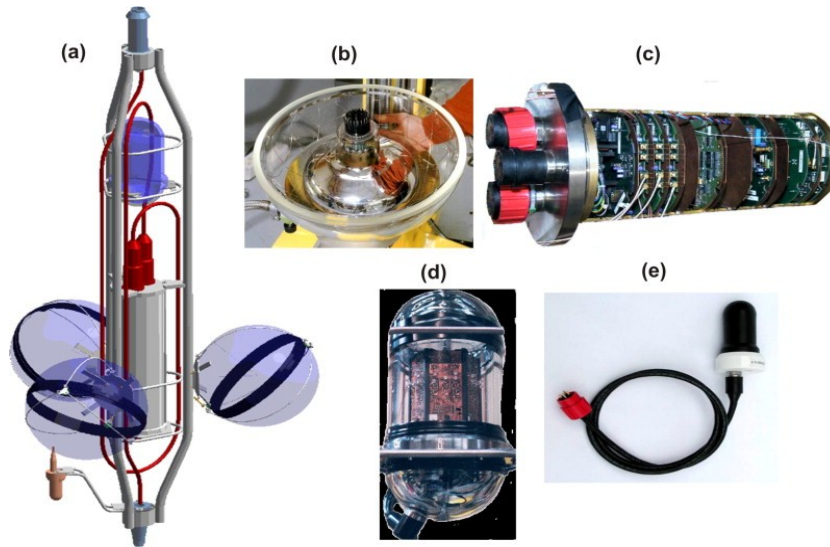


Figura 3.13. (a) Lo storey di ANTARES. (b) sezione della sfera di vetro con all'interno il tubo fotomoltiplicatore, il gel ottico e la griglia metallica. (c) L'elettronica all'interno dell'LCM; i tre connettori collegano l'elettronica ai tre PMT. (d) LED posizionato in cima allo storey. (e) alcuni storey contengono ricevitori acustici.

3.9.3 Il Modulo Ottico

L'elemento base del detector ANTARES è il modulo ottico (OM). Questo è costituito da una sfera di vetro di 43 cm di diametro, spessa 15 mm, capace di resistere ad una pressione superiore a 700 bar, all'interno della quale trovano alloggio il tubo fotomoltiplicatore (PMT) e l'elettronica di base necessaria al funzionamento del PMT e alla trasmissione del segnale. L'attenuazione della luce da parte della sfera (indice di rifrazione $n_{sph} = 1.47$) è stimato essere minore del 5 % per lunghezze d'onda sopra $\lambda \geq 350$ nm. Per minimizzare le perdite di luce ed ottenere un migliore accoppiamento tra la sfera ed il fotocatodo del PMT viene utilizzato un gel ottico, caratterizzato dall'aver una lunghezza di attenuazione pari a 60 cm ed indice di rifrazione ($n_{gel} = 1.40$) compreso tra n_{sph} e l'indice di rifrazione dell'acqua, $n_{water} = 1.35$ per lunghezze d'onda attorno al blu (~ 470 nm). Il campo magnetico terrestre nel sito di ANTARES misura approssimativamente $46 \mu T$, ed ha effetti non trascurabili sull'efficienza del fototubo. Per evitare tale distorsione del segnale, una griglia fatta di μ -metal ad alta permittività provvede a fornire all'OM una schermatura magnetica. L'effetto di schermatura della griglia è tanto maggiore quanto più larghe sono le sue maglie; allo stesso tempo si ha una diminuzione della luce raccolta dal PMT a causa dell'effetto ombra dovuto alla presenza della gabbia

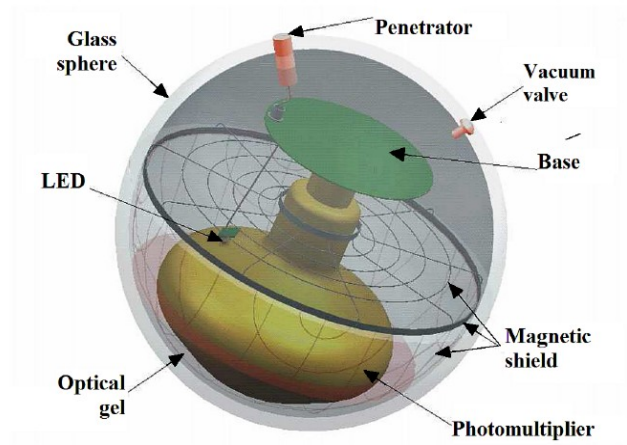


Figura 3.14. In alto foto di un modulo ottico posto su uno specchio, per mostrarne meglio le varie parti. In basso, schema dettagliato delle varie componenti di un OM.

stessa. Il compromesso scelto dalla Collaborazione ANTARES prevede una larghezza delle maglie di 681 mm , con meno del 4% dell'area del fotocatodo coperta, e una diminuzione del campo magnetico di un fattore tre.

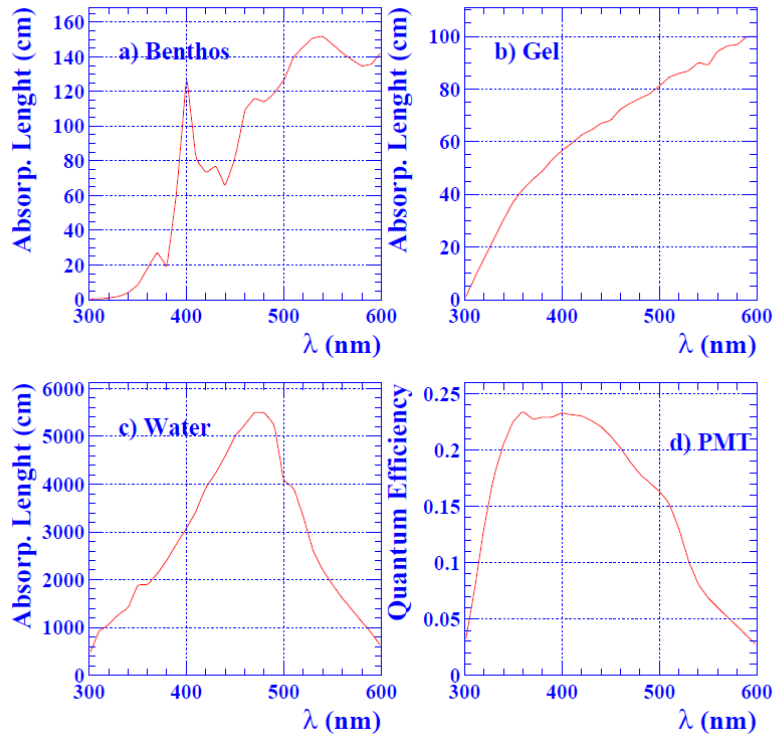


Figura 3.15. Lunghezza di attenuazione di (a) sfera di vetro, (b) gel ottico, (c) acqua di mare, (d) efficienza quantica del PMT.

3.9.4 Il tubo fotomoltiplicatore

Il tubo fotomoltiplicatore è il sensore principale del modulo ottico e dell'intero detector, tramite il quale vengono raccolti i fotoni Cherenkov emessi dalle particelle relativistiche che attraversano il volume strumentato. L'obiettivo principale è quello di avere un tubo fotomoltiplicatore sensibile il più possibile alla luce nelle profondità marine. Questo ha portato a progettare un PMT con un'area e un'accettanza angolare il più grande possibile, tenendo conto del fatto che, all'aumentare dell'area del fotocatodo, aumentano sia transit time spread (TTS), da cui dipende la risoluzione temporale, e la dark current (Figura 3.18), che deve essere trascurabile rispetto al rate di fotoni di background. Di seguito sono riportate le principali caratteristiche soddisfatte dai PMT:

- area fotocatodo $> 500\text{ cm}^2$
- efficienza quantica $> 20\%$

- $TTS < 3 \text{ ns}$
- dark current $< 10 \text{ kHz}$
- peak/valley ratio > 2
- guadagno $5 \cdot 10^7$ ($HV = 2kV$)

ANTARES utilizza il PMT da 10" Hamamatsu, R7081-20, con area sensibile a forma di emisfero. Tutto il campione di PMT è stato sottoposto a test dedicati, al fine di calibrare i sensori e di verificare i requisiti sopra elencati. In uno dei test, detto *black box*, i fotomoltiplicatori sono stati esposti ad illuminazione uniforme proveniente da led rossi, verdi, blu e a laser a stato solido molto veloci. Questo ha permesso di misurare, in maniera sistematica e precisa, un gran numero di caratteristiche del fotomoltiplicatore. L'area efficace del PMT (A_{eff}^{PC}) è definita come l'area sensibile del fotocatodo pesata con l'efficienza di raccolta. Viene misurata tramite scansione dell'intera superficie del fotocatodo con un LED blu collimato. Interferenze elettromagnetiche nell'OM sono causa di rumore all'anodo del PMT ($rms < 5 \text{ mV}$). Per garantire la discriminazione del segnale è sufficiente un fattore 10 tra l'altezza dell'impulso dovuto ad un singolo fotoelettrone (SPE) ed il rumore. Tale condizione si ottiene per un guadagno in carica effettivo dell'ordine di $5 \cdot 10^7$. Le misure sono mostrate nella figura 3.16. Il rapporto Picco/Valle (P/V) è calcolato a

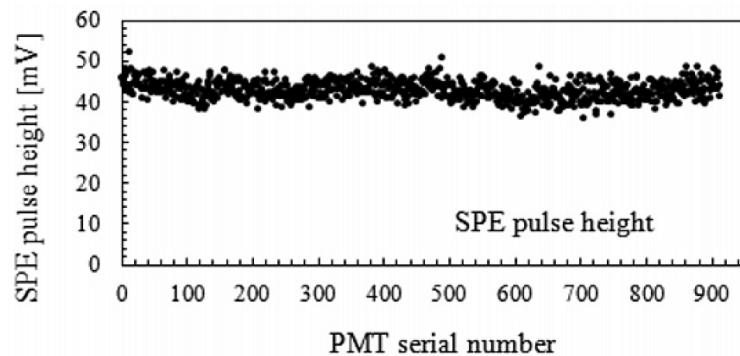


Figura 3.16. Misure dell'altezza media dell'impulso dovuto ad un singolo fotoelettrone al valore nominale del guadagno, ottenute per ogni PMT.

partire dallo spettro di carica per un singolo foto elettrone, imponendo un'ampiezza del segnale pari a 50 mV per un SPE. Il rapporto P/V deve essere maggiore di 2 (vedi Figura 3.17). A causa di imperfezioni nell'ottica del PMT e della dimensione finita del fotocatodo, il tempo di transito del singolo fotoelettrone tra il fotocatodo e l'anodo (TTS) può variare da PMT a PMT ed anche essere funzione della posizione di incidenza del fotone sul fotocatodo. Questo definisce la risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori, che deve essere paragonabile alla precisione di posizionamento globale, alla tempistica e alla precisione di lettura elettronica, ovvero 1.3 ns (rms) o 3 ns (FWHM). La misurazione del TTS viene eseguita su tutta l'area del fotocatodo con un guadagno operativo del fotomoltiplicatore di $5 \cdot 10^7$.

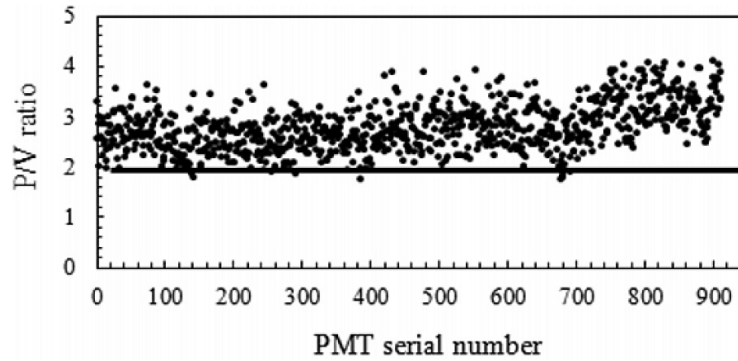


Figura 3.17. Misure del RAPPORTO Picco/Valle per ogni PMT testato del campione.

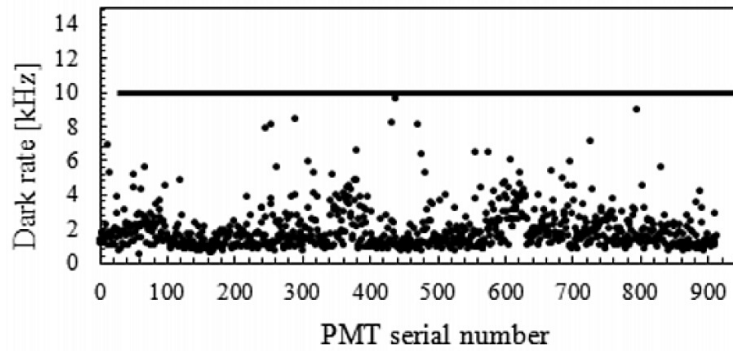


Figura 3.18. Misure della dark current per ogni PMT testato del campione.

3.9.5 Risposta del modulo ottico

Per testare la risposta del fototubo alla luce Cherenkov prodotta dai muoni, gli OM sono stati posti in un tanica di metallo, alto 1.5 m e di 1.4 m di diametro, capace di isolare l'ambiente interno dalla luce esterna. La tanica è riempita di acqua, la quale viene riciclata in continuazione. Le tracce dei muoni, per lo più verticali, vengono rivelate tramite un odoscopio composto da quattro piani, due posti sopra la tanica e due sotto. Una lastra di piombo posta tra la tanica e i due piani inferiori garantisce la rivelazione di muoni di energia $E > 0.6 \text{ GeV}$. I muoni che attraversano la tanica producono radiazione Cherenkov, raccolta dal fotomoltiplicatore. Potendo ruotare il modulo ottico, il sistema permette di misurare la risposta dell'OM in funzione di Θ_{OM} , l'angolo tra la traccia del μ e l'asse del PMT. I risultati sono mostrati in Figura 3.19.

3.10 Slow Control

Il sistema di slow control si occupa del monitoraggio delle variabili che cambiano lentamente, oltre che a controllare vari aspetti delle operazioni rivelatore. La tensione del PMT, la temperatura e l'HV di alimentazione vengono letti dai moduli ottici. Alcuni strumenti dedicati, inoltre, forniscono informazioni sul comportamento e

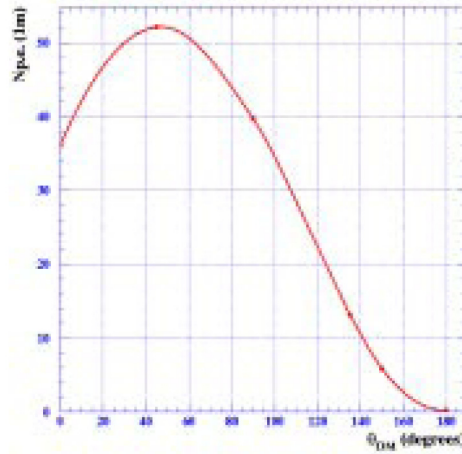


Figura 3.19. Numero di fotoelettroni rivelati dal modulo ottico in funzione dell'angolo zenitale Θ_{OM} , per muoni verticali normalizzati ad 1 m di distaza.

l'orientazione della stringa, sulla velocità della corrente marina, sul posizionamento e sul controllo dei dati. Il sistema di slow control trasmette alla stazione a riva tutte le informazioni necessarie per il monitoraggio e il controllo del rivelatore, oltre a fornire informazioni per la calibrazione necessarie a ricostruire gli eventi.

3.11 Calibrazione

La precisione di puntamento del rivelatore è determinata principalmente dalla accuratezza della misura dei tempi di ogni evento. Quest'ultima è data dalla somma quadratica dei seguenti termini:

1. la precisione con cui è conosciuta la posizione e l'orientamento dei moduli ottici: σ_{geom} ;
2. l'accuratezza con cui è misurato il tempo di arrivo dei fotoni al singolo OM: σ_{PMT} ;
3. la precisione con cui il tempo locale del segnale del singl OM viene sincronizzato con il tempo degli altri OM: σ_{align} ;

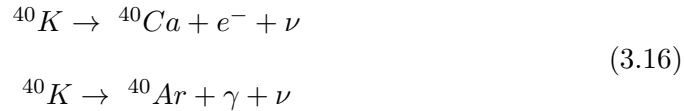
$$\sigma_t^2 = \sigma_{geom}^2 + \sigma_{PMT}^2 + \sigma_{align}^2 \tag{3.15}$$

Ulteriori calibrazioni *in situ* dell'efficienza dei PMT in funzione del tempo sono comunque necessarie per misurare e correggere variazioni della risposta dei PMT a causa di fattori quale l'optical fouling o la bioluminescenza marina, descritti nella prossima sezione.

3.12 Rumore ambientale: ^{40}K e bioluminescenza

L'aver posizionato il detector nelle profondità marine comporta la presenza di due componenti ambientali di cui occorre tener conto nel valutare l'efficienza di

ricostruzione dei neutrini, la risoluzione angolare, il numero di tracce di fondo ricostruite: il decadimento del Potassio ^{40}K e la bioluminescenza. I canali principali di decadimento del ^{40}K sono:



L'attività del ^{40}K può essere determinata in base alla salinità del sito marino in esame, la percentuale di potassio rispetto agli altri sali, l'abbondanza relativa del ^{40}K e la vita media del ^{40}K stesso. La bioluminescenza, invece, è causata dalla presenza di alcune specie marine che costituiscono la fauna locale, che sono in grado di emettere un segnale luminoso nello stesso intervallo di lunghezza d'onda in cui riveliamo la luce Cerekov. Questo rumore può essere ridotto notevolmente applicando dei trigger di coincidenza tra i PMT e tra i diversi piani delle stringhe.

3.13 Sistema di Posizionamento

La scelta di costruire il detector nelle profondità del mare fa sì che le stringhe su cui sono installati i moduli ottici, costituite da un cavo elettro-ottico flessibile, siano costantemente soggette alla variazione delle correnti marine. Per ottenere una ricostruzione accurata della traccia dei muoni occorre conoscere la posizione dei moduli ottici con una precisione di circa 20 cm, equivalente ad una precisione di 1 ns nella determinazione dei tempi di arrivo dei fotoni, e la loro orientazione con una precisione dell'ordine del grado. Il posizionamento dei componenti del detector in funzione del tempo è ottenuta tramite due sistemi indipendenti:

- **Sistema di posizionamento acustico.** Un sistema Long Base Line ad alta frequenza (HFLBL) restituisce la posizione nelle tre dimensioni degli idrofoni posizionati lungo le stringhe. Le posizioni sono ottenute tramite triangolazione dei segnali emessi dagli idrofoni, da parte di trasponders posizionati sul fondo del mare, e da trasmettitori posizionati alla base delle stringhe stesse.
- **Sistema di orientamento.** Un set di sensori "bussola" permette di determinare l'inclinazione (angolo di tilt) dei singoli storey rispetto alla verticale della stringa (pitch and roll) e la loro orientazione rispetto al Polo Nord Magnetico terrestre (heading). La determinazione dell'orientazione è ricavata tramite un fit delle misure ottenute per diversi punti lungo la stringa.

3.14 Capacità osservative del telescopio ANTARES

3.14.1 Area efficace

Una delle proprietà del telescopio che occorre determinare per il rivelatore ANTARES è l'area efficace, A_{eff} . Con questo termine si fa riferimento alla superficie attorno ad una sezione dell'apparato, all'interno del quale i muoni passano e vengono rivelati, e permette di stimare la capacità del rivelatore di identificare una traccia di un muone. L'area efficace può essere calcolata sia conoscendo l'efficienza di rivelazione,

sia tramite simulazioni Monte Carlo. Data un'area di riferimento su cui calcolare il flusso di muoni che la attraversa, vengono conteggiate le tracce meglio ricostruite. La frazione di eventi ricostruiti moltiplicata per l'area geometrica di generazione dà l'area efficace. L'area geometrica di riferimento deve essere più grande dell'area che contiene il rivelatore, ad esempio con un margine di 5 lunghezze di attenuazione dei fotoni. L'area efficace del rivelatore dipende da diversi fattori: dall'energia e dall'inclinazione del muone, dalla geometria del rivelatore, ad esempio dalla distanza tra i PMT rispetto alla lunghezza di attenuazione dei fotoni in acqua, e dagli algoritmi utilizzati per il filtraggio e ricostruzione degli eventi. Moltiplicando l'area efficace per muoni per il flusso atteso e il tempo di osservazione, si ottiene il numero di eventi attesi.

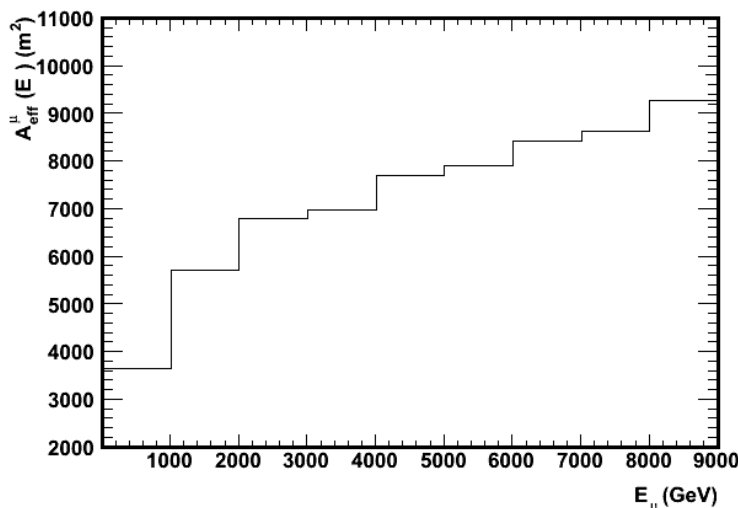


Figura 3.20. Area Efficace per muoni in funzione dell'energia.

3.14.2 Il cielo osservabile

Il telescopio ANTARES è ottimizzato per la rivelazione di neutrini provenienti dal basso. Data la posizione geografica del detector, è possibile determinare la frazione di cielo osservabile. ANTARES è situato a $42^{\circ}47.935' N$ di latitudine e $6^{\circ}09.942' E$ di longitudine (centro delle 12 linee), e grazie alla rotazione terrestre, è in grado di osservare gran parte del cielo ($\sim \frac{3}{4}\pi sr$). Le zone di cielo a $\delta \leq -47^{\circ}$ sono sempre visibili dal telescopio, mentre quelle a $\delta \leq +47^{\circ}$ non entrano mai nel campo di vista del detector. La fascia compresa tra $-47^{\circ} \leq \delta \leq +47^{\circ}$ è visibile solo in parte durante il giorno siderale. La maggior parte del piano Galattico è visibile, e il centro Galattico è visibile durante la maggior parte del giorno siderale. Poiché il telescopio per neutrini IceCube, situato al polo Sud, è sensibile all'emisfero Nord, i due rivelatori hanno una porzione di cielo in comune ($\sim 1.5 sr$), permettendo così controlli incrociati. A energie oltre i $40 TeV$ la lunghezza di interazione dei ν_{μ} diventa più piccola rispetto al diametro della Terra. Sopra i $10 PeV$, quindi, la Terra

è completamente opaca ai neutrini verticali up-going, mentre è possibile osservare direzioni di arrivo orizzontali ($\theta = 90^\circ$). A queste energie il campo di vista può essere esteso per 10° al di sopra dell'orizzonte, dove il fondo di muoni down-going è sensibilmente diminuito. In Figura 3.21 è mostrato il cielo visibile da ANTARES per la ricerca di sorgenti di neutrini di alta energia.

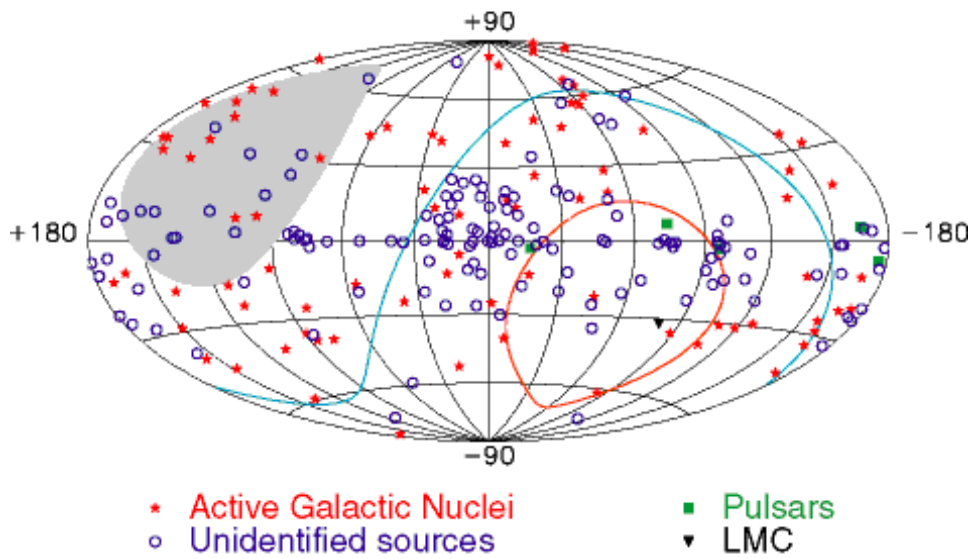


Figura 3.21. Cielo visibile in coordinate galattiche dal detector ANTARES ($42^\circ 47.935' N$, $6^\circ 09.942' E$) per la ricerca di sorgenti di neutrini di alta energia. L'area all'interno della curva rossa è sempre visibile dal telescopio, mentre la zona grigia è sempre fuori dal suo campo di vista. Le sorgenti sono prese dal terzo catalogo Egret.

