



Università degli Studi di Napoli
"Federico II"
Facoltà di Scienze MM. FF. NN.

Tesi di Laurea in Fisica

Ricostruzione di sciame atmosferici prodotti da fotoni di alta energia con il rivelatore ARGO-YBJ

Relatori:

Prof. Benedetto D'Ettorre Piazzoli
Dott. Giuseppe Di Sciascio

Candidato:

Elvira Rossi
Matricola 60/201

Anno Accademico 2001/2002

A mio padre

che voleva una figlia medico:

Ti voglio bene papà!

Indice

Indice	i
Introduzione	1
1 Introduzione all'Astronomia gamma	3
1.1 Cenni storici	4
1.2 Processi fisici che producono Raggi Gamma	6
1.3 Sorgenti astrofisiche di fotoni	10
1.3.1 Supernovae Remnant	13
1.3.2 Pulsar	15
1.3.3 Nuclei Galattici Attivi	16
1.3.4 Gamma Ray Burst	19
1.3.5 Stelle Binarie X	21
1.3.6 Piano Galattico	21
1.4 Tecniche sperimentali di rivelazione	22
1.4.1 Rivelatori su satelliti	22
1.4.2 Rivelatori al suolo	24
1.4.3 Sensibilità di un apparato al suolo	25
1.4.4 Telescopi Cerenkov	28
1.4.5 Apparati di sciame	32
1.5 Apparati di sciame di nuova generazione	35
2 Rivelazione degli EAS con l'esperimento ARGO-YBJ	37
2.1 EAS	37
2.1.1 Modello semplificato di cascata elettromagnetica	38
2.1.2 Sviluppo longitudinale e distribuzione laterale di un EAS	39
2.1.3 Studio degli EAS mediante MonteCarlo	41
2.2 Distribuzione temporale degli EAS	44
2.3 Effetto di un convertitore	52
2.3.1 Differenze tra sciame indotti da adroni e γ	53
2.4 L'esperimento ARGO-YBJ	55
2.5 Il rivelatore	59

2.5.1	Risposta temporale	64
3	Identificazione di sciame con il <i>core</i> esterno al <i>carpet</i> di ARGO-YBJ	69
3.1	Procedura generale di ricostruzione degli eventi	71
3.2	Algoritmi di ricostruzione della posizione del <i>core</i>	73
3.2.1	Metodo del Baricentro	73
3.2.2	Metodo del Maximum Likelihood	74
3.2.3	Metodo delle <i>Wavelet</i>	77
3.3	Studio delle potenzialità dei metodi LLF e <i>Wavelet</i>	79
3.4	Identificazione dei <i>core</i> esterni al <i>carpet</i>	86
3.5	Procedura di eliminazione degli eventi esterni	89
3.6	Conclusioni	97
4	Studio della risoluzione angolare	101
4.1	Procedura di ricostruzione della direzione del primario	101
4.2	Modello a fronte piano	103
4.3	Correzione conica	116
4.3.1	Correzione conica con α parametro libero	125
4.4	Studio dell'effetto di un convertitore sulla risoluzione angolare	127
4.5	Stima della sensibilità di ARGO-YBJ	131
	Conclusioni	139
A	Fit del fronte dello sciame nell'ipotesi di profilo piano	141
B	Fit del fronte dello sciame nell'ipotesi di profilo conico	143
	Bibliografia	147
	Ringraziamenti	151

Introduzione

L'importanza dell'astronomia γ quale strumento di indagine sull'origine ed i meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici e sulla fenomenologia degli oggetti terminali dell'evoluzione stellare, è stata affermata con forza dalle ripetute osservazioni di fotoni d'alta energia sia di origine galattica che extragalattica riportate a partire dalla fine degli anni '80.

Infatti, i rivelatori posti sui satelliti ed i telescopi Cerenkov al suolo hanno rivelato con alta significatività statistica flussi di fotoni con energia fino a $\sim 15 \text{ TeV}$ da almeno tre sorgenti: Crab Nebula, Mrk 421 e Mrk 501.

L'esigenza di approfondire le misure in regioni energetiche solo marginalmente esplorate e di realizzare un monitoraggio continuo e con alta sensibilità del cielo, ha portato alla realizzazione di rivelatori di sciame atmosferici al suolo di nuova generazione: MILAGRO negli USA e ARGO-YBJ in Tibet.

Il progetto ARGO-YBJ (Astrophysical Radiation with Ground-based Observatory at YangBaJing) nasce con l'obiettivo di realizzare un apparato adatto ad una accurata ricostruzione spazio-temporale di sciame atmosferici estesi generati da particelle primarie di energia $> 100 \text{ GeV}$.

Il rivelatore, situato nel laboratorio di YangBaJing a 90 km a nord di Lhasa (4300 m s.l.m. , latitudine $30^\circ 06' 50'' \text{ E}$), permette un monitoraggio continuo dell'emisfero celeste nell'intervallo di declinazione $-10^\circ \leq \delta \leq 70^\circ$.

Gli obiettivi principali sono:

- Lo studio delle **sorgenti γ puntiformi**.
- Lo studio delle **sorgenti γ diffuse**, in particolare il piano galattico, *Supernovae Remnant* e *molecular cloud*.
- Lo studio della fisica dei **Gamma Ray Burst**, con una sensibilità che consente misure su un intervallo di energie che va dai GeV ai TeV .
- La misura del **rapporto protone/antiprotone**, ad energie dei TeV non accessibili ai satelliti, con una sensibilità adeguata per distinguere l'origine galattica o extragalattica degli antiprotoni.
- Lo studio dello **spettro dei raggi cosmici primari**, nella regione $10 \div 2000 \text{ TeV}$, con una sensibilità sufficiente per rivelare un possibile cambiamento della pendenza nello spettro dell'energia.

- Lo studio della **fisica del Sole e dell'Eliosfera**.

Scopo della presente tesi è lo studio della risoluzione angolare del rivelatore ARGO-YBJ, parametro fondamentale per poter identificare raggi γ provenienti da sorgenti puntiformi o estese e, quindi, per fare Astronomia γ . Questo studio è svolto nei capitoli 3 e 4. E' preceduto da una descrizione introduttiva delle problematiche dell'Astronomia γ (capitolo 1) e dalla presentazione del progetto ARGO-YBJ e della fenomenologia degli sciami atmosferici alla quota di YangBaJing così come descritti dai codici di simulazione (capitolo 2).

La tesi è articolata come segue:

- Il primo capitolo introduce l'Astronomia γ , sia per quanto riguarda gli aspetti teorici che osservativi.
- Il secondo capitolo è dedicato alla descrizione dell'esperimento ARGO-YBJ e del suo rivelatore evidenziando le idee e le motivazioni che hanno condotto allo sviluppo del progetto. Inoltre in questo capitolo si descrive la fenomenologia degli sciami elettromagnetici estesi alla quota di YangBaJing con particolare riguardo alla loro topologia.
- Il terzo capitolo è centrato sull'identificazione degli eventi esterni, cioè degli sciami il cui *core* è ricostruito al di fuori dell'area fiduciale. Si è affrontato il problema della ricostruzione della posizione del *core* sia per sciami in condizioni ideali (energia fissa e con il *core* al centro dell'apparato) sia per sciami in condizioni reali dovuti a fotoni provenienti dalla Crab Nebula. La posizione geografica del rivelatore consente infatti di osservare la Crab Nebula, sorgente che fornisce un fascio di riferimento. Inoltre sono stati studiati alcuni parametri utili a caratterizzare gli eventi esterni e a facilitarne la discriminazione.
- Il quarto capitolo è dedicato allo studio e all'ottimizzazione della risoluzione angolare, anche in questo caso, sia per sciami in condizioni ideali sia per sciami in condizioni reali. Si è tenuto conto di effetti di campionamento, risoluzione temporale ed efficienza dell'apparato.

La tesi si conclude con una stima della sensibilità di ARGO-YBJ utilizzando i risultati ottenuti.

Capitolo 1

Introduzione all'Astronomia gamma

L'astronomia dei raggi gamma, lo studio dei raggi cosmici di alta energia e l'astronomia dei neutrini cosmici costituiscono quel campo della ricerca che è detto "astrofisica delle alte energie". Scopo principale dell'astronomia gamma è lo studio della fenomenologia degli oggetti terminali dell'evoluzione stellare (supernovae, stelle di neutroni isolate o in sistemi binari, buchi neri) in relazione anche alle problematiche riguardanti l'origine ed i meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici.

Il termine "raggio gamma" si usa per identificare convenzionalmente la radiazione elettromagnetica nell'intervallo di energia che va da 30 MeV fino ai più alti valori osservati per i raggi cosmici (circa 10^{20} eV). L'ampio intervallo di energie implica una grande varietà di fenomeni di generazione e richiede l'uso di diverse tecniche sperimentali per la rivelazione.

Questo ha reso necessaria e naturale una divisione operativa dello spettro in intervalli di energia (vedi tabella 1.0.1 e figura 1.1): esperimenti sui satelliti (HE), esperimenti al suolo con telescopi per l'osservazione della radiazione Cerenkov (VHE), dispositivi per lo studio di sciame estesi (UHE) e rivelatori di fluorescenza atmosferica (EHE). L'intervallo tra $10 \text{ GeV} \div 300 \text{ GeV}$ è stato solo marginalmente esplorato ma futuri esperimenti consentiranno di colmarlo. Questa regione di energia è di estremo interesse per la com-

High Energy (HE)	$30 \text{ MeV} \div 10 \text{ GeV}$
Very High Energy (VHE)	$300 \text{ GeV} \div 30 \text{ TeV}$
Ultra High Energy (UHE)	$30 \text{ TeV} \div 30 \text{ PeV}$
Extremely High Energy (EHE)	$> 30 \text{ PeV}$

Tabella 1.0.1: Suddivisione convenzionale degli intervalli di energia per l'osservazione di raggi γ [1].

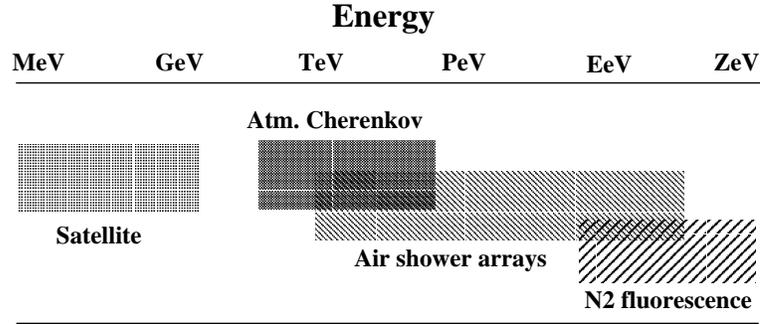


Figura 1.1: Scala di energie e tecniche di rivelazione della radiazione γ di alta energia [2].

preensione dei meccanismi di produzione dei raggi γ per cui gli attuali sforzi tendono ad estendere i limiti di sensibilità degli apparati satellitari a più alte energie e quelli degli apparati al suolo verso energie più basse. Nuovi satelliti (GLAST) hanno in progetto l'estensione del limite superiore di energia fino a 200 GeV mentre gli apparati Cerenkov di nuova generazione dovrebbero abbassare il limite inferiore a $\sim 20 \text{ GeV}$.

L'energia di 100 GeV convenzionalmente segna il confine tra “misure dirette”, con palloni o satelliti, e “misure indirette”, con rivelatori posti al suolo. I regimi VHE e UHE sono quindi oggetto di investigazione al suolo. In regime VHE gli elettroni dello sciame non riescono a raggiungere il suolo ma generano luce Cerenkov, rivelabile mediante opportuni telescopi. Nella regione UHE sono efficaci gli apparati di sciame al suolo, che campionano la componente carica, essenzialmente elettroni, dello sciame. Per poter osservare lo sciame più vicino al massimo del suo sviluppo l'apparato è posto usualmente ad alta quota ($> 2000 \text{ m}$).

1.1 Cenni storici

All'inizio del XVII secolo Galileo Galilei per primo utilizzò un telescopio per l'osservazione del cielo nel ristretto spettro di frequenze del visibile. Solo alcuni secoli dopo, negli anni 1931-32, la scoperta di Jansky dell'emissione radio cosmica segna l'inizio dell'astronomia estesa all'intero spettro elettromagnetico. I primi raggi γ sono stati osservati nel 1961 dal satellite Explorer XI ma i primi risultati statisticamente significativi furono ottenuti negli anni 1972-73 quando il satellite americano SAS-2 prese dati per sette mesi registrando circa 8000 fotoni con energie tra 30 MeV e 5 GeV . Un gran numero di dati sono stati ottenuti tra il 1975 e il 1982 dal satellite COS-B che identificò 25 sorgenti galattiche di fotoni ad energie del GeV .

La svolta all'astronomia gamma è stata data dal Compton Gamma Ray

Observatory (CGRO), messo in orbita nel 1991, che ha permesso mediante l'apparato EGRET osservazioni nella regione dei GeV di numerose sorgenti.

Misure indirette alle energie VHE e UHE sono state fatte a partire dagli anni '70 con l'uso di telescopi Cerenkov. Nel 1972 avviene la prima rivelazione di un eccesso di sciame alle energie dei TeV dalla direzione di Cygnus X-3, effettuata dal telescopio Cerenkov del Crimean Astrophysical Observatory, che ha segnato la nascita dell'astronomia γ nella regione VHE. Negli anni '80 - '90 si sono succeduti molti esperimenti al suolo (EAS TOP, HEGRA, CASAMIA) non rivelando però alcun segnale e fornendo solo limiti superiori ai flussi.

Alla fine degli anni '80 la costruzione di telescopi Cerenkov di nuova generazione ha consentito di stabilire con grande significatività statistica che la Crab Nebula è una sorgente continua e stazionaria di un flusso di fotoni che si estende almeno nell'intervallo di energie che va da $0.5 TeV$ a $10 TeV$. Infatti nel 1989 il telescopio Cerenkov WHIPPLE ha osservato un eccesso di fotoni ad energie $\geq 500 GeV$ provenienti dalla direzione della Crab Nebula. Questa data ha segnato la nascita dell'Astronomia γ ai TeV . Dopo WHIPPLE altri telescopi Cerenkov hanno confermato con numerose osservazioni un flusso stazionario di fotoni provenienti dalla Crab. Questo flusso è divenuto un fascio di riferimento per chi opera nell'emisfero boreale, utile per la calibrazione degli apparati.

La prima osservazione con un apparato di sciame al suolo è dovuta all'esperimento Tibet AS- γ (1999). Nella figura 1.2 si può osservare il flusso della Crab rivelato da diversi esperimenti.

Uno dei più importanti risultati dell'evoluzione delle tecniche di rivelazione è stata l'osservazione di γ provenienti da sorgenti extragalattiche come gli AGN. L'importanza degli AGN è legata al fatto che essi, in linea di principio, possono essere in grado di accelerare i raggi cosmici fino all'energie più alte finora osservate.

Gli esperimenti in corso di realizzazione sono di quattro tipi:

- telescopi Cerenkov con un unico grande riflettore (MAGIC).
- griglie di telescopi Cerenkov (H.E.S.S, VERITAS).
- torri solari (STACEE, CELESTE, GRAAL, Solar Two Observatory).
- apparati di sciame a copertura totale, *full coverage* (ARGO, MILAGRO).

Essi dovrebbero consentire l'estensione dell'intervallo di energia esplorato ($E_{min} \sim 50 GeV$ e $E_{max} \sim 50 TeV$) ed un guadagno di un fattore circa 10 in sensibilità.

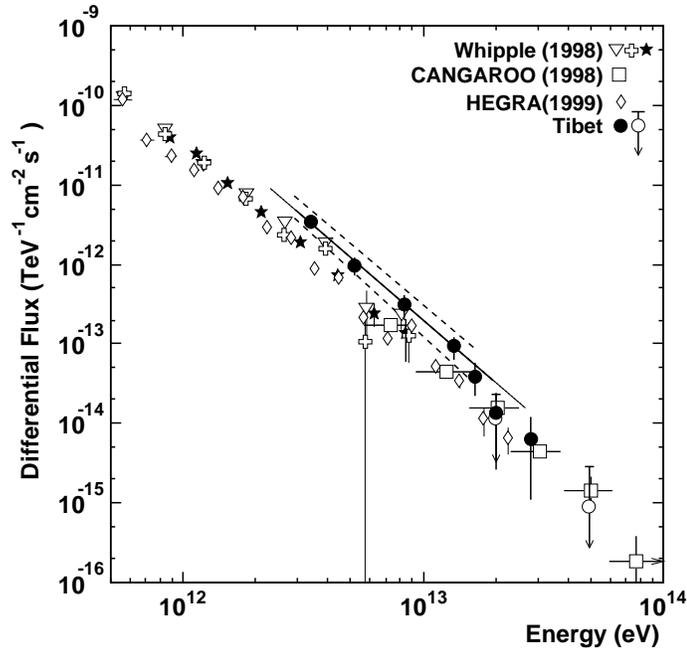


Figura 1.2: Spettro differenziale della Crab ottenuto da diversi esperimenti [3].

1.2 Processi fisici che producono Raggi Gamma

Una delle caratteristiche più importanti della radiazione γ di energia $> 100 \text{ MeV}$ è di essere prodotta in processi che coinvolgono interazioni di particelle accelerate ad alta energia. Infatti, mentre la radiazione prodotta da particelle in equilibrio termodinamico alla temperatura T ha una distribuzione di energia regolata dalla legge di Maxwell-Boltzmann $n(E) \sim e^{-E/K_B T}$, tutta la radiazione di alta energia (carica o neutra), sinora osservata, è distribuita secondo una legge di potenza [4]. E' quello che ci si aspetta se la radiazione di alta energia è prodotta dall'interazione dei raggi cosmici. Infatti tutti i processi di produzione dei γ sono tali che se l'energia delle particelle primarie (elettrone o protone) è distribuita secondo una legge di potenza (come effettivamente osservato) anche la distribuzione in energia dei γ generati segue una legge di potenza.

L'astrofisica delle alte energie (raggi cosmici, γ e ν di alta energia) ha quindi come obiettivo lo studio dell'Universo non termico.

I principali meccanismi per la produzione di raggi γ di alta energia sono:

1. Bremsstrahlung
2. Radiazione di sincrotrone

3. Effetto Compton inverso:

$$e + \gamma \rightarrow e' + \gamma'$$

4. Interazioni di adroni con gas

$$\begin{array}{l}
 p + gas \rightarrow n \quad \pi^{\pm} + m\pi^0 + \dots \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad | \quad \quad \quad | \rightarrow 2\gamma \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad | - - - - - \rightarrow \nu
 \end{array} \tag{1.1}$$

5. Interazioni di adroni con il campo di radiazione

$$\left\{ \begin{array}{l}
 p + \gamma_b \rightarrow n \quad \pi^{\pm} + m\pi^0 + X \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad | \quad \quad \quad | \rightarrow 2\gamma \\
 \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad | - - - - - \rightarrow \nu \\
 p + \gamma_b \rightarrow \quad \quad p + e^+e^-
 \end{array} \right.$$

dove γ_b indica la radiazione di fondo a $2.7^\circ K$.

I fotoni γ HE, con energie dei GeV , sono essenzialmente prodotti dai processi 1 e 2, mentre i principali meccanismi di generazione di fotoni VHE (UHE) sono l'interazione di protoni (nuclei) su gas o radiazione di fondo e lo scattering Compton inverso. I processi 3 e 4 sono rilevanti per la produzione di γ sia in ambiente galattico che extragalattico. E' importante notare che i processi 4 e 5 coinvolgono adroni e pongono quindi i γ in correlazione con le sorgenti dei raggi cosmici e con le sorgenti di neutrini astrofisici di alta energia.

Il processo 3 è di natura puramente elettromagnetica ed assume maggiore importanza quando la densità di radiazione è elevata. Quando i fotoni prodotti mediante radiazione di sincrotrone interagiscono tramite il processo Compton inverso con gli elettroni di altissima energia che li hanno generati il processo è detto *Synchrotron Self-Compton Process (SSC)*. Questo meccanismo è estremamente efficace per far fluire l'energia dal gas di elettroni al gas di fotoni. Questo processo ha spiegato con successo l'emissione del flusso non pulsato e stazionario di fotoni dalla Crab Nebula (vedi figura 1.3), che presenta una struttura caratterizzata da due picchi: la componente di bassa energia dovuta alla radiazione di sincrotrone e quella di alta energia dovuta allo scattering Compton inverso.

Il processo 5 ha rilevanza su scala extragalattica e produce fotoni γ EHE ($> 10^{16} eV$).

La bremsstrahlung è il processo di emissione di radiazione elettromagnetica da parte di un elettrone nel campo elettrico di un nucleo atomico. Classicamente può essere interpretato come la radiazione derivante dall'accelerazione dell'elettrone che risente dell'attrazione Coulombiana del nucleo.

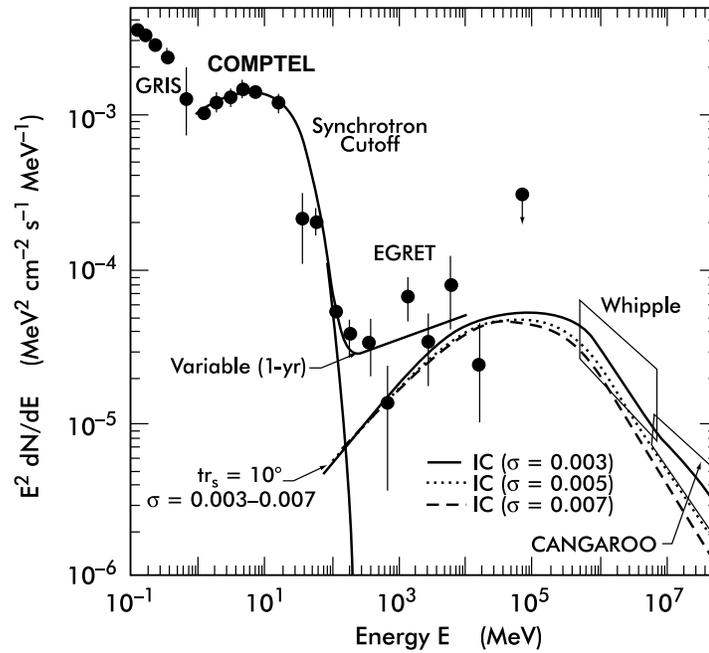


Figura 1.3: Lo spettro della Crab Nebula presenta una struttura caratterizzata da due picchi: la componente di bassa energia è probabilmente dovuta alla radiazione di sincrotrone mentre quella di alta energia allo scattering Compton inverso. Nella figura sono mostrate le misure riportate da diversi esperimenti.

Un elettrone di energia E interagisce con atomi e molecole generando fotoni con una distribuzione di energia $\sim 1/E_\gamma$ fino ad un'energia massima $(E_\gamma)_{max} \approx E$. Lo spettro dell'emissione γ da parte di elettroni che seguono una legge di potenza $N_e \sim E^{-\gamma_e}$ è anch'esso una legge di potenza con lo stesso indice spettrale: $N_\gamma(E_\gamma) \sim E_\gamma^{-\gamma_e}$.

La radiazione di sincrotrone è la radiazione emessa da un elettrone relativistico sotto l'effetto di un campo magnetico. Quando un elettrone si muove a spirale intorno alle linee di campo accelera ed emette fotoni di sincrotrone. L'energia del fotone emesso è proporzionale al quadrato del campo magnetico e del fattore di Lorentz dell'elettrone. Se lo spettro degli elettroni segue una legge di potenza $N_e \sim E^{-\gamma_e}$ anche l'emissione di sincrotrone di questi elettroni ha la stessa forma, $N_\gamma(E_\gamma) \sim E_\gamma^{-\alpha}$ con indice spettrale $\alpha = \frac{\gamma_e+1}{2}$. La radiazione di sincrotrone può produrre raggi γ HE, ma la maggior parte dell'emissione avviene tra il radio e gli X.

La bremsstrahlung e l'emissione di radiazione di sincrotrone avvengono

anche per i protoni ma con un minore guadagno in energia rispetto ai γ data la massa del protone (l'energia irradiata da una particella accelerata è proporzionale a $\frac{1}{m^2}$). Lo scattering Compton inverso e il decadimento del pione possono spiegare la produzione di fotoni con energia dell'ordine dei TeV da parte di sorgenti astrofisiche.

Lo scattering Compton è un processo di diffusione di un fotone su un elettrone libero. Nello scattering Compton inverso un elettrone di alta energia diffonde su un fotone di bassa energia trasformandolo in un fotone di energia molto maggiore.

Il processo Compton inverso è caratterizzato dal parametro η :

$$\eta = \frac{E \cdot \epsilon}{m_e^2} \quad (1.2)$$

dove E e m_e sono l'energia e la massa dell'elettrone e ϵ è l'energia del fotone iniziale. Se lo spettro degli elettroni segue una legge di potenza $N_e \sim E^{-\gamma_e}$ anche lo spettro dei γ sarà una legge di potenza $N_\gamma(E_\gamma) \sim E_\gamma^{-\alpha}$: se $\eta \ll 1$ la sezione d'urto del processo è circa uguale alla sezione d'urto Thomson, l'energia del fotone è $E_\gamma \approx \epsilon \cdot \gamma^2$ (γ fattore di Lorentz) e l'indice spettrale è $\alpha = \frac{\gamma_e + 1}{2}$, se $\eta \gg 1$ la sezione d'urto del processo è circa uguale alla sezione d'urto di Klein-Nishina, quasi tutta l'energia dell'elettrone è trasferita al fotone $E_\gamma \sim E$ e l'indice spettrale è $\alpha = \gamma_e$.

I γ prodotti nei processi adronici provengono essenzialmente dal decadimento del pione. Questi ultimi sono prodotti nell'interazione tra protoni o nuclei dei raggi cosmici e gas interstellare o tra protoni e fotoni del fondo di radiazione cosmica. Questi processi coinvolgono adroni e quindi oltre ai raggi γ producono anche neutrini di alta energia. I pioni neutri (π^0) sono uno dei prodotti di queste collisioni, hanno una vita media di circa $1.78 \times 10^{-16} s$ e decadono quasi esclusivamente in due fotoni ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$). Nella produzione adronica, nel limite in cui vale la legge di *scaling* di Feynman, lo spettro dei π^0 segue la stessa legge di potenza dei raggi cosmici e quindi anche lo spettro dei γ prodotti sarà una legge di potenza con lo stesso indice spettrale ($N_p \sim E_p^{-\gamma} \rightarrow N_\pi \sim E_\pi^{-\gamma} \rightarrow N_\gamma \sim E_\gamma^{-\gamma}$). Protoni con un'energia sufficientemente alta possono generare, con questo processo, raggi γ VHE e UHE ($E_\gamma \sim E_\pi/2$, $E_\pi \sim 0.05 \div 0.1 E_p$).

Tramite lo studio dei γ è possibile investigare quei sistemi in cui hanno luogo tali processi di accelerazione cosmica ed avere informazioni quasi dirette sulle caratteristiche (localizzazione e spettro) della radiazione primaria ("fascio") e sulla distribuzione del materiale "bersaglio". I processi sopracitati sono operativi dove è presente un notevole flusso di particelle di alta energia ($> TeV$) e vi è sufficiente materiale (gas o radiazioni) per la loro interazione. In base a questi criteri i siti candidati come sorgenti verso i quali si è rivolta sinora la ricerca sono:

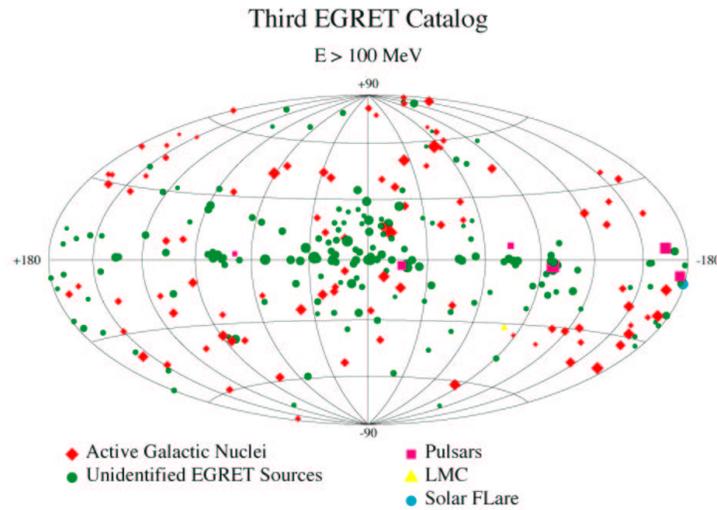


Figura 1.4: Mappa delle sorgenti riportate nel terzo catalogo di EGRET con energia $> 100 \text{ MeV}$ [5].

- Oggetti compatti (radio-pulsar, sistemi binari, *supernovae remnant*, nuclei galattici attivi) dove opportuni meccanismi di accelerazione possono generare intensi fasci di particelle d'alta energia interagenti con il gas del sistema.
- Il piano galattico dove i raggi cosmici di origine galattica ivi diffusi e residenti possono interagire con il mezzo interstellare.

1.3 Sorgenti astrofisiche di fotoni

Una gran varietà di sorgenti astrofisiche in linea di principio è in grado di accelerare i raggi cosmici con conseguente produzione di raggi γ di alta energia, che non essendo deviati dai campi magnetici, conservano la direzione di provenienza permettendo l'identificazione della sorgente. ¹

La figura 1.4 mostra la mappa galattica delle sorgenti di raggi γ rivelate da EGRET al di sopra di 100 MeV . Nel terzo catalogo di EGRET sono riportate le emissioni di numerose sorgenti puntiformi: 8 pulsar, 66 *blazar* (vedi §1.3.3) con un alto livello di confidenza statistica e 27 possibili *blazar*, 1 *solar flare*, 1 radio galassia, la Grande Nube di Magellano e 170 sorgenti non identificate, per lo più collocate lungo il piano galattico [5].

¹ Il raggio di Larmor di una particella di rigidità $R = \frac{p\hbar c}{Ze}$, in un campo magnetico B è dato da $r_L(\text{parsec}) = \frac{1.08 E_{15}}{Z B_{\mu g}}$ dove E_{15} è l'energia in unità di 10^{15} eV e $B_{\mu g}$ la componente normale a \vec{p} in unità di μGauss .

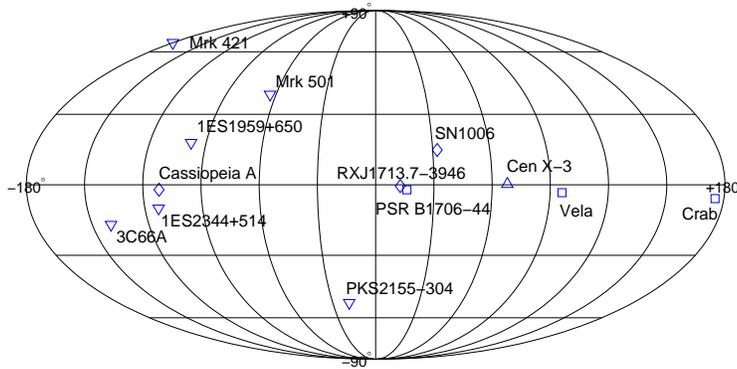


Figura 1.5: Mappa in coordinate galattiche delle sorgenti di γ finora osservate da apparati al suolo alle energie dei TeV [2].

Quattordici sorgenti di raggi γ VHE sono state finora osservate con diversi livelli di significatività da rivelatori al suolo (vedi figura 1.5) [2]. Di queste tre sono pulsar (Crab, PSR B1706-44 e Vela), otto sono nuclei galattici attivi (Mrk 421, Mrk 501, 1ES 2344+514, 1H1426+428, 1ES 2344+514, 1ES 1959+650, PKS 2155-304, 3C66A, BL Lacertae) e tre sono *supernovae remnant* (SN1006, RXJ 1713-3946, Cassiopea A). Non tutte queste emissioni sono state però osservate da più di un esperimento.

La Crab Nebula, PSR B1706-44, Mrk 421 e Mrk 501 sono state osservate da molti esperimenti e con alta significatività statistica: sono quindi sorgenti accertate². Vela e SN1006 sono state rivelate con un'alta significatività solo dal telescopio Cerenkov CANGAROO. Anche RXJ 1713-3946 è stata osservata da CANGAROO ma solo di recente e necessita conferma così come Cassiopeia A rivelata solo da HEGRA: è questa probabilmente la sorgente γ di più bassa energia finora scoperta.

Le emissioni della 1ES 2344+514 sono state individuate dal telescopio Cerenkov Whipple tra ottobre 1995 e gennaio 1996, ma non confermate da successive osservazioni così come le emissioni di PKS 2155-304 misurate dal gruppo di Durham. La collaborazione Utah Seven Telescope Array ha riportato la rivelazione di un segnale dalla 1ES 1958+650 con un livello di significatività di 3.9σ . Solo recentemente le collaborazioni WHIPPLE e VERITAS hanno annunciato la rivelazione dell'AGN 1H1426+428. Gli AGN BL Lacertae e 3C66A sono stati visti solo dall'osservatorio in Crimea.

Un discorso a parte merita l'AGN 3C66A: potrebbe rappresentare la più importante scoperta di un AGN alle energie dei TeV a causa dell'elevato *redshift* ($z = 0.44$). Infatti l'osservazione di sorgenti con alto *redshift* sono

²Per convenzione si definisce accertata una sorgente osservata da più di un esperimento e con una significatività maggiore di 5σ .

Source	Type	Discovery	EGRET	
Crab Nebula	Plerion	1989	yes	A
PSR 1706-44	Plerion?	1995	no	A
Vela	Plerion?	1997	no	HS
SN1006	Shell	1997	no	HS
RXJ 1713-3946	Shell	1999	no	LS
Cassiopeia A	Shell	1999	no	LS

Tabella 1.3.2: Sorgenti galattiche di γ ai TeV . Nell'ultima colonna sono indicate le sorgenti accertate (A), quelle rivelate da un solo esperimento ma con alta significatività (HS) e quelle osservate da più di un esperimento ma con bassa significatività (LS) [6].

Source	Type	z	Discovery	Group	EGRET	
Markarian 421	XBL	0.031	1992	Whipple	yes	A
Markarian 501	XBL	0.034	1995	Whipple	yes	A
1ES 2344+514	XBL	0.044	1997	Whipple	no	HS
1ES 1959+650	XBL	0.048	1999	Telescope Array	no	LS
PKS 2155-304	XBL	0.116	1999	Durham	yes	HS
1H1426+428	XBL	0.129	2001	Whipple	no	LS
3C66A	RBL	0.444	1998	Crimea	yes	HS
BL Lacertae	RBL	0.069	2001	Crimea	yes	LS

Tabella 1.3.3: Sorgenti extragalattiche di fotoni γ dei TeV . Nella quarta colonna è indicato il gruppo che per primo ha osservato la sorgente. Nell'ultima colonna sono indicate le sorgenti accertate (A), quelle rivelate da un solo esperimento ma con alta significatività (HS) e quelle osservate da uno o più esperimenti ma con bassa significatività (LS) [6].

sfavorite dall'assorbimento dei fotoni dei TeV da parte del fondo infrarosso (vedi §1.3.3). L'AGN 3C66A, scoperto nel 1996, al livello di 5σ , necessita però di conferma da parte di altri gruppi. Nelle tabelle 1.3.2 e 1.3.3 sono elencate rispettivamente le sorgenti galattiche ed extragalattiche finora osservate da apparati al suolo.

Le osservazioni di tutte queste sorgenti sono compatibili con un modello di emissione puramente elettromagnetico (meccanismo SSC, descritto nel §1.2). La radiazione γ ai TeV sinora osservata si correla quindi con sorgenti di elettroni d'alta energia mentre ancora manca la sicura individuazione dei siti di accelerazione di raggi cosmici (protoni e nuclei).

1.3.1 Supernovae Remnant

La vita di una stella è caratterizzata da una continua successione di stati di equilibrio tra la forza di gravità e la pressione di radiazione. Finché la stella brucia il suo combustibile in processi di fusione (nucleosintesi) in cui vengono via via sintetizzati elementi sempre più pesanti (fino al ferro), la pressione di radiazione bilancia la spinta verso l'interno della forza di gravità. Finito il combustibile nucleare la gravità prevale e la stella collassa sotto il suo stesso peso. A questo punto le possibilità di evoluzione sono molteplici e dipendono dalla massa della stella. La più spettacolare tra le evoluzioni è la supernova. Una supernova (SN) è un'esplosione in cui un'enorme onda d'urto (*shock wave*) disperde nello spazio parte della materia stellare. Dopo quest'esplosione restano il nucleo della stella di partenza e del materiale che si espande e che costituisce il *supernova remnant* (SNR). A seconda della massa del nucleo residuo si ha una nana bianca, una stella di neutroni o un buco nero. La maggior parte delle volte la massa del nucleo residuo supera il limite di Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_{\odot}$) e si forma una stella di neutroni. Quando la massa del nucleo residuo supera anche il limite di Oppenheimer-Volkoff ($\sim 3 \div 5 M_{\odot}$) si forma un buco nero.

Nel modello standard la generazione dei raggi cosmici (RC) avviene nei processi di nucleosintesi stellare. I RC sono immessi nel mezzo interstellare dallo scoppio di SN ed accelerati dall'onda d'urto che crea il *remnant* fino ad energie di $\sim 10^{15}$ eV.

Alle energie dei TeV i RC primari sono essenzialmente costituiti da protoni (42%), nuclei di He (20%), nuclei del gruppo CNO (14%), nuclei del gruppo Mg-Si (14%) e nuclei di Fe (10%) [7]. Nell'intervallo tra pochi GeV e 1 PeV, lo spettro differenziale segue la legge di potenza:

$$J(E) = \frac{dN}{dE} \approx E^{-\gamma} [\text{particelle}/m^2 \text{ s sr GeV}] \quad (1.3)$$

dove $J(E)$ è il numero di particelle e γ è l'indice spettrale compreso tra $\gamma \simeq 2.5 \div 2.8$ a seconda della specie nucleare. Anche lo spettro complessivo di tutte le particelle (*All particle spectrum*) può essere convenientemente rappresentato con una legge di potenza, in particolare nell'intervallo $2 \div 5$ PeV si ha un cambiamento di pendenza in cui l'indice spettrale passa da circa 2.65 a 3.1. Il punto in cui tale cambiamento avviene è noto come "ginocchio dello spettro". Fino a circa 10^{17} eV lo spettro, quindi, continua a seguire una legge di potenza ma con un indice spettrale diverso (vedi figura 1.6). In tale modello, il "ginocchio" rappresenta il limite massimo di energia ottenibile mediante il meccanismo standard di accelerazione dell'onda d'urto.

Un argomento semiquantitativo di consistenza del bilancio energetico dovuto a Ginzburg e Sirovaski (1964) supporta l'ipotesi che gli eventi di SN siano all'origine dei RC. Infatti l'ammontare di energia dovuto all'esplosione

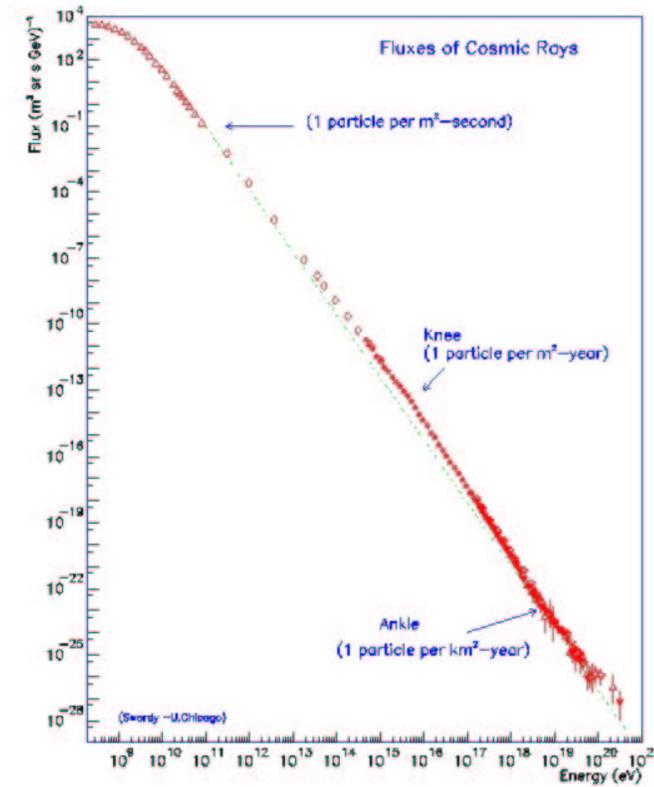


Figura 1.6: Andamento dello spettro integrale dei Raggi Cosmici.

di una SN è dell'ordine di 10^{52} *erg* di cui circa il 90% è rilasciata sotto forma di neutrini. Circa 10^{51} *erg* sono quindi rilasciati per accrescere l'energia cinetica di materia e particelle. Stimando la frequenza media di esplosione di una SN ogni trenta anni risulta una corrispondente potenza media di circa $\frac{10^{51} \text{ erg}}{10^9 \text{ s}} = 10^{42} \frac{\text{erg}}{\text{s}}$ [8]. Se si suppone che una piccola frazione dell'energia cinetica rilasciata nell'esplosione vada in accelerazione di protoni e nuclei, allora le SNR emettono una potenza sufficiente per essere considerate le sorgenti di raggi cosmici fino a 10^{16} eV. Infatti la potenza emessa in RC dalla nostra Galassia è $L_{RC} \approx 5 \cdot 10^{40}$ *erg/s*.

I SNR sono quindi i principali candidati come sorgenti di RC. Ne consegue che essi dovrebbero essere sorgenti di fotoni di alta energia attraverso l'interazione di adroni con gas (processo 4 §1.2).

Emissioni di γ con energie dei *TeV* sono state osservate da un SNR *shell type*³ (SN1006) e da un Plerione (Crab Nebula), ma in entrambi i casi la fenomenologia suggerisce un'origine elettromagnetica piuttosto che adronica.

³Un SNR è detto Plerione se contiene un pulsar mentre è detto *shell type* se non lo contiene.

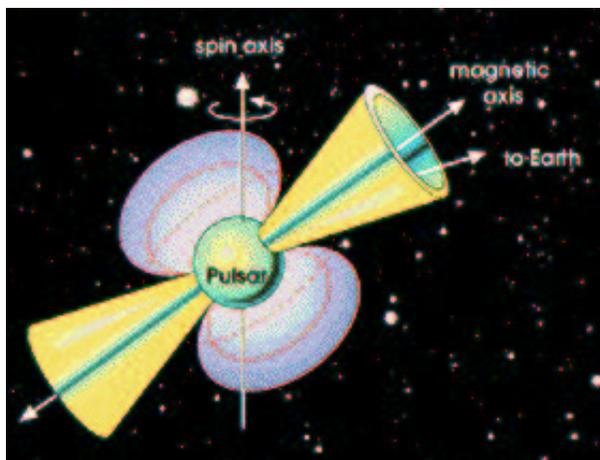


Figura 1.7: Modello di un Pulsar in cui sono mostrati il suo asse di rotazione e il suo asse magnetico. Il non allineamento di questi due assi determina una modulazione dell'emissione.

Per altri SNR osservati sono tuttora disponibili solo limiti superiori ai flussi. L'identificazione di γ d'alta energia da SNR *shell type* è uno dei principali obiettivi della ricerca delle sorgenti di RC.

1.3.2 Pulsar

Dopo circa un migliaio di anni il *remnant* si disperde nel mezzo interstellare e, come si è visto, quello che in genere resta di una SN è una stella di neutroni. Con una massa tipica di circa $1 \div 2 M_{\odot}$ ed un raggio di circa 10 km , una stella di neutroni ha la densità di un nucleo atomico. Le pulsar sono stelle di neutroni che ruotano con un periodo che va da $\sim 1 \text{ ms}$ a decine di s . Il loro nome deriva dal fatto che la prima volta sono state osservate come Sorgenti Radio Pulsate [9].

Le pulsar hanno un campo magnetico molto intenso (sino a 10^{12} G) e sono caratterizzate da getti relativistici di plasma e radiazione che fuoriescono dai poli magnetici. Come si nota dalla figura 1.7, l'asse di rotazione e l'asse del campo magnetico non sono allineati e ciò determina una modulazione dell'emissione. Finora sono state osservate solo emissioni γ pulsate in regime HE [10] associate, secondo i modelli conosciuti, a radiazione di sincrotrone di elettroni accelerati ai poli o al cilindro di luce (*polar cup model* e *outer cup model*) [11].

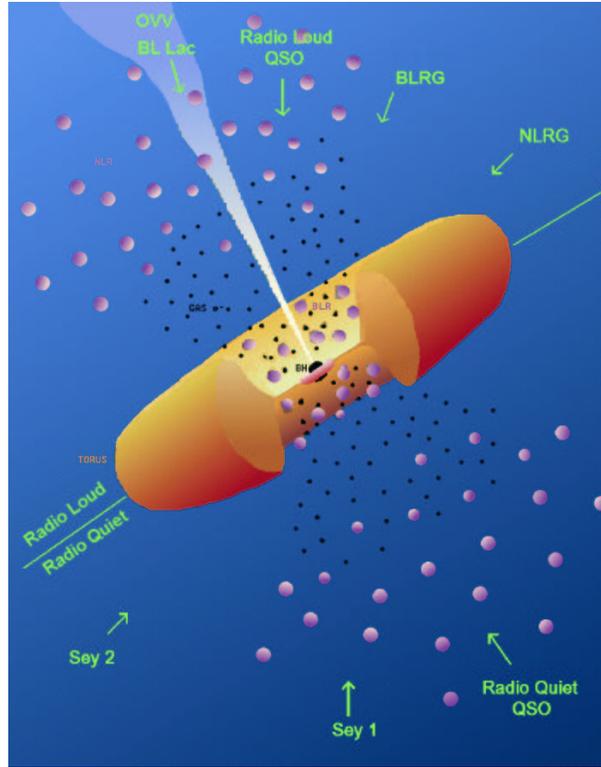


Figura 1.8: Modello unificato degli AGN.

1.3.3 Nuclei Galattici Attivi

Per Nucleo Galattico Attivo (AGN) si intende la regione centrale di una galassia la cui emissione di radiazione non è ascrivibile ai normali processi di formazione stellare. La luminosità tipica è infatti $10^{44} \div 10^{48} \text{ erg/s}$, da confrontare con i $\sim 10^{44} \text{ erg/s}$ dell'emissione totale di una galassia come la nostra. Questo suggerisce che tutta questa potenza sia dovuta all'accrescimento di materia attorno ad un buco nero supermassivo ($\geq 10^8 M_{\odot}$) posto al centro della galassia. Ciò è confermato dal fatto che la regione di emissione risulta molto compatta ($\simeq 10^{-3} \div 10^{-2} \text{ pc}$).

Sono stati osservati diversi tipi di AGN, tuttavia vi sono solidi argomenti osservativi in favore di un modello unificato (vedi figura 1.8) che interpreta la varietà di tipologie come dovuta all'angolo di vista con cui si guarda l'oggetto.

Un'importante caratteristica di alcuni AGN, denominati *Radio-loud*, è la presenza di due getti relativistici di materia e radiazione con dimensione angolare di alcuni gradi che si estendono simmetricamente dalla regione centrale per centinaia di parsec. Tutte le sorgenti γ extragalattiche identificate

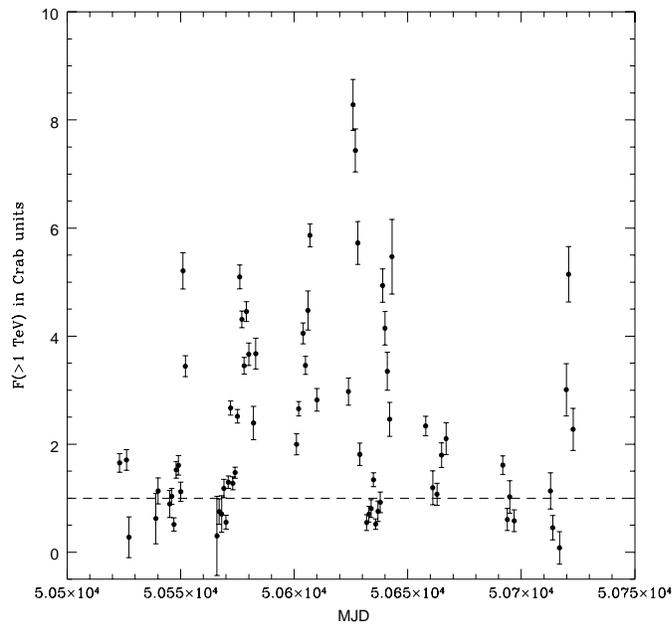


Figura 1.9: Variabilità del flusso integrale in funzione del tempo (espresso in *Modified Julian Day* (MJD)) della Mrk 501 riportato da HEGRA nel periodo marzo-ottobre 1997 normalizzato al flusso della Crab. La linea tratteggiata si riferisce al flusso della Crab [12].

sono state associate ad una classe particolare di AGN *Radio-loud* i cui getti sono diretti verso di noi, i cosiddetti *blazars*, costituiti da *Flat Spectrum Radio Quasars* (FSRQ) e da oggetti di tipo *BL Lac*. Questo porta a ritenere che siano proprio i getti la sede dei processi di accelerazione ed emissione della radiazione γ , ma essendo molto collimati non è semplice intercettarli. Questo, insieme al fatto che i *Radio-loud* costituiscono solo il 10% degli AGN implica che i *blazars* rappresentino una classe piuttosto rara di oggetti: meno del 5% di tutti gli AGN.

I *blazars* sono caratterizzati da emissioni estremamente variabili su scale che vanno dalle ore ai mesi. Nella figura 1.9 è riportata la variabilità del flusso integrale della Mrk 501 misurato da HEGRA nel periodo marzo-ottobre 1997. La linea tratteggiata si riferisce al flusso della Crab. Si può notare la presenza di un *flare* con un flusso pari a circa 8 volte quello della Crab. Lo studio della variabilità di una sorgente è di grande importanza per indagare la natura delle regioni centrali degli AGN.

Il meccanismo di emissione più probabile è il SSC descritto nel paragrafo §1.2. La produzione di radiazione di sincrotrone da parte degli elettroni nel

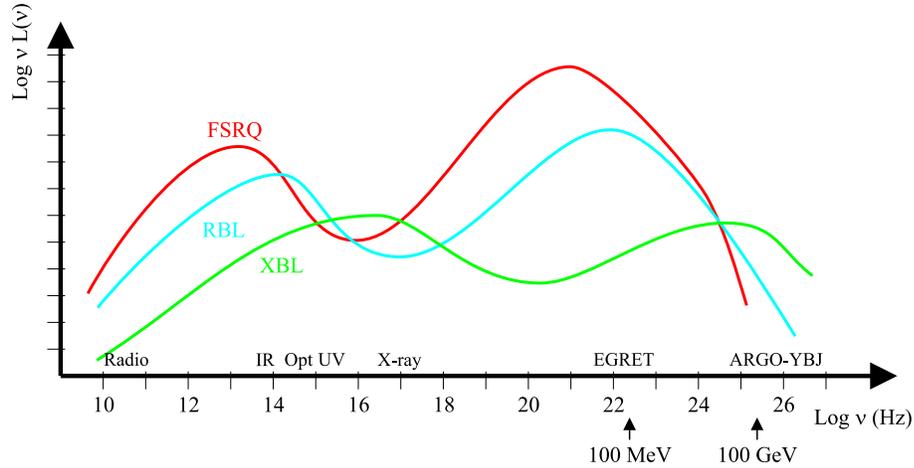


Figura 1.10: Andamento qualitativo dello *Spectral Energy Distribution* (SED) per differenti classi di *Blazars*. FSRQ indica i *Flat Spectrum Radio Quasars*, RBL i *Radio selected BL Lac* e XBL i *X-ray selected BL Lac*. La componente di bassa energia è probabilmente dovuta alla radiazione di sincrotrone mentre quella di alta energia allo scattering Compton inverso. Inoltre sono mostrati gli intervalli di energie in cui operano EGRET e ARGO-YBJ (ν = frequenza, $L(\nu)$ = luminosità differenziale) [12].

getto relativistico e del successivo effetto Compton inverso conferiscono allo spettro una struttura caratterizzata da due picchi (vedi figura 1.10). Come si può vedere esiste una classe di *blazars*, i cosiddetti *X-ray selected BL Lac* (XBL) per i quali il picco di emissione dovuto all'effetto Compton inverso può essere molto spostato verso alte energie. Questo spiega perché alcune di queste sorgenti, non osservate a bassa energia da EGRET, sono state viste ad energie dei *TeV* con gli apparati al suolo (vedi tabella 1.3.3). Infatti la struttura dello spettro può essere tale che il flusso sia inferiore al limite di sensibilità di EGRET, ma poi cresca tanto da poter essere rivelato al suolo ad energie dei *TeV*. Questa caratteristica rende gli AGN della classe XBL i candidati da monitorare in un'osservazione da terra con un apparato come ARGO-YBJ (per maggiori dettagli vedi [12]).

