UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI LECCE

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA

Studio della sensibilità alla Crab Nebula per l'esperimento ARGO-YBJ

Relatore:

Dott. Daniele Martello

Laureando:

Giovanni Zizzi

ANNO ACCADEMICO 2003 - 2004

Indice

Elenco delle figure

Elenco delle tabelle

Introduzione

La fisica dei raggi cosmici, esaminando le particelle elementari che giungono sulla Terra, si propone di studiare i fenomeni che avvengono nell'Universo nonché le proprietà delle particelle stesse. In tale ambito la γ astronomia indaga sulla radiazione elettromagnetica di origine extraterrestre con energia che va dai 0.511 MeV sino ai valori più elevati osservati (centinaia di TeV). Tali energie non sono raggiungibili in altro modo, neanche dagli acceleratori di particelle in costruzione come LHC. Inoltre i fotoni non vengono deviati dai campi magnetici presenti nell'Universo e ciò permette di localizzare le loro sorgenti. Per effettuare misure ad energie maggiori ad alcune centinaia di MeV i tempi di presa dati necessari e l'ampiezza dei rivelatori da utilizzare impongono di attrezzare gli esperimenti a terra (e non più sui satelliti come può avvenire ad energie inferiori). In tali casi si possono effettuare solo misure riguardanti le particelle prodotte a seguito dell'interazione tra i fotoni o le altre particelle cosmiche ed i nuclei presenti nell'atmosfera che fa da calorimetro assorbendo le particelle iniziali. L'insieme delle particelle generate a partire da una singola particella cosmica viene detto sciame atmosferico.

L'esperimento ARGO-YBJ rientra nella tipologia sopra indicata. Esso è frutto di una collaborazione italo-cinese ed è in fase di costruzione presso il laboratorio di raggi cosmici situato a Yanbajing (Lhasa, Tibet, Repubblica Popolare Cinese). Si tratta di un dispositivo a copertura totale posto ad una quota di $\sim 4300m$ sul livello del mare ed una volta ultimato sarà costituito da 1848 RPC coprendo interamente una superficie di $\sim$ 6000 m^2 e risulterà sensibile ai fotoni primari con energia compresa tra $\sim$ 100 GeV ed i $\sim$ 50 TeV. Nell'ambito di tale esperimento è stato svolto questo lavoro di tesi.

L'astronomia γ presenta notevoli difficoltà di carattere sperimentale dovute alla complessa fenomenologia degli sciami atmosferici ed al fatto che il flusso dei fotoni primari è $\phi_\gamma \sim 10^{-3} \div 10^{-4}\phi_C$ dove ϕ_C è il flusso dei raggi cosmici carichi. La grandezza che quantifica la possibilità dell'apparato di separare il segnale dal rumore è la sensibilità (vedi capitolo 2), da essa dipende direttamente la possibilità di individuare delle sorgenti di raggi γ, quindi individuare dei metodi per incrementarla è molto importante ed è questo l'obiettivo del presente lavoro di tesi. In particolare si cercherà di ottenere tale incremento individuando dei valori di taglio per alcune grandezze coinvolte nel processo di ricostruzione delle caratteristiche degli sciami atmosferici (χ^2 del fit conico, correzione conica, massimo della trasformata di wavelet, massimo dalla funzione di verosimiglianza, vedi capitolo 4). È lecito pensare di poter fare questo dato che appare ragionevole ritenere che il valore di tali parametri vari in base alla bontà della ricostruzione dello sciame.

La suddivisione in capitoli è stata fatta nel modo seguente. Nel capitolo 1 verrà trattata la fisica dei raggi cosmici esponendone le principali caratteristiche quali spettro, composizione chimica, infuenza dei campi magnetici, i meccanismi di accelerazione (i meccanismi di Fermi) ed i modelli di sviluppo (modello di Heitler ed equazioni di trasporto). Nel capitolo 2 verrà trattata la γ astronomia illustrando i meccanismi di generazione dei fotoni di alta energia, le sorgenti astrofisiche e le principali tecniche sperimentali utilizzate in questo campo. Nel capitolo 3 verrà descritto l'esperimento ARGO-YBJ, esponendone gli obiettivi, descrivendone la struttura, lo stato attuale ed i principali algoritmi di analisi dati dando particolare risalto a quelli utilizzati nel presente lavoro. Nel capitolo 4 sarà descritto il lavoro di tesi vero e proprio illustrando la procedura seguita per individuare i valori di taglio, l'incremento della sensibilità conseguente all'applicazione dei tagli (prima sulle singole grandezze poi quello globale) e la variazione degli andamenti dell'energia mediana dei primari in conseguenza dell'applicazione dei tagli.

Capitolo 1

Raggi cosmici

Per raggi cosmici si intende l'insieme delle particelle che arrivano sulla Terra dal Cosmo. In verità tali particelle vanno sotto il nome di raggi cosmici primari. Questi interagendo con i nuclei presenti nell'alta atmosfera producono nuove particelle che vanno sotto il nome di raggi cosmici secondari. L'importanza dello studio della radiazione cosmica consiste nella possibilità di comprendere la natura delle loro sorgenti e dei loro meccanismi di accelerazione e le proprietà del mezzo interstellare che tali particelle attraversano prima di giungere sulla Terra. In questo capitolo elencheremo le caratteristiche principali dei raggi cosmici sia primari che secondari.

1.1 Raggi cosmici primari

1.1.1 Spettro energetico

I raggi cosmici primari presentano delle caratteristiche peculiari che giustificano il largo interesse manifestato nei loro confronti. Una di queste è lo spettro energetico. Nella figura 1.1 è rappresentato lo spettro energetico differenziale dei raggi cosmici in funzione dell'energia.

Per spettro differenziale si intende il numero di particelle che giungono

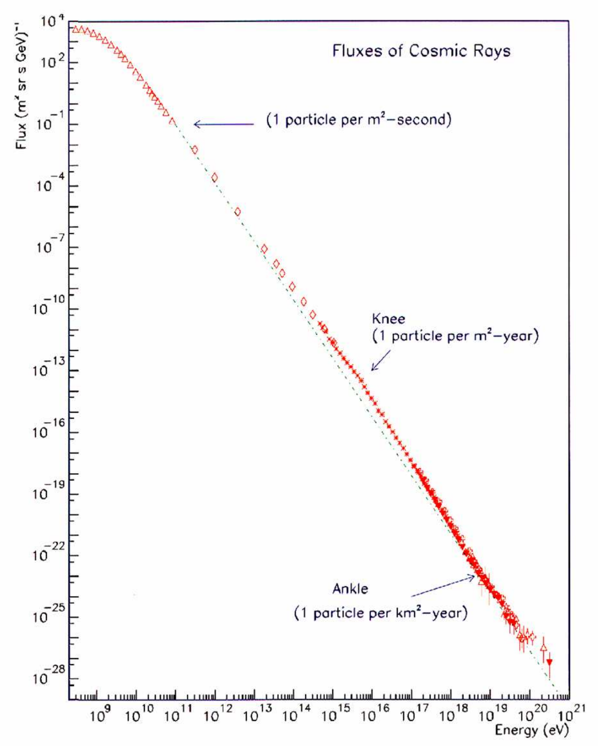

Figura 1.1: *spettro differenziale dei raggi cosmici primari.*

sulla Terra per unità di energia, tempo, superficie ed angolo solido (mentre lo spettro integrale considera tutte le particelle con energia superiore ad un certo valore). L'andamento segue una potenza di E:

$$dN/dE \propto E^{-\gamma}$$

Il parametro γ prende il nome di indice spettrale differenziale. È evidente che il meccanismo di accelerazione dei raggi cosmici non è di natura termica perché altrimenti lo spettro dovrebbe essere riconducibile alla distribuzione di Boltzmann o a quella di Planch relativa alla densità di energia spettrale del corpo nero. Sull'asse delle ordinate la scala è logaritmica e le tre diverse pendenze corrispondono a tre diversi valori dell' indice spettrale. Ai punti in cui avviene la variazione si dà il nome rispettivamente di "ginocchio" e di "caviglia". Si ritiene che le variazioni siano dovute ad un cambiamento del tipo di sorgente oppure, per quanto riguarda il "ginocchio", si ritiene che oltre i 10^{16} eV la traiettoria di alcune particelle cariche non intersechi più la Terra dato che la loro energia li permette di sfuggire al campo magnetico galattico (vedi sezione 1.2.3). Lo spettro dei raggi cosmici primari copre un intervallo di valori talmente ampio che bisogna ricorrere a tecniche sperimentali diverse a seconda del sottointervallo di energia che si vuole considerare. Questo aspetto verrà approfondito nel capitolo dedicato all' astronomia γ.

1.1.2 Composizione chimica

Nei raggi cosmici primari sono presenti principalmente protoni (circa il 90%), particelle α (circa il 9%) mentre il restante 1% è costituito da nuclei più pesanti come carbonio e ferro e da particelle quali γ, ν, $e^{\pm}$. Nella figura 1.2 sono riportati i flussi differenziali per alcune delle particelle primarie.