Capitolo 4

Analisi dei dati

Nel capitolo 2 è stato mostrato come diversi esperimenti abbiano misurato un'anisotropia su larga scala lungo l'ascensione retta analizzando le direzioni di arrivo dei raggi cosmici primari. L'ordine di grandezza di tale anisotropia, a seconda delle caratteristiche degli esperimenti, varia tra lo 0.6 e 1 %. Lo scopo di questo lavoro è quello di verificare la possibilità di osservare tale anisotropia su larga scala tramite lo studio e l'analisi del set di eventi raccolto dall'esperimento ANTARES tra il 2007 e il 2010.

In questo capitolo verrà illustrato il metodo di analisi utilizzato in questo lavoro, basato sulla ricerca di eventuali anisotropie nelle direzioni di arrivo dei muoni. Nell'ipotesi che i muoni di alta energia, prodotti negli sciami atmosferici, "ricordino" la direzione dei RC primari, un eventuale anisotropia rivela nel flusso dei μ comporterebbe una anisotropia dei raggi cosmici.

La prima parte ha come argomento la descrizione del campione di dati analizzati, il confronto dati-montecarlo ed i criteri di selezione che sono stati applicati ai run e agli eventi. Nella seconda parte vengono introdotte le correzioni applicate alle distribuzioni degli eventi in azimuth e zenit: l'azione "filtro" dell'atmosfera e del mare, unita alla non uniforme "osservazione" del cielo da parte del detector (sia nel tempo che nello spazio) e alla geometria stessa del detector, provocano una distorsione del flusso di muoni misurati, che deve essere necessariamente corretta prima di poter effettuare l'analisi sull'anisotropia nelle direzioni d'arrivo dei muoni, e quindi dei raggi cosmici primari. Verranno infine mostrati i risultati ottenuti nell'analisi preliminare sull'anisotropia di larga scala dei raggi cosmici.

E' stata inoltre effettuata un'ulteriore analisi al fine di verificare la correlazione, già osservata da altri esperimenti, tra cui MACRO, MINOS e BOREXINO, tra la variazione dell'intensità del flusso di muoni e la variazione della temperatura dell'atmosfera. I risultati di quest'ultima analisi non sono stati al momento considerati nello studio delle anisotropie dei RC.

4.1 Il set di dati

Il campione di dati analizzati in questo lavoro corrisponde al periodo di presa dati dell'esperimento ANTARES che va dal 2007 fino al Dicembre 2010. In questo periodo il detector ha subito continui aggiornamenti (sistema di trigger) e modifiche

RUN	SETUP	DATE	DURATION	COMMENT
48249	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 22:37:30	2h 0m 22s	RunControl started new run automatically
48248	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 20:20:02	2h 16m 46s	RunControl started new run automatically
48247	Line 1-12 Physics with gain over 8 3N+2T3+K40 2010V5.0 SCAN	24-4-2010 19:23:27	4h 56m 54s	gain over 8 because G/2 had rates at about 1500 kHz
48246	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 18:09:37	2h 9m 45s	RunControl started new run automatically
48245	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 16:33:33	1h 35m 22s	RunControl started new run automatically
48244	Line 1-12 Physics with gain over 4 3N+2T3+K40 2010V5.0 SCAN	24-4-2010 15:54:09	3h 20m 52s	RunControl started new run automatically
48243	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 14:11:27	2h 20m 54s	RunControl started new run automatically
48242	Line 1-12 Physics with gain over 4 3N+2T3+K40 2010V5.0 SCAN	24-4-2010 11:41:24	4h 11m 6s	RunControl started new run automatically
48241	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 11:39:31	2h 31m 5s	RunControl started new run automatically
48240	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 08:46:16	2h 52m 17s	RunControl started new run automatically
48239	Line 1-12 Physics with gain over 4 3N+2T3+K40 2010V5.0 SCAN	24-4-2010 07:57:44	3h 42m 16s	gain over 4 because G/2 had rates at about 600 kHz
48238	IL-07-Amadeus Test: G10 DS2 R0 noStatstimer	24-4-2010 07:14:29	1h 30m 35s	RunControl started new run automatically
48237	Line 1-12 Physics with half gain 3N+K40 2010V4.0 SCAN	24-4-2010 06:52:14	59m 36s	RunControl started new run automatically

Figura 4.1. In figura è riportata come esempio una lista parziale dei run effettuati il 24 Aprile 2010. Come si può vedere si alternano nel tempo diverse tipologie di run. Quelli con SETUP "Line 1-12 Physics..." rappresentano i run di fisica utilizzati per l'analisi .

strutturali, passando da una configurazione composta da solo 5 linee instrumentate, fino alla configurazione attuale raggiunta a metà del 2008, che prevede un totale di 12 linee. Nonostante ciò il numero di linee "attive" nei vari periodi non sempre è stato uguale al numero totale di linee installate. Per questo motivo, quando di seguito si farà riferimento alle diverse configurazioni (es. 9 Linee) si intenderà la configurazione nominale del detector nello specifico periodo e non il numero di linee che hanno partecipato attivamente alla rivelazione degli eventi.

I dati sperimentali a disposizione contengono sia le informazioni fornite dal rivelatore (carica e tempo dei segnali sui PMT), sia variabili fornite da un programma di "ricostruzione" dell'evento applicato ai dati. E' stata quindi utilizzata la "produzione" ufficiale degli eventi, effettuata dalla collaborazione ANTARES, prodotta in un ambiente di calcolo chiamato SeaTray. Per ogni periodo di presa dati (un run \simeq 2 ore) viene prodotto un file **.root**, leggibile nell'ambiente di analisi ROOT, utilizzando la specifica libreria AntDST, sviluppata appositamente dalla collaborazione per poter accedere alle caratteristiche dei run e degli eventi all'interno dei singoli file.

4.1.1 Criteri di selezione dei run

Il set di dati di ANTARES è composto, come si può vedere in Figura 4.1, da diversi tipi di run, che si differenziano tra loro per lo scopo per cui vengono effettuati. Oltre ai run di "fisica", che raccolgono dati per l'analisi, vengono infatti effettuati una serie di run necessari alla calibrazione del detector, che vedono l'utilizzo dei led e degli idrofoni installati negli storeys. Occorre quindi effettuare una selezione all'interno del set di run al fine di analizzare solo i run predisposti all'analisi fisica degli eventi. I parametri che caratterizzano i run utilizzabili nell'analisi sono:

- SCAN Flag \neq 1

SELEZIONE SUI RUN				
detector config.	dati	MC	dati con MC	selezionati
Line 5	1'424	1'559	1'390	1'390
Line 9	359	577	354	354
Line 10	379	596	375	375
Line 12	5'458	7'048	5'307	5'169

Tabella 4.1. Tabella riassuntiva della selezione effettuata sui run imponendo $\text{SCAN_Flag} \neq 1$ e $\text{QualityBasic} \geq 0$.

- $\text{QualityBasic} \geq 1$

La SCAN Flag indica se il run è da considerarsi un run di fisica o un run di calibrazione, mentre il QualityBasic, che può assumere valori da 1 a 4, fornisce la qualità del run in base a caratteristiche quali ad esempio la quantità di "rumore ottico" da bioluminescenza o il numero di PMT attivi.

4.1.2 Criteri di selezione degli eventi

Di tutti gli eventi raccolti dal detector (un insieme di PMT che soddisfa delle coincidenze spazio-temporali) solo una parte è realmente un segnale prodotto da muoni secondari generati nell'interazione dei raggi cosmici primari nell'atmosfera. Tra questi eventi, un'ulteriore selezione è necessaria al fine di eliminare quelli che non possiedono le caratteristiche necessarie e/o sufficienti per questa analisi.

Di seguito sono riportati i tagli applicati al set di eventi e le motivazioni per cui questi sono stati scelti.

La prima "selezione" applicata agli eventi consiste nella scelta del metodo di ricostruzione delle tracce dei muoni rivelati dal detector. Esistono infatti diversi algoritmi che, analizzando i segnali registrati dai PMT (tempi di arrivo e carica) permettono la ricostruzione delle tracce percorse dai muoni. Poiché lo scopo del detector è rivelare tracce riconducibili all'interazione di neutrini provenienti dal basso, gli stessi algoritmi di ricostruzione sono più o meno ottimizzati nel selezionare eventi up-going con la maggiore efficienza possibile.

Il metodo di ricostruzione scelto per l'analisi è **BBFit M-Estimator**. Questo algoritmo permette di ottenere una buona separazione tra tracce up-going e down-going, una buona risoluzione angolare (la mediana della distribuzione dell'errore angolare è $< 1^\circ$), mantenendo allo stesso tempo una buona efficienza. I parametri relativi alle tracce vengono ottenuti minimizzando una funzione χ^2 , il cui valore definisce il parametro di qualità della ricostruzione. Per tracce che vengono ricostruite con più di una stringa è stato inoltre definito un ulteriore parametro di qualità, l'M-Estimator, ricavato dalla massimizzazione della funzione M, che permette un'ulteriore selezione sulla qualità della ricostruzione della traccia. Le distribuzioni del χ^2 e del parametro M in funzione della differenza tra il tempo di arrivo sperimentali dei fotoni, t_i , e il tempo di arrivo teorico, t_{th} , sono definite in 4.1.

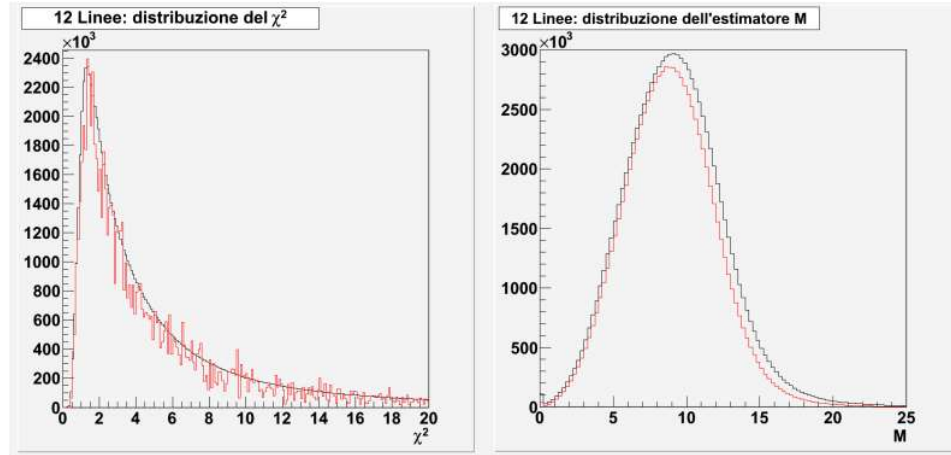


Figura 4.2. Distribuzione dei parametri di qualità χ^2 ed M. Le croci rappresentano i dati mentre la linea rossa il montecarlo. Gli eventi MC sono moltiplicati per il peso riportato in tabella 4.3

$$\chi^2(t_i, t_{th}) = \sqrt{\frac{(t_i - t_{th})^2}{\sigma_i^2}} \quad (4.1)$$

$$M(t_i, t_{th}) = 2 \cdot \sqrt{1 + \frac{(t_i - t_{th})^2}{2\sigma_i^2}} - 2$$

Nell'analisi delle tracce di neutrini up-going i tagli sui parametri di qualità, in particolare sul χ^2 , sono solitamente applicati nel tentativo di minimizzare il rapporto segnale-fondo, dove il fondo è rappresentato dai muoni atmosferici. In questa analisi, diversamente, il segnale da analizzare è costituito dalle tracce down-going, costituite quasi completamente da muoni generati dall'interazione dei RC nell'atmosfera, con una contaminazione da parte dei muoni dovuti ai neutrini atmosferici dell'ordine di 10^{-6} . E' comunque possibile che eventi ricostruiti come tracce di muone siano "simulati" da coincidenze casuali dovute alla bioluminescenza nell'ambiente sottomarino. Tali eventi possono essere eliminati tagliando le code delle distribuzioni dei due parametri di qualità, χ^2 e M. Per questo motivo la scelta dei valori di χ^2 e M a cui tagliare il set di eventi sarà effettuata solo dopo aver sottoposto gli eventi ad un'ulteriore selezione, illustrata di seguito, e ad un confronto tra le distribuzioni del χ^2 e di M relative a dati sperimentali e dati simulati.

Scelta infatti la strategia di ricostruzione delle tracce, le tre condizioni che seguono sono requisiti necessari che un evento deve possedere affinché possa essere considerato *buono* per l'analisi. Tali condizioni sono:

- $\theta \leq 85^\circ$: questo taglio permette di selezionare per l'analisi solamente gli eventi down-going, eliminando tutti gli eventi che provengono da sotto l'orizzonte. La scelta del valore di $\theta_{max} = 85^\circ$ segue quella fatta nel Montecarlo di generazione delle tracce down-going, in modo da avere una corrispondenza tra dati e simulazione;

SELEZIONE SUGLI EVENTI				
detector config.	eventi totali		eventi selezionati	
	dati	MC	dati	MC
Line 5	114'156'421	2'564'893	8'227'705 (7.2%)	1'376'224 (53.7%)
Line 9	24'794'921	2'334'719	6'457'500 (26.0%)	752'903 (32.2%)
Line 10	14'581'212	1'472'236	6'402'504 (43.9%)	829'183 (56.3%)
Line 12	962'475'087	36'242'051	99'780'752 (10.4%)	1'1048'707 (30.5%)

Tabella 4.2. Tabella riassuntiva della selezione effettuata sugli eventi applicando i criteri di selezione descritti nel paragrafo 4.1.2.

- **numero di linee ≥ 2 :** vengono selezionati solo quegli eventi che vengono ricostruiti grazie agli hit rivelati da 2 o più stringhe. Il taglio mira principalmente ad eliminare gli eventi *single-line*, ovvero quelli ricostruiti con una sola stringa, in quanto per questi eventi la simmetria cilindrica della stringa non permette la determinazione dell'angolo di azimut (ϕ), necessario per la determinazione di arrivo del cosmico primario;
- **triggers 3D_SCAN o T3:** i run di presa dati sono caratterizzati dalla presenza di diversi trigger, che selezionano gli eventi in base a determinate caratteristiche fisiche e/o geometriche. In particolare, la selezione richiede che gli eventi abbiano superato il veto dei due trigger sopra indicati, assicurando così che l'evento ricostruito sia associato ad una traccia di muone.

La tabella 4.2 riassume il comportamento dei tagli e gli eventi che sopravvivono alla selezione, compresi i tagli su χ^2 ed M descritti nella prossima sezione.

4.2 Confronto Dati-Montecarlo

Data la natura del sito dell'apparato sperimentale, circa 2500 m sotto il livello del mare, le condizioni sia ambientali che del detector possono subire notevoli cambiamenti nell'arco di brevi periodi temporali, imponendo così run di presa dati di breve durata (qualche ora).

Anche la simulazione della risposta dell'apparato, di conseguenza, deve tener conto della variabilità delle condizioni dell'apparato. Per fare questo è stata prodotta una simulazione Montecarlo detta *Run By Run* che procede alla simulazione degli eventi raccolti da ogni singolo run prendendo in input, tra l'altro, le informazioni sullo stato del detector (numero di PMT attivi, frequenza media ed istantanea del rumore dovuto alla bioluminescenza,...) per quel determinato run di presa dati.

Uno schema di come è strutturata la catena di simulazione è indicata di seguito:

1. Il codice **HEMAS** è utilizzato per la generazione del flusso di RC primari e dell'evoluzione dello sciamo atmosferico generato;
2. **MUPAGE** è un generatore di eventi utilizzato per simulare il flusso di muoni atmosferici prodotti dall'interazione dei raggi cosmici primari nell'atmosfera. Il

programma riceve in input il flusso generato da HEMAS. La propagazione dei muoni fino al detector (2500 km di profondità) viene simulata dal programma **MUSIC** solo per quegli eventi che al livello del mare hanno energie sopra i 500 GeV;

3. a questo punto una serie di programmi simula la risposta del detector al passaggio di muoni di alta energia (**km3**) e di sciami (**Geasim**);
4. L'output di **km3** viene in fine utilizzato come input per il programma **Trigger Efficiency**, per applicare agli "hit" generati dal MC le stesse regole di selezione/coincidenze che il trigger elettronico applica ai dati veri raccolti dall'apparato, producendo in output quelli che dovrebbero essere i dati rivelati dal detector stesso.

Al fine di minimizzare il tempo impiegato dalla CPU, data la durata di un run, viene simulato un tempo di durata equivalente tale che il numero di eventi generati sia in rapporto 1 a 10 con gli eventi sperimentali rivelati in quello specifico run. Il confronto tra i dati sperimentali e quelli simulati nell'analisi delle anisotropie dei raggi cosmici ha lo scopo di verificare che le distribuzioni degli eventi nel sistema di riferimento locale (azimut e zenit) siano simili. Il flusso di raggi cosmici simulato è isotropo. Di conseguenza la sua distribuzione dovrebbe essere uniforme in ϕ (angolo di azimut) e in $\cos\theta$ (angolo di zenit). La particolare geometria dell'apparato porta ad efficienze di rivelazione/ricostruzione variabili per diversi valori di θ e ϕ . In Figura 4.3 si nota che per alcuni valori di ϕ , ad esempio, l'efficienza dell'apparato varia rapidamente. In Figura 4.4 analogamente si vede che la distribuzione degli eventi in cui i μ sono stati accettati e ricostruiti non è uniforme in $\cos\theta$. Sia la Figura 4.3 che la Figura 4.4, in cui si mettono a confronto le distribuzioni ricavate dai dati con quelle relative ad eventi simulati, mostrano che il MC riproduce i dati in modo soddisfacente. Con gli eventi simulati con il MC quindi si potranno ricavare le efficienze di ricostruzione in funzione di ϕ e $\cos\theta$, e quindi le correzioni da applicare. In modo analogo, conoscendo il "tempo assoluto" e la posizione del detector per ognuno dei run analizzati, si potrà stimare "l'esposizione" del rivelatore ad ogni settore angolare del cielo. Una volta applicate le correzioni in θ , ϕ e per l'esposizione, si dovrà ottenere una distribuzione uniforme del flusso di RC sulla sfera celeste, là dove questa è stata esposta al detector. Applicando poi le correzioni ricavate dal montecarlo ai dati un'eventuale anisotropia residua nella distribuzione dei RC potrebbe risultare osservabile.

Dopo aver applicato i criteri di selezione del paragrafo 4.1.2 anche agli eventi simulati è possibile procedere al confronto, per ogni configurazione del detector (5 Linee, 9 Linee, 10 Linee, 12 Linee), delle distribuzioni degli eventi in azimuth e zenit, mostrate nelle figure 4.3 e 4.4. Si può bene osservare dai grafici come tutte e quattro le configurazioni del detector siano caratterizzate da una propria distribuzione degli eventi in azimut, mentre sono abbastanza simili le distribuzioni in $\cos\theta$. Questo fatto è atteso in quanto la distribuzione in azimut è fortemente legata alla geometria del detector.

Il tempo necessario per simulare un evento di muone atmosferico è tale da rendere impossibile la generazione di un numero di eventi pari (se non superiore) al numero di eventi raccolti sperimentalmente. Si è deciso quindi di generare un numero di

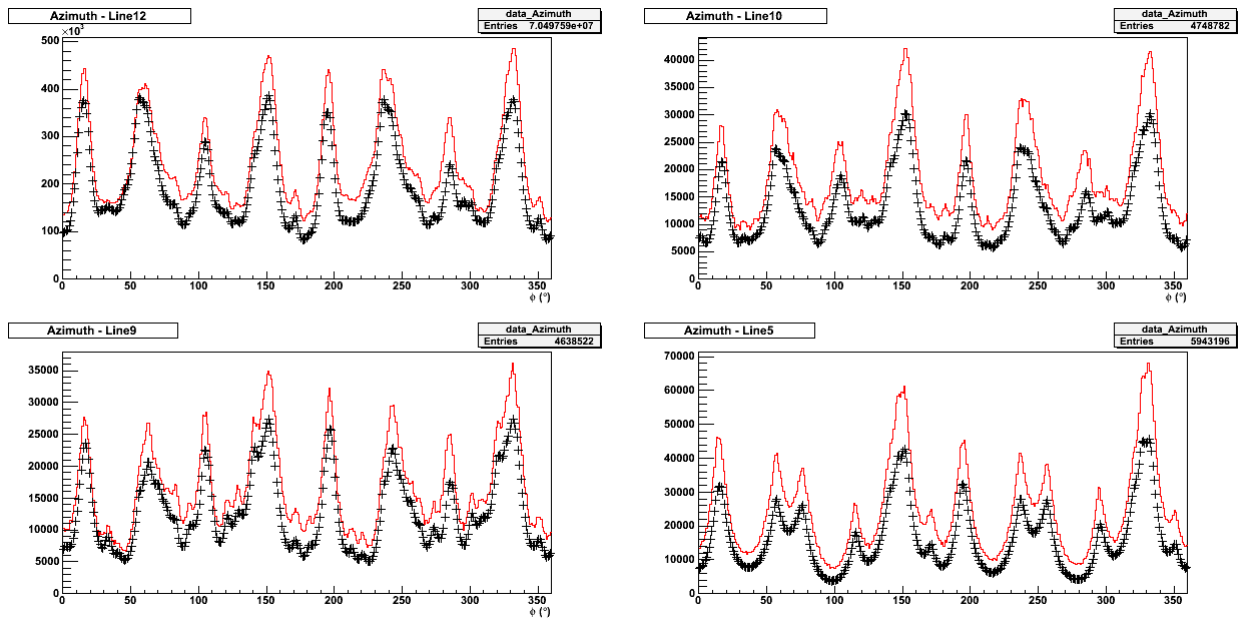


Figura 4.3. confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per 10.

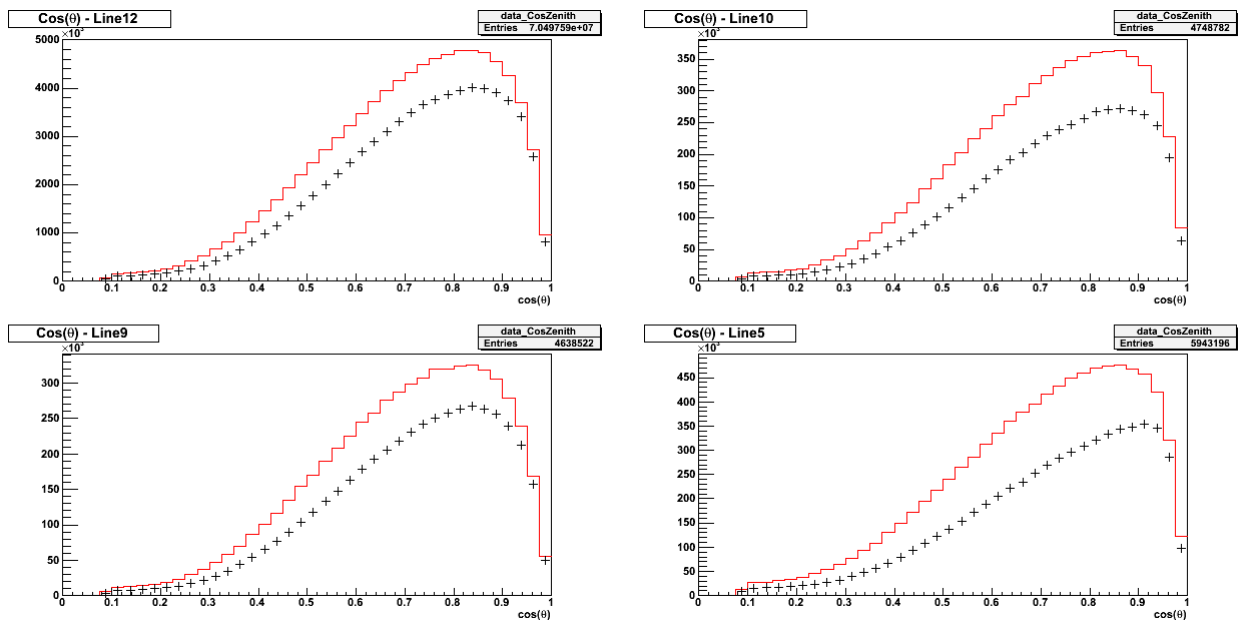


Figura 4.4. confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per 10.