L'importanza degli AGN, come già detto, è legata alla loro possibile capacità di accelerare RC fino ad energie di $10^{18} \div 10^{19} \text{ eV}$. Tuttavia non vi è sinora nessuna sicura evidenza dell'esistenza di tali meccanismi. Se gli AGN fossero acceleratori adronici, i RC accelerati interagirebbero con la radiazione e la materia circostante producendo fotoni e neutrini di alta energia. Un modo per indagare questa ipotesi è lo studio dell'emissione di γ di alta energia. Infatti l'energia massima che il fotone può raggiungere con meccanismi puramente elettromagnetici, quale il SSC, è dell'ordine di qualche decina di

TeV . Di conseguenza, maggiore è l'energia dei γ osservata maggiore sarà la probabilità che operino meccanismi adronici di accelerazione dei protoni con conseguente produzione di π^0 e quindi di γ .

Esiste però una possibile limitazione all'osservazione di fotoni ai TeV provenienti dai *blazars*, dovuta all'interazione dei fotoni con il fondo infrarosso (IR) di radiazione extragalattica. Infatti oltre una certa energia di soglia l'interazione di un γ con un fotone di bassa energia produce una coppia e^+e^- . La sezione d'urto di questo processo è massima quando l'energia ϵ del fotone di bassa energia è:

$$\epsilon \approx \frac{2(m_e c^2)^2}{E} \quad (1.4)$$

dove E è l'energia del γ . Ciò significa che i fotoni ai TeV interagiscono soprattutto con fotoni IR mentre i γ di alcune decine di GeV interagiscono soprattutto con fotoni ultravioletti (UV). Pertanto i campi di radiazione che interagiscono con i fotoni rivelabili dall'esperimento ARGO-YBJ sono il Fondo di Radiazione Intergalattica Infrarossa (IIRF), prodotto dalla diffusione della luce emessa durante la formazione stellare di tutte le galassie nel corso della loro evoluzione, ed il fondo dovuto alla luce stellare extragalattica nell'intervallo spettrale compreso tra IR e UV.

L'interazione fotone-fotone appena descritta provoca una caduta esponenziale nel tipico spettro di potenza dei *blazars*, la cui entità aumenta con l'energia e la distanza dell'oggetto, ovvero il suo *redshift* z . Pertanto l'osservazione di fotoni alle energie più elevate potrebbe risultare penalizzata, in particolare nelle sorgenti γ più lontane: il *redshift* massimo dei *blazars* sinora osservati è 0.44 (vedi tabella 1.3.3).

1.3.4 Gamma Ray Burst

I *Gamma Ray Burst* (GRB) sono tra i più grandi misteri dell'astronomia contemporanea. Per GRB si intende un breve ed intenso lampo, o *burst*, di fotoni compresi tra $\sim 100 KeV$ e $1 MeV$.

Il primo GRB fu osservato per caso nel 1967 da un satellite americano che controllava il rispetto del trattato sui test nucleari da parte dei sovietici: l'esplosione anomala vista in direzione opposta alla Terra rappresentò la scoperta dei GRB. Le prime osservazioni dei GRB non furono però in grado di fornire informazioni sufficienti a chiarire il mistero della loro origine, anzi portarono ad un numero di modelli teorici maggiore del numero stesso delle osservazioni.

La prima rivoluzione nel campo della fisica dei GRB si ottenne grazie all'esperimento BATSE (vedi §1.4.1), che osservò in media una esplosione al giorno e rivelò la loro isotropia. In particolare, la distribuzione isotropa ha escluso l'ipotesi che i GRB fossero una manifestazione di uno stadio dell'evoluzione stellare e che provenissero dalla Via Lattea. Infatti in tal

caso la loro posizione sarebbe stata concentrata lungo il piano galattico, dove si trova la maggior parte delle stelle della nostra galassia. A questo punto restavano due tipi di oggetti capaci di produrre GRB:

- Stelle di neutroni che circondano la parte esterna della nostra galassia (Alone Galattico).
- Oggetti non ben identificati di grandissima potenza a distanze cosmologiche.

I GRB osservati da BATSE avevano una durata che copriva un intervallo di tempi largo sei ordini di grandezza, da qualche *ms* ad alcune migliaia di secondi.

Recentemente un'altra rivoluzione nella fisica dei GRB è stata apportata dal satellite italo-olandese BeppoSAX, che a partire dal 1997 ha scoperto una controparte transiente X in diversi GRB. In seguito sono state scoperte anche controparti ottiche e radio. Per controparte di un GRB, nota come *afterglow*, si intende l'emissione che esso produce in regioni dello spettro elettromagnetico diverse da quella tipica. Ed è proprio grazie allo studio dell'*afterglow* X che si è riusciti ad avere una risoluzione angolare migliore sulla direzione di provenienza dei GRB e, quindi, sui loro siti di produzione. Inoltre gli *afterglow* ottici hanno permesso la determinazione del *red shift* di circa venti GRB, rivelando definitivamente la natura cosmologica di questo fenomeno.

Una volta svelata la loro effettiva distanza, fu chiaro anche che si aveva a che fare con eventi in cui un'enorme energia veniva liberata in un piccolo volume in un tempo molto breve. Il modello ormai più accreditato per l'interpretazione dei fenomeni osservativi dei GRB (esplosione principale e successivi *afterglow*), è quello della *fireball*, cioè un'espansione di particelle relativistiche nel mezzo circostante. Il bilancio energetico ricavato dai flussi di γ osservati è dell'ordine di $10^{54} \Omega_\gamma / (4\pi)$ *erg* dove Ω_γ è l'angolo solido in cui i raggi γ sono emessi. Un GRB con un getto richiede molta meno energia per essere prodotto rispetto al caso di emissione isotropa. Vi sono ormai alcune indicazioni abbastanza convincenti della presenza di questi getti.

Oltre agli *afterglow* alle basse energie, i GRB hanno mostrato anche un'emissione di γ di alta energia. Infatti EGRET (vedi §1.4.1) ha osservato fotoni ai *GeV* (fino a 18 *GeV*) durante alcuni intensi GRB, suggerendo l'idea che gran parte degli eventi sia caratterizzata da una componente di alta energia finora non osservata a causa del basso flusso. Nel 2000 un prototipo del rivelatore dell'esperimento MILAGRO (MILAGRITO) ha fornito un'evidenza di emissione ai *TeV* da parte del GRB 970417a [13]. Inoltre alcuni modelli di *fireball* prevedono un'emissione γ alle energie comprese tra i *GeV* e i *TeV* [14]. Lo studio di questa componente spettrale di alta energia sarebbe molto importante per investigare le condizioni fisiche della regione

di emissione, fornendo delle indicazioni su parametri fondamentali quali il campo magnetico, la densità di energia ed il fattore di Lorentz.

Come nel caso dei *blazars*, a causa delle loro distanze cosmologiche, i γ di alta energia emessi dai GRB sono in parte assorbiti nel processo di produzione di coppie dai fotoni del fondo infrarosso nel corso loro viaggio verso la Terra. Questo effetto modifica gli spettri di potenza tipici dei GRB ad energie relativamente basse: infatti il flusso di γ con energie $E > 100 \text{ GeV}$ è fortemente ridotto se il *red shift* della sorgente è $z \geq 0.5$. Dei circa venti GRB di cui attualmente si conosce il *red shift*, solo due hanno $z < 0.5$.

1.3.5 Stelle Binarie X

Un sistema binario consiste, generalmente, di una stella di neutroni o di un buco nero e di una stella compagna non collassata che orbitano intorno ad un comune centro di massa. L'intensa forza di gravità della stella compatta attrae parte della materia della stella compagna creando un disco di accrescimento. Grazie all'accrescimento sull'oggetto compatto della materia più interna del disco, dove la temperatura raggiunge milioni di gradi, si formano i raggi X. Molte stelle binarie hanno dei getti e si pensa che i meccanismi di produzione dei γ siano gli stessi validi per gli AGN. Tra il 1975 e il 1990 sono state riportate numerose e contraddittorie emissioni di γ di altissima energia (fino a 100 TeV) da due sorgenti binarie di raggi X: Cygnus X-3 e Hercules X-1, ma recenti osservazioni non hanno confermato quelle misure [2].

1.3.6 Piano Galattico

Le osservazioni dovute ai satelliti SAS-II, COSB e più di recente EGRET hanno fornito una mappa dettagliata delle emissioni Galattiche di γ alle energie $70 \text{ MeV} \div 5 \text{ GeV}$. La misura dello spettro di energia diffusa oltre 100 GeV è di grande importanza nell'individuazione dei siti di produzione ed accelerazione dei RC e nella comprensione delle cause del comportamento al "ginocchio".

Il satellite COS-B osservava una variazione di 0.4 dell'indice spettrale dei γ a 5 GeV tra la parte interna e quella più esterna della Galassia. Ad energie maggiori i dati sono molto pochi e consistono di limiti superiori (Oltre i 500 GeV ci sono i risultati di WHIPPLe, mentre ad energie $> 100 \text{ TeV}$ i dati più recenti sono di EAS-TOP e CASA-MIA).

L'osservazione di radiazione γ diffusa richiede sia una buona sensibilità per fotoni di bassa energia sia una larga accettazione angolare, caratteristiche che si ritrovano nel rivelatore dell'esperimento ARGO-YBJ. Con una soglia di $\sim 100 \text{ GeV}$ sono possibili confronti con le osservazioni esistenti alle energie più basse.

1.4 Tecniche sperimentali di rivelazione

Tre caratteristiche fondamentali della radiazione γ determinano le tecniche sperimentali usate per la rivelazione delle sorgenti descritte:

- Il flusso di raggi γ è molto piccolo ($\lesssim 10^{-4}$ rispetto al fondo di RC rivelati ad un angolo $\sim 1^\circ$ intorno alla direzione della sorgente) e diminuisce rapidamente all'aumentare dell'energia. Spettri tipici seguono una legge di potenza:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.5)$$

dove l'indice spettrale $\alpha = 2 \div 3$. Rivelatori relativamente piccoli posti su satelliti hanno permesso osservazioni fino a qualche decina di GeV , ma per rivelare il basso flusso ad energie più alte è necessario fare misure da Terra dove è possibile avere aree di rivelazione molto più grandi. È in progetto un satellite (GLAST) su cui verrà posto un nuovo rivelatore, capace di raggiungere un'energia di circa $300 GeV$.

- I fotoni di alta energia hanno una probabilità trascurabile di raggiungere la terra senza interagire con l'atmosfera. L'atmosfera terrestre ha uno spessore di circa $1030 \frac{g}{cm^2}$ al livello del mare, che corrisponde a circa 28 lunghezze di radiazione. La probabilità che un fotone di alta energia dallo zenith raggiunga il suolo senza interagire è dell'ordine di e^{-28} . Un rivelatore sulla terra non può osservare direttamente un fotone di alta energia ma solo gli effetti della sua interazione con l'atmosfera. Quest'ultima diventa, quindi, una parte integrante del rivelatore stesso, un calorimetro in cui si sviluppa lo sciame che sarà poi campionato dall'apparato al suolo dopo un certo numero di lunghezze di radiazione a seconda dell'altitudine.
- Il flusso dei raggi cosmici fa da fondo al segnale dovuto ai raggi γ . L'abilità nel saper distinguere un segnale isotropo di fondo da un segnale proveniente da una particolare direzione (sensibilità di un apparato) determina la significatività dei risultati ottenuti.

Questi tre fattori determinano le caratteristiche dei tre principali tipi di esperimenti che rivelano raggi gamma: rivelatori su satelliti, telescopi atmosferici Cerenkov e rivelatori di sciami atmosferici estesi.

1.4.1 Rivelatori su satelliti

I rivelatori posti sui satelliti sono stati usati per rivelare raggi γ con un'energia tra $\sim MeV$ e $30 GeV$.

Un rivelatore satellitare è, in genere, composto da uno strato di materiale convertitore, un rivelatore di traccia e un calorimetro. Nella regione tra



Figura 1.11: Foto del Compton Gamma Ray Observatory (CGRO).

0.3 e 30 MeV il fotone incidente interagisce con il materiale convertitore e rilascia un elettrone per effetto Compton. Oltre i 30 MeV il fotone è convertito in una coppia elettrone/positrone. Dalla traccia dell'elettrone uscente si ricostruisce la direzione del fotone primario mentre l'energia è misurata indirettamente tramite il calorimetro ad assorbimento totale. Per rigettare il fondo di raggi cosmici si usa un rivelatore di particelle cariche in anticoincidenza.

Il rivelatore satellitare per raggi γ di maggior successo è stato il Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) [15] (vedi figura 1.11), messo in orbita il 5 Aprile 1991 e rientrato il 4 Giugno 2000. Il CGRO conteneva quattro rivelatori: BATSE, che osservava i GRB e le sorgenti transienti; OSSE, un esperimento per la rivelazione di raggi X; COMPTEL, un telescopio che sfruttava l'effetto Compton per rivelare raggi γ con energie dei MeV ; EGRET, un esperimento sui raggi γ più energetici. I maggiori contributi all'astronomia γ sono stati dati da BATSE ed EGRET.

BATSE era sensibile a fotoni di energia compresa tra 20 keV e 100 MeV ed il suo scopo principale era la rivelazione dei GRB. Questo consisteva di otto moduli ognuno fatto da due rivelatori a scintillazione.

EGRET copriva un intervallo di energie compreso tra i 20 MeV e i 30 GeV . Era costituito da due camere a scintilla, un sistema di coincidenze per la misura del tempo di volo e di un contatore per la misura di energia (vedi figura 1.12). Il fotone entrante era convertito in una coppia e^+e^- . La sua direzione era ricostruita dalle tracce dell'elettrone e del positrone nelle camere a scintilla, mentre la sua energia dal contatore formato da uno spessore pari a otto lunghezze di radiazione di materiale scintillante. La risoluzione in energia di EGRET era di circa il 20%.

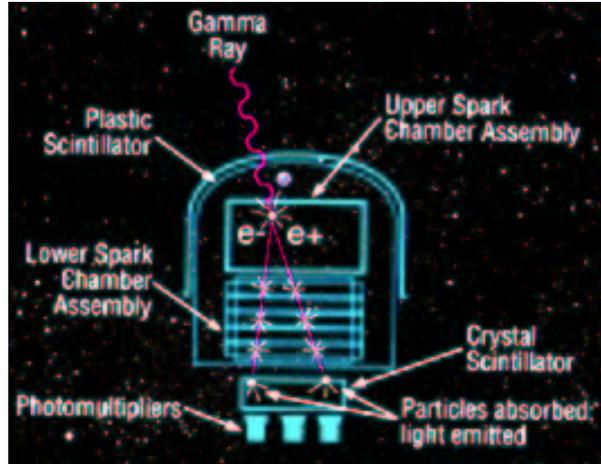


Figura 1.12: Disegno schematico del rivelatore EGRET.

1.4.2 Rivelatori al suolo

Per i rivelatori al suolo si pone il problema della opacità dell'atmosfera ai raggi γ di alta energia. Uno sciame atmosferico esteso (EAS) generato da un fotone può essere descritto nel modo seguente: il fotone incidente interagisce con i nuclei dell'aria creando una coppia e^+e^- , particelle che producono fotoni di bremsstrahlung; ogni fotone di bremsstrahlung crea, a sua volta, una coppia e^+e^- , e così via. Lo sviluppo dello sciame continua finché l'energia degli elettroni e dei positroni non scende al di sotto dell'energia critica del mezzo E_c (dove la sezione d'urto del processo di Bremsstrahlung eguaglia quella di ionizzazione, $E_c \simeq 80 \text{ MeV}$ in aria). Il numero di particelle aumenta esponenzialmente finché non si raggiunge l'energia critica, dove si osserva il massimo sviluppo dello sciame. Quando l'energia media delle particelle secondarie è minore di E_c cominciano a prevalere i meccanismi dissipativi ed il processo di moltiplicazione a cascata si interrompe: inizia l'assorbimento delle particelle prodotte. La produzione di coppie e la bremsstrahlung sono processi con un angolo di produzione molto piccolo (dell'ordine di $\frac{m_e c^2}{E}$), pertanto le particelle tendono a viaggiare parallelamente alla direzione del fotone primario rendendone più semplice la ricostruzione. Le particelle cariche degli sciami sono altamente relativistiche e viaggiando ad una velocità più alta di quella della luce nell'aria emettono radiazione Cerenkov [16]. Gli approcci sperimentali finora adottati per rivelare radiazione γ al suolo sono di due tipi:

- Misura della radiazione Cerenkov emessa dalle particelle cariche di uno sciame atmosferico (Atmospheric Cerenkov Telescope, ACT).
- Campionamento della componente secondaria carica tramite rivela-

tori distribuiti su un'ampia superficie (Atmosferic Shower Technique, AST).

Per meglio comprendere i vantaggi ed i limiti delle due tecniche è necessario esaminare i parametri che definiscono la sensibilità di un apparato.

1.4.3 Sensibilità di un apparato al suolo

La capacità di un apparato al suolo di identificare un flusso di fotoni dalla direzione di una sorgente, in presenza di fondo Φ_B , è legata alla significatività statistica con cui è osservato un eccesso di sciami da quella direzione rispetto al numero di sciami originati dal fondo di raggi cosmici (*dc excess*). Questa selezione è fatta confrontando sciami *on-source*, ovvero provenienti dalla direzione della sorgente, e *off-source*. La significatività statistica dell'eccesso rivelato può essere valutata considerando il rapporto:

$$\frac{\text{segnale}}{\sqrt{\text{fondo}}} = \frac{N_{on} - N_B}{\sqrt{N_B}} \quad (1.6)$$

dove N_{on} è il numero di eventi registrati entro un angolo solido $\Delta\Omega$ intorno alla direzione della sorgente e N_B è il numero di eventi del fondo stimato. N_B è in genere ottenuto eseguendo misure *off-source* in n bin angolari $\Delta\Omega$ leggermente spostati dalla direzione della sorgente ma con stessa declinazione (*false sources*). Questa stima è ragionevole dato che il fondo di raggi cosmici è circa isotropo e la sensibilità di un apparato è, a parità di declinazione, uniforme in ascensione retta.

Se N_i è il numero di eventi nella direzione della i -sima *false source* si ha che $N_B = \frac{1}{n} \sum_i N_i$. $N_\gamma = N_{on} - N_B$ è l'eccesso di sciami osservato dalla direzione della sorgente che equivale al numero di sciami prodotti dai fotoni emessi dalla sorgente. La 1.6 diventa:

$$\frac{\text{segnale}}{\sqrt{\text{fondo}}} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_B}} \quad (1.7)$$

Per una misura "integrale", N_γ e N_B possono essere espressi in funzione dei rispettivi flussi e delle caratteristiche dell'apparato:

$$\begin{aligned} N_\gamma &= \int_{E_{th}} J_\gamma(E) \cdot A_{eff}^\gamma \cdot dE \cdot T_{eff} \cdot \epsilon(\Delta\Omega) \\ &= \Phi_\gamma(> E) \cdot A_{eff}^\gamma(> E) \cdot T_{eff} \cdot \epsilon(\Delta\Omega) \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} N_B &= \int_{E_{th}} J_B(E) \cdot A_{eff}^B \cdot dE \cdot T_{eff} \cdot \Delta\Omega \\ &= \Phi_B(> E) \cdot A_{eff}^B(> E) \cdot T_{eff} \cdot \Delta\Omega \end{aligned} \quad (1.9)$$

dove J_i è il flusso differenziale, Φ_i il flusso integrale, E_{th} l'energia di soglia, $A_{eff}^i(> E)$ è l'area efficace integrale per la rivelazione di sciame originati da i ($i = \gamma$ per i fotoni e $i = B$ per il fondo) di energia maggiore di E :

$$A_{eff}^i(> E) = \frac{\int_E J_i(E) \cdot A_{eff}^i dE}{\int_E J_i(E) \cdot dE} = \frac{\int_E J_i(E) \cdot A_{eff}^i dE}{\Phi_i(> E)} \quad (1.10)$$

T_{eff} è il tempo effettivo di misura, $\Delta\Omega$ l'angolo solido di apertura intorno alla direzione della sorgente, $\epsilon(\Delta\Omega)$ è la frazione di eventi provenienti dalla direzione della sorgente contenuti nell'angolo solido $\Delta\Omega$. L'area efficace è essenzialmente la superficie di rivelazione necessaria affinché ci sia probabilità unitaria che uno sciame generato da una particella di energia E venga rivelato. Si ha, quindi:

$$\frac{\text{segnale}}{\sqrt{\text{fondo}}} = \frac{\Phi_\gamma(> E) \cdot A_{eff}^\gamma(> E) \cdot T_{eff} \cdot \epsilon(\Delta\Omega)}{\sqrt{\Phi_B(> E) \cdot A_{eff}^B(> E) \cdot T_{eff} \cdot \Delta\Omega}} \quad (1.11)$$

Se è possibile applicare un criterio di selezione, definito 'a priori', in grado di rigettare una frazione $r \leq 1$ del fondo, rispetto al quale il segnale è filtrato con efficienza $\epsilon(r) \leq 1$ la formula va moltiplicata per un fattore $\frac{\epsilon(r)}{\sqrt{(1-r)}}$, usualmente chiamato Q_f (*Quality factor*).

La formula 1.11 può essere semplificata in virtù delle seguenti considerazioni:

- Possiamo definire un "fattore di merito" R :

$$R = \sqrt{\frac{A_{eff}^\gamma(> E)}{A_{eff}^B(> E)}}$$

che rende conto, per una fissata topologia di eventi che hanno soddisfatto le condizioni di *trigger*, della differente area efficace per sciame indotti da fotoni γ e quelli indotti da RC. Generalmente si ha $R \sim 1$ e solo per apparati posti ad alta quota ($> 3000 m$) si ha $R > 1$. A $4000 m$ $R \sim 2$, cioè il fondo, a parità di energia, ha una minore probabilità di soddisfare le condizioni di *trigger*.

- Poichè l'angolo solido intorno alla sorgente è usualmente molto piccolo, possiamo utilizzare l'approssimazione:

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos\Delta\theta) \simeq \pi(\Delta\theta)^2 \quad (1.12)$$

dove $\Delta\theta$ è l'angolo di apertura intorno alla direzione della sorgente.

- Ogni sorgente ha un percorso apparente nel cielo che la porta a sorgere, arrivare a culminazione (angolo zenitale minimo) ed a tramontare, per cui l'angolo zenitale θ varia secondo la relazione:

$$\cos\theta(t) = \sin\lambda \cdot \sin\delta + \cos\lambda \cdot \cos\delta \cdot \sin\frac{2\pi t}{p_s} \quad (1.13)$$

dove t è il tempo sidereo, λ la latitudine del luogo dove è situato l'apparato, p_s il periodo siderale (23.93 ore). La relazione $\theta \leq \theta_{max}$ definisce l'intervallo di angoli zenitali utili all'osservazione. Per l'astronomia γ tipicamente si limita l'osservazione a $\theta_{max} = 35^\circ \div 40^\circ$, infatti sciami con $\theta > \theta_{max}$ sono degradati dall'aumentare dello spessore di atmosfera da attraversare. Ciò determina un tempo utile di osservazione dipendente dalle coordinate equatoriali della sorgente e dalla latitudine del luogo in cui è situato l'apparato. Questo tempo è usualmente di $4 \div 6$ ore al giorno, la frazione giornaliera di tempo utile f è quindi dell'ordine del 20% dell'intero tempo di misura. Di conseguenza il tempo effettivo di misura T_{eff} è una frazione del tempo reale trascorso T data da:

$$T_{eff} = (d.c.) \cdot T \cdot f \quad (1.14)$$

dove $(d.c.)$ è il *duty cycle*, la frazione di tempo in cui l'apparato è in funzione.

La formula 1.11 diventa quindi:

$$\frac{\text{segnale}}{\sqrt{\text{fondo}}} = \frac{\Phi_\gamma}{\sqrt{\Phi_B}} \cdot \sqrt{A_{eff}^\gamma} \cdot \sqrt{\frac{T \cdot f}{\pi}} \cdot \sqrt{(d.c.)} \cdot \frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\Delta\theta} \cdot R \cdot Q_f \quad (1.15)$$

Da questa espressione risulta evidente che la sensibilità di un apparato dipende principalmente dai seguenti fattori:

- Area efficace di rivelazione (A_{eff}^γ) per sciami originati da fotoni.
- *Duty cycle* (d.c.).
- Risoluzione angolare σ_θ (tramite il rapporto $\frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\Delta\theta}$). Si può mostrare che se la funzione di risoluzione angolare (PSF=*Point Spread Function*) è gaussiana, $\sim e^{-\frac{\theta^2}{2\sigma_\theta^2}}$, allora l'apertura ottimale che rende massimo il rapporto segnale/rumore, è $\Delta\theta = 1.58 \sigma_\theta$ a cui corrisponde una frazione $\epsilon = 0.72$ di eventi dalla direzione della sorgente contenuti nell'angolo solido $\Delta\theta = 2\pi(\cos\Delta\theta)$. Si ha quindi: $\frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\Delta\theta} \simeq \frac{0.72}{1.6\sigma_\theta} = \frac{0.45}{\sigma_\theta}$.
- Energia di soglia (E_{th}). Infatti, poichè $\Phi_\gamma \sim E_{th}^{-\gamma}$ e $\Phi_B \sim E_{th}^{-\gamma_B}$ risulta $\frac{\Phi_\gamma}{\sqrt{\Phi_B}} \sim E_{th}^{-(\gamma-\gamma_B/2)} = E_{th}^{-2/3}$ dato che $\gamma = 1.5$ e $\gamma_B/2 = 1.65$.

- Fattore di merito R .
- Capacità di discriminazione del fondo (Q_f).

Questi parametri devono essere presi in considerazione per ottimizzare le prestazioni di un apparato. Si noti che la sensibilità dipende dalla radice quadrata dell'area efficace e del tempo di misura mentre è inversamente proporzionale all'angolo di apertura $\Delta\theta$, ovvero in definitiva, alla risoluzione angolare.

La risoluzione angolare risulta quindi un parametro cruciale: un guadagno di un fattore X comporta, a parità di significatività, una riduzione di un fattore X^2 del tempo di misura.

Come vedremo nei prossimi paragrafi, questi parametri assumono valori molto diversi nel caso di Telescopi Cerenkov o di apparati si sciami.

1.4.4 Telescopi Cerenkov

I telescopi Cerenkov (ACT) sono stati usati con gran successo nell'intervallo di energie che va da 250 GeV a 10 TeV . Gli ACT rivelano la radiazione Cerenkov prodotta nell'atmosfera dalle particelle relativistiche secondarie cariche degli EAS.

In genere si tratta di uno specchio con una superficie otticamente lavorata. La radiazione Cerenkov prodotta è convogliata sui fotomoltiplicatori posti nel piano focale dello specchio.

Il loro successo nell'astronomia γ è stato suggellato dal telescopio WHIPPLE [17], sito nel deserto dell'Arizona, che ha osservato la Crab con eccellente significatività statistica, sfruttando la tecnica dell'*Imaging*. Equipaggiato con una matrice di 109 fototubi il telescopio è in grado di "fotografare" l'immagine Cerenkov dello sciame che si sviluppa in atmosfera. La discriminazione segnale/fondo è basata sullo studio della forma dell'immagine prodotta (vedi figure 1.13 e 1.14).

Come si può notare dalla figura 1.14 i raggi γ producono immagini di forma ellittica, regolare e ben definita mentre i raggi cosmici generano figure più caotiche e sparpagliate. Con questa tecnica si riesce a rigettare fino al 99.7% del segnale di fondo.

Un'altro metodo utilizzato per la reiezione del fondo da parte di apparati dotati di specchi multipli sfrutta la misura del tempo di arrivo della radiazione Cerenkov sui diversi telescopi (Tecnica del fronte d'onda temporale). La distribuzione laterale della luce Cerenkov è infatti diversa nel caso di sciami indotti da un fotone o da raggi cosmici. Tuttavia le potenzialità della tecnica sono ancora da verificare ed è stata finora usata solo dagli apparati AGSAT [18] e Themistocle [19].

Nella tabella 1.4.4 sono descritte alcune caratteristiche dei principali apparati Cerenkov.

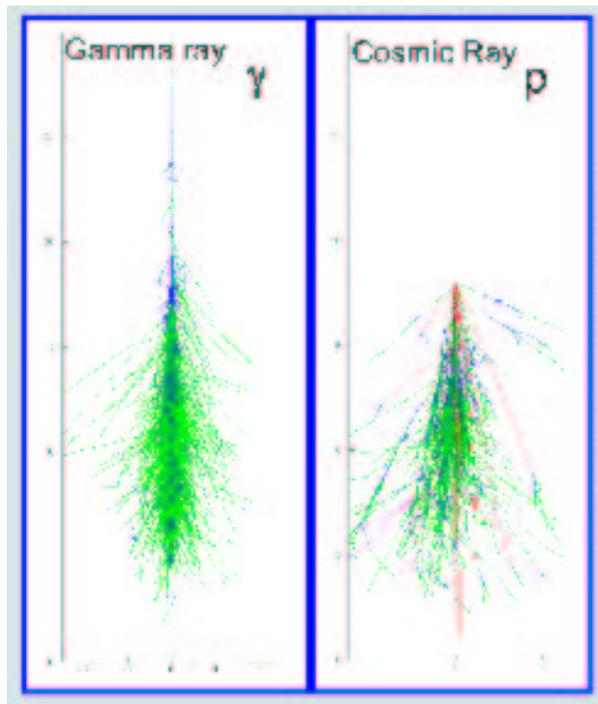


Figura 1.13: Sviluppo longitudinale di uno sciame indotto da γ e di uno sciame indotto da un protone (p). In verde sono rappresentati i γ , in blu le coppie e^+e^- , in rosso le coppie $\mu^+\mu^-$ ed in viola gli adroni.

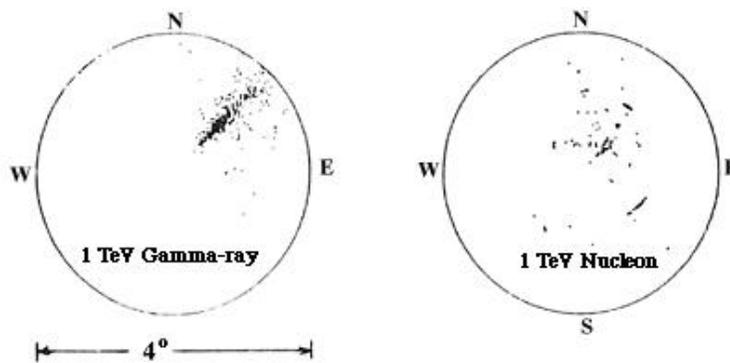


Figura 1.14: Sviluppo laterale di uno sciame ricostruito con la tecnica dell' *Imaging*.

Gruppo/Locazione	Long.	Lat.	Elev. (km)	Soglia (TeV)	Tecnica
Hegra La Palma, Spain	18W	29N	2.2	0.5	Imaging
Whipple coll., Arizona	111W	32N	2.3	0.2	Imaging
ASGAT, Pyrenees, France	1W	43N	1.5	0.5	Timing
Themistocle, Pyrenees, France	1W	43N	1.5	3.0	Timing
CANGAROO, Australia	137E	31S	0.0	1.0	Imaging
Tactic, Mt. Abu, India	73E	24N	1.7	0.2	Imaging
SHALON, ALTOO, Russia	75E	42N	1.7	0.8	Imaging

Tabella 1.4.4: Caratteristiche dei principali apparati Cerenkov.



Figura 1.15: Fotografia della National Solar Tower Test Facility.

Il problema della riduzione dell'energia di soglia per gli ACT può essere affrontato aumentando l'area di raccolta della luce ($E_{th} \sim \frac{1}{\sqrt{A}}$). Questo approccio è usato dagli esperimenti con le torri solari, che utilizzano come specchi gli eliostati delle centrali ad energia solare.

La figura (1.15) mostra la National Solar Tower Test Facility usata dall'esperimento Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment (STACEE) [20]. Una rappresentazione schematica del funzionamento è mostrata nella figura 1.16: la radiazione atmosferica Cerenkov è convogliata dagli eliostati verso la torre solare dove uno specchio la focalizza su una griglia di fotomoltiplicatori. Il vantaggio delle torri solari rispetto agli ACT è la grande area di raccolta ottenuta sfruttando strutture preesistenti. La risoluzione angolare attesa per STACEE è di circa 0.1° con una energia di soglia di circa 50 GeV . Il prototipo STACEE-32, in cui sono stati usati 32 eliostati posti su una superficie di $\sim 1200 \text{ m}^2$, è stato usato per cercare emissioni γ

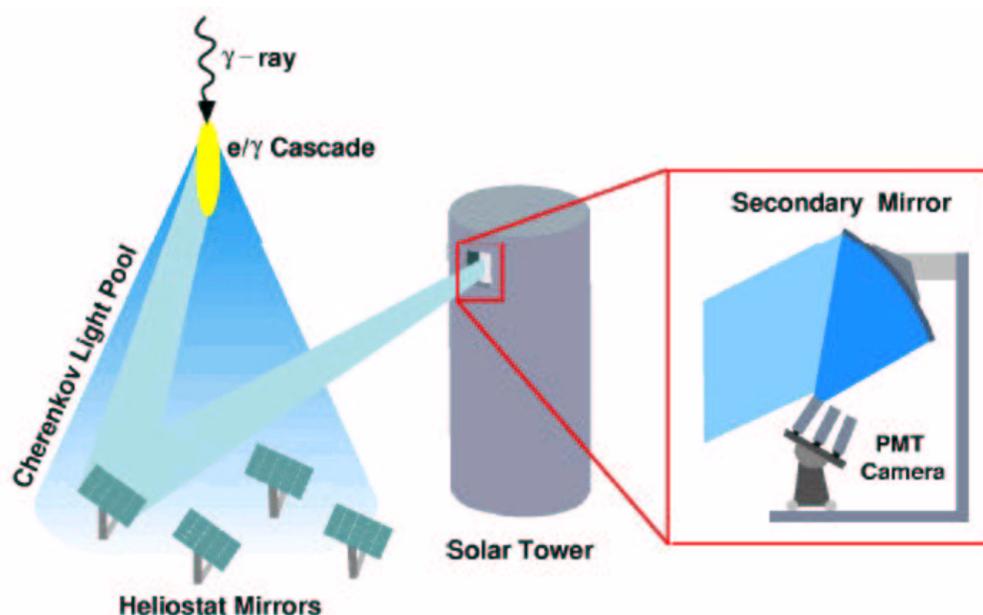


Figura 1.16: Schema di funzionamento di una torre solare: la luce Cherenkov è convogliata dagli eliostati verso la torre solare dove uno specchio la riflette su una griglia di fotomoltiplicatori.

dalla Crab. Le osservazioni fatte tra Novembre 1998 e Febbraio 1999 hanno rivelato un eccesso di eventi con un livello di significatività di 6.75σ ad una energia di soglia di $190 \pm 60 \text{ GeV}$.

Un altro esperimento con le torri solari è CELESTE [21], che ha convertito la centrale ad energia solare THEMIS, in Francia, in un telescopio Cherenkov. CELESTE ha recentemente riportato un'osservazione di γ dalla Crab ad un'energia di soglia di $60 \pm 20 \text{ GeV}$, risultando quindi il primo esperimento al suolo ad osservare la Crab Nebula sotto i 100 GeV .

I telescopi Cherenkov raggiungono una elevata sensibilità in virtù di un'ottima risoluzione angolare ($\leq 0.2^\circ$) ed una buona capacità di discriminazione segnale/fondo ($Q_f \geq 5$). Discreta è anche la risoluzione in energia: dal 25% al 40% per singolo telescopio. Hanno però due limitazioni intrinseche alla tecnica stessa: il basso *duty cycle* (d.c.) e la piccola apertura angolare [22] [23].

L'osservazione di una sorgente è possibile solo in notti serene e senza Luna, ciò limita le potenzialità di un apparato Cherenkov ad energie $< 10 \div 20 \text{ TeV}$. Infatti, diminuendo notevolmente il flusso di fotoni all'aumentare dell'energia, non si riesce ad accumulare un tempo di osservazione sufficientemente lungo a raccogliere un numero di eventi statisticamente significativo per energie superiori.

Si consideri, ad esempio, l'osservazione della Crab. La sorgente è osservabile per circa 5 ore/giorno ($f \sim 20\%$, vedi 1.14) ma solo per 4 mesi/anno. Infatti durante gli altri 8 mesi la Crab è in direzione ottimale per l'osservazione, $\theta < \theta_{max}$, durante il giorno. La necessità di avere notti senza luna riduce il tempo di misura di un fattore 1/4. Infine la richiesta di buone condizioni atmosferiche riduce ancora questo tempo di almeno 1/3. Cosicché il *duty cycle* è dell'ordine:

$$(d.c.) = \frac{4}{12} \cdot \frac{1}{4} \cdot \frac{2}{3} \sim 5.5\% \quad (1.16)$$

cioè solo qualche percento del tempo disponibile.

Questa limitazione è rilevante se si considera che alcune sorgenti mostrano estrema variabilità su diverse scale di tempo (dalle ore agli anni) e sarebbe quindi di grande interesse poterle monitorare con continuità.

La piccola apertura angolare (FOV \simeq qualche grado) consente l'osservazione di una sola sorgente alla volta puntandola ed inseguendola durante il suo percorso nel cielo. Questa tecnica è quindi incapace di eseguire un monitoraggio continuo di tutte le sorgenti osservabili in una data locazione geografica. Ciò limita ulteriormente lo studio delle problematiche relative alla variabilità delle sorgenti ed il potenziale di scoperta di nuove emissioni, puntando nel poco tempo a disposizione solo sorgenti note. Sono quindi precluse agli ACT le osservazioni delle eventuali emissioni di alta energia da parte dei GRB, tra i più imprevedibili fenomeni astrofisici.

1.4.5 Apparati di sciame

Un apparato di sciame tradizionale consiste di numerosi rivelatori, generalmente scintillatori, distribuiti su una superficie $> 10^4 m^2$, in grado di rivelare il passaggio del fronte dello sciame. Nella figura 1.17 è rappresentata schematicamente la struttura di un EAS che si abbatte su di un insieme di rivelatori posti al suolo. In uno sciame atmosferico la maggior parte delle particelle è distribuita in un disco di pochi metri di spessore con un raggio che può essere anche di molte centinaia di metri. Lo spessore dello sciame è in realtà variabile, più sottile vicino all'asse dello sciame (alcuni ns) e maggiore al crescere della distanza dal core ($\sim 15 ns$ a $100 m$). La ricostruzione del profilo temporale dello sciame, mediante i tempi d'arrivo delle particelle secondarie sull'apparato, permette di ricostruire la direzione di provenienza del primario (Tecnica del *Fast Timing*). Il numero totale di particelle cariche, o *size*, viene determinato tramite un fit con una opportuna funzione di distribuzione laterale delle densità di particelle misurate sui diversi rivelatori. Dalla misura della *size* N_e ($\frac{\Delta N_e}{N_e} \sim 10 \div 20\%$) è possibile risalire all'energia del primario. Tuttavia la risoluzione in energia raggiungibile è mediocre a causa delle fluttuazioni nello sviluppo dello sciame.

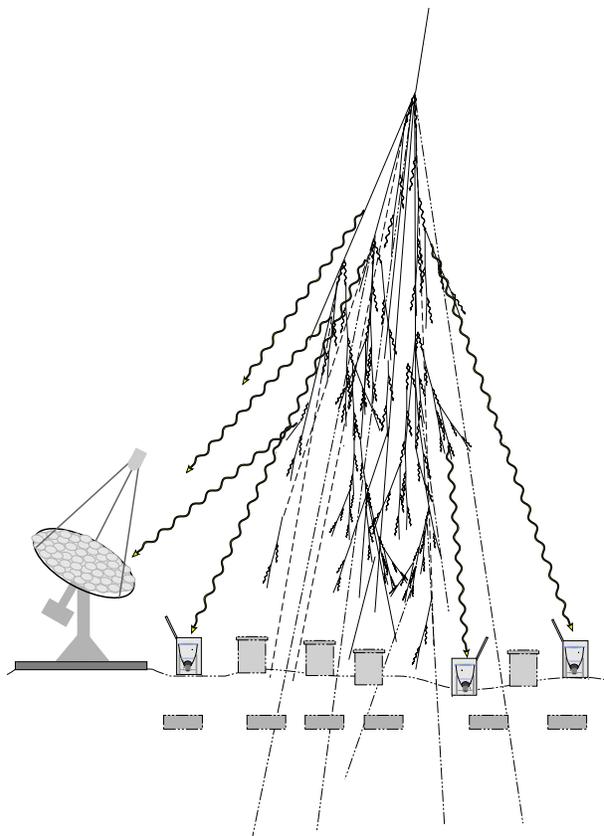


Figura 1.17: Rappresentazione schematica di uno sciame che incide su un apparato al suolo.

A differenza degli ACT, gli apparati di sciame consentono di operare senza limiti di tempo su un'ampia accettazione angolare, osservando con continuità tutte le sorgenti comprese in una certa banda di declinazione.

Un apparato di sciame classico campiona meno dell'1% delle particelle di un EAS. Infatti considerando ad esempio il caso dell'esperimento EAS-TOP [24], in funzione fino al 2000 presso i Laboratori del GranSasso, i 35 scintillatori plastici da 10 m^2 distribuiti su un'area di circa 10^5 m^2 implicano un'area sensibile del rivelatore pari a circa 0.35% dell'area racchiusa.

Con un campionamento così piccolo per ricostruire lo sciame è necessaria una elevata densità di particelle su tutta l'area strumentata e, quindi, una energia di soglia molto alta ($\sim 100\text{ TeV}$ nel caso di EAS-TOP).

Per aumentare il numero di particelle osservate è necessario aumentare l'area di rivelazione e/o realizzare l'esperimento alla quota più alta possibile. La migliore risoluzione angolare raggiungibile con apparati di sciame è dell'ordine di $0.7^\circ \div 0.8^\circ$ per sciame oltre 100 TeV (Cygnus [25], EAS-TOP[24],

Esperimento	Soglia (TeV)	Profondità Atmosferica (km)	N stazioni \times area (m^2)	Area di rivelazione di μ (m^2)	Area complessiva ($10^4 m^2$)
CASA-MIA	70	1.5	1089×1.5	2550	23
CYGNUS-I	50	2.1	108×0.8	110	2.2
EAS-TOP	100	2.0	35×10	300	10
HEGRA	40	2.2	257×1	270	4
SPASE	50	3.0	24×1		0.6
Tibet AS γ	10	4.3	49×0.5 16×0.25		0.8
Tibet II	~ 10	4.3	221×0.5		3.7

Tabella 1.4.5: Caratteristiche dei principali apparati di sciame.

CASA [26], AS γ [27].

La risoluzione angolare è proporzionale a:

$$\sigma_\theta \propto \sqrt{\sigma_d^2 + \sigma_{sc}^2} \cdot \frac{1}{R\sqrt{N}} \quad (1.17)$$

dove N è il numero di rivelatori coinvolti, R il raggio tipico dello sciame, σ_d la risoluzione temporale del rivelatore e σ_{sc} è lo spessore tipico del fronte dello sciame. Come si vede dalla formula 1.17 un modo per migliorare la risoluzione angolare consiste nell'aumentare il numero di rivelatori su una data superficie, fino a giungere ad una configurazione di copertura totale.

Mentre nel caso degli ACT il problema della reiezione del fondo è stato brillantemente risolto grazie alla tecnica dell'*Imaging*, il problema della discriminazione adrone/ γ è ancora una questione aperta per gli apparati di sciame.

Il metodo classico per discriminare sciami prodotti da γ da sciami prodotti da adroni consiste nello studio del contenuto di muoni nello sciame. Infatti il numero di muoni in uno sciame indotto da γ è di molto inferiore rispetto a quello di uno sciame adronico. I muoni sono prodotti essenzialmente dal decadimento di π in processi di fotoproduzione la cui sezione d'urto $\sigma_{\gamma p}$ è molto più bassa della sezione d'urto σ_{pp} relativa all'interazione di protoni ($\frac{\sigma_{\gamma p}}{\sigma_{pp}} \sim 3 \cdot 10^{-3}$). Tuttavia, poiché i muoni sono solo $\sim 10\%$ della componente elettronica e con una distribuzione laterale più piatta, la tecnica di reiezione basata sulla misura del contenuto muonico dello sciame diventa statisticamente efficace solo ad energie di molte decine di TeV e con rivelatori di μ con grande area.

Le caratteristiche dei principali apparati di sciame dedicati all'astronomia γ sono riportate nella tabella 1.4.5. Come risulta dalla tabella, alcuni di essi sono forniti anche di rivelatori per la componente muonica dello sciame.

1.5 Apparatı di sciame di nuova generazione

Come descritto nei paragrafi precedenti, gli ACT sono dispositivi con altissima sensibilità grazie ad un'ottima risoluzione angolare ($\leq 0.2^\circ$) e ad una grande capacit  di eliminare il fondo di RC ($Q_f > 5$). Buona   anche la risoluzione in energia (dal 25% al 40% per singolo telescopio) e molto bassa   l'energia di soglia raggiungibile ($< 100 \text{ GeV}$ nel caso delle torri solari). Gli ACT soffrono tuttavia di due gravi limitazioni intrinseche alla tecnica stessa: il basso tempo utile per le misure e la limitata apertura angolare. Di conseguenza   precluso agli ACT il continuo monitoraggio del cielo e molto ridotto il potenziale di scoperta di nuove sorgenti.

Viceversa, gli apparati di sciame possono osservare con continuit  il cielo sovrastante i rivelatori permettendo di studiare la variabilit  delle sorgenti e di scoprirne di nuove. Tuttavia a causa del limitato campionamento degli sciame essi hanno una ridotta risoluzione angolare ed una elevata energia di soglia.

Per diminuire la soglia di un apparato di sciame e migliorare la risoluzione angolare   necessario aumentare il numero di particelle cariche rivelate. Questo pu  essere realizzato ampliando la superficie attiva del rivelatore fino ad ottenere una situazione di copertura totale (*full coverage*) in cui l'area sensibile   circa il 90% dell'area geometrica, oppure ponendo il rivelatore ad altissima quota in modo da osservare lo sciame pi  vicino al suo massimo sviluppo.

Questa   la strada che si sta intraprendendo con i due apparati di sciame di nuova generazione in corso di realizzazione: MILAGRO [29], nei pressi di Los Alamos a 2600 *m* s.l.m. e ARGO-YBJ in Tibet a 4300 *m* s.l.m.

Nel prossimo capitolo si vedr  in dettaglio come ARGO-YBJ [30] soddisfa entrambe le richieste consistendo di un apparato a copertura totale posto ad altissima quota.

Capitolo 2

Rivelazione degli EAS con l'esperimento ARGO-YBJ

In questo capitolo sono descritti gli aspetti rilevanti degli sciami atmosferici estesi (EAS) che hanno determinato le caratteristiche di ARGO-YBJ. Saranno trattati solo gli aspetti riguardanti la rivelazione di fotoni alle energie del TeV costituendo questo l'obiettivo principale di ARGO-YBJ e determinando, d'altra parte, le richieste più stringenti sulle caratteristiche del rivelatore.

2.1 EAS

La Terra è continuamente colpita da particelle provenienti dallo spazio circostante. La presenza di una leggera conduttività dell'aria venne rivelata all'inizio del '900 ed a partire dal 1911 fu programmata una serie di esperimenti per identificare l'origine della ionizzazione. Nel 1912 Victor Hess [31] osservò che la ionizzazione aumenta con l'altitudine: sopra i 1000 m l'intensità cominciava a crescere e raddoppiava a circa 4000 m . Ben presto furono condotti esperimenti a quote ancora più elevate usando dei palloni aerostatici. Durante gli anni '20 divenne chiaro che la sorgente ionizzante era esterna alla Terra e nel 1928 W. Bothe e W. Kolhster mostrarono che questa sorgente era costituita da particelle cariche di grande energia provenienti da tutte le direzioni dello spazio circostante la Terra. Per indicare questo flusso di particelle fu utilizzato in modo generico il termine "Raggio Cosmico" (RC). Attualmente con tale termine si indica il flusso costante di particelle come protoni, particelle α , nuclei di atomi più pesanti, elettroni e fotoni, dette globalmente "particelle primarie", che investe la Terra in ogni punto e da ogni direzione, proveniente dallo spazio extraterrestre. Con lo stesso termine si indica anche tutto il sistema di particelle secondarie prodotte dall'interazione tra le particelle primarie e l'atmosfera. Tuttavia le particelle secondarie più propriamente costituiscono gli EAS che furono

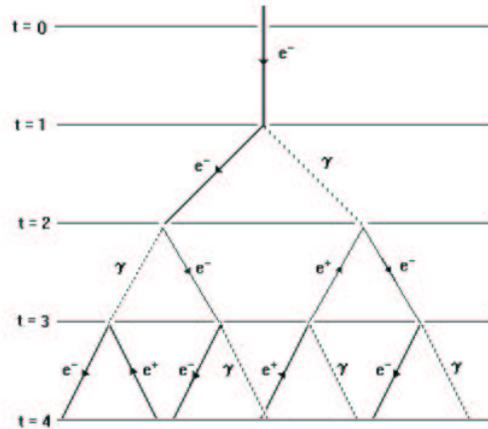


Figura 2.1: Modello semplificato di cascata elettromagnetica.

scoperti circa 20 anni dopo i raggi cosmici da Pierre Auger [32] e i suoi colleghi: usando dei rivelatori a scintillazione videro che la radiazione al livello del suolo era correlata su larghe distanze (oltre 300 m) e piccoli intervalli temporali ($\leq 10 \mu s$).

2.1.1 Modello semplificato di cascata elettromagnetica

Come già detto nel Capitolo 1, l'atmosfera terrestre è opaca per i raggi γ ; questi, infatti, interagendo con i nuclei presenti nell'atmosfera (principalmente N_2) producono EAS, ovvero cascate elettromagnetiche.

La figura 2.1 mostra un modello semplificato (*Toy model*) di EAS. Le particelle cariche di uno sciame elettromagnetico sono tutte altamente relativistiche. Nel limite ultra-relativistico, la lunghezza di radiazione per la produzione di coppie e per la Bremsstrahlung sono circa uguali ($\lambda_0 \sim 37 \frac{g}{cm^2}$), quindi entrambi i processi hanno una probabilità $\frac{1}{2}$ di accadere entro una distanza $R = \lambda_0 \ln 2 \sim 26 \frac{g}{cm^2}$. Inoltre si assume che nel processo di produzione di coppie, l'energia del γ sia egualmente distribuita tra elettrone e positrone, e che a loro volta l'elettrone ed il positrone cedano metà della loro energia al fotone di Bremsstrahlung. Un modello per descrivere un EAS indotto da un γ è il seguente: un raggio γ di energia E_0 produce una coppia dopo aver percorso una distanza R . L'elettrone ed il positrone, ognuno con energia $E_0/2$, percorrono una distanza R prima di produrre un fotone di energia $E_0/4$ per Bremsstrahlung. Quindi, dopo $2R$ ci sono 4 particelle ognuna con un quarto dell'energia del γ iniziale. La cascata prosegue raddoppiando il numero di particelle ad ogni R . Dopo una distanza nR , il

numero totale di particelle è 2^n e l'energia media di ogni particella è circa $E_0/2^n$. Il processo non continua indefinitamente: il numero di particelle aumenta finché non si raggiunge l'energia critica e poi tende a diminuire rapidamente. L'energia critica è il punto in cui le sezioni d'urto di ionizzazione e di Bremsstrahlung si equivalgono. Per energie inferiori ad E_c il meccanismo di ionizzazione comincia a prevalere e si hanno sempre meno particelle prodotte per Bremsstrahlung. Inoltre, al diminuire dell'energia, le sezioni d'urto per lo scattering Compton e per l'assorbimento fotoelettrico diventano paragonabili a quella del processo di produzione di coppie. Al suo massimo, lo sciame ha percorso $\ln(E_0/E_c)$ lunghezze di radiazione ed è composto da circa E_0/E_c particelle. A questo punto lo sciame comincia a perdere particelle finché non viene completamente assorbito.