Studiare la composizione chimica dei raggi cosmici primari permette di ricavare informazioni sulle zone di provenienza e su eventuali modifiche subite dai primari nel tragitto percorso prima di giungere in prossimità della Terra. Quello che si fa è confrontare la composizione chimica percentuale dei primari con la composizione chimica percentuale locale (ricavata dai meteoriti e dallo studio dell'atmosfera solare). I risultati sono riportati nella figura 1.3.

Si riscontra che l'abbondanza relativa di Li, Be, B e di Ti, Cr, V nei primari è superiore all'abbondanza relativa locale di tali nuclei. Ciò viene spiegato assumendo che tali nuclei si formino dalla frammentazione che nuclei più pesanti subiscono a causa degli urti con le particelle presenti nel mezzo interstellare. Alla base di tale ragionamento c'è l'assunzione che la composizione chimica dei primari all'origine sia analoga a quella locale (cioè quella del Sistema Solare) e che i nuclei vengano liberati a seguito dell'esplosione di stelle giunte alla fine della loro "vita".

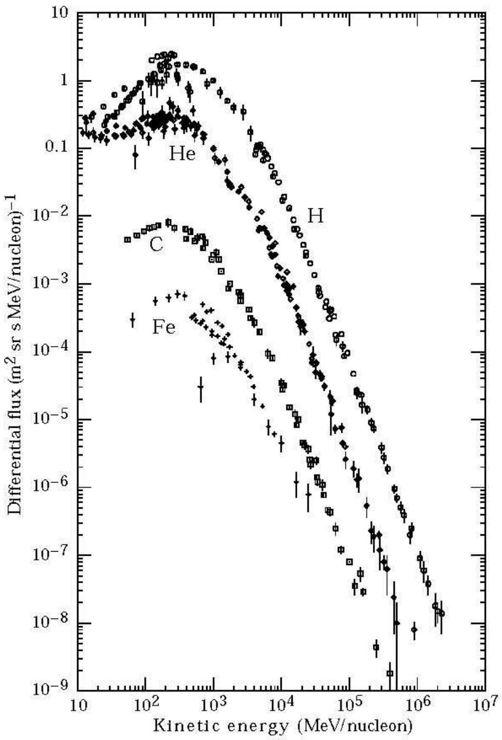

Figura 1.2: *flusso differenziale per i vari primari.*

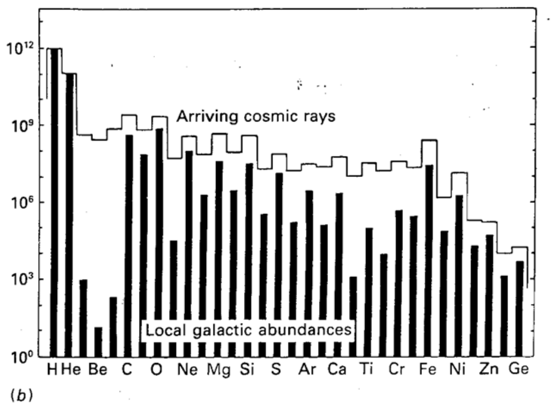

Figura 1.3: *confronto tra composizione chimica locale e quella dei raggi cosmici.*

1.1.3 Influenza dei campi magnetici

Altra caratteristica dei raggi cosmici è che la direzione di arrivo dei primari carichi è distribuita uniformemente su un angolo solido di 4π sr. La ragione di ciò sta nell'influenza dei vari campi magnetici cui i primari sono sottoposti. I campi in questione sono il campo magnetico galattico, quello solare e quello terrestre. Le linee di forza del campo risultante sono talmente complicate da riuscire a scorrelare completamente la direzione di arrivo dei primari carichi sulla Terra dalla direzione iniziale del loro moto ed, in alcuni casi, a deflettere a tale punto la traiettoria da impedire loro di raggiungere la Terra.

Quello che si osserva è che anche il solo campo magnetico terrestre influenza la direzione di arrivo delle particelle fungendo da schermo che impedisce alle particelle cariche meno energetiche di entrare nell'atmosfera terrestre. Una descrizione quantitativa di questo fenomeno si ottiene applicando la teoria formulata da Størmer [1] per spiegare l'origine dell'aurora boreale. La complessità del campo magnetico cui sono sottoposti i raggi cosmici rende impossibile studiarne analiticamente la traiettoria, soprattutto al diminuire dell'energia. Tuttavia con la teoria di Størmer è possibile stabilire a quali limiti (ad esempio di energia ed impulso) sono sottoposte le orbite. Il campo magnetico terrestre è schematizzato come un campo di dipolo con momento $M = 8 \times 10^{22}\mathrm{Am}^2$ la cui componente radiale e quella lungo la direzione lungo cui cresce la latitudine ad una distanza d dal centro del dipolo e ad una latitudine λ valgono:

$$B_r = \frac{-2\mu_0 M \sin\lambda}{4\pi d^3} \quad e \quad B_\lambda = \frac{-\mu_0 M \cos\lambda}{4\pi d^3}.$$

Il raggio dell'orbita descritta da una particella di carica q ed impulso p sul piano equatoriale è:

$$R = \sqrt{\frac{\mu_0 M q}{4\pi p}}.$$

Questa distanza è presa in considerazione come distanza critica poiché tutte le orbite che non si allontanano dalle vicinanze della Terra non si estendono mai oltre R che viene utilizzata da Størmer come unità di misura delle distanze. Egli riesce a trovare la seguente costante del moto:

$$2\gamma = -r\cos\lambda\sin\theta - \frac{\cos^2\lambda}{r}$$

essendo γ una costante reale e θ è l'angolo rispetto al piano meridiano. Partendo da ciò riesce a dimostrare che:

- le particelle che riescono a giungere sulla superficie terrestre (per il momento trascuriamo le interazioni con i nuclei atmosferici) sono quelle la cui traiettoria giace entro un cono con vertice sul centro del dipolo e con angolo di apertura di $90^o + \theta$;
- l'impulso minimo che una particella di carica Z deve avere per poter penetrare nel campo magnetico terrestre ad una latitudine λ è:

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

Altro fatto che si osserva è che anche il solo campo magnetico solare ha influenza sul flusso di raggi cosmici. Infatti tale campo varia nel tempo con un periodo di circa 11 anni e si riscontra una variazione del flusso dei raggi cosmici proprio in corrispondenza delle variazioni del campo magnetico solare.

Anche il campo magnetico galattico influenza l'andamento dello spettro dei raggi cosmici primari: tale campo è in grado di deflettere a tale punto la traiettoria delle particelle cariche da confinarle nel volume galattico, facendo si che alcune di esse raggiungano la Terra. Oltre i ~ 10 PeV corrispondenti al "ginocchio" il raggio di curvatura della traiettoria di tali particelle può superare il raggio galattico ($\sim$ 10 kpc), in tale modo esse possono uscire dalla Galassia e, quindi, non raggiungere più la Terra.

1.1.4 Meccanismi di accelerazione

Una delle ipotesi più accreditate sui possibili meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici (primari) sfrutta l'azione di campi magnetici in moto nel mezzo interstellare. In generale risulta che l'energia acquistata per unità di tempo dal una particella di carica Ze a causa dei un campo magnetico B in moto è:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{acc} = \xi Zec^2 B$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto e $\xi < 1$ è una costante che dipende dal meccanismo di accelerazione. La prima teoria che si basa su tale ipotesi è stata proposta da Fermi nel 1949 [2]. Riportiamo una trattazione euristica del meccanismo proposto da Fermi [3], nelle references di tale articolo sono indicate pubblicazioni in cui sia la teoria di Fermi che le correzioni in seguito apportate da altri autori sono trattate in maggiore dettaglio. Nella teoria originaria si prende in considerazione una nube di gas magnetizzato in moto con una velocità di ~15 km/s. Le particelle che fanno (o faranno parte dei raggi cosmici primari) vengono investite da tali nubi ed al loro interno subiscono uno scattering multiplo dovuto alle irregolarità del campo magnetico presente.

È importante osservare che in un sistema di riferimento solidale con la nube:

- l'urto è elastico quindi non c'è variazione dell'energia della particella perché questa è molto meno massiva della nube stessa;
- quando la particella fuoriesce dalla nube la direzione del suo moto è scorrelata con quella precedente all'urto a causa della diffusione multipla subita all'interno della nube.