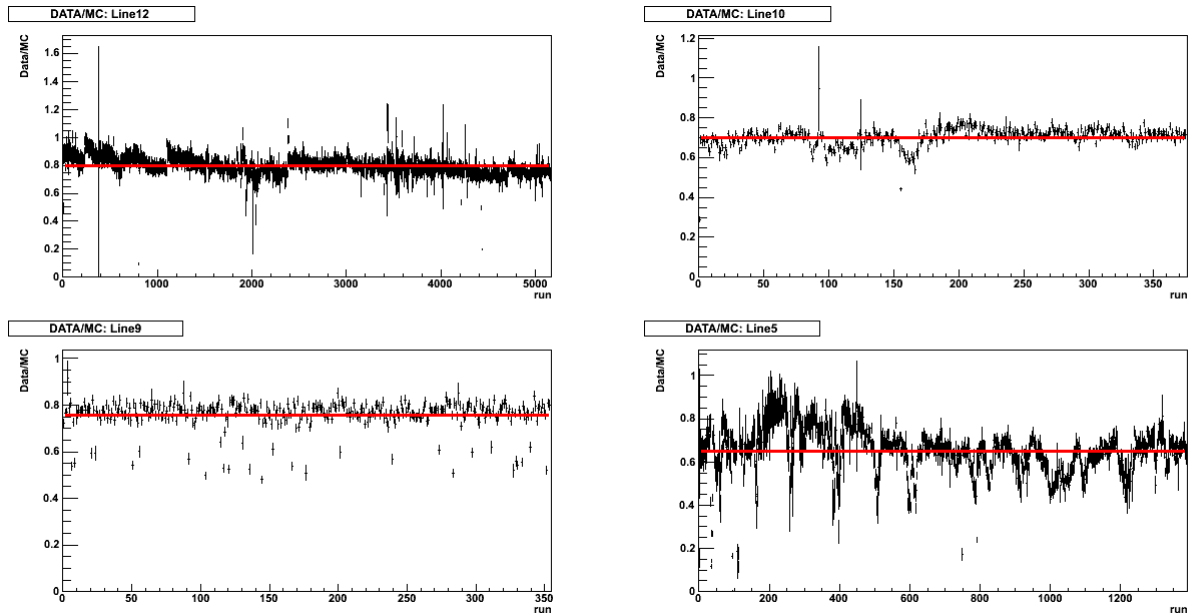


Figura 4.5. rapporto dati/MC. Per ogni configurazione del detector è stato calcolato il rapporto tra gli eventi sperimentali e quelli simulati all'interno di ogni singolo run. Il valori medi, indicati dalla linea rossa, sono riportati in tabella 4.3.

eventi di muoni atmosferici pari a circa 1/10 degli eventi osservati sperimentalmente. Le diverse accettanze ed efficienze che caratterizzano il funzionamento dell'apparato fanno però sì che il numero di eventi MC accettati dalle varie condizioni di trigger è ricostruzione non sia proprio ad 1/10 del numero di eventi realmente accettati sperimentalmente. Attribuendo un peso uguale a 10 ad ogni evento MC ci si aspetta di trovare, in ognuni distribuzione, lo stesso numero di eventi per i dati e per MC pesato. La figura 4.5 mostra, per quattro diversi periodi di presa dati, tale rapporto e chiaramente indica che non sarebbe corretto usare per il MC il valore nominale del peso. Per ogni configurazione si determina il valore del peso da attribuire relativamente agli eventi di MC per ottenere una valida rappresentazione dei dati. I rapporti DATI/MC, mostrati nella tabella 4.3, variano quindi in base

RAPPORTO DATI/MC		
detector config.	numero di run	$\langle \text{DATI/MC} \rangle$
Line 5	1389	6.50 ± 0.03
Line 9	354	7.57 ± 0.03
Line 10	375	7.02 ± 0.02
Line 12	5169	7.96 ± 0.01
totale	7287	0.761 ± 0.001

Tabella 4.3. Valori medi del rapporto DATI/MC.

alla configurazione del detector. Ripetendo il confronto delle distribuzioni con i valori nuovi pesi stimati si ottengono le distribuzioni mostrate nelle figure 4.6 e 4.7.

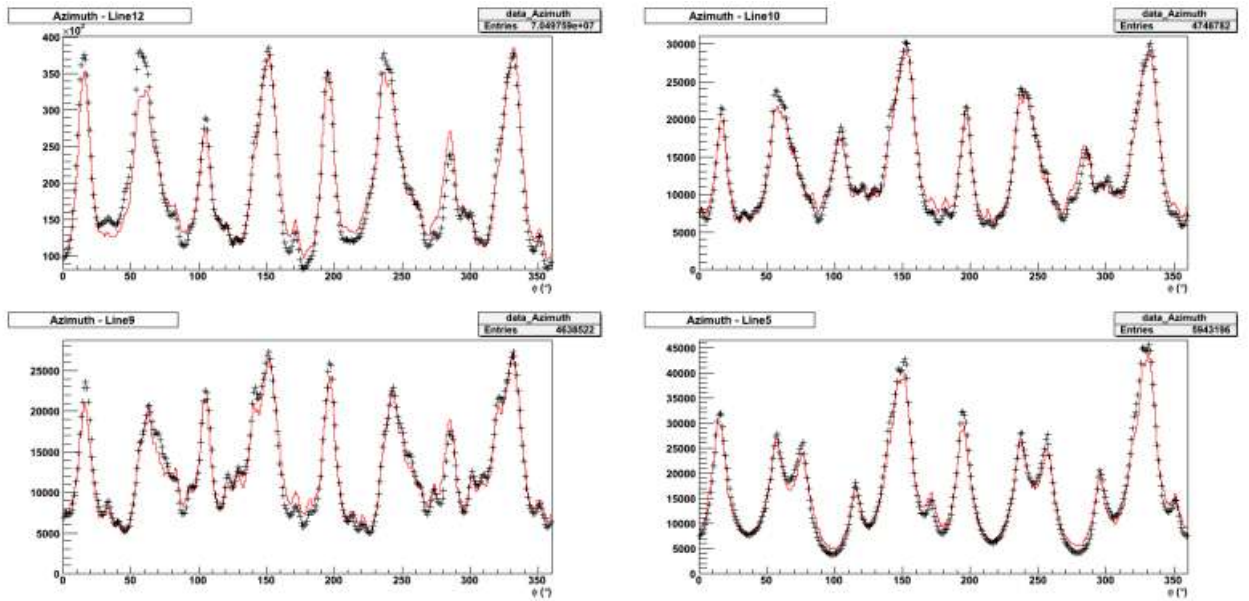


Figura 4.6. confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per il peso riportato in tabella 4.3.

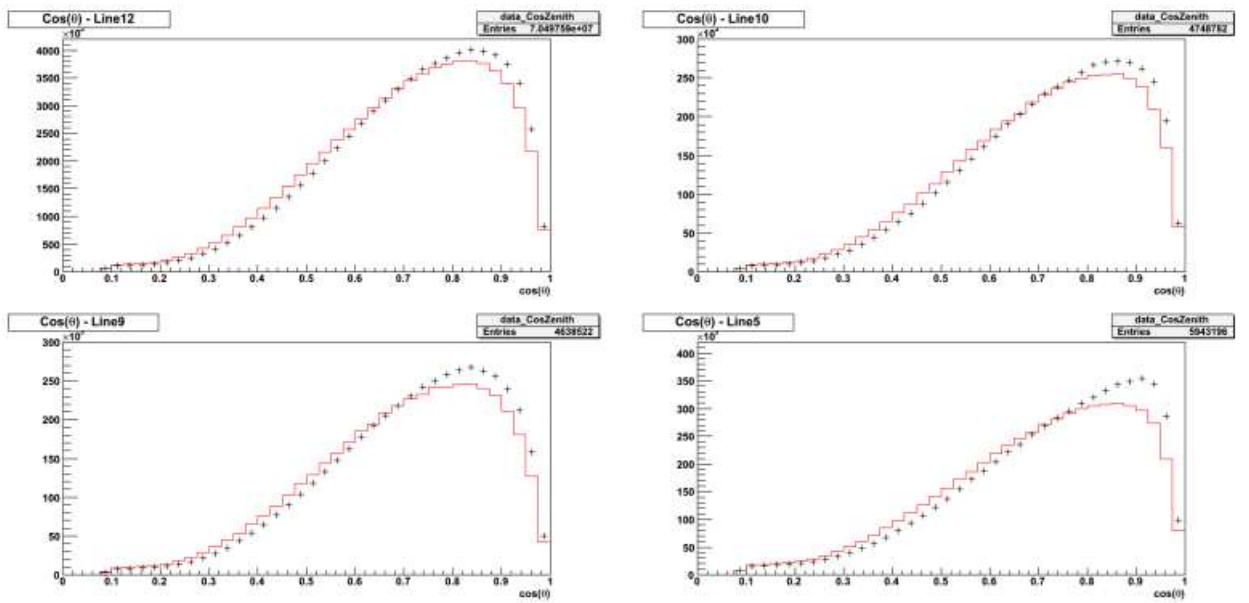


Figura 4.7. confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per il peso riportato in tabella 4.3.

Nel seguito dell'analisi gli eventi MC saranno pesati con il peso in tabella 4.3 relativo alla configurazione di appartenenza. Ottenuti i giusti valori con cui pesare gli eventi simulati, si procede al confronto dati-montecarlo delle distribuzioni dei parametri di qualità χ^2 ed M, mostrate in Figura 4.2. Come detto in precedenza, la maggioranza degli eventi raccolti da ANTARES è costituita da muoni atmosferici down-going prodotti dall'interazione dei RC con l'atmosfera. Tali eventi sono proprio quelli che verranno utilizzati per lo studio delle anisotropie. Eventuali configurazioni casuali spazio-temporali di hit dovuti a rumore ottico naturale possono simulare tracce di muoni, ma saranno caratterizzate in larga parte da un alto valore di χ^2 ed M, ovvero contribuiranno per lo più alle code delle due distribuzioni. Ciò nonostante si vuole tagliare meno eventi possibili, in quanto l'analisi in esame sarà migliore quanto più saranno gli eventi presenti nel set da analizzare. Imponendo quindi che il numero di eventi rigettati non sia più dell'80% del totale, si ricavano i seguenti valori:

- $\chi^2 \leq 10$
- $M \leq 12.5$

4.3 Correzione della disuniformità dell'apparato in azimuth (ϕ)

Come mostrato nel capitolo 3, la struttura del detector non è uniforme nello spazio, ma è costituita da una matrice di PMT, sistemati su 12 stringhe di supporto. Lo schema della disposizione delle linee vista dall'alto è mostrata in Figura 4.8. Questo

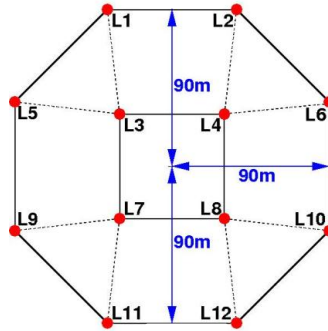


Figura 4.8. (figura da cambiare) Distribuzione degli eventi in funzione del $\cos\theta$. Gli eventi fanno parte del campione raccolto tra il 2007 e il 2010, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2.

fa sì che esistano determinate direzioni nel sistema di coordinate locale (θ, ϕ) che vengono ricostruite con una maggiore efficienza rispetto ad altre, a seconda del numero di stringhe che la particella incontra durante il suo percorso in acqua. Come

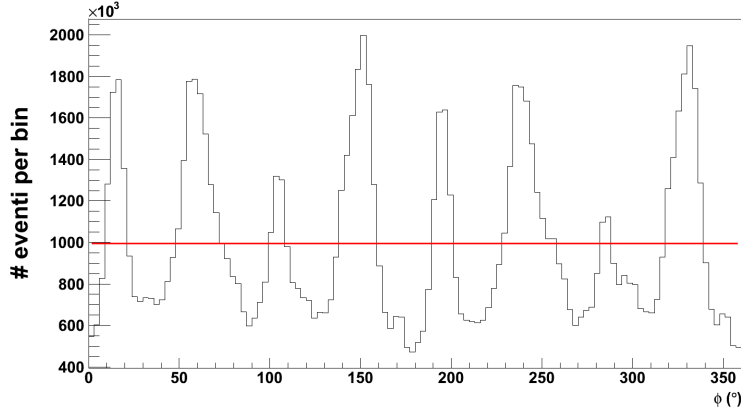


Figura 4.9. Distribuzione in azimuth degli eventi raccolti dal 2007 al 2010 con ANTARES, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2. In rosso è riportato il valore medio di eventi per bin.

conseguenza, la distribuzione degli eventi in azimuth, che ci si aspetta essere piatta in una situazione ideale, viene modulata come mostrato in Figura 4.9. Per correggere questo effetto, ed ottenere una distribuzione piatta, la distribuzione in azimuth viene parametrizzata con N , n_i e \bar{n} , dove N è il numero totale di bin, n_i è il numero di eventi contenuti nel bin i -esimo, mentre \bar{n} è il valore medio di eventi per bin, $\bar{n} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i$, indicato dalla linea rossa mostrata in figura. Ogni evento contenuto nell' i -esimo bin è quindi moltiplicato per il relativo peso $w_i = \frac{\bar{n}}{n_i}$. In questa analisi la parametrizzazione è stata effettuata scegliendo l'ampiezza del singolo bin pari ad un grado, $\Delta\phi = 1^\circ$.

Come già indicato all'inizio di questo capitolo, il set di dati è stato raccolto con quattro differenti configurazioni del detector (5, 9, 10 e 12 Linee), dando luogo a quattro sotto-set di dati. Di conseguenza, per quanto detto sopra, saranno differenti anche le rispettive distribuzioni in azimuth, come già mostrato in Figura 4.3. Ognuno dei diversi sotto-set di dati viene quindi corretto ricavando i pesi w_i dalla parametrizzazione della rispettiva distribuzione degli eventi in azimuth.

4.4 Correzione della non uniforme efficienza dell'apparato in zenit (θ)

La correzione in azimuth descritta nella sezione precedente riporta la distribuzione degli eventi rispetto all'angolo di azimuth alla distribuzione piatta che ci si aspetta, e che viene distorta a causa della geometria del detector. Una volta applicata questa correzione è possibile procedere nell'analisi della distribuzione degli eventi rispetto all'altra coordinata locale, lo zenit (θ). La distribuzione degli eventi in funzione di $\cos\theta$, ottenute dopo aver applicato la correzione in azimuth è riportata Figura 4.10. Ci si aspetta che la distribuzione dei RC primari sia uniforme in $\cos\theta$. Si può facilmente osservare come il numero di eventi sia fortemente dipendente dalla direzione di arrivo: si hanno molti più eventi in corrispondenza di $0.7 \leq \cos\theta \leq 0.9$ e

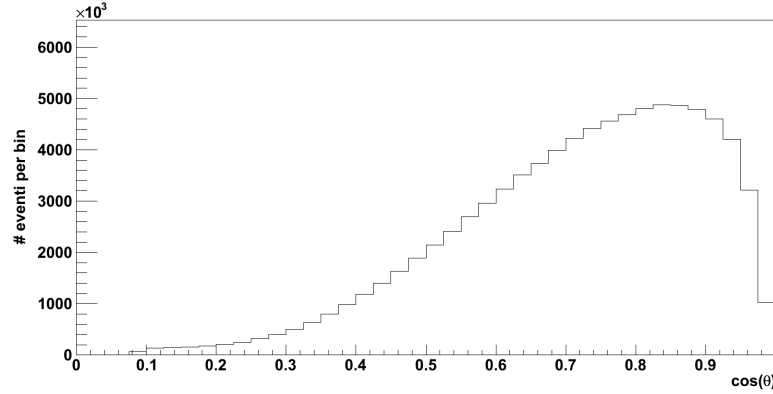


Figura 4.10. Distribuzione in $\cos\theta$ degli eventi raccolti dal 2007 al 2010 con ANTARES, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2.

molti meno eventi a $\theta \sim 0^\circ$ e $\theta \sim 90^\circ$. Le cause della forma della distribuzione degli eventi in funzione di $\cos(\theta)$ sono molteplici, e sono dovute sia alle caratteristiche degli eventi che sopravvivono alla selezione, come ad esempio l'energia delle particelle, o all'area efficace vista dai muoni in funzione dell'angolo θ , $A_{eff} = A_{eff}(\theta)$, sia al processo stesso di selezione degli eventi (a $\theta = 0$ gran parte degli eventi sono single-line e quindi scartati, vedi paragrafo 4.1.2). Gli eventi che danno vita alle distribuzioni in azimuth e zenit mostrate nelle Figure 4.9 e 4.10 rappresentano tracce di muoni generati dall'interazione dei RC primari nell'atmosfera e che giungono fino al detector, da cui sono rivelati. Poiché è ben nota la distribuzione dei RC primari in funzione del $\cos\theta$, che si sa essere piatta, l'idea è quella di sfruttare la distribuzione dei muoni secondari come una stima dell'efficienza complessiva di visualizzazione dei RC come eventi di muoni down-going in ANTARES.

Immaginando infatti che un *rivelatore di raggi cosmici primari* sia composto dall'atmosfera, dal mare e dal detector ANTARES. L'atmosfera svolge da filtro all'interno del *rivelatore*; a seconda dell'energia del primario e della densità dell'atmosfera variano sia la profondità a cui il primario interagisce, sia la distanza percorsa dai muoni secondari generati. Quelli che sopravvivono all'assorbimento da parte dell'atmosfera e del mare giungono in fine al detector, il quale possiede una propria efficienza di ricostruzione delle tracce. La distribuzione in $\cos\theta$ che ne risulta è proprio quella riportata in Figura 4.10. Poiché, come già detto, la distribuzione dei raggi cosmici primari in funzione del coseno dell'angolo di zenit si sa essere piatta, normalizzando la distribuzione delle tracce di muoni rispetto al suo valore massimo, si ottiene quella che può essere considerata l'*efficienza di rivelazione* dell'apparato rispetto al flusso di raggi cosmici primari in funzione del $\cos\theta$ (Figura 4.11).

4.5 Controllo della stabilità delle correzioni in ϕ e θ .

Ricordando quanto detto nel capitolo 3, le condizioni ambientali, lo stato di attività dei PMT e la configurazione dei triggers del detector possono subire notevoli

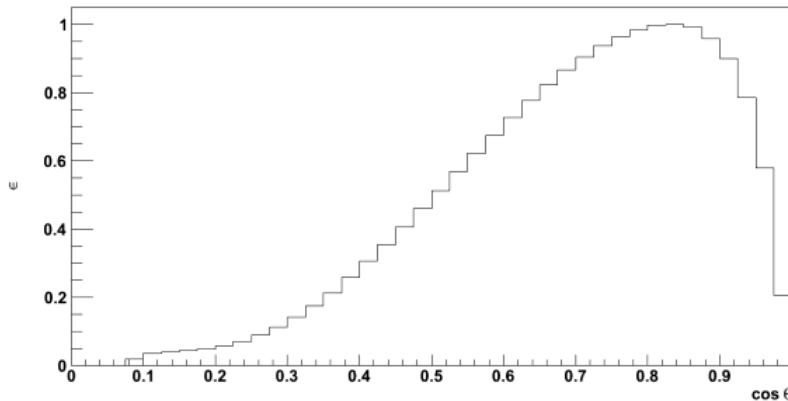


Figura 4.11. (figura da cambiare) Distribuzione degli eventi in funzione del $\cos \theta$. Gli eventi fanno parte del campione raccolto tra il 2007 e il 2010, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2.

variazioni nell'arco di brevi periodi di tempo, modificando così lo stato generale del detector, ed influenzando sul rate di eventi rivelati. Tutto questo influisce direttamente sulle distribuzioni in azimuth e in $\cos \theta$ degli eventi, e di conseguenza sulle correzioni appena descritte.

Al fine di minimizzare l'errore dovuto all'applicazione delle correzioni occorre controllare che le distribuzioni, e quindi le correzioni, siano il più possibile stabili nel tempo. In questo paragrafo viene descritto in che modo viene effettuato il controllo sulla stabilità nel tempo delle correzioni, sia in azimuth che in $\cos \theta$.

Dividiamo innanzi tutto il campione di dati in tanti sotto sample quanti sono i mesi di presa dati, ognuno dei quali viene identificato in base all'anno e al mese relativo, *Anno_Mese*. A loro volta, ogni singolo sotto sample *Anno_Mese* viene poi suddiviso in ulteriori 4 sotto insiemi di dati, ognuno dei quali della durata di sette giorni, denominato *Anno_Mese_settimana*.

Il controllo della stabilità delle correzioni consiste nel produrre la distribuzione media delle quattro distribuzioni settimanali e calcolare:

1. lo scarto percentuale delle quattro distribuzioni settimanali rispetto a quella media, in funzione della variabile angolare a cui la correzione si riferisce;
2. la distribuzione dello scarto percentuale.

Un esempio di come viene effettuato il controllo della stabilità temporale è illustrato in Figura 4.12 per quanto riguarda la correzione in azimuth e in Figura 4.14 per quanto riguarda la correzione in $\cos \theta$. Nei pannelli in alto sono riportate le quattro distribuzioni settimanali, mentre nei pannelli in basso sono riportati, in funzione dell'angolo, lo scarto delle singole distribuzioni dalla distribuzione media. Come si può osservare in Figura 4.12, lo scarto percentuale delle distribuzioni settimanali in azimuth è dell'ordine del 2 – 3% per i dati, e dello 6 – 7% per il MC. Per ognuna

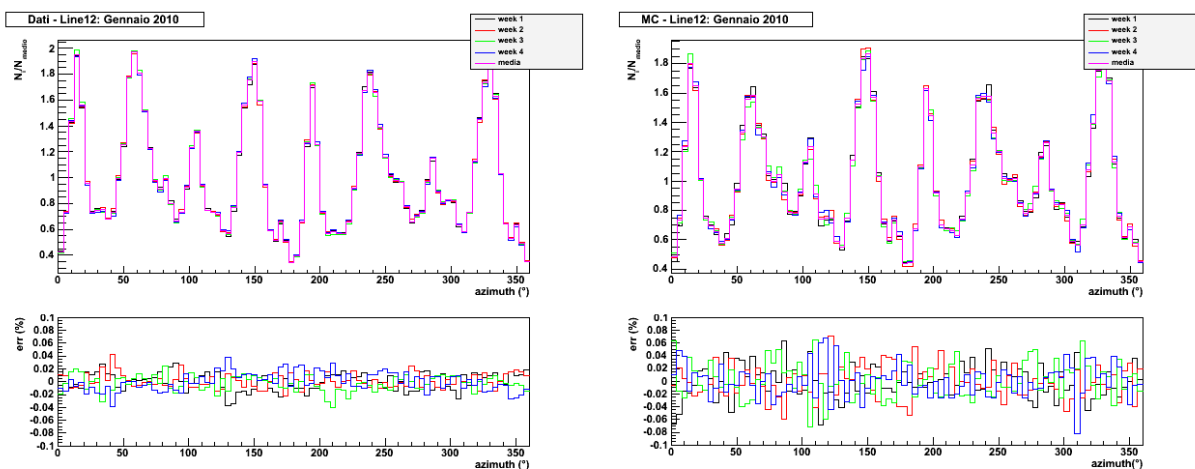


Figura 4.12. Distribuzioni settimanali in azimut relative al mese di Gennaio 2010, normalizzate al valore medio di eventi nella rispettiva settimana. I valori sull'asse rappresentano l'inverso dei pesi che vengono applicati come correzione. In basso i rispettivi scarti di ognuna delle quattro settimane rispetto alla distribuzione media.

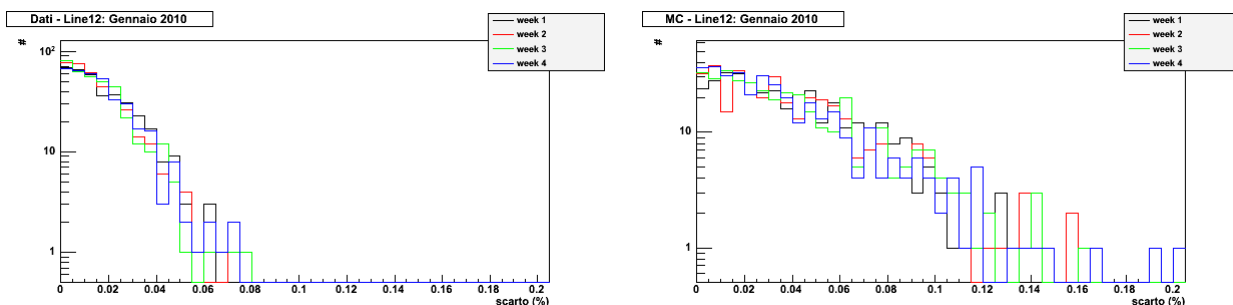


Figura 4.13. Distribuzione degli scarti mostrati in figura 4.12.

delle quattro configurazione del detector viene quindi applicata una correzione in ϕ e $\cos \theta$ ricavata dalla media mensile ricavata nel modo descritto sopra.

