

UNIVERSITÀ DEL SALENTO

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA

**Studio dei tempi di arrivo dei raggi cosmici
nell'esperimento ARGO-YBJ**

Relatore:

Chiar.mo prof. Paolo Bernardini

Laureando:

Francesco Ria

ANNO ACCADEMICO 2006 - 2007

Ad Andrea. Amico.

Indice

Introduzione	1
1 Raggi cosmici	3
1.1 Raggi cosmici primari	3
1.1.1 Composizione chimica dei primari	3
1.1.2 Spettro energetico	6
1.1.3 Effetto dei campi magnetici sulla radiazione cosmica primaria	7
1.1.4 Meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici	10
1.2 Sorgenti di γ	13
1.2.1 Nuclei Galattici Attivi	14
1.2.2 Residui di Supernova	15
1.2.3 Gamma Ray Burst	16
1.2.4 Pulsars	16
1.3 Radiazione cosmica secondaria	17
1.3.1 Componenti <i>Hard</i> e <i>Soft</i>	17
1.3.2 Interazioni tra particelle cariche e materia	20
1.3.3 Sviluppo degli sciami elettromagnetici	22
1.3.4 Estensione degli sciami atmosferici	23
1.4 Raggi cosmici di altissima energia	25
1.4.1 L'effetto GZK	26

2	Tecniche di rivelazione. L'esperimento ARGO-YBJ	30
2.1	Tecniche di rivelazione	30
2.1.1	Misure dirette: rivelatori posti su satelliti artificiali . . .	31
2.1.2	Misure indirette: rivelatori di sciami atmosferici	32
2.2	L'esperimento ARGO-YBJ	35
2.2.1	Caratteristiche ed obiettivi	35
2.2.2	Resistive Plate Chambers - RPCs	37
2.2.3	Struttura dell'apparato	39
2.2.4	Trigger	40
2.2.5	Risoluzione angolare	40
2.2.6	Risultati sperimentali	41
3	Studio dei tempi di arrivo della radiazione cosmica	46
3.1	Campione dei dati	47
3.1.1	Variabilità della rate e selezione dei dati	47
3.2	Distribuzioni delle differenze temporali	50
3.2.1	Distribuzione della Δt_1	50
3.2.2	Differenze temporali per le molteplicità superiori	50
3.3	Funzione di autocorrelazione	53
3.4	Analisi dei raggruppamenti di eventi	53
3.4.1	Confronto con la distribuzione di Poisson	54
3.4.2	Analisi degli eccessi	56
3.4.3	Studio dei clusters anomali.	57
3.5	Conclusioni	63
	Bibliografia	65
	Ringraziamenti	67

Elenco delle figure

1.1	composizione chimica della radiazione cosmica primaria (linea continua in figura) confrontata con quella del Sistema Solare (linea tratteggiata	4
1.2	Spettro differenziale della radiazione cosmica primaria espresso in numero di particelle per unità di superficie, per unità di angolo solido, per unità di tempo, per unità di energia. Le frecce indicano il corrispondente flusso integrale espresso in numero di particelle per superficie per tempo.	6
1.3	Spettro energetico differenziale moltiplicato per $E^{2.7}$ per evidenziare il cambio di pendenza che si ha al ginocchio ed alla caviglia	8
1.4	riproduzione schematica di un AGN	15
1.5	schematizzazione dello sviluppo di uno sciame atmosferico a partire dalla particella primaria che lo genera.	24
1.6	Spettro energetico dei raggi cosmici attorno alla regione nella quale dovrebbero iniziare ad essere sensibili gli effetti del <i>GZK</i> . È abbastanza evidente come i dati dell'esperimento <i>AGASA</i> non diano particolari indicazioni sulla rilevanza del cut-off rispetto agli altri apparati sperimentali in esame. . . .	28
2.1	stratigrafia di una resistive plate chamber dell'esperimento <i>ARGO-YBJ</i>	38

2.2	struttura dell'esperimento ARGO-YBJ	39
2.3	Due diversi eventi rivelati da ARGO-YBJ	42
2.4	L'ombra della Luna così come è stata osservata da ARGO	43
2.5	L'AGN <i>Markarian</i> 421 visto da ARGO	44
3.1	Distribuzione di Δt_1 dell'intero campione interpolata con la funzione 3.1	48
3.2	Distribuzione delle rate di ogni run per l'intero campione di dati.	49
3.3	Distribuzione delle rate dopo il taglio dei runs con rate che si discostano per più del 4% dal valore di riferimento	49
3.4	Interpolazione della distribuzione di Δt_1 con la funzione Gamma	51
3.5	Distribuzioni delle differenze temporali di ordine superiore: in nero è rappresentata Δt_2 ; in rosso Δt_3 ; in blu Δt_4 ; in verde Δt_5	51
3.6	Interpolazione delle differenze temporali di ordine superiore con la funzione Gamma	52
3.7	Distribuzione delle molteplicità per le finestre temporali di 1, 5, 10, 50, 100 e 500 <i>ms</i> e di 1 <i>s</i> . In rosso le funzioni Poissoni- ane attese, calcolate a parte e confrontate con le distribuzioni provenienti dai dati reali.	55
3.8	Distribuzione di θ e ϕ relative al run 47581. È possibile osser- vare l'andamento costante della ϕ e la particolare forma della distribuzione di θ che è proporzionale a $\sin \theta \cos^{7.725} \theta$	58
3.9	Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 337 relativo alla finestra temporale di 500 <i>ms</i>	58
3.10	Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 337 relativo alla finestra temporale di 500 <i>ms</i> con gli eventi ri- partiti su un istogramma bidimensionale, utilizzando gli stessi bin angolari usati nella simulazione.	61

3.11	Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 636 relativo alla finestra temporale di 1 s.	62
3.12	Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 636 relativo alla finestra temporale di 1 s con gli eventi ripartiti su un istogramma bidimensionale, utilizzando gli stessi bin angolari usati nella simulazione.	63

Elenco delle tabelle

3.1	tabella riassuntiva dei parametri del fit con la funzione Gamma delle distribuzioni relative alle differenze temporali di ordine 1, 2, 3, 4 e 5.	52
3.2	In tabella sono riportate, per ognuna delle diverse finestre temporali, il numero di entries e il tempo totale. L'ultima colonna ha solo una funzione di controllo sulla procedura.	56
3.3	Tabella riassuntiva dei clusters che apparentemente non rispettano la statistica Poissoniana, con la probabilità e la loro attesa teorica, confrontata con i dati reali per le finestre temporali pari a 100 <i>ms</i> e 500 <i>ms</i>	59
3.4	Tabella riassuntiva dei clusters che apparentemente non rispettano la statistica Poissoniana, con la probabilità e la loro attesa teorica, confrontata con i dati reali per la finestra temporale pari a 1 <i>s</i>	60

Introduzione

Sorgenti, meccanismi di accelerazione, proprietà del mezzo interstellare attraversato, sono tutti problemi aperti nella fisica dei raggi cosmici. Gli studi sin qui effettuati hanno consentito di conoscere la loro composizione chimica, e il loro spettro energetico. La radiazione cosmica che proviene direttamente dal cosmo è conosciuta come *primaria*. Dall'interazione dei raggi cosmici primari con i nuclei dell'atmosfera, si generano sciami di altre particelle che rappresentano la radiazione cosmica *secondaria*. Appare ovvio come sarebbe molto utile riuscire a rivelare i raggi cosmici prima che entrino nella nostra atmosfera. Ciò è stato fatto con rivelatori montati su satelliti artificiali che orbitano intorno al nostro Pianeta. Con questa tecnica, però, è possibile osservare radiazione cosmica che abbia energie inferiori a circa 100 TeV . Come si vedrà in seguito, infatti, per studiare i raggi cosmici che hanno energie al di sopra di 10^{14} eV si costruiscono apparati posti sulla superficie terrestre che rivelano le particelle secondarie, dallo studio delle quali, è possibile risalire alle caratteristiche del primario che ha generato lo sciame.

L'esperimento ARGO-YBJ si trova a YangBaJing, in Tibet, nella Repubblica Popolare Cinese, a circa 4300 metri di altitudine, copre una superficie di circa 10000 m^2 e consente di osservare sciami con energie comprese tra i 300 GeV e qualche PeV , anche se l'apparato è progettato per lavorare bene nel range dei TeV .

A causa della presenza di un campo magnetico galattico, le direzioni e i tempi

di arrivo della radiazione cosmica sono del tutto casuali. Studiare possibili anisotropie e periodicità nei loro tempi di arrivo, può fornire importanti indicazioni sulla presenza di sorgenti prossime di raggi cosmici. Proprio lo studio dei tempi di arrivo dei raggi cosmici nell'esperimento ARGO-YBJ è descritto nell'ultimo capitolo.

Nel primo capitolo, invece, sono descritte le caratteristiche dei raggi cosmici primari, delle sorgenti di radiazione γ e dei raggi cosmici secondari.

Nel secondo capitolo, infine, sono riepilogate le principali tecniche di rivelazione della radiazione cosmica ed è descritto l'esperimento ARGO-YBJ.

Capitolo 1

Raggi cosmici

Continuamente sulla Terra giungono, dal Cosmo, particelle che genericamente sono conosciute con il nome di Raggi Cosmici. Lo studio dei raggi cosmici riveste una particolare importanza e potrà consentire di conoscere la natura delle sorgenti in grado di generare radiazione cosmica, i meccanismi di accelerazione e le proprietà del mezzo interstellare attraversato dalle particelle prima di giungere sulla Terra. Occorre innanzitutto osservare una prima importante distinzione. Le particelle che provengono direttamente dal Cosmo rappresentano i Raggi Cosmici Primari i quali, interagendo con i nuclei presenti nell'atmosfera terrestre, generano nuove particelle che vanno sotto il nome di Raggi Cosmici Secondari.

1.1 Raggi cosmici primari

1.1.1 Composizione chimica dei primari

Le particelle cariche nel flusso dei raggi cosmici primari sono essenzialmente protoni (circa 86%), particelle α (circa 11%), nuclei di elementi pesanti (1% circa) e, per la restante parte, elettroni. Si trovano anche piccole tracce di positroni e antiprotoni che si suppone siano originati nell'interazione dei

raggi cosmici con il gas interstellare. Esiste anche una componente elettricamente neutra della radiazione che raggiunge la Terra dallo spazio esterno, anche se questa non viene indicata con il termine raggi cosmici. Si tratta di: radiazione *gamma*, neutrini ed antineutrini. Mentre le particelle cariche sono deviate dalla presenza dei campi magnetici galattici, lo studio della radiazione neutra consente di ricostruire la direzione di arrivo e quindi di individuarne la sorgente.

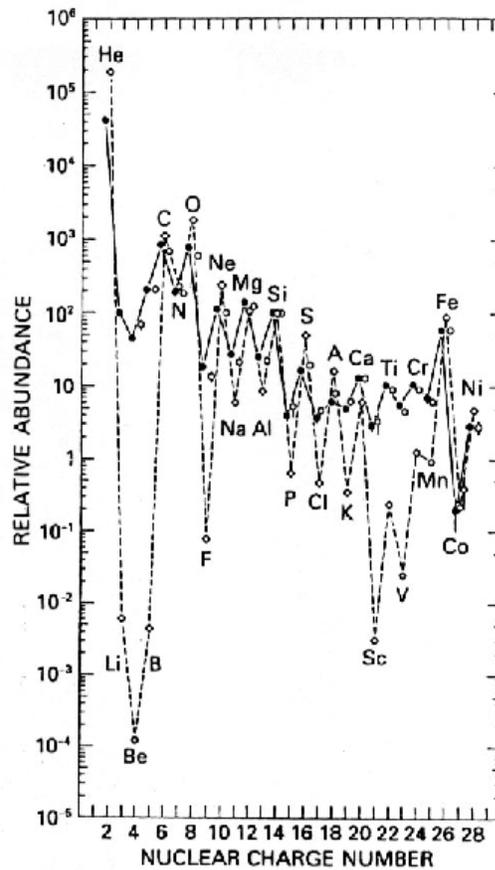


Figura 1.1: composizione chimica della radiazione cosmica primaria (linea continua in figura) confrontata con quella del Sistema Solare (linea tratteggiata)

La composizione chimica dei primari presenta un andamento similare a quello della composizione chimica nel Sistema Solare (vedi fig. 1.1). Quest'ultima è stata dedotta analizzando lo spettro delle righe in assorbimento della fotosfera solare e dallo studio dei meteoriti. Come si evince dalla figura entrambe le composizioni chimiche, quella solare e quella della radiazione cosmica, seguono un andamento spiegabile col fatto che nuclei con Z o con A pari sono più fortemente legati rispetto a quelli con valori dispari di Z o di A e sono, dunque, prodotti con maggiore frequenza nelle reazioni termonucleari stellari. Ciò suggerisce che l'esistenza dei raggi cosmici possa essere ricondotta principalmente a fenomeni di origine stellare. Le maggiori differenze tra le due composizioni chimiche si hanno per i nuclei di Litio, Berillio e Boro: la loro abbondanza nel Sistema Solare è nettamente inferiore a quella nei raggi cosmici. Tali elementi sono scarsamente presenti nelle stelle poichè sono rapidamente utilizzati nelle reazioni nucleari che avvengono nel nucleo. Di contro, la maggiore abbondanza relativa nella radiazione cosmica è dovuta alla spallazione dei nuclei di carbonio e ossigeno da parte dei protoni presente nella materia interstellare. Tale abbondanza può anche essere messa in relazione con quanta materia interstellare è attraversata dalla radiazione cosmica e, dunque, con la vita media dei raggi cosmici che è di circa tre milioni di anni. Si è anche notato che lo spettro energetico di litio, berillio e boro risulta più ripido rispetto a quello dell carbonio e dell'ossigeno. Ciò potrebbe indicare che ad energie più elevate i nuclei non sono sottoposti ad un'eccessiva frammentazione: presumibilmente perchè riescono ad uscire dalla Galassia in tempi più brevi rispetto a quelli con energia più bassa. Analoghe considerazioni possono essere fatte per i nuclei di Sc, Ti, V, e Mn considerando la spallazione dei nuclei di ferro e di nichel.

1.1.2 Spettro energetico

Lo spettro energetico della radiazione cosmica primaria segue la relazione

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

Il valore dell'Indice Spettrale γ varia in corrispondenza di diversi intervalli energetici. Da un'energia di qualche GeV sino a circa 10^{16} eV, ovvero in corrispondenza del ginocchio (knee), $\gamma = 2.7$. Dopo il ginocchio la pendenza aumenta e l'indice spettrale vale 3.0 fino alla caviglia (ankle) che si trova ad energia di circa 10^{19} eV.

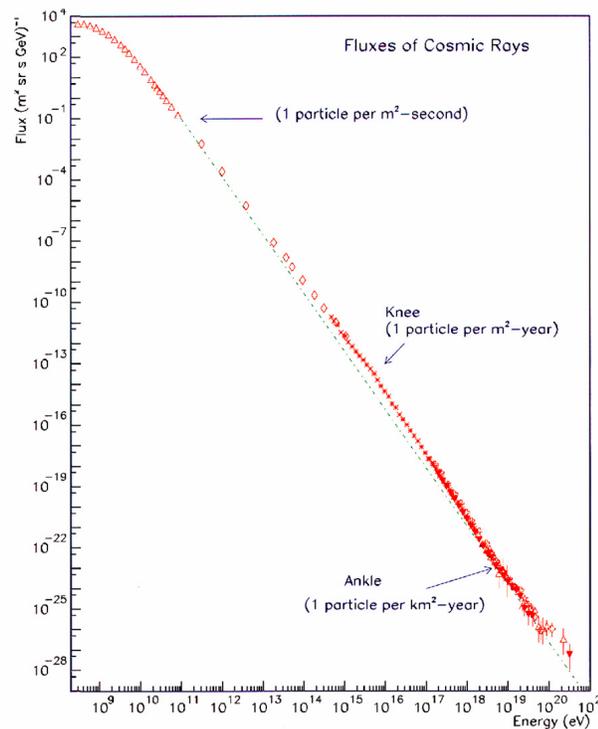


Figura 1.2: Spettro differenziale della radiazione cosmica primaria espresso in numero di particelle per unità di superficie, per unità di angolo solido, per unità di tempo, per unità di energia. Le frecce indicano il corrispondente flusso integrale espresso in numero di particelle per superficie per tempo.

Ad energie superiori ai 30 GeV, quando è possibile trascurare gli effetti dei campi magnetici solare e terrestre, la radiazione cosmica appare isotropa a causa del campo magnetico galattico. Gli effetti di quest'ultimo possono essere trascurati per valori dell'energia di circa 10^{20} eV: è ipotizzabile che oltre questa soglia i raggi cosmici possano non essere più isotropi. I recenti risultati ottenuti dall'esperimento AUGER (si veda anche il paragrafo 1.4) confermano proprio questa ultima ipotesi.