Consideriamo la figura 1.4. E_1, p_1 e θ_1 sono rispettivamente l'energia, l'impulso e l'angolo tra la direzione del moto della particella e quella del moto della nube iniziali, mentre E_2, p_2 e θ_2 indicano le analoghe grandezze successive all'urto. V indica il modulo della velocità della nube. Si può passare dal sistema di riferimento solidale alla nube a quello del laboratorio

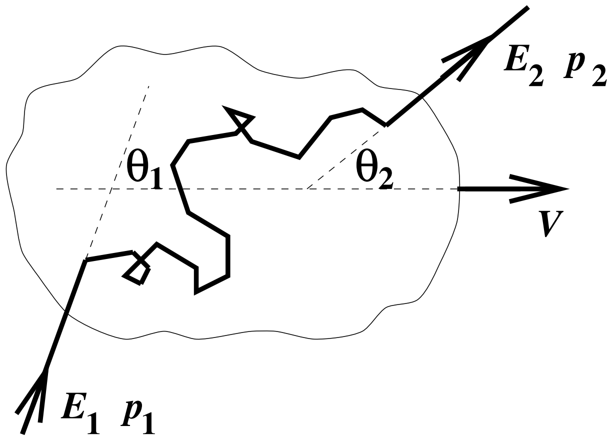

Figura 1.4: *schematizzazione del meccanismo di Fermi del secondo ordine.*

tramite le trasformazione di Lorentz (l'apice si riferisce solo alle grandezze relative al sistema di riferimento della nube):

$$E_1' = \gamma E_1 (1 - \beta \cos\theta_1) \tag{1.1}$$

con $\beta = \frac{V}{c}$ e $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ mentre passando al sistema del laboratorio si ha:

$$E_2 = \gamma E_2' (1 - \beta \cos\theta_2') \tag{1.2}$$

Poichè come prima specificato la collisione avviene con il campo magnetico e la massa della nube è molto maggiore della massa della particella allora $E_1' = E_2'$. Quindi l'incremento relativo di energia nel sistema di riferimento del laboratorio è:

$$\frac{E_2 - E_1}{E_1} \equiv \frac{\Delta E}{E} = \frac{1 - \beta\cos\theta_1 + \beta\cos\theta_2' - \beta^2\cos\theta_1\cos\theta_2'}{1-\beta^2} - 1 \tag{1.3}$$

La grandezza davvero interessante è l'incremento relativo medio di energia. Quindi per poter utilizzare la 1.3 bisogna calcolare $\langle\cos\theta_1\rangle$ e $\langle\cos\theta_2'\rangle$. Riguardo la seconda quantità, dato che all'interno della nube le particelle vengono diffuse alla stessa maniera in tutte la direzioni allora θ_2' è distribuito uniformemente su un intervallo che va da 0 a 2π. Quindi si può ricavare la distribuzione di probabilità di $\cos\theta_2'$ a partire da quella di θ_2' e calcolare $\langle\cos\theta_2'\rangle$

nel modo usuale. Oppure, più semplicemente, dato che tanti spostamenti ci saranno in avanti tanti c'è ne saranno indietro si può subito concludere che $\langle \cos\theta_2' \rangle = 0$. Il calcolo di $\langle \cos\theta_1 \rangle$ è meno semplice. Tale grandezza dipende dalla probabilità che una collisione avvenga ad un dato angolo. Tale probabilità è proporzionale alla velocità relativa tra nube e particella, quindi per un angolo di impatto θ_1 la velocità relativa vale $v - V\cos\theta_1$ (v è il modulo della velocità del primario). Approssimando v con c si ha una probabilità per unità di angolo solido:

$$\frac{dP}{d\Omega_1} \propto (1 - \beta\cos\theta_1)\,.$$

Con tale distribuzione si fa la media pesata di $\cos\theta_1$ su tutti i possibili valori di θ_1:

$$\langle \cos\theta_1 \rangle = \frac{\int \cos\theta_1 \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega}{\int \frac{dP}{d\Omega_1} d\Omega_1} = -\frac{\beta}{3}$$

da cui $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta^2$ per $\beta << 1$. Il problema è che l'incremento relativo medio di energia, essendo del secondo ordine in β, è troppo piccolo per poter essere in accordo con i dati sperimentali. Il motivo del disaccordo sta nel fatto che al più la particella può essere accelerata solo una volta. Secondo le misure effettuate $\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta$. A partire dagli anni '70 del secolo è stata individuata una variante del meccanismo di Fermi in cui l'incremento relativo medio di energia è proporzionale solo a β. Il tale meccanismo l'accelerazione avviene a seguito dell'esplosione di supernovae: gli strati più esterni della stella vengono espulsi ed il risultato è un getto di plasma magnetizzato che attraversa il mezzo interstellare con una velocità di $\sim 10^4$ km/s. Dato che la velocità del suono in tale mezzo è ~ 10 km/s le onde in questione sono supersoniche quindi si produce un'onda d'urto che investendo delle particelle presenti nel mezzo interstellare le accelera. La differenza con il meccanismo originariamente proposto da Fermi (detto del secondo ordine) sta nel fatto che, in questo caso, le particelle possono subire più accelerazioni. Infatti il plasma magnetizzato che segue e precede l'onda d'urto è in grado di diffondere le particelle facendo si che vengano nuovamente investite. Il nuovo meccanismo viene detto meccanismo di Fermi del primo ordine. Vedi figura 1.5. I calcoli che seguono sono riportati in maniera più completa in [3]. Indichiamo con V_S la velocità dell'onda d'urto e con V_P la velocità del getto di materiale (vedi figura 1.5). A questo punto per semplificare i calcoli ci si rifà al lavoro di Fermi e si schematizzano le onde d'urto come le nubi di gas magnetizzato. In tale caso si trova che $\langle \cos\theta_1 \rangle = -2/3$ e $\langle \cos\theta_2' \rangle = 2/3$ quindi, dalla 1.3, si ha:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \simeq \frac{4}{3}\beta$$

con $\beta = V_P/c$.

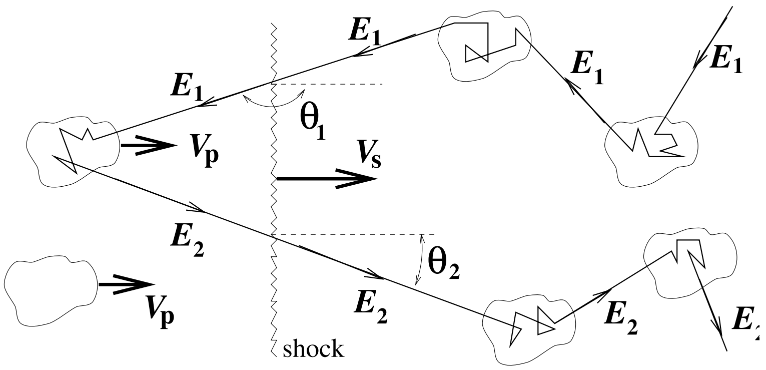

Figura 1.5: *schematizzazione del meccanismo di Fermi del primo ordine.*

Quindi, se E_0 è l'energia iniziale di una particella, l'incremento che tale grandezza subirà a causa della collisione è:

$$E_0 \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}$$

pertanto l'energia della particella ora sarà:

$$E_0 + E_0 \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}.$$

Ciò avviene indipendentemente dal fatto che altri urti siano avvenuti o avverranno in seguito. Quindi l'energia della particella dopo k collisioni sarà:

$$E = E_0 \left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}\right)^k . \tag{1.4}$$

L'importanza della teoria di Fermi sta nel fatto che prevede per i raggi cosmici uno spettro a potenza e l'indice spettrale che si prevede è in accordo con i risultati sperimentali (naturalmente ci riferiamo al meccanismo di Fermi del primo ordine). Per dedurre l'espressione dello spettro è necessario calcolare la probabilità che le particelle vengano investite k volte. Il punto di partenza è la probabilità (P_{loss}) che la particella sia investita solo una volta e poi si perda alle spalle dell'onda. Non riportiamo l'espressione esatta di tale probabilità ma facciamo notare che $P_{loss} \propto V_S$, come ci si può aspettare. Di conseguenza la probabilità che la particella, una volta attraversata l'onda, venga diffusa in avanti dal materiale magnetizzato è:

$$P_{return} = 1 - P_{loss}$$

e la probabilità che avvengano almeno k attraversamenti è:

$$P\left(\geq k\right) = [1 - P_{loss}]^k.$$

È facile convincersi del fatto che lo spettro integrale deve essere proporzionale alla probabilità di attraversamento multiplo:

$$J_{int} \propto [1 - P_{loss}]^k.$$

Dall'equazione 1.4 il numero di collisioni necessario per avere un'energia E è:

$$k = \frac{\ln\left(\frac{E}{E_0}\right)}{\ln\left(1 + \frac{\langle \Delta E \rangle}{E}\right)} \tag{1.5}$$

Quindi il logaritmo naturale dello spettro integrale può essere scritto come:

$$\ln J_{int} = A + \frac{\ln(E/E_0)}{\ln(1 + \Delta E/E)} \ln[1 - P_{loss}].$$

Questa equazione può essere riscritta come:

$$\ln J_{int} = B - (\Gamma - 1) \ln E$$

con

$$\Gamma = 1 - \frac{\ln (1 - P_{loss})}{\ln (1 + \Delta E/E)}$$

e

$$B = A - \frac{\ln E_0}{\ln (1 + \Delta E/E)} \ln (1 - P_{loss}).$$

In conclusione

$$J_{int} \propto E^{-(\Gamma - 1)}$$

e

$$J_{diff} \propto E^{-\Gamma}$$

In altre parole la costante Γ altro non è che l'indice spettrale differenziale.