4.6 Calcolo dell'esposizione

Al fine di poter analizzare correttamente il set di dati raccolti è necessaria la conoscenza dell'intervallo di tempo (*esposizione*) durante il quale ogni settore angolare di cielo era "osservabile" dall'apparato durante il periodo di presa dati. In base alla posizione geografica del detector, infatti, solo alcune porzioni di cielo sono sempre, o in parte, visibili nel tempo. In questa sezione verrà illustrato il metodo in cui viene determinata l'esposizione del detector, la funzione che dà una misura della copertura del cielo, nel sistema di riferimento equatoriale.

L'esposizione dipende sia delle caratteristiche geometriche del detector sia dell'effettivo periodo di presa dati; in particolare, data una direzione del cielo (α, δ) in coordinate equatoriali, l'esposizione è data dal prodotto dell'area efficace esposta

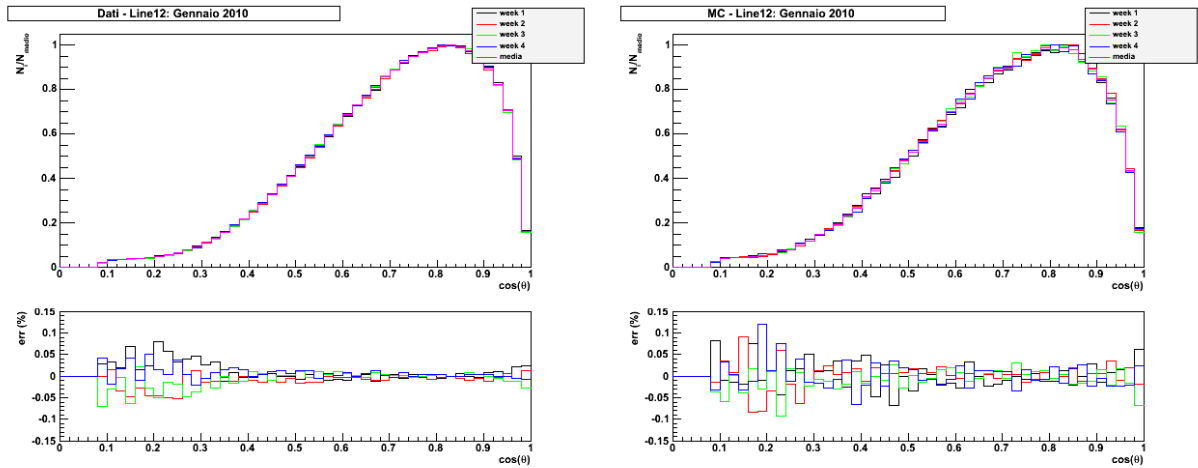


Figura 4.14. Distribuzioni settimanali in $\cos\theta$ relative al mese di Gennaio 2010, normalizzate al valore medio di eventi nella rispettiva settimana. I valori sull'asse rappresentano l'inverso dei pesi che vengono applicati come correzione. In basso i rispettivi scarti di ognuna delle quattro settimane rispetto alla distribuzione media.

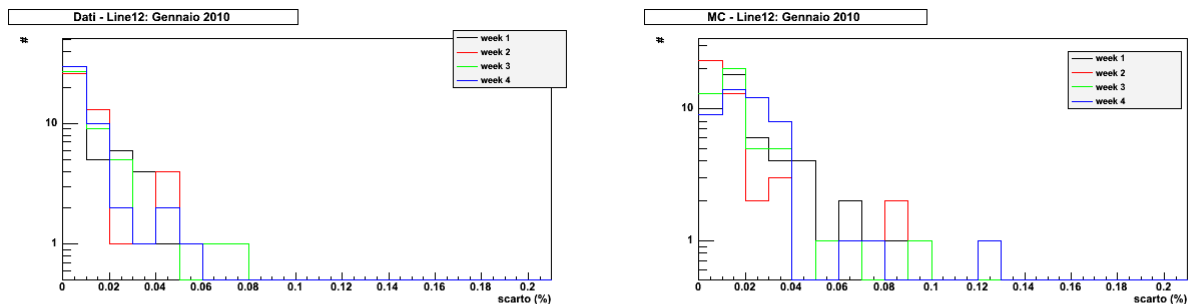


Figura 4.15. Distribuzione degli scarti mostrati in figura 4.14.

al flusso di raggi cosmici provenienti da quella direzione, per l'intervallo di tempo in cui la direzione (α, δ) è "visibile" del detector. In questo caso con "visibile" si fa riferimento al campo di vista del detector, definito dal massimo dell'angolo di zenit θ_{max} , entro il quale le tracce possono essere ritenute ricostruite in modo corretto e soddisfacente.

Una formula generale per il calcolo dell'esposizione è data da:

$$\omega(\alpha, \delta) = \int dt \cdot A(\theta, \phi, t) \cdot \epsilon(\theta, \phi, t) \cdot H(\theta_{max} - \theta) \quad (4.2)$$

dove $A(\theta, \phi, t)$ rappresenta l'area del detector "vista" dalla direzione (θ, ϕ) al tempo t , mentre $\epsilon(\theta, \phi, t)$ rappresenta l'efficienza di ricostruzione dell'apparato per la specifica direzione d'arrivo e ad un determinato tempo t . $H(x)$ rappresenta la funzione di Heaviside, che vale 1 per $\theta < \theta_{max}$ e 0 altrimenti. L'integrale è quindi esteso al tempo effettivo di presa dati. Come si può osservare dalla 4.2, l'integrale è funzione degli angoli di zenit θ e di azimuth ϕ , che definiscono il sistema di coordinate locali, o orizzontali. Per ottenere i valori di A ed ϵ , e quindi dell'esposizione, nel sistema delle coordinate equatoriali (α, δ) occorre ricorrere ad una trasformazione di coordinate dato dal sistema:

$$\begin{aligned} \theta(\alpha, \delta, t) &= \arccos(\sin \delta \sin \beta + \cos \delta \cos \beta \cos h(\alpha, t)) \\ \phi(\alpha, \delta, t) &= \arctan \left(\frac{\cos \delta \sin h(\alpha, t)}{\cos \delta \sin \beta \cos h(\alpha, t) - \sin \delta \cos \beta} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

in cui δ è la latitudine geografica del detector e h è l'angolo orario, definito come $h = LMST - \alpha$, con $LMST$ il tempo siderale locale medio.

La struttura geometrica del detector, vedi Sezione 3.8, porta ad avere un volume efficace a forma di cilindro. La simmetria cilindrica nel sistema di riferimento locale, (θ, ϕ) , permette di rimuovere la dipendenza dell'esposizione dell'angolo di azimuth semplificandone il calcolo. Questo è possibile soprattutto grazie alla correzione della distribuzione dell'angolo di azimuth, senza la quale, a causa della natura granulare del detector, si avrebbe l'effetto di modulazione mostrato in Figura 4.9.

La correzione apportata alla distribuzione in $\cos(\theta)$ permette invece di eliminare dal calcolo della 4.2 la dipendenza dall'angolo di zenit, θ . Tale correzione, infatti, ha lo scopo di ricostruire la distribuzione dei RC primari, piatta in $\cos(\theta)$, a partire dalla distribuzione dei muoni secondari rivelati dal detector, ed ingloba al suo interno il calcolo dell'area efficace, $A_{eff}(\theta, t) = A(\theta, t) \cdot \epsilon(\theta, t)$, limitando così il calcolo della 4.2 alla sola determinazione della funzione $H(\theta)$:

$$\omega(\alpha, \delta) = \int dt \cdot H(\theta_{max} - \theta(\alpha, \delta, t)) \quad (4.4)$$

$$H(\theta) = \begin{cases} 1 & \text{per } \theta < \theta_{max} \\ 0 & \text{per } \theta > \theta_{max} \end{cases} \quad (4.5)$$

Per valutare la funzione H occorre studiare come varia nel tempo la prima equazione del sistema 4.3, che possiamo riscrivere come

$$\cos \theta(t) = \sin \delta \sin \beta + \cos \delta \cos \beta \cos h(\alpha, t) \quad (4.6)$$

La dipendenza temporale dell'angolo di zenit è legata all'angolo orario h . Poiché h varia nell'arco di una giornata tra 0 e 2π , e quindi $\cos h$ tra -1 e 1 , si può scrivere

$$\sin \delta \sin \beta - \cos \delta \cos \cos \beta \leq \cos \theta(t) \leq \sin \delta \sin \beta + \cos \delta \cos \cos \beta \quad (4.7)$$

ovvero, applicando semplici relazioni trigonometriche

$$-\cos(\alpha + \beta) = \cos(\delta + \beta + \pi) \leq \cos \theta(t) \leq \cos(\delta - \beta) \quad (4.8)$$

A questo punto, data una direzione di vista (α, δ) e fissata la latitudine δ , è possibile distinguere tre differenti casi:

1. La direzione di vista non giace mai all'interno del campo di vista del detector.
Per qualsiasi valore di t , infatti, si ha sempre $\theta > \theta_{max}$ (e quindi $\cos \theta < \cos \theta_{max}$), condizione che si realizza se $|\delta - \beta| > \theta_{max}$. In questo caso il valore della funzione H , e quindi dell'esposizione è sempre nulla.
2. La direzione di vista giace sempre all'interno del campo di vista del detector.
Questo caso descrive la situazione opposta rispetto al caso precedente, e si realizza quando $\theta \geq \theta_{max}$ (e quindi $\cos \theta \geq \cos \theta_{max}$), da cui si ottiene $|\delta + \beta| \geq \pi - \theta_{max}$. In questo caso la funzione H vale sempre 1.
3. La direzione di vista giace solo per parte della giornata nel campo di vista del detector.
In questo caso nessuna delle due condizioni descritte in precedenza viene soddisfatta:

$$|\delta - \beta| \leq \theta_{max} < \pi - |\delta + \beta| \quad (4.9)$$

Fissando quindi una qualsiasi direzione (α, δ) , ed integrando la 4.4 nell'intervallo di tempo corrispondente all'effettivo periodo di presa dati è possibile ottenere l'esposizione per quella determinata direzione. A questo punto, al fine utilizzare nel modo corretto l'esposizione per il set di dati in analisi, occorre distinguere due casi. Nel primo caso il set di dati è caratterizzato da un intervallo di tempo di integrazione *continuo*, ovvero senza buchi temporali, e che abbia una durata T che sia un multiplo intero di un giorno ($T = n \cdot 24 h$). Questo permette di coprire in maniera *temporalmente uniforme* tutta la sfera celeste "visibile" dal detector, e di poter ricostruire il reale flusso di RC originario.

Nel secondo caso, invece, il set di dati è riconducibile ad un'esposizione del detector alla sfera celeste non uniforme nel tempo, in cui si alternano in modo discontinuo di brevi periodi di acquisizione e "buchi temporali". In questo caso non è possibile ricostruire la reale mappa del cielo e il flusso di RC come per il precedente, ma è solamente possibile ottenere le rate di eventi osservati per una data direzione. L'esposizione per un set di dati con queste caratteristiche va ulteriormente corretto utilizzando degli appositi pesi definiti come

$$W(\alpha, \delta) = \frac{\bar{w}(\delta)}{w(\alpha, \delta)} \quad (4.10)$$

dove $w(\alpha, \delta)$ è il valore dell'esposizione per la direzione (α, δ) , e $\bar{w}(\delta)$ è il valore medio dell'esposizione lungo la fascia di declinazione δ :

$$\bar{w}(\delta) = \int_0^{360} d\alpha w(\alpha, \delta) \quad (4.11)$$

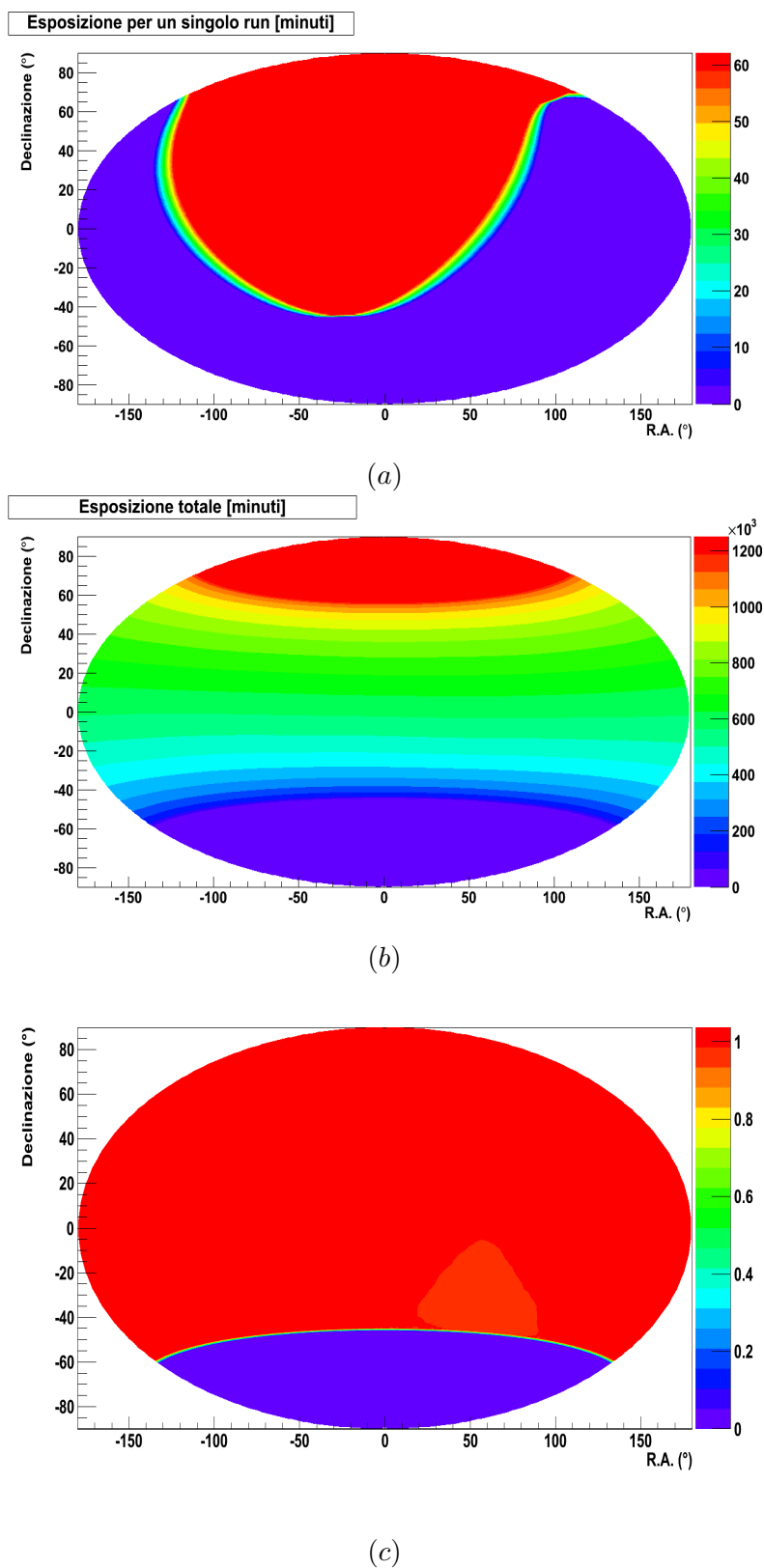


Figura 4.16. (a) Esposizione calcolata per il run 48141, iniziato alle 09:42:36 del 20/04/2010 e di durata 1h 62min 27s.(b) Esposizione totale data dalla somma delle esposizioni calcolate per tutti i 7288 run selezionati per l'analisi. Il tempo totale dell'esposizione è pari a 1'248'638 minuti (circa 867 giorni).(c) Pesi relativi alla mappa nel pannello (b) definiti come nell'equazione 4.10.

Il modo in cui sono definiti i pesi permette di normalizzare ogni banda di declinazione in base all'esposizione media rispetto a quella determinata banda.

Il set di dati di ANTARES, costituito da una serie di run distribuiti non uniformemente nell'arco dei quattro anni di presa dati, rispecchia le caratteristiche di quest'ultimo caso.

Al fine di effettuare una corretta stima dell'esposizione, questa viene effettuata in due tempi:

- I. calcolo dell'esposizione del singolo run del campione (Figura 4.16 (a));
- II. si ottiene l'esposizione totale, Figura 4.16(b), sommando le esposizioni di tutti i run che formano il campione;
- III. si produce la mappa dei pesi relativa all'esposizione ottenuta al punto II.

Il Δt utilizzato nel calcolo dell'esposizione è pari ad un minuto, mentre il passo angolare utilizzato nella determinazione della direzione di vista (α, δ) è stato preso uguale ad 1° sia in declinazione che in ascensione retta.

4.7 Analisi dell'anisotropia

Nei paragrafi precedenti sono state introdotte una serie di correzioni da applicare al set di dati al fine di poter verificare la presenza di anisotropie su larga scala nella distribuzione delle direzioni di arrivo dei raggi cosmici sulla sfera celeste.

La prima correzione ha permesso rimediare all'effetto causato dalla struttura a stringhe del detector, ridistribuendo in modo corretto il numero di muoni in funzione dell'azimut, mentre la seconda correzione ha permesso di risalire al flusso di RC primari sfruttando la distribuzione in $\cos \theta$ dei muoni come un'efficienza di rivelazione dell'apparato nei confronti dei RC stessi.

I dati così ottenuti devono quindi essere corretti per l'esposizione della sfera celeste in modo da ottenere una mappa in coordinate equatoriali del numero di eventi osservati in funzione della direzione di arrivo.

Le mappe in coordinate equatoriali che si ottengono sono mostrate in Figura 4.17.

Come si può osservare le mappe che si ottengono non sono completamente uniformi. Fissando infatti un certo angolo in ascensione retta α , e muovendosi lungo la declinazione δ_α , il numero di eventi può variare anche del 50%. Questo è principalmente dovuto alla correzione per l'esposizione. Zone del cielo poco esposte al detector, e quindi con un valore dell'esposizione molto piccolo, vengono sovrastimate rispetto alle zone maggiormente presenti nel campo di vista del detector. Tuttavia, e cosa molto più importante per il fine di questa analisi, si ottengono delle bande di declinazione in cui il numero di eventi in funzione dell'ascensione retta è costante. Questo permette di condurre un'analisi dell'anisotropia dei raggi cosmici lungo l'ascensione retta.

Per ogni banda di declinazione il contenuto di ogni bin viene diviso per il numero medio di eventi in quella banda. Quello che si ottiene sono le mappe mostrate in Figura 4.18.

La mappa in alto e al centro in Figura 4.18 rappresentano gli scarti ottenuti con i dati sperimentali: la prima (in alto) applicando le correzioni ottenute con i dati stessi,

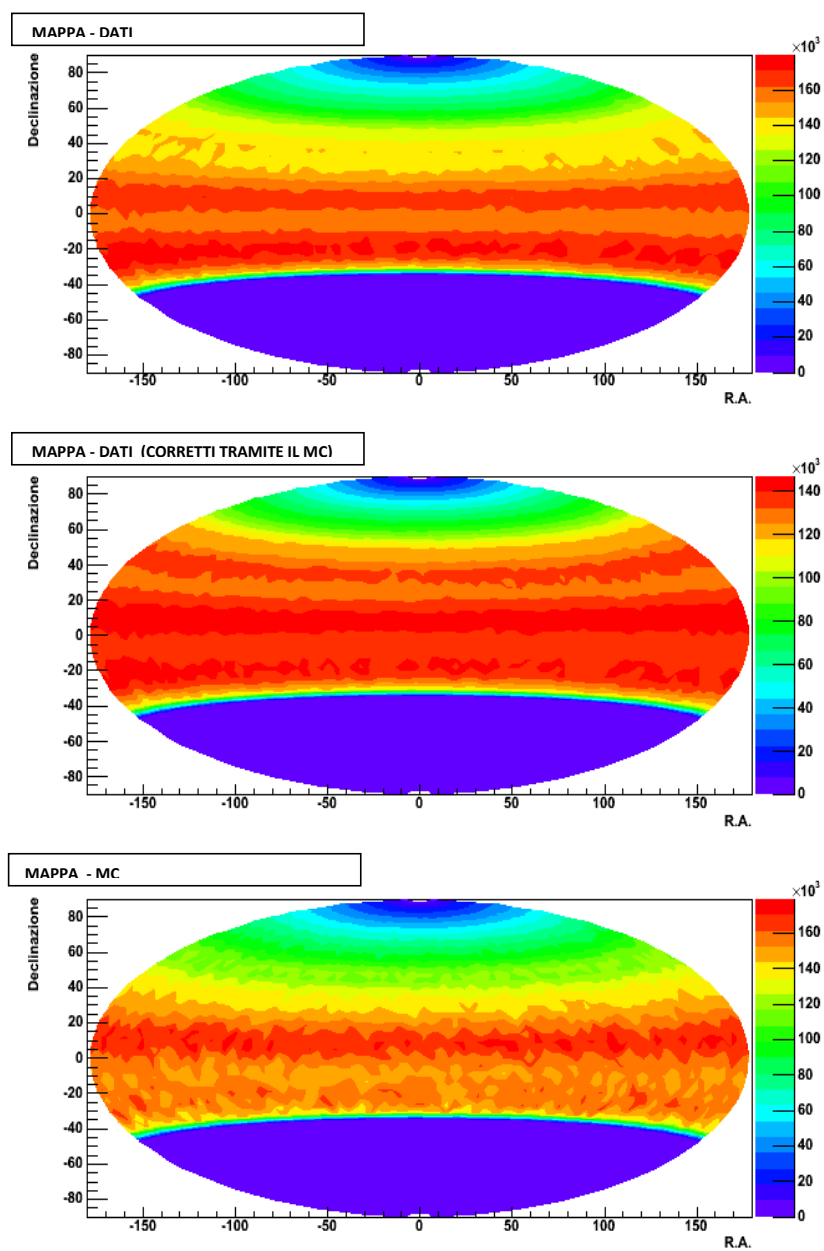


Figura 4.17. Distribuzione degli eventi in coordinate equatoriali. Le mappe hanno un binnaggio di 6° in declinazione e in ascensione retta. In alto: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos\theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati. Al centro: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos\theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. In basso: dati corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos\theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati.