2.1.2 Sviluppo longitudinale e distribuzione laterale di un EAS

Lo studio della fenomenologia degli sciami atmosferici in modo analitico comporta la soluzione di complesse equazioni di diffusione, soluzione che è possibile ricavare solo ricorrendo a determinate approssimazioni (per una più approfondita trattazione si rimanda a [33]). Le principali sono le cosiddette Approssimazioni A e B che seguono lo sviluppo longitudinale dello sciame:

- Approssimazione A: si trascurano i processi di ionizzazione e l'effetto Compton. Inoltre, si usano le sezioni d'urto asintotiche valide nel caso di *Screening* completo per i processi di produzione di coppie e di Bremsstrahlung. Questa approssimazione dà risultati soddisfacenti per particelle con energia $E \gg E_c$ e non è applicabile all'analisi degli EAS al suolo.
- Approssimazione B: anche l'Approssimazione B trascura l'effetto Compton e tratta i processi di produzione di coppie e di Bremsstrahlung nel limite di *Screening* completo, ma include anche la perdita di energia per ionizzazione, sebbene in quantità costante ad ogni lunghezza di radiazione. Questa approssimazione descrive sufficientemente bene lo sviluppo di uno sciame in aria per $E > E_c$. In materiali densi, nei quali l'energia critica ha un valore minore che nell'aria, l'errore che si commette utilizzando formule asintotiche è maggiore.

In entrambe lo sciame è considerato monodimensionale, si trascura cioè lo sparpagliamento dovuto sia allo scattering multiplo subito dalle particelle cariche sia agli angoli di produzione dei secondari. A ciò è stato posto rimedio con l'Approssimazione C:

- Approssimazione C: si calcola lo sviluppo tridimensionale dello sciame considerando oltre ai processi usati nell'Approssimazione B anche lo scattering multiplo, sebbene nel limite di piccolo angolo ($\sin\theta \simeq \theta$).

Ad ogni particella carica che percorra una distanza λ è attribuita un'incertezza angolare pari a $\langle \theta \rangle = \frac{21 \text{ MeV}}{pc\beta} \sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_0}}$. Distribuzione laterale e longitudinale sono trattate in modo indipendente e scorrelato.

Sebbene queste approssimazioni non sempre conducano a risultati consistenti con i dati sperimentali, sono molto utili per avere stime quantitative di alcune grandezze caratteristiche delle cascate elettromagnetiche.

L'evoluzione del numero medio di elettroni in funzione della profondità atmosferica nell'Approssimazione B è ben descritta dalla formula di Greisen [34]:

$$N_e(E_0, s, t) = \frac{0.31}{\sqrt{y}} e^{t(1-1.5\ln(s))} \quad (2.1)$$

$$s = \frac{3t}{t + 2y} \quad (2.2)$$

$$y = \ln\left(\frac{E_0}{E_c}\right) \quad (2.3)$$

dove t è la profondità atmosferica in lunghezze di radiazione, s è il "parametro di età dello sciame", E_0 è l'energia del primario e E_c è l'energia critica nell'aria ($\simeq 81 \text{ MeV}$). Il parametro di età tiene conto dello stadio di sviluppo dello sciame:

- $s < 1$ indica che lo sciame si trova prima del suo massimo sviluppo.
- $s = 1$ punto di massimo.
- $s > 1$ indica che lo sciame si trova oltre il suo massimo sviluppo.

Risolvendo le equazioni di sciame in Approssimazione C Nishimura, Kamata e Greisen (NKG) ricavarono la seguente forma funzionale per descrivere la distribuzione laterale degli elettroni rispetto all'asse dello sciame (formula di Nishimura - Kamata - Greisen) [35]:

$$f\left(\frac{r}{r_M}, s, E_0\right) = C(s) \cdot \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2} \cdot \left(\frac{r}{r_M + 1}\right)^{s-4.5} \quad (2.4)$$

$$C(s) = \frac{\Gamma(s) \cdot \Gamma(4.5 - 2s)}{\Gamma(4.5 - s)} \quad (2.5)$$

$$r_M = \frac{73.5}{P - 0.07} \cdot \left(\frac{T}{273}\right) \quad (2.6)$$

dove $C(s)$ è una costante di normalizzazione, r_M è il "raggio di Molire" espresso in funzione della temperatura T (in Kelvin) e della pressione P (in atm) del luogo di osservazione ed s è il parametro d'età (vedi eq. 2.2). Il

raggio di Moliere è un parametro di contenimento laterale: entro $3.5 r_M$ è contenuto il 99% dell'energia di uno sciame. A $2000 m s.l.m.$ si calcola $r_M \simeq 100 m$, mentre a $4300 m s.l.m.$ $r_M \simeq 133 m$.

La distribuzione laterale si estende pertanto per centinaia di metri, con densità decrescente all'aumentare della distanza dal *core*, punto d'impatto al suolo dell'asse dello sciame. Le particelle più lontane sono quelle meno energetiche che quindi vengono maggiormente diffuse. L'energia media delle particelle, quindi, diminuisce all'aumentare della distanza dal *core*.

2.1.3 Studio degli EAS mediante MonteCarlo

Le approssimazioni analitiche descritte forniscono una buona rappresentazione delle proprietà medie dello sviluppo di un EAS ma non riescono a riprodurre gli effetti dovuti alle fluttuazioni.

Nessuno sciame si comporta infatti come lo sciame medio: le fluttuazioni dominano la maggior parte dei processi fisici. La profondità a cui avviene la prima interazione è il principale fattore che caratterizza lo sviluppo di uno sciame. Una particella di bassa energia che penetra in profondità nell'atmosfera prima di interagire può avere al suolo lo stesso numero di particelle di uno sciame più energetico ma che ha avuto una prima interazione anticipata. In ogni caso, anche se l'altezza della prima interazione fosse fissata, il numero di particelle che raggiungono il suolo varierebbe ancora molto a causa delle fluttuazioni nelle interazioni secondarie.

Per studiare le fluttuazioni dello sviluppo di uno sciame e le correlazioni tra i diversi osservabili è necessario costruire delle accurate simulazioni del processo di cascata con metodo MonteCarlo. Solo in questo modo è infatti possibile indagare la risposta di un apparato ad un EAS ottimizzandone la sensibilità.

Numerosi codici di calcolo sono stati sviluppati nel corso degli anni, ma solo nell'ultimo decennio, grazie alla sempre maggiore disponibilità di potenza di calcolo, è stato possibile costruire simulazioni MonteCarlo molto sofisticate ed accurate. Questi codici includono tutte le interazioni coinvolte con particolare riguardo alla trattazione dello scattering multiplo, fonte del maggiore contributo allo sparpagliamento laterale.

I principali risultati così ottenuti possono essere riassunti come segue:

- Sviluppo longitudinale: La forma funzionale che descrive l'andamento dello sviluppo longitudinale di uno sciame ottenuto in Approssimazione B (eq. 2.1) è confermata ma si è resa necessaria una riparametrizzazione. Le figure 2.2 e 2.3 mostrano un confronto tra i risultati di una simulazione MonteCarlo (codice EPAS) ed una opportuna riparametrizzazione dell'equazione 2.1, per elettroni e fotoni secondari di sciame indotti da γ [36]. La dipendenza del numero medio di elettroni $\langle N_e \rangle$ e di fotoni $\langle N_\gamma \rangle$ in funzione dell'energia del primario

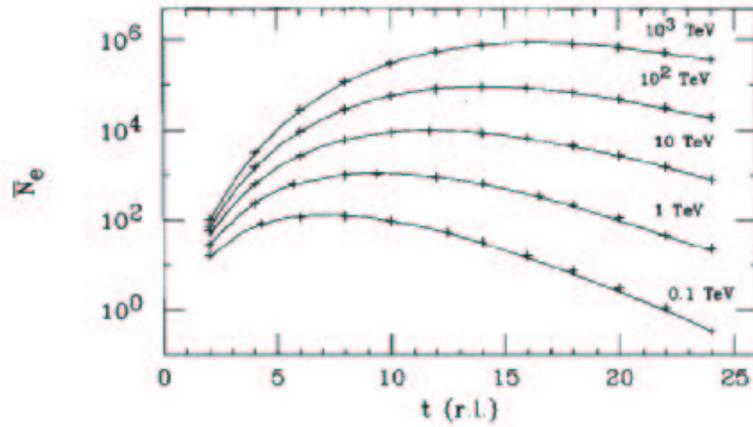


Figura 2.2: Confronto tra i risultati di una simulazione MonteCarlo con il codice EPAS (croci) ed una opportuna riparametrizzazione dell'equazione di Greisen (linea) per la componente elettronica in funzione della profondità atmosferica in lunghezze di radiazione per sciami indotti da γ di diverse energie.

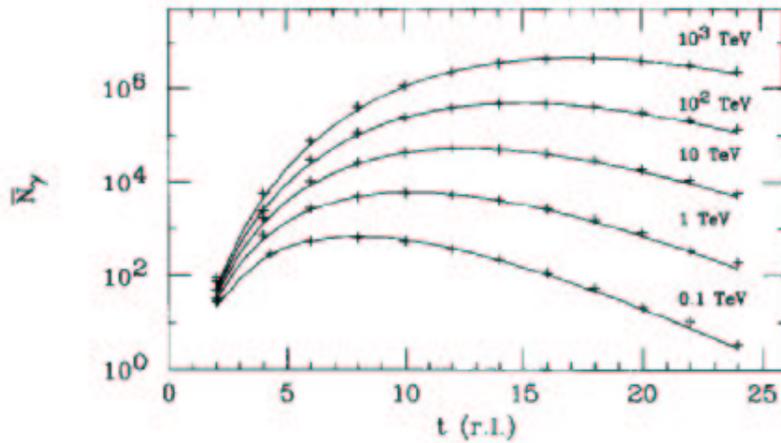


Figura 2.3: Confronto tra i risultati di una simulazione MonteCarlo con il codice EPAS (croci) ed una opportuna riparametrizzazione dell'equazione di Greisen (linea) per la componente fotonica in funzione della profondità atmosferica in lunghezze di radiazione per sciami indotti da γ di diverse energie.

Energia (TeV)	$\langle N_{ch} \rangle$	$\langle N_\gamma \rangle$	$\langle N_e \rangle$	$\frac{\langle N_\gamma \rangle}{\langle N_e \rangle}$
0.070	6.8	57.5	6.8	8.5
0.300	59.0	450.0	58.9	7.6
0.500	122.5	891.5	122.3	7.3
1	313.0	2205.1	310.6	7.1
3	1282.5	8604.3	1280.4	6.7
5	2392.2	15702.8	2387.2	6.6

Tabella 2.1.1: Numero medio di particelle cariche ($\langle N_{ch} \rangle$), di fotoni ($\langle N_\gamma \rangle$) e di elettroni e positroni ($\langle N_e \rangle$) per sciami indotti da γ .

è mostrata nel grafico in alto della figura 2.4. E' importante notare che ad 1 TeV, alla quota di YBJ, il numero di fotoni è circa 7 volte maggiore di quello degli elettroni (vedi tabella 2.1.1).

- **Fluttuazioni:** Le dispersioni intorno al valor medio del numero di elettroni e di fotoni seguono evoluzioni complicate e dipendono molto sia dallo stadio di evoluzione dello sciame che dall'energia delle particelle secondarie. Il logaritmo del numero di elettroni è distribuito secondo una gaussiana. Le fluttuazioni sono minime in prossimità della profondità del massimo sviluppo dello sciame come si può vedere in figura 2.5 dove è mostrata la dipendenza della dispersione relativa σ_d/\bar{N}_e rispetto alla profondità atmosferica t ($\sigma_d^2 = (\sum_{i=1}^n (N_i - \bar{N}_e)^2) / (n - 1)$) [36]. E' importante notare che alla quota di YBJ ($t \sim 16$ r.l.) il numero di particelle cariche aumenta quasi di un fattore 10 e la dispersione relativa è più piccola di un fattore 2.7 rispetto a quelle ottenute alla quota di 2000 m del G. Sasso ($t \sim 22$ r.l.).
- **Distribuzione laterale:** La validità della forma funzionale della NKG (equazione 2.4) è confermata dagli studi con simulazioni MonteCarlo, ma anche in questo caso è necessaria una sua riparametrizzazione. In realtà se per la componente fotonica l'accordo è ottimo, per quella elettronica è necessario ridefinire il raggio di Moliere: $r'_M = r_M/2$ [36]. In sostanza la distribuzione laterale dei fotoni è più piatta di quella elettronica: a grande distanza dal *core* ci sono più fotoni che elettroni. Questo conferma che, almeno nelle cascate puramente elettromagnetiche, la componente fotonica percorre un cammino maggiore di quella elettronica dato che non subisce perdite di energia per ionizzazione. Nelle figure 2.6 e 2.7 è mostrato il confronto tra i risultati di una simulazione MonteCarlo (codice EPAS) ed una riparametrizzazione delle distribuzioni laterali sia per la componente elettronica che per quella fotonica di sciami generati da γ di diverse energie [36].

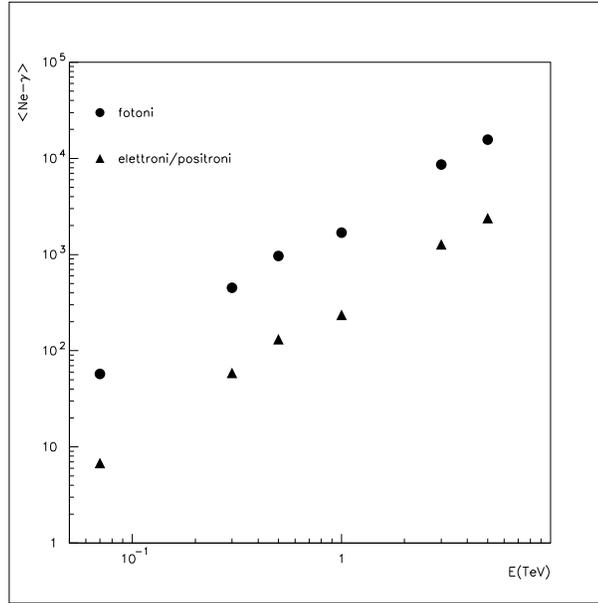


Figura 2.4: Numero medio di elettroni (triangoli) e fotoni (cerchi) in funzione dell'energia del primario alla quota di YBJ.

2.2 Distribuzione temporale degli EAS

Lo sviluppo di apparati al suolo dedicati all'astronomia γ e quindi all'identificazione di sorgenti, ha reso necessario uno studio accurato della distribuzione temporale e dello "spessore" degli EAS. Infatti tramite la misura dei tempi d'arrivo delle particelle secondarie si riesce a ricostruire la direzione del γ primario e quindi la posizione della sorgente: solo con un'approfondita conoscenza della forma del profilo temporale e dello "spessore" del disco è possibile ottimizzare la risoluzione angolare di un apparato al suolo.

Uno sciame atmosferico può essere schematizzato come un disco sottile di particelle perpendicolare alla direzione del primario [50]. Considerando i tempi di arrivo delle particelle di un tipico sciame dovuto ad un γ verticale di 1 TeV in funzione della distanza dal *core* (vedi figura 2.8) si osserva che lo "spessore" temporale del disco aumenta al crescere della distanza dall'asse. La linea rossa in figura 2.8 ci dà un'idea del "fronte dello sciame". Infatti esso è in genere definito come l'insieme delle particelle che per prime colpiscono il rivelatore ad una data distanza dal *core*. Queste tipicamente sono le particelle più energetiche dello sciame.

La figura 2.9 mostra i tempi medi (mediati su più sciami) d'arrivo delle particelle del fronte dello sciame (le cosiddette "prime particelle") in funzione della distanza dal *core* per la componente elettronica e fotonica di sciami indotti da γ di 10 TeV alla quota di YBJ. Come si può notare i fotoni,

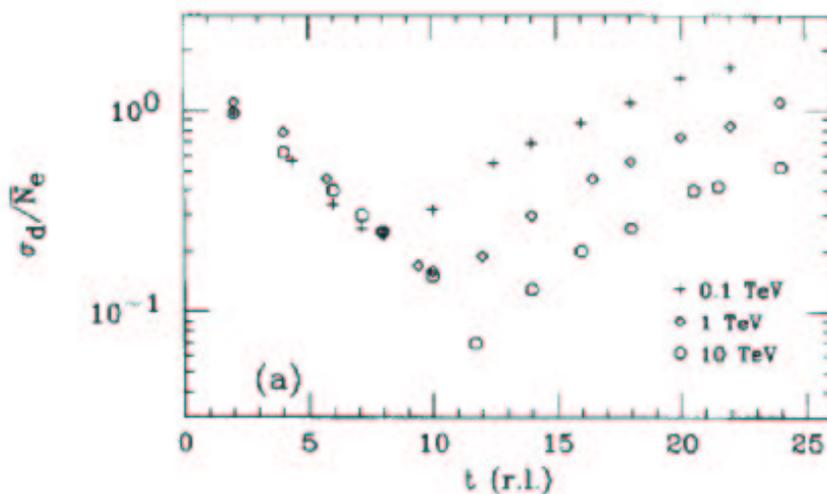


Figura 2.5: Dispersione relativa σ_d/\bar{N}_e in funzione della profondità atmosferica per elettroni dovuti a γ di diverse energie.

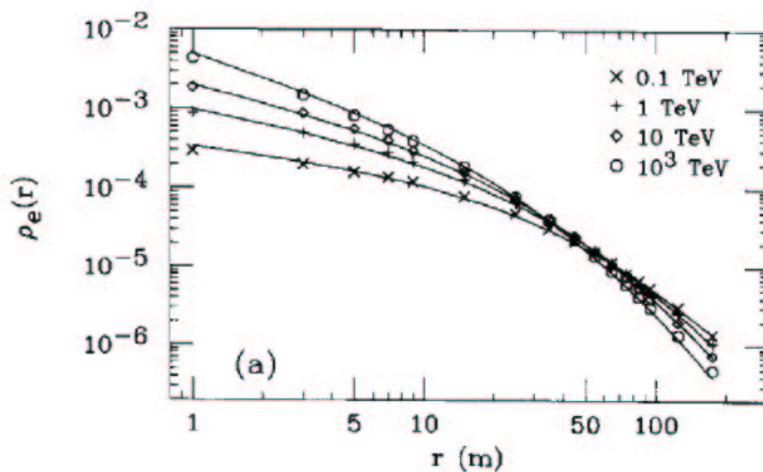


Figura 2.6: Confronto tra i risultati di una simulazione MonteCarlo con il codice EPAS (simboli) ed una opportuna riparametrizzazione dell'equazione NKG (linea) per la componente elettronica di sciame indotti da γ di diverse energie simulati alla quota di YBJ [36]. I punti si riferiscono alla funzione $\rho_e(r) = \frac{\Delta_e(r)}{N_e}$ (espressa in m^{-2}), dove N_e è il numero totale di elettroni e $\Delta_e(r)$ è la loro densità ad una distanza r dall'asse dello sciame.

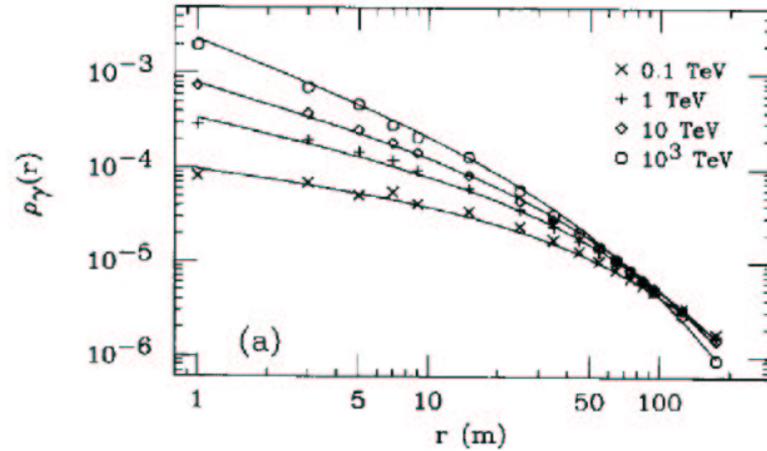


Figura 2.7: Confronto tra i risultati di una simulazione MonteCarlo con il codice EPAS (simboli) ed una opportuna riparametrizzazione dell'equazione NKG (linea) per la componente fotonica di sciame indotti da γ di diverse energie simulati alla quota di YBJ. I punti si riferiscono alla funzione $\rho_\gamma(r) = \frac{\Delta_\gamma(r)}{N_\gamma}$ (espressa in m^{-2}), dove N_γ è il numero totale di fotoni e $\Delta_\gamma(r)$ è la loro densità ad una distanza r dall'asse dello sciame.

data la maggiore velocità, hanno tempi medi d'arrivo inferiori a quelli degli elettroni. Il profilo del fronte assume una forma parabolica più pronunciata per la componente elettronica che per quella fotonica. Inoltre le fluttuazioni di t_1 attorno al suo valor medio $\langle t_1 \rangle$ sono estremamente ridotte (vedi figura 2.10), infatti entro 15 m dal *core* dopo 12 ns è arrivato più del 90% delle prime particelle [36].

Purtroppo non sempre le particelle rivelate coincidono con le prime particelle dello sciame. Gli effetti di campionamento introdotti dal particolare dispositivo sperimentale, dimensione finita dei rivelatori e loro risoluzione temporale, possono comportare un aumento delle fluttuazioni di t_1 con un "allargamento" della sua distribuzione. È pertanto di fondamentale importanza, come vedremo, avere un campionamento diffuso ed un'ottima risoluzione temporale.

Le risoluzioni finite degli apparati rendono necessaria la conoscenza accurata delle caratteristiche dello "spessore" del disco. Anche lo "spessore" del fronte è funzione della distanza dal *core*. Questo effetto è chiaramente visibile dalla figura 2.11 dove sono riportate le distribuzioni temporali in funzione della distanza dal *core* per sciame indotti da γ verticali di diverse energie (500 GeV, 1 TeV e 5 TeV).

Queste distribuzioni non hanno una forma gaussiana ma sono caratterizzate da una lunga coda che si estende a ritardi ≥ 10 ns già per distanze che

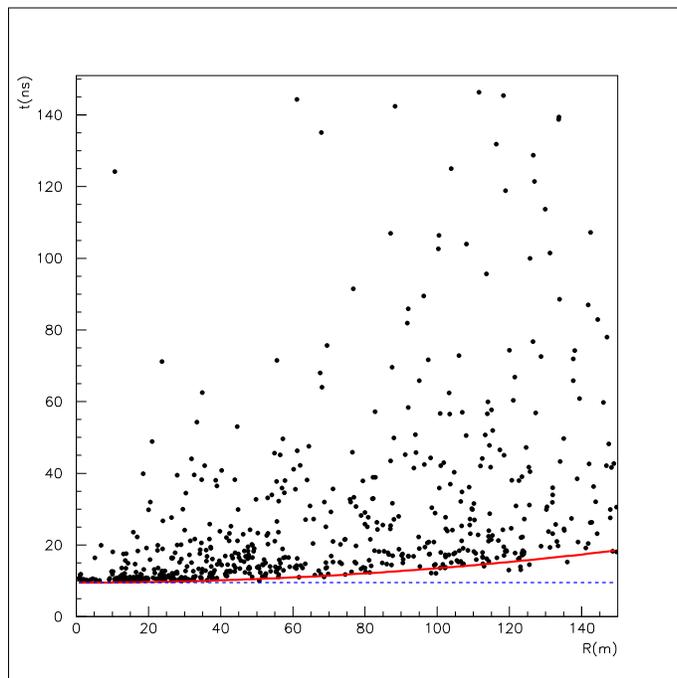


Figura 2.8: I tempi di arrivo delle particelle cariche di un evento tipico dovuto ad un γ verticale di 1 TeV generato alla quota di YBJ in funzione della distanza dal *core*. Ai tempi è stato aggiunto un *offset* di 10 ns .

superano i 10 m dal *core*. Ciò è dovuto all'aumento del percorso effettivo delle particelle a causa principalmente dello scattering multiplo. Le particelle meno energetiche, maggiormente deviate, sono presenti soprattutto a grandi distanze dal core, infatti a 50 m dall'asse dello sciame hanno anche ritardi $\geq 70 \text{ ns}$ (vedi figura 2.8).

Queste particelle (di energie dell'ordine dei MeV) influiscono negativamente sulla risoluzione angolare e quindi sulla ricostruzione della direzione del primario. E' possibile eliminarle essenzialmente in due modi: con uno strato di convertitore posto sui rivelatori che le assorba o attraverso una opportuna strategia di ricostruzione della direzione del primario. Una parte rilevante di questo lavoro di tesi è proprio l'ottimizzazione di una procedura di minimizzazione che ne riduca il peso.

Dalla figura 2.11 si può inoltre notare che la distribuzione dei tempi d'arrivo delle particelle di uno sciame ad una data profondità dipende poco dall'energia del primario. Ciò è mostrato anche in figura 2.12 dove sono riportati i ritardi temporali medi relativi agli eventi di figura 2.11.

Le fluttuazioni temporali dipendono principalmente dall'energia delle particelle secondarie e dalla loro distanza dall'asse. La radice quadratica

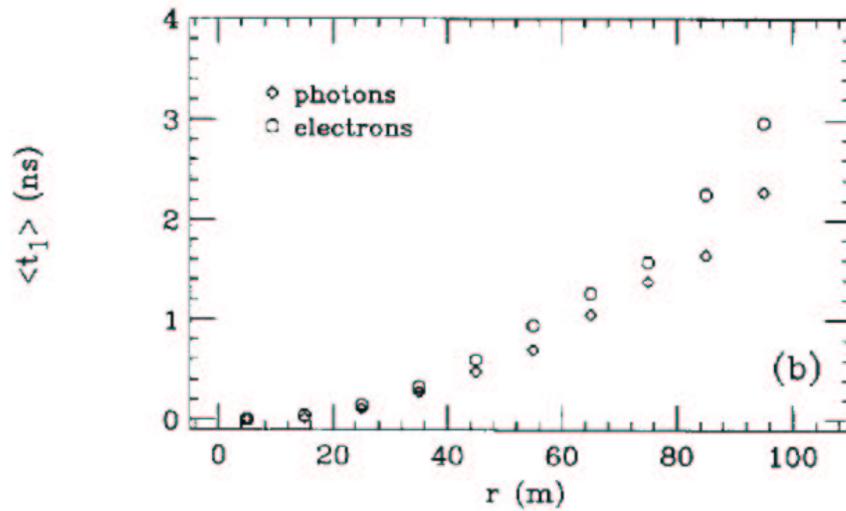


Figura 2.9: Tempi medi d'arrivo della prima particella campionati su un'area di 1 m^2 in funzione della distanza dal *core* per la componente elettronica (cerchi) e fotonica (rombi) di sciame indotti da γ di 10 TeV alla quota di YBJ.

media ($RMS = (\sum_{i=1}^n (t_i - \bar{t})^2) / (n - 1)$) in funzione della distanza dal *core*, calcolata per gli sciame di figura 2.11, è riportata nella parte in basso della figura 2.12. La RMS dà una stima dello “spessore” di un EAS: esso varia da $\sim 5 \text{ ns}$ a 5 m dall'asse, a $\sim 35 \text{ ns}$ a 100 m . Come si può osservare la pendenza $d \langle t \rangle / dr$ non è costante: anche il ritardo temporale medio mostra un andamento parabolico al crescere della distanza dal *core*.

Dall'esame del fronte dello sciame (figura 2.9), possiamo schematicamente concludere che un EAS si presenta con un profilo piano fino a $\sim 20 \text{ m}$ dal *core*. Fino a $\sim 40 \text{ m}$ può essere approssimato con un cono di apertura $\alpha \simeq 0.013 \text{ ns/m}$, mentre per distanze maggiori il profilo assume una forma decisamente parabolica [36].

Studiando separatamente i tempi di arrivo medi della componente elettronica e fotonica di sciame indotti da γ si osserva che il valore medio dei tempi d'arrivo dei fotoni è maggiore di quello degli elettroni a causa di una maggiore presenza di fotoni ritardati di bassa energia a grandi distanze dall'asse dello sciame. Infatti a parità di energia i fotoni possono percorrere una maggiore distanza rispetto agli elettroni dato che questi ultimi subiscono perdite di energia per ionizzazione e sono più facilmente assorbiti [36]. Pertanto lo “spessore” della componente fotonica a grandi distanze dal *core* tende ad essere maggiore dello “spessore” della componente elettronica (vedi figura 2.13). A 50 m dal *core*, il tempo di ritardo medio di un elettrone è

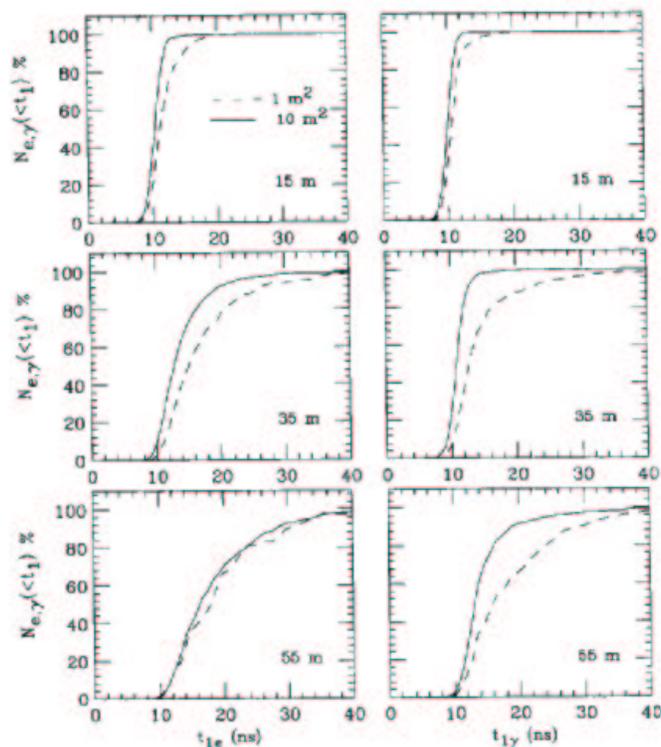


Figura 2.10: Distribuzione integrale dei tempi di arrivo del primo elettrone (grafici a sinistra) e fotone (grafici a destra) alla quota di YBJ campionati su due diverse area: 1 m^2 e 10 m^2 . Gli sciami sono indotti da γ di 10 TeV .

$\sim 10 \text{ ns}$, corrispondente a $\sim 3 \text{ m}$ di “spessore” medio dello sciame, mentre il tempo di ritardo medio per un fotone è $\sim 15 \text{ ns}$ che corrisponde ad uno “spessore” di $\sim 5 \text{ m}$.

Dall’esame dei risultati di queste simulazioni, possiamo schematicamente concludere che:

- Il profilo di un EAS è piano fino a $\sim 20 \text{ m}$ dal *core*. Entro $\sim 40 \text{ m}$ lo si può approssimare con un cono di apertura $\alpha \simeq 0.013 \text{ ns/m}$, mentre per distanze maggiori il profilo assume una forma parabolica.
- I tempi di ritardo medi e lo “spessore” dello sciame aumentano con la distanza dal *core*.
- Alla quota di YBJ le fluttuazioni della prima particella su un’area prefissata sono molto ridotte. Inoltre i fotoni hanno una distribuzione dei tempi medi $<t_1>$ più piatta, in funzione della distanza dal *core*, rispetto a quella degli elettroni.

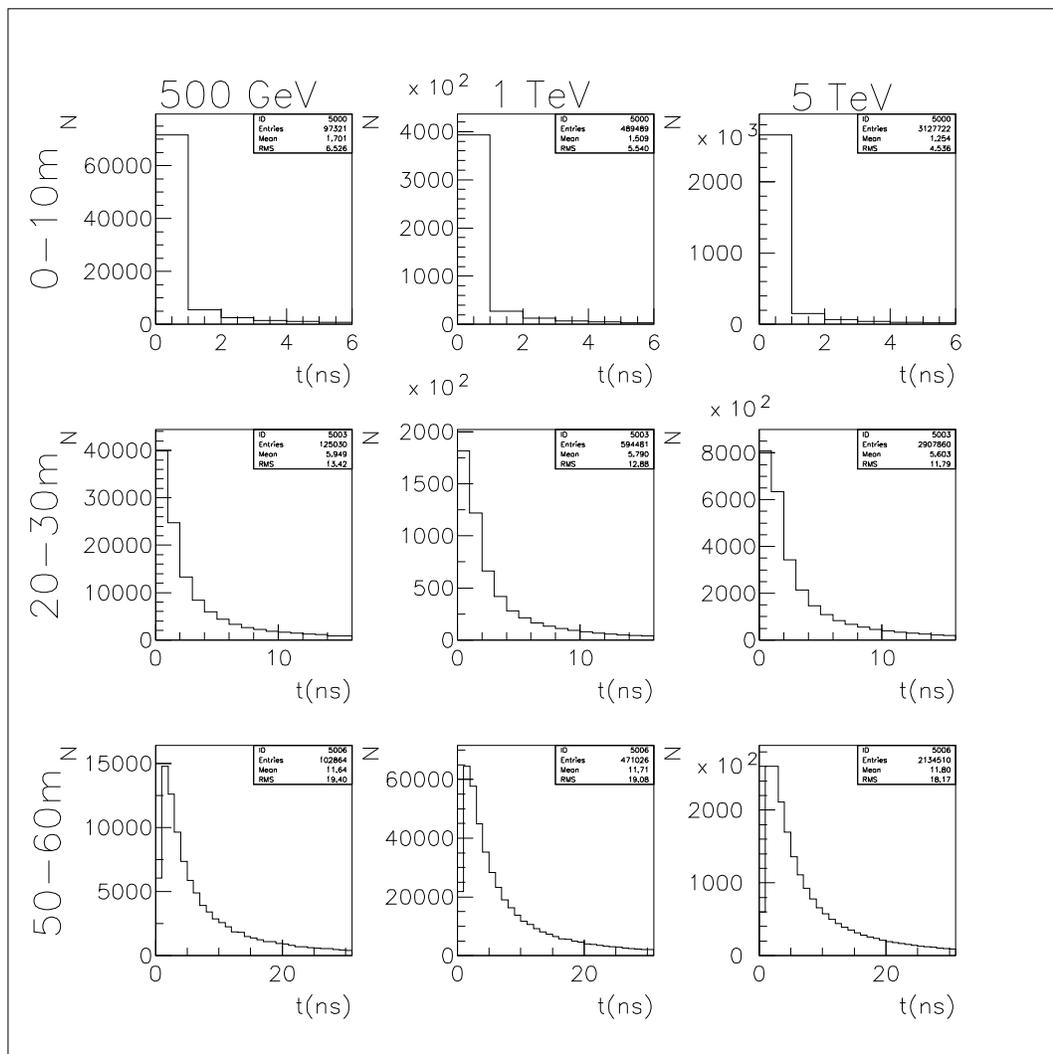


Figura 2.11: Distribuzione dei tempi d'arrivo delle particelle alla quota di YBJ in funzione della distanza dal *core*. Gli sciami sono indotti da γ verticali di 500 GeV (prima colonna), da 1 TeV (seconda colonna), da 5 TeV (terza colonna).

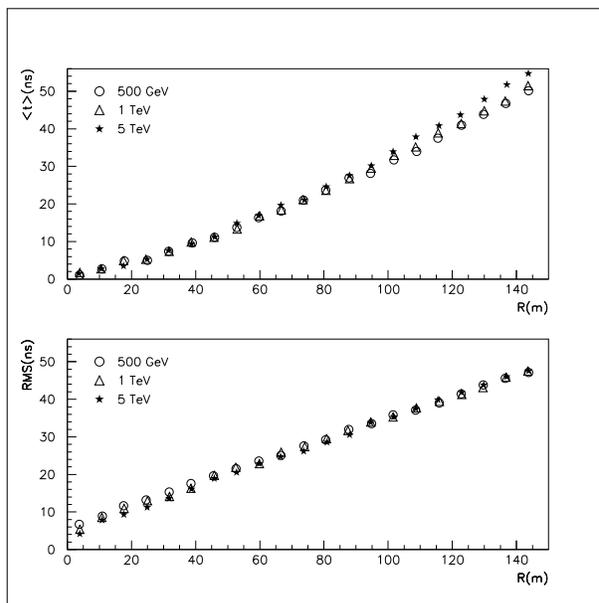


Figura 2.12: Tempi medi d'arrivo e RMS delle particelle dello sciame in funzione della distanza dal *core* per sciame indotti da γ verticali di diverse energie campionati alla quota di YBJ.

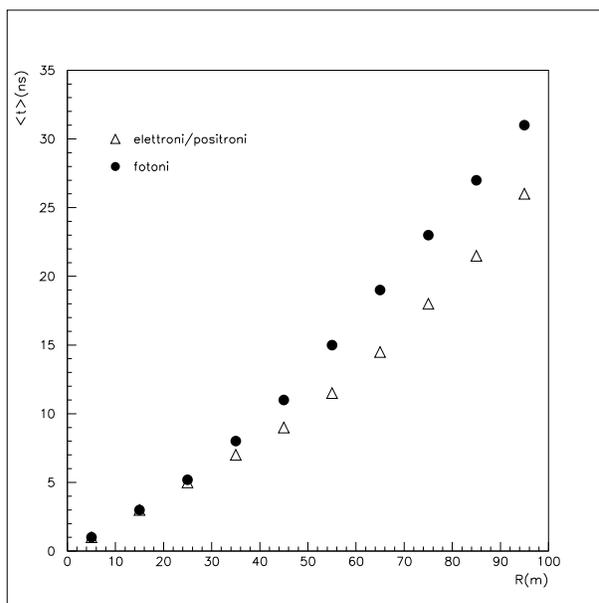


Figura 2.13: Tempi medi d'arrivo della componente fotonica (cerchi) ed elettronica (triangoli) di sciame generati da γ di 1 TeV alla quota di YBJ.

Tuttavia, come ricordato, la presenza di un dispositivo sperimentale può mutare non poco questa rappresentazione. Nei prossimi paragrafi, si studierà accuratamente la risposta di un apparato come ARGO-YBJ a sciame di energia nell'intervallo $100 \text{ GeV} \rightarrow 50 \text{ TeV}$.

2.3 Effetto di un convertitore

Come discusso nel Capitolo 1, l'unico modo per abbassare l'energia di soglia di un apparato di sciame è quello di aumentare il numero di particelle cariche rivelate. Una volta posto il rivelatore ad altissima quota, quindi più vicino al massimo sviluppo degli EAS, l'altra possibilità è di sfruttare la componente fotonica trasformandola in segnale rivelabile.

Come visto nei precedenti paragrafi il numero medio di elettroni e fotoni varia quasi linearmente con l'energia ma alla quota di YBJ (4300 m s.l.m.) il contenuto di fotoni di un EAS è circa 7 volte quello degli elettroni. Di conseguenza, la rivelazione degli sciame di energia $\leq 1 \text{ TeV}$ risulta facilitata se si sfrutta anche la componente fotonica. A causa della differente distribuzione laterale il rapporto N_γ/N_e dipende dalla distanza dal core. Ad esempio, per $E_\gamma \sim 500 \text{ GeV}$ entro un cerchio di 50 m di raggio intorno all'asse dello sciame è contenuto il 50% di tutti gli elettroni ed il 25% di tutti i fotoni e pertanto risulta che $N_\gamma(r \leq 50 \text{ m}) \approx 3.5N_e(r \leq 50 \text{ m})$.

La trasformazione di fotoni in particelle cariche rivelabili può essere facilitata facendo propagare i γ in un materiale convertitore. Questo mezzo può essere l'acqua, come nel caso del rivelatore MILAGRO [29], o il piombo come nel caso di ARGO-YBJ [30].

Le conseguenze della presenza di uno strato di materiale denso ad alto Z sui rivelatori sono le seguenti [37]:

1. Gli elettroni di bassa energia ($E_e \leq E_c \sim 7 \text{ MeV}$ per il piombo) possono essere assorbiti e non contribuiscono al segnale. Come discusso nel precedente paragrafo sono questi elettroni che formano le code non gaussiane delle distribuzioni temporali. Stessa sorte subiscono naturalmente anche i fotoni di bassa energia.
2. Gli elettroni di alta energia ($E_e > E_c$) possono amplificare il segnale attraverso processi moltiplicativi.
3. I fotoni di alta energia generano coppie e^+e^- , fornendo un ulteriore contributo al numero di particelle cariche rivelabili.

Scegliendo opportunamente lo spessore dello strato di convertitore e la sua distanza dal rivelatore, il numero di particelle guadagnato nei processi 2 e 3 eccede quello perso nel processo 1, con un aumento della componente elettronica N_e (cosiddetto "effetto di transizione" di Rossi) [33].

Il segnale così amplificato riduce le fluttuazioni temporali, contribuendo ad una migliore definizione del profilo dello sciame. Infatti le particelle convertite sono quelle più energetiche a ridosso del fronte della prima particella (vedi figura 2.9), mentre quelle di bassa energia assorbite sono le particelle che tendono a restare indietro e a dar luogo alle code molto ritardate.

La scelta di porre uno strato di piombo sui rivelatori di ARGO-YBJ è discussa nel proposal [30]. Si è calcolato che con 0.5 cm di Pb posti a 5 cm dal rivelatore si riesce ad ottenere un aumento del numero di particelle cariche di un fattore $\frac{N_e(>1 \text{ MeV})_{Pb}}{N_e(>1 \text{ MeV})_{noPb}} \approx 1.8$.

L'effetto dello strato di piombo sulla distribuzione temporale è discusso nel paragrafo §2.5.1.

In questo lavoro di tesi si approfondirà questo studio per meglio definire la posizione del convertitore.

2.3.1 Differenze tra sciame indotti da adroni e γ

La differenza principale tra EAS originati da adroni da quelli indotti da raggi γ è la presenza di cascate prodotte dalle interazioni adroniche dei nucleoni. I prodotti principali di una interazione adronica sono pioni (π^+ , π^- , π^0), particelle strane e antinucleoni. I pioni neutri decadono prevalentemente in due γ e ogni γ produce una cascata elettromagnetica. I pioni carichi ed i nucleoni secondari possono a loro volta generare una nuova cascata adronica. Il numero di particelle aumenta ad ogni interazione successiva ed il processo continua finché l'energia delle particelle scende al di sotto di $\sim 1 \text{ GeV}$, energia necessaria per la produzione multipla di pioni. La maggior parte dei pioni carichi decade producendo muoni:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.7)$$

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

Questi sono i principali processi di produzione di muoni negli sciame indotti da adroni. Il rapporto tra muoni ed elettroni/positroni prodotti è circa del 10% per sciame indotti da adroni.

Metodo classico per la discriminazione adrone/ γ è la misura del numero di muoni degli sciame. Confrontando il numero di muoni prodotti in sciame indotti da γ con quello in sciame indotti da adroni di uguale energia si ha:

$$\frac{N_\mu(\gamma)}{N_\mu(\text{adroni})} \approx 5\% \quad (2.9)$$

In realtà questo metodo è efficace solo per energie $> 20 \text{ TeV}$.

Uno sciame indotto da un adrone non solo presenta un maggior numero di muoni rispetto al caso di uno sciame indotto da γ ma è caratterizzato

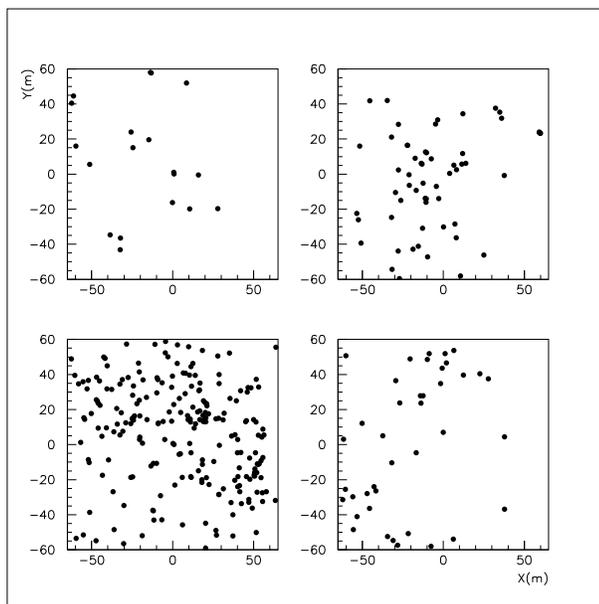


Figura 2.14: Distribuzione delle particelle cariche alla quota di YBJ di sciame generati da protoni di 1 TeV .

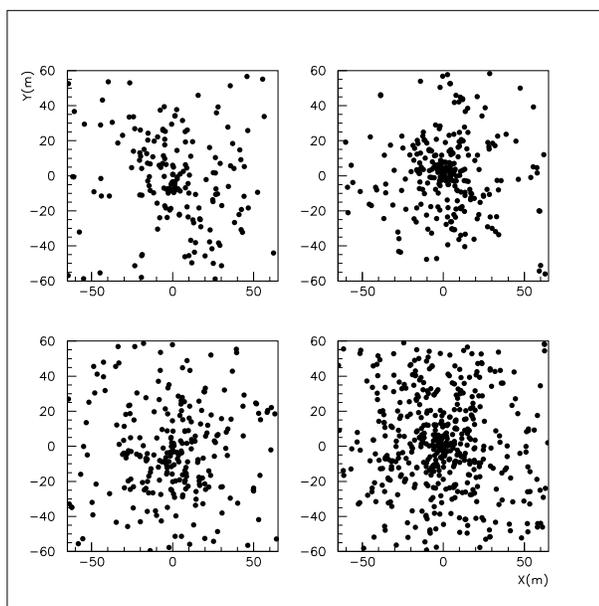


Figura 2.15: Distribuzione delle particelle cariche alla quota di YBJ di sciame generati da fotoni di 1 TeV .

anche da una diversa distribuzione spaziale e dal numero di particelle che raggiungono il suolo, ovvero sulla “topologia dello sciame”.

Il momento trasverso acquisito da una particella in un'interazione adronica è $350 \text{ MeV}/c$ [38]. A causa di ciò le cascate nucleoniche tendono ad avere una struttura a *multi-core*, e cioè con raggruppamenti di particelle lontani dal *core* dello sciame. Il risultato è che gli sciame indotti da adroni sono molto più caotici di quelli indotti da raggi γ , che tendono ad avere una forma più regolare e simmetrica.

Le figure 2.14 e 2.15 mostrano la distribuzione laterale delle particelle che raggiungono il suolo, alla quota di YBJ, per sciame generati rispettivamente da protoni e γ verticali con energia di 1 TeV .

La differenza nella distribuzione delle particelle è evidente e si nota che i γ tendono a produrre più particelle dei raggi cosmici adronici di pari energia, si veda anche la figura 2.16 e la tabella 2.3.2. Questo perché negli sciame indotti da raggi cosmici parte dell'energia è portata via dai muoni che non interagiscono facilmente, rendendo minore l'energia utilizzabile nella produzione di nuove particelle. Questa differenza topologica è molto utile per la discriminazione adrone/ γ determinando una più semplice eliminazione degli eventi di fondo [39]. La selezione contribuisce al miglioramento della sensibilità con un $Q_f \geq 1$. Inoltre le differenze nella distribuzione e nel numero di particelle comporta differenti aree efficaci per adroni e γ determinando un fattore $R \sim 2$ (per maggiori dettagli si rimanda a [30]).

La figura 2.17 mostra i tempi medi d'arrivo e le relative dispersioni in funzione della distanza dal *core* per sciame prodotti da protoni e γ . Anche se i comportamenti medi dei due sciame hanno caratteristiche differenti è difficile definire una procedura che permetta il riconoscimento evento per evento di uno sciame indotto da γ da uno indotto da un adrone questo soprattutto a causa delle fluttuazioni.

Il problema della discriminazione adrone/ γ per un apparato di sciame è una delle questioni ancora aperte sulle quali è necessario sviluppare uno studio accurato.

2.4 L'esperimento ARGO-YBJ

Una delle caratteristiche che un apparato per misure di astronomia γ al suolo deve avere è la possibilità di osservazioni continue in un'ampia porzione di cielo¹.

Il progetto ARGO-YBJ [30] (Astrophysical Radiation with Ground-based

¹Deve cioè guardare in tutte le direzioni come faceva il mostro mitologico Argo, da cui prende il nome l'esperimento ARGO-YBJ. Questi dotato di 100 occhi, ricevette da Era l'incarico di sorvegliare Io, amata da Zeus. Argo fu ucciso da Ermete e i suoi occhi furono trasferiti da Era nella coda del pavone.

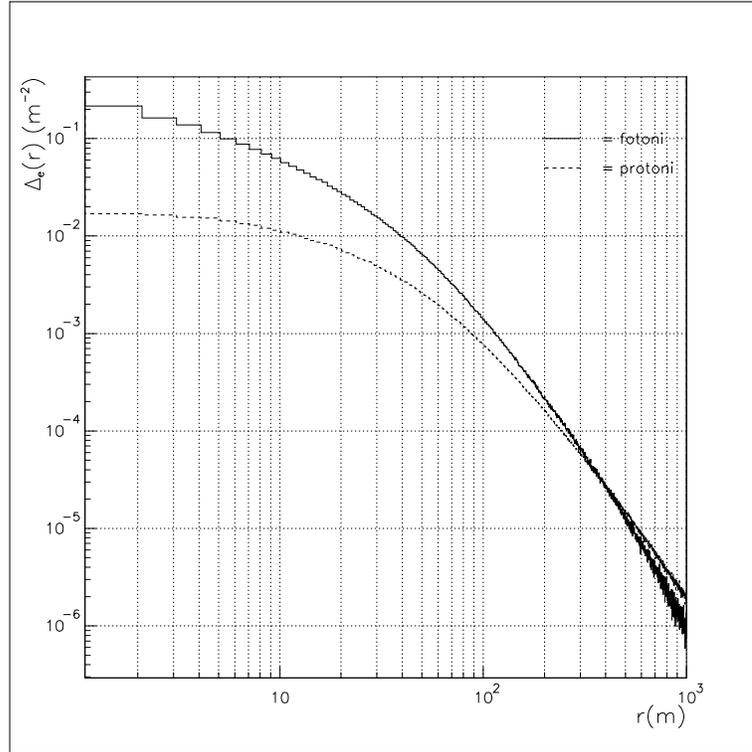


Figura 2.16: Distribuzione laterale degli elettroni in sciame generati da protoni (linea tratteggiata) e da fotoni (linea continua) di energia 1 TeV che si sviluppano alla quota di YBJ.

Energia (TeV)	γ			protoni		
	$\langle N_{ch} \rangle$	$\langle N_{\gamma} \rangle$	$\langle N_e \rangle$	$\langle N_{ch} \rangle$	$\langle N_{\gamma} \rangle$	$\langle N_e \rangle$
0.300	59.0	450.0	58.9	45.1	217.5	32.6
0.500	122.5	891.5	122.3	80.7	412.2	62.1
1	313.0	2205.1	310.6	184.2	989.7	152.4

Tabella 2.3.2: Numero medio di particelle cariche ($\langle N_{ch} \rangle$), di fotoni ($\langle N_{\gamma} \rangle$) e di elettroni e positroni ($\langle N_e \rangle$) per sciame indotti da γ e protoni.