1.2 Raggi cosmici secondari

1.2.1 Modello di Heitler

Questo modello è il più semplice che è stato formulato per spiegare e descrivere lo sviluppo longitudinale degli sciami elettromagnetici (non solo in atmosfera ma in qualsiasi mezzo). Tali sciami cosmici secondari sono composti solamente da e^+, e^- e γ e si sviluppano a partire da tali particelle o dal decadimento:

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma.$$

La grossolanità del modello è dovuta alle seguenti assunzioni:

1. per le energie in gioco le sezioni d'urto di tutti i processi considerati sono indipendenti dall'energia stessa;

2. l'energia critica dei γ è uguale a quella di $e^{\pm}$ (per i primi in corrispondenza di tale valore la perdita di energia per unità di cammino per effetto della produzione di coppia eguaglia quella dovuta alla diffusione Compton, mentre per i secondi sono le perdite di energia per unità di cammino dovute alla radiazione di bremsstrahlung (che in tedesco vuol dire frenamento) e all'eccitazione-ionizzazione degli atomi del mezzo ad essere uguali);

3. per energie superiori all'energia critica gli elettroni e i positroni che si vengono a formare perdono energia solo per emissione di radiazione di bremsstrahlung, mentre per energie inferiori la perdita avviene solo per eccitazione-ionizzazione degli atomi presenti nell'atmosfera;

4. per energie superiori a quella critica i γ perdono energia solo tramite produzione di coppie e^+e^-, mentre per energie inferiori avviene solo la diffusione Compton;

5. ogni volta che una particella ne genera di nuove equipartisce tra queste la sua energia;

6. il libero cammino medio dei γ per la produzione di coppia e quello dei $e^{\pm}$ per l'emissione di fotoni di bremsstrahlung è lo stesso.

Il caso interessante (per ARGO-YBJ) è quello in cui il primario è un γ. Quello che accade è che attraversando l'alta atmosfera tale particella interagisce con i nuclei ivi presenti e crea una coppia e^+e^-. Entrambe queste particelle possono emettere un fotone di bremsstrahlung e far ricominciare il processo. Tutto ciò, però, non può continuare all'infinito: in base al punto 5 delle assunzioni alla base del modello più va avanti il processo di moltiplicazione a valanga più si riduce l'energia delle particelle che fanno parte dello sciame. Ad un certo punto l'energia scenderà al di sotto dell'energia critica, quindi gli $e^{\pm}$ (punto 3) non potranno più emettere radiazione di bremsstrahlung e perderanno energia solo per eccitazione-ionizzazione degli atomi del mezzo (l'atmosfera), mentre i γ esistenti (punto 4) subiranno solo la diffusione Compton.

In prima approssimazione l'energia che una particella carica perde per unità di cammino a causa della radiazione di bremsstrahlung è:

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

X_0 viene detta lunghezza di radiazione e non è altro che il libero cammino medio tra due emissioni di γ.
Risulta che:

$$E\left(x\right) = E_0 e^{-\frac{x}{X_0}}$$

dove E_0 è l'energia iniziale della particella. Da tale relazione si comprende che X_0 rappresenta la distanza percorsa la quale la particella ha ceduto circa il 67% della propria energia iniziale a causa della radiazione di bremsstrahlung. Indichiamo con Λ_c la distanza media che un fotone percorre prima di produrre una coppia e^+e^-. Per il punto 6 si ha: $X_0 = \Lambda_c$. Misurando la distanza che la particella percorre in unità di lunghezza di radiazione introduciamo la grandezza:

$$t = \frac{x}{X_0}.$$

Il numero di particelle che compongono lo sciame ad una profondità t è $N\left(t\right) = 2^t$ e l'energia corrispondente è $E\left(t\right) = \frac{E_0}{2^t}$. Indichiamo con E_c l'energia critica e con t_{max} la profondità oltre la quale il processo di moltiplicazione a valanga non può più avvenire perchè non possono più essere prodotti nuovi fotoni di bremsstrahlung, elettroni e positroni. Tale quantità deve soddisfare l'equazione:

$$E_c = \frac{E_0}{2^{t_{max}}}.$$

Segue che:

$$t_{max} = \log_2\left(\frac{E_0}{E_c}\right).$$

Più in generale sussiste la seguente relazione tra profondità raggiunta dallo sciame elettromagnetico ed energia delle particelle che lo compongono:

$$t = \log_2 \left(\frac{E_0}{E} \right).$$

È immediato stabilire che relazione intercorre tra numero di particelle componenti lo sciame (N) e la profondità raggiunta dallo sciame stesso:

$$N = 2^t$$

quindi:

$$N_{max} = 2^{t_{max}} = \frac{E_0}{E_c}$$

segue che effettuando una misura di t_{max} è possibile risalire all' energia del primario.
Ribadiamo che il modello di Heitler è poco accurato e serve solo in prima approssimazione per poter descrivere lo sviluppo longitudinale di uno sciame elettromagnetico.

1.2.2 Sviluppo laterale degli sciami elettromagnetici

Caratteristica molto importante e studiata degli sciami secondari elettromagnetici è la dipendenza funzionale della densità media di particelle cariche (numero medio di particelle cariche per unità di superficie) dalla distanza dall'asse dello sciame. Un fatto notevole è che il profilo di tale densità media non dipende (entro gli errori sperimentali) né dalle dimensioni dello sciame né dalla latitudine a cui vengono effettuate le misure. Inoltre i risultati sono in accordo con una dispersione laterale dello sciame dovuta solamente alla diffusione Coulombiana degli $e^{\pm}$. Risulta che la densità locale di $e^{\pm}$ si può scrivere come:

$$\rho\left(r\right) = \frac{N}{r_M} f\left(s, \frac{r}{r_M}\right)$$

dove N è il numero totale di elettroni giunti sulla superficie r è la distanza dall'asse dello sciame r_M è detto raggio di Moliere; tale grandezza è caratteristica dello sviluppo laterale degli sciami elettromagnetici: risulta che circa il 95% delle particelle componenti lo sciame dista dall'asse dello sciame meno di $2r_M$. Al livello del mare $r_M \simeq 79$ m mentre alla quota cui è situato il rivelatore ARGO-YBJ $r_M \simeq 133$ m. s è detto parametro di *age*, tale parametro è legato alla spettro e allo sviluppo della popolazione dello sciame: quanto più lo sciame si sviluppa più il suo spettro assume un andamento del tipo $\propto E^{-(s+1)}dE$ mentre il numero di particelle N soddisfa una relazione del tipo: $\frac{\partial \ln N}{\partial t} = \lambda(s)$. In [4] è riportata un'espressione empirica per ρ:

$$\rho(N,r) = \frac{0.4N}{{r_M}^2}\left(\frac{r_M}{r}\right)^{0.75}\left(\frac{r_M}{r+r_M}\right)^{3.25}\left(1+\frac{r}{11.4r_M}\right). \tag{1.6}$$

Greisen in [4] fa notare che senza l'ultimo fattore la 1.6 è un'approssimazione della formula ricavata da Kamata e Nishimura [5] per sciami elettromagnetici con $s = 1.25$. Per $0.5 < s < 1.5$ la funzione di Nishimura e Kamata può essere ben rappresentata da:

$$f\left(s,\frac{r}{r_M}\right) = \left(\frac{r}{r_M}\right)^{s-2}\left(1+\frac{r}{r_M}\right)^{s-4.5}\frac{\Gamma(4.5-s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5-2s)} \tag{1.7}$$

dove $\Gamma(\cdot)$ è la funzione Gamma di Eulero.

Il fattore in più presente nella 1.6 viene interpretato come un fattore correttivo che tiene conto degli elettroni che si vengono a formare negli sciami adronici (che contengono sempre sciami elettromagnetici come si spiegherà in seguito, vedi sezione 1.2.3).

A conclusione di questa sezione dedicata agli sciami elettromagnetici vorremmo precisare che, anche se si è affermato che questi sono composti esclusivamente da γ, e^+ ed e^-, in realtà presentano una componente adronica e muonica trascurate solo per semplificare i modelli di sviluppo. Gli adroni si ottengono per fotoproduzione:

$$\gamma + nucleo \longrightarrow adroni.$$

I muoni sono prodotti a seguito dei processi che coinvolgono gli adroni stessi. Dato che la componente muonica, alle energie in gioco, riesce a perdere energia solo per eccitazione-ionizzazione degli atomi dell'atmosfera risulta che per gli sciami elettromagnetici la componente muonica è quella più energetica al livello del mare.