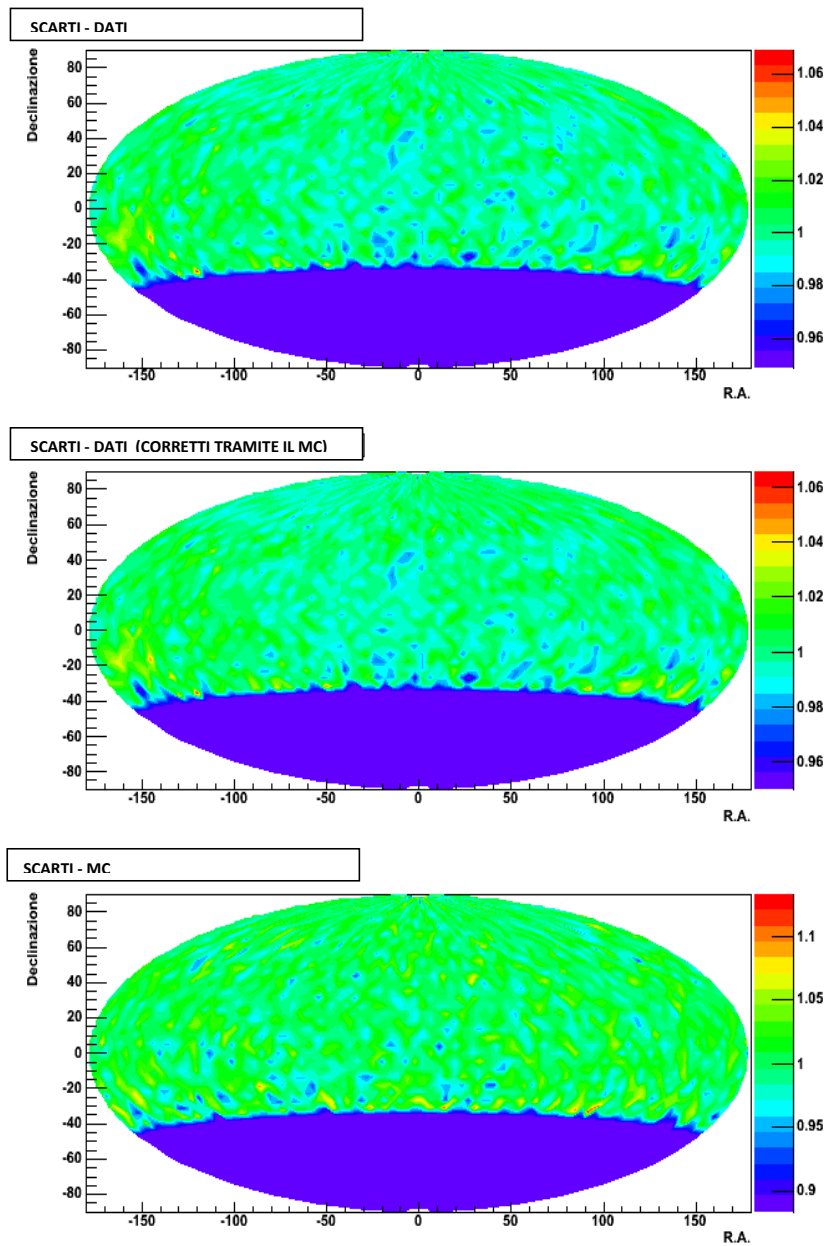


Figura 4.18. Per ogni banda di declinazione ($\Delta\delta = 6^\circ$) viene plottato lo scarto dal valore medio di eventi. Distribuzione dello scarto dal valore medio degli eventi osservati nella banda di declinazione stessa. In alto: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos\theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati. Al centro: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos\theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. In basso: dati corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos\theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati.

mentre la seconda (al centro) applicando le correzioni ottenute con dal MC. Queste due mappe mostrano un eccesso di eventi tra -180 e -150° , ovvero per $180^\circ < \alpha < 210^\circ$, ed un deficit tra -40 e 60° , ovvero per $230^\circ < \alpha < 60^\circ$. Nella mappa in basso in Figura 4.18, che riporta gli scarti relativi agli eventi MC, la distribuzione degli scarti è nettamente più uniforme, e non si osservano in modo netto le due zone evidenziate nei dati. Si osserva quindi effettivamente un effetto di anisotropia su larga scala nella distribuzione delle direzioni di arrivo nei dati sperimentali, che non si osserva nella distribuzione dei dati simulati. Per analizzare in maniera quantitativa l'entità di tale anisotropia vengono quindi studiati i profili (Figura 4.19) in ascensione retta delle tre mappe in Figura 4.17.

Analizzando i tre grafici è possibile notare lo stesso comportamento già mostrato dalle mappe. Si nota infatti un forte andamento oscillatorio nei due profili relativi ai dati sperimentali, mentre i dati MC mostrano un andamento più costante. Per quantificare gli andamenti mostrati, i tre grafici sono stati fittati con tre diverse funzioni:

$$f(\alpha) = m \cdot \alpha + q \quad (4.12)$$

$$f(\alpha) = A_1 \cdot \cos(\alpha - \phi_1) + B \quad (4.13)$$

$$f(\alpha) = A_1 \cdot \cos(\alpha - \phi_1) + A_2 \cdot \cos 2(\alpha - \phi_2) + B \quad (4.14)$$

La prima equazione descrive una retta, ed è utilizzata per verificare più che altro l'ipotesi di andamento costante per quanto riguarda i dati simulati. Le tre distribuzioni in Figura 4.19 mostrano una forte dispersione dei dati che difficilmente permetterà di trovare una funzione che ne rappresenti in modo soddisfacente l'andamento. Va ricordato che l'errore "statistico" associato ai dati simulati è superiore all'errore statistico associato ai dati sperimentali. I valori ottenuti dal fit dei tre grafici con la 4.12 sono riportati in Tabella 4.4. Come si può vedere l'ipotesi di andamento costante è favorita per il MC rispetto a dati. Come già detto, dati e MC non hanno lo stesso numero di eventi. Non è possibile quindi utilizzare il valore assoluto del χ^2 dei fit della stessa funzione a dati e MC come elemento di confronto. È possibile invece confrontare separatamente i χ^2 dei fit ottenuti per ognuna delle tre funzioni separatamente per i dati e per il MC. Si può vedere che il per il MC non è possibile decidere quale delle tre funzioni sia più adeguata per descriverne l'andamento. La dispersione dei dati è tale da poter assumere per semplicità una distribuzione "uniforme" dei dati simulati. Per quanto riguarda i dati reali è possibile dire che la distribuzione uniforme è quella che peggio descrive la realtà. Per analizzare l'andamento oscillatorio mostrato dai dati sviluppiamo quest'ultimo in armoniche sferiche. La seconda e la terza equazione sono costituite infatti da un termine costante, armonica di grado 0, e rispettivamente dalla prima armonica, 4.13, e dalla somma della prima e seconda armonica, 4.14. I risultati del fit sono riportati rispettivamente nelle Tabelle 4.5 e 4.6. Per quanto riguarda il fit solo con la prima armonica, si ottengono, sia per i dati che per il MC, un'ampiezza dell'oscillazione dell'ordine del percento. In particolare per i dati si ottiene un valore dell'ampiezza di oscillazione del $\sim 3.3\%$ ($\sim 3.0\%$ per i dati corretti con il MC), mentre per il MC si ottiene un'ampiezza del $\sim 2.0\%$. Ciò che differenzia l'oscillazione dei dati da quella del MC è la fase: per i dati si ottiene una fase pari a $\phi_1 \sim 26^\circ$ ($\sim 9^\circ$ per i dati corretti con il MC) mentre per il MC si ottiene $\phi \sim -53^\circ$ ($\alpha \sim 307^\circ$). Poiché per il

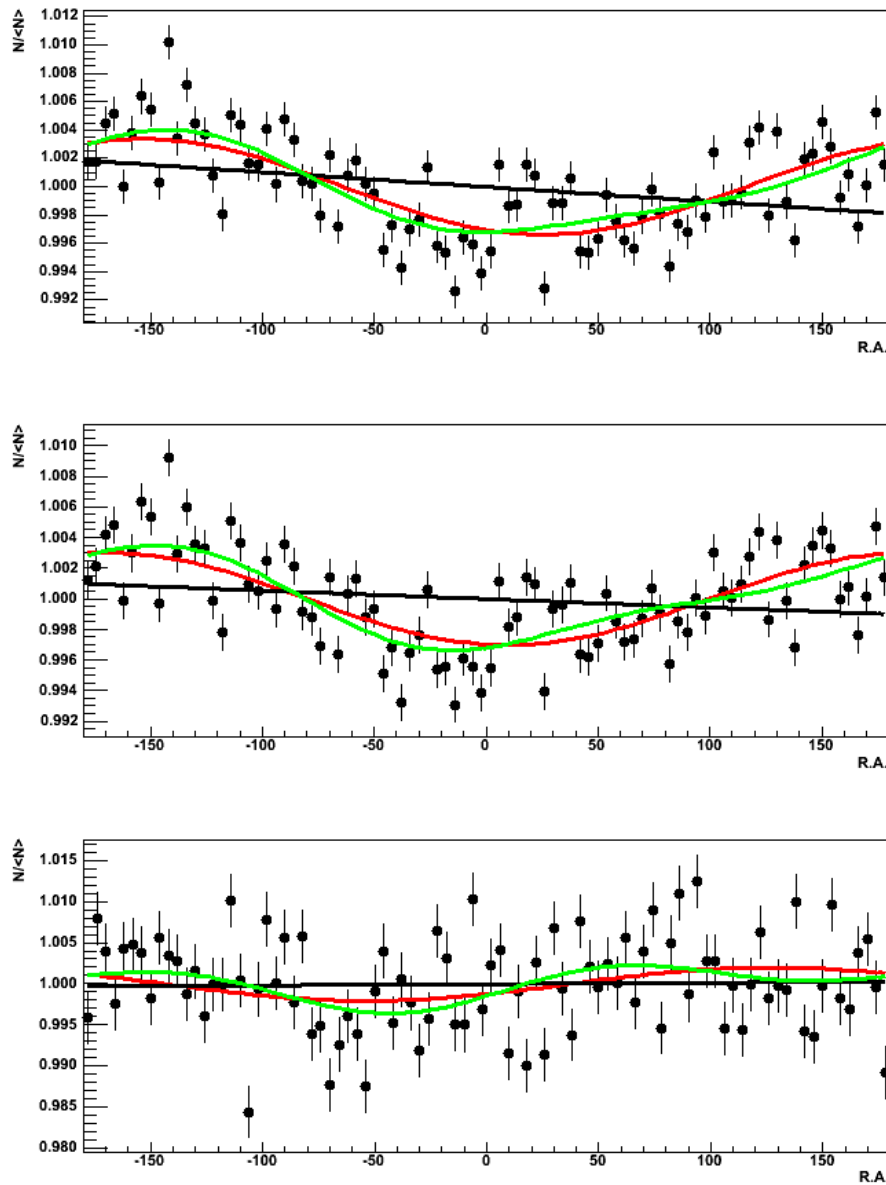


Figura 4.19. Profili in ascensione retta delle mappe Figura 4.18. In alto: dati sperimentali corretti con le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati sperimentali. Al centro: dati sperimentali corretti con le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. In basso: dati simulati corretti con le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati.

Le curve colorate sono il risultato del fit dei profili con le funzioni 4.12, 4.13 e 4.14, che corrispondono rispettivamente ad una retta: $y = m \cdot x + q$ (linea nera), alla prima armonica: $y = A_0 + A_1 \cdot \cos(x - \phi_1)$ (linea rossa), alla somma della prima e seconda armonica: $y = A_0 + A_1 \cdot \cos(x - \phi_1) + A_2 \cdot \cos(2(x - \phi_2))$ (linea verde). I valori dei parametri ottenuti dal fit con le tre diverse funzioni sono riportati rispettivamente nelle Tabelle 4.4, 4.5 e 4.6.

$$y = m \cdot \alpha + q$$

	$m (10^{-5}) (^{\circ})^{-1}$	q	χ^2/ndf
dati	-1.04 ± 0.12	1.0 ± 0.0	724/88
dati(MC)	-0.55 ± 0.12	1.0 ± 0.0	660/88
MC	1.65 ± 0.32	0.9999 ± 0.0003	291/88

Tabella 4.4. risultato del fit lineare.
$$y = A_1 \cdot \cos(\alpha - \phi_1) + B$$

	$A_1 (10^{-3})$	$\phi_1 (^{\circ})$	B	χ^2/ndf
dati	-3.38 ± 0.17	26.09 ± 2.95	1.0 ± 0.0	424.5/87
dati(MC)	-3.02 ± 0.17	9.86 ± 3.29	1.0 ± 0.0	380.6/87
MC	-2.04 ± 0.48	-53.14 ± 13.44	0.9999 ± 0.0003	273.1/87

Tabella 4.5. risultato del fit con la prima armonica.
$$y = A_1 \cdot \cos(\alpha - \phi_1) + A_2 \cdot \cos 2(\alpha - \phi_2) + B$$

	$A_1 (10^{-3})$	$\phi_1 (^{\circ})$	$A_2 (10^{-4})$	$\phi_2 (^{\circ})$	B	χ^2/ndf
dati	-3.38 ± 0.17	26.13 ± 2.95	-8.04 ± 1.7	-39.43 ± 6.19	1.0 ± 0.0	403.1/85
dati(MC)	-3.02 ± 0.17	9.92 ± 3.29	-8.92 ± 1.7	-37.99 ± 5.58	1.0 ± 0.0	354.3/85
MC	-2.04 ± 0.48	-53.14 ± 13.44	-15.69 ± 4.8	-40.74 ± 8.74	1.0 ± 0.0	262.3/85

Tabella 4.6. risultato del fit con le prime due armoniche.

MC ci si aspetta che la distribuzione degli eventi in ascensione retta sia costante una volta applicate le dovute correzioni, il fatto che l'ipotesi di andamento oscillatorio non possa essere esclusa (vedere χ^2/ndf) fa pensare alla necessità di studiare con maggiore dettaglio il set di dati al fine di individuare le cause di una tale anisotropia apparente e procedere alle dovute correzioni. Tuttavia il differente valore delle fasi permette di affermare che l'effetto di modulazione dei dati in ascensione retta non è causato, almeno in parte, dallo stesso effetto che genera l'oscillazione nei dati. Il fit con le prime due armoniche introduce un ulteriore argomento per una futura analisi del problema. I valori ottenuti per l'ampiezza e la fase della prima armonica sono pressoché identici a quelli ottenuti con il fit con la sola prima armonica. Al contrario, i valori dell'ampiezza e della fase della seconda armonica sono molto simili per dati e MC: A_2 oscilla infatti tra 1.5 e 0.8%, mentre ϕ_2 varia tra i 37 e 40°. Ciò indica la presenza di un effetto sistematico di modulazione che agisce sia sui dati che nel MC. In conclusione, l'analisi con le armoniche sferiche della distribuzione degli eventi simulati in ascensione retta ha mostrato la presenza di effetti di modulazione apparente che sicuramente influiscono nella determinazione di eventuali anisotropie nei dati. Tuttavia, la fase e l'ampiezza di oscillazione della prima armonica ottenute analizzando i dati sperimentali mostrano che l'effetto di oscillazione non è in correlazione con quello osservato per il MC.

4.8 Studio della correlazione tra la temperatura dell'atmosfera e il numero di muoni rivelati

Uno degli effetti che può concorrere alla distorsione del flusso di muoni rivelati dal detector, causando così delle possibili anisotropie apparenti, è la variazione stagionale della temperatura dell'atmosfera. La temperatura dell'atmosfera è strettamente legata alla sua densità, la quale a sua volta determina in modo decisivo l'interazione dei RC primari e lo sviluppo dello sciamo nell'atmosfera.

La correlazione tra la variazione del numero di muoni osservati e la variazione della temperatura dell'atmosfera è nota sin dagli anni '50, ed è stata misurata per la prima volta dall'esperimento MACRO (2007), che ha osservato una fluttuazione annua del numero di muoni dell'ordine del 2%. In tempi più recenti MINOS (2010) e BOREXINO (2011) hanno svolto lo stesso tipo di analisi, osservando una fluttuazione dell'ordine rispettivamente del 3% e 1.3%.

La dipendenza dell'intensità di muoni rivelati dalla variazione della temperatura dell'atmosfera può essere espressa utilizzando la seguente relazione:

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu^0} = \int_0^\infty dX \alpha(X) \frac{\Delta T(X)}{T(X)} \quad (4.15)$$

dove $I_\mu^0 = I_\mu(T_0, E_\mu > E_{th})$ è il numero di muoni osservati con energia superiore a E_{th} (≈ 50 GeV per ANTARES), e ΔI la sua fluttuazione; $\alpha(X)$ è il coefficiente di temperatura che lega le fluttuazione di temperatura dell'atmosfera ad una certa altitudine X , $\Delta T(X)/T(X)$, con le fluttuazione del numero di muoni osservati. Come descritto da Barrett et al., il coefficiente di temperatura per un detector quale ANTARES è dominato da una correlazione positiva tra il numero di muoni osservati e la temperatura dell'atmosfera (Figura 4.22). All'aumentare della temperatura,

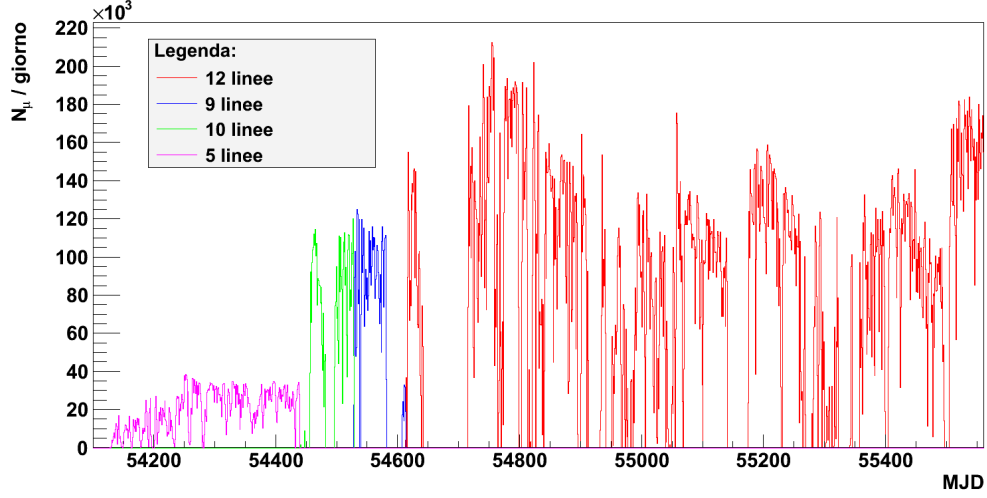


Figura 4.20. Numero di eventi osservati in funzione del giorno giuliano. L'asse x copre l'intervallo di tempo che va dal 1/1/2007 al 31/12/2010. Le diverse configurazioni del detector sono rappresentate con differenti colori.

infatti, diminuisce la densità dell'aria con il conseguente aumento del numero di pioni e/o kaoni che decadono prima di interagire.

4.8.1 Analisi dei dati sperimentali

Al fine di procedere ad un'analisi quantitativa della relazione 4.15 occorre definire in modo pratico le variabili in esame. Si definisce quindi I_μ come segue:

$$I_\mu = \frac{N_i/t_i}{\epsilon A_{eff} \Omega} \quad (4.16)$$

dove N_i è il numero di muoni osservati nel tempo t_i , ϵ è l'efficienza di ricostruzione delle tracce di muoni e A_{eff} è l'area efficace del detector. Le fluttuazioni di muoni possono quindi essere espresse tramite la relazione

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu} = \left[\frac{\Delta N_i/t_i}{\epsilon A_{eff} \Omega} \right] / \left[\frac{N_i/t_i}{\epsilon A_{eff} \Omega} \right] = [\Delta N_i/t_i] / [N_i/t_i] = \frac{\Delta R}{R} \approx \frac{(R_\mu - \bar{R}_\mu)}{\bar{R}_\mu} \quad (4.17)$$

avendo posto $R_\mu = N_i/t_i$ il numero di eventi osservati nell'intervallo di tempo t_i e $\bar{R}_\mu = \sum N_i / \sum t_i$ il numero medio di muoni osservati in tutto il periodo di presa dati, $\sum t_i$.

Tutto questo è valido se le condizioni di misura in cui opera il detector sono estremamente stabili, in modo da poter definire senza troppi problemi il valore di \bar{R}_μ . Al contrario, le condizioni ambientali in cui si trova ad operare ANTARES, come mostrato nei precedenti capitoli, possono variare notevolmente anche nel breve periodo di tempo. Il numero di muoni osservati in funzione del tempo è mostrato in Figura 4.20. Come si può osservare la variazione del numero di muoni in funzione del giorno è fortemente variabile, e di conseguenza non è possibile utilizzare

semplicemente il numero di dati sperimentali osservati. Ciò nonostante è possibile analizzare la variazione del rapporto tra gli eventi osservati e gli eventi simulati, $R = N_{dati}/N_{MC}$.

Nella sezione 4.2 è stato mostrato infatti come il montecarlo "Run By Run" sia strutturato in modo tale da riprodurre nel modo più fedele possibile le condizioni in cui operano i singoli run, permettendo di avere così una stima del numero di eventi che il detector dovrebbe rivelare. Poiché il montecarlo non riproduce l'effetto di modulazione stagionale dovuto alla variazione della temperatura atmosferica, dal rapporto tra dati sperimentali e dati simulati dovrebbe essere possibile osservare tale modulazione. Il rapporto tra dati e MC in funzione del giorno è mostrato nel pannello in alto della Figura 4.21, mentre nel pannello in basso è mostrata la variazione percentuale di R rispetto al suo valore medio $\langle R \rangle$ durante il periodo di presa dati.

4.8.2 Caratterizzazione della variazione stagionale della temperatura dell'atmosfera

Per quanto riguarda il termine a destra nell'equazione 4.15, è possibile semplificare l'integrale introducendo la "temperatura efficace", T_{eff} , dell'atmosfera. L'integrale può essere riscritto nel modo seguente:

$$\int_0^\infty dX \alpha(X) \frac{\Delta T(x)}{T(X)} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{T_{eff}} \approx \alpha_T \frac{(T_{eff} - \bar{T}_{eff})}{\bar{T}_{eff}} \quad (4.18)$$

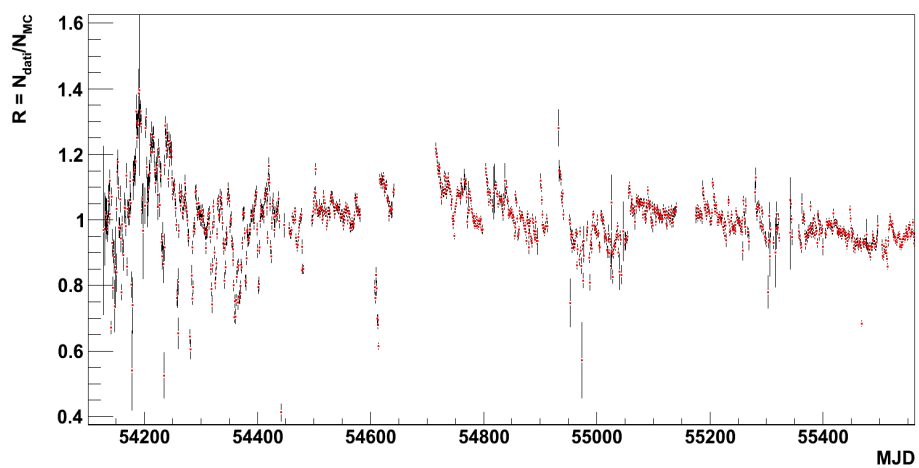
dove α_T è un coefficiente di proporzionalità legato alla profondità del detector, misurata in metri equivalenti di acqua (mwe), e \bar{T}_{eff} è il valore medio della temperatura efficace durante il periodo di presa dati. Ovviamente la profondità del detector influenza l'energia minima dei μ che possono raggiungerlo (per ANTARES $E_\mu^{min} \sim 1.5 TeV$). L'equazione 4.15 può quindi essere riscritta nel modo seguente:

$$\frac{\Delta R_\mu}{R_\mu} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{\bar{T}_{eff}} \quad (4.19)$$

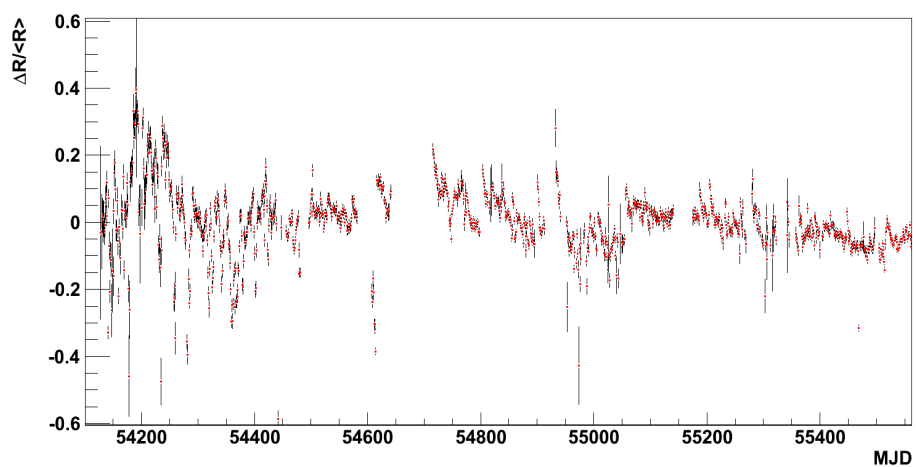
In generale la determinazione della temperatura efficace è abbastanza complessa. Tuttavia, nell'ipotesi in cui il flusso di muoni osservato sia prodotto dal decadimento dei soli pioni, è possibile definire un'espressione relativamente semplice per T_{eff} ,

$$\begin{aligned} T_{eff} &= \frac{\int dX T(X)/X [\exp(-X/\Lambda_\pi) - \exp(-X/\Lambda_N)]}{\int dX/X [\exp(-X/\Lambda_\pi) - \exp(-X/\Lambda_N)]} \\ &\approx \frac{\sum_i dX T(X_i)/X_i [\exp(-X_i/\Lambda_\pi) - \exp(-X_i/\Lambda_N)]}{\int dX/X_i [\exp(-X_i/\Lambda_\pi) - \exp(-X_i/\Lambda_N)]} \end{aligned} \quad (4.20)$$

dove $\Lambda_\pi = 160 g/cm^2$ e $\Lambda_N = 120 g/cm^2$ sono le lunghezze di attenuazione rispettivamente dei pioni e dei nucleoni nell'atmosfera, mentre l'integrale è esteso fino al top dell'atmosfera. L'integrale è stato approssimato con una sommatoria in quanto le misure della temperatura sono disponibili solamente per determinate altitudini X_i . Per il calcolo di T_{eff} sono stati presi i dati relativi allo stesso periodo in cui sono



(a)



(c)

Figura 4.21. Andamento giornaliero di $R = N_{\text{dati}}/N_{MC}$, rapporto tra il numero di eventi osservati e il numero di evento simulati.