1.1.3 Effetto dei campi magnetici sulla radiazione cosmica primaria

I campi magnetici della Terra, del Sistema Solare e della Galassia influenzano i raggi cosmici primari carichi. Il campo geomagnetico può essere assimilabile ad un semplice dipolo magnetico ma, nonostante ciò, lo studio del suo effetto sui raggi cosmici può risultare complesso. Størmer fu tra i primi a studiare questi effetti e la sua descrizione analitica è molto utile nella comprensione dell'influenza del campo magnetico terrestre sui raggi cosmici. Possiamo considerare una particella di carica q , velocità v e momento $p = mv$ che si muove lungo una traiettoria circolare equatoriale di raggio r attorno ad un piccolo dipolo di momento M . Il campo magnetico generato dal dipolo, in modulo, è

$$B = \left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{M}{r^3}$$

Il modulo della forza alla quale è sottoposta una particella che si muove lungo una traiettoria curva in un campo magnetico è data da

$$ZeBv = \frac{mv^2}{r}$$

Ne segue che il raggio dell'orbita descritta dalla particella sarà

$$r_s = \sqrt{\left(\frac{\mu_0}{4\pi}\right) \frac{MZe}{p}} \quad (1.2)$$

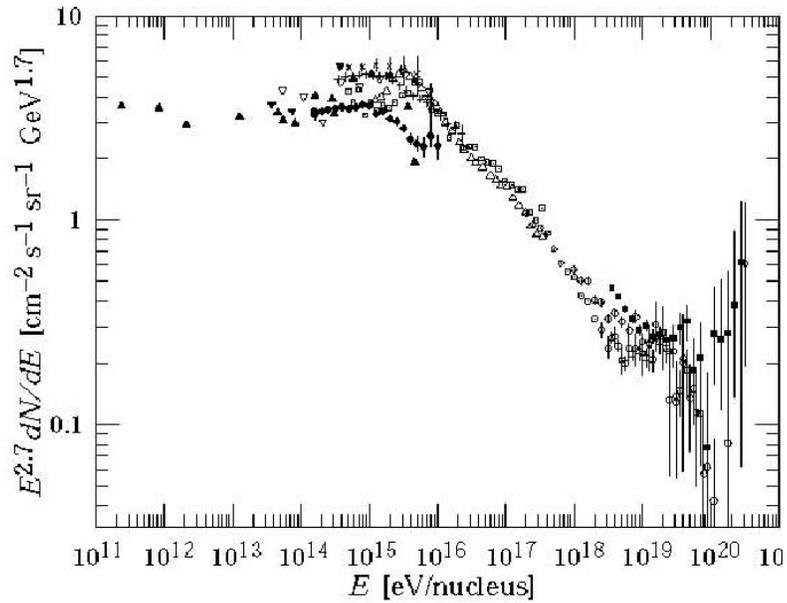


Figura 1.3: Spettro energetico differenziale moltiplicato per $E^{2.7}$ per evidenziare il cambio di pendenza che si ha al ginocchio ed alla caviglia

Questa distanza r_s è la distanza di riferimento (distanza di Størmer) che verrà utilizzata nel seguito. Størmer mostrò che il moto delle particelle osserva la legge

$$b = r \sin \theta \cos \lambda + \frac{\cos^2 \lambda}{r} \quad (1.3)$$

dove r è la distanza tra la particella e il centro del dipolo magnetico espressa in unità di Størmer (r_s), λ è la latitudine geomagnetica e θ è l'angolo tra il vettore velocità v della particella e la sua proiezione sul piano meridiano. L'angolo θ è definito positivo quando il moto delle particelle avviene da est verso ovest; b è il parametro d'impatto nell'approccio tra l'asse del dipolo e la tangente alla traiettoria della particella all'infinito, anch'esso espresso in unità di Størmer. Nell'equazione 1.3 che regola la traiettoria dei raggi cosmici nel loro avvicinarsi alla Terra, i valori di b , r e λ sono limitati dalla condizione $\sin \theta \leq 1$. In altre parole, non tutte le particelle possono raggiungere sempre l'atmosfera terrestre. La condizione $b = 2$ determina il valore critico del momento al di sotto del quale le particelle non raggiungono la Terra (cut off del campo magnetico terrestre). Ponendo $b = 2$ nell'equazione 1.3 si ha

$$r = \frac{\cos^2 \lambda}{1 + \sqrt{(1 - \sin \theta \cos^3 \lambda)}} \quad (1.4)$$

Da tutta questa descrizione è possibile dimostrare che:

- solo le particelle la cui traiettoria è contenuta in un cono di apertura di $90^\circ + \theta$ e vertice sul centro del dipolo riescono a raggiungere l'atmosfera terrestre;
- per penetrare nel campo magnetico terrestre ad una latitudine λ una particella con carica Ze deve avere un impulso minimo

$$p_{min} = Z \cos^4 \lambda \cdot 126 \text{ GeV}/c.$$

Anche il campo magnetico solare influenza il flusso dei raggi cosmici. Tale campo varia con un periodo di 11 anni ed in corrispondenza di tali variazioni si riscontrano variazioni correlate nel flusso della radiazione cosmica primaria.

Analoghe considerazioni, infine, possono essere condotte per il campo magnetico della Galassia. Seppur di intensità minore rispetto agli altri due campi magnetici presi in esame in questo paragrafo, esso agisce per distanze ben maggiori (il diametro della Galassia è pari a circa 25 kpc . $1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{16} \text{ m}$). È per effetto di tale campo che la traiettoria delle particelle cariche è confinata all'interno del disco galattico. Proprio in corrispondenza del ginocchio ($\sim 10 \text{ EeV}$) le particelle possono seguire traiettorie il cui raggio di curvatura è maggiore del raggio galattico: possono, dunque, uscire dalla Galassia. Ciò potrebbe spiegare il cambio di pendenza al ginocchio nello spettro differenziale dei raggi cosmici primari.

1.1.4 Meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici

Dopo aver studiato lo spettro energetico della radiazione cosmica, in particolare la forma e gli elevati valori dell'energia che si possono raggiungere, è lecito interrogarsi su quali meccanismi possono produrre tale andamento dello spettro. In passato si è notato come la densità di energia dei raggi cosmici richieda sorgenti in grado di liberare energie confrontabili con quelle sviluppate nelle supernove. Il raggio R della nostra Galassia non ha dimensioni di molto inferiori ai 15 kpc e uno spessore D di circa 0.2 kpc . Al suo interno la densità media di energia della radiazione cosmica è $\rho_E = 1 \text{ eV/cm}^3$. Ne segue che la potenza media necessaria per accelerare i raggi cosmici presenti nella nostra Galassia sia data da

$$W_{cr} = \rho_E \pi R^2 \frac{D}{\tau} = 2 \cdot 10^{41} \text{ J yr}^{-1}$$

dove $\tau \sim 3 \cdot 10^6 \text{ yr}$ è la vita media dei raggi cosmici nella Galassia. Circa una volta al secolo nella nostra Galassia possono verificarsi eventi del tipo supernova in grado di espellere strati di materiale pari approssimativamente a 10 masse solari (il Sole ha massa pari a circa $2 \cdot 10^{30} \text{ kg}$), a velocità dell'ordine di 10^7 m/s . Possiamo, dunque, concludere che la potenza media irradiata

nella Galassia da supernove è

$$W_{SN} = 5 \cdot 10^{42} \text{ Jyr}^{-1}.$$

Nonostante le incertezze relative alle supernove della nostra Galassia sembrerebbe che perfino una bassa efficienza (anche solo del 4%) nel meccanismo di trasmissione dell'energia potrebbe essere sufficiente a garantire l'energia totale della radiazione cosmica. Fu Enrico Fermi, nel 1950, a studiare per primo il problema dei meccanismi che potrebbero accelerare i raggi cosmici. Fermi prese in considerazione una nube di gas ionizzato in moto che investe particelle presenti nel mezzo interstellare accelerandole e facendole diventare raggi cosmici. L'accelerazione potrebbe essere dovuta all'impatto tra il fronte del gas ionizzato e le particelle: queste subirebbero processi di scattering multiplo, dovuto al campo magnetico presente nella nube. Limitandoci al caso unidimensionale, per semplicità di trattazione, consideriamo una particella relativistica che si muove lungo il verso positivo di una generica direzione x e incontra il fronte della nube di gas ionizzato che si sta muovendo nel verso negativo della stessa direzione con velocità $-u_1$. La particella sarà diffusa dal campo magnetico presente nel gas: la componente della velocità nella direzione dell'urto sarà

$$u_2 = \frac{2u_1}{C_p/C_v + 1} = \frac{3u_1}{4}$$

dove il rapporto tra i calori specifici per un gas ionizzato vale $5/3$. Ora, a causa dell'interazione con campi magnetici, la particella potrà subire deviazioni della sua traiettoria e potrà essere nuovamente raggiunta dal fronte così da consentire un nuovo processo di accelerazione.

Il guadagno di energia della particella che subisce quest'accelerazione può essere dato semplicemente applicando le trasformazioni di Lorentz:

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{u_1}{c}.$$

Si possono immaginare diverse possibili sorgenti in grado di generare simili fenomeni. Le supernove del II tipo sembrano gli oggetti celesti, con maggiore probabilità, responsabili dell'accelerazione dei raggi cosmici: in tali oggetti il gas è espulso con velocità di circa 10^7 m/s

Accordo con l'indice spettrale

Una verifica di tale teoria si può avere se riproduce, almeno in taluni intervalli energetici, l'andamento osservato dello spettro differenziale dei raggi cosmici (vedi eq.1.1). La particella accelerata secondo il meccanismo appena descritto, guadagna un'energia $\Delta E = \alpha E$ ad ogni ciclo di accelerazione. Dopo n cicli l'energia sarà $E = E_0 (1 + \alpha)^n$: il numero n dei cicli di accelerazione può essere scritto come

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

Ovviamente ad ogni ciclo la particella avrà una certa probabilità di essere accelerata in direzioni che non le consentiranno di essere nuovamente raggiunta dalla nube di gas magnetizzato. Viceversa, indichiamo con P la probabilità che la particella rimanga in condizioni che le consentono di partecipare ad un altro ciclo di accelerazione. Considerando N_0 particelle all'inizio del processo, avremo che $N = N_0 P^n$ saranno le particelle rimaste dopo n cicli di accelerazione. Sostituendo n con l'espressione ricavata in precedenza si trova

$$\ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = n \ln P = \frac{\ln(E/E_0) \ln P}{\ln(1 + \alpha)} = \ln\left(\frac{E_0}{E}\right)^s$$

dove $s = -\frac{\ln P}{\ln(1 + \alpha)}$. Quindi il numero di particelle dipende dal numero di cicli di accelerazione n e dall'energia acquisita dalle stesse particelle. Da tutta questa trattazione si può concludere che lo spettro differenziale dell'energia seguirà un andamento dato da una legge di potenza:

$$\frac{dN(E)}{dE} \propto E^{-(1+s)}.$$

Per questi meccanismi di accelerazione si è trovato essere $s \sim 1.1$ quindi il valore dell'indice dell'energia risulta complessivamente pari a -2.1 , confrontabile con l'indice spettrale γ dell'equazione 1.1 ricavato sperimentalmente. Nel corso della trattazione non si è tenuto conto della dipendenza della probabilità dall'energia e potrebbe dipendere da ciò la differenza rispetto al valore osservato dell'indice spettrale. L'analisi del fenomeno della spallazione confermerebbe questa ipotesi: nella sezione alla composizione chimica dei raggi cosmici, infatti, si è accennato al fatto che lo spettro dei nuclei di litio, berillio e boro, decresce con l'energia molto più rapidamente di quanto non avviene con quello del carbonio e dell'ossigeno.

Si è portati a concludere, dunque, che le supernove possono essere la sede di accelerazione dei raggi cosmici e che una teoria che si basa su questo assunto bene si adatta con le evidenze sperimentali. Tale modello, però, offre risultati confrontabili con le misure sino ad energie di circa $100Z \text{ TeV}$ (dove Z è il numero atomico dei nuclei). Per energie superiori si dovranno immaginare altri meccanismi attualmente sconosciuti. Nel prossimo paragrafo si discuterà dei nuclei galattici attivi che si ritiene essere, ugualmente, siti di accelerazione della radiazione cosmica.

1.2 Sorgenti di γ

Quando i protoni interagiscono con la materia interstellare, ad esempio, producono pioni neutri che decadono spontaneamente in due fotoni o, più raramente, in una coppia elettrone-positrone più un fotone. Grazie al lancio nel 1991 del satellite GRO (Gamma Ray Observatory), su cui era collocato l'esperimento EGRET (Energetic Gamma Ray Experimental Telescope) sono state individuate sorgenti di raggi γ in un range energetico compreso tra i 3 keV e i 30 GeV . Per energie di qualche TeV, invece, analoghe evidenze si sono ottenute con rivelatori posti sulle superficie terrestre. I

raggi γ sono anche prodotti per *bremsstrahlung*: le particelle cariche che si muovono nelle sorgenti interagiscono per scattering nucleare coulombiano con i nuclei presenti, deviano dalla loro traiettoria e, accelerando, emettono radiazione. Se invece la deviazione è dovuta all'interazione con campi magnetici (come avviene nei sincrotroni, ad esempio) il fenomeno va sotto il nome di *radiazione di sincrotrone*. In entrambi i casi, ovviamente, la potenza della radiazione irradiata varia come m^{-4} dove m indica la massa della particella che emette. La potenza emessa è, quindi, maggiore quando sono gli elettroni ad essere accelerati. Lo spettro energetico dei fotoni irradiati è piccato per bassi valori dell'energia. Tuttavia nelle vicinanze delle sorgenti si ha una intensità tale di fotoni ed elettroni che una collisione tra un fotone di bassa energia ed un elettrone di alta energia può aumentare notevolmente l'energia del fotone (effetto Compton inverso). Questo tipo di sorgenti sono abbastanza regolari e costanti nei loro processi di emissione. Nella nebulosa del Granchio (generata da una supernova osservata nel 1054) è presente una sorgente - utilizzata come sorgente di riferimento in diversi apparati sperimentali - che emette stabilmente raggi *gamma* ad energia di diversi TeV.

1.2.1 Nuclei Galattici Attivi

Alcune sorgenti sono state catalogate con il nome di *active galactic nuclei* (AGNs) o di *quasar*. Questo tipo di oggetti, che possono produrre radiazione *gamma* fino a 10 *TeV* si ritiene possano essere associati a buchi neri molto massivi. Tale ipotesi deriverebbe dal fatto che i buchi neri sono gli unici oggetti astronomici compatti in grado di sviluppare energie ed intensità di radiazione come quelle osservate.

Si presume che in queste sorgenti i raggi γ siano radiazione di sincrotrone dovuta ad elettroni che spiralizzano nel campo magnetico del buco nero centrale. Lungo il piano equatoriale di quest'ultimo esisterebbe un sottile disco



Figura 1.4: riproduzione schematica di un AGN

di accrescimento circondato da un anello di materia. In posizione esattamente perpendicolare, inoltre, sarebbero posti due *jets* di particelle relativistiche ed è proprio lungo questa direzione che avverrebbe l'emissione di radiazione *gamma*. È abbastanza ovvio che, secondo questa descrizione, l'osservazione di tali fenomeni sia possibile solo quando uno dei *jet* è orientato verso la Terra.

1.2.2 Residui di Supernova

Come già accennato per la nebulosa del Granchio, i residui di supernova (*SNR* che sta ad indicare *supernova remnant*) sono sorgenti tipiche di raggi γ . Tali oggetti possono essere descritti secondo vari modelli, ma in genere ci sono due periodi della vita di una supernova nella quale si registra emissione

di radiazione *gamma*. La prima è subito dopo l'esplosione, quando la densità della materia che si espande è molto alta e al suo interno si hanno interazioni adroniche dove i γ sono prodotti secondari. Successivamente la radiazione *gamma* è prodotta per bremsstrahlung o per diffusione Compton inversa degli elettroni sui fotoni della radiazione cosmica di fondo e dei campi della stessa SNR.

1.2.3 Gamma Ray Burst

Un altro interessante fenomeno è rappresentato da *burst* di raggi γ che durano dai 10 *ms* ai 10 *s* e sono conosciuti con il nome di *gamma ray burst* (*GRB*). La radiazione associata a tali sorgenti transitorie ha energia che varia da circa 100 *keV* a circa 100 *MeV*. Con molta probabilità la loro origine è extra-galattica, tuttavia non si conosce molto della loro natura. Si suppone possano essere originati dal collasso di sistemi binari di stelle a neutroni o dall'esplosione di stelle molto massive.

1.2.4 Pulsars

Dopo l'esplosione di una supernova è possibile che si generi una stella a neutroni dove questi sono prevalenti in una struttura che contiene anche protoni, elettroni e nuclei pesanti. Le *pulsars* altro non sono che stelle a neutroni in rapida rotazione e in grado di emettere a brevi ed estremamente regolari intervalli temporali. Tutte le circa mille pulsars oggi conosciute, hanno periodi di rotazione compresi tra 1.5 *ms* e 8.5 *s*. Solo l'1% delle pulsars osservate, però, sono direttamente associabili ad eventi del tipo supernova: nel corso di milioni di anni, infatti, le stelle a neutroni si spostano e non è più possibile osservarle all'interno della nebula originale. Fanno eccezione oggetti astronomici più giovani, come la nebula Crab alla quale si accennava in precedenza.

La sorgente di *gamma* generatasi dopo l'esplosione della supernova del 1054 è proprio una pulsar con un periodo di 33 *ms*.

1.3 Radiazione cosmica secondaria

1.3.1 Componenti *Hard* e *Soft*

Si è già accennato come le particelle o la radiazione attraversando l'atmosfera terrestre generino altre particelle secondarie. I prodotti più comuni sono i pioni nei tre stati di carica (negativo, positivo e neutro). Ora, per i protoni il libero cammino di interazione nucleare medio in aria è circa 100 g/cm^2 . Ovviamente tale valore sarà di molto inferiore andando a considerare nuclei più pesanti. Se confrontiamo il libero cammino medio del protone con la profondità totale dell'atmosfera ($X = 1030 \text{ g/cm}^2$) appare evidente che i pioni saranno tutti prodotti negli strati più alti dell'atmosfera terrestre. Si consideri, per il momento solo il decadimento dei pioni carichi:

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$$

Il tempo di vita medio del pione è $\tau = 26 \text{ ns}$, il libero cammino medio prima del decadimento sarà dato da

$$\lambda = \gamma c \tau \tag{1.5}$$

dove $\gamma = \frac{E_\pi}{m_\pi c^2}$ è il fattore relativistico di *Lorentz*. Per il pione si ha che $m_\pi c^2 \sim 139 \text{ MeV}$ e, supponendo che la sua energia sia $E_\pi = 1 \text{ GeV}$ si trova che $\lambda = 55 \text{ m}$. Con buona approssimazione, si può supporre come negli strati più alti l'atmosfera sia isoterma e che la profondità vari esponenzialmente con l'altezza secondo la formula

$$x = X e^{-\frac{h}{H}}$$

dove $H = 6500 \text{ m}$. Ora è possibile approssimare $\lambda = 55 \text{ m} \sim 0.01H$ e, differenziando la precedente espressione di x in un intervallo Δh , si trova che per tali valori di λ la profondità varia solo dell'1%. Ovviamente le interazioni nucleari per i pioni saranno rilevanti per valori di λ vicini a quello di H o per energie dell'ordine dei 100 GeV . Al contrario, tutti pioni con energia di 10^9 eV decadranno in volo senza interagire. Per energie al di sopra di 10^{12} eV , invece, si ha che i pioni decadranno con una probabilità proporzionale a $\frac{100 \text{ sec } \theta}{E_\pi}$ dove l'energia è espressa in GeV e θ è l'angolo zenitale. Risulta evidente come, in queste condizioni, la gran parte dei pioni sarà interessato da interazioni nucleari prima che possa decadere. Si può osservare, inoltre, che proprio a causa della presenza a denominatore dell'energia della particella, per valori che sono dell'ordine dei TeV , lo spettro dei muoni secondari avrà un indice spettrale più grande di un'unità rispetto ai pioni che li generano e ai protoni primari. Fu proprio ricorrendo a considerazioni di questo tipo che a metà del secolo scorso *Greisen* riuscì ad effettuare una prima stima del tempo di vita medio dei pioni carichi. I muoni che derivano dal decadimento in volo dei pioni sono anch'essi instabili:

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

$$\mu^- \longrightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Il tempo di vita medio, in questo caso è circa 2200 ns . Poichè, come è noto, la massa a riposo del muone è pari a 0.105 GeV dalla 1.5 è facile trovare come il suo cammino medio prima del decadimento sia pari a circa 6600 m . Quindi muoni di energia pari o inferiore ai 10^9 eV decadranno in volo (ricordiamo che in questo caso non entrano in gioco interazioni nucleari poichè il muone è una particella che non risente dell'interazione forte). L'energia critica del muone (cioè l'energia per la quale, nell'attraversamento di un mezzo come l'aria, iniziano ad essere prevalenti fenomeni di *bremstrahlung* rispetto a quelli di eccitazione-ionizzazione) è dell'ordine di un TeV . Quindi muoni di

energia pari o superiore a qualche GeV possono attraversare tranquillamente tutta l'atmosfera, dato che sono prodotti ad altezze di circa 20 km dal livello del mare e in considerazione del fatto che la perdita di energia risulta pari a circa $2\text{ MeV g}^{-1}\text{ cm}^2$, come indica la relazione di *Bethe – Bloch* che sarà discussa successivamente (vedi eq. 1.6). Risulta ovvio come sia possibile rivelare tali particelle anche al di sotto della superficie terrestre: da ciò ne deriva il nome di *componente Hard* dei raggi cosmici secondari.