1.2.3 Sciami adronici

I nuclei presenti nei raggi cosmici primari interagendo con altri nuclei che si trovano nell'atmosfera producono nuove particelle con un processo a cascata come nel caso degli sciami elettromagnetici, però l'insieme delle particelle che si viene a formare è più eterogeneo rispetto al caso precedente e prende il nome di sciame adronico. Tali processi sono ancora più difficili da parametrizzare rispetto al caso elettromagnetico, anche perché nell'intervallo energetico di interesse le sezioni d'urto per interazione adronica non sono note sperimentalmente e vanno calcolate a partire da misure fatte agli acceleratori o da modelli teorici. La stessa struttura di tali sciami risulta essere più complicata rispetto quella degli sciami iniziati da γ o $e^{\pm}$. Ad esempio i protoni interagendo con con nuclei come quelli di ossigeno o azoto danno luogo principalmente a pioni e secondariamente a kaoni ed altre particelle. Il protone potrà rimanere tale o convertirsi in un neutrone. I pioni che si vengono a formare hanno velocità relativistiche, ciò dilata il loro tempo di vita medio tanto da permettere loro di interagire con altri nuclei atmosferici. Questo per quanto riguarda i pioni carichi. Quelli neutri decadono in volo:

$$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma.$$

Gli sciami elettromagnetici che si possono generare prendono il nome di componente elettromagnetica dello sciame. Quindi si capisce già da questo quanto gli sciami adronici siano più complicati di quelli elettromagnetici iniziati da γ o $e^{\pm}$.

Le particelle che si vengono a formare a questo punto possono avere a loro volta delle interazioni forti con altri nuclei atmosferici.

Nonostante la dilatazione relativistica del tempo di vita medio alcuni pioni decadono in volo senza avere interagito con i nuclei atmosferici (naturalmente più è bassa l'energia del pione più è probabile che ciò avvenga). I decadimenti che possono avvenire sono del tipo:

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

$$\pi^{-} \longrightarrow \mu^{-} + \overline{\nu_{\mu}}$$

I muoni prodotti rappresentano la componente maggioritaria degli sciami secondari al livello del mare. Infatti alle energie tipiche che hanno quando vengono prodotti ($\sim$ GeV) sia il decadimento che la perdita di energia per eccitazione degli atomi atmosferici sono poco probabili. Un contributo minore allo sviluppo dello sciame è dato dal decadimento dei kaoni carichi. I muoni creati in tali decadimenti costituiscono la componente *hard* o mesonica dello sciame adronico. Alla componente elettromagnetica prima descritta si da anche il nome di componente *soft* dello sciame. Dal punto di vista energetico è questa la componente più importante dello sciame (anche se il nome può fare pensare il contrario), dato che il primario cede ad essa la maggior parte dell'energia. Esiste,poi, anche una componente nucleonica dello sciame creata dalle disintegrazioni dei nuclei che hanno interagito con le particelle dello sciame. Nella figura 1.6 viena schematizzato uno sciame adronico.

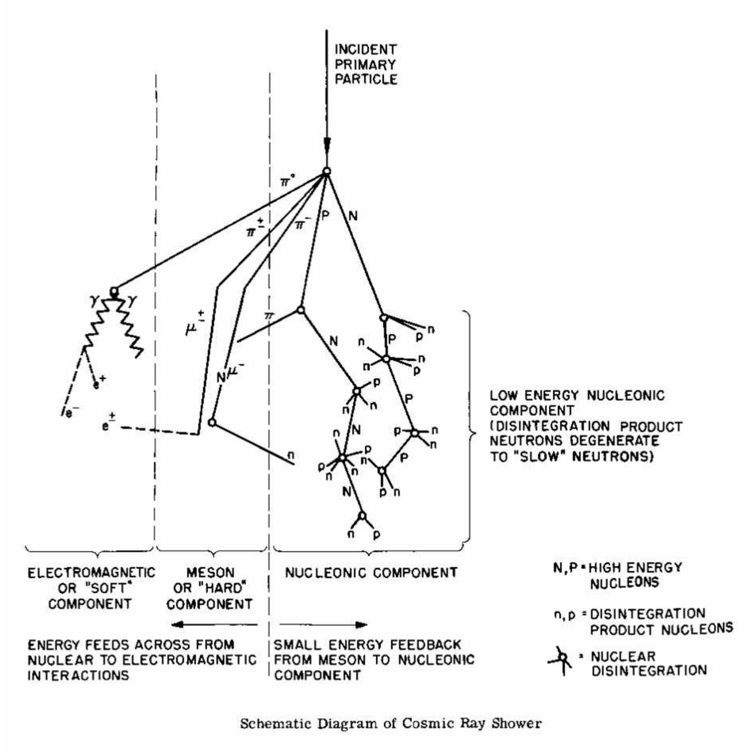

Figura 1.6: *schema di uno sciame adronico.*

1.2.4 Equazioni di trasporto

Un tentativo di descrivere quantitativamente ogni tipo di sciame, tenendo conto anche delle proprietà di trasporto delle particelle in atmosfera (cosa che nel modello di Heitler non si fa), è costituito dalle equazioni di trasporto. Si tratta di un sistema di equazioni differenziali accoppiate che riportiamo in forma matriciale e per il caso unidimensionale [6]:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i\left(E_i,X\right)}{dX} = & -\left(\frac{1}{\lambda_i\left(E_i\right)}+\frac{1}{d_i\left(E_i\right)}\right)N_i\left(E_i,X\right)+ \\ & +\sum_i\int\frac{F_{ij}\left(E_i,E_j\right)N_j\left(E_j\right)}{E_i\lambda_j\left(E_j\right)}dE_j \end{aligned} \tag{1.8}$$

dove:

- gli indici enumerano tutti i tipi di particelle presenti nello sciame;

- $N_i\left(E_i, X\right)$ è il numero di particelle del tipo i e con energia E_i presenti nello sciame alla profondità X;

- $\lambda_i\left(E_i\right)$ e $d_i\left(E_i\right)$ sono, rispettivamente le lunghezze di interazione e di decadimento in atmosfera (in $g \cdot \mathrm{cm}^{-2}$);

- $F_{ij}\left(E_i, E_j\right)$ viene definita nel seguente modo:

  $$F_{ij}\left(E_i, E_j\right) \equiv E_i \frac{dn_i\left(E_i, E_j\right)}{dE_i}$$

  dn_i è il numero di particelle di tipo i mediamente prodotte nell'intervallo di energia di ampiezza dE_i a partire da una particella di tipo j con energia E_j, la F_{ij} rappresenta una somma pesata su tutti i processi che a partire da interazioni tra particelle di tipo j danno come risultato finale particelle di tipo i.

Il primo termine della 1.8 rappresenta, evidentemente, le reazioni ed i decadimenti delle particelle di tipo i mentre il secondo tiene conto dei processi che producono tali particelle.
La generalizzazione a tre dimensioni del sistema 1.8 dovrebbe dare una descrizione completa dello sciame. Il problema è che è estremamente complicato risolvere le equazioni di trasporto anche nel caso unidimensionale. Quindi o si integra numericamente il sistema o si cerca di risolverlo analiticamente facendo delle approssimazioni. Generalmente tali approssimazioni consistono nel considerare solo i fenomeni caratteristici delle scale di energia di interesse, nel considerare le lunghezze di interazione e di decadimento costanti rispetto l'energia e nello scaling di Feynman:

$$F_{ij} \simeq \tilde{F}_{ij}\left(\frac{E_i}{E_J}\right).$$

Tuttavia bisogna sottolineare che l'utilizzo o meno dell'ultima ipotesi semplificativa dipende anche da quale modello di interazione adronica si considera, dato che alcuni di essi violano proprio lo scaling di Feynman.

Capitolo 2

Astronomia γ

Per raggi γ si intende il complesso della radiazione elettromagnetica con energia superiore a 0,511 MeV (pari alla massa a riposo dell'elettrone). Lo studio delle sorgenti astrofisiche di tali radiazioni va sotto il nome di astronomia γ. Questa disciplina può essere vista come l'estensione alle energie più elevate delle osservazioni compiute con i metodi dell'astrofisica utizzando, però, le tecniche sperimentali della fisica delle particelle. Le energie che entrano in gioco nell'ambito in questione sono le più elevate riscontrate in natura e, probabilmente, non potranno mai essere osservate in altro modo (ad esempio con gli acceleratori di particelle). L'interesse principale consiste proprio nel capire come sia possibile raggiungere tali estreme condizioni. Un ruolo importantissimo gioca il fatto che i fotoni siano particelle neutre: infatti non essendo deviate dai campi magnetici presenti nell'Universo (vedi sezione 1.2.3) forniscono informazioni sulla posizione delle loro sorgenti. Nell'ambito della fisica dei raggi cosmici c'è la possibilità di provare la validità dei meccanismi di emissione e di accelerazione. Nell'ambito della fisica delle particelle elementari cè la possibiltà di rivelare particelle supersimmetriche quindi indagare su fenomeni che vanno oltre il Modello Standard grazie alle elevatissime energie raggiungibili.

Denominazione	Intervallo di energia
Low Energy (LE)	0.51÷10 MeV
Medium Energy (ME)	10÷30 MeV
Hight Energy (HE)	30 MeV÷10 GeV
Very Hight Enrgy (VHE)	10 GeV÷100 TeV
Ultra Hight Energy (UHE)	100 TeV÷100 PeV
Extremely Hight Energy (EHE)	>100 PeV

Tabella 2.1: *classificazione dei raggi* γ.

Nella tabella 2.1 è riportata la classificazione dei raggi γ in base alla loro energia.