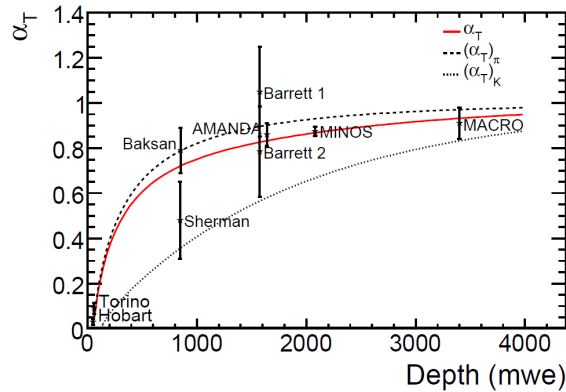


Figura 4.22. Coefficiente α_T in funzione della profondità del detector. I punti sperimentali rappresentano le misure effettuate nel corso degli anni da diversi esperimenti. Le predizioni teoriche si riferiscono a tre modelli differenti per la descrizione del decadimento dei mesoni nell'atmosfera: decadimento solo di pioni (linea tratteggiata), decadimento dei soli kaoni (linea a puntini), decadimento combinato dei due tipi di mesoni (linea rossa).

stati raccolti gli eventi con ANTARES, ovvero dal 1/01/2007 al 31/12/2010. Il set di dati sulla temperatura, forniti dall'European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), consiste in quattro misure giornaliere (00:00, 6:00, 12:00, 18:00) della temperatura media dell'atmosfera relativa a 21 diversi livelli di pressione. Il valore medio della temperatura, per un dato livello, è ottenuto mediando sui valori della temperatura misurati in una griglia $2^\circ \times 2^\circ$, con passo pari a 0.5° , e centrata nella posizione geografica del detector. In Figura 4.23 è mostrato l'andamento della temperatura media giornaliera nei quattro anni corrispondenti alla presa dati per i 21 livelli di pressione. mentre in Figura 4.24 sono mostrate l'andamento della temperatura efficace giornaliera (a) e la sua variazione percentuale (b) nel corso dei quattro anni.

4.8.3 Correlazione tra eventi osservati e temperatura dell'atmosfera

Giunti a questo punto si conoscono sia la variazione percentuale del rapporto R tra dati e MC, termine a sinistra dell'equazione 4.18, sia della temperatura efficace durante tutto il periodo di presa dati analizzato, termine a destra della 4.18. E' possibile quindi verificare l'esistenza di un'eventuale correlazione tra il numero di eventi osservati e la variazione della temperatura atmosferica.

La relazione di proporzionalità espressa dalla 4.18, conoscendo la fluttuazione percentuale della temperatura efficace e il valore di α_T relativo alla profondità di ANTARES, permette di effettuare una stima della fluttuazione del numero di muoni rivelati. Dal grafico 4.24(b) si osserva una variazione dell'ordine del 3% della temperatura efficace, mentre dal grafico 4.22, considerando una profondità pari a 2500 m, si ottiene un valore di $\alpha_T \sim 0.9$. Ci si aspetta quindi una fluttuazione stagionale del numero di

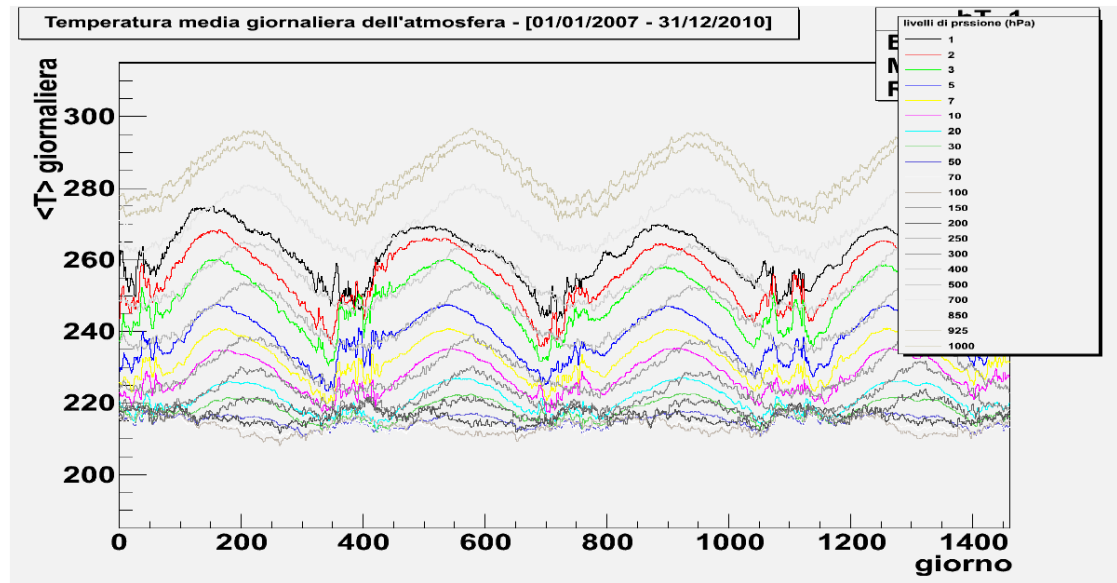
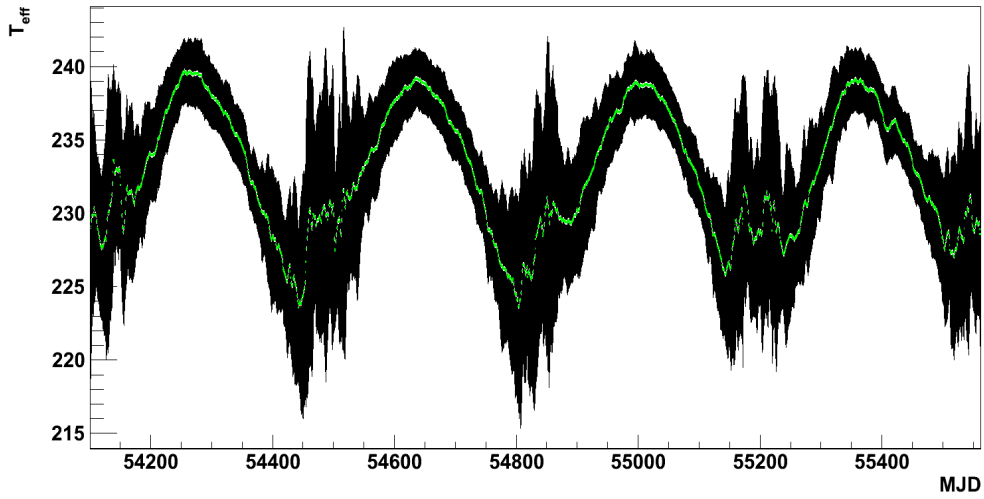


Figura 4.23. Variazione stagionale della temperatura media giornaliera dell'atmosfera relativa ai 21 diversi livelli di pressione, espressi in hPa. Il valore della temperatura è dato dalla media tra le quattro misure giornaliere. Gli errori non sono stati graficati per non coprire i vari grafici tra di loro.

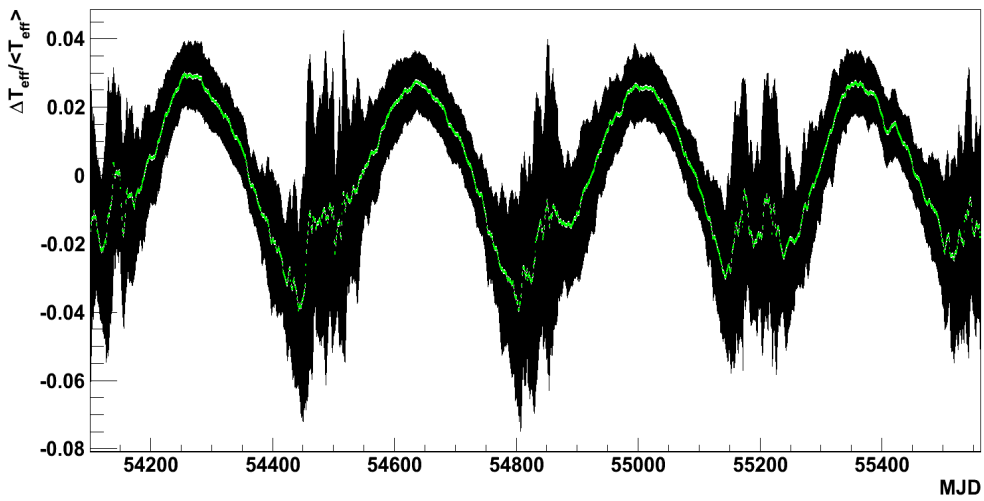
muoni osservati dell'ordine di:

$$\frac{\Delta R}{\bar{R}} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{\bar{T}_{eff}} \approx 0.9 \cdot 0.3 = 2.7\% \quad (4.21)$$

Per prima cosa si sovrappongono i due grafici 4.21(b) e 4.24(b) per verificare "ad occhio" un'eventuale correlazione tra le due distribuzioni. Osservando la Figura 4.25 è molto difficile poter determinare una qualsiasi correlazione tra la variazione dei dati osservati e quella della temperature efficace. Viene prodotto quindi un grafico che mette in relazione le fluttuazioni rispetto al valore medio delle due distribuzioni rappresentate in Figura 4.25. In presenza di un'eventuale correlazione come quella espressa dalla relazione 4.18 si dovrebbe ottenere un andamento lineare. Quello che si osserva in Figura 4.26, però, è una distribuzione uniforme dei punti del grafico. A discapito della predizione fatta, 4.21, le fluttuazioni ricavate dai dati sperimentali per l'andamento del numero di muoni osservati in funzione del tempo sono dell'ordine del $\sim 20\%$. Una causa di tale fluttuazione, avendo analizzato il rapporto dati/MC, può essere dovuta alla simulazione montecarlo, incapace probabilmente di riprodurre alla perfezione le condizioni ambientali e operative del detector. Un'altra causa di tale valore della fluttuazione può essere la selezione non troppo raffinata degli eventi; si è utilizzato infatti lo stesso set con il quale si è effettuata l'analisi delle anisotropie dei raggi cosmici, prodotto applicando tagli il meno restrittivi possibile. Quest'ultima è comunque legata alla simulazione. In conclusione con i dati in possesso e con i tagli applicati non è stato possibile ricavare una correlazione tra il numero di muoni osservati e la variazione stagionale della temperatura atmosferica.



(a)



(b)

Figura 4.24. (a) Andamento della temperatura efficace giornaliera. (b) Variazione percentuale della temperatura efficace giornaliera.

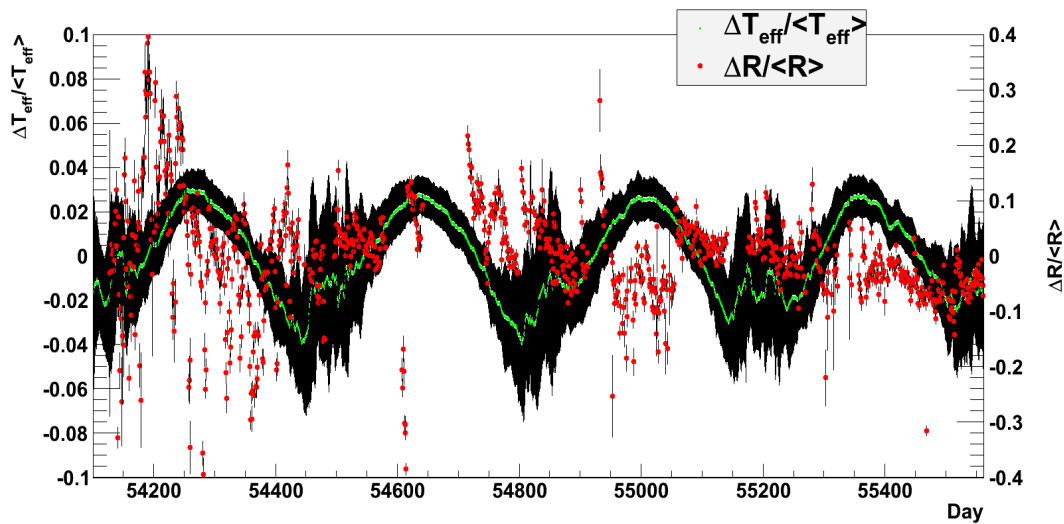


Figura 4.25. Confronto tra le variazioni percentuali del rapporto dati/MC e della temperatura efficace.

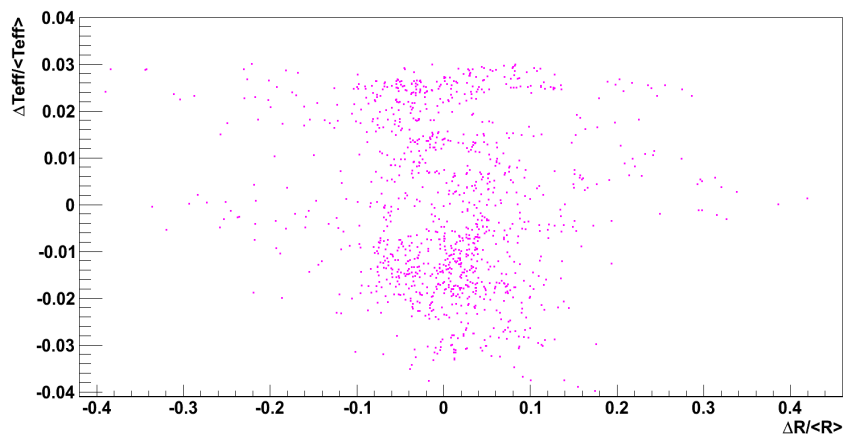


Figura 4.26. Grafico di $\Delta R/\langle R \rangle$ vs $\Delta T_{eff}/\langle T_{eff} \rangle$ per il periodo di tempo che va dal 1/1/2007 al 31/12/2010.

Capitolo 5

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati analizzati i dati raccolti dall'esperimento ANTARES nel periodo che va dal Gennaio 2007 al Dicembre 2010 con l'intento di verificare la presenza di un'eventuale anisotropia nelle direzioni di arrivo dei raggi cosmici primari, come già fatto da altri esperimenti in passato.

Diversi effetti fisici e strumentali possono essere alla base di una distorsione del segnale, causando un'anisotropia "apparente" nei RC primari. Uno dei problemi affrontati, e risolti, durante questo lavoro di tesi è stato proprio lo studio di alcuni di questi effetti sistematici che possono produrre un' anisotropia apparente.

La direzione dei RC primari in un apparato Cherenkov sottomarino può essere "stimata" ricostruendo la direzione di propagazione di muoni altamente energetici ($E_\mu \geq 1.5$ TeV) originati negli sciami atmosferici prodotti dall'interazione dei primari nell'alta atmosfera (a circa 10 km di altitudine). Tali muoni sono ricostruiti in ANTARES grazie alla luce Cherenkov da loro indotta attraversando l'acqua in prossimità del detector. L'apparato sperimentale è costituito da un numero limitato di stringhe verticali (12), equipaggiate con dei PMT, e poste ad una distanza di circa 60 m l'una da l'altra (Figura 4.8). Ciò comporta che, in base alla direzione di arrivo, i muoni abbiano una probabilità più o meno alta di indurre un segnale all'interno dell'apparato, e quindi di essere rivelati. Questa granularità dell'apparato è una delle cause sistematiche che deforma la distribuzione spaziale dei μ rivelati lungo l'azimut (Figura 4.9).

Un effetto fisico di cui occorre tenere conto per ricostruire la distribuzione in zenit delle direzioni di arrivo dei RC primari è legato alla quantità di atmosfera che questi devono attraversare a seconda dell'angolo di zenit di incidenza. A tale effetto si aggiunge inoltre un'efficienza di ricostruzione dell'apparato in zenit non uniforme (Figura 4.10).

Tutte le correzioni necessarie per stimare la corretta distribuzione dei RC primari nel sistema di riferimento locale (azimut e zenit), partendo dalle direzioni di volo dei muoni ricostruite da ANTARES, sono state stimate sia utilizzando programmi di simulazione sia utilizzando i dati sperimentali.

Si è dovuto inoltre tener conto della non uniforme efficienza dell'apparato nell'osservare zone di cielo in funzione del tempo. Possono essere osservati, infatti, solo quei muoni atmosferici che provengono da zone di cielo che in ANTARES sono sopra l'orizzonte durante il corso di un giorno siderale. Ciò comporta una non uniforme

”esposizione” alle diverse zone del cielo in coordinate equatoriali. A tale effetto, dovuto alla latitudine del detector, si somma la non uniforme copertura del cielo nel tempo, dovuta alla selezione dei singoli run di presa dati, e all’impossibilità da parte del detector di raccogliere dati in alcuni periodi. Si è quindi deciso di normalizzare il numero di eventi provenienti da un determinato settore angolare di cielo rispetto all’esposizione temporale di quest’ultimo.

Dati sperimentali e simulati sono quindi stati analizzati, sottoposti alle stesse regole di selezione e di ricostruzione degli eventi, ed infine sottoposti alle correzioni necessarie per correggere gli effetti di distorsione del segnale sopra descritti, in modo da ottenere in coordinate equatoriali la distribuzione delle direzioni di arrivo dei RC.

Le mappe degli eventi così ottenute (Figura 4.17) mostrano una marcata dipendenza dalla declinazione, probabilmente dovuta ad una non completa correzione degli errori sistematici (esposizione). Tuttavia, la distribuzione degli eventi lungo l’ascensione retta risulta essere uniforme. Ciò permette, in analogia col procedimento di analisi adottato da altri esperimenti descritti nel Cap.2 (IceCube, MILAGRO, AUGER,...), di procedere alla ricerca di eventuali anisotropie limitandosi allo studio della distribuzione degli eventi lungo la sola A.R.. Le mappe sono state quindi suddivise in bande di declinazione, ognuna ampia 6° , e per ogni banda, il contenuto di ogni bin è stato diviso per il numero medio di eventi in quella banda, ottenendo così una mappa delle anisotropie (Figura 4.18), sia per i dati che per il MC.

Per quantificare l’entità delle anisotropie osservate ho cercato di rappresentare il profilo in A.R. di queste mappe mediante uno sviluppo in serie tramite armoniche sferiche (sviluppo fino al I e al II ordine), e con una retta, per verificare l’ipotesi di isotropia assunta nel MC.

Per il MC, una distribuzione uniforme può rappresentare tale profilo con la stessa significanza statistica dello sviluppo in armoniche sferiche fino al II ordine. Per i dati l’ipotesi di distribuzione isotropa sembra essere sfavorita: si osserva infatti un evidente effetto di modulazione.

Cercando di riprodurre il profilo in A.R. tramite uno sviluppo in armoniche sferiche fino al I ordine si ottiene una modulazione con ampiezza dell’ordine del 3% per i dati e del 2% per il MC. Tuttavia, i valori ottenuti per le fasi relative ai due set di dati (sperimentali e simulati) sono totalmente differenti ($\phi_{dati} \sim 10^\circ$, $\phi_{MC} \sim -53^\circ$): è questa un’indicazione del fatto che i due effetti di modulazione sono, almeno in parte, non correlati. Ampliando lo sviluppo in armoniche fino al secondo ordine, è interessante notare che, mentre i valori che si ottengono per i parametri relativi alla prima armonica sono per lo più gli stessi ottenuti con uno sviluppo solo fino al I ordine, i parametri relativi alla seconda armonica, ovvero ampiezza e fase, sono molto simili per i dati e per il MC. Ciò potrebbe essere un’indicazione della presenza di un effetto sistematico di modulazione del segnale non ancora corretto nei dati e nel MC.

Si è inoltre cercato di evidenziare, ed eventualmente correggere, un altro possibile effetto sistematico presente solo nei dati, e non nel MC: la dipendenza delle rate di μ osservati dalla temperatura (e quindi dalla densità) dell’atmosfera. A causa di tale effetto, già studiato da diverse collaborazioni (MACRO, IceCube, MINOS, BOREXINO), ci si aspetta una modulazione annuale dell’ordine del 3% nell’intensità di muoni rivelati da ANTARES. I dati ambientali per tale analisi sono stati ottenuti dall’European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF), ed è stato

parametrizzato il possibile effetto in funzione del profilo della temperatura nei quattro anni relativi alla presa dati di ANTARES. Ciò nonostante, a causa delle elevate fluttuazioni dei dati (20-15%), non è stato possibile evidenziare alcuna correlazione tra il flusso di muoni osservato e la temperatura atmosferica. Per tale studio il lavoro di analisi è ancora in corso.

Appendice A

Coordinate celesti

Le coordinate celesti servono per identificare la posizione degli astri sulla sfera celeste. Dato visto che nella realtà essi hanno distanze diverse da noi, le coordinate celesti individuano una direzione orientata, ossia una semiretta originata dall'osservatore e passante per l'astro.

Le coordinate celesti costituiscono un insieme composto principalmente da tre differenti sistemi di riferimenti: il sistema di coordinate orizzontali (o locali), il sistema di coordinate equatoriali e il sistema di coordinate galattiche.

A.1 Coordinate orizzontali

Le coordinate orizzontali, dette anche coordinate altazimutali, dipendono dalla posizione relativa dell'osservatore rispetto all'astro e sono riferite all'osservatore, immobile rispetto alla Terra in movimento. Per ogni astro (in movimento relativo rispetto alla Terra), le coordinate orizzontali variano continuamente in funzione del tempo. I riferimenti di tale sistema di coordinate sono:

- l'orizzonte, la circonferenza massima che separa l'emisfero celeste visibile da quello non visibile;
- il meridiano locale, la circonferenza massima passante per lo Zenit dell'osservatore e per i poli, che incontra l'orizzonte nei punti Nord e Sud;
- il piede dell'astro, punto dell'orizzonte più vicino all'astro, corrispondente al punto dell'orizzonte individuato dal meridiano passante per l'astro.

La posizione di un astro sulla sfera celeste è dunque definita da:

- la *distanza zenitale* (θ): distanza angolare dell'astro dallo Zenit dell'osservatore e che varia da 0° a 180° ;
- l'*azimut* (ϕ): distanza angolare tra il punto Sud e il piede dell'astro (corrispondente alla distanza angolare tra meridiano locale e meridiano passante per l'astro), misurata in senso orario, e varia tra 0° e 360° .

Le circonferenze minori formate dai punti di uguale altezza sono i *cerchi d'altezza* o *almucantarati*, mentre le semicirconferenze massime comprendenti i punti di un dato

Azimut si chiamano *verticali*. A volte, al posto della distanza zenitale si usa l'*altezza* (h), distanza angolare dell'astro dall'orizzonte, che varia tra -90° e 90° . Pertanto θ è l'angolo complementare di h , infatti $\theta + h = 90^\circ$.

A.2 Coordinate equatoriali

Esistono due tipi di coordinate equatoriali: il sistema equatoriale fisso (detto anche sistema a coordinate equatoriali orarie) e di sistema equatoriale mobile (detto anche sistema a coordinate equatoriali celesti).

A.2.1 Coordinate equatoriali orarie

Nel primo sistema equatoriale si prendono come riferimenti:

- come piano di riferimento l'*equatore celeste*, ossia l'intersezione del piano dell'equatore terrestre con la sfera celeste;
- come punto di riferimento si sceglie il *punto di mezzocielo* M , che è l'intersezione del meridiano locale e dell'equatore celeste.

Dunque, le coordinate del sistema equatoriale fisso sono:

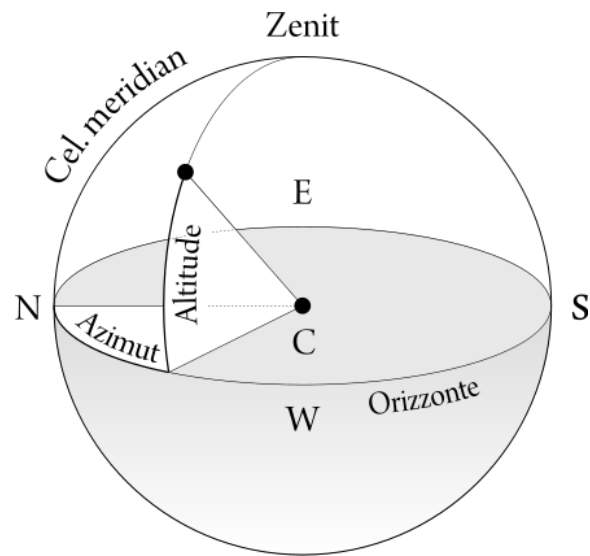
- l'*angolo orario* (H), che è la distanza angolare tra il punto di mezzocielo M e l'intersezione del meridiano celeste passante per l'astro con l'equatore celeste; si misura in ore, minuti e secondi ($0^h, 24^h$) a partire dal punto M in senso orario;
- la *declinazione*, ossia la distanza angolare tra l'intersezione del meridiano celeste per l'astro e l'equatore celeste e l'astro stesso, misurata lungo il meridiano celeste; si misura in gradi, primi e secondi ($0^\circ, 90^\circ$) a partire dall'equatore celeste fino ai poli celesti, e si parla di declinazione positiva nell'emisfero boreale e di declinazione negativa in quello australe.