Non si è ancora descritto cosa accade ai pioni neutri. Il loro tempo di vita medio è estremamente breve, circa $8 \cdot 10^{-17}\text{ s}$, trascorso il quale decadono elettromagneticamente:



È noto come un fotone che si propaga in un mezzo generi uno sciame elettromagnetico composto solo da fotoni, elettroni e positroni. Poichè questi sciami si attenuano e poi vengono assorbiti a diversi km di altezza sul livello del mare, queste particelle rappresentano la *componente Soft* della radiazione cosmica secondaria. Tra i prodotti delle interazioni nucleari dei raggi cosmici primari nell'atmosfera vi sono alcuni isotopi radioattivi. Sicuramente va citato il ^{14}C . Quando l'azoto 14 presente in atmosfera cattura un neutrone vengono prodotti l'isotopo 14 del carbonio, appunto, e idrogeno. Il ^{14}C si combina per formare la molecola CO_2 e partecipa a tutto il ciclo terrestre dell'anidride carbonica, finendo per essere fissato anche nella materia organica. Poichè il ^{14}C ha un tempo di vita medio di circa 5600 yr la sua abbondanza relativa rispetto al carbonio 12 è utilizzata per la datazione di materia organica. Questo metodo di datazione, però, presuppone che la produzione di carbonio 14 da parte dei raggi cosmici sia costante nel corso di lunghissimi intervalli temporali. Effettivamente alcuni studi hanno dimostrato l'intensità dei raggi cosmici varia nel tempo: questa è diminuita di circa il 20% in 5000 anni e si suppone che tale effetto sia dovuto a fluttuazioni su lunghi intervalli temporali del campo magnetico terrestre.

1.3.2 Interazioni tra particelle cariche e materia

Prima di procedere all'analisi dello sviluppo della radiazione cosmica secondaria, è utile approfondire in che modo le particelle perdono energia quando attraversano materia, come l'atmosfera terrestre. La perdita di energia avviene essenzialmente attraverso due processi: eccitazione-ionizzazione e emissione di fotoni per *bremstrahlung*. Vediamo nel dettaglio di cosa si tratta.

Fenomeni di eccitazione-ionizzazione

La perdita di energia può indurre eccitazione o, più frequentemente, ionizzazione quando le particelle cariche collidono contro gli elettroni di un atomo. L'andamento della perdita di energia in relazione allo spessore di materia attraversato è dato dalla formula di *Bethe – Bloch*:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ecc-ion} = \frac{4\pi N_0 z^2 e^4}{mv^2} \left(\frac{Z}{A}\right) \left[\ln\left(\frac{2mv^2\gamma^2}{I}\right) - \beta^2 \right] \quad (1.6)$$

dove m è la massa dell'elettrone, v e ze sono la velocità e la carica della particella incidente, N_0 è il numero di Avogadro, Z e A sono il numero atomico e di massa medi degli atomi che compongono il mezzo attraverso il quale si propagano le particelle e x è lo spessore del materiale attraversato. Con I si vuole indicare il potenziale medio di ionizzazione mediato su tutti gli elettroni dell'atomo e approssimativamente risulta essere $I = 10Z \text{ eV}$. Ovviamente si ha che $\beta = v/c$ e che $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Si può notare come nella 1.6 la perdita di energia dipenda dalla velocità e non dalla massa della particella incidente e che, per bassi valori di v , la variazione è inversamente proporzionale al quadrato della stessa velocità. Dopo aver raggiunto il proprio minimo, la funzione di *Bethe – Bloch* risale fino a raggiungere un *plateau* per $\frac{dE}{dx} = 2.0 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$. Inoltre, è possibile osservare come $\frac{dE}{dx}$ dipenda poco dal mezzo che attraversano le particelle poichè il rapporto $Z/A \sim 0.5$

in praticamente tutti gli elementi, ad eccezione dell'idrogeno e degli elementi più pesanti.

Radiazione di *bremstrahlung*

Se invece di ionizzare gli atomi le particelle cariche interagiscono per scattering Coulombiano con gli atomi del mezzo attraversato, si ha emissione di fotoni di *bremstrahlung* (si veda anche il paragrafo 1.2). La perdita di energia legata a questo fenomeno, in relazione allo spessore di materia attraversato, è regolata dalla legge

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem} = -\frac{E}{X_0} \quad (1.7)$$

Questa nuova grandezza X_0 prende il nome di *lunghezza di radiazione* ed è data dalla relazione

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \left(\frac{Z}{A}\right) (Z+1) r_e^2 N_0 \ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) \quad (1.8)$$

La grandezza $r_e = \frac{e^2}{4\pi mc^2}$ il raggio classico dell'elettrone e $\alpha = \frac{1}{137}$ è la costante di struttura fine. Si osserva che la lunghezza di radiazione varia con $1/Z$ e che, quindi, dipende dal mezzo attraversato.

Esisterà un valore di energia E_c (dipendente dal tipo particella) per il quale

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ecc-ion} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{brem}$$

E_c prende il nome di *energia critica*. Per valori molto maggiori di E_c la perdita di energia avviene principalmente per emissione di fotoni di *bremstrahlung*; per energie molto inferiori del valore critico prevale il fenomeno di *eccitazione-ionizzazione*. Se poi i fotoni hanno energia $E_\gamma > 2mc^2$, questi possono produrre una coppia e^+e^- ; ovviamente ciò può avvenire solo in presenza di un nucleo che possa garantire la conservazione del momento. La distanza mediamente percorsa in un determinato mezzo dal fotone prima di convertirsi in

una coppia è detta *lunghezza di conversione* ed è funzione dell'energia. Per energie al di sopra dei 10^9 eV, però, tale grandezza tende asintoticamente al valore di $\frac{9}{7}X_0$.

1.3.3 Sviluppo degli sciami elettromagnetici

Dopo aver discusso delle interazioni tra le particelle cariche e la materia (come può essere considerata l'atmosfera terrestre) è possibile approfondire lo sviluppo longitudinale degli sciami elettromagnetici. Si consideri, per semplicità, un elettrone di energia E_0 che entra in contatto con un mezzo. Dopo aver percorso uno spazio pari ad una *lunghezza di radiazione* si può supporre che l'elettrone emetta un fotone che avrà energia $E_0/2$. Nel percorrere la successiva lunghezza di radiazione l'elettrone emetterà un altro fotone, mentre il fotone generato in precedenza produrrà una coppia elettrone-positrone. Le quattro particelle a questo livello avranno ciascuna energia $E_0/4$. Proseguendo con la descrizione, dopo t lunghezze di radiazione, presumibilmente si avrà uno sciame composto, in egual numero, esclusivamente da γ , e^+ ed e^- : ogni particella a questo livello, avrà energia $E(t) = \frac{E_0}{2^t}$. In tutti questi ragionamenti, però, si è trascurata la eventuale perdita di energia per ionizzazione. È possibile fare ciò assumendo che la moltiplicazione delle particelle che compongono lo sciame si ripeta fino a che l'energia di queste non sarà pari all'energia critica, al di sotto della quale iniziano ad essere prevalenti proprio i fenomeni di ionizzazione e non è più possibile generare coppie $e^+ e^-$. Quindi lo sciame raggiunge un massimo e successivamente il proprio sviluppo si arresta bruscamente. Questo modello impone alcune considerazioni sullo sviluppo dello sciame.

- All'ampiezza massima corrisponde una profondità t_{max} che dipende logaritmicamente dall'energia della particella primaria:

$$t_{max} = \frac{\ln(E_0/E_c)}{\ln 2}$$

- Il numero massimo di particelle (ovviamente legate all'ampiezza massima dello sciame) è direttamente proporzionale all'energia del primario e segue la relazione:

$$N_{max} = 2^{t_{max}} = E_0/E_c$$

- Il numero di particelle con energia superiore ad un dato valore E è in relazione alla corrispondente profondità:

$$N(> E) = \int e^{(t \ln 2)} dt = \frac{(E_0/E)}{\ln 2}$$

Risulta abbastanza evidente come la misura della profondità massima possa offrire informazioni utili nella determinazione dell'energia della particella primaria che innesca lo sciame. Tutta l'energia posseduta dalle particelle al momento della massima ampiezza, poi, per considerazioni che sono legate al principio di conservazione dell'energia, si dissipa con processi di ionizzazione secondo quanto descritto nel paragrafo precedente.

La descrizione sin qui condotta è estremamente esemplificativa, ma fornisce buoni risultati per una iniziale descrizione dello sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico. Una prima approssimazione nello studio dell'analisi della dispersione laterale, inoltre, ha portato alla definizione del *Raggio di Moliere* come parametro che consente di stabilire, appunto, la distribuzione dell'ampiezza laterale dello sciame nel suo sviluppo. Tale nuova grandezza è data da

$$r_M = \frac{21}{E_c (MeV)} X_0$$

dove E_c è l'energia critica già vista in precedenza e X_0 , espressa in *cm* è la lunghezza di radiazione in aria.

1.3.4 Estensione degli sciame atmosferici

Si è già detto come protoni o elettroni primari generino sciame che si sviluppano nell'atmosfera terrestre. Per quanto riguarda i protoni di alte energie,

la grandezza tipica da tenere presente per lo sviluppo longitudinale dello sciame sono i 100 g/cm^2 della lunghezza di interazione in aria. Protoni e nuclei pesanti in genere producono mesoni e altre particelle nelle successive interazioni. A differenza degli sciame elettromagnetici nei quali gli elettroni perdono la gran parte della loro energia in una lunghezza di radiazione, i nucleoni superano più lunghezze di interazione, perdendo solo una parte della loro energia ad ogni urto. Se a ciò aggiungiamo che la lunghezza di interazione di interazione nucleare in aria è circa due volte e mezza maggiore della lunghezza di radiazione è abbastanza ovvio che se la particella primaria è un nucleone lo sciame che ne consegue penetra maggiormente in atmosfera, e ha uno sviluppo più ampio degli sciame elettromagnetici generati da elettroni o fotoni.

What happens when a cosmic rays strikes the earth ?

Development of cosmic-ray air showers

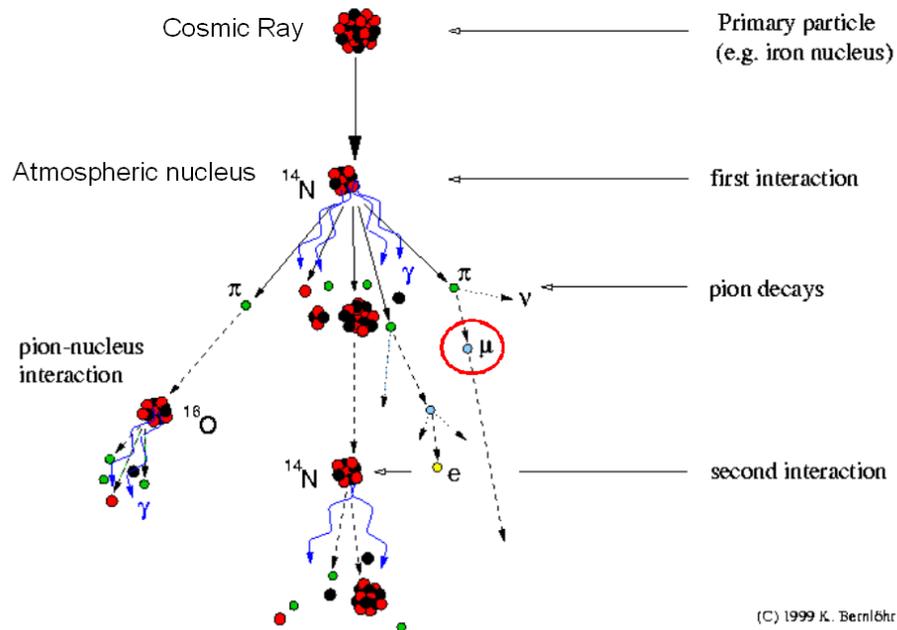


Figura 1.5: schematizzazione dello sviluppo di uno sciame atmosferico a partire dalla particella primaria che lo genera.

A parità di energia della particella primaria, gli sciami nucleari hanno anche un'ampiezza laterale maggiore rispetto a quelli composti solo da elettroni, positroni e fotoni. La realtà, però, come al solito non è così netta come le descrizioni teoriche. Gli sciami atmosferici, infatti, presentano un nucleo centrale dove predominano nucleoni di alta energia. Tale *core* centrale è circondato da distribuzioni laterali elettromagnetiche continuamente alimentate dal decadimento dei pioni neutri ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$) prodotti nelle interazioni tra i protoni. A parte una piccola quantità di energia che è utilizzata per produrre neutrini dal decadimento dei pioni, saranno le componenti elettromagnetica e muonica quelle nelle quali confluirà la parte maggiore dell'energia del primario.

1.4 Raggi cosmici di altissima energia

Lo spettro della radiazione cosmica primaria si estende anche per valori di energia superiori ai 10^{20} eV (come si può anche vedere nella figura 1.2). È possibile avere verifica sperimentale dell'esistenza di raggi cosmici a queste energie grazie ad esperimenti posizionati sulla superficie terrestre, in grado di coprire aree molto vaste e che studiano i prodotti secondari della particella primaria. Si può immaginare, infatti, che l'atmosfera terrestre funzioni da *calorimetro* per la radiazione cosmica. Ovviamente è possibile risalire all'energia della particella primaria integrando tutte le tracce dello sciame. In particolare si può ricordare l'esperimento *AGASA*, che in Giappone copre una superficie di 100 km^2 , e l'esperimento *AUGER* che in Argentina copre circa 3000 km^2 consentendo di osservare almento 50 eventi all'anno al di sopra dei 10^{20} eV. Lo studio di questa regione dello spettro risulta molto interessante soprattutto in considerazione del fatto che, per le energie in gioco, il campo magnetico galattico dovrebbe esercitare una minore deflessione sulla traiettoria delle particelle che, in questo modo, conserverebbero maggiori

informazioni sulla localizzazione delle loro sorgenti.

È stato proprio grazie all'esperimento AUGER che negli ultimi mesi del 2007 si è potuta dimostrare una correlazione tra la direzione di arrivo di raggi cosmici con energia maggiore di $6 \times 10^{19} \text{ eV}$ e la posizione di sorgenti, tipo *AGNs* o oggetti con distribuzioni spaziali simili, non più distanti di circa 75 Mpc . L'esperimento AUGER ha, difatto, aperto la nuova frontiera dell'astronomia basata sulla radiazione cosmica.

1.4.1 L'effetto GZK

Una delle sfide più interessanti per il futuro è senz'altro la verifica dell'esistenza, o meno, di una drastica riduzione del flusso dei raggi cosmici, per energie prossime proprio ai 10^{20} eV , nota come *cut-off GZK*, dalle iniziali degli scienziati Greisen, Zatsepin e Kuzmin che ne postularono l'esistenza. Secondo questa teoria i protoni interagirebbero con i fotoni della radiazione cosmica di fondo i quali hanno uno spettro energetico simile ad quello di un corpo nero con $T = 2.725 \text{ K}$. Le reazioni in gioco sono



Per calcolare l'energia di soglia di queste reazioni supponiamo di lavorare ponendo $c = 1$. Siano E , \vec{p} e M rispettivamente l'energia, il momento e la massa del protone, mentre siano \vec{q} e q il momento e l'energia dei fotoni di fondo. Il quadrato della massa invariante (ovvero il quadrato dell'energia disponibile nel centro di massa del sistema) è data da

$$s = E_{cm}^2 = (E + q)^2 - (\vec{p} + \vec{q})^2 = M^2 + 2q(E - |\vec{p}| \cos \theta)$$

Ovviamente θ rappresenta l'angolo tra le direzioni del protone e del fotone. Questa quantità deve essere minore del quadrato della somma delle masse

dei prodotti finali della reazione. Cioè

$$M^2 + 2q(E - p \cos \theta) > M^2 + m_\pi^2 + 2Mm_\pi$$

Ora, il protone è senz'altro relativistico, quindi $E = p$. Con semplici calcoli, assumendo di avere una collisione frontale ($\theta = 180^\circ$) per la quale $(1 - \cos \theta) = 2$, si trova l'energia di soglia che deve avere un protone affinché si possa innescare la reazione:

$$E_{th} = m_\pi \frac{(M + m_\pi/2)}{2q}$$

Ricordando che i fotoni del fondo cosmico hanno energia kT , dove T è la temperatura, e k è la costante di Boltzmann, si trova che $kT = 2.35 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$. Per trovare il valore dell'energia di soglia basta sostituire i valori di energia e delle masse in gioco. È facile verificare come per ottenere le reazioni in questione i protoni debbano avere energie molto prossime proprio ai 10^{20} eV . Per questi valori dell'energia il campo magnetico galattico non riesce a tenere confinate le particelle all'interno della nostra Galassia, come già accennato nel paragrafo relativo agli effetti dei campi magnetici sui raggi cosmici. Ora, la sezione d'urto in prossimità dell'energia di soglia, per le reazioni che stiamo analizzando, è pari a $\sigma = 2 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$. La densità dei fotoni del fondo cosmico è $\rho = 400 \text{ cm}^{-3}$. Da ciò è facile risalire al libero cammino medio per collisioni di questo tipo: $\lambda = \frac{1}{\rho\sigma} \sim 10^{25} \text{ cm}$. Questa grandezza è dell'ordine di qualche Mpc , ovvero si sta parlando di dimensioni confrontabili con quelle di un ammasso di galassie. Quindi questo effetto *GZK* dovrebbe maggiormente manifestarsi per raggi cosmici prodotti da sorgenti lontane. Al contrario, dovrebbe produrre effetti trascurabili sulla radiazione cosmica che ha origini prossime alla nostra Galassia. Effettivamente *AGASA* ha registrato qualche evento al di sopra delle energie per le quali dovrebbe, invece, essere molto evidente il taglio. Ciò porta a pensare che questa radiazione che sopravvive all'effetto *GZK* dovrebbe provenire da sorgenti poste all'interno

dell'ammasso di galassie nel quale si trova il nostro sistema galattico e che comprende diverse decine di galassie¹.