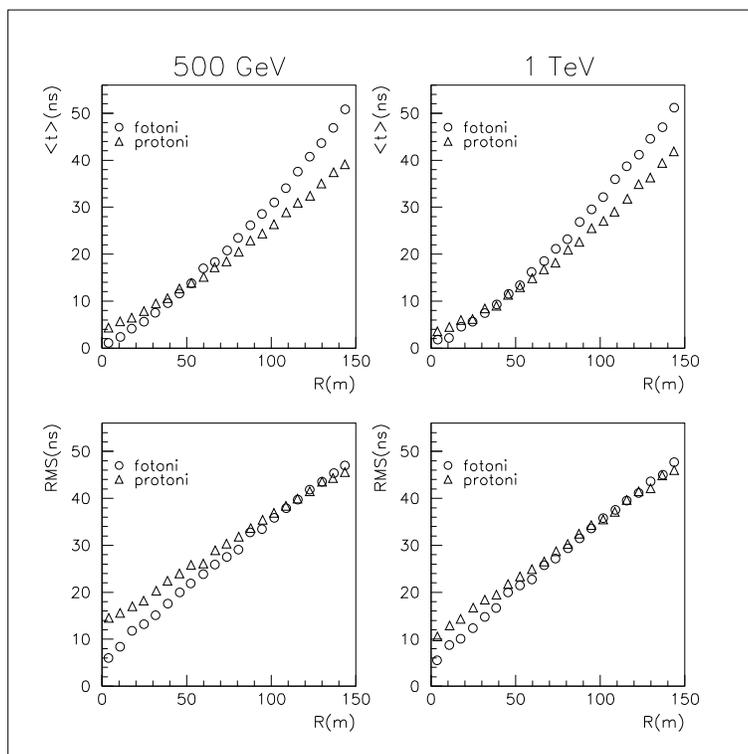


Figura 2.17: Tempi medi d'arrivo e relative dispersioni (RMS) alla quota di YBJ per sciame generati da fotoni (cerchi) e da protoni (triangoli) in funzione della distanza dal *core*. Nella prima colonna l'energia dei primari è 500 GeV , nella seconda è 1 TeV .

Observatory at YangBaJing) nasce con l'obiettivo di realizzare un rivelatore con un ampio campo di vista e con elevato un *duty-cycle*.

Trattandosi di un rivelatore di sciame estesi a copertura totale (*full coverage*) a differenza degli apparati tradizionali in grado di campionare $\approx 1\%$ delle particelle di uno sciame a causa della struttura discreta del rivelatore, ARGO-YBJ consente di rivelare una larga frazione delle particelle di uno sciame fornendone un'accurata immagine spazio-temporale. La struttura continua permette studi topologici sulla distribuzione delle particelle sul piano del rivelatore, importanti per comprendere meglio le differenze tra sciame generati da fotoni e sciame indotti da adroni e, quindi, per poter meglio discriminare il segnale dovuto ai γ dagli eventi di fondo. Questa caratteristica permette anche di abbassare l'energia di soglia rispetto a quella degli apparati tradizionali, perchè consente lo studio di sciame con piccola *size*. Il rivelatore è situato ad alta quota (4300 m s.l.m), in modo da ridurre ulteriormente l'energia di soglia perchè, la riduzione dello spessore

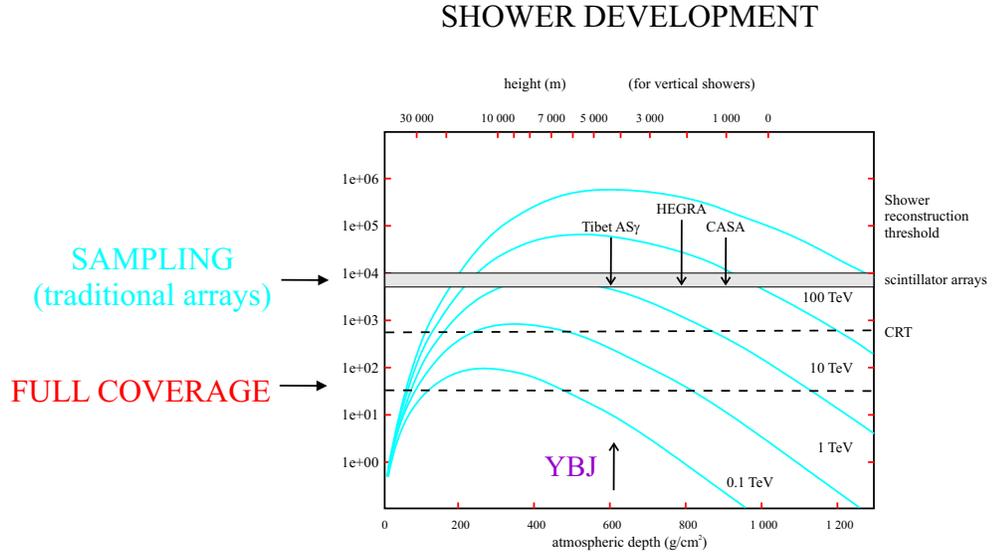


Figura 2.18: Sviluppo longitudinale per la componente elettronica in funzione della profondità atmosferica in lunghezze di radiazione per sciame indotti da γ di diverse energie. Nella figura sono evidenziate le soglie degli apparati al suolo tradizionali e di ARGO-YBJ.

dell'atmosfera fa aumentare il numero di particelle secondarie che possono raggiungere il suolo. Infatti, ad altitudini ≥ 4000 m il numero medio di particelle di uno sciame supera di quasi un ordine di grandezza il numero di particelle dello stesso sciame ma rivelato a 2000 m. Inoltre, a bassa quota la *size* di sciame adronici è maggiore di quella di sciame fotonici, con il risultato che la probabilità di risposta del rivelatore, ovvero di *trigger*, è maggiore per eventi di fondo che di γ . Ciò implica che l'area efficace per i γ diminuisce rispetto a quella per gli adroni. La situazione si inverte ad alta quota consentendo una maggiore efficienza nella discriminazione segnale/fondo. Alla quota di ARGO-YBJ il fattore di merito $R = \sqrt{\frac{A_{eff}^{\gamma}}{A_{eff}^B}}$ raggiunge un valore di ≈ 2 per un'energia di 500 GeV [30].

Il guadagno in energia di soglia ottenuto con un apparato a copertura totale ad alta quota può essere quantificato come segue (vedi figura 2.18):

- Apparato di sciame a 2000 m, *sampling* $\approx 1\%$ $\Rightarrow E_{th} \cong 50 \div 100$ TeV
- Apparato continuo (*full coverage*) a 2000 m $\Rightarrow E_{th} \cong 3 \div 5$ TeV
- Apparato continuo a 4300 m (ARGO-YBJ) $\Rightarrow E_{th} \cong 300$ GeV

Queste prestazioni consentono di prevedere per ARGO-YBJ una sensibilità confrontabile con quella degli attuali apparati Cerenkov con il grande vantaggio di offrire un monitoraggio continuo di numerose sorgenti.

2.5 Il rivelatore

Il rivelatore dell'esperimento ARGO-YBJ prevede un tappeto, realizzato mediante Resistive Plate Chambers (RPC) [40], di circa 5800 m^2 (*carpet*) circondato da un "anello di guardia" (*guard ring*) parzialmente coperto da RPC che migliora le prestazioni del dispositivo aumentando l'area efficace per una migliore discriminazione tra gli eventi in prossimità del bordo ed eventi esterni (vedi figura 2.19).

Grazie alle sue caratteristiche, ARGO-YBJ rivela sciame indotti da γ in un intervallo di energie tra 300 GeV e 20 TeV .

Il rivelatore è costituito da 1848 camere di dimensioni $125 \times 280 \text{ cm}^2$. Ogni camera è ricoperta con 80 *strip* di dimensioni $6.7 \times 62 \text{ cm}^2$ realizzate in rame. Le *strip* sono collegate in OR a gruppi di 8 per formare l'unità fondamentale del sistema di rivelazione: la *pad*. Le *pad* sono quindi unità logiche e non fisiche, che insieme alle *strip* costituiscono il sistema di *Read Out*. Le *strip* forniscono le coordinate spaziali (con incertezza $\Delta x = 3.35 \text{ cm}$, $\Delta y = 31 \text{ cm}$), mentre le *pad* quella temporale. Le incertezze sulla determinazione delle coordinate spaziali sono del tutto irrilevanti sia per quanto riguarda la ricostruzione del *core* sia per la ricostruzione angolare comportando una incertezza massima $\Delta t = \frac{\Delta l}{c} \cdot \sin\theta \simeq \pm 0.7 \text{ ns}$ per sciame inclinati di $\theta = 45^\circ$.

Gli RPC sono contenuti in una "scatola" di dimensioni $128 \times 282 \times 5 \text{ cm}^3$. Le scatole consistono di due strati di *foam* isolante con lamine di alluminio incollate su entrambe i lati; oltre agli RPC, contengono le *strip* di lettura e l'elettronica di *Front End* (vedi figura 2.20). Dodici camere sono assemblate in moduli chiamati "CLUSTER" (vedi figura 2.21) che costituiscono l'unità elementare per il sistema di acquisizione dati (DAQ) e per la formazione del *trigger*.

Gli RPC sono dei rivelatori a gas che utilizzano un'elettronica piuttosto semplice, con un'alta percentuale di area utile e con basso costo di realizzazione. Il basso costo è un pregio fondamentale qualora siano necessarie grandi aree di rivelazione come nel caso di ARGO-YBJ. Un RPC è costituito da due elettrodi piani e paralleli di bachelite, caratterizzati da una alta resistività ($\geq 5 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$), separati da una *gap* di 2 mm riempita dal gas e mantenuti ad una differenza di potenziale di alcuni kV . Il meccanismo di funzionamento consiste nella ionizzazione del gas ad opera della particella incidente, nella moltiplicazione a valanga (a causa del forte campo elettrico) degli elettroni prodotti dalla ionizzazione e nella loro raccolta per deriva (*drift*) sull'anodo (vedi figura 2.22). L'uso degli elettrodi con alta resistività presenta due importanti vantaggi:

- Sono trasparenti al transiente di corrente generato dalla valanga nel gas: così si può raccogliere il segnale indotto sugli elettrodi esterni (le *strip*).

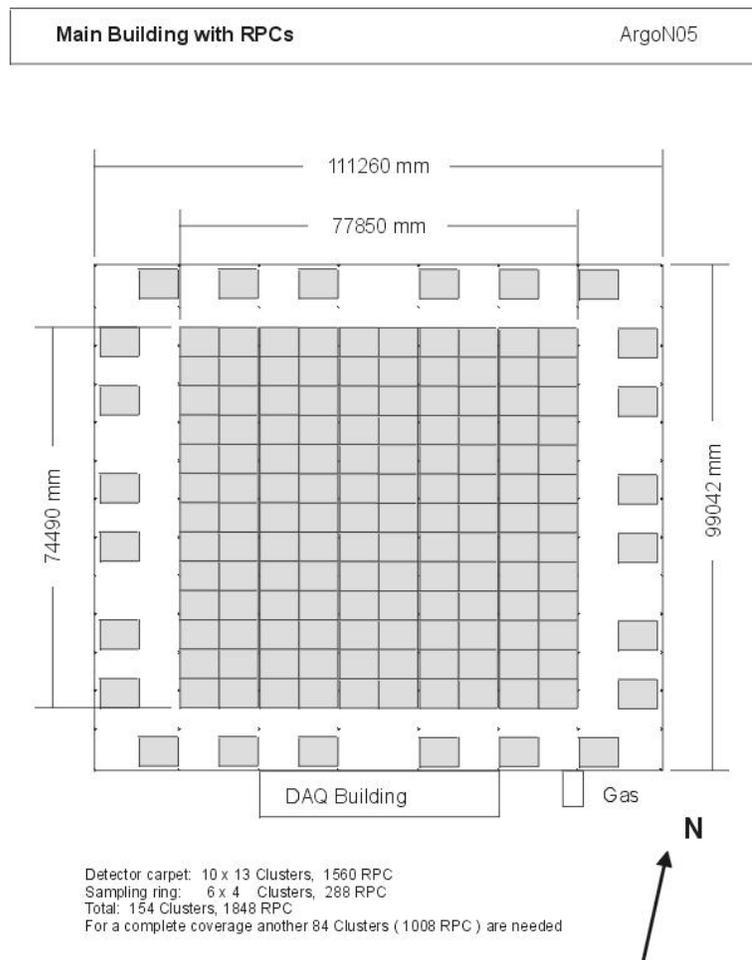


Figura 2.19: Il rivelatore visto dall'alto: la zona grigia è la parte attiva composta di una parte centrale (*carpet*) e di un "anello di guardia" (*guard ring*). I rettangoli (*cluster*) rappresentano una suddivisione logica del rivelatore.

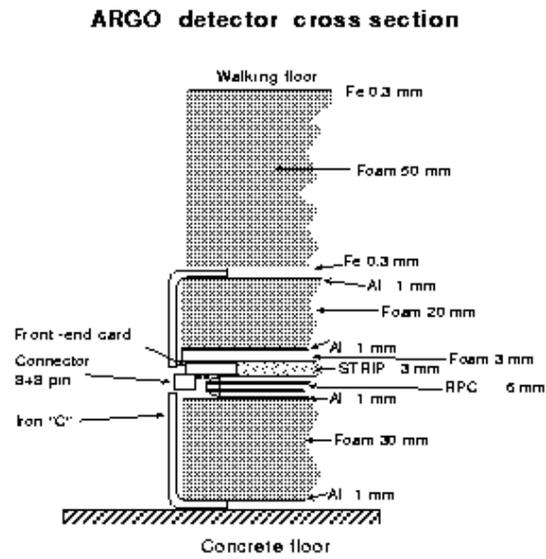


Figura 2.20: Una sezione del rivelatore.

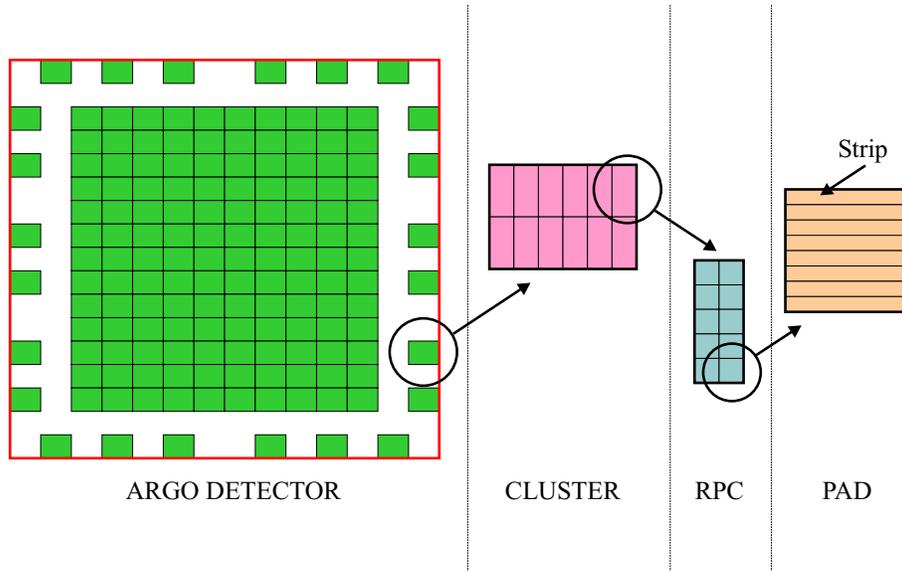


Figura 2.21: Struttura delle unità elementari di rivelazione.

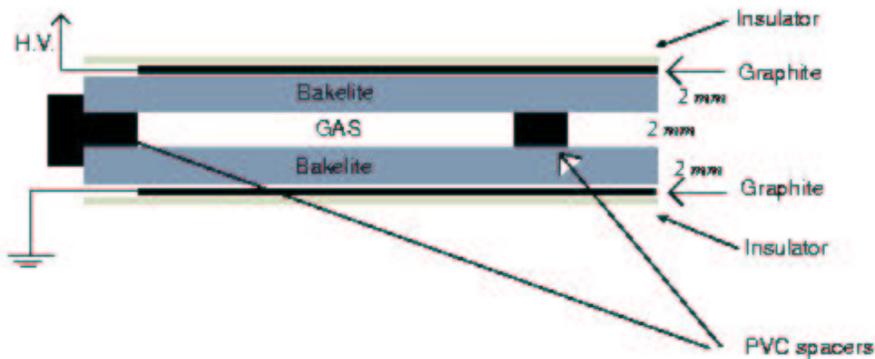


Figura 2.22: Schema semplificato di un RPC

- Il transiente di corrente non si propaga a tutta la superficie degli elettrodi ma resta localizzato, così la parte del rivelatore non interessata dal fenomeno resta sensibile.

L'efficienza di rivelazione è quindi buona anche in presenza di eventi ad alta densità di particelle ed alta frequenza, purché il campo elettrico sia sufficientemente elevato ($\sim 4 \text{ kV/mm}$). La larghezza della *gap* tra i due elettrodi è tale da garantire tempi di raccolta della carica molto brevi e quindi una risoluzione temporale dell'ordine di 1 ns . In ARGO-YBJ gli RPC sono usati in regime di *streamer* con una differenza di potenziale tra gli elettrodi dell'ordine di 7 kV . Per garantire la stabilità dell'efficienza di rivelazione in funzione della differenza di potenziale ci si pone nella regione di *plateau*, in cui per una variazione della tensione applicata l'efficienza rimane pressoché costante (vedi figura 2.23).

La miscela di gas tradizionalmente usata per il funzionamento in regime di *streamer* è costituita all'incirca da 60% di Argon, gas che contribuisce in modo predominante alla moltiplicazione degli elettroni, 38% di Isobutano (C_4H_{10}) e 2% di Tetrafluoretano (o TFE, $C_2H_2F_4$), che costituiscono la componente di *quenching*. Il *quencher* ha la funzione di contenere la propagazione trasversale della scarica, catturando fotoni UV (Isobutano) ed elettroni (TFE) che altrimenti potrebbero produrre nuove valanghe, aumentando notevolmente le dimensioni della scarica.

Questa miscela deve essere modificata nelle sue frazioni percentuali in condizioni di alta quota, caratterizzate da pressione ridotta. Infatti, a causa dell'abbassamento di pressione, il gas è meno denso e il cammino libero medio di ionizzazione aumenta di un fattore P_0/P dove P è la pressione ad alta quota e $P_0 \sim 1 \text{ atm}$ è quella al livello del mare, con una conseguente perdita di efficienza del rivelatore. Poiché il numero medio di elettroni che si liberano per unità di cammino nella ionizzazione cresce con il peso molecolare, si può

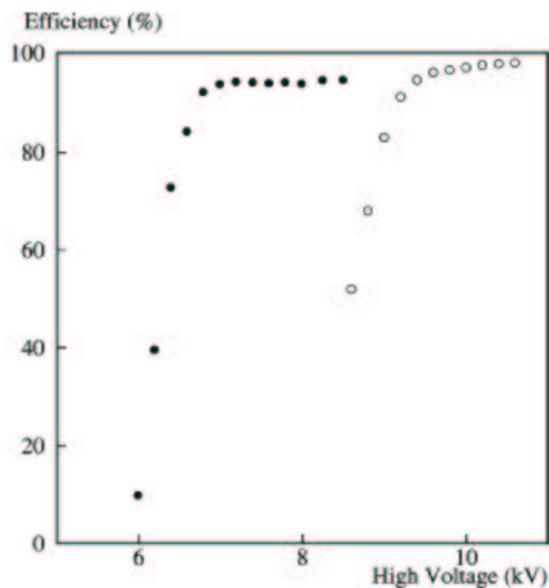


Figura 2.23: Efficienza di rivelazione in funzione della tensione degli RPC alla quota di YBJ (cerchi pieni) e al livello del mare (cerchi vuoti). La miscela di gas usata è $Ar/TFE/Isobutano = 15/75/10$.

pensare di risolvere il problema considerando miscele “pesanti”, ovvero con meno Argon e più TFE. Il TFE, a causa della sua elevata elettronegatività, è però anche un gas che tende a contrastare lo sviluppo della scarica, e quindi, richiede una tensione più elevata per farla innescare. Questo aumento della tensione di lavoro è compensato in alta quota da un effetto contrario dovuto alla bassa pressione, cioè la crescita del coefficiente di moltiplicazione elettronica α con il rapporto E/P tra intensità del campo elettrico e pressione. E’ quindi necessario utilizzare miscele di gas che al livello del mare richiedono una tensione di lavoro molto alta per funzionare correttamente. Nelle figure 2.23 e 2.24 sono riportate la curva di efficienza e la risoluzione temporale misurate a YBJ con un prototipo di CLUSTER (ARGO-TEST) [41]. La miscela di gas usata è stata $Ar/TFE/Isobutano = 15/75/10$. La media delle deviazioni standard delle distribuzioni temporali è 1.42 ns corrispondente ad una risoluzione di $\sim 1 \text{ ns}$ per il singolo RPC.

Con gli RPC è possibile ottenere un “*Read Out* digitale” della posizione delle singole particelle, grazie all’utilizzo delle *strip*. Ad ogni particella è associata una *strip*². L’associazione *strip*-particella è valida fino ad un certo valore dell’energia del primario oltre il quale una singola *strip* può essere

²In effetti la molteplicità per *strip* di 3 cm è ~ 1.2 .

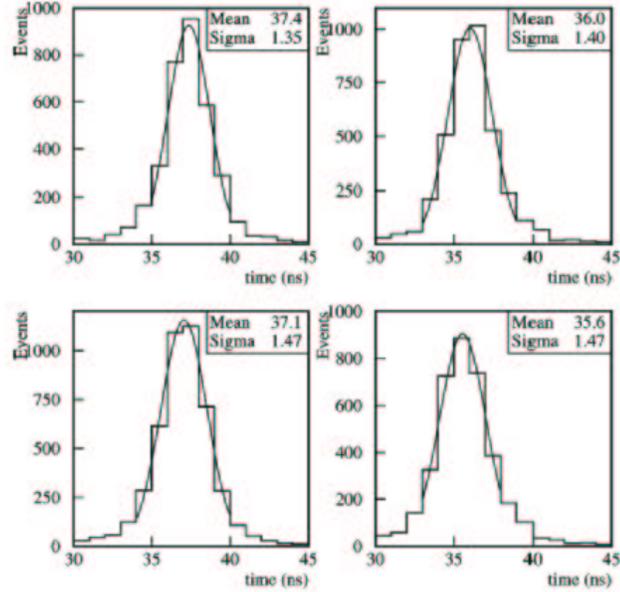


Figura 2.24: Distribuzione temporale di quattro pad. La tensione a cui si opera è di 7.4 kV.

colpita da più di una particella con la conseguente perdita di informazione. Per questo il segnale di ogni RPC è letto anche da due *pad* di dimensioni $140 \times 125 \text{ cm}^2$ (*Big pad*) che forniscono un segnale analogico proporzionale al numero di particelle che lo attraversano. Per densità di particelle maggiori, ad esempio vicino al *core* di sciami generati da fotoni (protoni) di energia $\geq 10 \text{ TeV}$ ($\geq 20 \text{ TeV}$), l'uso dell'informazione analogica risulta più vantaggioso per la ricostruzione della *size* N_e . Con riferimento alla figura 2.22 il piano delle *strip* per la lettura digitale è affacciato all'elettrodo posto a massa, mentre il piano della *Big pad* è affacciato all'elettrodo posto a tensione negativa.

2.5.1 Risposta temporale

Per determinare la risposta temporale del rivelatore ARGO-YBJ alle particelle dello sciame è stato usato il codice CORSIKA [45]. Si è assunta innanzitutto una risposta temporale degli RPC distribuita secondo una gaussiana con $\sigma = 1 \text{ ns}$, come riportato dai risultati di ARGO-TEST [41]. Inoltre è stato considerato un ritardo, dovuto al tempo di transito nella *strip*, dipendente dal punto in cui è stato indotto il segnale. Considerando che il segnale viaggia ad una velocità $v \simeq 0.2 \text{ m/ns}$, il ritardo massimo è di 2.5 ns e la $\sigma_{st} = 0.72$. In definitiva il tempo t di ogni particella fornito dal rivelatore

risulta dato da:

$$t = t_s + t_{RPC} + \Delta t_{st} \quad (2.10)$$

dove

- t_s = tempo di ogni particella dello sciame fornito dal codice di simulazione.
- t_{RPC} = tempo campionato da una gaussiana centrata in $\mu = 0$ con $\sigma = 1 \text{ ns}$.
- Δt_{st} = tempo di transito nella *strip* dipendente dal punto di impatto della particella.

Secondo questo modello la σ_{tot} è:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_{RPC}^2 + \sigma_{st}^2} = 1.3 \text{ ns} \quad (2.11)$$

Il valore $\sigma_{tot} = 1.3 \text{ ns}$ è consistente con i primi risultati ottenuti con ARGOTEST [41].

Nella figura 2.25 sono mostrate le distribuzioni temporali pseudosperimentali, cioè ottenute simulando la presenza del rivelatore, confrontate con quelle degli sciami in aria, in funzione della distanza dall'asse per γ primari verticali di energia $E_\gamma = 1 \text{ TeV}$ e con *core* al centro dell'apparato. Si può notare che la risposta del rivelatore influenza la distribuzione temporale essenzialmente a piccole distanze dall'asse dello sciame, dove lo "spessore" del disco è dell'ordine di qualche *ns* e quindi confrontabile con le fluttuazioni introdotte dal rivelatore stesso, con conseguente aumento dei tempi d'arrivo medi.

Nella figura 2.26 sono riportati i tempi d'arrivo medi al variare della distanza dal *core* per sciami indotti da γ verticali, di energia $E_\gamma = 1 \text{ TeV}$, con *core* al centro dell'apparato (triangoli) confrontati con quelli degli sciami senza rivelatore (cerchi).

L'effetto dello strato di piombo sulla distribuzione temporale delle particelle secondarie è mostrato in figura 2.25. Come atteso si osserva una migliore definizione della struttura temporale dovuta alla diminuzione sia del valore di picco che delle code non gaussiane soprattutto a grandi distanze dal *core* in quanto è proprio a grandi distanze che si concentra la maggior parte delle particelle meno energetiche che viene assorbita dal piombo.

L'andamento dei tempi d'arrivo medi approssima meglio la situazione ideale (vedi figura 2.26) e la distribuzione integrale dei tempi d'arrivo degli elettroni ad una distanza di $20 \div 30 \text{ m}$ dal *core* (vedi figura 2.27) per sciami indotti da γ da 500 GeV mostra chiaramente che l'aggiunta di piombo aumenta la percentuale di particelle raccolte. Lo "spessore" temporale dello sciame si riduce di un fattore ~ 2 , infatti entro 5 ns è contenuto il $\sim 96\%$ degli elettroni rispetto al $\sim 70\%$ senza convertitore [36].

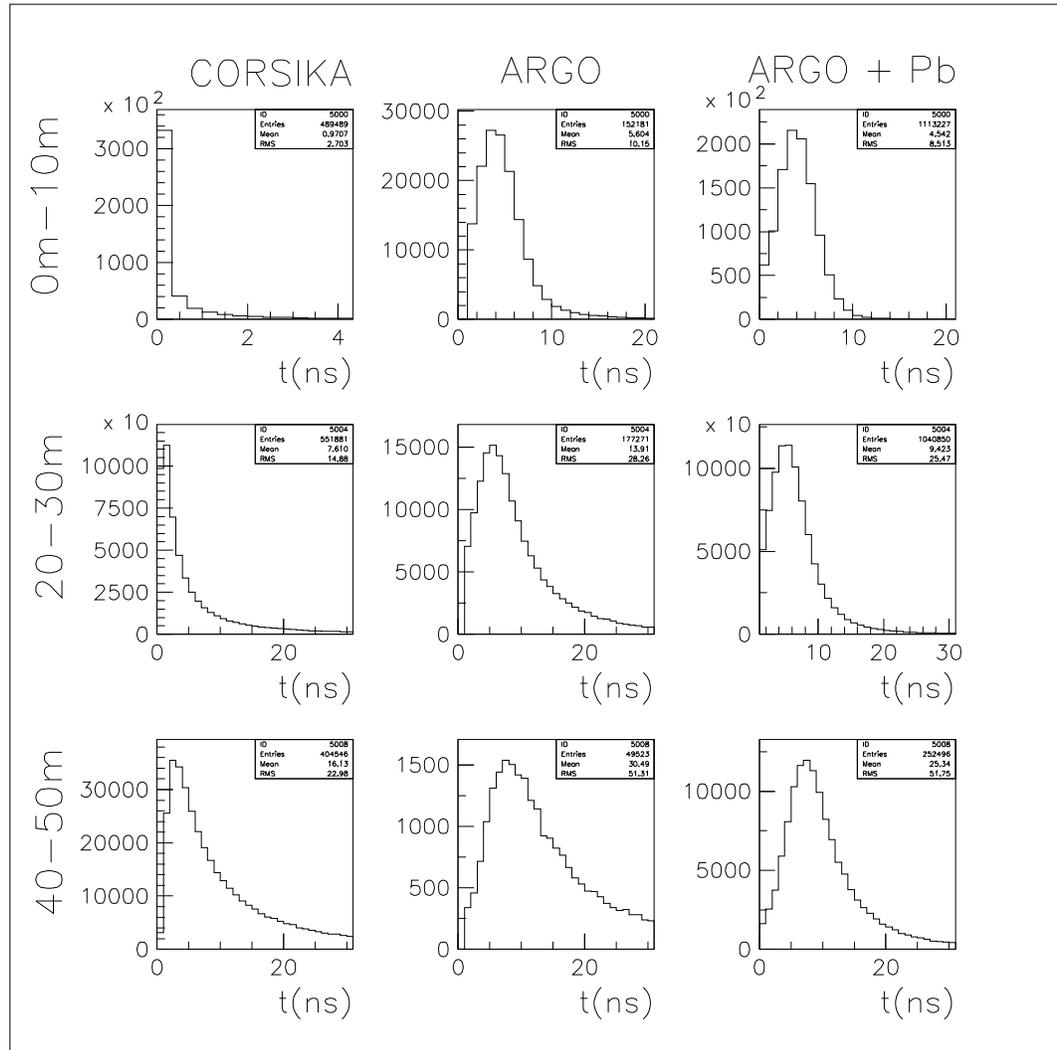


Figura 2.25: Distribuzione dei tempi d'arrivo delle particelle cariche per sciame indotti da γ verticali di energia 1 TeV per differenti distanze dal *core* ($0 - 10 \text{ m}$, $20 - 30 \text{ m}$, $40 - 50 \text{ m}$). Nella prima colonna sono mostrate le distribuzioni temporali simulate da CORSIKA, nella seconda si è aggiunta la simulazione del rivelatore, nella terza al rivelatore è stato aggiunto uno strato di convertitore.

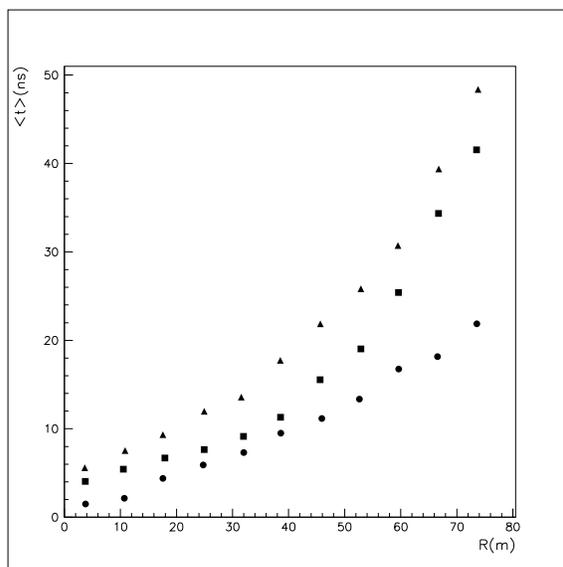


Figura 2.26: Tempi d'arrivo medi per sciami generati con CORSIKA (cerchi), con l'aggiunta della simulazione del rivelatore (triangoli), con rivelatore e strato di convertitore (quadrati) in funzione della distanza dalla *core*.

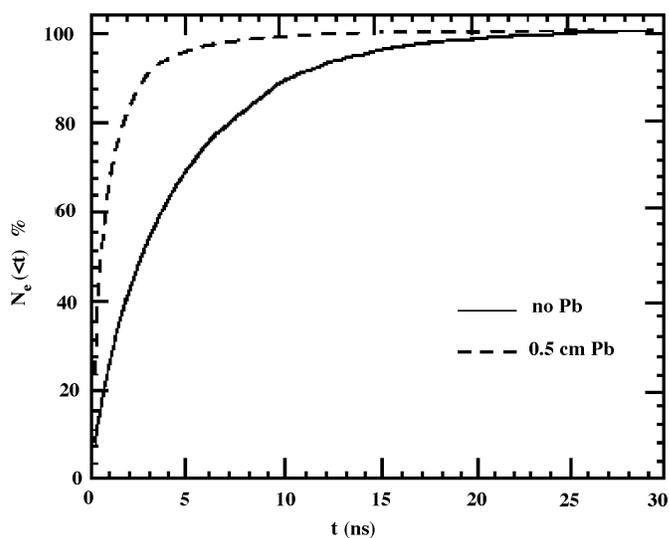


Figura 2.27: Distribuzione integrale dei tempi d'arrivo degli elettroni ad una distanza di $20 \div 30$ m dalla *core* per sciami indotti da γ da 500 GeV nel caso in cui è simulato il solo rivelatore (linea continua) e il rivelatore con l'aggiunta di uno strato di piombo.

Capitolo 3

Identificazione di sciami con il *core* esterno al *carpet* di ARGO-YBJ

In questo capitolo si studiano alcuni algoritmi per la ricostruzione della posizione del *core* degli sciami, con particolare attenzione all'identificazione di sciami con il *core* esterno al *carpet*.

Una precisa conoscenza della posizione del *core* è importante per selezionare gli eventi interni, cioè quelli con il *core* entro certa un'area fiduciale, da quelli esterni. La selezione degli eventi esterni è importante perché essi sono fonte di errori sistematici nella determinazione della direzione del primario e del numero di particelle dello sciame (*size*). Inoltre solo nel caso di eventi interni è possibile ricostruire la direzione del primario mediante l'uso di fit conici del fronte dello sciame ed applicare algoritmi per la discriminazione tra γ e adrone.

Nella figura 3.1 è mostrato uno sciame di dimensioni non in scala per evidenziare due casi:

- Caso A: il *core* dello sciame cade al centro del tappeto di rivelazione.
- Caso B: il *core* dello sciame cade fuori dal tappeto di rivelazione.

Per ottenere la stessa risposta del rivelatore (stesso numero di pad accese), l'energia del primario nel caso B deve essere molto maggiore di quella del caso A, dove un fit piano descrive bene il fronte dello sciame e fornisce una buona stima della direzione del primario. Nel caso B il *carpet* osserva lo sciame da una posizione che risente maggiormente dello spessore del fronte dello sciame e della sua non planarità: ne consegue una non corretta ricostruzione della direzione di provenienza del primario.

La selezione degli eventi interni è di particolare importanza per studi di astronomia γ : nessuna osservazione positiva di sorgenti è stata infatti riportata con eventi esterni.

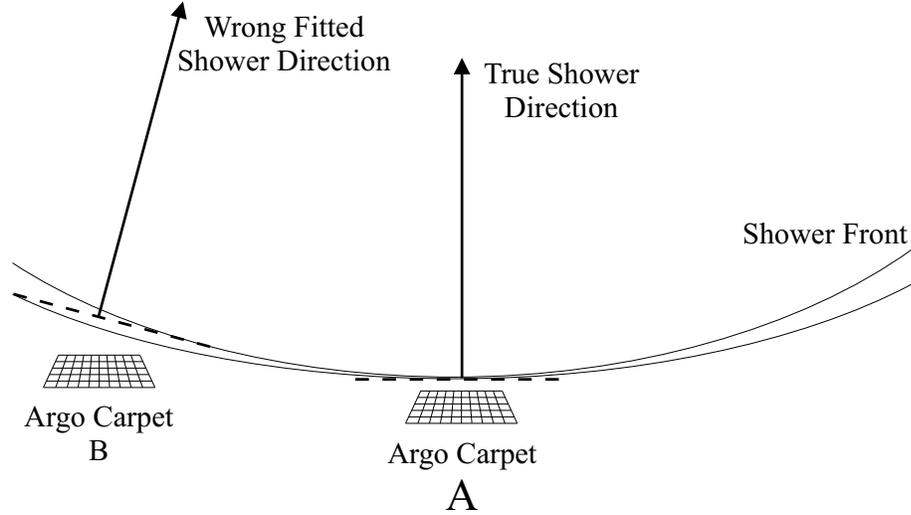


Figura 3.1: Caso A: *core* interno; Caso B: *core* esterno. Nel caso di eventi esterni (Caso B) la direzione del primario è mal ricostruita.

Come descritto nel precedente capitolo, il rivelatore di ARGO-YBJ consiste di un *carpet* composto da singolo strato di RPC di $\sim 74 \times 78 \text{ m}^2$ e di un *guard ring* solo parzialmente strumentato ($\sim 50\%$) che estende le dimensioni del rivelatore fino a $\sim 99 \times 110 \text{ m}^2$ (vedi figura 2.19). Il *guard ring* dovrebbe migliorare le prestazioni dell'apparato aumentando l'area fiduciale per la rivelazione di sciame con il *core* esterno al *carpet*. Tuttavia, poiché la sua forma finale deve essere ancora definita, esso è stato escluso dalla maggior parte dei calcoli di questa tesi.

Nel caso dei classici apparati di sciame la rivelazione di gran parte degli eventi esterni era affidata a particolari logiche di *trigger* che rendevano i rivelatori insensibili a questa classe di eventi. Ad esempio, nel caso dell'esperimento CYGNUS, studi MonteCarlo indicano che solo il $10 \div 20\%$ degli eventi che superano il *trigger* ha il *core* esterno all'apparato [43]. Nel caso di ARGO-YBJ non saranno utilizzate richieste di *trigger* di questo tipo perché non permetterebbero studi sulla fisica dei GRB.

In questo capitolo saranno presentati e confrontati alcuni metodi di ricostruzione della posizione del *core*: il Baricentro, le *Wavelet* ed il metodo del Maximum Likelihood.

3.1 Procedura generale di ricostruzione degli eventi

La ricostruzione dei parametri di uno sciame (posizione del core, direzione del primario e *size*) è generalmente eseguita come segue:

1. Si calcola la posizione del *core* a partire dalla distribuzione laterale delle particelle dello sciame.
2. Data la posizione del *core*, la direzione dell'asse dello sciame è ricostruita mediante un fit dei tempi d'arrivo misurati.
3. Il numero di particelle dello sciame è determinato facendo un fit delle densità delle particelle con un'opportuna funzione di distribuzione laterale.

Molti metodi possono essere usati per la ricostruzione dei parametri di uno sciame ma a causa dell'alto flusso di dati di ARGO-YBJ (il flusso di eventi con ≥ 15 pad accese è $\sim 25kHz$ [44]) si è obbligati a scegliere algoritmi semplici e veloci.

Generalmente le procedure di ricostruzione sono applicate solo agli eventi interni. Infatti, la reiezione di eventi esterni, come ricordato, permette un notevole miglioramento della risoluzione angolare e della discriminazione del fondo. Pertanto l'identificazione degli eventi con il *core* esterno è il primo passo dell'analisi.

I principali fattori che determinano la bontà di un algoritmo sono i parametri di **efficienza** e **contaminazione**.

Supponiamo di avere N_s sciami con il *core* uniformemente distribuito su un'area A_s intorno al rivelatore. Se definiamo un'area fiduciale A_{fid} (in genere minore dell'area geometrica del *carpet*), $N_{IN} = N_s \cdot \frac{A_{fid}}{A_s}$ eventi hanno il *core* interno ad A_{fid} , mentre $N_{OUT} = N_s \cdot \left[1 - \frac{A_{fid}}{A_s}\right]$ sciami hanno il *core* esterno. Pertanto possiamo classificare gli EAS analizzati in due diversi gruppi: interni (IN) ed esterni (OUT). Si definiscono **eventi interni** N_{IN}^{rec} gli sciami con il *core* ricostruito internamente all'area fiduciale. Questa classe di eventi comprende **eventi realmente interni** N_{IN}^{true} ed **eventi esterni erroneamente ricostruiti interni** N_{OUT}^{true} :

$$N_{IN}^{rec} = N_{IN}^{true} \cdot \epsilon + N_{OUT}^{true} \cdot c \quad (3.1)$$

L'**efficienza** ϵ dà la percentuale di eventi realmente IN ricostruiti come interni, mentre il parametro c indica la percentuale di eventi realmente OUT ma ricostruiti come interni. Per **contaminazione** si intende la frazione $[N_{OUT}^{true} \cdot c] / N_{IN}^{rec}$ di eventi realmente esterni ma ricostruiti come interni.

Si definiscono **eventi esterni** N_{OUT}^{rec} gli sciami con il *core* ricostruito esternamente all'area fiduciale. Questa classe di eventi comprende gli **eventi**

realmente esterni N_{OUT}^{true} e gli eventi interni erroneamente ricostruiti come esterni N_{IN}^{true} :

$$N_{OUT}^{rec} = N_{IN}^{true} \cdot (1 - \epsilon) + N_{OUT}^{true} \cdot (1 - c) \quad (3.2)$$

Questa classificazione è importante per poter definire l'efficienza delle tecniche di ricostruzione e la contaminazione del campione. L'algoritmo ideale prevede un valore di ϵ prossimo ad 1 ed un valore di c prossimo a 0.

Nel prosieguo del capitolo sarà mostrato come il parametro di contaminazione sia il principale responsabile del deterioramento della risoluzione sulla posizione del *core*, soprattutto per sciami di bassa molteplicità.

Il numero totale di eventi con il *core* ricostruito come IN può essere espresso:

$$N_{IN}^{rec} = N_s \cdot \frac{A_{fid}}{A_s} \cdot \alpha \cdot \epsilon + N_s \cdot \left(1 - \frac{A_{fid}}{A_s}\right) \cdot \beta \cdot c \quad (3.3)$$

dove α (β) è la frazione di tutti gli sciami interni (esterni) con una molteplicità di pad N_{hit} all'interno di A_{fid} . Mentre $\{\epsilon, c\}$ sono funzione del tipo di algoritmo usato, $\{\alpha, \beta\}$ sono quantità che possono essere determinate tenendo conto della particolare selezione di eventi richiesta.

Allo stesso modo si può definire il numero totale di sciami con il *core* ricostruito come OUT:

$$N_{OUT}^{rec} = N_s \cdot \frac{A_{fid}}{A_s} \cdot \alpha \cdot (1 - \epsilon) + N_s \cdot \left(1 - \frac{A_{fid}}{A_s}\right) \cdot \beta \cdot (1 - c) \quad (3.4)$$

Una stima accurata dei parametri ϵ e c è fondamentale per ottenere una corretta stima del flusso di dati. Supponiamo di essere interessati alla determinazione del flusso di RC, Φ (*eventi/cm² · s*), studiando gli eventi rivelati come interni. Allora si ha:

$$\Phi = \frac{N_{IN}^{true}}{T \cdot A_{fid}} \quad (3.5)$$

dove T è il tempo di osservazione. In un caso ideale in cui $\epsilon = 1$ e $c = 0$ tutti gli eventi veramente interni sono ricostruiti come interni e si ha: $N_{IN}^{true} = N_{IN}^{rec}$. Ma in un'analisi reale bisogna correggere il numero di eventi ricostruiti come interni N_{IN}^{rec} in modo da risalire al numero di eventi realmente interni N_{IN}^{true} . Dalle equazioni 3.1 e 3.2 si ricava:

$$N_{IN}^{true} = \frac{N_{IN}^{rec} \cdot (1 - c) - N_{OUT}^{rec} \cdot c}{\epsilon - c} \quad (3.6)$$

$$N_{OUT}^{true} = \frac{N_{OUT}^{rec} \cdot \epsilon - N_{IN}^{rec} \cdot (1 - \epsilon)}{\epsilon - c} \quad (3.7)$$

Solo con queste correzioni la stima del flusso ottenuta è corretta.

3.2 Algoritmi di ricostruzione della posizione del *core*

Come si è visto, sciame con una molteplicità sufficientemente elevata possono essere rivelati anche se il loro *core* è molto lontano dal *carpet* di ARGO-YBJ. Generalmente gli algoritmi utilizzati per ricostruire la posizione del *core* tendono a collocare anche gli eventi esterni all'interno del rivelatore.

In questo capitolo è studiata la ricostruzione della posizione del *core* con tre diversi algoritmi: Baricentro, *Wavelet*, *Maximum Likelihood*.

Per studiare le potenzialità dei diversi metodi di ricostruzione sono stati simulati sciame indotti da γ con il codice CORSIKA 5.624 [45]. La risposta del rivelatore è stata simulata con il codice ARGO-G 1.2 [46], basato sul codice GEANT delle librerie CERN [ref]. Sono stati studiati due tipi di eventi: sciame verticali indotti da γ di energie fisse e sciame indotti da γ con uno spettro simile a quello della Crab Nebula (indice spettrale -2.5) e con un angolo zenitale $\theta = 20^\circ$. Questo è l'angolo medio a cui si osserva la Crab a YBJ. In entrambi i casi l'intervallo energetico indagato è $100 \text{ GeV} \rightarrow 50 \text{ TeV}$.

La procedura generale adottata per la ricostruzione è la seguente:

- Definizione di un'area fiduciale A_{fid} .
- Classificazione degli eventi in termini del numero di pad accese N_{hit} all'interno di A_{fid} .
- Ricostruzione delle coordinate del *core* $\{X_c, Y_c\}$ e del parametro di *size* N_e , usando le informazioni delle pad di tutto il *carpet* per mezzo di una procedura iterativa:
 1. Determinazione preliminare delle coordinate del *core* mediante il Baricentro.
 2. Minimizzazione fissando alternativamente i parametri $\{X_c, Y_c\}$ e N_e .

3.2.1 Metodo del Baricentro

L'algoritmo più semplice e veloce per calcolare la posizione del *core* dello sciame è il **Metodo del Baricentro**. Questo metodo, largamente usato nell'analisi dei dati dai classici apparati di sciame, consiste nella determinazione di una media pesata dal numero di particelle rivelate delle coordinate dei rivelatori che hanno dato un segnale:

$$(X_c, Y_c) = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i, y_i) n_i}{\sum_{i=1}^N n_i} \quad (3.8)$$

dove, nel caso del rivelatore di ARGO-YBJ, (x_i, y_i) sono le coordinate del centro della pad ed n_i è il numero di strip accese sulla i -esima pad.

Per definizione, il metodo del Baricentro ricostruisce il *core* dello sciame internamente all'area considerata. In generale, gli eventi con il *core* vero posto vicino ai margini del rivelatore sono essenzialmente ricostruiti entro pochi metri dalle estremità e quindi possono essere facilmente eliminati con un "taglio al bordo", cioè considerando come IN solo gli eventi ricostruiti entro un'area fiduciale A_{fid} più piccola di quella del rivelatore. Questo è il metodo standard per eliminare gli eventi esterni.

Gli sciame con il *core* distante dal rivelatore sono invece ricostruiti anche molto all'interno del *carpet* e non possono essere eliminati con un semplice taglio al bordo. In figura 3.2 è mostrata la posizione ricostruita per mezzo del Baricentro dei *core* di sciame con $N_{hit} > 50$. I grafici si riferiscono a sciame ricostruiti come interni selezionati per diverse distanze R_c^{true} della posizione vera del *core* dal centro del *carpet*: da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso, rispettivamente, tutti gli sciame ricostruiti come interni, quelli con $R_c^{true} < 30m$, con $R_c^{true} > 30m$ e con $30m < R_c^{true} < 60m$. L'area fiduciale è tutto il *carpet*. Come si vede anche gli sciame con il *core* esterno all'apparato ($R_c^{true} > 30m$) sono ricostruiti ben all'interno del *carpet*.

In figura 3.3 è mostrata la risoluzione sulla posizione del *core* $\sigma_R = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$, calcolata con questo metodo, per eventi con il *core* vero distribuito in modo random all'interno di un'area $50 \times 50 m^2$ centrata sul *carpet* (cerchi vuoti), in funzione della molteplicità di pad. I risultati si riferiscono a $\sim 10^6$ sciame indotti da γ con lo spettro di energia della Crab Nebula in un intervallo che va da $100 GeV$ a $50 TeV$. Come si può osservare questo metodo porta a risultati mediocri anche nel caso di eventi veramente interni. Nello stesso grafico è riportata la risoluzione del *core* per sciame con il *core* campionato su un'area $200 \times 200 m^2$ ma selezionando solo quelli con il *core* ricostruito entro $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$ (cerchi pieni). In questo caso la risoluzione è peggiore a causa dell'alta contaminazione di eventi esterni mal ricostruiti: per sciame con $N_{hit} \leq 150$ più del 60% degli eventi ricostruiti come IN è costituita da eventi esterni.

In conclusione, la risoluzione sulla posizione del *core* calcolata con il metodo del Baricentro è mediocre anche per gli eventi interni. Inoltre il metodo, da solo, non è in grado di discriminare adeguatamente tra eventi IN ed eventi OUT.

3.2.2 Metodo del Maximum Likelihood

Una tecnica spesso usata per ricostruire i parametri di uno sciame è il metodo del **Maximum Likelihood** (LLF).

Se $\langle n_i \rangle$ è il numero medio di particelle attese per la i -esima pad, allora

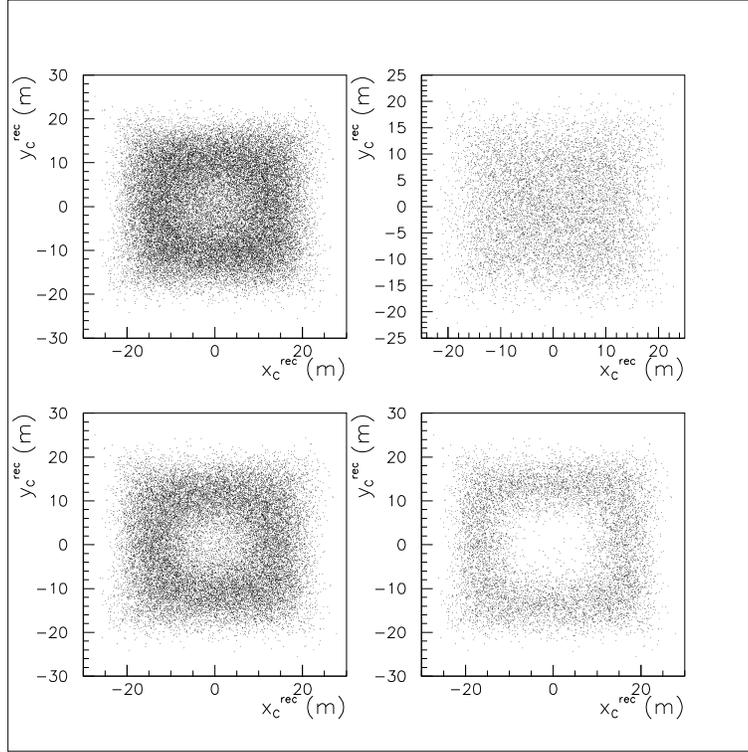


Figura 3.2: Posizione dei *core* ricostruiti tramite il metodo del Baricentro. I grafici si riferiscono a sciami ricostruiti come interni con una molteplicità $N_{hit} > 50$, selezionati per diverse distanze R_c^{true} della posizione vera del *core* dal centro del *carpet*: da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso, rispettivamente, tutti gli sciami ricostruiti come interni, quelli con $R_c^{true} < 30m$, con $R_c^{true} > 30m$ e con $30m < R_c^{true} < 60m$. L'area fiduciale è tutto il *carpet*.

la probabilità di trovare N_i particelle è:

$$P_i = \frac{\langle n_i \rangle^{N_i}}{N_i!} \cdot e^{-\langle n_i \rangle} \quad (3.9)$$

In particolare:

- $P_i(0) = e^{-\langle n_i \rangle}$ è la probabilità di trovare 0 particelle.
- $P_i(> 0) = 1 - e^{-\langle n_i \rangle}$ è la probabilità di trovare almeno 1 particella.