Mentre la declinazione non cambia con l'osservatore, l'angolo orario sì.

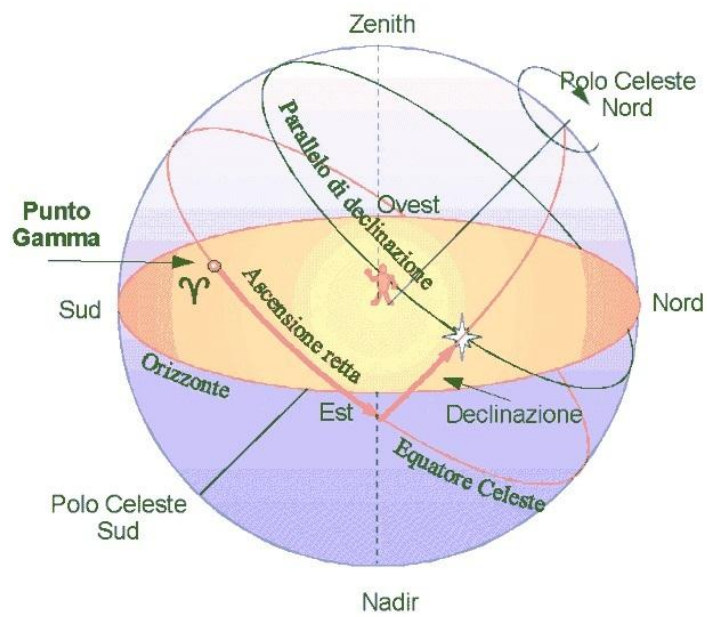
A.2.2 Coordinate equatoriali celesti

Nel sistema equatoriale mobile le coordinate non variano con la posizione dell'osservatore, permettendo una localizzazione degli astri sulla sfera celeste completamente indipendente dalla posizione dell'osservatore e dal moto diurno della sfera celeste. I riferimenti in tale sistema sono:

- l'*equatore celeste*;
- i *cerchi orari* (o meridiani);
- il *punto d'ariete* (γ), ossia l'intersezione dell'*eclittica* (il piano su cui giace il moto apparente del Sole rispetto alla Terra che è inclinato rispetto all'equatore celeste di un angolo di $23^\circ 26' 32''$) con l'equatore celeste, ed è il punto in cui il sole passa dalla semisfera sud a quella nord.



(a)



(b)

Figura A.1. (a) Sistema di coordinate orizzontali. (b) Sistema di coordinate equatoriali.

Le coordinate in tale sistema sono:

- la *declinazione* (δ) di un astro è la sua distanza angolare dall'equatore celeste (da -90° , al polo sud, a $+90^\circ$ al polo nord).
- L'*ascensione retta* (α) di un astro è la distanza angolare tra il punto d'ariete e l'intersezione del suo cerchio orario con l'equatore celeste; si misura a partire dal punto d'ariete in senso antiorario in gradi (0° , 360°) o equivalentemente in ore ponendo $1\text{h} = 15^\circ$.

A volte, al posto della declinazione si usa la *distanza polare* (p), che è la distanza angolare dell'astro dal polo nord celeste e che varia da 0° a 180° . In ogni caso, trattandosi di angoli complementari, $p + \delta = 90^\circ$.

A.3 Coordinate galattiche

Le coordinate galattiche prendono come piano di riferimento il *piano galattico*, che forma un angolo di $62^\circ 41'$ con l'equatore celeste, e come direzione di origine quella del *centro galattico*, individuato dalle misure di radioastronomia e collocato nella costellazione del Sagittario ($\alpha=17\text{h } 42\text{m } 30\text{s}$, e $\delta=-28^\circ 55' 1''$).

Questi riferimenti permettono di definire un *polo nord* ed un *polo sud galattico* tramite la direzione normale al piano galattico e passante per il Sole. Il polo nord galattico ha coordinate equatoriali $\alpha=12\text{h } 49\text{m}$ e $\delta=+27^\circ 24'$.

La posizione di un astro in tale sistema di riferimento è individuato tramite la seguente coppia di coordinate, entrambe misurate in gradi:

- la *longitudine galattica* (l): varia da $l=0^\circ$ (centro della galassia) a $l=360^\circ$ ed è crescente nel verso di rotazione della Via Lattea (vista dal polo nord la longitudine cresce in senso antiorario);
- la *latitudine galattica* (b): è misurata sui cerchi massimi passanti per i poli e varia da $b=-90^\circ$ (polo sud galattico) a $b=+90^\circ$ (polo nord galattico).

A.4 Conversione tra coordinate di diversi sistemi di riferimento

Per passare dalle coordinate di un sistema di riferimento a quelle di un altro bisogna effettuare delle trasformazioni di trigonometria sferica.

- Per convertire l'ascensione retta (α) (coordinate equatoriali celesti) in angolo orario (H) (coordinate equatoriali orarie) è necessario conoscere il proprio tempo siderale (TS):

$$H = TS - \alpha \quad (\text{A.1})$$

- Per convertire la declinazione (δ) (coordinate equatoriali) in altezza (h) (coordinate altazimutali) è necessario conoscere la propria latitudine (β) e l'angolo orario (H) e applicare la seguente espressione:

$$\sin(h) = \sin(\delta) \sin(\beta) + \cos(\delta) \cos(\beta) \cos(H) \quad (\text{A.2})$$

- Per ottenere l'azimut (ϕ) (coordinate altazimutali) a partire dall'ascensione retta (α) (coordinate equatoriali celesti) bisogna invece trasformare l'angolo orario H (misurato in ore, minuti e secondi) in gradi sessagesimali.

Appendice B

Definizione delle armoniche sferiche e sviluppo in multipoli

B.1 Armoniche sferiche

Dato un sistema di coordinate sferico, un punto su una sfera di raggio unitario è individuato dal versore

$$\hat{r} = \begin{cases} \sin \theta \sin \phi \\ \sin \theta \cos \phi \\ \cos \theta \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

con θ e ϕ rispettivamente l'angolo di zenit e di azimuth. La distribuzione spaziale su tale sfera unitaria di una serie di oggetti può essere descritta tramite l'utilizzo di una serie di funzioni, dette armoniche sferiche, che dipendono dai due angoli θ e ϕ . Le armoniche sferiche sono un insieme ortogonale di funzioni soluzione dell'equazione di Legendre. Le soluzioni dell'equazione di Legendre sono di tipo polinomiale (avendo posto l intero positivo) e sono una generalizzazione dei polinomi di Legendre che sono ottenibili per $m = 0$. Tali soluzioni hanno la forma:

$$P_l^m(x) = (1 - x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_l(x)}{dx^m} \quad (\text{B.2})$$

dove $P_l(x)$ sono i polinomi di Legendre. Si definiscono quindi le armoniche sferiche come:

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m \left[\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_l^{|m|}(\cos \theta) e^{im\phi} \quad (\text{B.3})$$

con $|m| \leq l$. Come già detto le armoniche sferiche costituiscono un set di funzioni ortonormale, soddisfacendo alla seguente regola di ortogonalità:

$$\begin{aligned} \langle (Y_l^m)^* Y_{l'}^{m'} \rangle &= \int d\Omega (Y_l^m)^* Y_{l'}^{m'} \\ &= \int_{\theta=-\pi/2}^{\pi/2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \cos \theta d\theta d\phi (Y_l^m)^* Y_{l'}^{m'} \\ &= 4\pi \delta_{ll'} \delta_{mm'} \end{aligned} \quad (\text{B.4})$$

La forma esplicita delle armoniche sferiche fino al terzo grado ($l = 3$) sono riportate in Figura [B.1](#).

$Y_{\ell m}(\beta, \lambda)$	$m = -1$	$m = 0$	$m = 1$
$\ell = 0$		1	
$\ell = 1$	$\sqrt{3} \cos \beta \sin \lambda$	$\sqrt{3} \sin \beta$	$\sqrt{3} \cos \beta \cos \lambda$
$\ell = 2$	$\sqrt{15} \sin \beta \cos \beta \sin \lambda$	$-\sqrt{5} \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{2} \sin^2 \beta \right)$	$\sqrt{15} \sin \beta \cos \beta \cos \lambda$
$\ell = 3$	$-\sqrt{\frac{7}{6}} \cos \beta \left(\frac{15}{2} \cos^2 \beta - 6 \right) \sin \lambda$	$-\sqrt{7} \sin \beta \left(\frac{3}{2} - \frac{5}{2} \sin^2 \beta \right)$	$-\sqrt{\frac{7}{6}} \cos \beta \left(\frac{15}{2} \cos^2 \beta - 6 \right) \cos \lambda$

	$m = -3$	$m = -2$	$m = 2$	$m = 3$
$\ell = 2$		$\frac{1}{2} \sqrt{15} \cos^2 \beta \sin 2\lambda$	$\frac{1}{2} \sqrt{15} \cos^2 \beta \cos 2\lambda$	
$\ell = 3$	$\frac{5}{2} \sqrt{\frac{7}{10}} \cos^3 \beta \sin 3\lambda$	$\frac{1}{2} \sqrt{105} \cos^2 \beta \sin \beta \sin 2\lambda$	$\frac{1}{2} \sqrt{105} \cos^2 \beta \sin \beta \cos 2\lambda$	$\frac{5}{2} \sqrt{\frac{7}{10}} \cos^3 \beta \cos 3\lambda$

Figura B.1. Armoniche sferiche fino al terzo grado: $l = 3$, $-l < m < l$.

B.2 Sviluppo in multipoli

Una qualsiasi distribuzione $\Phi(\theta, \phi)$ sulla sfera unitaria può quindi essere descritta tramite lo sviluppo in multipoli, ovvero tramite una combinazione di armoniche sferiche Y_l^m , ognuna moltiplicata per il rispettivo coefficiente a_l^m , tramite la relazione:

$$\Phi(\theta, \phi) = \Phi'_0 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l a_l^m Y_l^m(\theta, \phi) \approx \Phi'_0 \sum_{l=0}^n \sum_{m=-l}^l a_l^m Y_l^m(\theta, \phi) \quad (\text{B.5})$$

con n il grado massimo di approssimazione e Φ_0 è una costante.

Per $n = 0$ si ottiene la componente isotropa della distribuzione $\Phi(\theta, \phi)$:

$$\Phi(\theta, \phi) \approx \Phi'_0 a_0^0 Y_0^0(\theta, \phi) = \Phi'_0 a_0^0 = \Phi_0 = \text{cost} \quad (\text{B.6})$$

Per $n = 1$ si ottiene anche la componente dipolare relativa della distribuzione $\Phi(\theta, \phi)$:

$$\begin{aligned} \Phi(\theta, \phi) &\approx \Phi'_0 \sum_{l=0}^1 \sum_{m=-1}^1 a_l^m Y_l^m(\theta, \phi) \\ &= \Phi'_0 (a_0^0 + \sum_{m=-1}^1 a_1^m Y_1^m(\theta, \phi)) \\ &= \Phi_0 (1 + \hat{e}(\theta, \phi) \cdot \vec{D}(\theta_{dip}, \phi_{dip})) \\ &= \Phi_0 \left(1 + \frac{1}{3} \begin{pmatrix} Y_1^1 \\ Y_1^{-1} \\ Y_1^0 \end{pmatrix} \cdot \vec{D}(\theta_{dip}, \phi_{dip}) \right) \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

dove

$$\hat{e}(\theta, \phi) = \begin{pmatrix} \sin \theta \sin \phi \\ \sin \theta \cos \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix} = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} Y_1^1 \\ Y_1^{-1} \\ Y_1^0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

è il versore della generica direzione (θ, ϕ) , mentre $\vec{D}(\theta_{dip}, \phi_{dip})$ è il vettore di dipolo, relativo alla direzione $(\theta_{dip}, \phi_{dip})$, e definito come:

$$\vec{D} = \begin{cases} D_x = \sqrt{3}/a_0^0 \cdot a_1^1 = \sin \theta_{dip} \sin \phi_{dip} \\ D_y = \sqrt{3}/a_0^0 \cdot a_1^{-1} = \sin \theta_{dip} \cos \phi_{dip} \\ D_z = \sqrt{3}/a_0^0 \cdot a_1^0 = \cos \theta_{dip} \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

Per $n = 2$ si allarga la sommatoria al secondo ordine, che restituisce il termine di quadrupolo. Aumentando il valore di n si ottengono quindi i termini dell'espansione di ordine sempre più alto, ottenendo un'approssimazione sempre migliore della distribuzione che si vuole descrivere.

Appendice C

Metodi di analisi dell'anisotropia su larga scala

C.1 Metodo di Rayleigh

Un metodo spesso utilizzato nell'analisi delle anisotropie, e spesso utilizzato come primo passo in questo tipo di analisi, è quello sviluppato da Rayleigh.

Il metodo di Rayleigh prende in considerazione solamente il valore dell'ascensione retta relativa alla direzione di arrivo in esame. Il seno e il coseno dell'ascensione retta vengono sommati separatamente nel modo seguente:

$$C = \frac{2}{N} \sum_{i=0}^N \cos \alpha_i, \quad S = \frac{2}{N} \sum_{i=0}^N \sin \alpha_i \quad (\text{C.1})$$

con N il numero di osservazioni. Le due variabili così ottenute, C e S , vengono quindi utilizzate per determinare il modulo e la fase del vettore risultante, definite rispettivamente come:

$$R = \sqrt{C^2 + S^2}, \quad \alpha_R = \text{arg}(C + iS) \quad (\text{C.2})$$

L'ascensione retta è una variabile periodica e assume valori tra 0 e 2π (0-360°). Se il set di valori di α favorisce una direzione rispetto ad altre, l'ampiezza risultante R deve differire sensibilmente da zero, valore che, compatibilmente con le fluttuazioni statistiche, si ottiene per una distribuzione omogenea. La probabilità di ottenere un'ampiezza uguale o maggiore di R da una distribuzione uniforme è data dalla relazione

$$p(R) = \exp(-R^2 N/4) \quad (\text{C.3})$$

Questo semplice formalismo permette una verifica dell'ipotesi di isotropia per un dato set di valori in ascensione retta relativi alle direzioni di arrivo osservate.

Per tener conto dell'esposizione variabile del detector alla sfera celeste occorre generalizzare il formalismo sopra descritto. Per una data direzione (α, δ) sulla sfera celeste, si definiscono dei pesi $W(\alpha, \delta)$ definiti come:

$$W(\alpha, \delta) = \frac{\bar{w}(\delta)}{w(\alpha, \delta)}, \quad (\text{C.4})$$

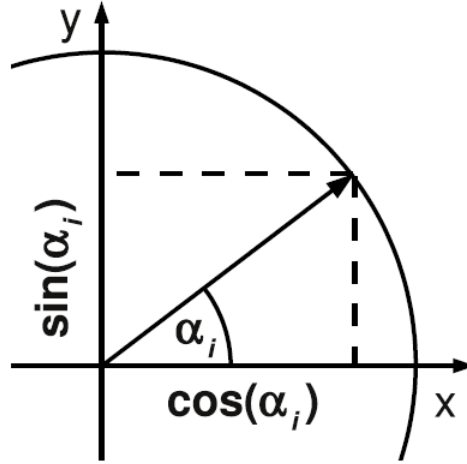


Figura C.1. RyMethod.

con $w(\alpha, \delta)$ l'esposizione relativa alla direzione (α, δ) , e $\bar{w}(\delta)$ è l'esposizione media lungo la fascia di declinazione δ , definita come:

$$\bar{w}(\delta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha w(\alpha, \delta) \quad (\text{C.5})$$

Introducendo i pesi così definiti nel formalismo precedentemente descritto, le due variabili C ed S sono ridefinite nel modo seguente:

$$C = \frac{2}{N^*} \sum_{i=0}^N W(\alpha_i, \delta_i) \cos \alpha_i, \quad S = \frac{2}{N^*} \sum_{i=0}^N W(\alpha_i, \delta_i) \sin \alpha_i \quad (\text{C.6})$$

con N^* è dato dalla somma dei pesi relativi a tutti gli eventi osservati, non molto differente dal numero di osservazioni N :

$$N^* = \sum_{i=0}^N W(\alpha_i, \delta_i) \quad (\text{C.7})$$

La determinazione dell'ampiezza R e della fase α_R si determinano allo stesso modo descritto in precedenza.

Nel caso di un'esposizione indipendente dall'ascensione retta e periodi di presa dati con durata pari ad un multiplo intero di 24h, i pesi si riducono a 1, e si ritorna al formalismo iniziale.

C.2 Metodi East/West (EW)

Un altro metodo spesso utilizzato nell'analisi delle anisotropie dei RC è il metodo East/West. Questo metodo è particolarmente utilizzato in quei casi in cui l'atmosfera è parte integrante dell'apparato di rivelazione.

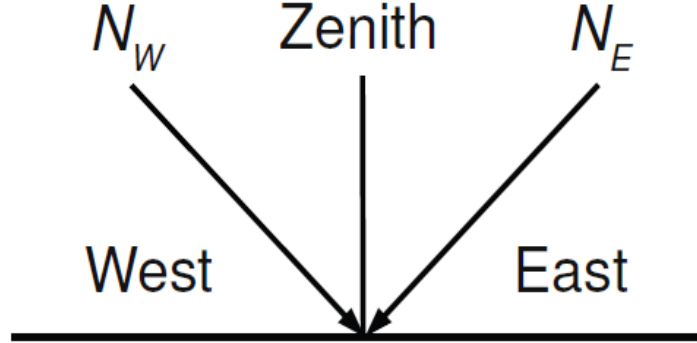


Figura C.2. EWMethod.

Il metodo EW divide il set di eventi in base alla direzione di arrivo, distinguendo tra quelli provenienti dalla parte Est, $N_E(\tau)$, e dalla parte Ovest, $N_W(\tau)$, del campo di vista del detector per un dato valore del tempo siderale locale τ . Il rate di eventi osservati nei due emisferi varia nel corso di un giorno siderale. Tale variazione può essere dovuta sia a cambiamenti durante il giorno delle condizioni di rivelazione durante la presa dati, come ad esempio la variazione della temperatura dell'atmosfera, sia al differente flusso di RC provenienti da diverse direzioni del cielo, effetto che si verifica in quegli esperimenti il cui campo di vista segue la rotazione della Terra. Lo scopo del metodo EW è quello di mediare, e quindi minimizzare il più possibile, gli effetti dovuti alla variazione delle condizioni di rivelazione, potendo così analizzare solo l'effetto di modulazione dovuto alla rotazione terrestre.

Sviluppando tale modulazione in armoniche sferiche, la differenza $\Delta N_{EW} = N_E(\tau) - N_W(\tau)$ è infatti legata alle ampiezze e alle fasi delle diverse armoniche nel modo seguente:

$$\Delta N_{EW}(\tau) = \frac{N_E(\tau) - N_W(\tau)}{N_E(\tau) + N_W(\tau)} \approx \sum_n r_n \sin n(\tau - \psi_n) \quad (\text{C.8})$$

dove r è l'ampiezza della prima armonica e ψ è la sua fase. Come si vede tale metodo è strettamente legato alla modulazione in ascensione retta α , tramite la relazione $\alpha = \tau - H$, con τ e H rispettivamente il tempo siderale locale e l'angolo orario.

C.3 Metodo Forward/Backward (FB)

Il metodo Forward/Backward è uno strumento di analisi delle anisotropie dei RC derivato dal metodo East/West. Le motivazioni per l'utilizzo di tale metodo sono le stesse del metodo EW, così come le grandezze che si ottengono studiando l'anisotropia di RC. Quello in cui i due metodi si differenziano sono le modalità con cui vengono selezionati gli eventi per l'analisi.

Scelte due zone di cielo sottese dallo stesso angolo solido è posizionate rispettivamente ad $+\Delta H$ e $-\Delta H$ rispetto all'angolo orario $H = 0^\circ$ (angolo orario del meridiano),

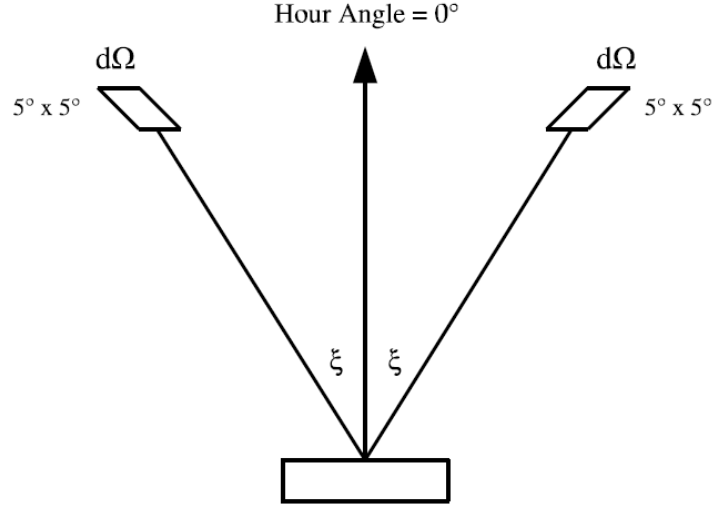


Figura C.3. FBethod.

viene confrontato il numero di eventi raccolti nella zona "Forward" ($+\Delta H$), N_F , e nella zona "Backward" ($-\Delta H$), N_B , in un breve intervallo di tempo.

Come nel caso EW, la differenza ΔN_{FB} subisce una modulazione nel corso del giorno, che può essere approssimata con uno sviluppo in serie tramite l'utilizzo delle armoniche sferiche. Sia n il grado massimo di espansione della serie, α_0 l'ascensione retta data dal tempo siderale locale LST ($\alpha = LST - H = LST$), e fissata una banda di declinazione δ , si ha:

$$\Delta N_{FB}^{\delta}(\alpha_0, \Delta H) = \frac{N_{\alpha_0, \delta}(+\Delta H) - N_{\alpha_0, \delta}(-\Delta H)}{N_{\alpha_0, \delta}(+\Delta H) + N_{\alpha_0, \delta}(-\Delta H)} \approx \sum_n r_{n, \delta} \sin n(\alpha_0 - \psi_{n, \delta}) \quad (\text{C.9})$$

C.4 Metodo Equi-Zenit

Il metodo "equi-zenit" è stato sviluppato dalla collaborazione AS γ al fine di sopperire all'impossibilità da parte dell'apparato di distinguere uno sciame indotto da un γ dal fondo costituito da sciami indotti da RC. Nel momento in cui si vanno a contare il numero di eventi provenienti da una certa zona del cielo, detta "on-source window", centrata su una possibile sorgente, e di ampiezza confrontabile con la risoluzione dell'apparato, il fondo viene stimato andando a analizzare il numero di eventi raccolti nelle zone di cielo adiacenti, dette anche "off-source window". Data configurazione piana del detector, si ha un'efficienza di rivelazione indipendente dall'angolo di azimut, per ogni banda in zenit. Gli eventi raccolti simultaneamente nella stessa banda in zenit viene quindi utilizzata per stimare il fondo in quella determinata banda. Tale metodo permette di cancellare effetti causati da variazioni dell'apparato e ambientali, difficili da controllare e causa di errori sistematici nella misura. La sfera celeste tra 0 e 360° in ascensione retta e tra -10 e 70° in declinazione e diviso in celle di 2°x2°. Nel sistema locale, invece, la mappa del cielo è divisa in bin di

lunghezza pari ad 1° lungo lo zenit ($0 \leq \text{zenit} \leq 40^\circ$), e $1/\sin(\theta)$ lungo l'azimut. Per ogni intervallo bin temporale $m = 8 \text{ min}$ nel tempo siderale locale (LST), ogni cella (n,l) nel sistema di riferimento locale (θ,ϕ) viene riportata nelle rispettive coordinate equatoriali (α_i,δ_i) tramite le trasformazioni di coordinate A.1 e A.2. Si ha quindi, per un determinato bin m in LST, il numero di eventi osservati nella cella (n,l) è direttamente legata all'intensità $I(i,j)$ di RC osservati nella cella (i,j) in coordinate equatoriali. Sia quindi $N_{OBS}(m,n,l)$ il numero di eventi osservati e $I(i,j)$ la relativa intensità di RC, la condizione di equi-zenit conduce alla seguente funzione χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{m,n,l} \frac{\left[N_{OBS}(m,n,l)/I(i,j) - \sum_{l' \neq l} (N_{OBS}(m,n,l')/I(i,j)) / \sum_{l' \neq l} 1 \right]^2}{N_{OBS}(m,n,l)/I^2(i,j) + \sum_{l' \neq l} (N_{OBS}(m,n,l')/I^2(i,j)) / \left(\sum_{l' \neq l} 1 \right)^2} \quad (\text{C.10})$$

L'intensità $I(i,j)$ di RC relativa alla direzione (i,j) in coordinate equatoriali è quindi ottenuta minimizzando la funzione χ^2 .