2.1 Meccanismi di emissione dei fotoni di alta energia

I meccanismi di emissione di raggi γ sono tipicamente di natura non termica. I principali sono:

- radiazione di Bremsstrahlung;
- radiazione di sincrotrone;
- diffusione Compton inversa;
- decadimento dei pioni neutri.

2.1.1 Radiazione di Bremsstrahlung

La radiazione di bremsstrahlung è la radiazione emessa da una particella carica in moto e sottoposta ad un campo elettrico Coulombiano. Le particelle che emettono nel caso in questione sono quelle dei raggi cosmici primari. La potenza istantanea irradiata da una carica elementare accelerata è data dalla formula di Larmor relativistica:

$$P = \frac{1}{6\pi\epsilon_0}\frac{e^2a^2}{c^3}\gamma^4 = \frac{1}{6\pi\epsilon_0}\frac{e^2a^2}{c^{11}}\frac{E^4}{\mathrm{m}^4} \tag{2.1}$$

dove: e è la carica dell'elettrone, a è l'accelerazione della particella, γ è il fattore di Lorentz, c è la velocità della luce nel vuoto, E è l'energia della particella, m la sua massa ed ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto. In base alla dipendenza di P da m che si osserva nella 2.1 si comprende facilmente perché le particelle che contribuiscono maggiormente all'emissione sono elettroni e positroni. Il loro spettro differenziale è a potenza, $\sim E_e^{-\alpha}$, e anche lo spettro dei fotoni ha il medesimo andamento (sempre una potenza dell'energia degli elettroni con medesimo indice spettrale).
L'energia che si raggiunge è dell'ordine del GeV.

2.1.2 Radiazione di sincrotrone

Questa radiazione è stata osservata per la prima volta negli omonimi acceleratori di particelle e consiste nell'emissione di onde elettromagnetiche da parte di particelle cariche la cui traiettoria è deflessa da un campo magnetico. Anche in questo caso sono i raggi cosmici primari ad emettere ed applicando la 2.1 si giunge alla medesima conclusione del caso precedente: sono gli elettroni ed i positroni a dare il maggiore contributo. In questo caso, però, si dimostra che lo spettro dei fotoni ha un andamento del tipo $E_e^{-(\alpha+1)/2}$, dove α è l'indice spettrale degli elettroni-positroni [7] [8]. Anche in questo caso l'energia che si raggiunge è dell'ordine del GeV.

2.1.3 Diffusione Compton inversa

Tale fenomeno avviene quando una particella carica (tipicamente un elettrone anche in questo caso) attraversando un campo di radiazione cede ad esso parte della sua energia. Si dimostra che la potenza istantanea ceduta al campo vale:

$$P \sim (\sigma_T \beta\gamma)^2 U$$

dove U è la densità di energia del campo e σ_T è la sezione d'urto di Thomson. Nella trattazione della diffusione Compton è importante il seguente parametro:

$$\eta = \frac{\epsilon_e \epsilon_\gamma}{m_e^2}$$

dove ϵ_e è l'energia iniziale dell'elettrone, ϵ_γ è l'energia iniziale del fotone mentre m_e è la massa a riposo dell'elettrone. Se $\eta >> 1$ si ha grande trasferimento di energia dall'elettrone al campo di radiazione e risulta che $E_\gamma \simeq E_e$, lo spettro dei fotoni è $\sim E_e^{-\alpha}$ e la sezione d'urto del processo è circa uguale a quella di Klein-Nishina. Se $\eta << 1$ $E_\gamma \simeq \epsilon_\gamma \gamma^2$, lo spettro dei fotoni è $E_e^{-(\alpha+1)/2}$ e la sezione d'urto del processo è quella di Thomson.

2.1.4 Interazione adroniche

In tale caso i fotoni sono prodotti a seguito del decadimento dei pioni neutri prodotti a seguito dell'interazione tra protoni e nuclei atomici del gas interstellare oppure tra protoni e radiazione cosmica di fondo. Le energie raggiungibili con tali processi sono dell'ordine del TeV.

I raggi γ vengono anche prodotti da transizioni nucleari quali quelle riguardanti nuclei di carbonio, ossigeno e magnesio e anche tramite annichilazione di e^+e^-.

2.2 Sorgenti di radiazione γ

Riguardo le possibili sorgenti astrofisiche di raggi γ in una prima classificazione si distingue tra sorgenti puntiformi ed estese, nel primo caso la distanza dalla Terra è tale che le loro dimensioni non hanno importanza nei processi di emissione.

Una classificazione più dettagliata prende in considerazione sorgenti galattiche ed extra-galattiche:

- Sorgenti galattiche:
    1. Resti di supernovae;
    2. Piano Galattico;
    3. Le nubi molecolari;
    4. Pulsar;
    5. il Sole;
- Sorgenti extra-galattiche:
    1. Nuclei galattici attivi.

2.2.1 Residui di supernovae

Tra le possibili sorgenti di raggi cosmici carichi all'interno della galassia ci sono i residui di supernovae (SNR) cioè quello che resta di una stella quando termina la propria esistenza tramite un'esplosione.

L'evoluzione di una stella è correlata alla sua massa. In particolare se la massa iniziale è compresa tra le 8 e le 10 masse solari e durante la loro evoluzione ne avviene una perdita tale che la massa finale è inferiore al limite di Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_{\odot}$ essendo $M_{\odot}$ la massa solare) lo stato finale sarà quello di stella di neutroni ed il passaggio avverrà tramite l'esplosione come supernova di tipo II (se la massa finale è maggiore del limite di Chandrasekhar si ottiene solamente un buco nero), inoltre anche le stelle con massa superiore a 10 masse solari possono esplodere come supernovae a causa della loro instabilità. Quello che accade è che quando all'interno della stella terminano i nuclei di idrogeno questa collassa su se stessa per effetto dell'interazione gravitazionale, la sua densità quindi aumenta e possono avvenire nuove reazioni nucleari con formazione di nuclei pesanti, la conseguente pressione di radiazione porta all'espulsione degli strati più esterni della stella. Propagandosi nel mezzo interstellare tale materiale forma l'onda d'urto che accelera i raggi cosmici tramite il meccanismo descritto nel capitolo 1. L'energia liberata nell'esplosione è $\sim 10^{64}$ eV e tali oggetti sono i principali candidati come sorgenti e acceleratori di raggi cosmici fino ai 100 TeV. I SNR generano raggi γ grazie all'interazione di bremmstrahlung e la diffusione Compton inversa che avviene con i fotoni del fondo di microonde, della radiazione galattica diffusa e dei campi di radiazione dello stesso SNR; oppure per effetto del decadimento dei pioni neutri prodotti a seguito dell' interazione tra nuclei e gas del SNR.

È da misure su tali spettri che si possono misurare (o quanto meno vincolare) l'indice spettrale e la densità di materia nella sorgente.

2.2.2 Radiazione galattica diffusa

In tale caso l'emissione di γ avviene a seguito dell'interazione dei raggi cosmici con il mezzo interstellare. Ciò avviene principalmente nel piano galattico in quanto sia i raggi cosmici che il materiale interstellare sono più addensati in tale regione. La produzione di γ avviene per:

- decadimento dei π^0 prodotti a seguto dell'interazione adronica con i nuclei presenti nel mezzo;
- bremsstrahlung degli elettroni;
- diffusione Compton inversa degli elettroni che interagiscono con i campo di radiazione interstellare (che comprende radiazione infrarossa, ottica e di corpo nero).

2.2.3 Nubi molecolari

Si tratta di sorgenti diffuse situate, solitamente, in prossimità della zone sedi di formazione di stelle di grande massa. Le misure riguardanti lo spettro di emissione di tali sorgenti può permettere di inferire sulle proprità del mezzo in cui si sono propagati i fotoni e sulla densità dei raggi cosmici. I meccanismi di emissione consistono nel bremsstrahlung elettronico, nell'interazione nucleone-nucleone ed elettrone-campo di radiazione interstellare. L'energia massima che i γ riescono a raggiungere è dell'ordine del GeV.

2.2.4 Pulsar

Le *Pulsar* (il cui nome vuol dire sorgenti radio pulsate) non sono altro che stelle di neutroni magnetizzate che ruotano su se stesse. L'intensità del campo magnetico si aggira sui 10^{12} G mentre la rotazione avviene i tempi ridottissimi: tra i 0.25 ed i 3s, la massa non supera i $3M_{\odot}$ ed il raggio è $\sim$ 10 km. Come acceleratori di particelle primarie le *Pulsar* riescono a spiegare i dati sperimentali fino ai $\sim 10^{16}$ eV. L'emissione γ è dovuta alla radiazione di sincrotrone degli elettroni di alta energia nel campo magnetico della *Pulsar*, a cui segue la diffusione Compton inversa dei fotoni. Nella figura 2.2 è riportato lo schema di una*Pulsar*. Nel presente lavoro di tesi si utilizzerà come modello di sorgente di raggi γ la Crab Nebula che rientra nella categoria delle *Pulsar*.