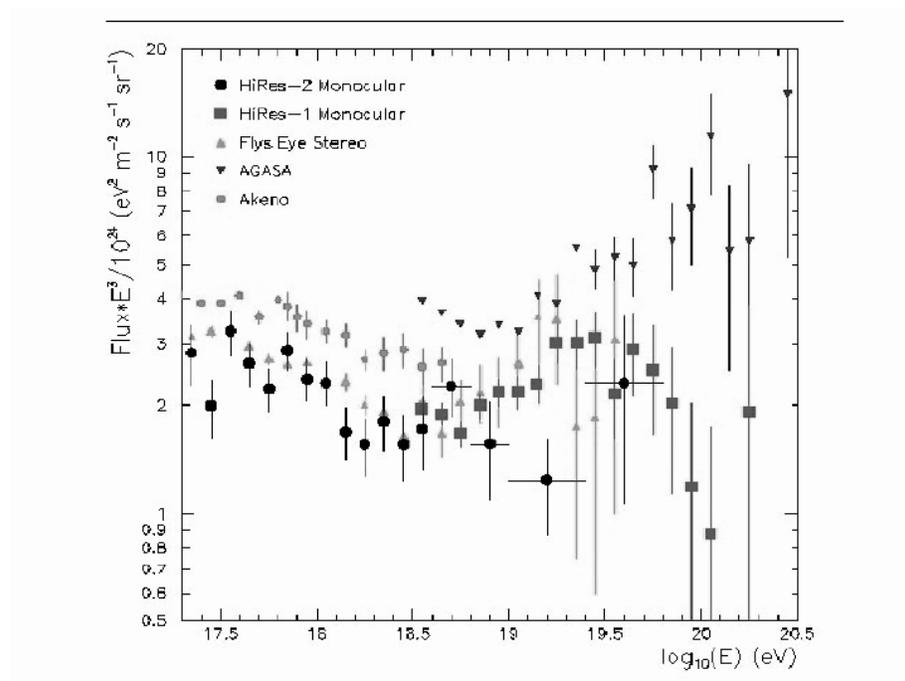


Figura 1.6: Spettro energetico dei raggi cosmici attorno alla regione nella quale dovrebbero iniziare ad essere sensibili gli effetti del *GZK*. È abbastanza evidente come i dati dell'esperimento *AGASA* non diano particolari indicazioni sulla rilevanza del cut-off rispetto agli altri apparati sperimentali in esame.

In realtà non si può aggiungere molto sull'origine di questi raggi cosmici poichè nulla si sa sui meccanismi che possono produrli e accelerarli fino ad energie prossime ai 10^{20} eV. Molti apparati oggi in costruzione hanno come obiettivo quello di studiare la radiazione cosmica proprio in questa zona dello spettro consentendo di approfondire lo studio anche dell'effetto *GZK*. An-

¹AUGER ha osservato come la maggior parte dei raggi cosmici che raggiungono la Terra in questi range di energia sono protoni che provengono da sorgenti astrofisiche a noi vicine tipo *AGN* o sorgenti con distribuzioni spaziali molto simili

che in questo caso un importante contributo lo stato fornendo l'esperimento AUGER grazie al quale si è potuta osservare una drastica diminuzione del flusso dei raggi cosmici al di sopra dei 60 EeV consentendo una verifica sperimentale dell'effetto *GZK*.

Capitolo 2

Tecniche di rivelazione.

L'esperimento ARGONAT-YBJ

L'acronimo che dà il nome all'esperimento ARGONAT-YBJ sta per Astrophysical Radiation Ground-based Observatory at YangBaJing ma, prima di addentrarsi nella descrizione dell'apparato è opportuno discutere brevemente quali sono le principali tecniche utilizzate per la rivelazione e lo studio dei raggi cosmici.

2.1 Tecniche di rivelazione

Le problematiche relative all'osservazione della radiazione cosmica sono di molteplice natura. Quella che, però, occorre considerare con maggiore attenzione è quella relativa al flusso dei raggi cosmici (si veda il relativo paragrafo nella sezione 1.1): cioè quanti eventi sono disponibili nell'unità di tempo e nell'unità di superficie. Osservando la figura 1.2 si vede come per energie prossime ai TeV giunga sulla Terra una particella per m^2 al secondo. Il *ginocchio* si trova in corrispondenza dei $10^{15} eV$ circa e a queste energie, per ogni metro quadrato di superficie, raggiungono il nostro pianeta una particella all'anno. Se, poi, si vuole concentrare lo studio sui raggi cosmici

di altissima energia, al di sopra della *caviglia* e dei 10^{19} eV la rate delle particelle è di una per km^2 per anno.

2.1.1 Misure dirette: rivelatori posti su satelliti artificiali

Appare evidente come la misura ideale sarebbe quella effettuata al di fuori dell'atmosfera terrestre, quando è possibile, cioè, rivelare direttamente le particelle primarie prima di qualsiasi interazione. Per fare ciò si mandano in orbita attorno alla Terra satelliti artificiali contenenti rivelatori in grado di identificare e misurare le caratteristiche delle particelle. La configurazione ideale prevede uno strato esterno di materiale *convertitore* che consente anche ai fotoni di essere rivelati: interagendo con i nuclei pesanti, infatti, il fotone genera coppie e^+e^- che, in quanto cariche, possono essere rivelate. Gli strati successivi possono essere costituiti da camere traccianti, calorimetri e scintillatori opportunamente posti in coincidenza. In questo modo è possibile rivelare la particella conoscendone energia, e direzione di provenienza.

Se consideriamo le capacità di carico dei principali vettori in grado di porre in orbita satelliti artificiali, appare evidente come le dimensioni di simili rivelatori non potranno superare qualche metro. Il flusso per metro quadrato e per steradiante della radiazione cosmica primaria di energia pari a 10^{14} eV è di circa 10^{-4} Hz . Cioè in un giorno un rivelatore con una *accettanza* di $1 m^2 sr$ può rivelare meno di dieci particelle. Ovviamente questa rappresenta una condizione limite al di sopra della quale non avrebbe senso costruire uno strumento che, per offrire una statistica adeguata all'analisi, dovrebbe lavorare a pieno regime per anni o decenni. Misure dirette di radiazione cosmica, dunque, si fanno solo per energie inferiori ai $100 TeV$. Al di sopra di tale valore occorre costruire rivelatori sulla superficie terrestre che riveleranno la radiazione secondaria dalla quale si potrà risalire alle caratteristiche del pri-

mario.

Prima di passare a discutere dei rivelatori posti sulla superficie terrestre è importante ricordare come molti esperimenti utilizzino palloni in grado di portare rivelatori negli strati più alti dell'atmosfera. A quote anche di 40 km è possibile trasportare fino a circa 4000 kg di carico. Anche in questo caso, dunque, non si può immaginare di utilizzare grandi apparati per la rivelazione, ma è possibile rivelare particelle secondarie prodotte immediatamente dopo l'interazione del primario con i nuclei dell'atmosfera. Al vantaggio di avere dei costi contenuti rispetto ai satelliti artificiali, i palloni presentano diversi svantaggi dovuti alle diverse quote alle quali si trovano a volare nel passaggio tra giorno e notte. I venti, inoltre, rendono spesso difficile calcolare le traiettorie dei palloni: in molti casi si è reso necessario recuperare il rivelatore in continenti diversi da quello di lancio

2.1.2 Misure indirette: rivelatori di sciame atmosferici

Si è già detto come al di sopra dei 100 TeV sia praticamente impossibile costruire rivelatori, da inviare nello spazio, in grado di rivelare la radiazione cosmica primaria. Per studiare raggi cosmici di energie superiori ai 10^{14} eV occorre costruire apparati all'interno dell'atmosfera terrestre. Così facendo, però, si perde ogni possibilità di rivelare direttamente il primario, alle caratteristiche del quale, si può risalire dallo studio dello sciame atmosferico da esso generato.

I rivelatori di sciame atmosferici sono costruiti sulla superficie terrestre. Si tratta di apparati piuttosto complessi collocati a diverse altitudini rispetto al livello del mare, a seconda del range di energia che si vuole studiare. Per sciame di energie comprese tra $10^{14} - 10^{15}\text{ eV}$, ad esempio, generalmente si preferisce costruire i rivelatori in quota dove il livello di osservazione si trova in corrispondenza dell'ampiezza massima dello sciame e dove le fluttuazioni

sono minori. Per gli sciame di altissima energia, invece, si preferiscono quote più basse. Un apparato posto sulla superficie terrestre è costituito da una serie di diversi rivelatori in grado di garantire l'osservazione delle diverse componenti di uno sciame. Occorrono rivelatori per lo studio della componente elettromagnetica e calorimetri per la componente adronica. Per ciò che riguarda i muoni, questi possono raggiungere il sottosuolo e, qualora interessi il loro studio, è possibile utilizzare detector, in grado di studiarne le caratteristiche, al di sotto della superficie terrestre. Per μ di energia dell'ordine dei GeV basta una profondità di qualche metro; se, invece, l'energia dei muoni è dell'ordine dei TeV occorre porre i rivelatori sotto uno schermo di qualche km di roccia: ad esempio alla base di qualche sistema montuoso. Per identificare e studiare con maggiore accuratezza lo sviluppo dello sciame, è possibile prevedere la presenza, in questi apparati sperimentali, anche di rivelatori ottici in grado di catturare la luce *Cherenkov* e la luce di fluorescenza generata dal passaggio dello sciame in atmosfera. Il cono di luce *Cherenkov*, a causa del basso indice di rifrazione dell'atmosfera terrestre, è abbastanza ristretto e la maggior parte dei fotoni sono emessi lungo l'asse principale di propagazione dello sciame. Anche per sciame di $1 TeV$ di energia, nonostante questi siano completamente assorbiti dall'atmosfera prima di raggiungere il livello di osservazione, vi è emissione di luce *Cherenkov*. Al contrario, la luce di fluorescenza prodotta dall'eccitazione delle molecole di azoto presenti in atmosfera, è isotropa. Ciascun elettrone produce circa quattro fotoni per ogni metro percorso. Solo gli sciame di altissima energia, però sono in grado di indurre la produzione di fotoni con un'intensità tale da discriminare il segnale generato dal fondo dovuto al cielo notturno.

Entrambe le tecniche, che consentono lo studio a diversi range di energia, necessitano di condizioni atmosferiche ottime, con cielo pulito e sereno, totale assenza di nuvole e di Luna. Ne segue che, il tempo utile di rivelazione è pari a circa il 10% del totale.

Esempi di apparati

Tra i rivelatori di sciami atmosferici sicuramente va ricordato l'esperimento KASCADE (Karlsruhe Shower Core and Array Detector). Costruito ad un'altitudine di soli 100 m sul livello del mare è costituito da 252 scintillatori in grado di rivelare e discriminare elettroni e muoni. La superficie dell'intero apparato è di circa $4 \cdot 10^4 m^2$. Di questa, però, solo l'1% è sensibile alle particelle cariche: in particolare per la rivelazione degli elettroni sono disponibili circa 500 m^2 , mentre per i muoni si hanno a disposizione circa 600 m^2 . A questo piano di scintillatori è accoppiato un grande calorimetro adronico, posto al centro dell'apparato, avente superficie pari a 320 m^2 . Tale strumento serve a rivelare il numero e l'energia degli adroni associati alla propagazione dello sciame, oltre che i muoni con energia superiore ai 2 GeV . Al di sotto della zona centrale dell'apparato è posizionato un altro rivelatore di muoni con energia di soglia pari a 0.8 GeV . KASCADE, dunque, è in grado di misurare contemporaneamente e su una grande superficie la densità degli elettroni e dei muoni. La qualità della misura è data dall'alto numero di detector presenti nell'apparato che garantiscono una grande statistica. Il calorimetro consente di studiare bene la componente adronica dello sciame, così come risulta importante lo studio della densità dei muoni alle diverse energie. Analizzando tutti i dati forniti dall'apparato è possibile risalire all'energia e al tipo di particella primaria.

Un esempio di apparato con il quale si studia la luce di fluorescenza è rappresentato dal detector HiRes. Ovviamente si tratta sempre della luce generata dall'eccitazione delle molecole di azoto presenti in atmosfera ed è in relazione a sciami con energie dell'ordine dei 100 EeV . Sulla sommità di due colline, nel deserto dello Utah negli Stati Uniti, distanziate di 12.6 km , sono collocati due detector. Si tratta di due sistemi di specchi con un'area

efficace di 3.8 m^2 i quali riflettono la luce verso clusters composti da 256 fotomoltiplicatori. Ciascun fototubo è sensibile alla luce proveniente da un cono celeste di apertura pari a circa un grado. Il primo detector, denominato HiRes1 copre tutta la porzione di cielo compresa tra 3° e 17° sull'orizzonte ed è composta da 21 specchi. Esattamente la metà dei 42 presenti in HiRes2 che è sensibile a tutta la regione celeste tra i 3° e i 31° sull'orizzonte. Come accennato in precedenza, per far lavorare bene questi apparati occorrono condizioni di cielo e di atmosfera assolutamente limpide e notti senza luna.

Per ciò che riguarda gli apparati che sfruttano la luce *Cherenkov* prodotta dalle particelle di uno sciame interagendo con i rivelatori, invece, le configurazioni possibili sono davvero molteplici. Comunque si prediligono rivelatori posti a distanze più o meno grandi tra loro in modo da coprire una superficie abbastanza vasta. Ciò anche in considerazione del fatto che il flusso dei raggi cosmici in funzione della superficie diminuisce all'aumentare dell'energia e, con simili tecniche, si predilige lo studio della radiazione cosmica di altissima energia.

L'esperimento AUGER utilizza proprio questa tecnica utilizzando la luce *Cherenkov* prodotta dalle particelle nell'acqua contenuta da apposite tanks.

2.2 L'esperimento ARGO-YBJ

2.2.1 Caratteristiche ed obiettivi

Come anticipato all'inizio del cap. l'acronimo che dà il nome all'esperimento sta per Astrophysical Radiation Ground-based Observatory at YangBaJing. L'apparato è situato a 4300 m di altitudine, appunto a YangBaJing, in Tibet, nella Repubblica Popolare Cinese. Le coordinate della sua esatta localizzazione sono $90^\circ 31' 50'' \text{ E}$ e $30^\circ 06' 38'' \text{ N}$ e copre una superficie di oltre

10000 m^2 . In particolare una grossa zona centrale, di dimensioni $74 \times 78 m^2$ è costituita da un tappeto continuo di RPC (di cui si parlerà più avanti). Attorno a tale area sono posizionati altri RPC a costituire un *guard ring* che consente di raggiungere le dimensioni totali di $111 \times 99 m^2$ dei quali $6700 m^2$ di superficie sensibile. L'energia di soglia è circa $300 GeV$, ma lo strumento è progettato per lavorare bene nel range dei TeV con un'estensione sino a qualche PeV . L'altitudine elevata, prossima alla quota dove gli sciame raggiungono la loro massima estensione, consente lo studio anche di sciame di energia bassa (dell'ordine, appunto, dei $10^{11} eV$).

Le caratteristiche di ARGO consentono un'ottima risoluzione angolare, dell'ordine di qualche frazione di grado e la possibilità di osservare una vasta porzione di sfera celeste (circa $2 sr$ lungo un range che in declinazione va da $70^\circ N$ a $10^\circ S$). Il *duty cycle* è limitato solo dalla manutenzione ordinaria dell'apparato¹, mentre la risoluzione temporale è dell'ordine del ns . Il fatto, inoltre, che la superficie sensibile sia continua consente di rivelare oltre il 90% delle particelle cariche che appartengono al fronte dello sciame. Tutte queste caratteristiche consentono lo studio di diversi fenomeni astrofisici. In particolare

- analisi delle sorgenti di radiazione gamma. Ad esempio ARGO ha già osservato la sorgente γ appartenente alla nebula Crab, che possiede caratteristiche ben note, e può essere utilizzata per la calibrazione dell'apparato.
- fisica dei Gamma Ray Burst.
- studio del rapporto \bar{p}/p ad energie di circa $1 TeV$, non accessibili dai rivelatori posti su satellite.

¹nel maggio del 2007 si è registrato un *duty cycle* dell'86%: dato importante e in linea con le attese

- misure sullo spettro e sulla composizione dei raggi cosmici nella regione attorno al *ginocchio*.