La funzione Likelihood (LF) è data da: $LF = \prod_i P_i$. Per comodità si usa il logaritmo naturale di LF (LLF) che trasforma il prodotto in una somma:

$$LLF = \ln(\prod_i P_i) = \sum_i \ln P_i(0) + \sum_j \ln P_j(> 0) \quad (3.10)$$

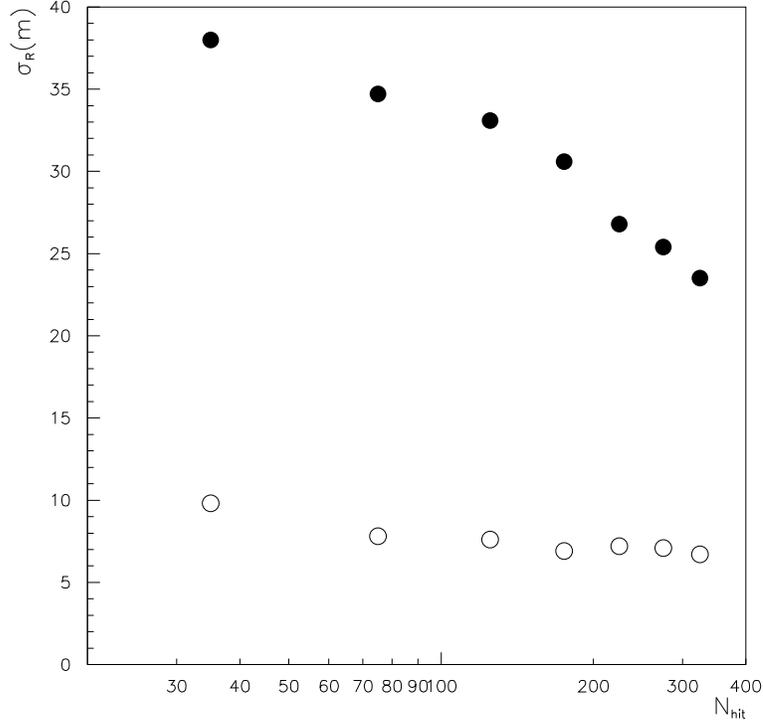


Figura 3.3: Risoluzione sulla posizione del *core* σ_R calcolata con il metodo del Baricentro in funzione della molteplicità di pad per sciame indotti da γ con lo spettro di energia della Crab Nebula. I cerchi vuoti si riferiscono ad eventi con il *core* campionato in un'area $50 \times 50 m^2$, mentre i cerchi pieni a sciame con il *core* in un'area $200 \times 200 m^2$. L'area fiduciale è $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$.

dove l'indice i indica le pad che non hanno dato segnale mentre l'indice j quelle accese. Se si considera la densità $\rho_i = f(R_i/R'_M) \cdot \frac{N_e}{(R'_M)^2}$ attesa sulla i -esima pad ad una distanza R_i dal *core* si ha $\langle n_i \rangle = S_{pad} \cdot \rho_i$, e quindi la 3.10 diventa:

$$-LLF = S_{pad} \cdot \sum_i \rho_i - \sum_j \ln \rho_j - N_{pad}(> 0) \cdot \ln(S_{pad}) \quad (3.11)$$

dove S_{pad} è la superficie delle pad ed $N_{pad}(> 0)$ è il numero totale di pad accese dallo sciame. Si è considerato $\langle n_i \rangle = S_{pad} \cdot \rho_i \ll 1$, per cui $\ln(1 - e^{-\langle n_j \rangle}) \simeq \ln \langle n_j \rangle$.

Per calcolare la densità attesa ρ_i sulla i -esima pad è necessario conoscere la funzione di distribuzione laterale $f(R_i/R'_M)$ che descrive la distribuzione delle pad accese sul rivelatore. Essa è stata determinata in [48]:

$$f\left(\frac{R}{R'_M}\right) = C \cdot R^{A-2} \cdot \left(1 + \frac{R}{R'_M}\right)^{-B} \quad (3.12)$$

dove il fattore di normalizzazione C è definito da:

$$C = \frac{\Gamma(B)}{2\pi(R'_M)^{A-2}\Gamma(A)\Gamma(B-A)} \quad (3.13)$$

Nel caso di ARGO-YBJ i valori calcolati per i parametri sono $A = 1.826$, $B = 2.924$ e il fattore di normalizzazione è $C = 0.613$ mentre $R'_M = R_M/3.944$ è il raggio di Moliere modificato.

Il valore minimo di $(-LLF)$ è considerato il miglior valore per il fit se si considerano come parametri $\{X_c, Y_c, N_e\}$. La minimizzazione è stata effettuata mediante la libreria del CERN MINUIT [47].

Si noti che l'equazione 3.11 è formalmente corretta solo in caso di una distribuzione binomiale in cui le pad non accese hanno probabilità $P_i(0)$ e quelle accese $P_i(> 0) = 1 - P_i(0)$. Essa può quindi essere utilizzata finché la superficie su cui si applica il metodo LLF è limitata alla pad: infatti per le densità tipiche degli sciami in esame $P_i(> 0) \approx 0$ e la probabilità che vi sia più di una particella per pad è molto bassa. Questa è un'ottima approssimazione fino a quando la densità delle particelle è molto inferiore alla densità di pad ($\rho \ll 3/m^2$). La situazione cambia nel caso di altissime densità e superfici più estese. Se si considerano gli RPC, la molteplicità infatti può essere spesso maggiore di 1, pertanto la distribuzione corretta da usare è la Poissoniana. In questo caso la somma sugli elementi accesi è:

$$-\sum_j \ln P_j(> 0) = -\sum_j N_j \ln(\rho_j) - \ln(S_{RPC}) \sum_j \ln(N_j) \quad (3.14)$$

che si riduce alla corrispondente somma dell'equazione 3.11 quando N_j , il numero di particelle che colpisce l'elemento, è $1 \forall j$. In questo caso i parametri indipendenti sono solo le coordinate del *core* mentre la *size* può essere calcolata con l'equazione:

$$N_{hit} = \frac{\sum_j N_j}{S_{RPC} \sum_j \rho_j} \quad (3.15)$$

Per una fissata area ci si aspetta che la differenza tra la 3.14 e la corrispondente somma nella 3.11 aumenti con la densità delle particelle.

Questo procedimento impiega un notevole tempo di calcolo perché contiene somme su un gran numero di pad (15600 per un apparato composto da 10×13 cluster). Nei calcoli successivi per ridurre il tempo di calcolo si è applicato il metodo LLF agli RPC (che sono un fattore 10 meno numerosi delle pad).

3.2.3 Metodo delle *Wavelet*

Un modo per evitare i problemi dovuti alle fluttuazioni locali della distribuzione delle particelle consiste nel ricavare una funzione di distribuzione con

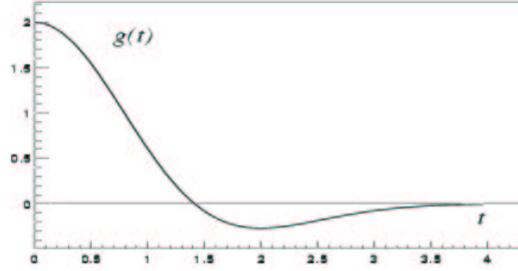


Figura 3.4: Grafico della “funzione a forma di cappello messicano” $g(t)$ per $D = 2$.

derivata prima continua f , data dalla convoluzione della distribuzione della densità sperimentale e di una funzione opportunamente scelta g . Questo metodo calcola $f(r_0)$ per il centro di ogni pad r_0 , sia per le pad accese che spente, trova il massimo della funzione f ed il corrispondente valore di r_0 è la migliore stima per la posizione del *core*.

In particolare nel caso in cui f è la trasformata mediante le *Wavelet* si ha:

$$f(r_0) = \int \rho(r) \cdot g^{a,r_0}(r) dV \quad (3.16)$$

dove $\rho(r)$ è la distribuzione di densità, $g^{a,r_0}(r) = g(|r - r_0|/a)$ è chiamata “*wavelet* madre” ed a è un parametro di scala.

Una scelta standard della *wavelet* madre è la “funzione a forma di cappello messicano”:

$$g^{a,r_0}(t) = (D - t^2)e^{-t^2/2} \quad (3.17)$$

dove $t = \sqrt{\sum_{j=1}^D ((x_j)/a)^2}$ è la distanza euclidea (in unità di a) tra le coordinate del centro della j -esima pad e l’origine e D è la dimensione dello spazio in cui $\rho(r)$ è definita. Questa è la più semplice funzione che soddisfa la richiesta di tendere a zero se integrata su una superficie infinita di D -dimensioni [42].

Nel caso di ARGO-YBJ $D = 2$, il grafico della funzione g nel piano $x - y$ si ottiene ruotando il grafico in figura 3.4 lungo l’asse verticale. Inoltre avendo una distribuzione discreta e finita n_i , la f è calcolata come segue:

$$f(r_0) = \sum_{i=1}^N n_i (2 - t_i^2) e^{-t_i^2/2} \quad (3.18)$$

dove t_i è la distanza euclidea in unità di a tra la i -esima pad accesa e r_0 . Questa funzione favorisce insiemi di particelle con distanza dell’ordine di a .

N_{hit}	PAD				
	σ_R $a = 5$	σ_R $a = 8$	σ_R $a = 10$	σ_R $a = 12$	σ_R $a = 15$
20 ÷ 50	50.4	47.6	46.2	45.2	44.6
50 ÷ 100	16.2	13.9	12.9	12.4	12.2
100 ÷ 150	9.0	7.4	6.8	6.7	6.8
150 ÷ 200	6.7	5.6	5.2	5.1	5.1
200 ÷ 250	4.2	3.6	3.4	3.4	3.5
250 ÷ 300	2.8	2.6	2.6	2.6	2.7
300 ÷ 350	2.5	1.8	1.8	1.8	2.0

Tabella 3.2.1: Risoluzione sulla posizione del *core* σ_R calcolata con il metodo delle *Wavelet* per diversi valori di a considerando la risposta delle Pad. Sono stati considerati sciame verticali indotti da γ di 1 *TeV* con il *core* campionato su un'area $A_S = 200 \times 200 \text{ m}^2$. L'area fiduciale è $A_{fid} = 70 \times 70 \text{ m}^2$. Per la reiezione degli eventi esterni sono stati applicati i tagli che saranno descritti nel paragrafo 3.4.

Sono stati analizzati sciame indotti da γ per diversi valori di a , in quanto il comportamento di questo algoritmo dipende fortemente da questo parametro. Come esempio sono riportati i valori ottenuti per la risoluzione sulla posizione del *core* $\sigma_R = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2}$ nel caso di sciame verticali indotti da γ di 1 *TeV* con il *core* campionato su un'area $200 \times 200 \text{ m}^2$. La *Wavelet* madre è stata calcolata sia sommando sulle pad (vedi tabella 3.2.1) che sugli RPC (vedi tabella 3.2.2): i risultati sono simili. La scelta migliore per il parametro di scala è $a = 10 \div 12$.

3.3 Studio delle potenzialità dei metodi LLF e *Wavelet*

Per questo studio è stato utilizzato il campione di γ con lo spettro Crab descritto nel paragrafo 3.2.

In figura 3.5 sono mostrate le posizioni vere dei *core* simulati (grafici a sinistra) e quelle ricostruite con il metodo LLF (grafici a destra). Sono stati selezionati sciame con una molteplicità di pad di $50 \div 150$ calcolata su un'area fiduciale pari a tutto il *carpet* (10×13 cluster). I grafici in alto mostrano gli sciame con il *core* all'interno del *carpet* mentre i grafici in basso quelli con il *core* esterno. Risultati qualitativamente analoghi si sono ottenuti con il metodo delle *Wavelet*.

Dai calcoli risulta che:

- Entrambi gli algoritmi ricostruiscono i *core* all'interno del *carpet*.

N_{hit}	RPC				
	σ_R $a = 5$	σ_R $a = 8$	σ_R $a = 10$	σ_R $a = 12$	σ_R $a = 15$
20 ÷ 50	51.0	48.2	46.8	45.7	44.9
50 ÷ 100	16.7	14.1	13.1	12.6	12.2
100 ÷ 150	9.6	7.2	6.8	6.6	6.7
150 ÷ 200	6.9	5.7	5.1	5.0	5.0
200 ÷ 250	4.3	3.6	3.4	3.4	3.5
250 ÷ 300	2.9	2.7	2.6	2.6	2.6
300 ÷ 350	2.7	2.0	2.0	1.9	2.0

Tabella 3.2.2: Risoluzione sulla posizione del *core* σ_R calcolata con il metodo delle Wavelet per diversi valori di a considerando la risposta degli RPC. Sono stati considerati sciami verticali indotti da γ di 1 *TeV* con il *core* campionato su un'area $A_S = 200 \times 200 \text{ m}^2$. L'area fiduciale è $A_{fid} = 70 \times 70 \text{ m}^2$. Per la reiezione degli eventi esterni sono stati applicati i tagli che saranno descritti nel paragrafo §3.4.

- Le posizioni dei *core* degli eventi esterni sono ricostruite principalmente vicino al bordo del *carpet*.
- I *core* degli eventi interni sono ricostruiti con una distribuzione uniforme all'interno del *carpet* (sebbene discretizzata dalla posizione delle pad).

La figura 3.6 mostra la risoluzione sulla posizione del *core* per eventi ricostruiti interni. Nella parte alta è mostrata la risoluzione sulla posizione del *core* per eventi realmente interni al *carpet*, nella parte bassa quella per eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni. La figura 3.6 mostra la risoluzione sulla posizione del *core* per eventi interni. Circa il 99% degli eventi veramente interni sono correttamente ricostruiti, ma $\sim 87\%$ degli eventi ricostruiti interni è costituito da eventi esterni mal ricostruiti: il metodo fallisce nel riconoscere gli eventi esterni come tali con una conseguente contaminazione del campione. La risoluzione su tutti gli eventi ricostruiti come interni è mostrata in figura 3.7: la risoluzione sulla posizione del *core* degli eventi ricostruiti interni è $\sigma_R \simeq 50 \text{ m}$!

Mentre il metodo del Baricentro ricostruisce l'asse sia degli eventi interni che esterni su tutto il *carpet*, il metodo LLF e le *Wavelet* ricostruiscono l'asse degli eventi esterni prevalentemente vicino ai bordi del rivelatore. Questo suggerisce di scegliere un'area fiduciale minore dell'area geometrica in modo da eliminare una buona parte degli eventi esterni. Infatti, maggiore è l'area fiduciale e più è alto il numero di eventi esterni ricostruiti come interni. La figura 3.5, suggerisce di tagliare a $\pm 25 \text{ m}$ dal centro del *carpet*.

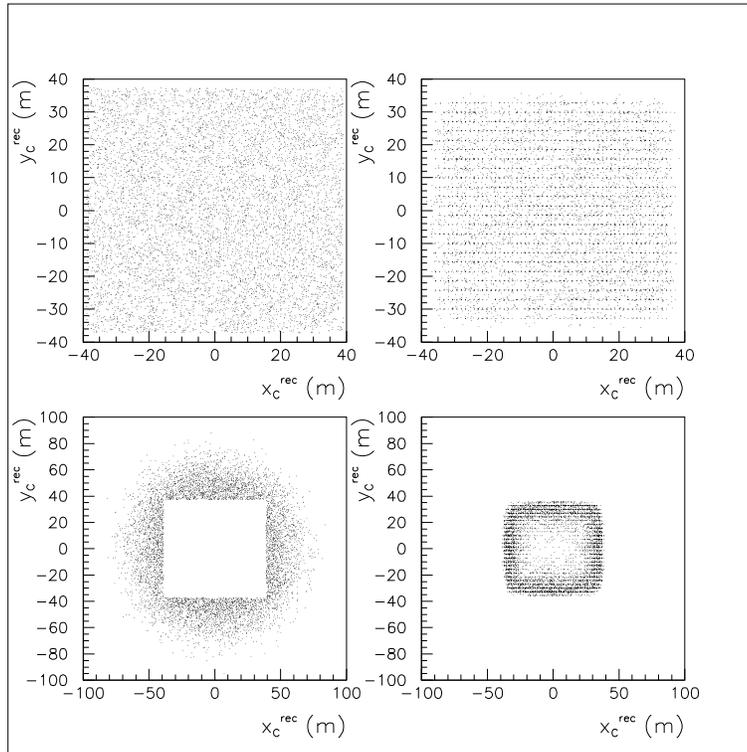


Figura 3.5: Posizione vera (grafici a sinistra) e ricostruita con il metodo LLF (grafici a destra) del *core* per sciami indotti da γ . Nella parte alta sono confrontati eventi interni al *carpet*, nella parte bassa quelli esterni. Sono stati selezionati sciami con una molteplicità di pad di $50 \div 150$ calcolata su un'area fiduciale pari a tutto il *carpet*.

Ad esempio, in figura 3.8 sono mostrate le risoluzioni sulla posizione del *core* selezionando solo gli sciami ricostruiti entro un'area fiduciale $50 \times 50 \text{ m}^2$. Il miglioramento nelle distribuzioni è evidente. La risoluzione sulla posizione del *core* per tutti gli eventi ricostruiti come interni (vedi figura 3.9) è $\sim 7 \text{ m}$. Gli eventi esterni ricostruiti come interni sono solo l'1%, ma continuano ad essere il $\sim 27\%$ degli sciami ricostruiti internamente.

Confrontando le figure 3.6 e 3.8 si nota che la principale causa della cattiva risoluzione sulla posizione del *core* per gli sciami ricostruiti IN è la frazione di eventi OUT che contamina il campione.

Nella figura 3.10 è riportata la risoluzione sulla posizione del *core* per eventi ricostruiti con il metodo LLF internamente ad un'area fiduciale $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$ (cerchi pieni) e per quelli realmente interni (cerchi vuoti). Il metodo LLF fornisce una risoluzione sulla posizione del *core* pari a $\sigma_R \leq 3 \text{ m}$ per sciami con una molteplicità $N_{hit} > 200$, mentre nel caso di non

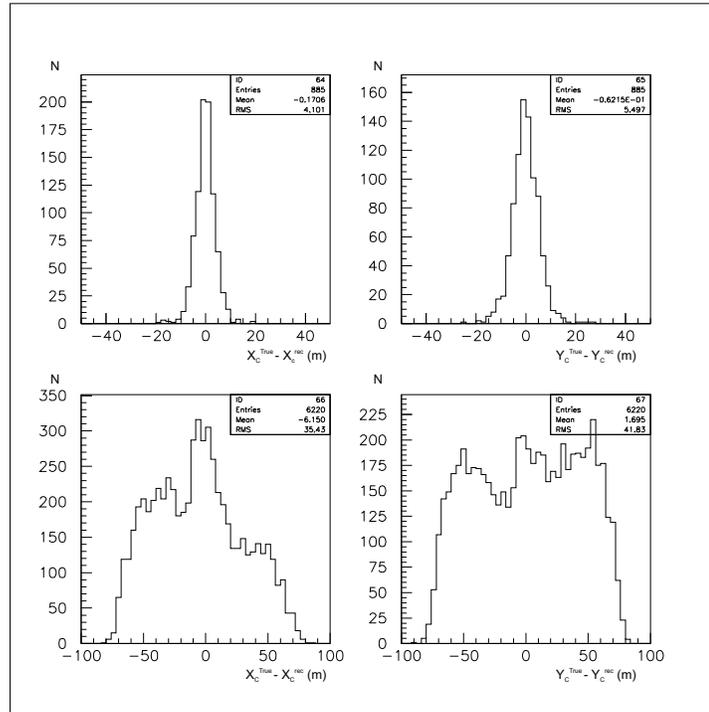


Figura 3.6: Risoluzione sulla posizione del *core* per eventi ricostruiti interni ($X_c^{true} - X_c^{fit}$ a sinistra e $Y_c^{true} - Y_c^{fit}$ a destra). Nella parte alta è mostrata la risoluzione sulla posizione del *core* per eventi realmente interni al *carpet*, mentre nella parte bassa quella per eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni.

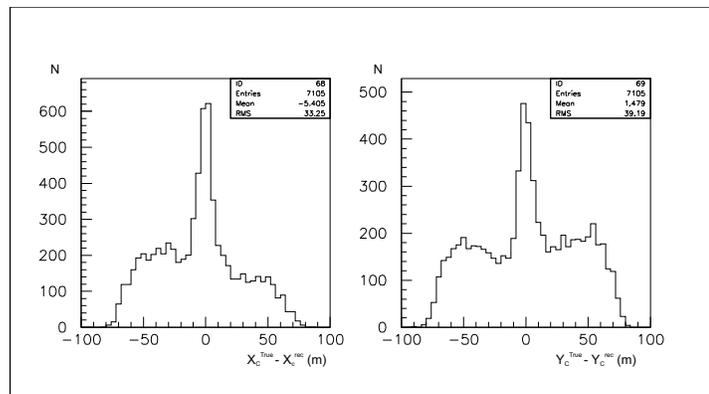


Figura 3.7: Risoluzione sulla posizione del *core* per tutti gli eventi ricostruiti internamente al *carpet* ($X_c^{true} - X_c^{fit}$ a sinistra e $Y_c^{true} - Y_c^{fit}$ a destra).

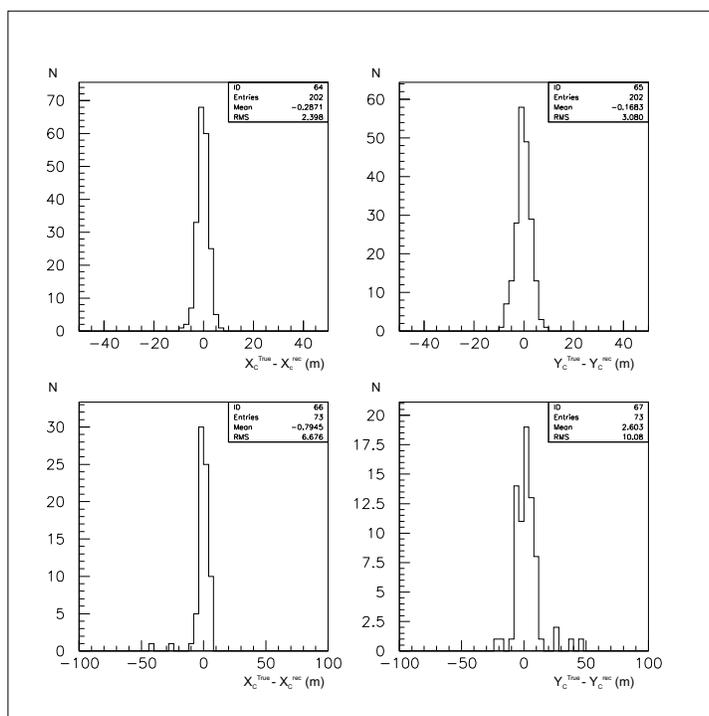


Figura 3.8: Risoluzione sulla posizione del *core* per eventi ricostruiti interni ($X_c^{true} - X_c^{fit}$ a sinistra e $Y_c^{true} - Y_c^{fit}$ a destra). Nella parte alta è mostrata la risoluzione sulla posizione del *core* per eventi realmente interni ad un'area fiduciale $50 \times 50 \text{ m}^2$, mentre nella parte bassa quella per eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni.

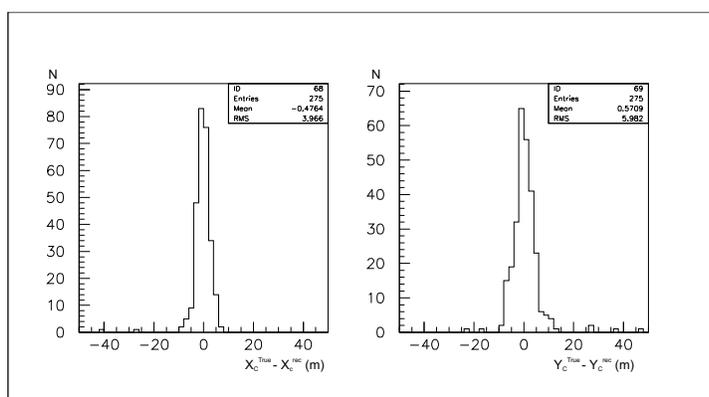


Figura 3.9: Risoluzione sulla posizione del *core* per tutti gli eventi ricostruiti internamente ad un'area fiduciale $50 \times 50 \text{ m}^2$ ($X_c^{true} - X_c^{fit}$ a sinistra e $Y_c^{true} - Y_c^{fit}$ a destra).

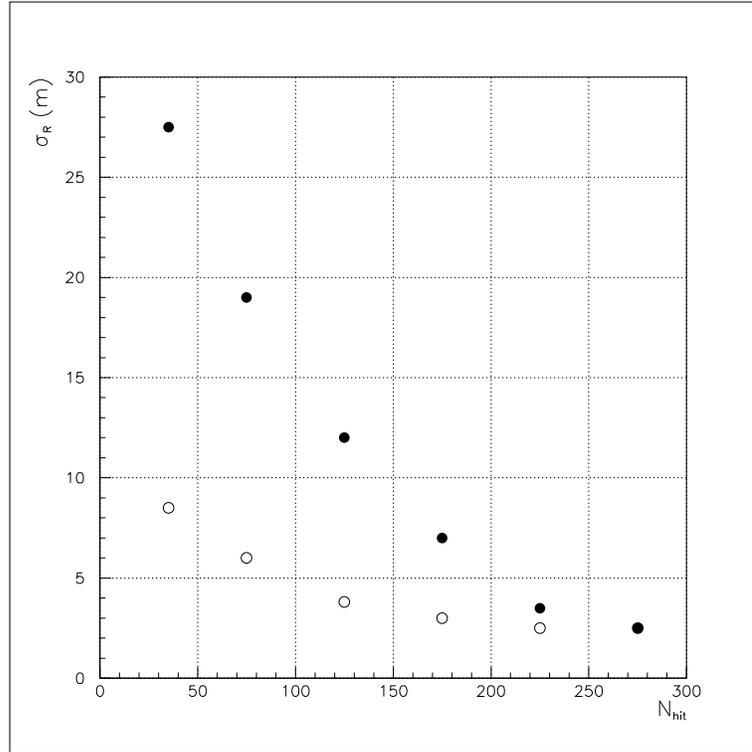


Figura 3.10: Risoluzione sulla posizione del *core* per tutti gli eventi ricostruiti internamente ad un'area fiduciale di $50 \times 50 \text{ m}^2$ (cerchi pieni) e per quelli realmente interni (cerchi vuoti) in funzione della molteplicità di pad. Il calcolo è stato fatto per sciami indotti da γ verticali da 1 TeV con il *core* campionato su un'area $200 \times 200 \text{ m}^2$.

contaminazione si avrebbe $\sigma_R < 3 \text{ m}$ già per eventi con $N_{hit} > 100$.

In figura 3.11 sono confrontate le risoluzioni sulla posizione del *core* per gli eventi ricostruiti calcolate con il metodo LLF e con le *Wavelet* (parametro di scala $a = 12$). Gli sciami sono gli stessi di figura 3.10. Come si osserva, a bassa molteplicità il metodo LLF fornisce una risoluzione sulla posizione del *core* migliore di quella ottenuta con le *Wavelet*.

Riassumendo:

- La frazione di eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni ad A_{fid} è la principale responsabile del deterioramento della risoluzione sulla posizione del *core*.
- Entrambi i metodi hanno un'efficienza di ricostruzione degli eventi IN sempre migliore del 90% [42].
- La contaminazione dipende fortemente dall'area fiduciale e dalla mol-

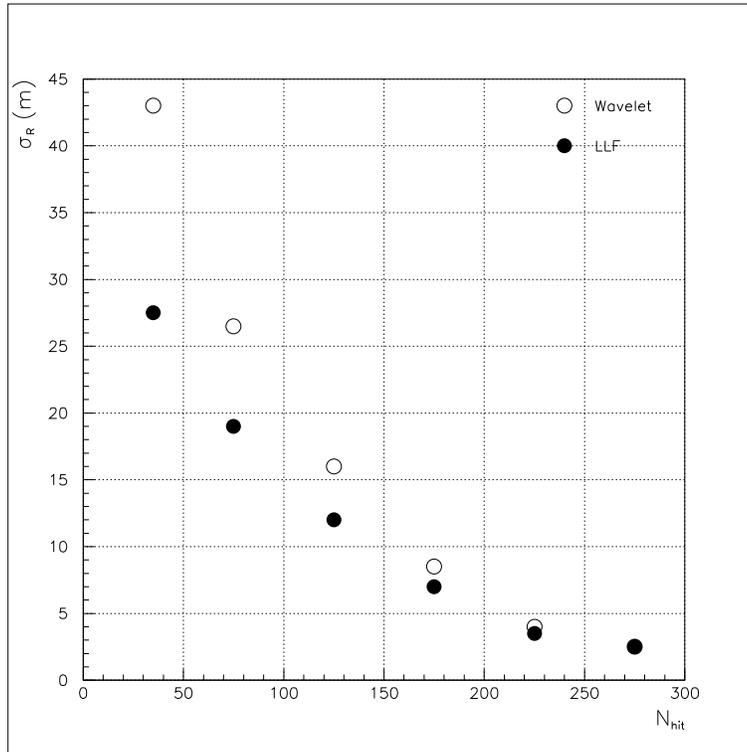


Figura 3.11: Risoluzione sulla posizione del *core* per tutti gli eventi ricostruiti internamente ad un'area fiduciale $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$ con il metodo LLF (cerchi pieni) e con le *Wavelet* con $a = 12$ (cerchi vuoti) in funzione della molteplicità di pad. Il calcolo è stato fatto per sciami indotti da γ verticali da 1 TeV con il *core* campionato su un'area $200 \times 200 \text{ m}^2$.

teplicità, ma a parità di area fiduciale, gli eventi ricostruiti con il LLF sono meno contaminati di eventi OUT rispetto a quanto avviene utilizzando le *Wavelet* [42].

- Gli algoritmi investigati non sono in grado di selezionare un campione di eventi interni con una contaminazione sufficientemente piccola a bassa molteplicità.
- Il campione di eventi può essere “pulito” mediante una opportuna scelta dell'area fiduciale in combinazione con delle particolari richieste sul valore di alcuni parametri.

Con i semplici tagli descritti nel paragrafo §3.4 è possibile rigettare il 70 ÷ 80% degli eventi esterni, a seconda dell'area fiduciale, prima di applicare un qualsiasi metodo di ricostruzione, con un notevole risparmio di tempo di calcolo.

3.4 Identificazione dei *core* esterni al *carpet*

Con metodi come LLF e le *Wavelet* si ottiene una buona risoluzione e gli eventi esterni sono ricostruiti in buona parte vicino ai bordi del *carpet* rendendo possibile un semplice “taglio al bordo” per far diminuire la contaminazione. Il problema è che, come discusso nel precedente paragrafo, la frazione di eventi OUT così eliminati non è sufficiente a garantire un’adeguata risoluzione sulla posizione del *core* a bassa molteplicità.

Per ovviare a questo problema si è cercato di identificare dei parametri che possano consentire una selezione sugli eventi prima di applicare un qualsiasi metodo di ricostruzione, in modo da ottenere un campione di sciami interni quanto più “pulito” possibile.

Molti parametri basati sulla densità delle particelle o sulle loro informazioni temporali sono stati presi in considerazione e quelli più interessanti sono [49]:

- Posizione del cluster con la più alta densità di particelle.
- Posizione della riga/colonna di cluster con la più alta densità di particelle.
- Distanza media tra le pad accese e la posizione ricostruita del *core*.

Per studiare questi parametri è stato utilizzato un campione di eventi simulato con il *core* uniformemente distribuito su un’area $400\text{ m} \times 400\text{ m}^2$, con uno spettro di energia simile a quello della Crab nell’intervallo $100\text{ GeV} \rightarrow 50\text{ TeV}$.

In figura 3.12 è mostrata la distribuzione della posizione del cluster più popolato. La coordinata X varia tra 0 – 14, quella Y tra 0 – 17 e l’origine è posta nell’angolo in basso a sinistra del piano di rivelazione. La figura confronta eventi realmente esterni (linea continua) con eventi realmente interni (linea tratteggiata), per sciami selezionati in due intervalli di molteplicità: $20 \div 50$ (grafico a sinistra) e $50 \div 100$ (grafico a destra). L’area fiduciale considerata è $50 \times 50\text{ m}^2$. La chiara differenza tra eventi IN e OUT suggerisce di definire esterni gli eventi che hanno la più alta densità di particelle sui cluster esterni.

Un altro parametro studiato è la molteplicità di una riga o di una colonna di cluster: la posizione della riga/colonna con maggiore densità di particelle, calcolata evento per evento, è mostrata in figura 3.13 per due intervalli di molteplicità: $20 \div 50$ (grafico a sinistra) e $50 \div 100$ (grafico a destra). La figura confronta eventi realmente esterni (linea continua) con eventi realmente interni (linea tratteggiata). Come nel caso precedente, anche questo parametro sembra utile nella discriminazione IN/OUT.

Un interessante parametro per misurare la bontà della posizione ricostruita del *core* è la distanza media di tutte le particelle rivelate con la

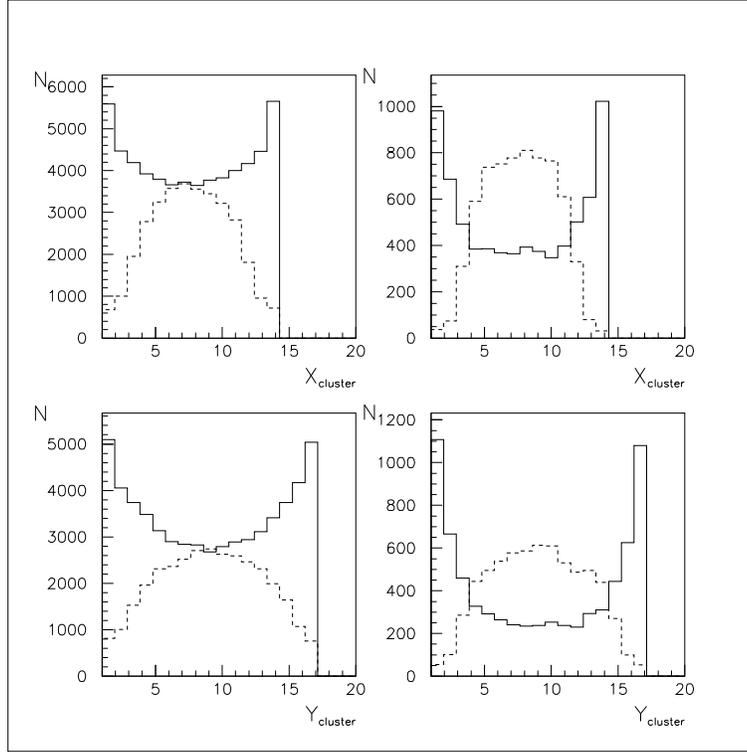


Figura 3.12: Distribuzione della posizione del cluster più popolato (X in alto e Y in basso) per eventi realmente esterni (linea continua) e realmente interni (linea tratteggiata), per sciami selezionati in due intervalli di molteplicità: $20 \div 50$ (grafico a sinistra) e $50 \div 100$ (grafico a destra). L'area fiduciale è di $50 \times 50 \text{ m}^2$ e la dimensione del piano di rivelazione è 14×17 cluster.

posizione ricostruita del *core* \bar{R}_p [49]:

$$\bar{R}_p = \frac{\sum_{i=1}^N |r_C - r_i| n_i}{\sum_{i=1}^N n_i} \quad (3.19)$$

dove N è il numero di pad accese, r_C è la posizione ricostruita del *core*, r_i è la posizione della i -esima pad accesa e n_i il numero di particelle rivelate nella i -esima pad. La figura 3.14 mostra la distribuzione di \bar{R}_p in funzione della posizione vera del *core* rispetto al centro del *carpet* per diversi intervalli di molteplicità di pad. Come si può vedere \bar{R}_p aumenta per sciami con il *core* esterno e permette di operare un taglio in \bar{R}_p per identificarli.

In figura 3.15 è mostrata la distribuzione di \bar{R}_p per tutti gli sciami ricostruiti internamente ad un'area fiduciale $70 \times 70 \text{ m}^2$ e (linea continua). In essa sono anche mostrate le distribuzioni di \bar{R}_p per gli eventi realmente IN (linea punteggiata) e per quelli OUT ma ricostruiti come IN (linea

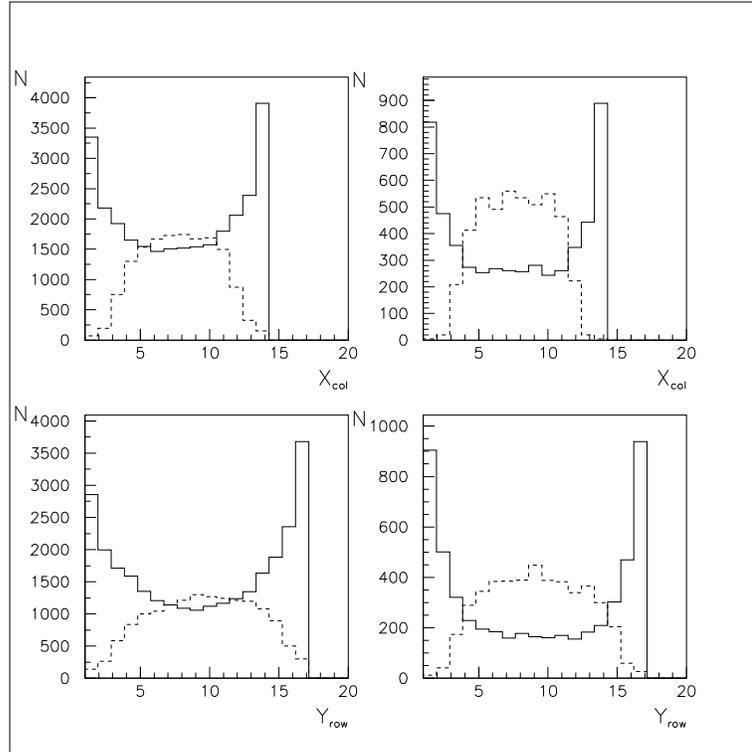


Figura 3.13: Distribuzione della posizione della riga/colonna di cluster più popolata (X in alto e Y in basso) per eventi realmente esterni (linea continua) e realmente interni (linea tratteggiata), per sciami selezionati in due intervalli di molteplicità: $20 \div 50$ (grafico a sinistra) e $50 \div 100$ (grafico a destra). L'area fiduciale è di $50 \times 50 \text{ m}^2$ e la dimensione del piano di rivelazione è 14×17 cluster.

tratteggiata). I grafici si riferiscono ad eventi con diversa molteplicità: da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso > 50 , > 100 , > 200 e > 300 pad accese. I *core* sono stati calcolati con il metodo del baricentro. Si può osservare che maggiore è la distanza tra la posizione vera e quella ricostruita dell'asse dello sciame e più sono alti i valori di \bar{R}_p .

La figura 3.16 mostra la distribuzione di \bar{R}_p in funzione della risoluzione sulla coordinata X_C del *core* per diversi intervalli di molteplicità di pad. Gli sciami con la peggiore risoluzione sono quelli con i più alti valori di \bar{R}_p . Da queste figure si evince che una buona parte di eventi esterni può essere eliminata imponendo $\bar{R}_p < 24 \div 25$.

Si noti che per studiare questi parametri è stato simulato un *carpet* più grande di quello in costruzione: 14×17 cluster rispetto a 10×13 . Questo per studiare la migliore configurazione con cui realizzare il *guard ring*.

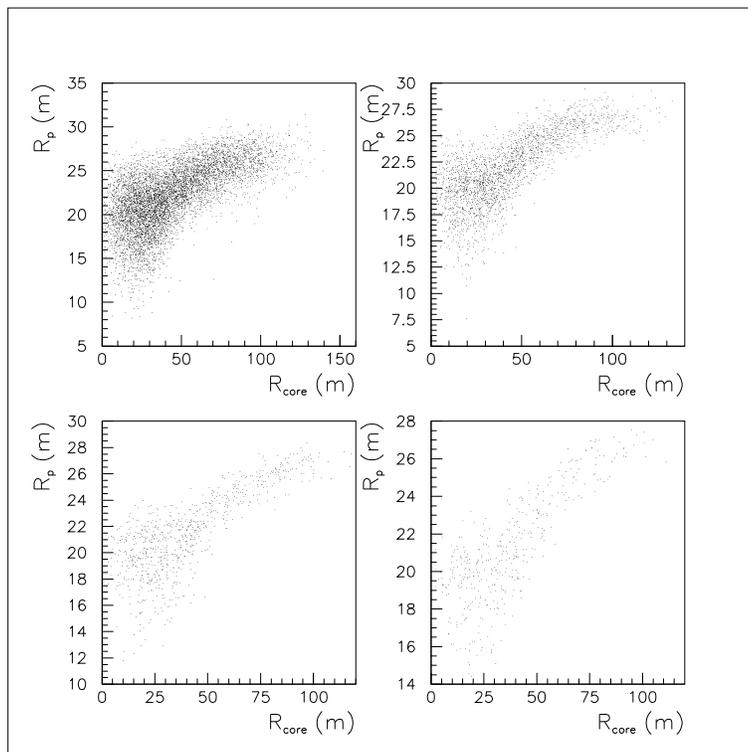


Figura 3.14: Distribuzione di \bar{R}_p in funzione della posizione vera del *core* rispetto al centro del *carpet* per diversi intervalli di molteplicità di pad: $20 \div 50$, $50 \div 100$, $100 \div 150$, $150 \div 200$ da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso.

Come si vede dalle figure 3.12 e 3.13 sono proprio le tre corone più esterne di cluster quelle più importanti per l'identificazione degli eventi OUT. Ciò suggerisce la necessità di realizzare un *guard ring* completamente strumentato (sito nelle coordinate $X = \{1, 14\}$ e $Y = \{1, 17\}$).

Infine si osservi che nelle coordinate $X = \{2, 13\}$ e $Y = \{2, 16\}$ non è previsto alcun rivelatore (vedi figura 2.19).

3.5 Procedura di eliminazione degli eventi esterni

Avendo individuato nel metodo LLF l'algoritmo migliore per ricostruire il *core* e nello studio della posizione dei cluster (o delle loro righe e colonne) più popolati i più interessanti parametri per identificare gli eventi OUT, in questo paragrafo è presentata l'applicazione di una complessiva procedura di ricostruzione.

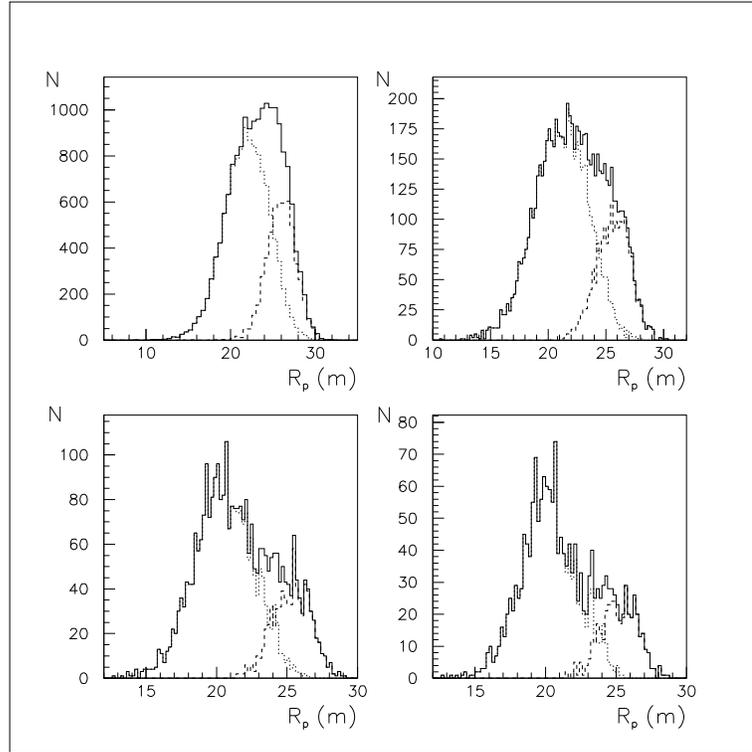


Figura 3.15: Distribuzione di \bar{R}_p per tutti gli sciami ricostruiti internamente (linea continua), per quelli realmente IN (linea punteggiata) e per quelli OUT ma ricostruiti come IN (linea tratteggiata). I grafici si riferiscono ad eventi con diversa molteplicità: da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso > 50 , > 100 , > 200 e > 300 pad accese. L'area fiduciale è $70 \times 70 \text{ m}^2$ e i *core* sono stati calcolati con il metodo del baricentro.

L'identificazione degli eventi esterni sarà effettuata applicando la seguente procedura:

1. Definizione di un'area fiduciale A_{fid} .
2. Classificazione degli eventi in termini del numero di pad N_{hit} accese all'interno di A_{fid} .
3. Eliminazione degli eventi che hanno la densità massima di particelle nei cluster con coordinate $X = \{1, 3, 12, 14\}$ e $Y = \{1, 3, 15, 17\}$.
4. Eliminazione degli eventi che hanno la densità massima di particelle nelle righe $\{1, 3, 15, 17\}$ e nelle colonne $\{1, 3, 12, 14\}$.
5. Ricostruzione della posizione del *core* dei restanti eventi con il metodo LLF.

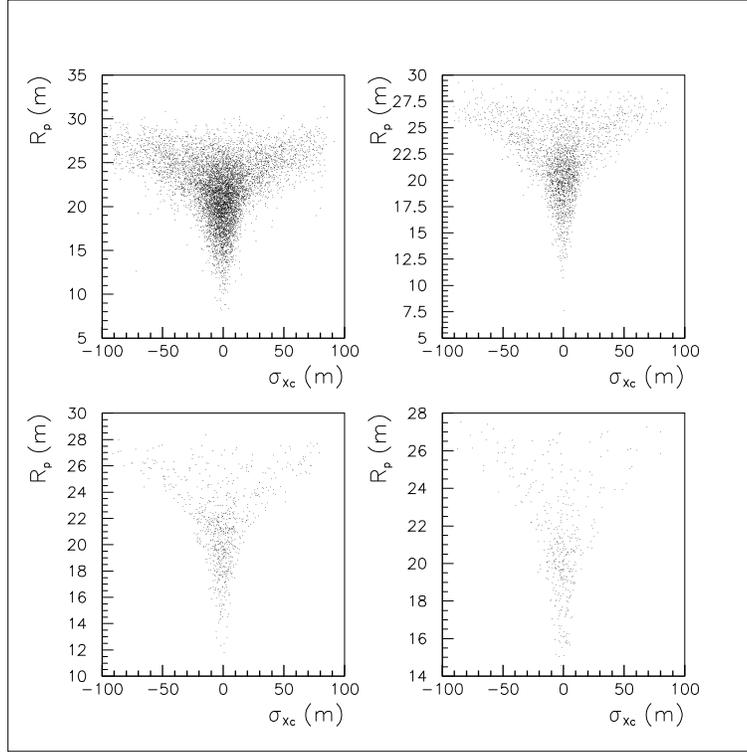


Figura 3.16: Distribuzione di \bar{R}_p in funzione della risoluzione sulla coordinata X_C del *core* per diversi intervalli di molteplicità di pad: $20 \div 50$, $50 \div 100$, $100 \div 150$, $150 \div 200$ da sinistra verso destra e dall'alto verso il basso.

6. Successiva reiezione di eventi tramite opportuni tagli sul parametro \bar{R}_p .

La procedura è stata applicata ad un campione di sciame indotti da γ con uno spettro simile a quello della Crab Nebula (con indice spettrale -2.5) in un intervallo di energia che va da 100 GeV a 50 TeV . Gli sciame sono stati selezionati con angolo zenitale uniforme compreso in quattro intervalli: $0^\circ < \Delta\theta < 10^\circ$, $10^\circ < \Delta\theta < 20^\circ$, $20^\circ < \Delta\theta < 30^\circ$, $30^\circ < \Delta\theta < 40^\circ$. Per ognuno di questi intervalli sono stati campionati $N_s = 3.9 \cdot 10^6$ sciame con angolo azimutale ϕ compreso tra $0^\circ \div 360^\circ$ e *core* distribuito su un'area $A_s = 400 \times 400 \text{ m}^2$. I calcoli sulla ricostruzione del *core* sono stati effettuati considerando solo il *carpet* centrale di 10×13 cluster. Per applicare i tagli dei punti 3) e 4) si è considerato un *guard ring* completamente strumentato.

Come esempio si considerino $N_s = 3.9 \cdot 10^6$ sciame quasi verticali ($0^\circ < \Delta\theta < 10^\circ$). Solo $N_s \cdot \frac{A_{fid}}{A_s} = 60937$ sciame hanno il *core* interno ad $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$ mentre 3839063 sono esterni e quindi non utili per studiare l'astronomia γ .

Dai calcoli risulta che una frazione $\alpha = 8.5 \cdot 10^{-3}$ ($\beta = 2 \cdot 10^{-4}$) di tutti gli eventi interni (esterni) considerati ha una molteplicità di pad compresa tra $100 \div 150$ in A_{fid} . Di conseguenza il numero totale di sciami in questo intervallo di molteplicità è:

$$\begin{aligned} N(100 \div 150) &= N_s \cdot \frac{A_{fid}}{A_s} \cdot \alpha + N_s \cdot \left(1 - \frac{A_{fid}}{A_s}\right) \cdot \beta \\ &= 60937 \cdot 8.5 \cdot 10^{-3} + 3839063 \cdot 2 \cdot 10^{-4} \\ &= 518 + 768 = 1286 \end{aligned} \quad (3.20)$$

Per rigettare i 768 sciami con l'asse esterno all'area fiduciale si è ricostruita la posizione del *core* di tutti i 1286 eventi usando il metodo LLF. Poiché in questo intervallo di molteplicità l'efficienza è $\epsilon = 0.95$ e la contaminazione è $c = 0.07$ si ha:

$$N_{IN}^{rec} = 518 \cdot 0.95 + 768 \cdot 0.07 = 492 + 54 = 546 \quad (3.21)$$

La contaminazione del campione di eventi ricostruiti come IN è $\sim 10\%$, quindi apparentemente modesta, ma la risoluzione sulla posizione del *core* è $\sigma_R \sim 18 m$.

Per ridurre ulteriormente il numero di eventi mal ricostruiti si applicano i tagli descritti nei punti 3) e 4), prima di usare il metodo LLF. Questi tagli eliminano una frazione $F_{IN} = 0.01$ di eventi IN ed una frazione $F_{OUT} = 0.73$ di sciami OUT. Si applica il metodo LLF al campione così ridotto:

$$\begin{aligned} N'(100 \div 150) &= N_s \cdot \frac{A_{fid}}{A_s} \cdot \alpha \cdot (1 - F_{IN}) + N_s \cdot \left(1 - \frac{A_{fid}}{A_s}\right) \cdot \beta \cdot (1 - F_{OUT}) \\ &= 518 \cdot 0.99 + 768 \cdot 0.27 \\ &= 513 + 207 = 720 \end{aligned} \quad (3.22)$$

In generali i valori dei parametri dell'algorithmo di ricostruzione possono essere diversi dopo questi tagli: in questo caso si ha $\epsilon = 0.96$ e $c = 0.10$.

In conclusione il numero di eventi ricostruiti entro A_{fid} è:

$$N_{IN}^{rec}(100 \div 150) = 513 \cdot 0.96 + 207 \cdot 0.10 = 492 + 21 = 513 \quad (3.23)$$

La contaminazione è $\sim 4\%$ e la risoluzione sulla posizione del *core* è $\sigma_R \sim 4 m$.