2.2.5 Il Sole

Altra sorgente di raggi γ è il Sole tramite i *flares*. Si tratta di incrementi improvvisi delle emissioni della durata dell'ordine del minuto. L'emissione di fotoni avviene tramite l'interazione tra raggi cosmici carichi (soprattutto protoni e particelle α) con l'atmosfera solare.

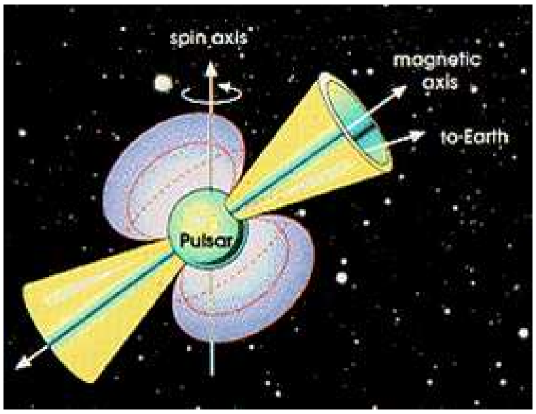

Figura 2.1: *rappresentazione di una pulsar.L'asse di rotazione e quello magnetico non coincidono e ciò porta ad una modulazione dell'emissione.*

2.2.6 Nuclei galattici attivi

Con il termine nuclei galattici attivi (AGN) si indicano quelle galassie che presentano delle zone centrali sedi di emissioni violente di radiazione elettromagnetica e di raggi cosmici. Diversi oggetti astrofisici come *quasar* e *blazar* sono classificati come AGN.
La formazione di fotoni di alta energia avviene principalmente per diffusione Compton inversa delle particelle cariche emesse dall'oggetto.
Esiste un modello unificato per gli AGN. In base a tale modello :

- esiste una sorgente continua di radiazione elettromagnetica e di raggi cosmici estesa circa per 1 pc cioè 3.084×10^{13} km;
- nella regione circostante sono presenti nubi di gas ionizzato a cui la zona centrale cede energia tramite le emissioni.

È importante far notare che gli AGN fin ora noti presentano per i fotoni uno spettro a potenza fino a circa 10 TeV con un indice spettrale $\gamma \simeq 2.5$. Si è certi che tali sorgenti siano poco estese perché la scala delle variazioni temporali dello spettro dei γ va dai giorni fino ai mesi. Infatti la dimensione

lineare (r) della sorgente è legata al valore di scala della variazione temporale (τ) dalla relazione $r \leqslant \tau c$. In tale modo si è certi che le variazioni temporale nel processo di emissione non avviengano in un tempo inferiore a quello che la luce impiega ad attraversare la sorgente (tale condizione va sotto il nome di connessione temporale).
Il modello sinteticamente esposto prevede che tutti gli AGN abbiano al centro un buco nero supermassivo (con massa compresa tra i 10^6 ed i $10^9 M_\odot$): della materia viene attratta dal buco nero ed il risultato è la formazione di un disco di accrescimento perpendicolarmente al quale vengono emessi due getti di plasma relativistico. Secondo tali modelli la produzione di γ è dovuta ad elettroni e positroni emessi dall'AGN e la cui traiettoria viene deflessa dal campo magnetico locale. Però riguardo l'accelerazione degli elettroni bisogna ancora stabilire se avviene direttamente (in tale caso si parla di modelli leptonici) oppure se queste particelle sono il risultato del decadimento dei pioni carichi prodotti dall'interazione tra i protoni ed i fotoni del campo di radiazione (in questo caso si parla di modelli adronici). Nella figura 2.1 viene rappresentato il modello unificato di AGN.

2.3 Gamma ray burst

Accanto alle emessioni delle sorgenti sopra descritte a partire dagli anni '60 del secolo scorso sono stati osservati dei lampi di raggi γ con energia 20keV$\div$ MeV e durata $10^{-3} \div 10^{3}$ s. A tali emissioni si da il nome di *Gamma Ray burst* (GRB). La frequenza con cui vengono osservati è di circa uno al giorno. La loro natura è ancora oscura non essendo riconducibili a sorgenti di tipo noto. Le proprietà accertate sperimentalmente sono:

- generalmente non si ripetono nella stessa direzione;
- la loro distribuzione è isotropa;

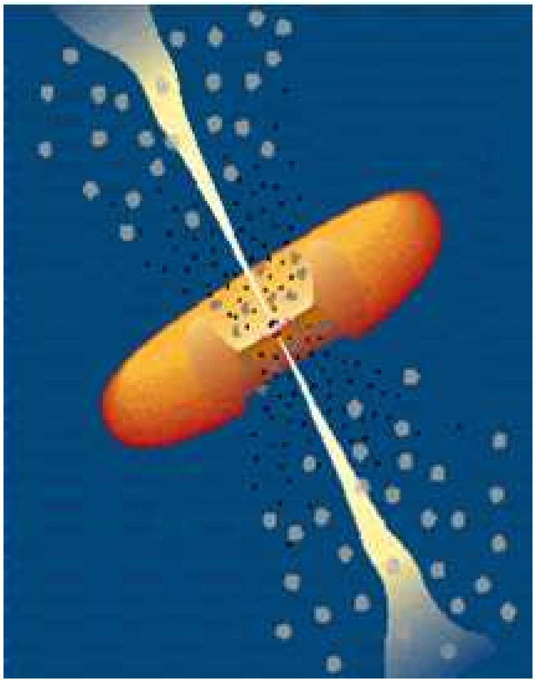

Figura 2.2: *rappresentazione grafica del modello di AGN.*

- l'evoluzione temporale è differente da caso a caso;
- lo spettro è simile.

È certo che si tratta di oggetti molto piccoli dato la piccola scala di variabilità temporale che presentano. Si trova che le dimensioni sono dell'ordine di $10 \div 100$ km. Assumendo che si trovino a distanze cosmologiche e che emettano in maniera isotropa si conclude che l'energia che complessivamente emettono è di $\sim 10^{51}$ erg. Le osservazioni compiute dallo strumento *Burst And Transient Source Experiment* (BATSE) montato a bordo del satellite americano *Compton Gamma Ray Observatory* (CGRO) [10] diedero importanti indizi sull'origine extragalattica dei GRB. Infatti furono osservati circa un centinaio di GRB distribuiti uniformemente sulla sfera celeste. Successivamente, grazie al satellite Beppo-SAX, è stato possibile localizzare i GRB con un'incertezza di alcuni secondi d'arco permettendo di osservare emissioni nella banda ottica, X e radio dopo l'emissione γ (a tale fenomeno si dà il nome di *afterglow*). Ciò ha escluso che i GRB provengano dall'alone galattico. Le ipotesi più accreditate prevedono che i GRB si originino a seguito dell'esplosione di un'ipernova (fase finali della vita di una stella con massa $\geqslant 40M_{\odot}$) o a seguito della collisione di due stelle di neutroni. Nella figura è riportata la mappa dei GRB rivelati da BATSE (IV catalogo).

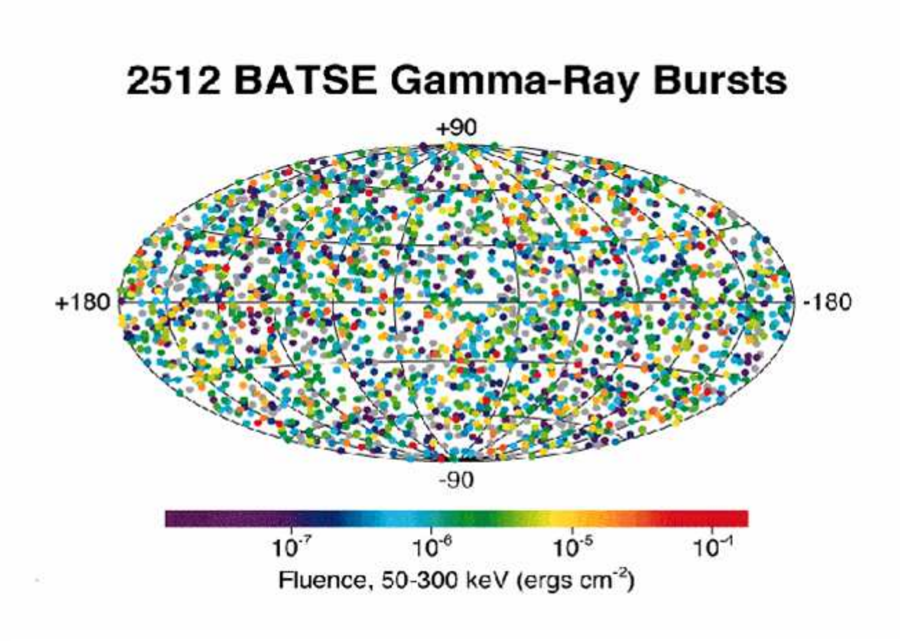

Figura 2.3: *mappa dei GRB osservati da BATSE (IV catalogo).*

2.4 Tecniche di misura

Le tecniche di misura relative ai raggi cosmici si suddividono in due categorie:

- misure fatte da satellite;
- misure effettuate tramite rivelatori posti a terra (detti rivelatori *ground based*).