2.2.2 Resistive Plate Chambers - RPCs

A differenza della gran parte dei rivelatori di raggi cosmici posti sulla superficie terrestre, che utilizzano scintillatori o water Cherenkov, ARGO utilizza come rivelatori delle camere a piatti resistivi: gli RPC, appunto. L'elevata risoluzione temporale (pur non essendo camere a scintilla), il basso costo e la possibilità di essere montati su strutture abbastanza compatte, li rende molto utili per il tipo di fisica che si vuole sperimentare a YangBaJing. Sostanzialmente si tratta di condensatori piani, i cui elettrodi sono costituiti da materiale molto resistivo e al cui interno si fa fluire del gas. Le armature, composte da bakelite (con resistività $\rho \sim 10^{12} \Omega \cdot cm$), sono tra loro distanti 2 mm ed è in questo volume che si trova la miscela gassosa, costituita da tre diversi gas: $C_2H_2F_4/Ar/C_4H_{10}$ con composizione relativa 75/15/10. La componente attiva, cioè che effettivamente si ionizza al passaggio delle particelle, è l'argon. Gli altri due gas svolgono una funzione di *quenching*, cioè assorbono la radiazione ultravioletta generata dalla ricombinazione delle coppie elettrone-ione nelle cascate, in modo tale da limitare il generarsi di scariche secondarie in zone lontane da quelle di passaggio della particella². Sulle facce esterne delle armature è presente un sottile strato di grafite. Il campo elettrico si ottiene applicando alle armature una differenza di potenziale di 7.2 kV che si distribuisce uniformemente sugli elettrodi grazie proprio alla presenza dello strato di grafite. Delle *strips* metalliche (80 per RPC) di dimensioni $62 \times 7 cm^2$ raccolgono il segnale dagli elettrodi. Una successione

²A causa delle differenti velocità di deriva di ioni ed elettroni nello stesso gas si genera un campo elettrico all'interno degli elettrodi in grado di contrastare il campo esterno. Quando ciò accade gli elettroni e gli ioni possono ricombinarsi emettendo, appunto, radiazione ultravioletta.

di fogli di alluminio, strati di PVC e ferro separa le *strips* da uno strato di piombo spesso circa 0.5 cm che ha lo scopo di convertire in coppie e^+e^- i fotoni che raggiungono il rivelatore. Inoltre lo strato di piombo ha anche la funzione di assorbire le particelle di bassa energia contribuendo a ridurre l'ampiezza temporale dello sciame. Due grandi *pads* (*Big Pad*), ciascuna grande quanto mezzo RPC sono collocate nella parte inferiore della camera: servono a raccogliere il segnale analogico associato al numero di particelle che attraversano il singolo RPC. Ciò è importante soprattutto per eventi molto energetici (al di sopra dei 100 TeV) quando il segnale digitale letto dalle *strips* raggiunge la saturazione. Gli RPC hanno dimensioni $280 \times 125\text{ cm}^2$ e sono collocati in contenitori di $282 \times 128 \times 5\text{ cm}^3$ che contengono anche l'elettronica di *front - end*.

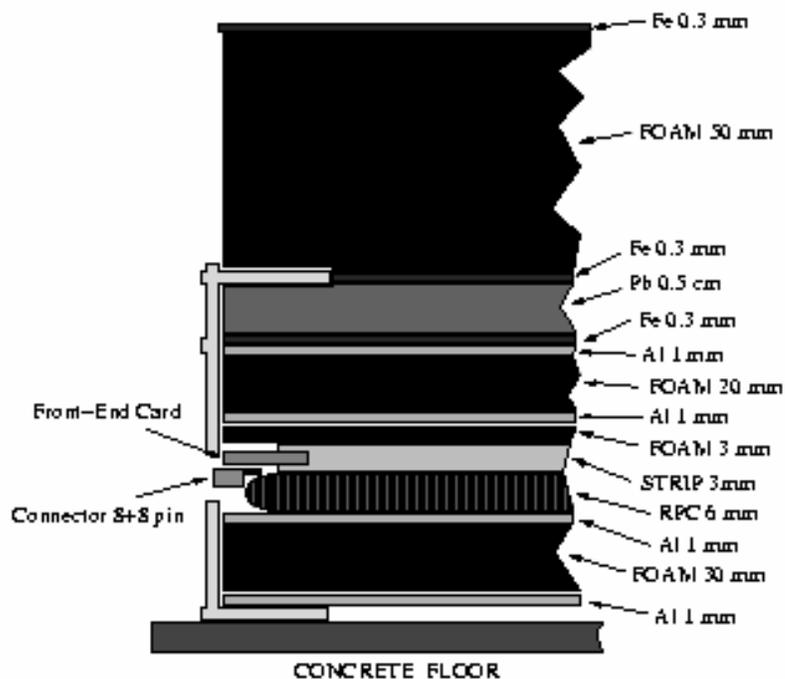


Figura 2.1: stratigrafia di una resistive plate chamber dell'esperimento ARGO-YBJ

2.2.3 Struttura dell'apparato

Gli RPC sono disposti nella zona centrale ($74 \times 78 \text{ m}^2$) in modo da formare un tappeto continuo. Qui sono 1560 gli RPC che coprono circa il 90% dell'area totale (il resto è occupato da tubature del gas, cavi per l'alimentazione e l'acquisizione dei segnali). Altri 288 RPS vengono utilizzati per comporre un anello esterno. Le camere sono raggruppate in gruppi di dodici chiamati *clusters* ($7.64 \times 5.72 \text{ m}^2$). Un insieme di otto *strips* di lettura forma una *pad* di dimensioni $0.62 \times 0.56 \text{ m}^2$. I 130 *clusters* del tappeto centrale sono in funzione da luglio 2006, mentre nei prossimi mesi si pensa di attivare anche i 24 *clusters* del *guard ring*. Le camere più esterne sono state pensate per migliorare la ricostruzione degli sciami il cui *core* non ricade nel tappeto centrale.

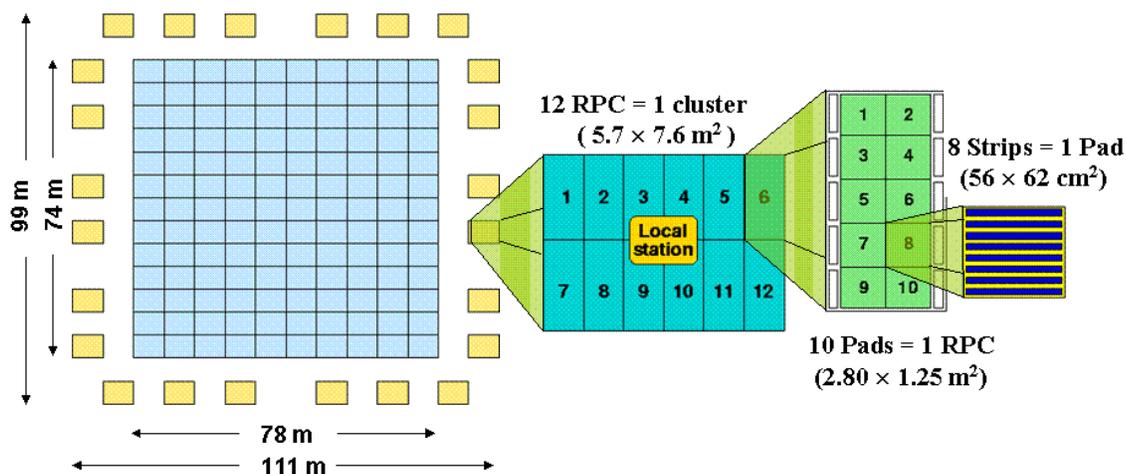


Figura 2.2: struttura dell'esperimento ARGO-YBJ

Per ogni *cluster* è presente una *local station*. Questa rappresenta il primo livello di acquisizione, legge le informazioni provenienti dalle *pads* del *cluster* e le invia ad una stazione centrale. Questo secondo livello di

acquisizione raccoglie le informazioni da tutte le stazioni locali, fornisce il segnale di trigger³ e registra i dati.

2.2.4 Trigger

È possibile assumere 150 *ns* come massimo intervallo temporale tra i tempi di arrivo su di un *cluster* di particelle appartenenti allo stesso sciame. Ed è proprio in questo intervallo temporale che le *local station* registrano il numero di particelle che raggiungono il gruppo di dodici *RPC* e trasmettono il dato alla stazione centrale. Questa prende in considerazione la finestra temporale contenente quelle trasmesse dai *clusters*: per verificare che gli *hits* presi in esame soddisfino le condizioni spazio-temporali che caratterizzano il fronte dello sciame. L'evento è registrato se il numero complessivo di *pads* accese in un intervallo di 420 *ns* supera un valore scelto (attualmente 20).

2.2.5 Risoluzione angolare

È possibile stimare la risoluzione angolare incrociando i risultati di tre metodi indipendenti. Il primo metodo è il Montecarlo ottenuto stimando la distanza angolare tra gli eventi e la direzione ricostruita. Quello conosciuto come metodo della scacchiera, invece, consente di stimare la risoluzione angolare alternando i dati che provengono dalle *PADs* pari e quelli che provengono dalle *PADs* dispari. Il terzo metodo utilizza l'effetto ombra generato dalla Luna e dal Sole nel flusso dei raggi cosmici diretti verso la superficie terrestre. L'osservazione di tale effetto, della sua consistenza e della sua posizione, rappresenta un importante controllo sulla calibrazione dell'apparato e sull'attendibilità dei dati raccolti.

³il trigger si basa sul numero di *pad* accese. Se ne parlerà meglio nel prossimo paragrafo.

2.2.6 Risultati sperimentali

Importanti risultati sono già stati raggiunti nella fase di montaggio dell'apparato. In particolare per ciò che riguarda le ombre del Sole e della Luna per l'analisi dei raggi cosmici e per lo studio delle sorgenti γ in genere e dei *Gamma Ray Burst*.

Ombra della Luna e del Sole

Come già anticipato nel paragrafo precedente questi effetti sono molto importanti per la calibrazione e come controllo sulla risoluzione angolare. L'ombra della Luna è stata chiaramente osservata durante 558 ore di presa dati in un periodo compreso tra il luglio del 2006 e il marzo 2007. Il deficit osservato rispetto al flusso dei raggi cosmici ha una significatività statistica di circa 10σ . Per ridurre l'effetto della deflessione sulla traiettoria dovuta al campo geomagnetico, inoltre, sono stati selezionati eventi con energie relativamente elevate: il numero di PADs accese richieste è stato fissato in 500 e ciò equivale ad energie mediane di circa 5 TeV .

L'ombra del Sole si ottiene con la stessa tecnica e la variazione sul flusso dei raggi cosmici, in questo caso, è pari a circa 6σ . Sono state 208 le ore di presa dati nel 2006 durante le quali l'attività solare era al minimo. Ciò permette di trascurare gli effetti dovuti all'elevata variabilità del campo magnetico solare.

Studio delle sorgenti di raggi gamma

L'astronomia *gamma* di energia molto alta (VHE) è l'obiettivo principale dell'esperimento ARGO-YBJ. Come già accennato (si veda il paragrafo 1.2 relativo alle sorgenti di radiazione γ) la Nebulosa del Granchio (Crab) è

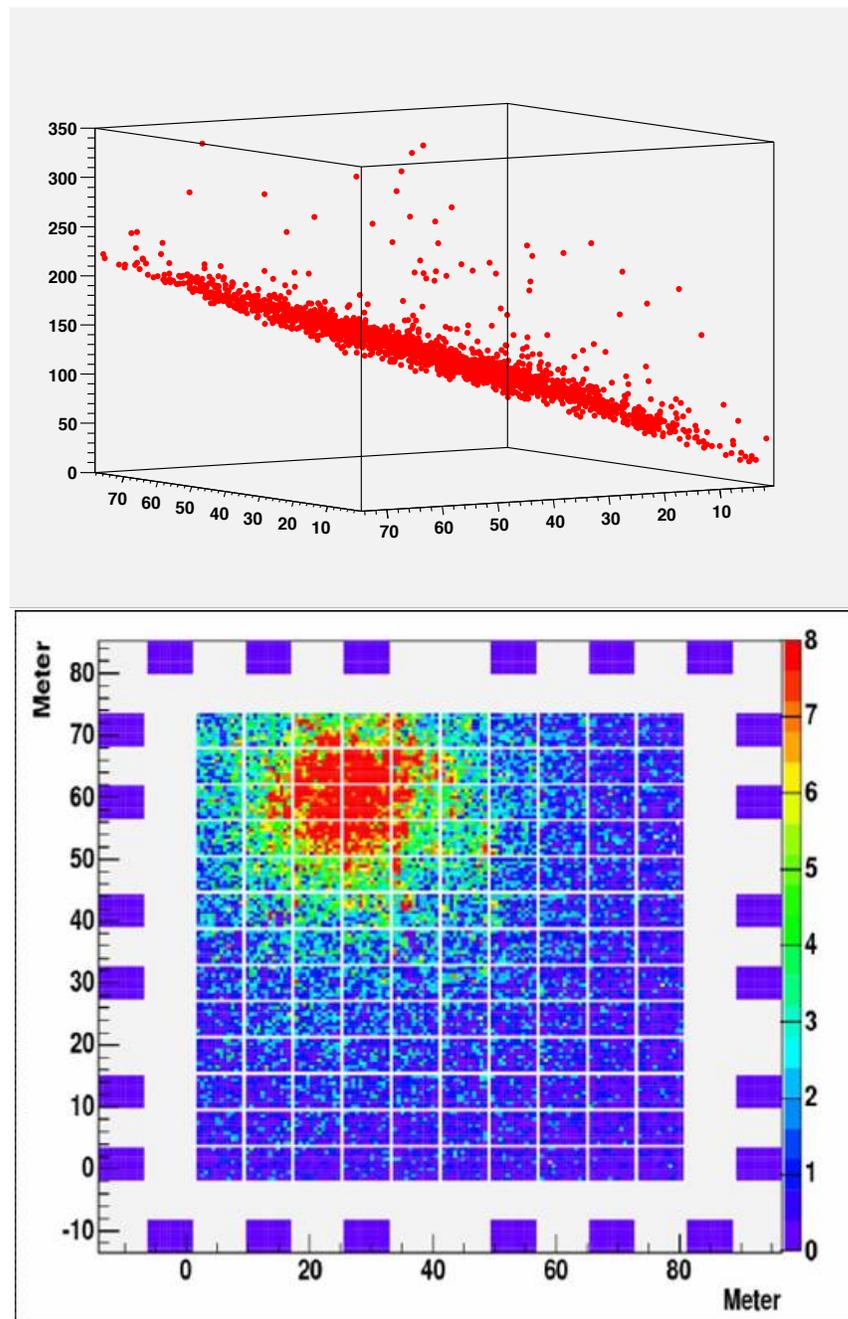


Figura 2.3: Due diversi eventi rivelati da ARGO-YBJ

utilizzata come riferimento (standard candle) per molti apparati. Anche ARGO può osservare la *Crab* e nel periodo che va dal luglio 2006 al marzo 2007 ciò è stato fatto per 50 transiti (pari a circa 290 ore di osservazione)

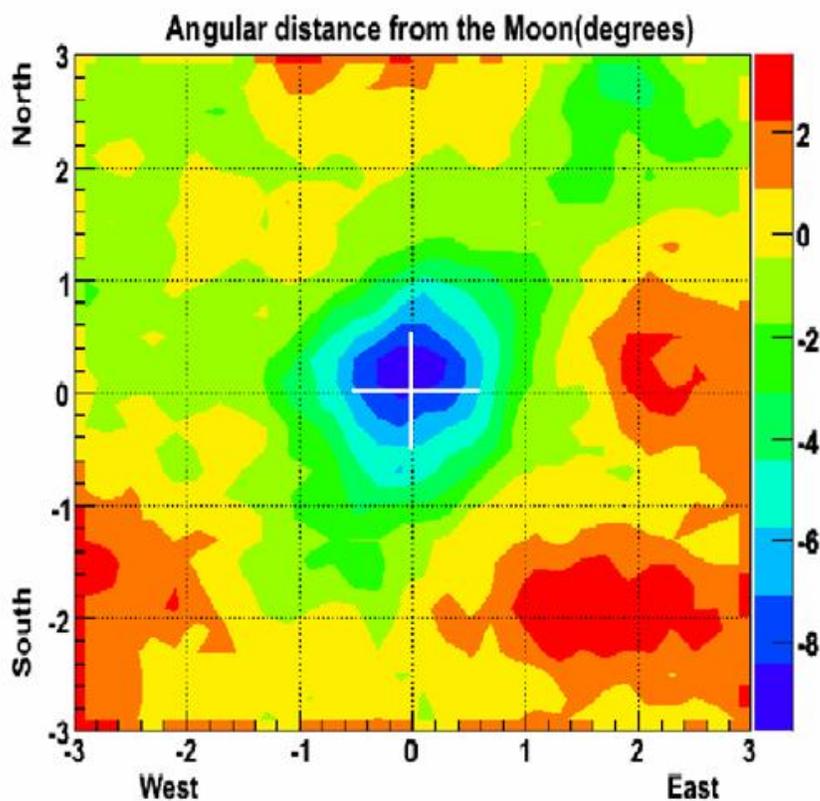


Figura 2.4: L'ombra della Luna così come è stata osservata da ARGO

registrando un eccesso di 5σ . Gli eventi selezionati sono stati quelli con $N_{pad} \geq 200$ (ovviamente N_{pad} rappresenta il numero di *pad* accese per evento) e con angolo zenitale $\theta \leq 40^\circ$.

Tra il luglio e l'agosto 2006 l'AGN *Markarian 421* ha attraversato un periodo di attività molto intensa registrato da *ASM/RXTE* (All Sky monitor fo the Rossi X-Ray Time Explorer) come un flusso di radiazione *X* dura. Questo tipo di fenomeni, generalmente, è seguito anche da un aumento del flusso intorno ai 10^{12} eV. *Mkn 421* era visibile durante le ore diurne e ciò ne impediva l'osservazione da parte dei telescopi *Cherenkov*. I 130 clusters che compongono il tappeto centrale di ARGO sono entrati in funzione proprio nell'estate del 2006 ed è quindi stato possibile osservare questo AGN per

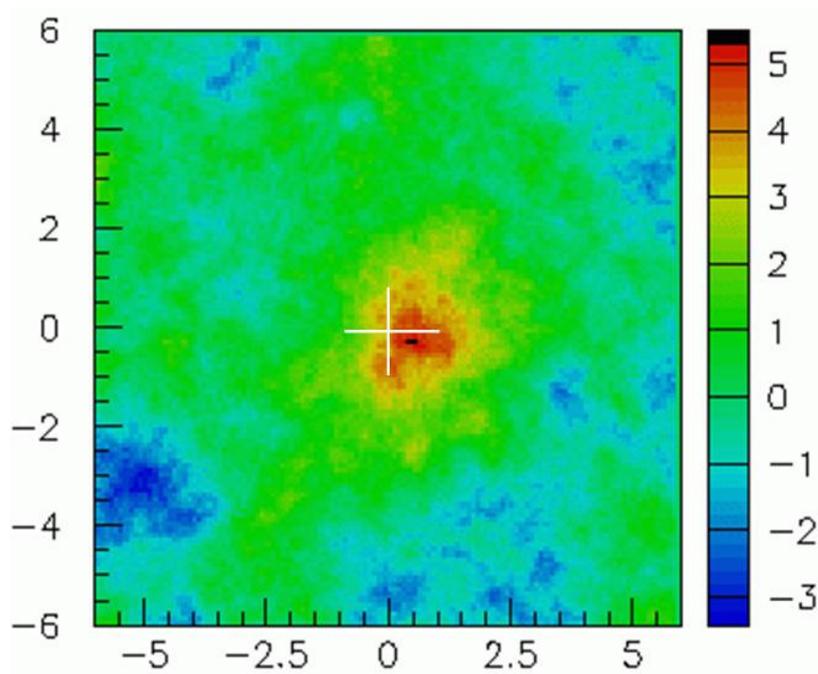


Figura 2.5: L'AGN *Markarian 421* visto da ARGO

80 ore (si veda la figura 2.5). L'analisi è stata svolta per $N_{pad} \geq 60$ e ciò corrisponde a sciame di energia mediana pari a circa 600 GeV . Per un angolo zenitale $\theta < 40^\circ$ si è registrato un eccesso di oltre 5.9σ .