Come si può vedere da questo esempio, i tagli 3) e 4) riducono il numero degli sciami su cui applicare il metodo LLF, riducendo sensibilmente il tempo di calcolo, ma soprattutto migliorano in modo notevole la risoluzione sulla posizione del *core*.

Uno studio dettagliato di questa procedura in funzione dell'angolo zenitale dello sciame ha mostrato che essa è praticamente indipendente dalla direzione del primario (almeno entro 40°).

Nelle tabelle 3.5.3, 3.5.4 e 3.5.5 sono riportati i risultati per un campione totale di $\sim 15.6 \cdot 10^6$ di sciami indotti da γ (con $0^\circ < \theta < 40^\circ$) per

N_{hit}	E_{med} (TeV)	α ($\times 10^{-3}$)	β ($\times 10^{-4}$)	ϵ	c	c'	F_{OUT}	F_{IN}
20-50	0.500	46	20	0.93	0.50	0.31	0.77	0.19
50-100	0.850	15	5	0.94	0.25	0.12	0.75	0.05
100-150	1.295	5	1.4	0.95	0.14	0.06	0.74	0.02
150-200	1.850	2	0.6	0.95	0.07	0.04	0.69	0.01
200-250	2.220	1.50	0.34	0.93	0.04	0.02	0.69	0
250-300	2.560	0.90	0.23	0.92	0.02	0.01	0.67	0
300-350	2.870	0.65	0.14	0.90	0.02	0.01	0.69	0
350-400	3.050	0.60	0.09	0.86	0	0	0.68	0

Tabella 3.5.3: $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$: N_{hit} è numero di pad accese entro A_{fid} , E_{med} è l'energia mediana degli sciame ricostruiti come interni, α (β) è la frazione di tutti gli sciame interni (esterni) simulati con una molteplicità N_{hit} , ϵ è l'efficienza, c è la percentuale di eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni, $c' = (N_{OUT}^{true} \cdot c) / N_{IN}^{rec}$ è il parametro di contaminazione del campione di eventi interni, F_{OUT} (F_{IN}) è la frazione di sciame esterni (interni) eliminati con i tagli 3) e 4).

diverse aree fiduciali: rispettivamente $50 \times 50 m^2$, $60 \times 60 m^2$, $70 \times 70 m^2$. Questo campione di eventi è stato costruito sommando gli eventi campionati separatamente nei 4 intervalli zenitali descritti.

Il parametro α (β) è la frazione di tutti gli sciame interni (esterni) simulati con una molteplicità N_{hit} entro l'area fiduciale considerata. α e β

N_{hit}	E_{med} (TeV)	α ($\times 10^{-3}$)	β ($\times 10^{-4}$)	ϵ	c	c'	F_{OUT}	F_{IN}
20-50	0.477	62	37	0.96	0.80	0.39	0.80	0.31
50-100	0.744	19	7.7	0.99	0.60	0.17	0.83	0.12
100-150	1.190	6.2	2.0	0.99	0.39	0.10	0.82	0.06
150-200	1.510	3.0	0.9	0.98	0.31	0.07	0.84	0.05
200-250	2.020	1.6	0.5	0.95	0.28	0.06	0.83	0.03
250-300	2.390	1.1	0.3	0.96	0.18	0.04	0.83	0.02
300-350	2.600	0.8	0.2	0.94	0.13	0.02	0.86	0.01
350-400	3.000	0.6	0.15	0.90	0.06	0.01	0.85	0.01

Tabella 3.5.4: $A_{fid} = 60 \times 60 m^2$: N_{hit} è numero di pad accese entro A_{fid} , E_{med} è l'energia mediana degli sciame ricostruiti come interni, α (β) è la frazione di tutti gli sciame interni (esterni) simulati con una molteplicità N_{hit} , ϵ è l'efficienza, c è la percentuale di eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni, $c' = (N_{OUT}^{true} \cdot c) / N_{IN}^{rec}$ è il parametro di contaminazione del campione di eventi interni, F_{OUT} (F_{IN}) è la frazione di sciame esterni (interni) eliminati con i tagli 3) e 4).

N_{hit}	E_{med} (TeV)	α ($\times 10^{-3}$)	β ($\times 10^{-4}$)	ϵ	c	c'	F_{OUT}	F_{IN}
20-50	0.453	81	62	0.94	0.89	0.44	0.81	0.46
50-100	0.690	23	11	1	0.92	0.21	0.86	0.28
100-150	1.100	7.3	2.9	1	0.88	0.15	0.87	0.22
150-200	1.475	3.4	1.3	1	0.84	0.16	0.84	0.19
200-250	1.800	1.9	0.65	1	0.80	0.13	0.86	0.20
250-300	2.200	1.3	0.44	1	0.82	0.13	0.87	0.20
300-350	2.700	0.98	0.27	1	0.82	0.13	0.84	0.20
350-400	2.820	0.68	0.20	1	0.81	0.15	0.82	0.17

Tabella 3.5.5: $A_{fid} = 70 \times 70 \text{ m}^2$: N_{hit} è numero di pad accese entro A_{fid} , E_{med} è l'energia mediana degli sciami ricostruiti come interni, α (β) è la frazione di tutti gli sciami interni (esterni) simulati con una molteplicità N_{hit} , ϵ è l'efficienza, c è la percentuale di eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni, $c' = (N_{OUT}^{true} \cdot c) / N_{IN}^{rec}$ è il parametro di contaminazione del campione di eventi interni, F_{OUT} (F_{IN}) è la frazione di sciami esterni (interni) eliminati con i tagli 3) e 4).

dipendono dalla particolare selezione di eventi richiesta mentre ϵ e c dipendono dall'algoritmo usato (metodo LLF in questo caso) per la ricostruzione del *core*.

E' importante notare da queste tabelle che l'efficienza ϵ del metodo LLF è sempre migliore del 90%: per $A_{fid} = 70 \times 70 \text{ m}^2$ e per $N_{hit} > 50$, $\epsilon = 1$.

Il parametro c rappresenta la percentuale di eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni, mentre $c' = (N_{OUT}^{true} \cdot c) / N_{IN}^{rec}$ è il parametro di contaminazione del campione di eventi interni. Solo per $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$ c' è piuttosto piccolo. All'aumentare dell'area fiduciale gran parte degli sciami esterni che non sono eliminati dai tagli vengono mal ricostruiti dal metodo LLF. Questo perchè, per $N_{hit} > 100$, la maggior parte degli eventi OUT hanno il *core* ad una distanza non molto più grande di 50 m dal centro dell'apparato. Pertanto in questo caso la discriminazione IN/OUT diventa molto delicata.

Dalle tabelle si nota anche che la frazione di sciami esterni eliminati (F_{OUT}) con questa procedura è molto elevata per tutte e tre le aree fiduciali e contemporaneamente la frazione di sciami interni eliminati (F_{IN}) è bassa e tende a zero all'aumentare del numero di particelle.

Con E_{med} si indica l'energia mediana degli sciami ricostruiti come interni: il suo intervallo di valori è compreso tra $\sim 450 \text{ GeV}$ e $\sim 3 \text{ TeV}$.

Il campione di eventi ricostruiti IN può essere ulteriormente ripulito di eventi OUT operando un successivo taglio nel parametro \bar{R}_p . Dalla figura 3.15 si vede che un taglio conservativo può essere il seguente: si escludono tutti gli eventi per i quali $\bar{R}_p > 25$.

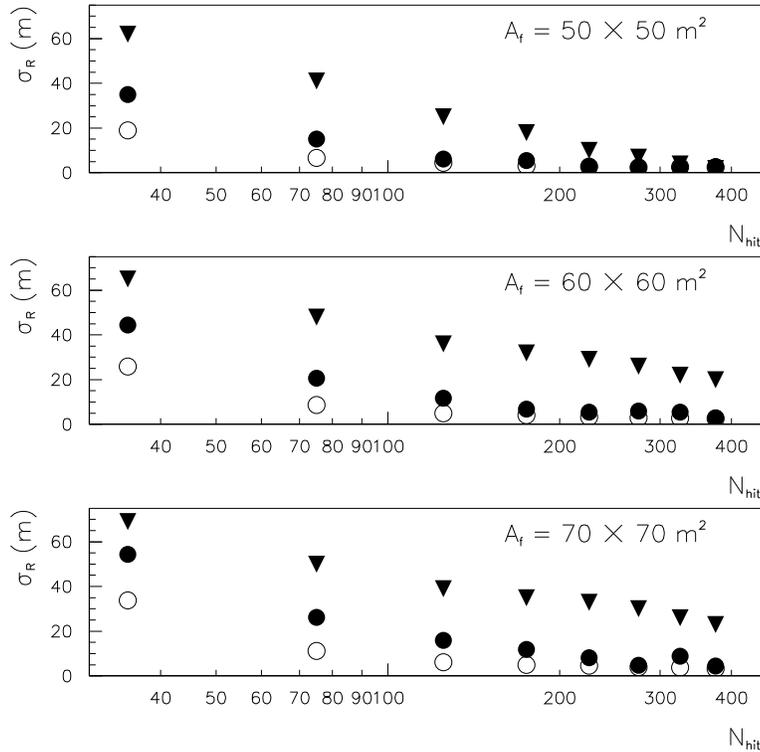


Figura 3.17: Risoluzione del *core* in funzione della molteplicità di pad per differenti aree fiduciali. I cerchi pieni si riferiscono alla procedura con i tagli 3) e 4), i cerchi vuoti dopo i tagli in \bar{R}_p discussi nel testo ed i triangoli si riferiscono alla procedura senza tagli, in cui gli eventi OUT sono eliminati solo attraverso il metodo LLF.

In figura 3.17 sono mostrati gli effetti sulla risoluzione del *core* in funzione della molteplicità di pad (cerchi pieni). I triangoli si riferiscono alla procedura senza tagli, in cui gli eventi OUT sono eliminati solo attraverso il metodo LLF. I cerchi vuoti mostrano gli effetti dei tagli in \bar{R}_p : dopo l'applicazione del metodo LLF sono stati eliminati gli sciame con $\bar{R}_p > 25$.

Come si osserva, il miglioramento della risoluzione è evidente per tutte le molteplicità. Gli ulteriori tagli in \bar{R}_p migliorano ancora sensibilmente la risoluzione per sciame di bassa molteplicità di pad. E' interessante notare che, per $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$, le ridotte dimensioni dell'area fiduciale portano ad una convergenza dei diversi metodi per $N_{hit} > 300$.

In figura 3.18 è riassunta la risoluzione del *core* finale dopo i tagli in \bar{R}_p in funzione della molteplicità di pad, per diverse aree fiduciali. La figura evidenzia che per $N_{hit} > 200$ le aree fiduciali $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$ e $A_{fid} = 60 \times 60 \text{ m}^2$ forniscono risultati approssimativamente equivalenti: la risoluzione sulla posizione del *core* è $\sigma_R < 3 \text{ m}$. Solo per una molteplicità molto elevata

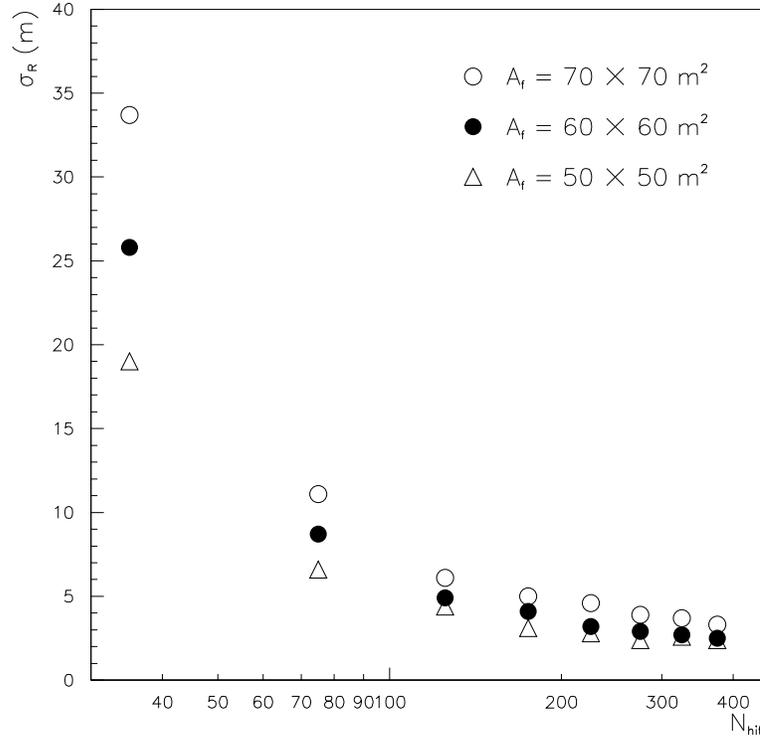


Figura 3.18: Risoluzione del *core* in funzione della molteplicità di pad, per diverse aree fiduciali. I valori riportati si riferiscono ai calcoli finali della procedura descritta nel testo.

($N_{hit} > 400$) la risoluzione trovata considerando l'area fiduciale $A_{fid} = 70 \times 70 m^2$ è paragonabile a quella trovata con aree fiduciali più piccole. Nel caso $A_{fid} = 70 \times 70 m^2$ sarebbe più efficace un taglio più restrittivo su \bar{R}_p .

Le tabelle 3.5.6, 3.5.7 e 3.5.8 riportano un sommario delle frazioni di sciami eliminati nei diversi passi della procedura per le diverse aree fiduciali.

Nella seconda colonna sono riportate le frazioni di sciami rigettati con i tagli 3) e 4), nella terza quelle dopo il metodo LLF e nella quarta quelle dopo i tagli in \bar{R}_p . I valori sono calcolati sia per gli eventi interni che esterni.

La frazione finale di eventi OUT rigettati è molto alta per tutte e tre le aree fiduciali. Per $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$ si eliminano tutti gli eventi esterni già dopo l'applicazione del metodo LLF per $N_{hit} > 200$. La frazione finale di eventi interni eliminati è dell'ordine del 10%, o minore, per $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$ e $A_{fid} = 60 \times 60 m^2$ e $N_{hit} > 100$. Come atteso, questa frazione aumenta con A_{fid} e per basse molteplicità.

Frazione di eventi IN rigettati

Frazione di eventi OUT rigettati

N_{hit}	density cuts	LLF	\bar{R}_p cuts
20-50	0.19	0.24	0.35
50-100	0.05	0.10	0.14
100-150	0.02	0.07	0.08
150-200	0.01	0.06	0.07
200-250	0	0.07	0.08
250-300	0	0.08	0.08
300-350	0	0.10	0.10
350-400	0	0.15	0.15

N_{hit}	density cuts	LLF	\bar{R}_p cuts
20-50	0.77	0.88	0.93
50-100	0.75	0.94	0.96
100-150	0.74	0.96	0.97
150-200	0.69	0.98	0.98
200-250	0.69	0.99	0.99
250-300	0.67	0.99	0.99
300-350	0.69	0.99	0.99
350-400	0.68	1	1

Tabella 3.5.6: $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$. Nella seconda colonna sono riportate le frazioni di sciame rigettati con i tagli 3) e 4), nella terza quelle dopo il metodo LLF e nella quarta quelle dopo i tagli in \bar{R}_p , sia per gli eventi interni che esterni.

3.6 Conclusioni

I risultati ottenuti applicando la procedura proposta possono essere così riassunti:

- Più del 93% degli eventi esterni, soddisfacenti alle selezioni richieste, sono eliminati per tutte e tre le aree fiduciali e negli intervalli di molteplicità considerati.
- La frazione di eventi interni erroneamente eliminata è una funzione dell'area fiduciale e della molteplicità. Un'appropriata scelta di A_{fid} permette di limitare questa frazione a $\sim 10\%$.
- Il miglioramento della risoluzione sulla posizione del *core* è evidente: si raggiungono valori minori di 3 *m* per $N_{hit} > 200$.
- La risoluzione sulla posizione del *core* può essere ottimizzata scegliendo una diversa area fiduciale per i differenti intervalli di molteplicità: $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$ per $N_{hit} < 250 \div 300$, $A_{fid} = 60 \times 60 m^2$ per $250 \div 300 < N_{hit} < 500$ e $A_{fid} = 70 \times 70 m^2$ per $N_{hit} > 500$.
- Questi calcoli suggeriscono la necessità di una completa strumentazione del *guard ring* di ARGO-YBJ in modo da migliorare le possibilità di discriminazione IN/OUT dell'apparato.

La procedura di ricostruzione studiata sembra quindi in grado di fornire una accurata determinazione della posizione del *core* degli sciame che superano il *trigger* di ARGO-YBJ, grazie soprattutto ad un'efficace reiezione degli eventi esterni.

Frazione di eventi IN rigettati

N_{hit}	density cuts	LLF	\bar{R}_p cuts
20-50	0.31	0.33	0.50
50-100	0.12	0.13	0.22
100-150	0.06	0.08	0.11
150-200	0.05	0.07	0.09
200-250	0.03	0.07	0.09
250-300	0.02	0.06	0.07
300-350	0.01	0.07	0.07
350-400	0.01	0.10	0.10

Frazione di eventi OUT rigettati

N_{hit}	density cuts	LLF	\bar{R}_p cuts
20-50	0.80	0.84	0.94
50-100	0.83	0.90	0.95
100-150	0.82	0.93	0.96
150-200	0.84	0.95	0.97
200-250	0.83	0.95	0.96
250-300	0.83	0.97	0.98
300-350	0.86	0.98	0.99
350-400	0.85	0.99	1

Tabella 3.5.7: $A_{fid} = 60 \times 60 m^2$. Nella seconda colonna sono riportate le frazioni di sciame rigettati con i tagli 3) e 4), nella terza quelle dopo il metodo LLF e nella quarta quelle dopo i tagli in \bar{R}_p , sia per gli eventi interni che esterni.

Frazione di eventi IN rigettati

N_{hit}	density cuts	LLF	\bar{R}_p cuts
20-50	0.46	0.49	0.67
50-100	0.28	0.28	0.39
100-150	0.22	0.22	0.27
150-200	0.19	0.19	0.21
200-250	0.20	0.20	0.23
250-300	0.20	0.20	0.22
300-350	0.20	0.20	0.22
350-400	0.17	0.17	0.18

Frazione di eventi OUT rigettati

N_{hit}	density cuts	LLF	\bar{R}_p cuts
20-50	0.81	0.83	0.96
50-100	0.86	0.87	0.96
100-150	0.87	0.89	0.96
150-200	0.84	0.86	0.94
200-250	0.86	0.89	0.95
250-300	0.87	0.89	0.94
300-350	0.84	0.87	0.93
350-400	0.82	0.85	0.93

Tabella 3.5.8: $A_{fid} = 70 \times 70 m^2$. Nella seconda colonna sono riportate le frazioni di sciame rigettati con i tagli 3) e 4), nella terza quelle dopo il metodo LLF e nella quarta quelle dopo i tagli in \bar{R}_p , sia per gli eventi interni che esterni.

Poiché la discriminazione IN/OUT può essere effettuata prima dell'applicazione degli algoritmi di ricostruzione, il risparmio nel tempo di calcolo è notevole.

La ricostruzione del *core* è tuttavia solo il primo passo della procedura generale di ricostruzione degli eventi (vedi §3.1). Il secondo passo è la determinazione della direzione del primario. La bontà di questa determinazione dipende sensibilmente dalla precisione con cui è ricostruita la posizione del *core*. Questo studio è affrontato nel capitolo 4.

Capitolo 4

Studio della risoluzione angolare

Nella ricerca di sorgenti puntiformi uno dei problemi principali è la distinzione tra eventi dovuti a γ ed eventi dovuti al fondo di RC. Il modo migliore per ridurre il fondo è di puntare con precisione verso la posizione della sorgente. Una buona risoluzione angolare per la misura della direzione d'arrivo è quindi di grande importanza.

Per determinare la direzione di provenienza del primario, il fronte dello sciame è ricostruito misurando il tempo d'arrivo e la posizione delle particelle secondarie e considerando, in genere, solo eventi interni. Infatti, come discusso nel capitolo precedente, nessuna sorgente di γ è mai stata osservata mediante lo studio di sciame esterni dato che la loro direzione è spesso mal ricostruita a causa dello spessore del fronte dello sciame e della sua non planarità.

In questo capitolo sono riportati i risultati relativi allo studio della risoluzione angolare di un apparato continuo di RPC composto da 10×13 cluster ($\sim 78 \times 75 \text{ m}^2$), equivalente al *carpet* di ARGO-YBJ. Viene quindi proposta una procedura di analisi ottimizzata che consente di raggiungere una risoluzione angolare σ_θ migliore di 0.28° per eventi con più di 300 pad scattate.

4.1 Procedura di ricostruzione della direzione del primario

In prima approssimazione si può assumere che gli sciame presentino un fronte piano. Questo è vero, come visto nel capitolo 2, se gli sciame sono prodotti da primari di energia $> 1 \text{ TeV}$ entro distanze dal *core* $< 40 \text{ m}$ [36]. Tuttavia, all'aumentare dell'età dello sciame, e cioè al decrescere dell'energia a parità di quota, la curvatura del fronte aumenta per cui l'approssimazione di fronte piano è sempre meno valida anche considerando piccole distanze dal

core e diventa allora necessario adottare un modello a fronte conico. Allontanandosi ancora dal *core* anche il modello conico risulta inadeguato poiché il profilo temporale assume forma parabolica.

Una volta definita la superficie che meglio approssima il fronte dello sciame, la direzione di provenienza è definita dalla normale al piano tangente la superficie ricostruita passante per il vertice (punto di impatto del *core* dello sciame sul piano di rivelazione). Nel caso di modello a fronte piano, il piano tangente coincide con il piano ricostruito e quindi non è necessaria una ricostruzione del *core*.

In ogni caso, qualsiasi modello si adotti, notevoli problemi nascono allorché si tenti di utilizzare la tecnica di minimizzazione del χ^2 per ricavare i parametri. Il metodo dei minimi quadrati, infatti, assume che la distribuzione dei tempi delle particelle sia gaussiana attorno ad un valor medio suggerito dal modello, mentre spesso queste distribuzioni presentano delle lunghe code non gaussiane dovute a punti con un grande scarto temporale, i cosiddetti *outliers*. In questo caso valori molto distanti dal valor medio avranno una probabilità maggiore di presentarsi che non in una gaussiana. Il metodo dei minimi quadrati attribuirà quindi a questi valori un peso maggiore di quello che gli competerebbe, compromettendo così la stima dei parametri.

Nel presente lavoro di tesi si è comunque scelto di usare questo metodo poiché nel nostro caso la funzione χ^2 è lineare nei parametri che determinano la direzione (vedi §4.2) cosicché si possono usare soluzioni analitiche e non è necessario utilizzare complesse tecniche di minimizzazione, tipo MINUIT [47], che hanno bisogno di non pochi accorgimenti per convergere. Inoltre, l'utilizzo algoritmi più complessi può richiedere la determinazione a priori, mediante simulazioni, di alcuni parametri dello sciame, circostanza che si cerca di evitare.

Al fine di utilizzare il metodo dei minimi quadrati sotto le giuste condizioni e limitazioni, si è adottato un approccio iterativo che tende ad eliminare i fattori di non gaussianità. In sostanza mediante questa procedura i dati pseudo-sperimentali, ottenuti tramite la simulazione di sciame in atmosfera, sono stati sottoposti ad opportuni tagli che consentono di rimuovere i tempi con un grande scarto rispetto al profilo teorico, tempi dovuti sia a particelle accidentali sia a grandi fluttuazioni temporali. In tal modo è possibile mettere a punto una procedura universale, da adottare poi evento per evento senza alcuna conoscenza a priori delle caratteristiche dell'evento stesso (energia, età, direzione) [50].

In questo capitolo si discuterà e giustificherà la definizione di una procedura ottimizzata per la ricostruzione della direzione degli sciame rivelati dall'esperimento ARGO-YBJ.

4.2 Modello a fronte piano

Nell'approssimazione di fronte piano si impone che tutte le particelle giacciano su un piano minimizzando la funzione:

$$\chi^2 = \sum_i w_i (\bar{t}_i - t_i)^2 \quad (4.1)$$

dove w_i è un peso, t_i è il tempo d'arrivo della i -esima particella e \bar{t}_i , profilo temporale ipotizzato, è dato da:

$$\bar{t}_i = t_0 + \frac{l}{c}x_i + \frac{m}{c}y_i + \frac{n}{c}z_i \quad (4.2)$$

con $\{x_i, y_i, z_i\}$ le coordinate dell' i -imo rivelatore scattato, $\{l, m, n\}$ i coseni direttori della direzione ortogonale al piano geometrico del fronte dello sciame e t_0 l'istante in cui il *core* incide sul rivelatore.

Se si impongono le condizioni di minimizzazione del χ^2 :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial t_0} = \frac{\partial \chi^2}{\partial l} = \frac{\partial \chi^2}{\partial m} = \frac{\partial \chi^2}{\partial n} = 0 \quad (4.3)$$

risulta che il problema di determinare $\{l, m, n, t_0\}$ non è lineare a causa del vincolo:

$$l^2 + m^2 + n^2 = 1 \quad (4.4)$$

Nel caso di ARGO-YBJ $z_i = \text{costante}$ dato che i rivelatori sono tutti posti alla stessa quota pertanto il problema si linearizza ponendo $z_i = 0 \forall i$. I parametri del fit sono quindi i coseni direttori $\{l, m\}$ e l'*offset* t_0 . In prima approssimazione si considera $w_i = 1 \forall i$. Per la soluzione esplicita del problema si veda l'Appendice ???. Il fronte temporale ricostruito è individuato dai valori l^*, m^*, n^* e t_0^* dei parametri calcolati nel punto di minimo.

Per caratterizzare la bontà della ricostruzione si studia la distribuzione dell'angolo nello spazio ψ tra la direzione "vera" $\{l, m, n\}$ e quella ricostruita $\{l^*, m^*, n^*\}$ data da:

$$\cos \psi = ll^* + mm^* + nn^* \quad (4.5)$$

Per convenzione si è usato il valore di ψ che include il 70% degli eventi (ψ_{70}). Questa scelta non è casuale, infatti come detto nel capitolo 1, se la PSF è gaussiana, caratterizzata da un potere risolutivo σ_θ , l'apertura angolare intorno alla direzione di una sorgente che massimizza il rapporto segnale/fondo è $\sim 1.58\sigma_\theta$, corrispondente ad una frazione del segnale raccolto pari al 71.5%.

Questa procedura è stata applicata a sciame generati da γ verticali, con il *core* al centro dell'apparato e di energia pari a 500 GeV, 1 TeV e 5 TeV. Nella figura 4.1 è mostrata la distribuzione della ψ dopo un fit piano. Come si osserva dalla figura il valor medio della ψ è piuttosto alto: questo è dovuto al fatto che, come già ricordato, la presenza di code non gaussiane rende poco

efficiente la minimizzazione del χ^2 . Come atteso, all'aumentare dell'energia il valor medio della ψ diminuisce perchè aumenta il numero delle particelle.

Una volta determinati $\{l^*, m^*, n^*, t_0^*\}$ è possibile ricostruire il fronte temporale dello sciame facendo uso della (4.2) in modo da ottenere la distribuzione dei residui temporali, cioè la distribuzione dei ritardi $T_i = (t_i)_{fit} - (t_i)_{exp}$ tra i punti del piano ricostruito e quelli simulati. Un esempio di tale distribuzione è mostrato nella figura 4.2. Dalla figura si nota una evidente asimmetria, caratterizzata da una coda pronunciata a tempi negativi, dovuta alla curvatura del fronte dello sciame e a quelle particelle che raggiungono il suolo con grandi ritardi rispetto al fronte piano. Facendo un fit gaussiano in un ristretto intervallo intorno al valore di picco si può avere una stima della componente non gaussiana: il suo ammontare è $\sim 25\%$ dei tempi misurati. Come già detto nel paragrafo §2.2, le code sono dovute essenzialmente agli *outliers*, particelle di energia dell'ordine dei *MeV* molto diffuse. Queste particelle influiscono negativamente sulla risoluzione angolare e quindi è necessario escluderle con algoritmi di fit che prevedano opportuni tagli [50].

Per escludere questi valori dall'analisi la procedura adottata è la seguente:

- Fit piano non pesato delle posizioni e dei tempi delle particelle di ogni evento minimizzando la funzione:

$$\chi^2 = \frac{1}{c^2} \sum_i \{(lx_i + my_i + c(t_0 - t_i))\}^2 \quad (4.6)$$

La somma include tutte le pad accese, $\{x_i, y_i\}$ indicano la posizione centrale della *i*-esima pad e t_i il tempo del segnale. I parametri della regressione sono il tempo di *offset* t_0 e i coseni direttori l e m .

- Reiezione dei punti i cui tempi differiscono dal piano così determinato più di $K \cdot \sigma$ e nuovo fit piano. Il processo è iterato finché tutti i punti verificano questa condizione. Nel caso restino meno di 5 particelle l'evento è scartato. Per σ si intende la deviazione standard della distribuzione dei tempi intorno al piano ricostruito:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\chi^2}{N - 3}} \quad (4.7)$$

dove N è il numero di particelle utilizzate nel fit e 3 è il numero di parametri ($N - 3$ sono i "gradi di libertà").

Già dopo il secondo fit piano la distribuzione della ψ si restringe e la coda dei residui comincia a diminuire. In figura 4.3 sono riportate le distribuzioni dello scarto angolare nello spazio (ψ) e dei residui temporali calcolati dopo il secondo fit piano con un taglio a $1.5 \cdot \sigma$ per gli stessi sciami di figura 4.1.

Si stima che il taglio a $1.5 \cdot \sigma$ implichi una perdita ~ 5 punti per evento corrispondenti a circa il 5% dell'informazione temporale disponibile. Nel

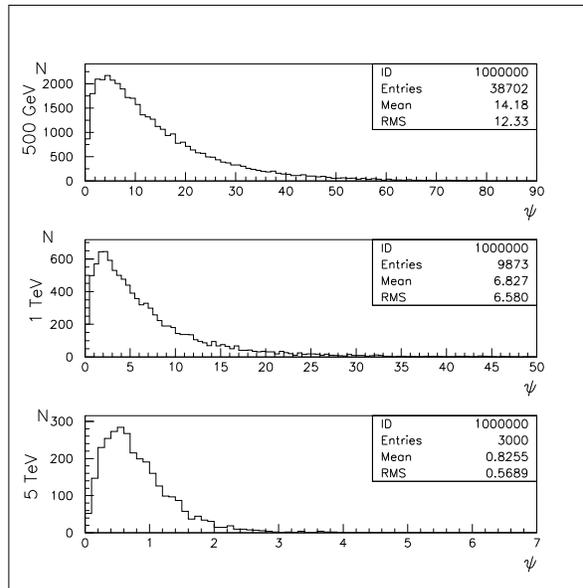


Figura 4.1: Distribuzione della ψ calcolata per sciami verticali, con il *core* al centro dell'apparato generati da γ da 500 GeV, 1 TeV e 5 TeV.

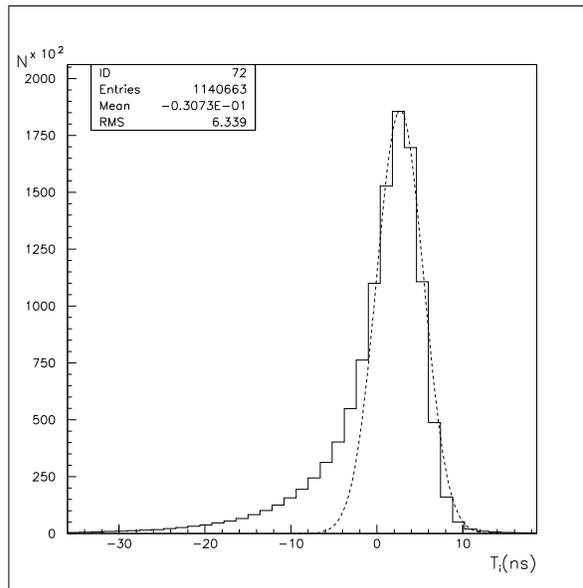


Figura 4.2: Distribuzione dei residui temporali calcolati per sciami generati da γ verticali di 1 TeV con il *core* al centro dell'apparato. La gaussiana tratteggiata è stata ottenuta con un fit della distribuzione in un ristretto intervallo intorno al valore di picco.

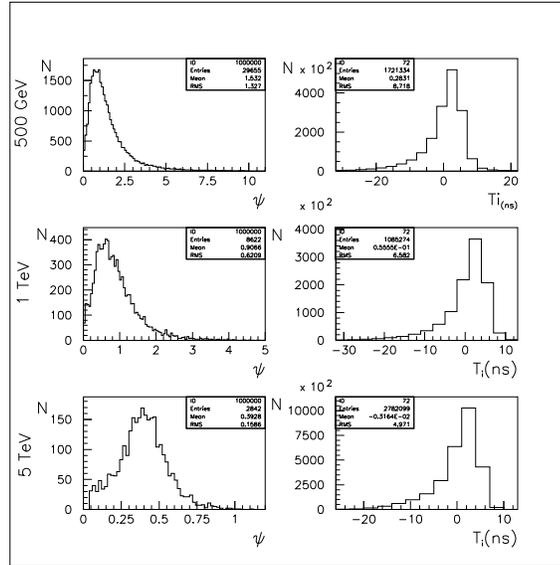


Figura 4.3: Distribuzione della ψ (distribuzioni a sinistra) e dei residui temporali (distribuzioni a destra) calcolati dopo il secondo fit piano con un taglio a $1.5 \cdot \sigma$ per sciami verticali e con il *core* al centro dell'apparato generati da γ di 500 GeV, 1 TeV e 5 TeV.

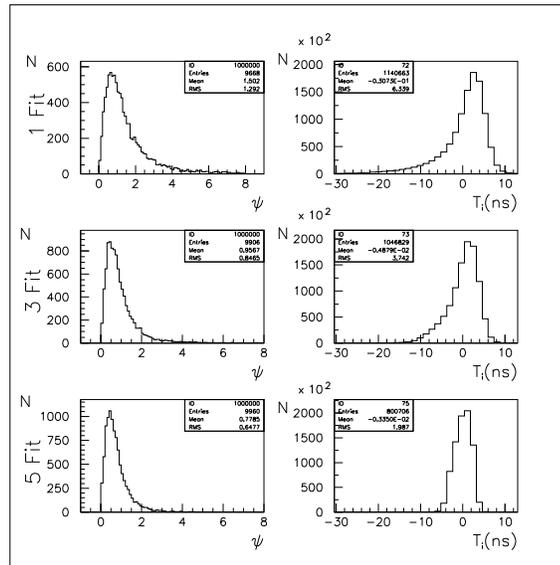


Figura 4.4: Distribuzione della ψ (distribuzioni a sinistra) e dei residui temporali (distribuzioni a destra) calcolati per sciami generati da γ verticali da 1 TeV dopo 1 fit piano (grafico in alto), dopo 3 fit piani (grafico al centro) e dopo 5 fit piani (grafico in basso). Il taglio sui residui è $1.5 \cdot \sigma$.

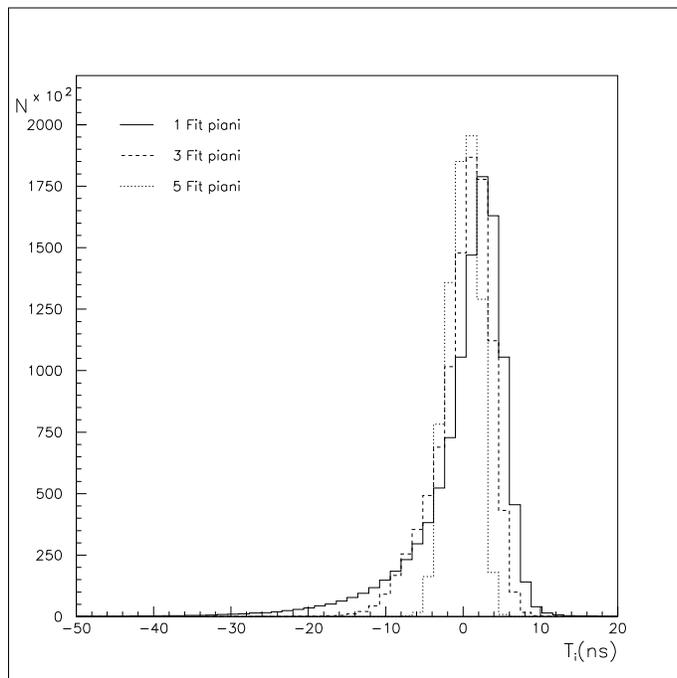


Figura 4.5: Distribuzione dei residui temporali calcolati per gli stessi sciami di figura 4.4.

caso di sciami da 1 TeV , dopo il secondo fit piano il valore medio di ψ passa da 6.8° ad 0.9° : il miglioramento giustifica “a posteriori” il procedimento.

Nella figura 4.4 è mostrata la riduzione della coda non gaussiana dei residui temporali al variare del numero di iterazioni di fit piano. Per comodità in figura 4.5 sono sovrapposte le tre distribuzioni dei residui di figura 4.4: l’eliminazione delle particelle molto ritardate è evidente. Dopo poche iterazioni la distribuzione assume una forma simmetrica gaussiana.

La figura 4.6 mostra il funzionamento dell’algoritmo iterativo. La figura presenta i tempi d’arrivo delle particelle secondarie di un tipico sciame indotto da un γ verticale da 1 TeV con il *core* al centro dell’apparato dopo 1, 3 e 5 fit piani con un taglio di $1.5 \cdot \sigma$ sui residui. I diversi grafici evidenziano come si restringa lo “spessore” del fronte temporale dello sciame al succedersi delle iterazioni con l’eliminazione delle particelle più ritardate.

L’efficacia dell’algoritmo di minimizzazione del χ^2 è mostrata nella figura 4.7 dove sono riportati i valori del parametro ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad calcolata sull’intero tappeto di ARGO-YBJ per i tre diversi stadi del processo iterativo. Per sciami con una molteplicità compresa tra $150 \div 200$ la ψ_{70} è:

- $\psi_{70}(150 \div 200) = 2.2^\circ$ dopo 1 fit piano

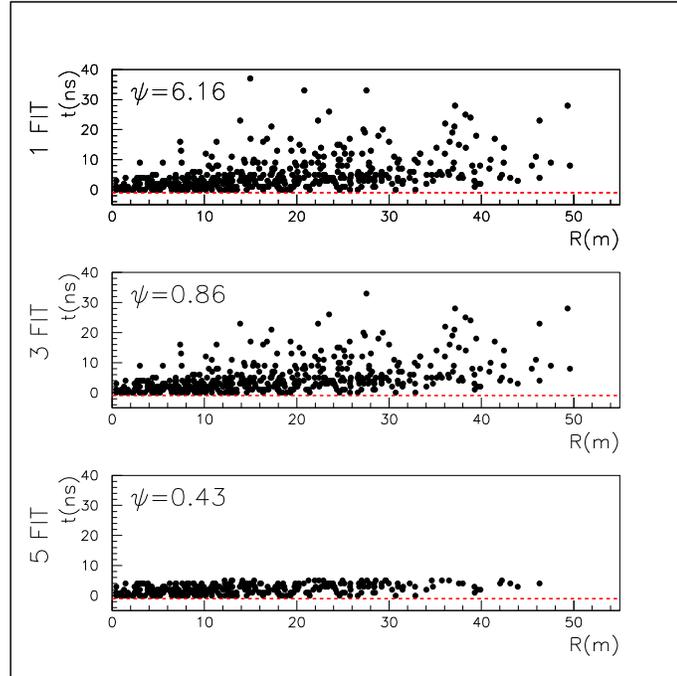


Figura 4.6: Distribuzione dei tempi d'arrivo in funzione della distanza dal *core* di un tipico sciame indotto da γ verticali da 1 TeV dopo 1 fit piano (grafico in alto), dopo 3 fit piani (grafico al centro) e dopo 5 fit piani (grafico in basso) con un taglio a $1.5 \cdot \sigma$ sui residui. Nella figura sono riportati i valori di ψ dopo i tre diversi stadi del processo iterativo.

- $\psi_{70}(150 \div 200) = 1.2^\circ$ dopo 3 fit piani
- $\psi_{70}(150 \div 200) = 0.5^\circ$ dopo 5 fit piani

si ha quindi un miglioramento della risoluzione angolare del 45% dopo 3 fit piani e del 77% dopo 5 fit piani.

Per ottimizzare la procedura bisogna naturalmente capire quante iterazioni vanno eseguite e quale valore è più conveniente assumere per il parametro K . Ciò dipende dalla struttura temporale delle particelle degli sciami osservati e quindi dalla quota di osservazione e dall'energia dei primari che hanno generato questi sciami.

In figura 4.8 è mostrato l'andamento della ψ_{70} in funzione del numero di iterazioni, per diversi valori di K . La parte alta della figura è riferita a sciami generati da γ di energia 1 TeV , la parte bassa a sciami generati da γ di energia 500 GeV . Gli sciami considerati sono verticali e con il *core* al centro dell'apparato. Per entrambi i grafici sono stati selezionati eventi con una molteplicità di pad nell'intervallo $20 \div 50$ calcolata sull'intero tappeto di ARGO-YBJ.

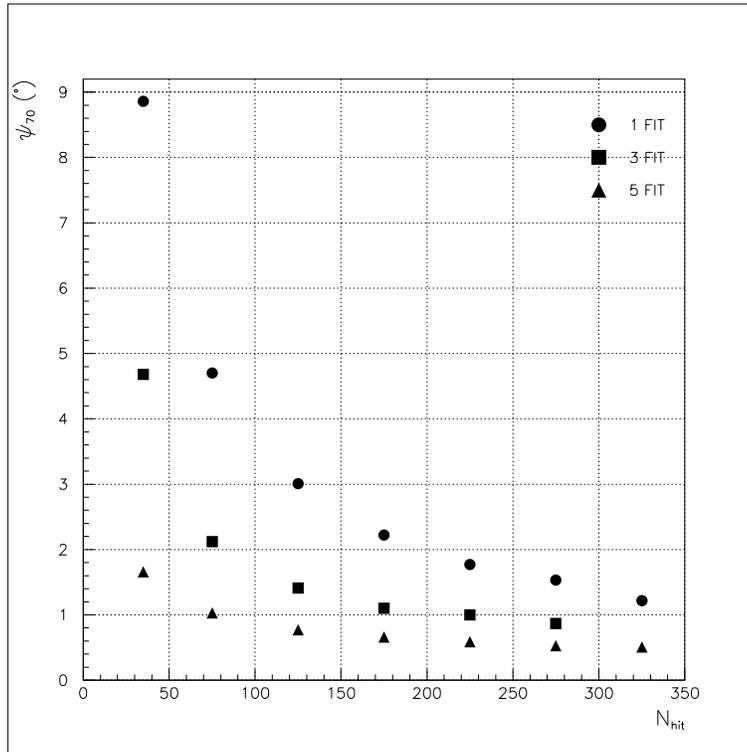


Figura 4.7: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad calcolata sull'intero tappeto di ARGO-YBJ per sciame generati da γ verticali da 1 TeV dopo 1 fit piano (cerchi), dopo 3 fit piani (quadrati) e dopo 5 fit piani (triangoli) con un taglio a $1.5 \cdot \sigma$.

Gli stessi grafici per più alta molteplicità sono riportati in figura 4.9. La parte alta della figura si riferisce a sciame generati da γ di energia 1 TeV nell'intervallo di molteplicità $100 \div 200$, la parte bassa a sciame generati da γ di energia 5 TeV nell'intervallo di molteplicità $500 \div 600$.

Da queste figure risulta:

- La risoluzione angolare migliora notevolmente con le iterazioni, infatti, le successive minimizzazioni eliminano le particelle più distanti dal “piano teorico”. Questo comportamento è qualitativamente indipendente dall'energia del primario, dalla molteplicità e dal valore di K .
- Dopo poche iterazioni il miglioramento termina e, nel caso di alta molteplicità, la risoluzione angolare peggiora. Questo comportamento dipende dall'eccessiva frazione di particelle scartate, principalmente situate a grandi distanze dal *core*: in tal modo si riduce il cosiddetto “braccio di leva del fit”.

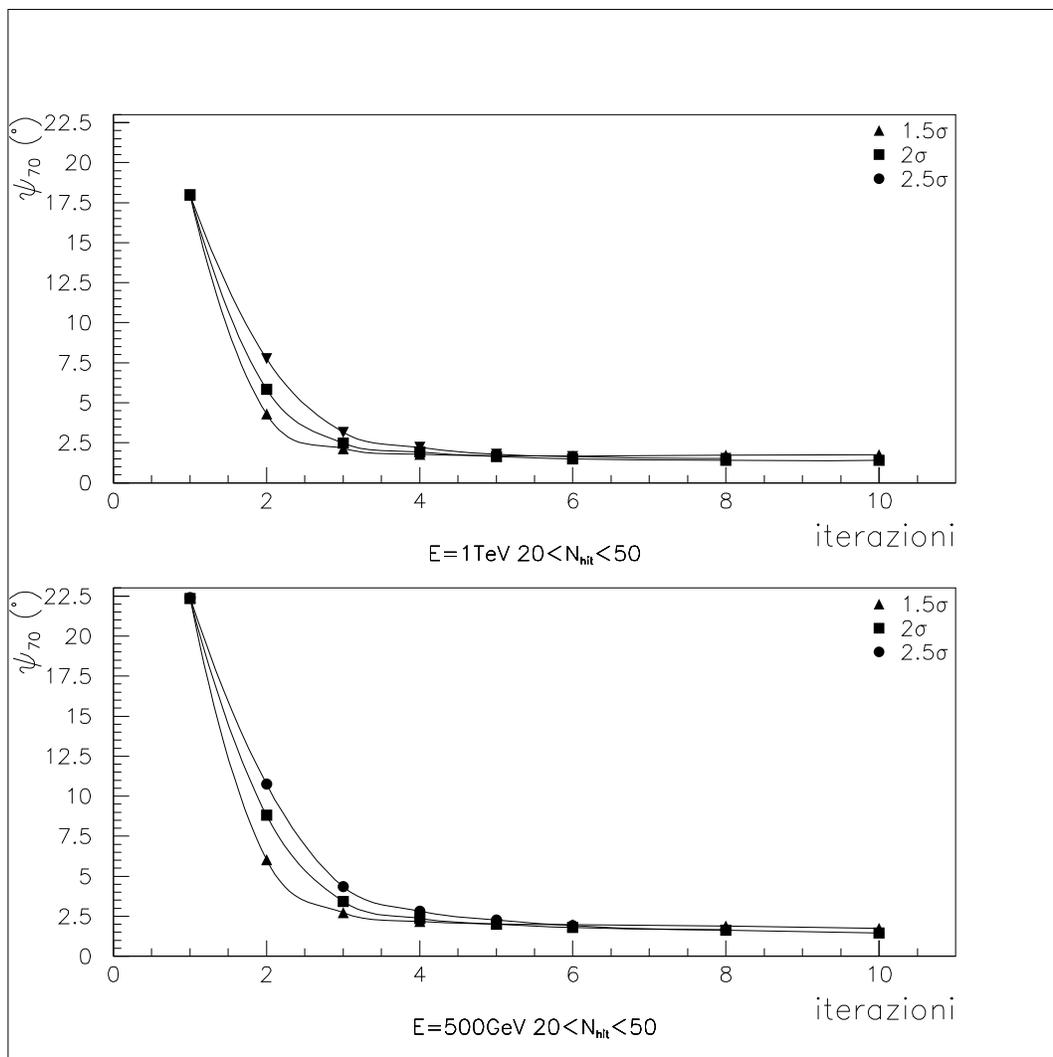


Figura 4.8: ψ_{70} rispetto al numero di iterazioni per diversi valori del parametro K . La figura superiore si riferisce a sciame generati da γ da 1 TeV , quella inferiore a sciame generati da γ da 500 GeV . Sono stati selezionati sciame nell'intervallo di molteplicità $20 \div 50$.

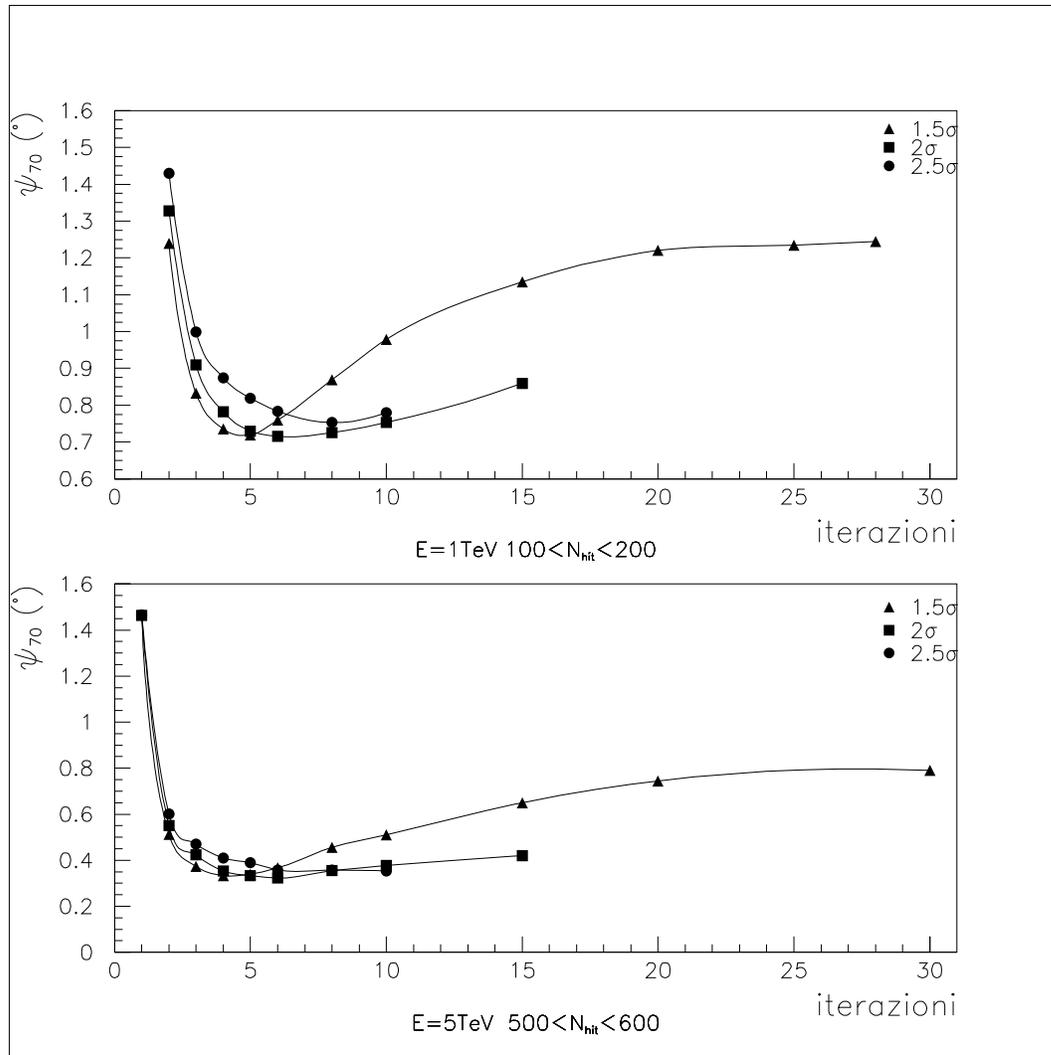


Figura 4.9: ψ_{70} rispetto al numero di iterazioni per diversi valori del parametro K . La figura superiore si riferisce a sciame generati da γ da 1 TeV con molteplicità nell'intervallo $100 \div 200$, quella inferiore a sciame generati da γ da 5 TeV con molteplicità nell'intervallo $500 \div 600$.

- Il numero di iterazioni per il quale la ψ_{70} è minima è funzione della scelta operata sul parametro K .

Da questi calcoli risulta evidente la necessità di fissare un opportuno numero massimo di iterazioni.