Elenco delle figure

1.1	Abbondanze relative dei raggi cosmici e del sistema solar in funzione del numero atomico Z . Le abbondanze sono espresse in funzione del Silicio, la cui abbondanza è posta uguale al 100 %.	2
1.2	Spettro energetico dei raggi cosmici. Sono indicate le due zone in cui si osserva una variazione dell'indice spettrale, il <i>ginocchio</i> ($E \sim 10^{16}$ eV) e la <i>caviglia</i> ($E \sim 10^{18}$ eV)	4
1.3	GZK perdita di energia in funzione della distanza	5
1.4	Flusso di eventi osservati dall'esperimento AGASA.	5
1.5	Hillas-Plot	7
1.6	Un esempio di ambiente favorevole all'accelerazione di particelle cosmiche. (a) La Nebulosa del Granchio ripresa dall'Hubble Space Telescope (HST). La nebulosa è composta dai resti dell'esplosione della Supernova SN1054. Al suo interno ruota una stella di neutroni, la Pulsar del Granchio, vedere figura (b). L'immagine mostra l'emissione nei raggi X osservata da Chandra. Si può il disco di materia sul piano perpendicolare all'asse di rotazione, formato da materia espulsa a causa dell'elevata velocità di rotazione e intrappolata nel campo magnetico della stella, e gli sbuffi di materia lungo l'asse di rotazione.	9
1.7	Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube in moto con velocità V , e ne esce avendo energia E_2 e impulso p_2 .	10
1.8	Struttura schematica di un AGN e di una Pulsar	13
1.9	Simulazione di uno sciame atmosferico provocato dall'interazione nell'atmosfera di un protone di 10^{15} eV e inclinato di 45° (angolo zenitale). Legenda dei colori: rosso = [elettroni, positroni, gamma], verde = [muoni], blu = [adroni]. Per la simulazione è stato utilizzato CORSIKA (COsmic Ray SIMulations for KAscade), un apposito programma per la simulazione degli Extensive Air Showers	15
1.10	Schema di rivelazione "ibrida" di EAS. Sono mostrati i rivelatori si superficie (Surface Detector, DS) e i rivelatori di luce di fluorescenza (FD).	16
1.11	Flusso differenziale dei raggi cosmici in funzione dell'energia. Il flusso è moltiplicato per $E^{2.7}$	18
1.12	Misure dello spettro energetico di protoni effettuate da diversi esperimenti nello stesso intervallo temporale. Le misure sono state effettuate tramite l'utilizzo di spettrometro magnetici.	19

1.13	Alcune misurazioni dello spettro dei raggi cosmici effettuate nella regione del ginocchio.	20
1.14	(a) distribuzione in 2D in N_e e N_μ dell'esperimento Kascade. (b) esempio di fit per la determinazione della composizione	21
1.15	Spettro energetico ottenuto da diversi esperimenti per eventi ad alta energia (UHECR).	22
1.16	(a) Simulazione Montecarlo della distribuzione 2D in X_{max} e in X_{max}^μ per sciami generati da protoni (rosso) e ferro (blu). (b) distribuzione degli eventi in funzione dell'energia del primario E e di X_{max} . Le linee colorate rappresentano le distribuzioni ottenute da differenti simulazioni per protoni (rosso) e ferro (blu)[AUGER]	23
2.1	(a) Intensità relativa in coordinate equatoriali. (b) Significanza dell'eccesso e del deficit di eventi. La linea nera rappresenta il piano galattico.	33
2.2	(a) Proiezione dell'anisotropia lungo l'ascensione retta in funzione del tempo siderale locale, per $E \geq 1 TeV$. (b) Variazione media giornaliera, per $E \geq 1 TeV$. La linea nera indica la modulazione dovuta all'effetto C-G.	33
2.3	A sinistra: anisotropia su larga scale dei RC osservata con ARGOSYBY in coordinate equatoriali, in funzione dell'energia. A destra: ampiezza della prima armonica in funzione dell'energia	34
2.4	Profilo in R.A. per ogni singola banda di declinazione di 5° , da 10° a 50° . La larghezza delle linee rappresenta l'errore statistico.	35
2.5	Risultato del fit con armoniche dell'anisotropia dei RC in coordinate equatoriali. L'errore satatistico è dell'ordine di 10^{-4} . La linea nera indica il piano galattco, mentre il npunto nero indica il polo nord galattico. Questa mappa è prodotta combinando 18 profili individuali della proiezione dell'anisotropia in ascensione retta, per bande di declinazione di 5° . Non rappresenta una mappa del cielo.	36
2.6	La mappa in coordinate equatoriali dell'intensità relativa dei raggi cosmici ottenuta da IceCube.	36
2.7	In alto: Proiezione unidimensionale lungo l'ascensione retta della mappa di IceCube. La linea nera è la funzione ricavata dal fit. In basso: Distribuzione dell'ampiezza della prima armonica in funzione dell'energia del primario.	37
2.8	Mappa combinata dell'anisotropia ottenuta da Tibet-III nell'emisfero Nord ed IceCube nell'emisfero Sub.	38
3.1	Distribuzione angolare del flusso di muoni di energia oltre $1 Tev$, per muoni atmosferici e muoni indotti da neutrini atmosferici, in funzione del coseno dello zenit, osservato a $2300 m$ di acqua	40
3.2	Sezione d'urto media dell'interazione di Corrente Carica $\nu - N$, calcolata per differenti distribuzioni dei partoni. Il punto sperimentale rappresenta il valore medio delle misure fatte con gli esperimenti H1 e ZEUS ad HERA	41

3.3	Distribuzione angolare dello scattering nelle acque del Mar Mediterraneo.	45
3.4	Schema della ricostruzione della traccia. La freccia indica la traiettoria del muone, θ_C è l'angolo a cui sono emessi i fotoni Cherenkov, B è la posizione dell' i -esimo PMT. In basso a destra il sistema di riferimento.	46
3.5	Differenza angolare tra la direzione iniziale del neutrino e quella della traccia del muone ricostruita del detector. La funzione indicata (linea nera) riproduce bene la dipendenza dall'energia osservata	47
3.6	Risoluzione angolare in funzione dell'energia del neutrino, E_ν . La linea solida indica l'angolo nello spazio tra la traccia del muone ricostruita e quella generata tramite simulazione Monte Carlo. La linea tratteggiata indica l'angolo tra la direzione del neutrino e quella del muone prodotto.	48
3.7	Range del muone in roccia in funzione dell'energia del neutrino	49
3.8	Sito di costruzione del detector.	50
3.9	Schema dell'array di rivelatori: è mostrata la struttura delle 12 stringhe e della linea instrumentata (IL07), la junction box, il cavo di trasmissione. Nelle foto sono mostrati alcuni degli storey installati sulle stringhe.	51
3.10	Foto di una stringa pronta per l'installazione a 2400 m di profondità.	51
3.11	Schema della stringa.	53
3.12	Sezione del cavo elettromeccanico.	54
3.13	(a)Lo storey di ANTARES. (b)sezione della sfera di vetro con all'interno il tubo fotomoltiplicatore, il gel ottico e la griglia metallica. (c)L'elettronica all'interno dell'LCM; i tre connettori collegano l'elettronica ai tre PMT. (d)LED posizionato in cima allo storey. (e)alcuni storey contengono ricevitori acustici.	55
3.14	In alto foto di un modulo ottico posto su uno specchio, per mostrarne meglio le varie parti. In basso, schema dettagliato delle varie componenti di un OM.	56
3.15	Lunghezza di attenuazione di (a) sfera di vetro, (b) gel ottico, (c) acqua di mare, (d) efficienza quantica del PMT.	57
3.16	Misure dell'altezza media dell'impulso dovuto ad un singolo fotoelettrone al valore nominale del guadagno, ottenute per ogni PMT.	58
3.17	Misure del RAPPORTO Picco/Valle per ogni PMT testato del campione.	59
3.18	Misure della darck current per ogni PMT testato del campione.	59
3.19	Numero di fotoelettroni rivelati dal modulo ottico in funzione dell'angolo zenitale Θ_{OM} , per muoni verticali normalizzati ad 1 m di distaza.	60
3.20	Area Efficace per muoni in funzione dell'energia.	62
3.21	Cielo visibile in coordinate galattiche dal detector ANTARES ($42^\circ 47.935' N$, $6^\circ 09.942' E$) per la ricerca di sorgenti di neutrini di alta energia. L'area all'interno della curva rossa è sempre visibile dal telescopio, mentre la zona grigia è sempre fuori dal suo campo di vista. Le sorgenti sono prese dal terzo catalogo Egret.	63

4.1	In figura è riportata come esempio una lista parziale dei run effettuati il 24 Aprile 2010. Come si può vedere si alternano nel tempo diverse tipologie di run. Quelli con SETUP "Line 1-12 Physics..." rappresentano i run di fisica utilizzati per l'analisi	66
4.2	Distribuzione dei parametri di qualità χ^2 ed M. Le croci rappresentano i dati mentre la linea rossa il montecarlo. Gli eventi MC sono moltiplicati per il peso riportato in tabella 4.3	68
4.3	confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per 10.	71
4.4	confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per 10.	71
4.5	rapporto dati/MC. Per ogni configurazione del detector è stato calcolato il rapporto tra gli eventi sperimentali e quelli simulati all'interno di ogni singolo run. Il valori medi, indicati dalla linea rossa, sono riportati in tabella 4.3.	72
4.6	confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per il peso riportato in tabella 4.3.	73
4.7	confronto dati-MC delle distribuzioni in azimuth ottenute nelle diverse configurazioni del detector. Gli eventi MC sono moltiplicati per il peso riportato in tabella 4.3.	73
4.8	(figura da cambiare)Distribuzione degli eventi in funzione del $\cos\theta$. Gli eventi fanno parte del campione raccolto tra il 2007 e il 2010, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2.	74
4.9	Distribuzione in azimuth degli eventi raccolti dal 2007 al 2010 con ANTARES, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2. In rosso è riportato il valore medio di eventi per bin.	75
4.10	Distribuzione in $\cos\theta$ degli eventi raccolti dal 2007 al 2010 con ANTARES, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2.	76
4.11	(figura da cambiare)Distribuzione degli eventi in funzione del $\cos\theta$. Gli eventi fanno parte del campione raccolto tra il 2007 e il 2010, e selezionati con i criteri indicati in 4.1.2.	77
4.12	Distribuzioni settimanali in azimuth relative al mese di Gennaio 2010, normalizzate al valore medio di eventi nella rispettiva settimana. I valori sull'asse rappresentano l'inverso dei pesi che vengono applicati come correzione. In basso i rispettivi scarti di ognuna delle quattro settimane rispetto alla distribuzione media.	78
4.13	Distribuzione degli scarti mostrati in figura 4.12.	78
4.14	Distribuzioni settimanali in $\cos\theta$ relative al mese di Gennaio 2010, normalizzate al valore medio di eventi nella rispettiva settimana. I valori sull'asse rappresentano l'inverso dei pesi che vengono applicati come correzione. In basso i rispettivi scarti di ognuna delle quattro settimane rispetto alla distribuzione media.	79
4.15	Distribuzione degli scarti mostrati in figura 4.14.	79

- 4.16 (a) Esposizione calcolata per il run 48141, iniziato alle 09:42:36 del 20/04/2010 e di durata 1h 62min 27s.(b) Esposizione totale data dalla somma delle esposizioni calcolate per tutti i 7288 run selezionati per l'analisi. Il tempo totale dell'esposizione è pari a 1'248'638 minuti (circa 867 giorni).(c) Pesi relativi alla mappa nel pannello (b) definiti come nell'equazione 4.10. 82
- 4.17 Distribuzione degli eventi in coordinate equatoriali. Le mappe hanno un binnaggio di 6° in declinazione e in ascensione retta. In alto: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati. Al centro: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. In basso: dati corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. 84
- 4.18 Per ogni banda di declinazione ($\Delta\delta = 6^\circ$) viene plottato lo scarto dal valore medio di eventi Distribuzione dello scarto dal valore medio degli eventi osservati nella banda di declinazione stessa. In alto: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati. Al centro: dati sperimentali corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. In basso: dati corretti applicando le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. 85
- 4.19 Profili in ascensione retta delle mappe Figura 4.18. In alto: dati sperimentali corretti con le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati sperimentali. Al centro: dati sperimentali corretti con le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. In basso: dati simulati corretti con le correzioni in azimuth e $\cos \theta$ ricavate dalle distribuzioni dei dati simulati. Le curve colorate sono il risultato del fit dei profili con le funzioni 4.12, 4.13 e 4.14, che corrispondono rispettivamente ad una retta: $y = m \cdot x + q$ (linea nera), alla prima armonica: $y = A_0 + A_1 \cdot \cos(x - \phi_1)$ (linea rossa), alla somma della prima e seconda armonica: $y = A_0 + A_1 \cdot \cos(x - \phi_1) + A_2 \cdot \cos(2(x - \phi_2))$ (linea verde). I valori dei parametri ottenuti dal fit con le tre diverse funzioni sono riportati rispettivamente nelle Tabelle 4.4, 4.5 e 4.6. 87
- 4.20 Numero di eventi osservati in funzione del giorno giuliano. L'asse x copre l'intervallo di tempo che va dal 1/1/2007 al 31/12/2010. Le diverse configurazioni del detector sono rappresentate con differenti colori. 90
- 4.21 Andamento giornaliero di $R = N_{dati}/N_{MC}$, rapporto tra il numero di eventi osservati e il numero di evento simulati. 92
- 4.22 Coefficiente α_T in funzione della profondità del detector. I punti sperimentali rappresentano le misure effettuate nel corso degli anni da diversi esperimenti. Le predizioni teoriche si riferiscono a tre modelli differenti per la descrizione del decadimento dei mesoni nell'atmosfera: decadimento solo di pioni (linea tratteggiata), decadimento dei soli kaoni (linea a puntini), decadimento combinato dei due tipi di mesoni (linea rossa). 93

4.23	Variazione stagionale della temperatura media giornaliera dell'atmosfera relativa ai 21 diversi livelli di pressione, espressi in hPa. Il valore della temperatura è dato dalla media tra le quattro misure giornaliere. Gli errori non sono stati graficati per non coprire i vari grafici tra di loro.	94
4.24	(a) Andamento della temperatura efficace giornaliera. (b) Variazione percentuale della temperatura efficace giornaliera.	95
4.25	Confronto tra le variazioni percentuali del rapporto dati/MC e della temperatura efficace.	96
4.26	Grafico di $\Delta R / \langle R \rangle$ vs $\Delta T_{eff} / \langle T_{eff} \rangle$ per il periodo di tempo che va dal 1/1/2007 al 31/12/2010.	96
A.1	(a) Sistema di coordinate orizzontali. (b) Sistema di coordinate equatoriali.	103
B.1	Armoniche sferiche fino al terzo grado: $l = 3, -l < m < l$	108
C.1	RyMethod.	112
C.2	EWMMethod.	113
C.3	FBMethod.	114

Elenco delle tabelle

2.1	Risultati dell'analisi sulla stima dell'ampiezza della prima armonica in sei differenti range di energia utilizzando il metodo East/West per energie minori di 1 TeV e il metodo di Rayleigh ad energie sopra 1 TeV. E = intervallo di energia, N =numero di eventi osservati nell'intervallo di energia, r_{obs} e ϕ_{obs} l'ampiezza e la fase misurati del dipolo, $P(r > r_{obs})$ =probabilità che una distribuzione isotropa produca un'ampiezza maggiore di quella misurata, s_{ul} = limite superiore al 99% di C.L., d_{\perp} = componente equatoriale di un dipolo che produca s_{ul}	31
2.2	Ampiezze della prima e seconda armonica, relative fasi e χ^2/ndf del fit.	37
4.1	Tabella riassuntiva della selezione effettuata sui run imponendo SCAN_Flag $\neq 1$ e QualityBasic ≥ 0	67
4.2	Tabella riassuntiva della selezione effettuata sugli eventi applicando i criteri di selezione descritti nel paragrafo 4.1.2.	69
4.3	Valori medi del rapporto DATI/MC.	72
4.4	risultato del fit lineare.	88
4.5	risultato del fit con la prima armonica.	88
4.6	risultato del fit con le prime due armoniche.	88

Bibliografia

- [1] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *Journal of Physics G*37, 075021 (2010) and 2011 partial update for the 2012 edition;
- [2] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1st edition, 1991;
- [3] P.K.F. Grieder, *Cosmic Rays at Earth: Researcher's Reference Manual and Data Book*, Elsevier Science, 1st edition, 2001;
- [4] P. Lipari, *Cosmic Ray Astrophysics and Hadronic Interactions*, arXiv:astro-ph/0301196v1, 2003;
- [5] G. Matthiae (PAO), *The cosmic ray energy spectrum as measured using the Pierre Auger Observatory*, *New Journal of Physics* 12 075009 (24pp), 2010;
- [6] A.V. Olinto, *Cosmic rays at the highest energies*, arXiv:1201.4519v1 [astro-ph.HE], 2012;
- [7] D. García-Pinto (PAO), *Measurements of the Longitudinal Development of Air Showers with the Pierre Auger Observatory*, proceedings of the 32nd ICRC, 2011;
- [8] M. Nagano, *Search for the end of the energy spectrum of primary cosmic rays*, *New Journal of Physics* 11 065012 (32pp), 2009;
- [9] L. Cazon (PAO), *Studying the nuclear mass composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays with the Pierre Auger Observatory*, arXiv:1201.6265v1 [astro-ph.HE], 2012;
- [10] F. Maragliulo, *Studio del flusso dei Raggi Cosmici di altissima energia*, Università degli Studi del Salento, 2007;
- [11] F.M. Deganutti, *Studio dello sviluppo di sciame atmosferici prodotti da raggi cosmici di altissima energia*, Università degli Studi di Firenze, 2011;
- [12] M. Settimo, *Studio dei meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici di alta energia*, Università degli studi di Lecce, 2004;
- [13] M. Kachelriez, *Anisotropies and clustering of extragalactic cosmic rays*, arXiv:astro-ph/0610862v1, 2006;

-
- [14] R. Beck, *Galactic and Extragalactic Magnetic Fields*, arXiv: astro-ph/0810.2923v4, 2009;
- [15] C. Isola e G. Sigl, *Large scale magnetic fields and the number of cosmic ray sources above the Greisen-Zatsepin-Kuzmin cutoff*, Phys. Rev. D 66 083002, 2002;
- [16] M. Ageron et al.(ANTARES), *ANTARES I: the first undersea neutrino telescope*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A, arXiv:1104.1607v1 [astro-ph.IM], 2011;
- [17] The ANTARES Collaboration, *The ANTARES Collaboration: contributions to the 31st ICRC*, proceedings of the 31st ICRC, arXiv:1002.0701v1 [astro-ph.HE], 2009;
- [18] The ANTARES Collaboration, *A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos*, astro-ph/9907432, 1999;
- [19] M. Bazzotti et al., *Atmospheric MUons from PArametric formulas: a fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE)*, proceedings of the 31st ICRC, arXiv:0907.5563v1 [astro-ph.IM], 2009;
- [20] M. Bazzotti et al., *A parameterisation of the flux and energy spectrum of single and multiple muons in deep water/ice*, proceedings of the 31st ICRC, arXiv:0910.4259v1 [hep-ph], 2009;
- [21] D. Ryu, H. Kang, P.L. Biermann, *Cosmic Magnetic Fields in Large Scale Filaments and Sheets*, arXiv:astro-ph/9803275v1, 1998;
- [22] A. Margiotta, *Monte Carlo simulation of atmospheric muons*, Nota interna ANTARES-Soft/2008-005, 2008;
- [23] D.J.L. Bailey, *KM3 v2r1: User Guide*, Nota interna ANTARES-SOFT/2002-006, 2002;
- [24] M. de Jong, *The TriggerEfficiency program*, Nota interna ANTARES, 2010;
- [25] G. Carminati, A. Margiotta e M. Spurio, *MUPAGE: a MUon GEnerator from PArametric formulas.*, Nota interna ANTARES-Phys/2006-003, 2006;
- [26] M. Gault, M. Vecchi e C. Rivière, *Run-By-Run Monte Carlo and Data Quality*, Note interna ANTARES-PHYS/2011-010, 2011;
- [27] J. Brunner, *Antares simulation tools*, Nota interna ANTARES-SOFT/2003-009, 2003;
- [28] J. Brunner, *The BBFit Reconstruction algorithm*, Nota interna ANTARES-SOFT/2009-003, 2009;
- [29] S. Over, *Methods for the Reconstruction of Large Scale Anisotropies of the Cosmic Ray Flux*, Fachbereich Physik der Universität Siegen, 2009;

- [30] P. Sommers, *Cosmic ray anisotropy analysis with a full-sky observatory*, *Astroparticle Physics* 14 271-286, 2001;
- [31] S. Mangano (ANTARES), *Skymap for atmospheric muons at TeV energies measured in deep-sea neutrino telescope ANTARES*, proceedings of the 31st ICRC, arXiv:0908.0858v1 [astro-ph.IM], 2009;
- [32] J. Poirier e C. D'Andrea, *Variation of Muon Counts Versus Solar Time*, Proceedings of ICRC 2001, arXiv: astro-ph/0109478v1, 2001;
- [33] A. A. Abdo et al. (MILAGRO), *The Large Scale Cosmic-Ray Anisotropy as Observed with Milagro*, *ApJ* 698:2121-2130, arXiv:astro-ph/0806.2293v2, 2009;
- [34] M. Amenomori et al. (TIBET-AS γ), *Two dimensional observation on TeV Cosmic-ray large scale anisotropy using the Tibet Air Shower Array*, 29th ICRC 2 49-52, 2005;
- [35] R.K. Mishra e R.A. Mishra, *Cosmic Ray Anisotropy and Solar Activity*, *Brazilian Journal of Physics* vol. 37 no. 4, 2007;
- [36] R. Abbasi et al. (IceCube), *Observation of anisotropy in the arrival direction of galactic cosmic rays at multiple angular scales with IceCube*, arXiv:1105.2326v3 [astro-ph.HE], 2011;
- [37] R.U. Abbasi, P. Desiati and J. C. Diaz Velez (IceCube), *Large Scale Cosmic Rays Anisotropy With IceCube*, astro-ph/arXiv:0907.0498v2, 2010;
- [38] J.-Ch. Hamilton (PAO), *Coverage and large scale anisotropies estimation methods for the Pierre Auger Observatory*, 29th ICRC 7 63-66, 2005 ;
- [39] M. Grigat (PAO), *Large scale anisotropy studies with the Pierre Auger Observatory*, *Astrophys. Space Sci. Trans.* 7 125-129, 2011;
- [40] G. Di Sciascio (ARGO-YBJ), *Measurement of cosmic ray spectrum and anisotropy with ARGO-YBJ*, *International Journal of Modern Physics: Conference Series* (World Scientific Publishing Company), arXiv:1202.3379v1 [astro-ph.HE], 2012;
- [41] M.Amenomori et al., *New estimation of the spectral index of high-energy cosmic rays as determined by Compton-Getting anisotropy*, arXiv:0711:2002v1 [astro-ph], 2007;
- [42] L.J. Gleeson e W.I. Axford, *The Compton-Getting Effect*, *Astrophysics and Space Science* 2 431-437, 1968;
- [43] M. Amenomori et al. (TIBET-AS γ), *Large-scale sidereal anisotropy of galactic cosmic-ray intensity observed by the Tibent Air Shower Array*, *ApJ* 626 L29-L32, 2005;
- [44] M. Ackermann et al. (ERMI), *Searches for Cosmic-Ray Electron Anisotropies with the Fermi Large Area Telescope*, arXiv:1008.5119v3 [astro-ph.HE], 2011;

- [45] M. Ambrosio et al. (MACRO), *Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO*, *Astroparticle Physics* 7 109 124, 1997;
- [46] P. Adamson et al. (MINOS), *Observation of muon intensity variations by season with the MINOS far detector*, FERMILAB-PUB-09-427-E, arXiv:0909.4012v3 [hep-ex], 2010;
- [47] D. D'Angelo (BOREXINO), *Seasonal modulation in the Borexino cosmic muon signal*, 32nd ICRC, arXiv:1109.3901v1 [hep-ex], 2011;