Studio della radiazione cosmica

Per ciò che riguarda lo studio dello spettro e della composizione chimica dei raggi cosmici nella regione prossima al *ginocchio* primi risultati, assolutamente parziali, si stanno ottenendo raccogliendo dati per il calcolo della sezione d'urto anelastica *protone/aria*. Il metodo si basa sull'assunto che l'intensità (I) dello sciame è funzione dell'angolo di zenith:

$$I(\theta) = I(0) e^{-(h_0/\Lambda)(\sec\theta - 1)}$$

dove h_0 è la quota di osservazione che, per ARGO-YBJ, vale 606 g/cm^2 . Il parametro Λ indica la lunghezza di attenuazione, proporzionale alla lunghez-

za di interazione λ_{int} :

$$\Lambda = k\lambda_{int}$$

L'intensità $I(\theta)$ si ricava dai dati, k si trova dalla simulazione di Montecarlo e dipende dallo sviluppo e dalle fluttuazioni dello sciame. La lunghezza di interazione protone/aria λ_{int} è un parametro libero e, anch'esso, si ricava dai dati. Alla fine si ottiene

$$\sigma_{inel(p/Air)} \sim \frac{2.4 \cdot 10^4}{\lambda_{int}} mb$$

Studio dei *Gamma Ray Burst*

Radiazione gamma primaria di energia superiore ad un GeV può generare un debole segnale e un improvviso aumento della rate, uniforme in tutto l'apparato e per un breve intervallo temporale. Si può pensare che questo comportamento sia dovuto alla coda energetica di una *Gamma Ray Burst*. Risulta, però, impossibile ricostruire la direzione di arrivo di questi eventi. Tuttavia, una coincidenza temporale con la rivelazione di un *GRB* effettuata da un rivelatore posto su un satellite artificiale (si veda 2.1) potrebbe confermare che un segnale con le caratteristiche appena descritte, possa essere interpretabile come la controparte di un *Gamma Ray Burst* nel range energetico dei GeV. Nel periodo che va da dicembre 2004 ad aprile 2007 sono stati rivelati 26 *GRB* da satelliti (in particolar modo da SWIFT) che si trovavano ad orbitare nel range di osservazione di ARGO, ma nessuna correlazione particolare è stata ancora individuata. Ciò non ha impedito comunque, di fissare degli upper limit.

Capitolo 3

Studio dei tempi di arrivo della radiazione cosmica

La presenza di un campo magnetico galattico, anche se di soli $3 \mu Gauss$, rende del tutto casuali i tempi e le direzioni di arrivo dei raggi cosmici. Solo sorgenti prossime alla Terra possono indurre anisotropie e periodicità nel flusso dei raggi cosmici.

Uno studio sui tempi di arrivo può consentire la verifica di tale assunto e, in ultima analisi, fornire importanti indicazioni riguardo la presenza, o meno, di sorgenti prossime. Un flusso del tutto casuale di raggi cosmici comporta che i tempi di arrivo seguano la funzione

$$G(\Delta t_n, \lambda, n) = N\lambda \frac{(\lambda \Delta t_n)^{n-1} e^{-\lambda \Delta t_n}}{(n-1)!} \quad (3.1)$$

Con t_0 si esprime il tempo riferito al primo evento mentre i tempi t_1, t_2, t_3, t_4, t_5 sono riferiti ai rispettivi eventi successivi. Le differenze temporali risultano

$$\Delta t_n = t_n - t_0$$

dove $n = 1, 2, 3, 4, 5$ è l'ordine dell'equazione 3.1. Il fattore di normalizzazione

e la rate di arrivo dei raggi cosmici sono indicati rispettivamente con N e con λ .

3.1 Campione dei dati

Il campione di dati sul quale è stata effettuata l'analisi risale al 20 maggio 2007 periodo nel quale erano in funzione già da qualche tempo tutti i 130 clusters del tappeto centrale. Gli eventi considerati sono circa 22×10^6 divisi in 46 runs di presa dati per complessivi 55 files generati dal programma di ricostruzione *MEDEA*.

Analizzando altri campioni riferiti al 2006, la rate dei raggi cosmici risultava molto prossima ai 4 kHz . Nei dati del 2007, invece, questa è pari a circa 0.5 kHz . La molteplicità di trigger risulta essere la stessa in entrambi i periodi (20), ma nel 2007, in fase di ricostruzione, sono stati presi in esame solo gli eventi con più di 100 hits e proprio tale taglio genera questa drastica diminuzione della rate.

Non è possibile immaginare una correlazione tra le ore di presa dati per giorno e il corretto funzionamento dell'apparato, ma è ragionevole ipotizzare che ininterrotte sessioni di presa dati indichino che nessun intervento è stato portato sul rivelatore: proprio su queste considerazioni si è basata la scelta del campione per l'analisi.

3.1.1 Variabilità della rate e selezione dei dati

Tra i maggiori problemi riscontrati in una prima analisi dei dati vi è stata quello della variazione della rate con i runs presi in esame. La rate si ricava dalla 3.1 di ordine 1 e la figura 3.1 rappresenta proprio l'interpolazione della distribuzione di Δt_1 relativa all'intero campione.

Come si evince dalla stessa interpolazione, il valore della rate è $\lambda = 0.4767 \text{ kHz}$. Ripetendo l'interpolazione per ogni run, però, i valori trovati

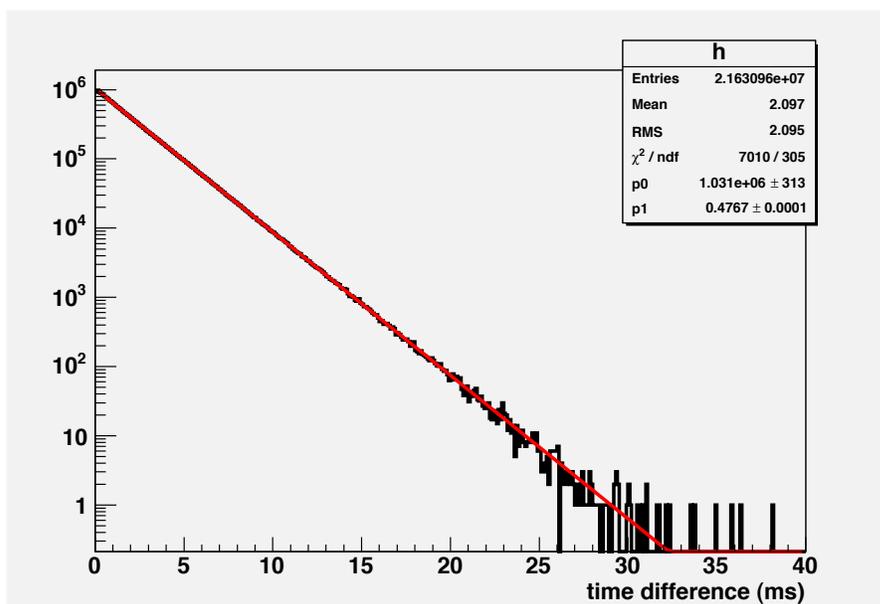


Figura 3.1: Distribuzione di Δt_1 dell'intero campione interpolata con la funzione 3.1

per la rate sono diversi e la figura 3.2 indica la distribuzione delle rate considerando tutti e 46 i runs del campione in esame.

Per uniformare il campione si è proceduto a selezionare i runs i cui valori delle rispettive rates non differiscono per più del 4% da un valore centrale scelto in modo che il taglio consenta di conservare il maggior numero possibile di eventi. Come si vede anche dalla figura 3.3 il taglio consente di conservare 38 runs, pari a circa l'83% dei runs dell'intero campione. Il numero di eventi su cui si concentrerà lo studio, dunque, si restringerà a 17×10^6 che rappresentano quasi l'80% del totale. I valori delle rates presi in esame sono quelli compresi nell'intervallo $(0.47 - 0.51) \text{ kHz}$.

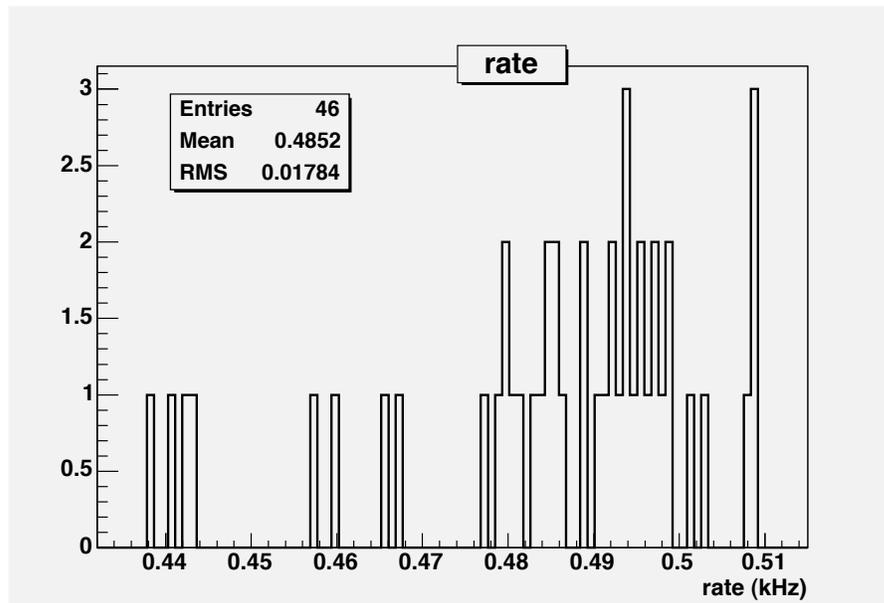


Figura 3.2: Distribuzione delle rate di ogni run per l'intero campione di dati.

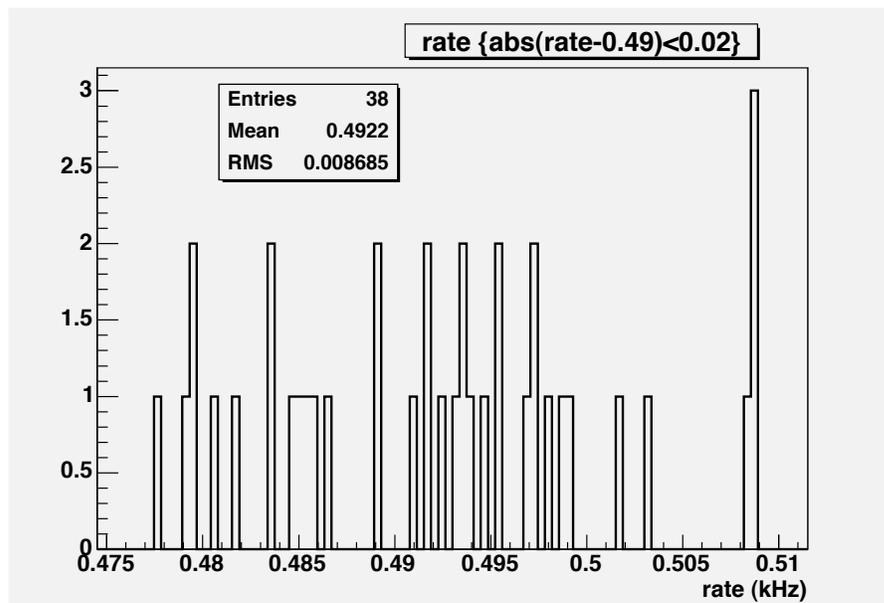


Figura 3.3: Distribuzione delle rate dopo il taglio dei runs con rate che si discostano per più del 4% dal valore di riferimento

3.2 Distribuzioni delle differenze temporali

3.2.1 Distribuzione della Δt_1

La distribuzione delle differenze temporali tra un evento e il successivo, per il campione selezionato, è quella rappresentata nella figura 3.4.

È possibile interpolare questa distribuzione con l'equazione 3.1 di ordine 1 che assume la forma

$$G = N\lambda e^{-\lambda\Delta t_1} \quad (3.2)$$

Nell'interpolazione in figura 3.4 si evince chiaramente come $\lambda = 486.6 \text{ Hz}$. Si consideri che è stato posto:

$$p_0 = N\lambda \quad p_1 = \lambda \quad (3.3)$$

Come si può osservare sempre dal grafico la funzione Gamma risulta essere in buon accordo con i dati sperimentali ($\chi^2/ndf = 534.6/278$).

3.2.2 Differenze temporali per le molteplicità superiori

All'inizio di questo capitolo si è accennato al fatto che lo studio sui tempi di arrivo avrebbe preso in considerazione anche le differenze temporali tra un evento e i cinque eventi successivi. Le distribuzioni in questione sono rappresentate in figura 3.5

La funzione 3.1 assume forme diverse in base al suo ordine e nell'interpolazione risulta essere $p_0 = N\lambda^m$ e $p_1 = \lambda$.

Anche per le molteplicità superiori, dunque, i dati sperimentali rispettano le previsioni statistiche e la funzione Gamma ben si adatta ad interpolare

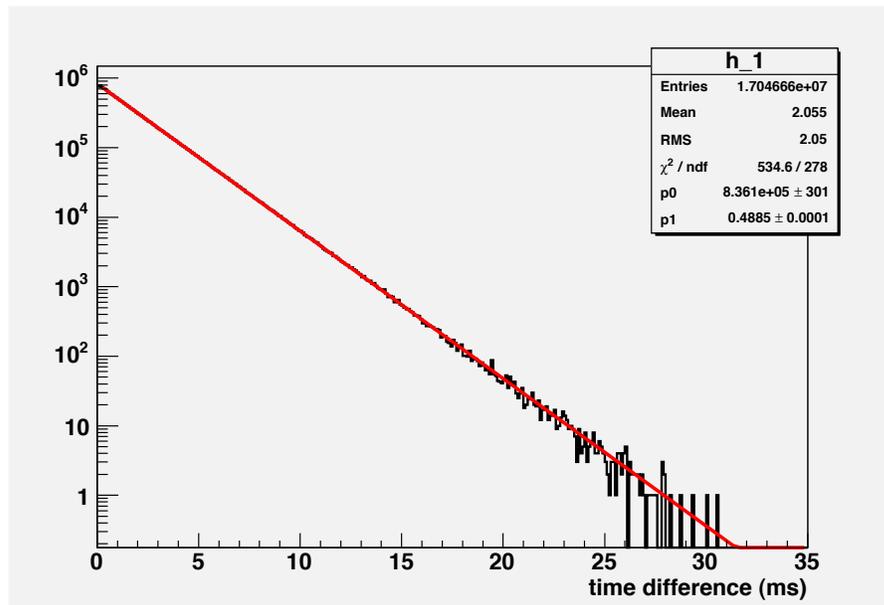


Figura 3.4: Interpolazione della distribuzione di Δt_1 con la funzione Gamma

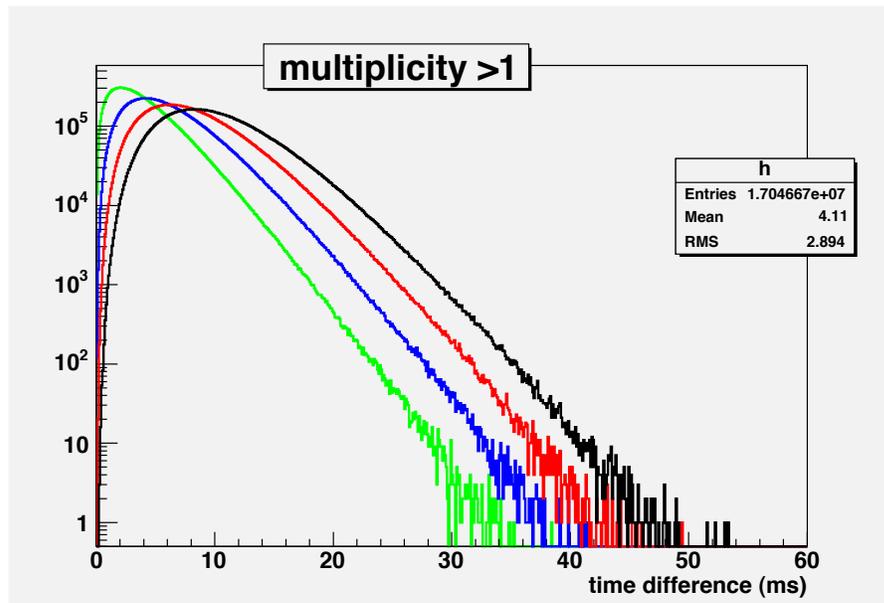


Figura 3.5: Distribuzioni delle differenze temporali di ordine superiore: in nero è rappresentata Δt_2 ; in rosso Δt_3 ; in blu Δt_4 ; in verde Δt_5

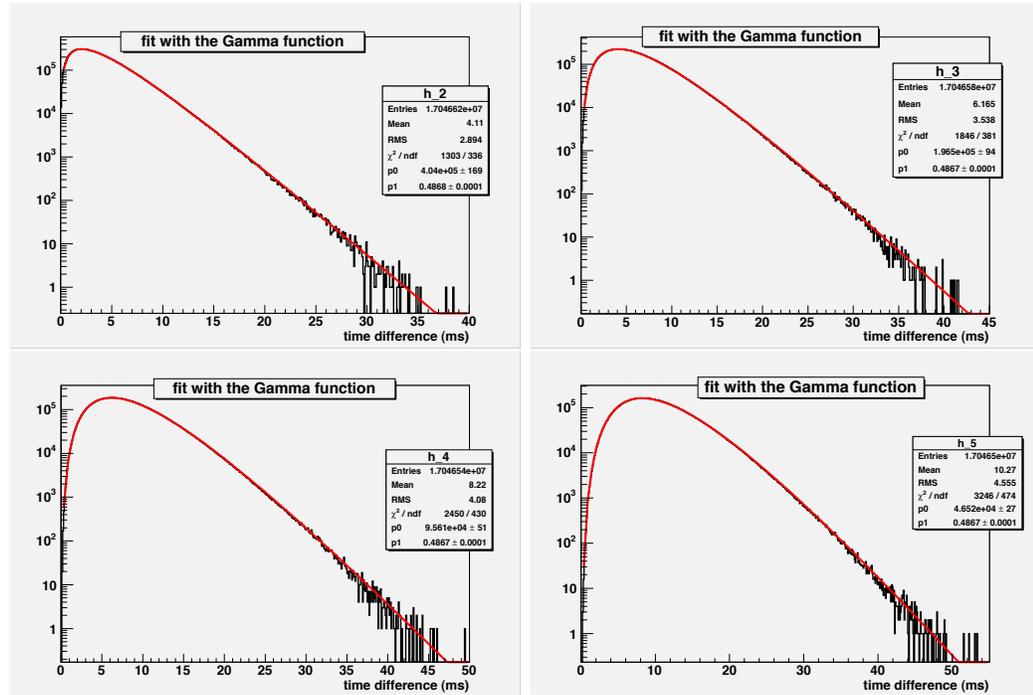


Figura 3.6: Interpolazione delle differenze temporali di ordine superiore con la funzione Gamma

l'andamento delle differenze temporali tra ogni evento e i quattro eventi successivi. I parametri dell'interpolazione delle differenze temporali alle varie molteplicità sono riportati nella tabella 3.1

m	range	p_0	σ_{p_0}	$\lambda = p_1$	σ_{p_1}	$N = \frac{p_0}{\lambda^m}$	σ_N
1	0-30 ms	836100	301	0.4885	0.0001	1711566	710
2	0-35 ms	404000	169	0.4868	0.0001	1704827	750
3	0-40 ms	196500	94	0.4867	0.0001	1704427	1330
4	0-45 ms	95610	51	0.4867	0.0001	1703954	1670
5	0-50 ms	46520	27	0.4867	0.0001	1703464	2010

Tabella 3.1: tabella riassuntiva dei parametri del fit con la funzione Gamma delle distribuzioni relative alle differenze temporali di ordine 1, 2, 3, 4 e 5.