Un criterio per interrompere le iterazioni del fit può consistere nell'imporre che la differenza angolare ψ_p tra la direzione ricostruita nella i -esima iterazione e quella ricostruita nell'iterazione precedente:

$$\cos\psi_p = l_i l_{i-1} + m_i m_{i-1} + n_i n_{i-1} \quad (4.8)$$

sia minore di un certo valore prefissato.

Nella figura 4.10 sono riportate l'evoluzione della ψ_{70} , calcolata rispetto alla direzione del primario, e della ψ_{p70} , calcolata rispetto alla direzione determinata nella iterazione precedente, in funzione delle successive iterazioni. Quello che si osserva è che anche se la ψ_p diminuisce all'aumentare del numero di iterazioni, la distanza angolare dalla direzione "vera" ψ non migliora più già dopo poche iterazioni. Quindi anche se dopo l' i -esima iterazione la differenza ψ_p è molto piccola non è detto che in assoluto si stia tendendo alla direzione del primario. Se, ad esempio, stabiliamo di interrompere le iterazioni quando $\psi_p \leq 0.01$, dai calcoli consegue che le iterazioni consentite sono 15 per eventi con molteplicità nell'intervallo $100 \div 200$. Inoltre, dai calcoli risulta che il minimo di ψ_{70} non sempre corrisponde allo stesso valore di ψ_p , al variare di energia e molteplicità.

Di conseguenza l'utilità di questo criterio sembra molto ridotta. Appare pertanto inevitabile fissare "a priori" un numero massimo di iterazioni che ottimizzi la risoluzione angolare.

L'ottimizzazione della risoluzione angolare dipende però anche dalla distanza tra il *core* dello sciame ed il centro del rivelatore. La figura 4.11 mostra la risoluzione angolare in funzione del numero di pad accese per sciami verticali generati da γ di 1 TeV , con il *core* simulato al centro del rivelatore (triangoli pieni) e con *core* campionato in modo casuale su un'area $200 \times 200 m^2$ (cerchi). La risoluzione angolare è stata calcolata per eventi con i *core* ricostruiti entro due diverse aree fiduciali: per i cerchi vuoti A_{fid} coincide con tutto il tappeto di ARGO-YBJ, per quelli pieni $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$.

I valori della ψ_{70} sono stati calcolati dopo 5 iterazioni di fit piano e ad ogni iterazione sono stati eliminati i punti che deviavano più di $1.5 \cdot \sigma$ dalla funzione ricostruita. Dalla figura 4.11 segue che:

- La risoluzione angolare migliora all'aumentare della molteplicità in tutti i casi.
- Gli sciami con il *core* al centro del rivelatore mostrano la migliore risoluzione angolare.

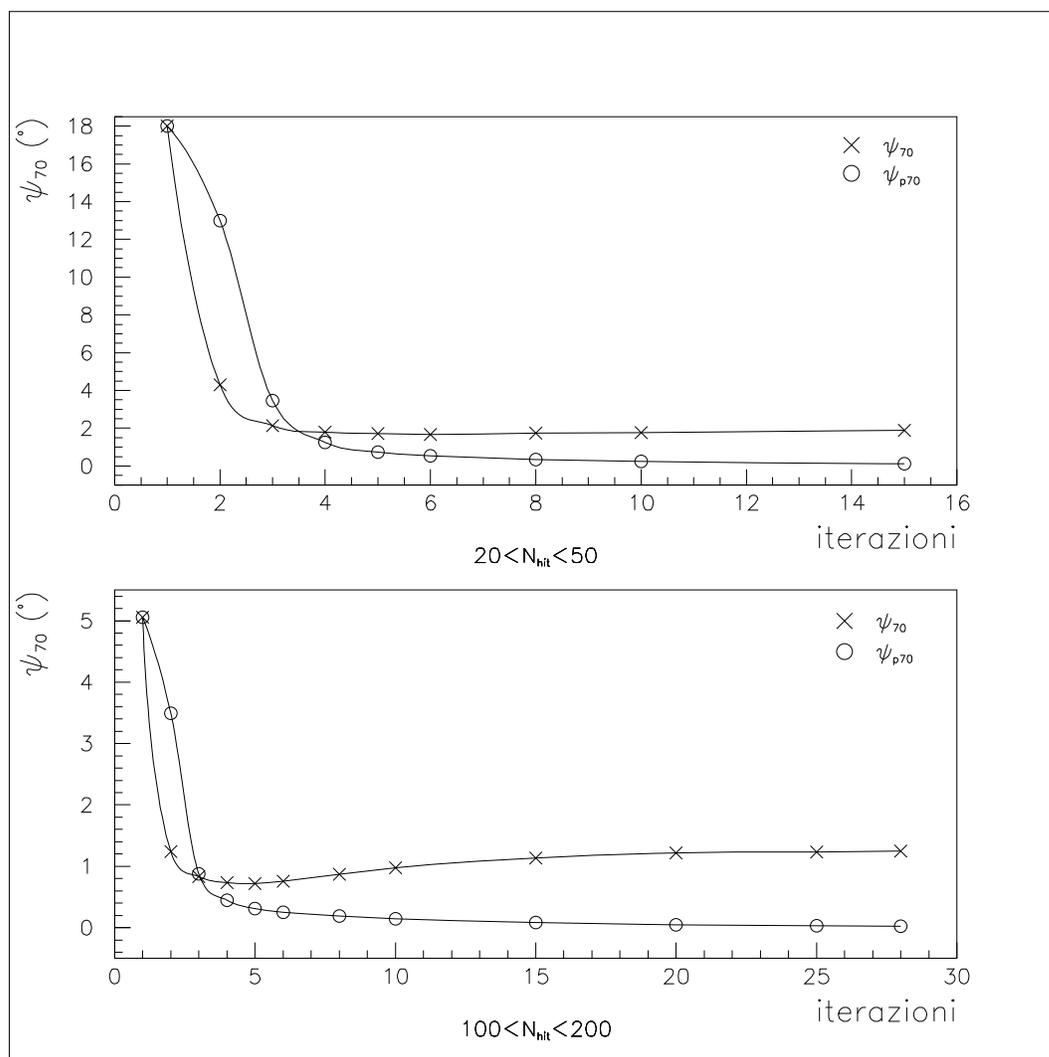


Figura 4.10: Risoluzione angolare calcolata rispetto alla direzione del primario (ψ_{70}) e rispetto alla direzione ricostruita nell'iterazione precedente (ψ_{p70}) al variare del numero di iterazioni per sciami generati da γ da 1 TeV. Nella parte superiore della figura sono stati selezionati sciami nell'intervallo di molteplicità $20 \div 50$, nella parte inferiore della figura sono stati selezionati sciami nell'intervallo di molteplicità $100 \div 200$.

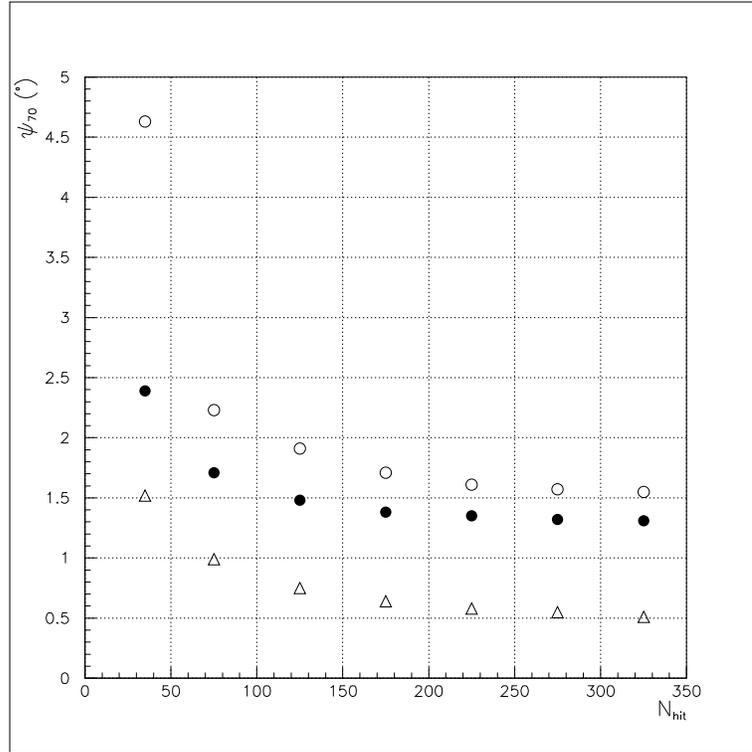


Figura 4.11: Risoluzione angolare ψ_{70} rispetto alla molteplicità di pad per sciami verticali generati da γ di 1 TeV . I triangoli si riferiscono a sciami simulati con il *core* al centro del tappeto, i cerchi a sciami con il *core* distribuito in modo casuale su un'area $200 \times 200 m^2$ intorno al tappeto. I cerchi vuoti si riferiscono ad un'area fiduciale pari al tappeto, i cerchi pieni ad un'area fiduciale $50 \times 50 m^2$.

- La risoluzione peggiora all'aumentare dell'area fiduciale. Questo effetto dipende dalla distanza tra il *core* dello sciame e il centro dell'apparato. Infatti per eventi con *core* posto vicino ad un'estremità del rivelatore solo una parte delle particelle dello sciame viene rivelata e quindi utilizzata nel fit. Di conseguenza, a causa della forma conica del fronte dello sciame, ci si aspetta un errore sistematico nella ricostruzione della direzione [36].

La risoluzione angolare in funzione della distanza tra *core* e centro del tappeto è mostrata nella figura 4.12. Come si può notare quando il *core* si allontana dal centro del tappeto la risoluzione angolare peggiora velocemente. Infatti a seconda della posizione del *core* sull'apparato si osserva una limitata porzione di sciame. Più si è lontani dal centro del *carpet*, maggiori sono le asimmetrie del campionamento e quindi maggiori sono le incertez-

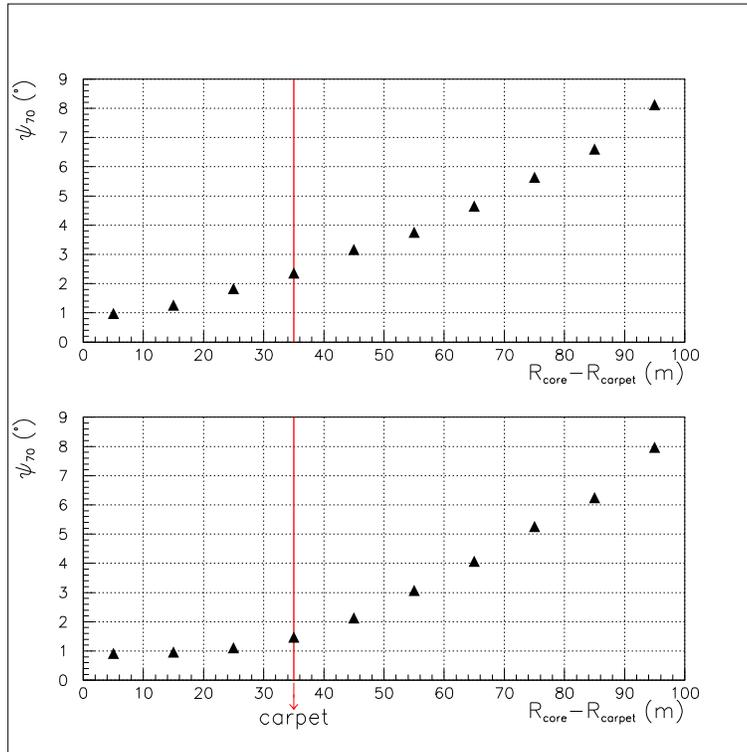


Figura 4.12: Risoluzione angolare ψ_{70} rispetto alla distanza tra la posizione del *core* ed il centro del *carpet* per sciami verticali generati da γ di 1 *TeV* con il *core* campionato su un'area $200 \times 200 \text{ m}^2$. L'area fiduciale è tutto il *carpet* (la linea ne indica l'estensione). Nella parte alta la risoluzione angolare è stata calcolata dopo 5 iterazioni di fit piano, in quella bassa dopo la successiva correzione conica discussa nel paragrafo §4.3.

ze nella ricostruzione della direzione del primario. La situazione ottimale è naturalmente quella nella quale la risoluzione angolare è indipendente dalla posizione del *core*.

Poiché questo effetto dipende dalla forma conica del fronte dello sciame, ci si aspetta che un'opportuna correzione conica applicata dopo i fit piani renda circa uniforme l'andamento della ψ_{70} in funzione della posizione dal *core*. L'estensione della regione di uniformità definisce la dimensione massima per l'area fiduciale.

Nella parte bassa della figura 4.12 è anticipato questo risultato: come si può vedere la ψ_{70} è praticamente costante all'interno del *carpet* dopo l'applicazione della correzione conica discussa nel prossimo paragrafo.

Dalla figura 4.12 risulta quindi evidente la necessità di utilizzare nell'analisi eventi ben interni il tappeto di ARGO-YBJ: come atteso, la risoluzione

angolare per gli eventi interni è sensibilmente migliore di quella calcolata per sciame con il *core* caduto fuori dal *carpet*. Quindi l'ottimizzazione degli algoritmi di ricostruzione angolare va studiata in funzione dell'area fiduciale utilizzata.

Per individuare i valori più opportuni per i parametri che caratterizzano la procedura iterativa di fit piano è stato condotto uno studio accurato con la simulazione di sciame generati da γ sia di energia fissa che campionati con uno spettro tipo Crab (indice spettrale -2.5) nell'intervallo $100 \text{ GeV} \rightarrow 50 \text{ TeV}$. Si è considerato l'effetto della inclinazione degli sciame simulando γ con angoli zenitali fino a 40° . Il *core* è stato distribuito uniformemente su aree estese fino a $800 \times 800 \text{ m}^2$ e l'analisi è stata condotta su sciame ricostruiti internamente a diverse aree fiduciali: $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$, $A_{fid} = 60 \times 60 \text{ m}^2$ e $A_{fid} = 70 \times 70 \text{ m}^2$. Gli eventi sono stati selezionati come interni secondo i criteri discussi nel capitolo 3.

I risultati di questo studio sistematico portano a concludere che la combinazione tagli/iterazioni che ottimizza la risoluzione angolare sia la seguente: reiezione di tutte le particelle che distano dal piano ricostruito più di $K \cdot \sigma$, con K nell'intervallo $1.5 \div 2$ e numero massimo di iterazioni fissato "a priori" ad un valore compreso nell'intervallo $4 \div 6$.

Le particelle eliminate ad ogni iterazione vengono escluse da ogni ulteriore analisi. Si è verificato che il rimetterle in gioco comporta un peggioramento della risoluzione angolare e solo un aumento del numero di iterazioni porta a valori consistenti con la loro esclusione definitiva.

In seguito per tutti i calcoli sarà operata la seguente scelta: $K = 1.5$ con 5 iterazioni massime consentite.

4.3 Correzione conica

Come discusso nel capitolo 2, il profilo temporale degli sciame presenta una forma conica per distanze dall'asse fino a $\sim 40 \text{ m}$. Ci si aspetta quindi che l'uso di una forma funzionale più appropriata nell'algoritmo di minimizzazione migliori la risoluzione angolare.

Se si vuole effettuare un fit conico del profilo dello sciame bisogna minimizzare la funzione $\chi^2 = \sum_i w_i (\bar{t}_i - t_i)^2$ con \bar{t}_i dato da:

$$\bar{t}_i(l, m, \alpha, t_0) = t_0 + \frac{l}{c} x_i + \frac{m}{c} y_i + \alpha r_i \quad (4.9)$$

dove r_i è la distanza tra il *core* e l'i-imo rivelatore e α è il parametro di conicità. I dettagli della minimizzazione sono riportati in Appendice B. Come discusso, una corretta soluzione al problema non è possibile a causa della non linearità delle equazioni coinvolte. Per ovviare a ciò è stata adottata la seguente procedura iterativa:

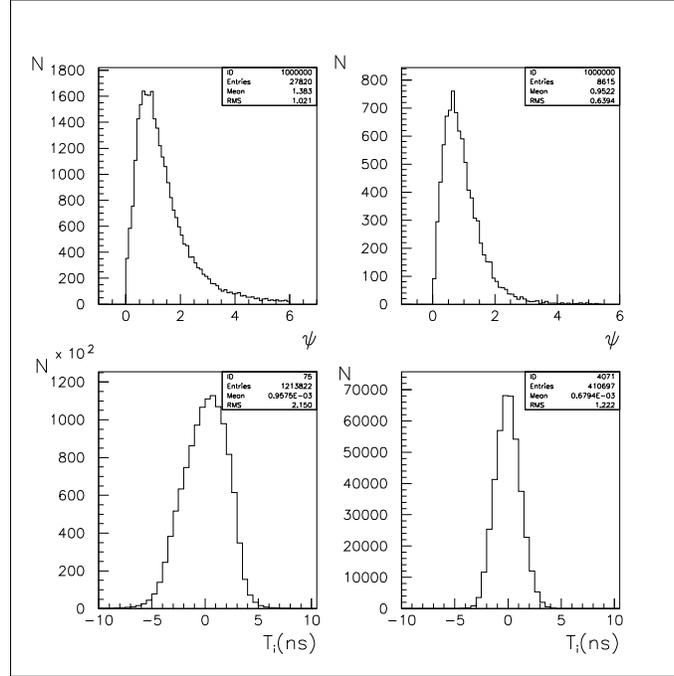


Figura 4.13: Distribuzione della ψ e dei residui temporali dopo 5 fit piani (colonna a sinistra) e dopo la successiva correzione conica (colonna a destra) con $\alpha = 0.03 \text{ ns}/m$. Gli sciami sono generati da γ da 1 TeV verticali e con il *core* al centro dell'apparato.

- **Fit Piano:** Ricostruzione dei coseni direttori (l_p, m_p) della direzione del γ primario mediante 5 iterazioni successive di fit piano in cui si scartano di volta in volta i punti con un residuo maggiore di $1.5 \cdot \sigma$.
- **Correzione conica:** Correzione con un termine correttivo $\delta t_i(l_p, m_p)$ dei valori dei tempi delle particelle dello sciame sopravvissute ai precedenti tagli. La correzione $\delta t_i(l_p, m_p) = \alpha \cdot r_i$ è calcolata usando le direzioni d'arrivo $\{l_p, m_p\}$ ricostruite nel punto precedente:

$$t_i \rightarrow t'_i = t_i - \delta t_i(l_p, m_p) = t_i - \alpha \cdot r_i \quad (4.10)$$

$$r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 - (x_i l_p + y_i m_p)^2} \quad (4.11)$$

- **Nuovo fit Piano:** Ricostruzione della direzione del primario dello sciame con un ulteriore fit piano calcolato con i valori corretti t'_i .

In questo approccio il parametro di conicità α non è un parametro del fit ma assume un valore fissato che ottimizza la risoluzione angolare.

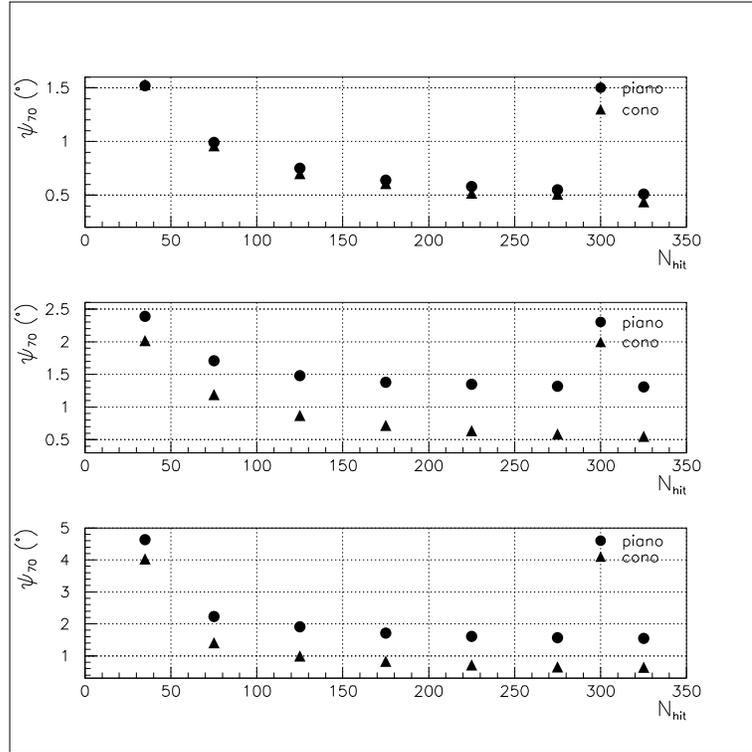


Figura 4.14: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad dopo 5 fit piani (cerchi) e dopo la successiva correzione conica (triangoli) con $\alpha = 0.03 \text{ ns/m}$, per sciami generati da γ da 1 TeV verticali con il *core* al centro del *carpet* (grafico in alto), con il *core* campionato entro $A_s = 50 \times 50 \text{ m}^2$ (grafico al centro) ed entro $A_s = 200 \times 200 \text{ m}^2$ (grafico in basso). L'area fiduciale considerata è tutto il *carpet*.

Una prima stima di α è stata fatta considerando che il tempo di arrivo medio della prima particella (vedi figura 2.9) a 100 m dal *core* è $\langle t_1 \rangle = 3 \text{ ns}$ e quindi $\alpha \sim \frac{\langle t_1 \rangle}{R} = 0.03 \text{ ns/m}$, indipendentemente dall'energia [36]. In figura 4.13 sono mostrate la distribuzione della ψ e dei residui temporali dopo 5 fit piani (colonna a sinistra) e dopo la successiva correzione conica (colonna a destra) con $\alpha = 0.03 \text{ ns/m}$. Gli sciami sono generati da γ verticali da 1 TeV e con il *core* al centro dell'apparato. Come si osserva la distribuzione dei residui (grafici in basso) diventa maggiormente simmetrica e quella della ψ (grafici in alto) si restringe.

In figura 4.14 è mostrata la ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad dopo 5 fit piani (cerchi) e dopo la successiva correzione conica (triangoli) con $\alpha = 0.03 \text{ ns/m}$ per sciami generati da γ da 1 TeV verticali con il *core* al centro del *carpet* (grafico in alto), con il *core* campionato entro $A_s = 50 \times 50 \text{ m}^2$

(grafico al centro) ed entro $A_s = 200 \times 200 \text{ m}^2$ (grafico in basso). L'area fiduciale considerata è tutto il *carpet*. Il miglioramento è piuttosto piccolo se si considerano sciame con il *core* al centro dell'apparato. In questo caso, infatti, si ha un'immagine simmetrica dello sciame e, date le dimensioni di ARGO-YBJ, un fit piano ottimizzato riesce a ricostruire già sufficientemente bene il profilo temporale dello sciame. Il vantaggio di questa procedura è più evidente nel caso di sciame con il *core* campionato su un'area estesa. Nel caso con $A_s = 50 \times 50 \text{ m}^2$ si ha la correzione maggiore in quanto non ci sono problemi di contaminazione, essendo tutti gli eventi considerati interni. Per calcolare la ψ_{70} nel caso $A_s = 200 \times 200 \text{ m}^2$ è stata ricostruita la posizione del *core* degli sciame mediante la procedura descritta nel precedente capitolo con gli opportuni tagli per ridurre la contaminazione degli eventi esterni mal ricostruiti.

Un accurato studio è stato condotto per determinare un appropriato valore di α . In figura 4.15 è riportata la risoluzione angolare in funzione della molteplicità per diversi valori di α . Il calcolo si riferisce a sciame generati da γ verticali di 1 TeV . Il *core* è stato campionato al centro del *carpet* per consentire uno studio sistematico del profilo dello sciame e quindi una più accurata stima di α .

Come si può vedere, per tutte le molteplicità indagate ($N_{hit} < 350$) la scelta di $\alpha = 0.03 \text{ ns/m}$ è quella che ottimizza la risoluzione angolare. Un esempio dell'evoluzione della ψ_{70} in funzione di α è mostrato in figura 4.16 per una fissata molteplicità ($200 \div 250$).

Lo stesso studio applicato a sciame di diversa energia porta allo stesso risultato.

Si ottengono risultati analoghi anche ripetendo la procedura tagliando i punti con un residuo $> 2 \cdot \sigma$ (vedi figura 4.17). Inoltre la figura 4.18 mostra che scegliere di tagliare a $2 \cdot \sigma$ o a $1.5 \cdot \sigma$ è del tutto equivalente.

Nel prossimo paragrafo si discuterà l'effetto di un fit conico al profilo temporale con α parametro della minimizzazione e non fissato a priori.

Prima però è necessario esaminare l'effetto dell'incertezza con la quale si determina la posizione del *core* sulla risoluzione angolare.

Infatti per poter effettuare un accurato fit conico è necessario calcolare la posizione del *core* dello sciame, quindi del vertice del cono, con molta cura. Per studiare la dipendenza della risoluzione angolare dall'indeterminazione sulla posizione del *core* sono stati simulati sciame generati da γ verticali di 1 TeV e con il *core* al centro dell'apparato sovrapponendo alla posizione "vera" del *core* una gaussiana con valor medio nullo e $\sigma = \sigma_R$.

Nella figura 4.19 è mostrata la risoluzione angolare in funzione della molteplicità al variare dell'incertezza sulla posizione del *core*. Come atteso, la dipendenza della ψ_{70} da σ_R è più evidente ad alte molteplicità: infatti per bassa molteplicità, la distanza tipica tra le posizioni delle particelle di uno sciame è paragonabile ai valori di σ_R investigati e quindi anche se non

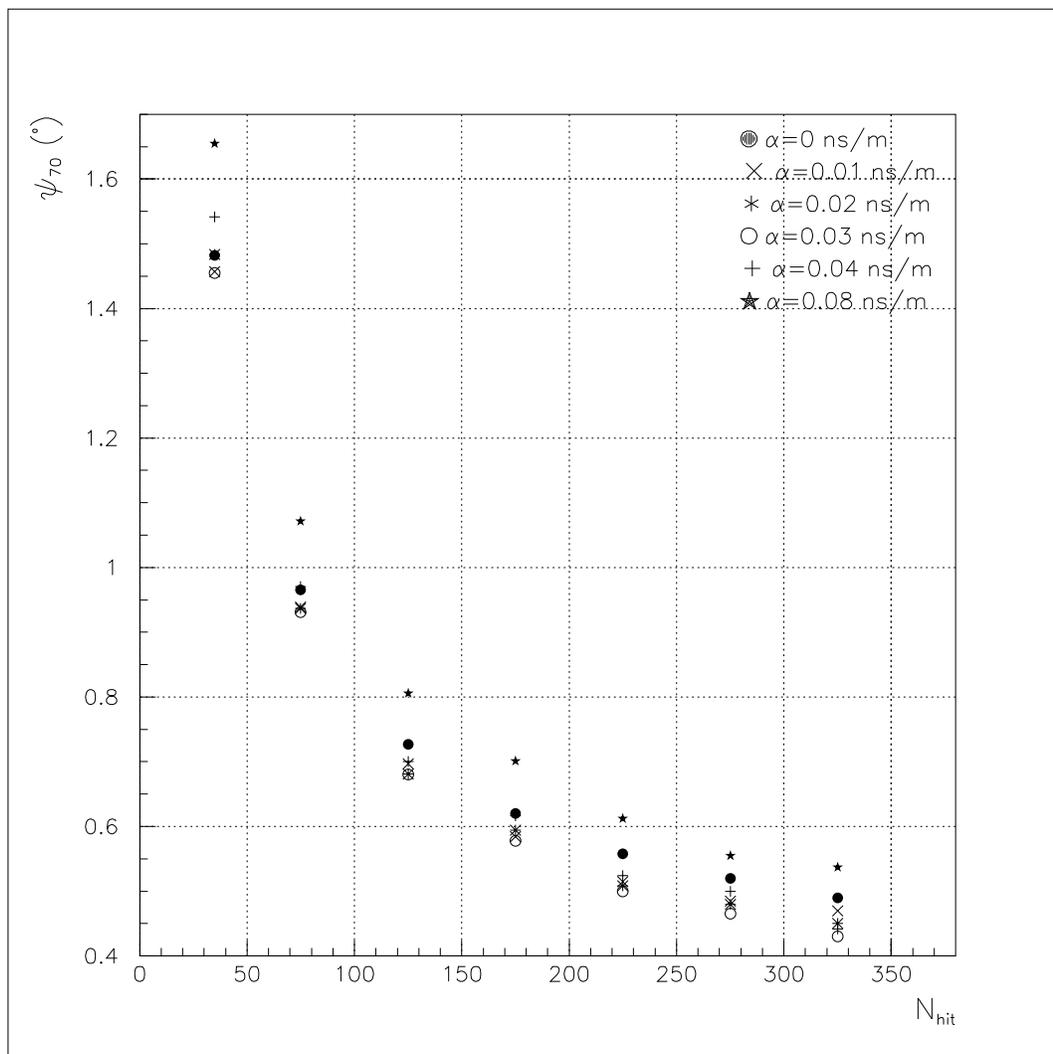


Figura 4.15: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad per diversi valori di α per sciami verticali con il *core* al centro dell'apparato generati da γ da 1 *TeV*.

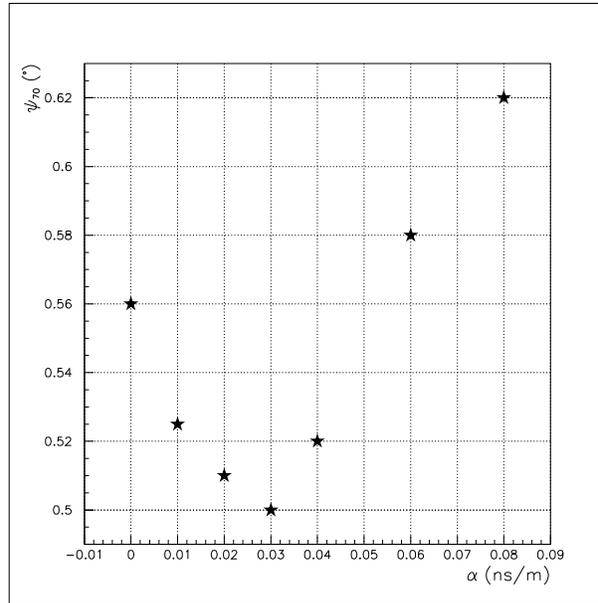


Figura 4.16: ψ_{70} in funzione di α per sciami verticali con il *core* al centro dell'apparato generati da γ da 1 *TeV*. Gli eventi sono stati selezionati nell'intervallo di molteplicità $200 \div 250$.

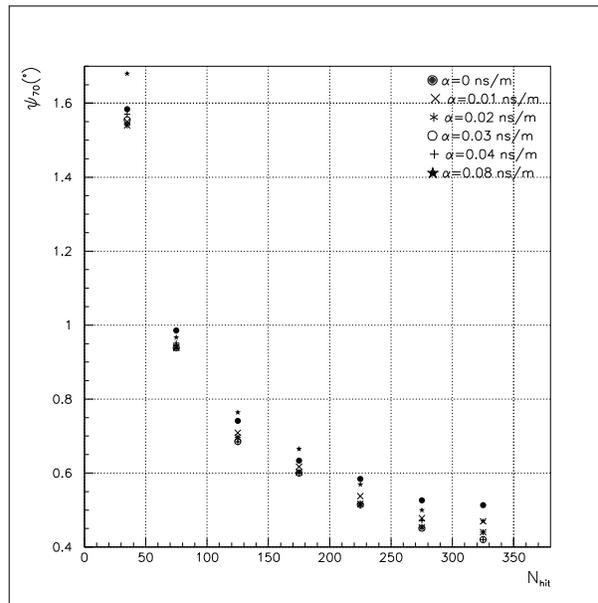


Figura 4.17: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad per diversi valori di α per sciami verticali e con il *core* al centro dell'apparato generati da γ da 1 *TeV*. In questo caso $K = 2$ (vedi testo).

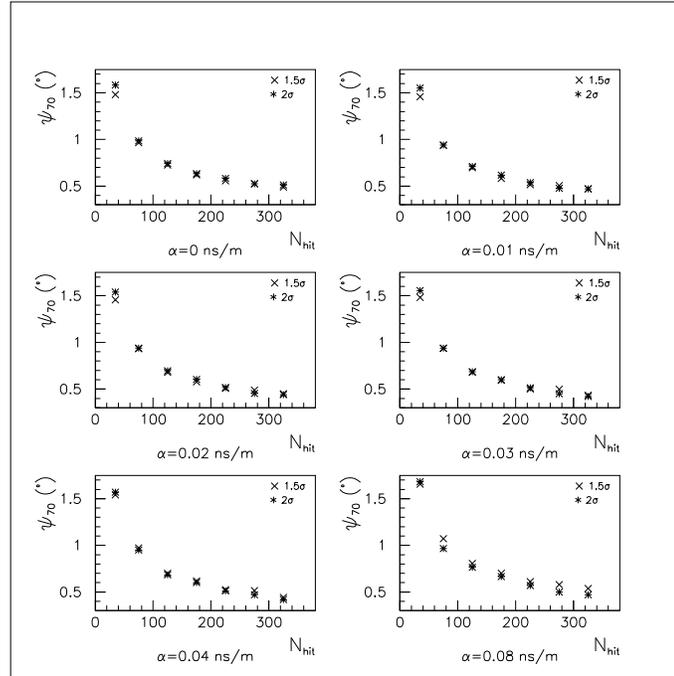


Figura 4.18: ψ_{70} calcolata con $K = 1.5$ (croci) e $K = 2$ (asterischi) in funzione della molteplicità di pad per diversi valori di α per sciami verticali e con il *core* al centro dell'apparato generati da γ da 1 *TeV*.

si ha una buona determinazione della posizione del *core* questo influenza poco la risoluzione angolare. Per $N_{hit} > 100 \div 150$ sarebbe auspicabile una risoluzione non peggiore di 3 *m* dato che, come si osserva dal grafico, una $\sigma_R = 5$ *m* per $N_{hit} \simeq 200$ peggiora la risoluzione angolare di 0.2° ($\sim 19\%$). Un'errore fino a circa 2 *m* non hanno alcun effetto sulla ψ_{70} .

Per questo ogni fit conico è eseguito calcolando la posizione del *core* con il metodo LLF che, come discusso nel capitolo 3, assicura un'incertezza sulla posizione del *core* migliore di 3 *m* per $N_{hit} > 200$.

La figura 4.20 mostra la risoluzione angolare in funzione del numero di pad accese. I simboli usati sono gli stessi della figura 4.11. Un confronto tra la 4.11 e la 4.20 mostra il miglioramento della risoluzione angolare, rispetto al caso con il solo fit piano, per gli eventi con il *core* distribuito in modo casuale sul ed intorno al rivelatore. Nel caso di un'area fiduciale di 50×50 m^2 i valori della ψ_{70} oltre una certa molteplicità sono molto simili a quelli della ψ_{70} calcolata per sciami con *core* al centro del *carpet*. L'effetto è più pronunciato alle alte molteplicità: alle basse molteplicità ($N_{hit} < 100$) lo sciame è così povero di particelle che il profilo temporale è "di per se" non ben definito.

Per ottimizzare ulteriormente l'algoritmo si è pensato di completare la

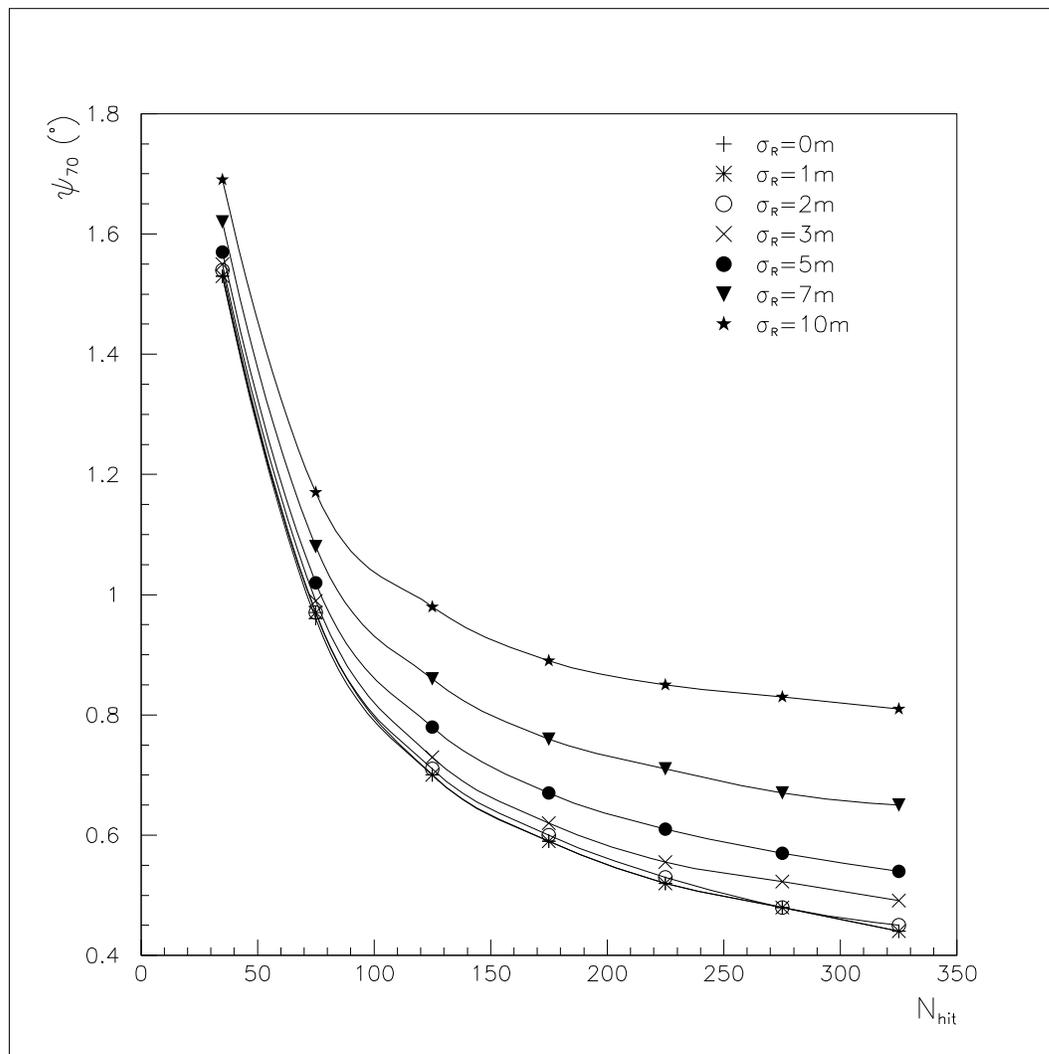


Figura 4.19: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad al variare dell'incertezza σ_R sulla posizione del *core* per sciami verticali e con il *core* al centro dell'apparato generati da γ da 1 *TeV*.

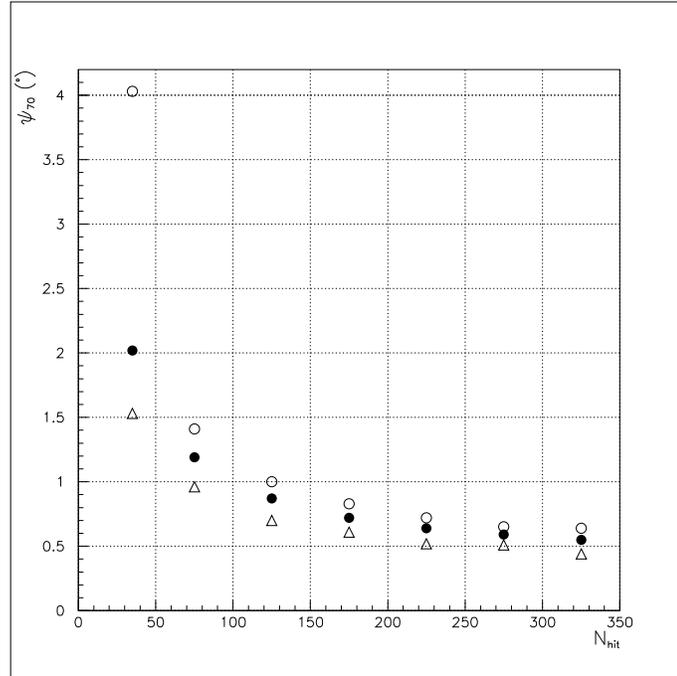


Figura 4.20: Risoluzione angolare ψ_{70} rispetto alla molteplicità di pad per sciame generati da γ verticali di 1 TeV. I triangoli si riferiscono a sciame simulati con il *core* al centro del tappeto, i cerchi a sciame con il *core* distribuito in modo casuale su un'area $200 \times 200 m^2$ intorno al tappeto. I cerchi vuoti si riferiscono ad $A_{fid} = carpet$, i cerchi pieni ad $A_{fid} = 50 \times 50 m^2$.

procedura descritta con successive iterazioni dopo la correzione conica ma, come si osserva dalla figura 4.21, la ψ_{70} peggiora all'aumentare del numero di iterazioni: evidentemente il gran numero di particelle scartate comporta una perdita di informazioni.

A questo proposito notiamo che scartare nel corso delle iterazioni di fit piano la particelle della coda non gaussiana in modo definitivo potrebbe non essere corretto. Infatti, il fronte risultante dal fit piano potrebbe essere molto distante da quello vero e quindi i punti scartati perchè con grande ritardo, potrebbero in realtà non appartenere affatto alla coda non gaussiana. Per indagare questo aspetto della minimizzazione abbiamo rimesso in gioco tutte le particelle prima della correzione conica. Il risultato è confrontabile con quello ottenuto scartando definitivamente le particelle ma solo iterando anche dopo la correzione conica.

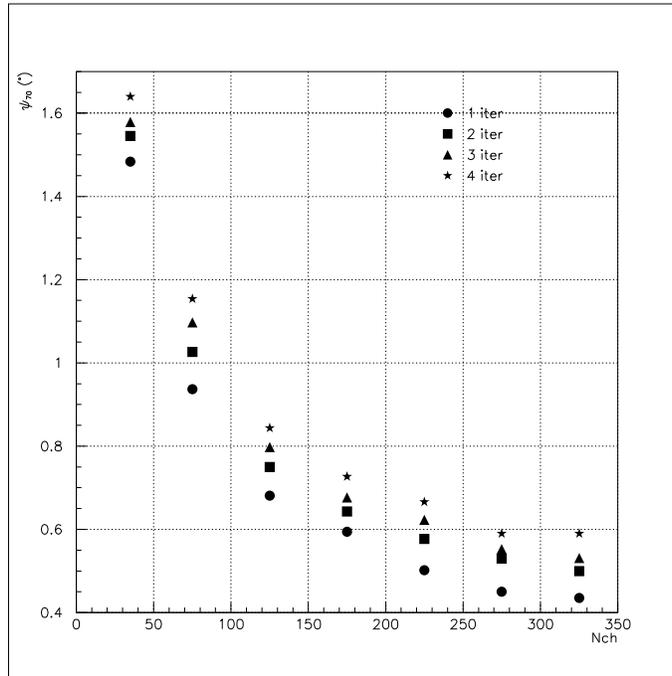


Figura 4.21: Risoluzione angolare ψ_{70} rispetto alla molteplicità di pad per sciami generati da γ verticali di 1 TeV con il *core* al centro dell'apparato. La ψ_{70} è stata calcolata dopo più iterazioni successive alla correzione conica con $\alpha = 0.03$ ns/m.

4.3.1 Correzione conica con α parametro libero

In questo paragrafo sarà discusso un fit conico al fronte temporale degli sciami sempre di tipo iterativo ma con α parametro libero della minimizzazione, quindi determinato evento per evento. La procedura può essere schematizzata come segue:

- Ricostruzione dei coseni direttori della direzione del primario mediante 5 iterazioni successive di fit piano in cui si scartano di volta in volta i punti con un residuo maggiore di $1.5 \cdot \sigma$.
- Proiezione delle coordinate dei punti sul piano ortogonale alla direzione del primario così determinata.
- Fit conico minimizzando la funzione $\chi^2 = \sum_i w_i (\bar{t}_i(l, m, \alpha, t_0) - t_i)^2$ con $w_i = 1/\sigma_i$, per i punti rimasti dopo le cinque iterazioni di fit piano.
- Calcolo dei residui $T_i(l, m, \alpha, t_0)$, reiezione dei punti con $T_i(l, m, \alpha, t_0) > 1.5 \cdot \sigma$ e nuovo fit conico. Il processo iterativo termina qualora non ci siano più punti con $T_i(l, m, \alpha, t_0) > 1.5 \cdot \sigma$.

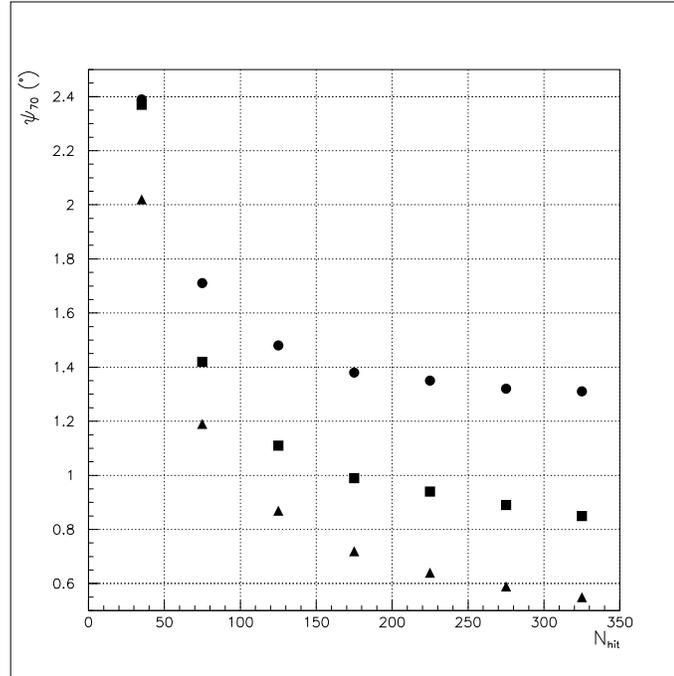


Figura 4.22: ψ_{70} in funzione della molteplicità dopo 5 iterazioni di fit piano (cerchi) e dopo una successiva iterazione di fit conico con α parametro libero (quadrati). Per confronto si mostra il risultato del calcolo nel caso in cui α è fissato al valore 0.03 ns/m (triangoli): procedura descritta nel paragrafo 4.3. Il calcolo si riferisce a sciame generati da γ di 1 TeV con un angolo zenitale $\theta = 20^\circ$ e con il *core* campionato su un'area $50 \times 50 \text{ m}^2$.

Le formule esplicite e le approssimazioni utilizzate nella procedura sono descritte in Appendice A.

Nella figura 4.22 è riportata la risoluzione angolare ψ_{70} in funzione del numero di pad utilizzate dopo 5 iterazioni di fit piano (cerchi) e dopo una successiva iterazione di fit conico con α parametro libero (quadrati). Per confronto si mostra il risultato del calcolo nel caso in cui α è fissato al valore 0.03 ns/m (triangoli): procedura descritta nel paragrafo 4.3. Il calcolo si riferisce a sciame generati da γ di 1 TeV con un angolo zenitale $\theta = 20^\circ$ e con il *core* campionato su un'area $50 \times 50 \text{ m}^2$. Il miglioramento rispetto al caso di solo fit piano è evidente, tuttavia il risultato è peggiore che nel caso di correzione conica con α parametro fissato. Si è indagato se iterazioni successive di fit conico possano migliorare la ψ_{70} (vedi figura 4.23). Il risultato, almeno per eventi al centro, è negativo: il peggioramento è visibile. La distribuzione del parametro α dopo un fit conico è mostrata in figura 4.24: il suo valore medio è 0.03 cm/ns , questo giustifica “a posteriori” la scelta

fatta nel caso in cui α è considerato costante.

Da questo studio preliminare sembra che la procedura iterativa di ricostruzione della direzione del primario mediante una correzione conica caratterizzata dal parametro di conicità α fissato al valore di 0.03 ns/m sia preferibile alla sua determinazione evento per evento.

4.4 Studio dell'effetto di un convertitore sulla risoluzione angolare

Dalla discussione fatta nel paragrafo §2.3 ci si aspetta che la sovrapposizione di uno strato di materiale denso ad alto Z alle camere RPC di ARGO-YBJ comporti un miglioramento della risoluzione angolare grazie ad una più netta definizione del fronte dello sciame.

In questo paragrafo verranno presentati i risultati dell'applicazione dell'algoritmo discusso nel paragrafo §4.3 al caso in cui si sovrappone al tappeto di RPC di uno strato di 0.5 cm di piombo (come suggerito dal proposal [30]). La distanza tra RPC e convertitore è pari a 5 cm . Per la simulazione di questa configurazione è stato utilizzato il codice ARGO-G [46]. Si è ripetuto lo studio della ψ_{70} in funzione del numero di iterazioni di fit piano ottenendo risultati qualitativamente simili al caso senza piombo, come si osserva in figura 4.25. Ad ogni iterazione sono stati eliminati i punti con un residuo temporale maggiore di $1.5 \cdot \sigma$.

Anche in questo caso già dopo 4-5 iterazioni la ψ_{70} non migliora più, anzi peggiora leggermente per sciami con alta molteplicità. Questo comportamento è confermato da simulazioni a diverse energie nell'intervallo $100 \text{ GeV} \rightarrow 50 \text{ TeV}$. Pertanto si è scelto di mantenere la procedura precedentemente descritta per il fit piano anche nel caso in cui si aggiunge uno strato di piombo al rivelatore fissando il taglio a $1.5 \cdot \sigma$ e il numero massimo di iterazioni a 5.

Dati i risultati ottenuti per il fit conico con α fissato si è ripetuto lo studio sulla dipendenza della ψ_{70} da α (vedi figura 4.26 e figura 4.27). Anche in questo caso il valore ottimale della risoluzione angolare si raggiunge per $\alpha = 0.03 \text{ ns/m}$.

E' importante notare che, come atteso, i valori della ψ_{70} sono migliori di quelli ottenuti senza piombo qualunque sia il tipo di fit usato (piano o conico). In figura 4.28 è mostrata la ψ_{70} dopo 5 fit piani (grafico in alto) e dopo la successiva correzione conica (grafico in basso) sia quando si considera il solo rivelatore (quadrati) che quando gli si aggiunge uno strato di piombo (triangoli). Gli sciami studiati sono generati da γ di 1 TeV , verticali e con il *core* al centro dell'apparato.

Come si può vedere, il miglioramento è maggiore a bassa molteplicità, dove l'energia delle particelle secondarie è minore ed il fronte dello sciame meno definito. Al crescere della molteplicità l'effetto del piombo è ridotto

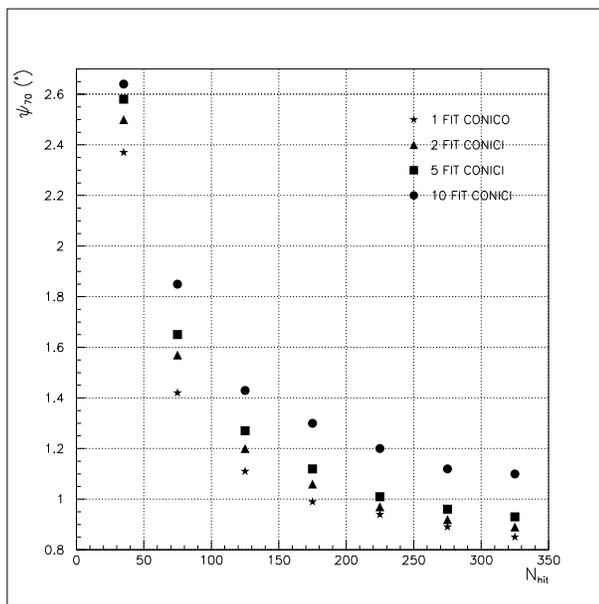


Figura 4.23: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad al variare del numero di iterazioni di fit conico per sciami generati da γ di 1 TeV verticali e con il *core* al centro del *carpet*.