3.3 Funzione di autocorrelazione

Negli anni '20 George Udny Yule sviluppa i suoi studi sulla correlazione. Il rapporto tra l'autocovarianza e la varianza dei dati fornisce una stima di quanto fortemente ogni valore è collegato al successivo:

$$\rho(k) \simeq \frac{\sum_{n=1}^{N-k} (x_n - \langle x \rangle)(x_{n+k} - \langle x \rangle)}{\sum_{n=1}^{N-k} (x_n - \langle x \rangle)^2} \quad (3.4)$$

La 3.4 rappresenta proprio la funzione di correlazione dove k indica il passo temporale e N è il numero totale di eventi. Affinchè i dati risultino scorrelati dovrà risultare che

$$\frac{-2}{\sqrt{N}} \leq \rho(k) \leq \frac{+2}{\sqrt{N}} \quad (3.5)$$

Anche il campione di dati in esame è stato analizzato mediante la funzione di autocorrelazione ottenendo che

$$\frac{-2}{\sqrt{N}} = -48.4 \times 10^{-5} \quad \frac{+2}{\sqrt{N}} = 48.4 \times 10^{-5}$$

$$\rho(k) = -1.5 \cdot 10^{-5}$$

I dati sperimentali, dunque, sono in perfetto accordo con la 3.5 verificando l'ipotesi che, in assenza di sorgenti, i tempi di arrivo della radiazione cosmica sono scorrelati.

3.4 Analisi dei raggruppamenti di eventi

Partendo dall'ipotesi, già esplicitata nel precedente capitolo, che i tempi di arrivo della radiazione cosmica, in assenza di sorgenti, sono scorrelati, è possibile studiare la distribuzione della molteplicità m dei raggruppamenti di

eventi (*clusters*) in finestre temporali definite. Se l'ipotesi di partenza è giusta la loro distribuzione dovrà essere in accordo con quella di Poisson:

$$P(m) = N \frac{(\lambda T)^m e^{-\lambda T}}{m!} \quad (3.6)$$

dove λ è sempre la rate vista nel capitolo 3, mentre N è il rapporto tra il tempo totale e la finestra temporale. Le finestre temporali T prese in esame in questo studio sono sette. In particolare:

$$1 \text{ ms} \quad 5 \text{ ms} \quad 10 \text{ ms} \quad 50 \text{ ms} \quad 100 \text{ ms} \quad 500 \text{ ms} \quad 1 \text{ s}$$

Il campione su cui è stato condotto lo studio è lo stesso del capitolo 3, così come la selezione dei dati.

3.4.1 Confronto con la distribuzione di Poisson

Se si considera $a = \lambda T$ è possibile scrivere la 3.6 come

$$P(m) = N \frac{a^m e^{-a}}{m!} \quad (3.7)$$

Il tempo totale è stato calcolato a partire dal numero totale di entries moltiplicato per il valore medio delle differenze temporali.

Sarà dunque possibile andare a vedere, per ogni finestra temporale, la distribuzione delle molteplicità confrontandola con le funzioni Poissoniane attese. Eventuali eccessi dovranno essere ulteriormente studiati poichè potrebbero non essere casuali e possono indicare la presenza di un segnale proveniente da fenomeni celesti transitori.

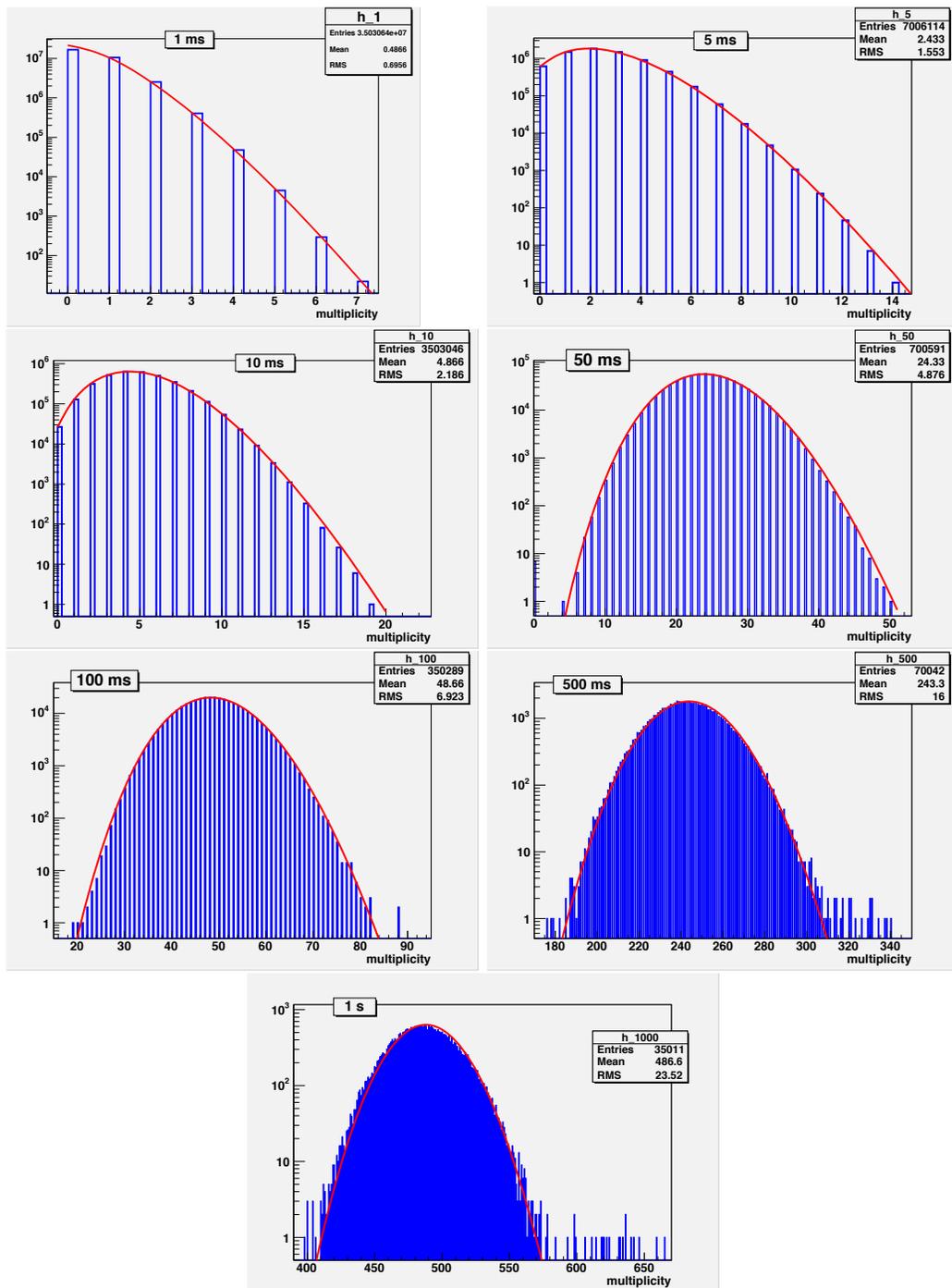


Figura 3.7: Distribuzione delle molteplicità per le finestre temporali di 1, 5, 10, 50, 100 e 500 *ms* e di 1 *s*. In rosso le funzioni Poissoniane attese, calcolate a parte e confrontate con le distribuzioni provenienti dai dati reali.

T	entries (N_e)	total time ($N = N_e \times T$)
1 <i>ms</i>	35030640	35031 <i>s</i>
5 <i>ms</i>	7006114	35031 <i>s</i>
10 <i>ms</i>	3503046	35030 <i>s</i>
50 <i>ms</i>	700591	35030 <i>s</i>
100 <i>ms</i>	350289	35029 <i>s</i>
500 <i>ms</i>	70042	35021 <i>s</i>
1 <i>s</i>	35011	35011 <i>s</i>

Tabella 3.2: In tabella sono riportate, per ognuna delle diverse finestre temporali, il numero di entries e il tempo totale. L'ultima colonna ha solo una funzione di controllo sulla procedura.

3.4.2 Analisi degli eccessi

Nel corso dello studio, sono stati individuati 51 clusters, in tre diverse finestre temporali, non in accordo con la statistica Poissoniana: 2 per 100 *ms*, 23 relativi a 500 *ms* e 26 per la finestra pari a 1 *s*. Come si può vedere anche dalle tabelle riassuntive 3.3 e 3.4, la probabilità di osservare questi clusters è molto bassa. Nonostante ciò, però, in un campione grande come il nostro, questo tipo di eccessi, possono ancora essere in accordo con la statistica Poissoniana.

Per ognuno degli eccessi riportati nelle tabelle 3.3 e 3.4 è stata analizzata la distribuzione in ϕ e in $\cos\theta$ dove ϕ rappresenta l'angolo azimutale e θ l'angolo zenitale. Tutte le distribuzioni sono molto affollate per piccoli valori dell'angolo zenitale: fatto abbastanza ovvio considerando che lo spessore di atmosfera attraversato dalla radiazione cosmica diminuisce avvicinandosi allo zenit.

Concentrando lo studio sui clusters con eccessiva molteplicità, si rende necessario riuscire a distinguere quali di questi possono essere dovuti a fluttuazioni

statistiche e quali, invece, possono indicare segnali celesti.

La terza e la quarta colonna delle tabelle 3.3 e 3.4 riassumono la probabilità di avere molteplicità superiori a quella in esame e il numero di clusters attesi, sempre per la stessa molteplicità. La quinta colonna, invece, fornisce il numero di clusters osservati in corrispondenza del valore della molteplicità. Lo studio si è concentrato sui quei valori della molteplicità per i quali il numero di clusters attesi è maggiormente in disaccordo con il numero di clusters osservati.

3.4.3 Studio dei clusters anomali.

Consideriamo un cluster con molteplicità m . Questo è stato riprodotto 10^6 volte distribuendo, in maniera casuale, gli m eventi che lo compongono in modo da consentire di avere una stima di quante volte si supera una data molteplicità nei singoli bin angolari. Il piano nel quale si distribuiranno casualmente gli eventi del cluster è costituito da dieci suddivisioni nell'intervallo $0.6 - 1$ per ciò che riguarda il $\cos \theta$ e altre 10 suddivisioni per i 2π *radianti* dell'angolo azimutale. La distribuzione casuale di eventi nel piano è fatta in accordo con le distribuzioni reali di θ e di ϕ . In particolare $\frac{dN}{d\theta} \propto \sin \theta \cos^{7.725} \theta$, mentre $\frac{dN}{d\phi} = \text{cost}$.

Per ciò che riguarda i clusters di eventi relativi alla finestra temporale di 100 *ms* l'attesa sulla base della statistica di Poisson è compatibile con il numero di clusters osservati

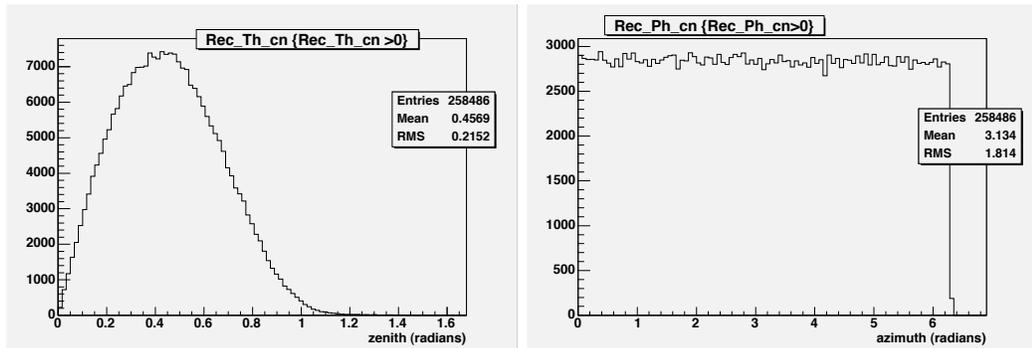


Figura 3.8: Distribuzione di θ e ϕ relative al run 47581. È possibile osservare l'andamento costante della ϕ e la particolare forma della distribuzione di θ che è proporzionale a $\sin \theta \cos^{7.725} \theta$

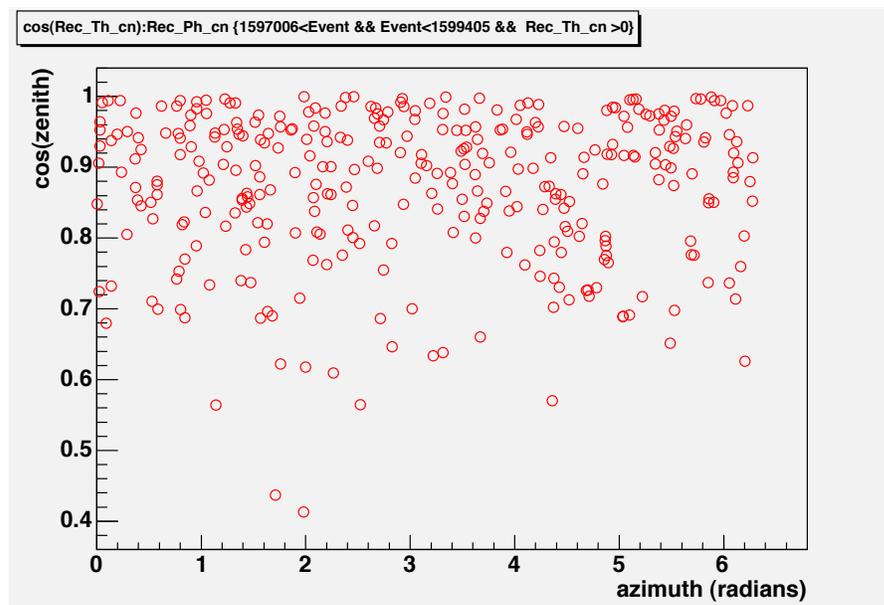


Figura 3.9: Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 337 relativo alla finestra temporale di 500 *ms*.

T	m_0	$m \geq m_0$ probability	expected	observed	run	events
100 <i>ms</i>	88	2.98×10^{-7}	0.01	2	47609	10268177-10268786 10297319-10297848
500 <i>ms</i>	313	1.37×10^{-5}	0.96	2	47581	1592874-1594995 47609 10280121-10282027
	337	1.13×10^{-8}	0.8×10^{-4}	1	47581	1597007-159940
	311	2.29×10^{-5}	1.61	1		1605220-1607071
	338	8.11×10^{-9}	5.7×10^{-4}	1		1607266-1609510
	314	1.06×10^{-5}	0.74	1		1613388-1615526
	331	7.87×10^{-8}	0.005	2	47609	10238837-10241058 10267745-10269765
	317	4.73×10^{-6}	0.33	2		10243011-10245086 10253315-10255396
	340	4.10×10^{-9}	2.9×10^{-4}	1		10249156-10251404
	321	1.56×10^{-6}	0.11	2		10255424-10257530 10282122-10284185
	314	1.06×10^{-5}	0.74	1		10261585-10263720
	334	3.03×10^{-8}	0.002	1		10269791-10272025
	320	2.07×10^{-6}	0.15	2		10275920-10278098 10292367-10294437
	323	8.79×10^{-7}	0.06	1		10284196-10286423
	326	3.64×10^{-7}	0.02	1		10294471-10296455
	330	1.08×10^{-8}	0.007	2		10296470-10298523 10302558-10304885
	329	1.47×10^{-7}	0.01	1		10398523-10300686
	316	6.21×10^{-6}	0.44	1	47765	565173-567479

Tabella 3.3: Tabella riassuntiva dei clusters che apparentemente non rispettano la statistica Poissoniana, con la probabilità e la loro attesa teorica, confrontata con i dati reali per le finestre temporali pari a 100 *ms* e 500 *ms*.

T	m_0	$m \geq m_0$ probability	expected	observed	run	events
1 s	611	5.27×10^{-8}	0.002	1	47581	1592874-1596845
	636	1.02×10^{-10}	3.55×10^{-6}	2		1597007-1601685
					47609	10302558-10306896
	598	9.23×10^{-7}	0.003	2	47581	1605220-1609000
					47609	10306634-10311374
	640	3.40×10^{-11}	1.19×10^{-6}	1	47581	1609306-1613703
	593	2.58×10^{-6}	0.09	1		1613388-1617373
	606	1.63×10^{-7}	0.005	1		1617487-1622204
	578	4.44×10^{-5}	1.56	2	47600	1970826-1975185
					47726	4205732-4210507
	631	2.94×10^{-10}	1.03×10^{-5}	1	47609	10240917-10245079
	619	1.01×10^{-8}	3.53×10^{-4}	1		10245024-10248988
	642	1.96×10^{-11}	6.85×10^{-7}	1		10249156-10253412
	624	2.20×10^{-9}	8.06×10^{-5}	1		10253315-10257381
	631	3.82×10^{-10}	1.34×10^{-5}	1		10257481-10261642
	619	7.92×10^{-9}	2.77×10^{-4}	1		10261585-10265764
	614	2.62×10^{-8}	$9 - 17 \times 10^{-4}$	1		10265720-10269427
	665	1.84×10^{-14}	6.44×10^{-10}	1		10269791-10274273
	599	7.75×10^{-7}	0.03	1		10273851-10277793
	620	6.20×10^{-9}	2.17×10^{-4}	1		10277976-10282011
	634	1.73×10^{-10}	6.06×10^{-6}	1		10282122-10286307
	622	3.79×10^{-9}	1.33×10^{-4}	1		10286229-10290757
	646	6.33×10^{-12}	2.22×10^{-7}	1		10294471-10298413
	659	1.34×10^{-13}	4.71×10^{-9}	1		10298523-10302721
	584	1.48×10^{-5}	0.52	1	47686	923255-927917
	577	5.30×10^{-5}	1.86	1	47807	3109277-3113482

Tabella 3.4: Tabella riassuntiva dei clusters che apparentemente non rispettano la statistica Poissoniana, con la probabilità e la loro attesa teorica, confrontata con i dati reali per la finestra temporale pari a 1 s.

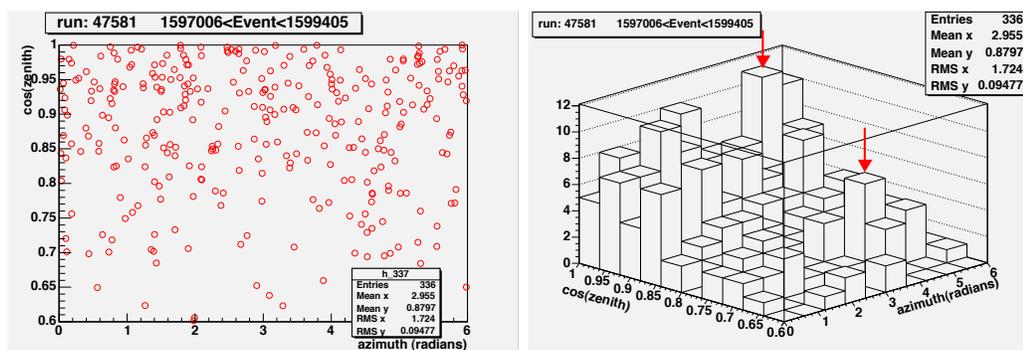


Figura 3.10: Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 337 relativo alla finestra temporale di 500 ms con gli eventi ripartiti su un istogramma bidimensionale, utilizzando gli stessi bin angolari usati nella simulazione.

Più interessanti, invece, appaiono i dati relativi alle molteplicità 337, 338 e 340, relative alla finestra temporale di 500 ms per ognuna delle quali si osserva un clusters di eventi a fronte di valori attesi proporzionali a 10^{-4} .

A titolo di esempio, nella figura 3.9 si fa vedere la distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 337. Nella figura successiva (3.10) la stessa distribuzione è fatta vedere in un piano ($\cos \theta \times \phi$ segmentato in bin uguali a quelli usati nella simulazione, in modo da poter confrontare le distribuzioni reale e quella simulata. È possibile, infatti, vedere in quale intervallo di $\cos(\theta)$ sono concentrate le molteplicità anomale. Per $\cos(\theta)$ compreso nell'intervallo $0.72 - 0.76$ la molteplicità massima è pari a 6: la probabilità di ottenere questo valore di molteplicità con la distribuzione casuale di 337 eventi del cluster è pari a circa 1,3%. Per ciò che riguarda l'intervallo per il quale il $\cos(\theta)$ è compreso tra $0.96 - 1$, la molteplicità massima è pari a 11 e la probabilità di ottenerla casualmente è del 99.9%.

Passando alla finestra temporale di 1 s i cluster apparentemente anomali sono diversi (si veda la tabella 3.4). Anche in questo caso, a titolo di esempio, nella figura 3.11 si fa vedere la distribuzione degli eventi. Successivamente (fig. 3.12) la stessa è proposta nel piano $(\cos \theta \times \phi)$ segmentato in bin uguali a quelli usati nella simulazione. In ultimo è possibile vedere gli intervalli in $\cos(\theta)$ delle molteplicità anomale.

Il massimo valore della molteplicità nell'intervallo $0.72 - 0.76$ del $\cos(\theta)$ è pari a 8: la probabilità di ottenere questo valore nella distribuzione casuale è di circa il 2%. Per ciò che riguarda, infine, la fascia dove il $\cos(\theta)$ assume i valori massimi, la molteplicità maggiore è pari a 19 e la probabilità di ottenerla casualmente raggiunge il 99,9%.

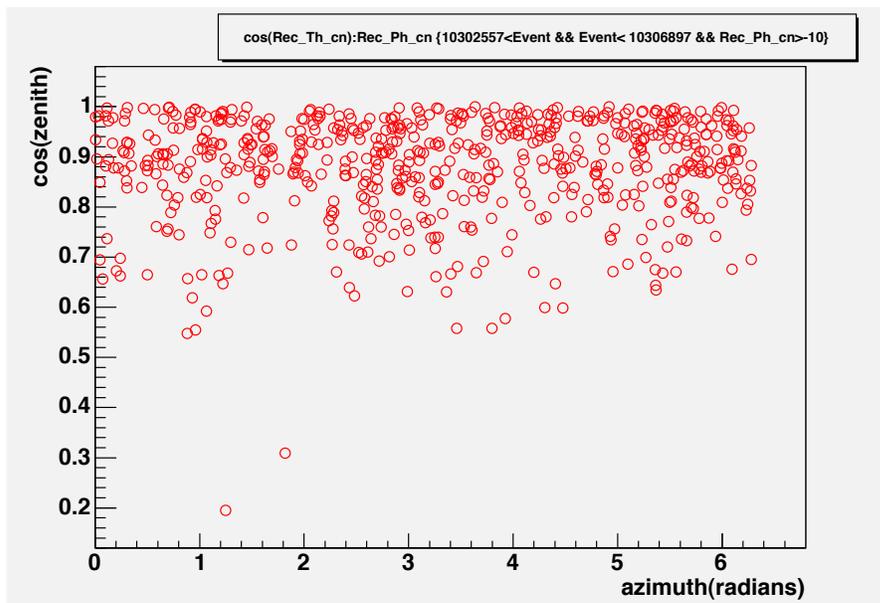


Figura 3.11: Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 636 relativo alla finestra temporale di 1 s.

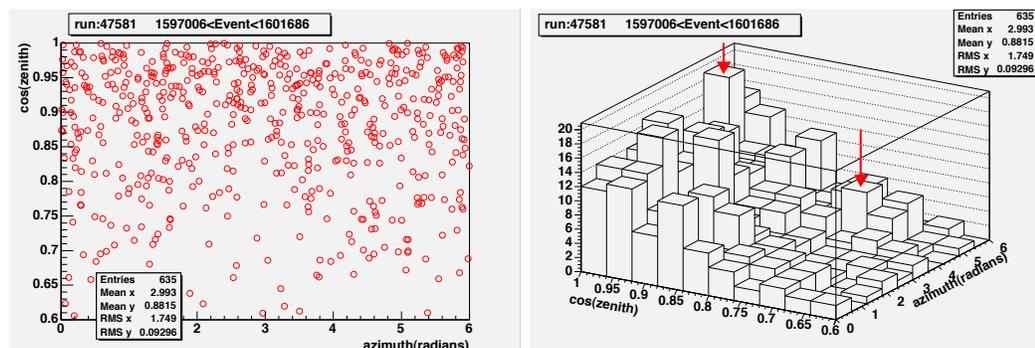


Figura 3.12: Distribuzione angolare degli eventi del cluster con molteplicità 636 relativo alla finestra temporale di 1 s con gli eventi ripartiti su un istogramma bidimensionale, utilizzando gli stessi bin angolari usati nella simulazione.

3.5 Conclusioni

Dallo studio effettuato emerge come i dati sperimentali rispettino le previsioni teoriche. In particolare i tempi di arrivo della radiazione cosmica sono in buon accordo con la funzione Gamma 3.1 verificando come la presenza del campo magnetico galattico renda del tutto casuali i tempi e le direzioni di arrivo dei raggi cosmici.

Un'ulteriore conferma dell'ipotesi iniziale, inoltre, si è avuta studiando le distribuzioni della molteplicità dei raggruppamenti di eventi: queste sono in accordo con la distribuzione di Poisson 3.6. Per tre finestre temporali sono stati individuati dei clusters anomali che apparentemente, cioè, non rispettano la statistica poissoniana. Da uno studio più dettagliato è emerso come in molti casi anche la presenza di questi clusters sia compatibile con la statistica di Poisson. In altri casi, invece, sono stati osservati alcuni clusters

non in accordo con le attese teoriche. Con molta probabilità la loro presenza è dovuta a rumore, ma si ritiene opportuno approfondire lo studio perchè alcuni di essi potrebbero indicare la presenza di sorgenti celesti transitorie. La procedura per l'analisi, comunque, è ben definita e potrà essere utilizzata per lo studio di ulteriori dati sperimentali.

Bibliografia

- [1] S.P. Swordy, L.F. Fortson et al., The composition of cosmic rays at the knee, *Astroparticle Physics* 18 (2002) 129-150
- [2] V. Cisternino, Tesi di laurea - Tecniche di analisi statistica di serie temporali, Università di Lecce a.a. 2005-2006
- [3] P. Bernardini, A.K. Calabrese Melcarne, G. Mancarella, M.Khakian Ghomi, Analysis of the shower clusters, ARGO-YBJ/2006-05 2 july 2006.
- [4] P.Bernardini et al., Study of the arrival times of cosmic rays, ARGO-YBJ/2006-03 13 may 2006.
- [5] G. D'Alì Staiti for the ARGO-YBJ Collaboration, The ARGO-YBJ experiment in Tibet, RICAP 2007 (Rome).
- [6] The Argo-YBJ Collaboration, Layout and performance of RPCs used in the ARGO-YBJ experiment, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 562 (2006) 92-96
- [7] C. Bleve, Tesi di dottorato, Università di Lecce, Agosto 2003.
- [8] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press (1992).
- [9] T. Stanev, *High Energy Cosmic Rays*, Springer (2004).

- [10] D. Perkins, Particle Astrophysics, Oxford University Press (2004).
- [11] R. Fernow Introduction to experimental particle physics, Cambridge University Press (1986).
- [12] The Pierre Auger Collaboration et al., Correlation of the Highest-Energy Cosmic Rays with Nearby Extragalactic Objects, Science 318, 938 (2007).
- [13] P. Camarri et al., Argo-YBJ: present status and first investigations in cosmic-ray astrophysics, Frascati Physics Series vol. VVV (2007) pp.1-9.
- [14] Y. Becherini et al., Time variations in the deep underground muon flux measured by MACRO, 29th International Cosmic Ray Conference Pune (2005) 00, 101-104.
- [15] Y. Becherini et al., Time correlations of high energy muons in an underground detector, Astroparticle Physics 23 (2005) 341-348.
- [16] N. Ochi et al., Search for non-random features in arrival time series of air-shower observed at Mt.Chacaltaya, 28th International Cosmic Ray Conference (2003).
- [17] N. Ochi et al., Anisotropy of Successive Air Showers, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 97 (2001) 173-176.
- [18] Y. Katayose et al., A search for non-random cosmic-ray time series by a cluster analysis, Il Nuovo Cimento vol.21 C. N.3 Maggio-Giugno 1998.
- [19] S.P. Ahlen et al., Arrival time distributions of very high energy cosmic ray muons in MACRO, Nuclear Physics B 370 (1992) 432-444.
- [20] C.L. Bhat et al., A nonrandom component in cosmic rays of energy $\geq 10^{14}$ eV, Nature Vol. 288 13 November 1980.

Ringraziamenti

Sicuramente non sono stato uno studente "facile". Per questo il primo e più sentito ringraziamento va al prof. Paolo Bernardini. Sempre disponibile a tollerare anche le mie più grandi distrazioni. Mi ha fatto vedere cosa c'è dietro un esperimento e mi ha insegnato come analizzare, studiare e risolvere i problemi. Un bell'insegnamento per la vita.

Grazie ai miei tre maestri: il prof. Gianluigi Antonaci, il prof. Leonardo Greco e il prof. Raimondo Orsini.

Grazie alla prof.ssa Rosa Politi.

Un'esperienza unica quella dell'Unione degli Universitari e del Senato Accademico. Iniziamo dalle "guide" Fausto, Andrea, il lupo Danilo, Giovanna, Carmen, Elisa, Manuela, Danilo R. e Ciccio Calò. Gigi ed Emanuele "scafisti", e Giorgio. Ramon è a parte. Due anni in Senato a pensare in 3 *ms* che posizione prendere non si dimenticano. Poi ci sono Mara, Fabio D, il ministro Musci, Mormiro, Matteo e il mitico Perrone. Ciccio, Arianna, Massimo, i nuovi del Coordinamento, a cui speriamo di non aver lasciato troppo lavoro. Gilberto è semplicemente straordinario. L'eminenza Cataldo è un caso particolare: maestro e amico sincero. Grazie a tutti i Compagni per ogni momento passato insieme. Grazie a Tatiana, Daniele Giordano, Alice ora a Roma. Grazie a Tommy e Laura. Sebastiano e Silvia sono splendide persone e pure tesserati UdU...Grazie a tutti i Compagni del circolo di Collepasso.

Grazie a Paolo Nerozzi e ai suoi consigli. Grazie a tutti i Compagni della Camera del Lavoro Provinciale. In particolare ad Antonella Perrone che mi ha insegnato cosa è il sindacato. Un ringraziamento all'Amministrazione Comunale di Collepasso della quale mi onoro di far parte. Il Sindaco Vito Perrone e tutto il gruppo di Maggioranza: il prof. Gigi, Pantaleo, Pasquale, Tonino, Antonio, Pompeo, Francesca e Monica. Spesso li ho abbandonati per questa tesi e non mi hanno mai fatto pesare niente.

La gente del Fiorini è fantastica. Giovanni è stato la mia *password* (nel vero senso della parola) per il CNAF, per root e latex. Così come Karen che non credo potrò mai ringraziare abbastanza. Silvio, Edoardo, Andrea, Maria, Tina, Paola, Gabriele, Silvia e tutti gli amici del Fiorini hanno reso

molto belli questi anni. Senza Marco Peccarisi, però, tutto sarebbe stato un po' meno piccante...sempre te fimmane se cunta! Manuela è anche più di un'amica. Non saprei tradurre i nostri abbracci. Abbiamo studiato, mangiato, dormito, pianto, viaggiato, imprecato e sorriso, sempre insieme. Abbiamo vissuto. Daniela è la persona con il Cuore più grande che io conosca. Federica, la Modona e la Magnolia sono le altre tre sorelline. Sticchi: se nu studi st'annu te bocciu! A Matteo toccherà curarci quando la demenza senile si impossesserà di noi. Marco Pugliese non è un amico: ci hanno separati alla nascita. Grazie ai compagni del liceo per cinque anni fantastici. Grazie a Sara, Claudia, Valentina (sempre con me), Clara, Annalisa e Maria Grazia. Grazie a Rino: il più bravo barbiere d'Italia.

Barbara, Stefania, Vincenzo, Antonio G., Carlo, Andrea, Massimo, Paola, Daniela, Luca, Tony, Antonio M., Elisa, Lucia, me li trovo sempre intorno da qualche decennio e spero sia sempre così. Con Ettore la stupidità e la complicità ce l'abbiamo nel DNA. Un grazie a tutta la "a corpu band" di Collepasso: Luigi Tenko, Pasquale Sissi, Enrico e Matteo, Giovanni Romano, Nakata, Pellacchio, Marco, non si sono mai cacati di giocare alla play station o di farsi una media a corpu! A voi tutti una scogna enorme!

Christian Bizzoco è l'amico. Il Collega avv. Antonio Longo è il complice. Luigi Donno con la Daniela Fasano fanno da basisti in questa banda di pazzi. La Giusy era più emozionata di me in queste ultime settimane.

Onda d'Urto. Gianluigi mi ha insegnato tantissimo ed è un onore suonare con lui. Luigi, Mario, Sara sono straordinari compagni di viaggio. Grazie anche a tutti coloro con i quali ho avuto il piacere di suonare in questi anni: Alessio, Franco, Alberto, Paolo. Grazie ai tanti amici della stampa. Maria Claudia, Totò Avitabile, la Federica Sabato, la Cecilia Leo (che è pure una grande amica) e la Barbara Politi. Grazie al Direttore, a Federico e Giuseppe e a tutti gli amici de "Il Gallo": se oggi mi fregio di essere giornalista (o giornalistaio...?!!) è merito loro. Così come è merito dei grandissimi Direttori Maria Luisa e Mario, di Laura e di tutta la redazione del "Tacco" se sto imparando come si debba sempre fare la seconda domanda e che si prendono pure tante botte.

Grazie a Laura e Claudio Bastianutti per le lezioni di vita.

Grazie a tutto il parentame vario. E grazie ad Antonella, Lino, Giulio e Marta di Bologna. Ci vediamo molto di rado ma li penso spesso e sorrido.

Lorena sa già tutto.

Mio fratello è una delle persone più pericolose che conosca. E lo ringrazio per questo.

I miei genitori mi hanno dato tutto. E il più grande ringraziamento non può che essere quello di dimostrare come ciò che mi hanno insegnato sia parte di me.