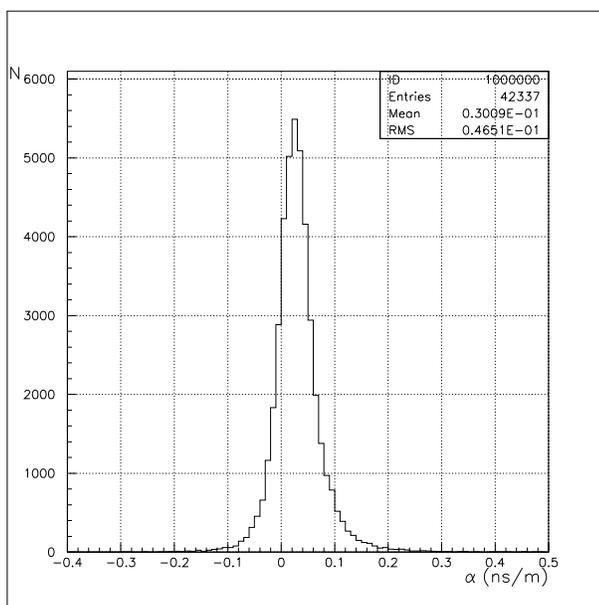


Figura 4.24: Distribuzione dei valori del parametro α dopo un fit conico.

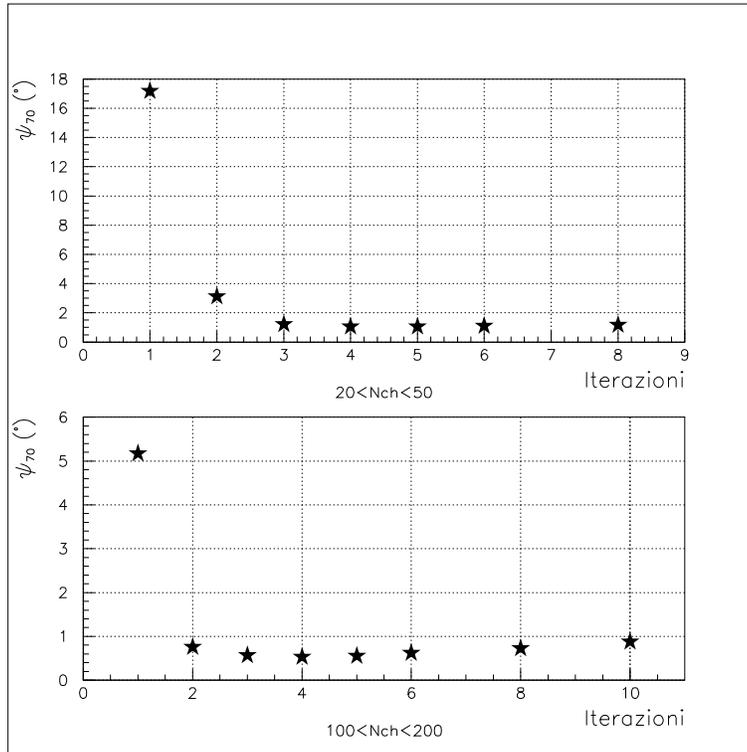


Figura 4.25: ψ_{70} in funzione del numero di iterazioni di fit piano per sciame generati da γ di 1 TeV verticali e con il *core* al centro del *carpet*. Sono stati selezionati eventi in due intervalli di molteplicità: $20 \div 50$ (grafico in alto) e $100 \div 200$ (grafico in basso). Ad ogni iterazione sono stati eliminati i punti con un residuo temporale maggiore di $1.5 \cdot \sigma$. Si è considerato sovrapposto al rivelatore uno strato di 0.5 cm di piombo.

essendo meglio definiti i profili temporali (si veda la discussione nel paragrafo §2.3). Per sciame con 100 particelle il piombo migliora la risoluzione angolare fornita dal fit conico descritto nel paragrafo §4.3 di circa il 20%.

Per sciame con il *core* campionato su un'area estesa il miglioramento è ancora più evidente: più il *core* è lontano dal centro del *carpet* e più si campionano regioni del fronte dello sciame composte da particelle meno energetiche e quindi maggiormente ritardate. Nella figura 4.29 è mostrata la ψ_{70} dopo 5 fit piani (grafico in alto) e dopo la successiva correzione conica (grafico in basso) in funzione della molteplicità di pad per sciame generati da γ di 1 TeV, con $\theta = 20^\circ$ e con il *core* campionato in modo uniforme su un'area $50 \times 50 m^2$. I quadrati si riferiscono al solo rivelatore i triangoli al rivelatore con uno strato di piombo.

Confrontando le figure 4.28 e 4.29 si vede come la risoluzione migliore

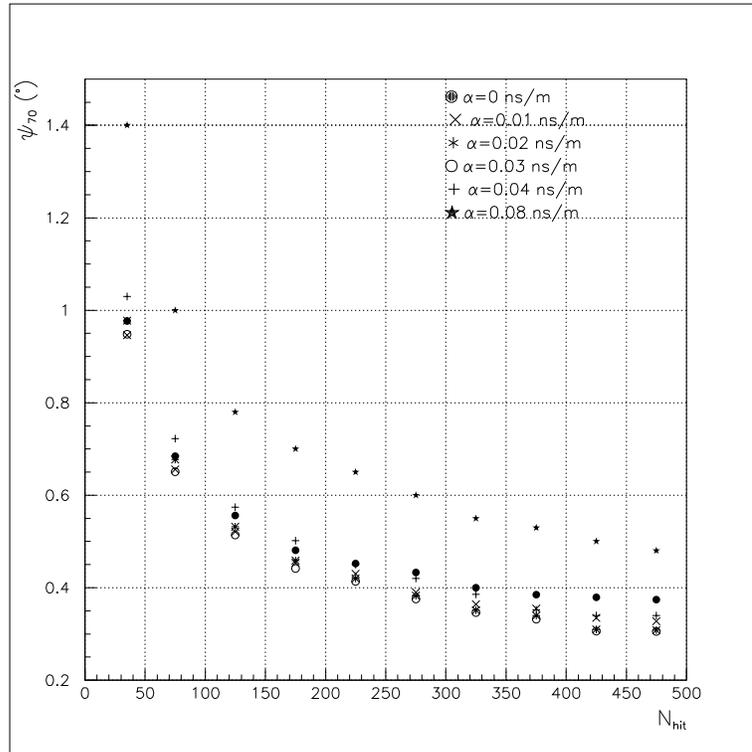


Figura 4.26: ψ_{70} in funzione della molteplicità di pad per diversi valori di α per sciami generati da γ da 1 TeV , verticali e con il *core* al centro dell'apparato. Si è considerato sovrapposto al rivelatore uno strato di 0.5 cm di piombo.

si ottiene sempre per sciami con il *core* al centro nonostante la correzione conica e l'effetto del piombo. Questo è dovuto principalmente al fatto che in questo caso la risoluzione con cui si ricostruisce il *core* è decisamente migliore.

La scelta di porre il piombo direttamente sul rivelatore è quella più semplice dal punto di vista logistico. Si è comunque studiato l'effetto della distanza tra piombo e rivelatore sulla risoluzione angolare. Nella figura 4.30 è riportata la ψ_{70} dopo 5 fit piani (grafico in alto) e dopo la successiva correzione conica (grafico in basso) per uno strato di 0.5 cm di piombo posto a 5 cm (croci), 30 cm (asterischi) o 50 cm (cerchi). Gli sciami sono generati da γ di 1 TeV , verticali e con il *core* al centro dell'apparato. I risultati sono del tutto equivalenti.

Ci aspettiamo, naturalmente, che l'entità della distanza tra piombo e rivelatore possa avere un effetto sul numero di particelle cariche prodotte e quindi di pad scattate, con una qualche ripercussione sull'energia di soglia.

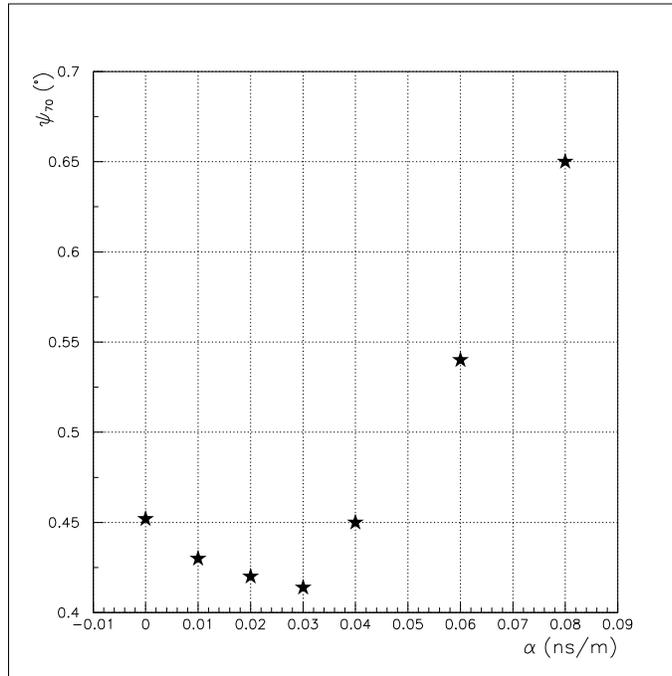


Figura 4.27: ψ_{70} in funzione di α per sciame verticali generati da γ da 1 TeV e con il *core* al centro dell'apparato. Gli eventi sono stati selezionati nell'intervallo di molteplicità $200 \div 250$. Si è considerato il rivelatore sovrapposto da uno strato di 0.5 cm di piombo.

Questo studio non è tuttavia oggetto di questa tesi.

4.5 Stima della sensibilità di ARGO-YBJ

In questo capitolo si è affrontato il problema di studiare una procedura iterativa ottimizzata per la ricostruzione della direzione del primario. Si sono studiati diversi approcci:

- Approssimazione del fronte temporale dello sciame con un piano (§4.2).
- Approssimazione del fronte dello sciame con un cono con il parametro di conicità α fissato ad un valore che ottimizzi la risoluzione angolare: $\alpha = 0.03$ ns/m (§4.3).
- Approssimazione del fronte dello sciame con un cono con α parametro variabile determinato evento per evento (§4.3.1).
- Studio del miglioramento delle prestazioni dell'apparato tramite l'ag-

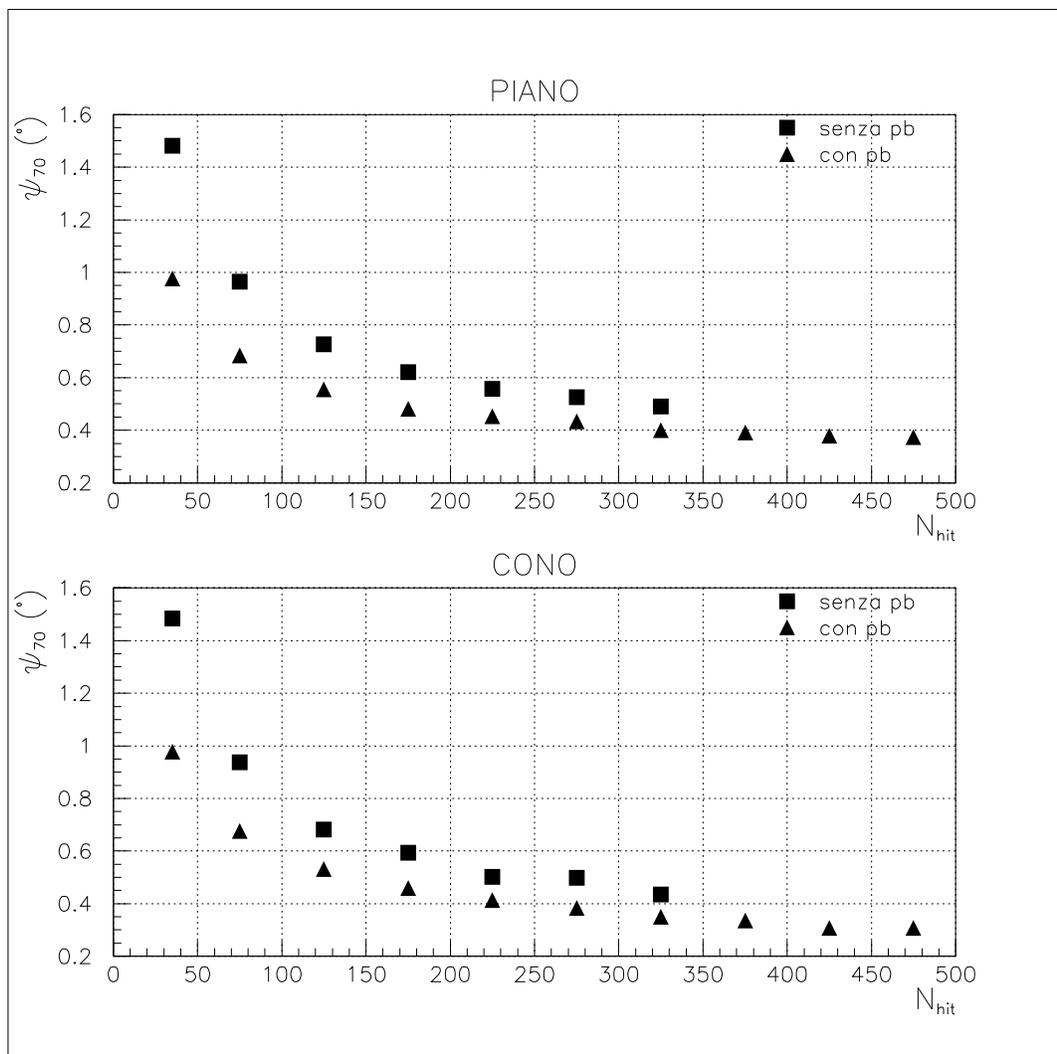


Figura 4.28: ψ_{70} dopo 5 fit piani (grafico in alto) e dopo la successiva correzione conica (grafico in basso) per sciami generati da γ verticali di 1 TeV con il *core* al centro dell'apparato. I quadrati si riferiscono al solo rivelatore i triangoli al rivelatore con uno strato di 0.5 cm di piombo.

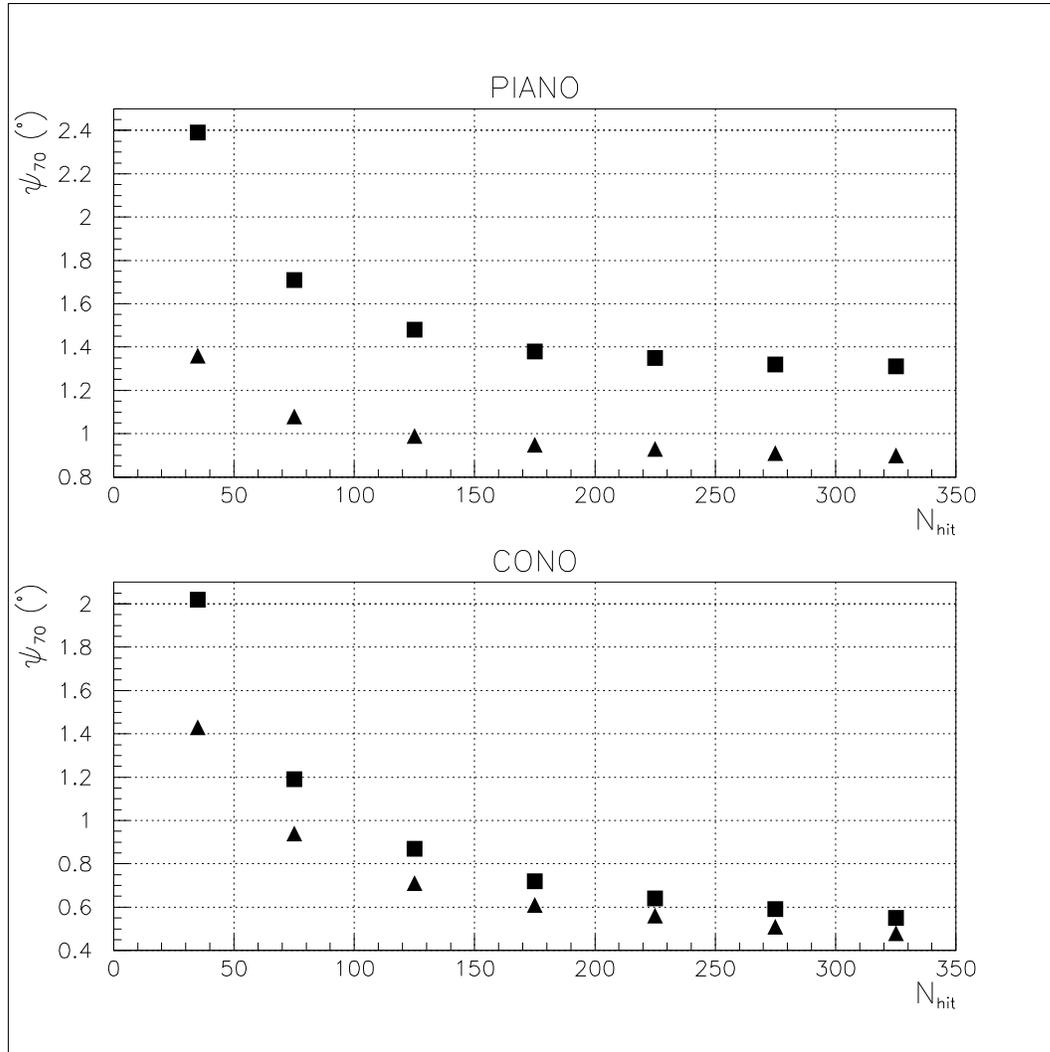


Figura 4.29: ψ_{70} dopo 5 fit piani (grafico in alto) e dopo la successiva correzione conica (grafico in basso) in funzione della molteplicità di pad per sciame generati da γ di 1 TeV , con $\theta = 20^\circ$ e con il *core* campionato in modo uniforme su un'area $50 \times 50 m^2$. I quadrati si riferiscono al solo rivelatore i triangoli al rivelatore con uno strato di piombo.

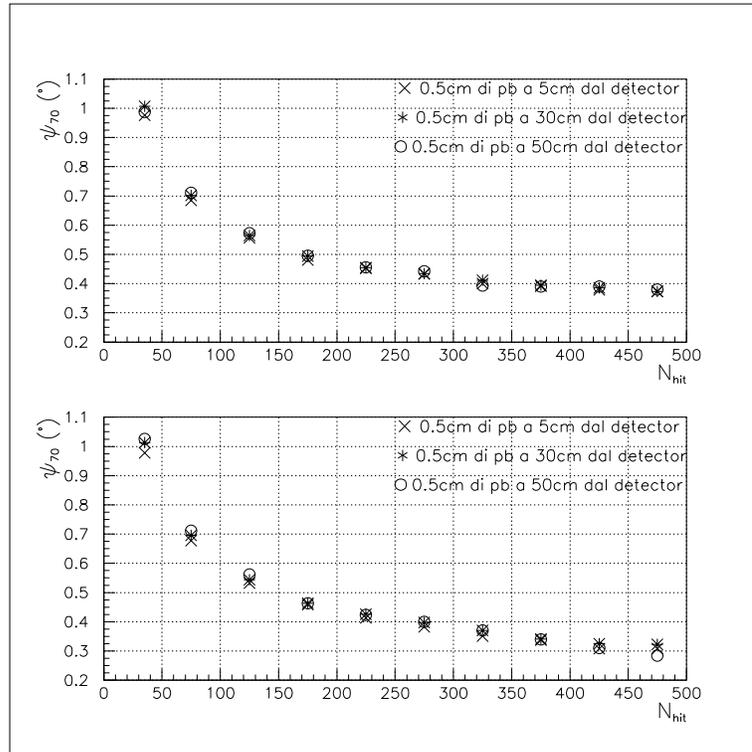


Figura 4.30: ψ_{70} dopo 5 fit piani (grafico in alto) e dopo la successiva correzione conica (grafico in basso) per uno strato di 0.5 cm di piombo posto a 5 cm (croci), 30 cm (asterischi) o 50 cm (cerchi). Gli sciami sono generati da γ di 1 TeV, verticali e con il core al centro dell'apparato.

giunta di uno strato di materiale convertitore posto sulle camere RPC (§4.4).

In tutti i casi i coseni direttori del primario sono stati ricavati tramite la tecnica dei minimi quadrati.

Per compiere questi studi sono stati simulati sciami generati da γ sia di energia fissa che campionata con uno spettro tipo Crab nell'intervallo $100 \text{ GeV} \rightarrow 10 \text{ TeV}$. Il rivelatore ARGO-YBJ è stato accuratamente simulato con il codice ARGO-G [46], basato sul programma GEANT delle librerie del CERN.

La conclusione è che la migliore ricostruzione della direzione si ottiene effettuando una correzione conica con α fissato al valore 0.03 ns/m dopo 5 fit piani in cui di volta in volta sono eliminati i punti con un residuo temporale $> 1.5 \cdot \sigma$. La posizione del core è ricostruita con il metodo LLF seguendo la procedura descritta nel capitolo 3 per ridurre al minimo gli effetti dovuti alla contaminazione degli eventi esterni erroneamente ricostruiti come interni.

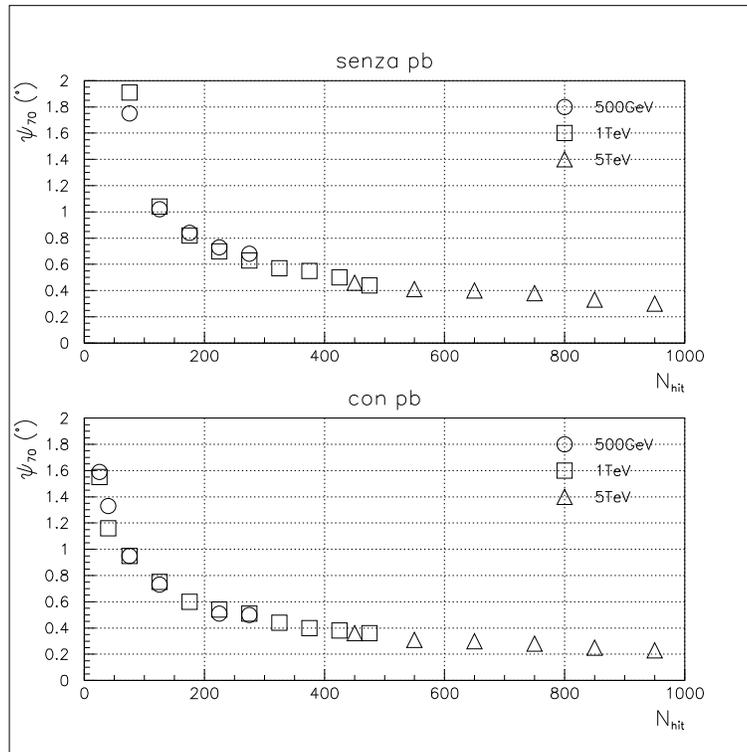


Figura 4.31: ψ_{70} calcolata dopo 5 fit piani e una successiva correzione conica con il parametro di conicit  fissato $\alpha = 0.03 \text{ ns/m}$ in funzione della molteplicit  per diverse energie. Il grafico in alto si riferisce al solo rivelatore, quello in basso al rivelatore con 0.5 cm di piombo. Gli sciami considerati sono generati da γ verticali con il *core* campionato su un'area $200 \times 200 \text{ m}^2$. L'area fiduciale   $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$.

I risultati sono riassunti nella figura 4.31 per diverse energie, con e senza la presenza di 0.5 cm di piombo posto sopra le camere RPC.

Come si pu  vedere dalla figura:

- La risoluzione angolare   funzione del numero di pad N_{hit} e non dell'energia.
- La presenza del piombo garantisce un notevole miglioramento della risoluzione angolare, soprattutto a basse molteplicit  ($N_{hit} < 400$), per tutte le energie considerate grazie all'assorbimento delle particelle pi  ritardate e quindi ad una migliore definizione del fronte temporale.
- L'evoluzione della risoluzione angolare in funzione della molteplicit    proporzionale a $1/\sqrt{N_{hit}}$: nel caso di area fiduciale $A_{fid} = 50 \times 50 \text{ m}^2$

e di piombo sul rivelatore essa può essere descritta dalla relazione:

$$\psi_{70}(\text{gradì}) = -0.034 + \frac{8.411}{\sqrt{N_{hit}}}$$

- Per $N_{hit} > 300$ si ha $\sigma_\theta = \psi_{70}/1.58 \simeq 0.28^\circ$, valore molto soddisfacente se confrontato con quelli ottenuti da apparati di sciame tradizionali. Nel caso dell'esperimento EAS-TOP, che operava al Gran Sasso (2000 *m s.l.m.*) con un'energia di soglia di ~ 100 *TeV*, si aveva una risoluzione angolare $\sigma_\theta \simeq 0.8^\circ$, nonostante un maggiore "braccio di leva" (i rivelatori erano distanti fino a ~ 80 *m* l'uno dall'altro).
- Per molteplicità $N_{hit} > 150$ si ottengono praticamente gli stessi risultati anche con aree fiduciali più grandi ($A_{fid} = 60 \times 60$ *m*² e $A_{fid} = 70 \times 70$ *m*²).

Con queste informazioni è possibile valutare il Flusso Minimo Rivelabile Φ_γ^{MDF} (*Minimum Detectable Flux*, MDF) dall'esperimento ARGO-YBJ al livello di n_σ deviazioni standard in un anno di misura.

Dalla formula 1.15, che riportiamo per comodità,

$$\frac{\text{segnale}}{\sqrt{\text{fondo}}} = \frac{\Phi_\gamma}{\sqrt{\Phi_B}} \cdot \sqrt{A_{eff}^\gamma} \cdot R \cdot \sqrt{\frac{T \cdot f}{\pi}} \cdot \sqrt{(d.c.)} \cdot \frac{\epsilon(\Delta\theta)}{\psi_{70}} \cdot Q_f$$

imponendo la condizione $\frac{\text{segnale}}{\sqrt{\text{fondo}}} = n_\sigma$, si ottiene per il MDF la seguente espressione:

$$\Phi_\gamma^{MDF} = n_\sigma \cdot \sqrt{\Phi_B} \cdot \frac{1}{R \cdot \sqrt{A_{eff}^\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{T \cdot f}} \cdot \frac{1}{\sqrt{(d.c.)}} \cdot \frac{\psi_{70}}{\epsilon(\Delta\theta)} \cdot \frac{1}{Q_f}$$

Convenzionalmente si parla di osservazione positiva di un segnale quando $n_\sigma = 5$ (pari ad una probabilità di fluttuazione poissoniana del fondo di $6 \cdot 10^{-5}$): con questa scelta risulta definito il MDF come quel flusso osservato in $T = 1$ anno di misura ($= 3.15 \cdot 10^7$ *s*) al livello di 5 deviazioni standard.

Per osservazioni della Crab Nebula con ARGO-YBJ si ha che la frazione di tempo utile all'osservazione è $f = 1/4$, poiché la sorgente è visibile a YBJ solo per circa 6 ore al giorno.

Nell'ipotesi che, a regime, per un apparato di sciame quale ARGO-YBJ, il *duty cycle* sia $(d.c.) \sim 90\%$, si ottiene:

$$\begin{aligned} \Phi_\gamma^{MDF} &= 5 \cdot \sqrt{\Phi_B} \cdot \frac{1}{R \cdot \sqrt{A_{eff}^\gamma}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{3.15 \cdot 10^7 \cdot 0.25}} \cdot \frac{1}{\sqrt{0.9}} \cdot \frac{\psi_{70}}{0.72} \cdot \frac{1}{Q_f} \\ &= 4.6 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{\Phi_B} \cdot \frac{1}{R \cdot \sqrt{A_{eff}^\gamma}} \cdot \psi_{70} \cdot \frac{1}{Q_f} \end{aligned}$$

Considerando eventi con $N_{hit} > 200$ in un'area fiduciale $A_{fid} = 70 \times 70 \text{ m}^2$, corrispondenti ad una energia mediana di fotoni primari di $\sim 1 \text{ TeV}$, si è calcolato:

$$R = \sqrt{\frac{A_{eff}^\gamma}{A_{eff}^B}} \simeq 2.5$$

$$A_{eff}^\gamma \simeq 10^7 \text{ cm}^2$$

L'apertura ottimale intorno alla direzione della sorgente è $\psi_{70} \simeq 0.55^\circ$ (vedi figura 4.31).

Nell'ipotesi che il fondo sia dovuto solo a protoni, il flusso di raggi cosmici con energia $> 1 \text{ TeV}$ è [51]:

$$\Phi_B(> 1 \text{ TeV}) = 6.75 \cdot 10^{-6} \text{ particelle/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$$

Dalle simulazioni eseguite per interpretare i dati di ARGO-TEST [41] risulta che a queste energie il contributo fornito al fondo dai nuclei di elio è $\sim 30\%$ di quello dei protoni. Aggiungendo anche questo contributo si ottiene:

$$\Phi_\gamma^{MDF}(> 1 \text{ TeV}) = \frac{1.6}{Q_f} \cdot 10^{-11} \text{ } \gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$$

Poiché il flusso di fotoni dalla Crab Nebula misurato dalla collaborazione WHIPPLE [52] è:

$$\Phi_\gamma^{Crab}(> 1 \text{ TeV}) = 2.15 \cdot 10^{-11} \text{ } \gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$$

da questa semplice stima si conclude che ARGO-YBJ nella regione del TeV è sensibile ad un flusso di γ pari a:

$$\Phi_\gamma^{MDF} \approx 0.8 \cdot \Phi_\gamma^{Crab}$$

assumendo $Q_f = 1$, cioè non considerando alcuna discriminazione adrone/ γ .

Questi risultati sono suscettibili di ulteriore miglioramento lavorando in almeno tre direzioni:

- Inclusione nel calcolo di un *guard ring* ottimizzato, cioè completamente strumentato. In tal modo sarebbe facilitata la discriminazione di eventi esterni e migliorata la risoluzione angolare.
- Adozione di un profilo temporale di tipo parabolico per meglio descrivere la struttura temporale del fronte dello sciame.
- Studio delle caratteristiche distintive degli sciami generati da γ rispetto a quelli generati da raggi cosmici, in modo da ottenere un *Quality factor* $Q_f > 1$.

Queste ulteriori ottimizzazioni vanno comunque al di là del lavoro svolto nella presente tesi.

Conclusioni

Il presente lavoro di tesi si inserisce nell'ambito dell'esperimento ARGO-YBJ in corso di realizzazione in Tibet a 4300 *m s.l.m* (30° latitudine Nord).

ARGO-YBJ è un apparato in grado di rivelare sciame generati da γ nell'intervallo $\sim 100 \text{ GeV} \div 10 \text{ TeV}$, grazie alla struttura continua (a tappeto) del rivelatore e alla sua localizzazione ad altissima quota.

Scopo della tesi è stato lo studio e l'ottimizzazione degli algoritmi di ricostruzione della direzione dei fotoni primari che generano gli sciame atmosferici osservati.

Infatti nella ricerca di sorgenti puntiformi uno dei problemi principali è la distinzione tra eventi dovuti a γ ed eventi dovuti al fondo di raggi cosmici. Il modo migliore per ridurre il fondo è di puntare con precisione verso la posizione della sorgente. Una buona risoluzione angolare per la misura delle direzioni d'arrivo degli sciame è quindi di grande importanza.

Per individuare la direzione di provenienza degli sciame è stata utilizzata la tecnica del *Fast Timing*, che ricostruisce il fronte dello sciame misurando il tempo di arrivo e la distanza dal *core* dello sciame delle particelle secondarie.

Per questo motivo l'identificazione di sciame con *core* interno all'apparato e la ricostruzione del punto d'impatto del *core* sono stati oggetto di studio, investigando le potenzialità di tre diverse tecniche: Baricentro, *Maximum Likelihood* e *Wavelet*.

Si è sviluppato un algoritmo iterativo di ricostruzione della direzione che, basato su un modello a fronte conico del profilo dello sciame, utilizza la tecnica dei minimi quadrati per ricavare i coseni direttori dell'asse dello sciame. La risoluzione angolare calcolata per sciame con $N_{hit} > 200$ è $\sigma_\theta \approx 0.45^\circ$.

L'aggiunta di uno strato di piombo garantisce un notevole miglioramento della risoluzione angolare per tutte le energie considerate grazie all'assorbimento delle particelle meno energetiche e quindi ad una migliore definizione del fronte temporale.

Infatti per sciame con $N_{hit} > 200$ si ottiene $\sigma_\theta \approx 0.35^\circ$, valore di un fattore 2.3 migliore di quelli ottenuti con apparati di sciame tradizionali. Nel caso dell'esperimento EAS-TOP, che operava al Gran Sasso (2000 *m s.l.m.*) con un'energia di soglia di $\sim 100 \text{ TeV}$, si aveva una risoluzione angolare $\sigma_\theta \approx 0.8^\circ$.

Un guadagno sulla risoluzione angolare di un fattore 2.3 consente di ottenere la stessa significatività sulla misura di un flusso di fotoni in un tempo 5 volte inferiore.

Partendo dai risultati ottenuti è stato stimato il Flusso Minimo Rivelabile Φ_{γ}^{MDF} (*Minimum Detectable Flux*, MDF) dall'esperimento ARGO-YBJ al livello di almeno 5 deviazioni standard in un anno di misura.

Lo studio condotto in questa tesi porta a concludere che ARGO-YBJ, nella regione del TeV è sensibile ad un flusso di γ pari a:

$$\Phi_{\gamma}^{MDF} \approx 0.8 \cdot \Phi_{\gamma}^{Crab}$$

dove Φ_{γ}^{Crab} è il flusso di riferimento di fotoni provenienti Crab Nebula, a prescindere dall'applicazione di criteri di reiezione degli sciami generati dal fondo dei raggi cosmici adronici.

Anche in queste condizioni, ARGO-YBJ raggiunge prestazioni confrontabili con quelle degli apparati Cerenkov attualmente operanti senza tuttavia essere soggetto alle loro limitazioni (basso *duty cycle* e ridotto campo di vista).

Potendo eseguire un monitoraggio continuo, ARGO-YBJ si propone come un apparato con grandi potenzialità di scoperta delle sorgenti γ comprese nell'intervallo di declinazione $-10^{\circ} \leq \delta \leq 70^{\circ}$.

Appendice A

Fit del fronte dello sciame nell'ipotesi di profilo piano

Nell'approssimazione di fronte piano si impone che tutte le particelle giacciano su un piano minimizzando la funzione:

$$\chi^2 = \sum_i w_i (\bar{t}_i - t_i)^2 \quad (\text{A.1})$$

dove w_i è un peso, t_i è il tempo d'arrivo della i -ima particella e \bar{t}_i , profilo temporale ipotizzato, è dato da:

$$\bar{t}_i = t_0 + \frac{l}{c}x_i + \frac{m}{c}y_i + \frac{n}{c}z_i \quad (\text{A.2})$$

con $\{x_i, y_i, z_i\}$ le coordinate dell' i -imo rivelatore scattato, $\{l, m, n\}$ i coseni direttori della direzione ortogonale al piano geometrico del fronte dello sciame e t_0 l'istante in cui il *core* incide sul rivelatore.

Se si impongono le condizioni di minimizzazione del χ^2 :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial t_0} = \frac{\partial \chi^2}{\partial l} = \frac{\partial \chi^2}{\partial m} = \frac{\partial \chi^2}{\partial n} = 0 \quad (\text{A.3})$$

risulta che il problema di determinare $\{l, m, n, t_0\}$ non è lineare a causa del vincolo:

$$l^2 + m^2 + n^2 = 1 \quad (\text{A.4})$$

Nel caso di ARGO-YBJ $z_i = \text{costante}$ dato che i rivelatori sono tutti posti alla stessa quota, pertanto il problema si linearizza ponendo $z_i = 0 \forall i$. I parametri su cui minimizzare sono l , m e t_0 , quindi, il sistema da risolvere è composto dalle tre equazioni seguenti:

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial t_0} = 2 \sum_i w_i & (\frac{l}{c}x_i + \frac{m}{c}y_i + (t_0 - t_i)) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial l} = 2 \sum_i w_i \frac{x_i}{c} & (\frac{l}{c}x_i + \frac{m}{c}y_i + (t_0 - t_i)) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial m} = 2 \sum_i w_i \frac{y_i}{c} & (\frac{l}{c}x_i + \frac{m}{c}y_i + (t_0 - t_i)) = 0 \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

che sviluppate diventano:

$$\begin{cases} c \sum_i w_i t_i &= l \cdot \sum_i w_i x_i &+ m \sum_i w_i y_i &+ ct_0 \sum_i w_i \\ c \sum_i w_i x_i t_i &= l \cdot \sum_i w_i x_i^2 &+ m \sum_i w_i x_i y_i &+ ct_0 \sum_i w_i x_i \\ c \sum_i w_i y_i t_i &= l \cdot \sum_i w_i x_i y_i &+ m \sum_i w_i y_i^2 &+ ct_0 \sum_i w_i y_i \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

Il determinante dei coefficienti per questo sistema di equazioni è dato da:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sum_i w_i x_i & \sum_i w_i y_i & \sum_i w_i \\ \sum_i w_i x_i^2 & \sum_i w_i x_i y_i & \sum_i w_i x_i \\ \sum_i w_i x_i y_i & \sum_i w_i y_i^2 & \sum_i w_i y_i \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B & W \\ X & F & A \\ F & Y & B \end{vmatrix}$$

dove è stata usata la seguente notazione:

$$\begin{aligned} A &= \sum_i w_i x_i & B &= \sum_i w_i y_i & W &= \sum_i w_i \\ X &= \sum_i w_i x_i^2 & F &= \sum_i w_i x_i y_i & Y &= \sum_i w_i y_i^2 \\ T_1 &= c \cdot \sum_i w_i t_i & T_2 &= c \cdot \sum_i w_i x_i t_i & T_3 &= c \cdot \sum_i w_i y_i t_i \end{aligned}$$

La soluzione del sistema rispetto alle tre variabili in esame risulta

$$l^* = \frac{\Delta l}{\Delta} \quad m^* = \frac{\Delta m}{\Delta} \quad t_0^* = \frac{\Delta t_0}{\Delta}$$

dove:

$$\Delta l = \begin{vmatrix} T_1 & B & W \\ T_2 & F & A \\ T_3 & Y & B \end{vmatrix}$$

$$\Delta m = \begin{vmatrix} A & T_1 & W \\ X & T_2 & A \\ F & T_3 & B \end{vmatrix}$$

$$\Delta t_0 = \begin{vmatrix} A & B & T_1 \\ X & F & T_2 \\ F & Y & T_3 \end{vmatrix}$$

Il χ^2 normalizzato è:

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \frac{\sum_{i=1}^n w_i (\bar{t}_i - t_i)^2}{(n - n_{PAR})} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^n w_i (t_0^* + \frac{l^*}{c} x_i + \frac{m^*}{c} y_i - t_i)^2}{(n - 3)} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

dove n è il numero di particelle dello sciame rivelate, n_{PAR} è il numero di parametri.

Appendice B

Fit del fronte dello sciame nell'ipotesi di profilo conico

Il χ^2 da minimizzare nel caso di fit conico è:

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left(t_0 + \frac{l}{c} x_i + \frac{m}{c} y_i + \alpha r_i - t_i \right)^2 \quad (\text{B.1})$$

dove w_i è un peso, t_i è il tempo d'arrivo della i -ima particella, $\{x_i, y_i, z_i\}$ sono le coordinate dell' i -imo rivelatore acceso calcolate rispetto al *core*, $\{l, m, n\}$ i coseni direttori della direzione ortogonale al piano geometrico del fronte dello sciame, α è il parametro di conicità e t_0 l'istante in cui il *core* incide sul rivelatore. Si è considerato un valore di r_i dato da:

$$r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2 - (x_i l_p + y_i m_p)^2} \quad (\text{B.2})$$

dove il valore dei coseni direttori l_p ed m_p è determinato con un precedente fit piano iterativo (vedi 4.3). I parametri su cui minimizzare sono l , m , α e t_0 , quindi, il sistema da risolvere è composto dalle quattro equazioni seguenti:

$$\begin{cases} \frac{\partial \chi^2}{\partial t_0} = 2 \sum_i w_i & \left(\frac{l}{c} x_i + \frac{m}{c} y_i + \alpha \cdot r_i + (t_0 - t_i) \right) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial m} = 2 \sum_i w_i \frac{y_i}{c} & \left(\frac{l}{c} x_i + \frac{m}{c} y_i + \alpha \cdot r_i + (t_0 - t_i) \right) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha} = 2 \sum_i w_i r_i & \left(\frac{l}{c} x_i + \frac{m}{c} y_i + \alpha \cdot r_i + (t_0 - t_i) \right) = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial l} = 2 \sum_i w_i \frac{x_i}{c} & \left(\frac{l}{c} x_i + \frac{m}{c} y_i + \alpha \cdot r_i + (t_0 - t_i) \right) = 0 \end{cases} \quad (\text{B.3})$$

Nella determinazione delle soluzioni di questo sistema si è trascurata la dipendenza di r_i da l ed m che renderebbe non lineare il sistema.

Le equazioni del sistema B.3 sviluppate si diventano:

$$\begin{cases} c \sum_i w_i t_i = l \cdot \sum_i w_i x_i + m \sum_i w_i y_i + \alpha \cdot c \sum_i w_i r_i + ct_0 \sum_i w_i \\ c \sum_i w_i r_i t_i = l \cdot \sum_i w_i x_i r_i + m \sum_i w_i y_i r_i + \alpha \cdot c \sum_i w_i r_i^2 + ct_0 \sum_i w_i r_i \\ c \sum_i w_i x_i t_i = l \cdot \sum_i w_i x_i^2 + m \sum_i w_i y_i x_i + \alpha \cdot c \sum_i w_i r_i x_i + ct_0 \sum_i w_i x_i \\ c \sum_i w_i y_i t_i = l \cdot \sum_i w_i y_i x_i + m \sum_i w_i y_i^2 + \alpha \cdot c \sum_i w_i y_i r_i + ct_0 \sum_i w_i y_i \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Il determinante dei coefficienti per questo sistema di equazioni è dato da:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \sum_i w_i x_i & \sum_i w_i y_i & \sum_i w_i r_i & \sum_i w_i \\ \sum_i w_i x_i r_i & \sum_i w_i y_i r_i & \sum_i w_i r_i^2 & \sum_i w_i r_i \\ \sum_i w_i x_i^2 & \sum_i w_i y_i x_i & \sum_i w_i r_i x_i & \sum_i w_i x_i \\ \sum_i w_i y_i x_i & \sum_i w_i y_i^2 & \sum_i w_i y_i r_i & \sum_i w_i y_i \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & B & C & W \\ D & E & R & C \\ X & F & D & A \\ F & Y & E & B \end{vmatrix}$$

dove è stata usata la seguente notazione:

$$\begin{aligned} A &= \sum_i w_i x_i & B &= \sum_i w_i y_i & C &= \sum_i w_i r_i & W &= \sum_i w_i \\ D &= \sum_i w_i x_i r_i & E &= \sum_i w_i y_i r_i & R &= \sum_i w_i r_i^2 & X &= \sum_i w_i x_i^2 \\ F &= \sum_i w_i x_i y_i & Y &= \sum_i w_i y_i^2 & & & & \\ T_1 &= c \cdot \sum_i w_i t_i & T_2 &= c \cdot \sum_i w_i r_i t_i & T_3 &= c \cdot \sum_i w_i x_i t_i & T_4 &= c \cdot \sum_i w_i y_i t_i \end{aligned}$$

La soluzione del sistema rispetto alle quattro variabili in esame risulta

$$l^* = \frac{\Delta l}{\Delta} \quad m^* = \frac{\Delta m}{\Delta} \quad \alpha^* = \frac{\Delta \alpha}{\Delta} \quad t_0^* = \frac{\Delta t_0}{\Delta}$$

$$\Delta l = \begin{vmatrix} T_1 & B & C & W \\ T_2 & E & R & C \\ T_3 & F & D & A \\ T_4 & Y & E & B \end{vmatrix}$$

$$\Delta m = \begin{vmatrix} A & T_1 & C & W \\ D & T_2 & R & C \\ X & T_3 & D & A \\ F & T_4 & E & B \end{vmatrix}$$

$$\Delta \alpha = \begin{vmatrix} A & B & T_1 & W \\ D & E & T_2 & C \\ X & F & T_3 & A \\ F & Y & T_4 & B \end{vmatrix}$$

$$\Delta t_0 = \begin{vmatrix} A & B & C & T_1 \\ D & E & R & T_2 \\ X & F & D & T_3 \\ F & Y & E & T_4 \end{vmatrix}$$

Il χ^2 normalizzato relativo a questo modello a fronte conico è dato da:

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^n w_i (t_0^* + \frac{l^*}{c} x_i + \frac{m^*}{c} y_i + \alpha^* r_i - t_i)^2}{(n - n_{PAR})} \quad (\text{B.5})$$

dove n è il numero di particelle dello sciame rivelate, n_{PAR} è il numero di parametri.

Bibliografia

- [1] T. C. Weekes, *Physics Report* 160 (1988) vol. 1,2.
- [2] R.A. Ong, *Physics Report* 305 (1998) 93.
- [3] M. Amenomori, *The Astrophysical Journal* 525 (1999) L93-L96.
- [4] V. L. Ginzburg and V. A. Dogiel *Sov. Phys. Usp.* 32 (1989) 385.
- [5] R. Hartman et al., *The Astrophysical Journal Suppl.* 123 (1999) 79.
- [6] T. C. Weekes et al., *Proceedings of the International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy* Heidelberg, Giugno (2000).
- [7] Barbara Wiebel-Sooth et al., *Astron. Astrophys.* 300 (1998) 389-398.
- [8] R. Blandford and D. Eicher *Physics Report* 154 (1987) 1.
- [9] G. Abell, D. Morrisno and S. Wolff *Realm of the Universe* Saunders College Publishing NY (1988)
- [10] O. C. De Jager and A. K. Harding, *The Astrophysical Journal* 396 (1992) 161
- [11] J. K. Dagherty and A. K. Harding, *The Astrophysical Journal* 252 (1982) 694.
- [12] T. Di Girolamo, B. D'Ettorre Piazzoli, G. Di Sciascio, *The ARGO-YBJ sensitivity for Blazar observations* ARGO-YBJ Internal Note 003/01.
- [13] R. Atkins et al., *The Astrophysical Journal* 533 (200) L119.
- [14] Proc. Kruger National Park TeV Workshop, *Towards a Major Atmospheric Cerenkov Detector*, (1997) ed. O. C. de Jager (Wesprint, Pochefstroom).
- [15] D. Thompson et al., *The Astrophysical Journal Suppl.* 86 (1993) 629.
- [16] J. D. Jackson *Classical Electrodynamics* Wiley and sons. NY (1975).
- [17] P. T. Raynolds et al., *The Astrophysical Journal* 404 (1993) 218.

- [18] P. Goret et al., *Astron. Astrophys.* 279 (1993) 401.
- [19] P. Baillon et al., XXII ICRC Dublin 1 (1991) 820.
- [20] S. Oser et al., *The Astrophysical Journal* 547 (2001) 949-958.
- [21] M. De Naurois et al., *The Astrophysical Journal* 566 (2002) 343-357.
- [22] M. F. Cawley and T. C. Weekes, *Experimental Astronomy* 6 (1995) 7.
- [23] G. M. Mohanty et al., *Astrop. Phys.* 9, (1998) 15.
- [24] M. Aglietta et al., NIM A336 (1993) 310.
- [25] D. E. Alexsandreas et al., NIM A311 (1992) 350.
- [26] Ong, *Nucl. Phys. B Suppl.* 14A (1990) 273.
- [27] M. Amenomori et al., *The Astrophysical Journal* 525 (1999) L93-L96
- [28] F. Aharonian et al., XXIII ICRC Calgary 4 (1993) 291.
- [29] Milagro Collaboration, *Status of the Milagro Gamma Ray Observatory*, XXVII ICRC Hamburg (2001).
- [30] M. Abbrescia et al., *Astroparticle Physics with ARGO*, Proposal (1996).
C. Bacci et al., *The ARGO-YBJ Project*, Addendum to the Proposal (1998).
- [31] V. F. Hess, *Zeit. Phys.* 13 (1912) 1084.
- [32] P. Auger, R. Maze, T. Grivet-Mayer, *C. R. Acad. Sci.* 206 (1938) 1721.
- [33] B. Rossi, *High-Energy Particles* Prentice-Hall, Englewood Cliffs (1952).
- [34] K. Greisen, *Prog. Cosmic Ray Phys.* 3 (1956) 1.
- [35] K. Kamata and J. Nishimura, *Suppl. Prog. Theor. Phys.* 6 (1948) 93.
- [36] G. Di Sciascio, B. D'Ettorre Piazzoli, M. Iacovacci, *Astrop. Phys.* 6 (1997) 313.
- [37] S. D. Bloomer, J. Linsley and A. A. Watson, *Nucl. Phys.* 14 (1988) 645-656.
- [38] P. K. F. Grieder *Cosmic Rays at Earth* Elsevier (2001).
- [39] S. Bussino, S. M. Mari *Astroparticle Physics* 15 (2001) 65-77.
- [40] R. Santonico and R. Cardarelli, NIM 187 (1981) 377.

-
- [41] C. Bacci et al., *Astroparticle Physics* 17 (2002) 151-165.
- [42] D. Martello, C. Bleve, G. Di Sciascio, *Reconstruction of the EAS core position with the ARGO-YBJ detector*. 27th ICRC Hamburg 2001.
- [43] D.E. Alexandreas et al., NIM A311 (1992) 350.
- [44] G. Mancarella, D. Martello, A. Surdo, *ARGO Data Rate: the Offline point of view*. ARGO-YBJ Internal Note 005/00.
- [45] D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw. Report **FZKA 6019** (1998), Forschungszentrum Karlsruhe
- [46] D. Martello and A. Surdo, *ARGO-G: ARGO Detector through GEANT3 package (v1.1)*, ARGO-YBJ Internal Note 001/00.
- [47] F. James and M. Ross, MINUIT Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library D506 (1989).
- [48] G. Di Sciascio, *Identification of cores outside the ARGO-YBJ carpet* ARGO-YBJ Internal Note 002/02.
- [49] Krawczynski H. et al., NIM A383 (1996) 431.
- [50] D.Campana, B. D'Ettorre Piazzoli, G. Di Sciascio, NIM A344 (1994) 250
- [51] Honda et al., *Phys. Rev. D*52 (1995) 4985.
- [52] Hillas et al., *The Astrophysical Journal* 496 (1998) 744.
I documenti non pubblicati possono essere trovati all'indirizzo URL:
<http://www1.na.infn.it/wsubnucl/cosm/argo/argo.html>

Ringraziamenti

Alla fine di questo lavoro di tesi vorrei ringraziare il Prof. Benedetto D'Et-
torre Piazzoli riferimento e guida.

Ringrazio il Dott. Giuseppe Di Sciascio senza il cui aiuto questa tesi non
sarebbe stata possibile.

Ringrazio tutte le persone dell'esperimento ARGO-YBJ ed in particolare
il Prof. Catalanotti per il suo aiuto, la sua disponibilità e per la sua vicinanza
in ogni circostanza.

Ringrazio Luigi, Tristano e Stefano perché in loro non ho trovato dei
colleghi ma dei cari amici.

Ringrazio la mia famiglia, le mie due madri, mio fratello e mio padre per
il loro affetto.

Un grazie a Marcello per essermi sempre stato vicino e per avermi sop-
portato anche nei momenti più duri.

Grazie a tutti i ragazzi del gabbiotto: Francesco, Gianfranca, Alberto,
Sara, Luca e Roberto per avermi adottato!!! Ed un grazie anche a Ciro che
è sempre giù in laboratorio. Grazie ad Alfredo, Giuliana e Nicola.

Ringrazio tutti i miei amici ed in particolare Luigi, Rosaria, Maria, An-
gelica, Salvatore, Rosa, Antonio, Raffaele, Maggie, Andrea, Lello per essere
sempre con me.

Un grazie a VanGog per aver dipinto il mio fiore preferito l'Iris Bianco
e agli U2 per avermi fatto compagnia con la loro musica:

October

And the trees are stripped bare of all they wear

What do I care?

October

And kingdoms rise and kingdoms fall

but you go on and on...