Un problema che riguarda tale tipo di misure è costituito dagli ordini di grandezza dei flussi. Ad esempio nel punto denominato ginocchio si arriva ad una particella per m^2 all'anno ed in quella denominata caviglia si arriva ad una particella per km^2 all'anno. Altro problema, che è poi anche uno dei motivi del basso flusso di fotoni, è che l'Universo non è trasparente ad essi e quindi vengono assorbiti in parte prima di giungere sulla Terra.
Nei paragrafi seguenti verranno illustrati brevemente le due principali tecniche di misura sopra elencate.

2.4.1 Satelliti

In tale tipo di misure il complesso dei rivelatori è montato su satellite, così facendo le particelle che devono essere rivelate non devono prima interagire con i nuclei atmosferici. Ciò abbatte il numero di eventi di fondo: nel caso in cui i segnali siano solo quelli dovuti ai fotoni non si deve avere a che fare con la complicatissima fenomenologia degli sciami adronici. Un inconveniente legato a tali tecniche è legato alla difficoltà di portare l'apparato necessario per fare le misure fuori dall'atmosfera. Sia le dimensioni che la massa dell'intero sistema devono essere contenute, il risultato è che l'area sensibile dell'apparato è $\sim 1\mathrm{m}^2$.

L'intervallo dell'energia osservabile con i rivelatori montati su satellite va dai$\sim$ MeV ai 30 GeV. Se ci si vuole spingere ad energie più elevate bisogna avere a disposizione aree sensibili impensabili per un rivelatore montato su satellite oppure si deve spingere il tempo di presa dati fino a valori difficili da realizzare.
Tali apparati sono costituiti generalmente da uno strato di materiale detto convertitore tramite il quale ottenere delle particelle cariche (osservabili dai rivelatori) a partire dai γ grazie all'interazione tra questi ed i nuclei atomici presenti nel materiale stesso: fino a 30 MeV si ha l'emissione di un fotone per

effetto Compton, oltre avviene la creazione di una coppia e^+e^-. Poi, tramite un'opportuna successione di più rivelatori, tipicamente camere traccianti, calorimetri e scintillatori posti in coincidenza, si possono effettuare misure di energia e direzione di arrivo dei γ scartando i segnali dovuti al fondo di raggi cosmici carichi tramite delle condizioni di trigger. Nella progettazione si deve però trovare un compromesso tra il bisogno di prestazioni elevate e la necessità di dimensioni e peso contenuti. Naturalmente la scelta dei tipi di rivelatori e la loro disposizione dipende dal tipo di misura che si vuole effettuare. Un importante apparato montato su satellite è stato il Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) [10] operativo dal 1991 al 2000. Su tale satellite erano attrezzati 4 esperimenti:

BATSE che osservava i GRB e le sorgenti transienti;

OSSE rivolto alla rivelazione dei raggi X;

COMPTEL per l'osservazione dei raggi γ dell'ordine dei MeV grazie all'effetto Compton;

EGRET che doveva osservare i raggi γ più energetici.

2.4.2 Rivelatori a terra

Negli apparati posti a terra l'atmosfera fa parte integrante del rivelatore in quanto i γ nell'attraversarla generano degli sciami elettromagnetici che possono emettere radiazione Cherenkov o eccitare le molecole di azoto atmosferico causando l'emissione di radiazione di fluorescenza (vedi sezioni seguenti). In questo tipo di apparati vengono rivelate o tali tipi di radiazione elettromagnetica o le stesse particelle componenti gli sciami.

Sensibilità di un apparato al suolo per l'astronomia γ

Nella misure di astronomia γ condotte con rivelatori posti sul suolo la tecnica solitamente utilizzata per la separazione del fondo dai segnali è denominata *on/off*. Consiste nel confrontare il numero di segnali provenienti dalla direzione in cui si trova una presunta sorgente di γ (*on source*) con quelli provenienti da direzioni differenti (*off source*). Indichiamo con N_{on} il numero di segnali registrati entro un angolo solido $\Delta\Omega$ intorno alla direzioni della sorgente, e con N_{off} il numero di segnali *off source*. N_{off} viene calcolato considerando n porzioni della sfera celeste (*bin*) con pari estensione e posti in una direzione diversa da quella della presunta sorgente ma con stessa declinazione. Si procede in questo modo dato che il fondo di raggi cosmici è con buona approssimazione isotropo e che la sensibilità è, a parità di declinazione, uniforme in ascensione retta. Quindi, indicando con N_i il numero di eventi raccolti nella direzione dell'$i-ma$ *false source*, si pone $N_{off} \equiv \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} N_i$. Pertanto appare chiaro che l'utilizzo di più *bin* è necessario per moderare gli effetti dovuti ad eventuali altre sorgenti di raggi γ presenti in alcuni di essi. Appare evidente che $N_{on} - N_{off}$ rappresenta l'eccesso di segnali che si osserva nella direzione in cui si cerca la sorgente di gamma. Assumendo che i segnali seguano la distribuzione di probabilità di Poisson si può definire la significatività statistica dell'eccesso rivelato come:

$$S \equiv \frac{N_{on} - N_{off}}{\sqrt{N_{off}}} \tag{2.2}$$

A tale grandezza si dà anche il nome di sensibilità o sensitività dell'apparato dato che, come mostreremo, dipende anche dalle caratteristiche del rivelatore.

Nel calcolo di S sarà necessario considerare anche l'area del rivelatore utilizzato ed il tempo di presa dati oltre che i flussi di fotoni primari e particelle di fondo:

$$N_\gamma = \int_{E_{th}}^{+\infty} J_\gamma(E) \cdot A^{\gamma}_{eff} \cdot dE \cdot T_{eff} \cdot \epsilon(\Delta\Omega) =$$

$$\Phi_\gamma(> E_{th}) \cdot A^\gamma_{eff} \cdot T_{eff} \cdot \epsilon(\Delta\Omega)$$

e

$$N_B = \int_{E_{th}}^{+\infty} J_B(E) \cdot A^B_{eff} \cdot dE \cdot T_{eff} \cdot (\Delta\Omega) =$$
$$\Phi_B(> E_{th}) \cdot A^B_{eff} \cdot T_{eff} \cdot (\Delta\Omega)$$

Φ_i indica il flusso integrale ($i = \gamma$ per i fotoni e $i = B$ per il fondo), J_i indica il flusso differenziale, E_{th} l'energia di soglia (l'energia al di sotto della quale una particella non è rivelabile), A^i_{eff} è l'area efficace integrale per la rivelazione degli sciami iniziati dalla particella i di energia $> E_{th}$:

$$A^i_{eff} = \frac{\int_{E_{th}}^{+\infty} J_i(E) \cdot A^i_{eff}(E) \cdot dE}{\int_{E_{th}} J_i(E) dE}$$

T_{eff} è il tempo effettivo di presa dati, $\epsilon(\Delta\Omega)$ è la frazione di eventi provenienti dalla direzione della presunta sorgente e contenuti nell'angolo solido $\Delta\Omega$. L'area efficace corrisponde alla superficie di rivelazione necessaria affinché la probabilità che uno sciame secondario generato da una particella con energia $> E_{th}$ sia rivelata sia 1. Inoltre nel caso in cui i rivelatori siano posti in un piano orizzontale A_{eff} va moltiplicata per un fattore $\cos\theta$ dove θ è l'angolo zenitale.

Segue che:

$$S = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_B}} = \frac{\Phi_\gamma(> E) \cdot A^\gamma_{eff} \cdot \cos\theta \cdot T_{eff} \cdot \epsilon(\Delta\Omega)}{\sqrt{\Phi_B(> E) \cdot A^B_{eff} \cdot \cos\theta \cdot T_{eff} \cdot (\Delta\Omega)}}. \tag{2.3}$$

T_{eff} non corrisponde al tempo di funzionamento dell'apparato. Infatti tutte le sorgenti posseggono un moto apparente e non è possibile osservarle con apparati posti a terra per tutto il tempo del loro transito: oltre un certo valore dell'angolo di zenith gli sciami atmosferici generati raggiungono i rivelatori quando hanno ormai superato il loro massimo sviluppo. A ciò si deve aggiungere il tempo in cui l'apparato può funzionare detto *duty cycle*. In tale caso indicando con T il tempo in cui complessivamente si porta avanti la misura, con *d.c.* il *duty cycle* e con f la frazione di tempo in cui la posizione della sorgente permette di effettuare misure si ha:

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

La formula 2.3 non contiene tutti i fattori. Se si riesce a rigettare una frazione $r \leqslant 1$ del fondo bisogna aggiungere un fattore detto di qualità:

$$Q_f = \frac{\epsilon(r)}{\sqrt{1-r}}$$

dove ϵ è l'efficienza con cui vengono rivelati i segnali.

Rivelatori di particelle secondarie

In questo tipo di rivelatori si effettua un campionamento della componente secondaria dello sciame misurando l'istante e la posizione di arrivo delle particelle cariche tramite degli scintillatori oppure rivelatori a gas come gli RPC (vedi capitolo 3) più o meno distanziati a seconda dei casi e distribuiti su una superficie $\sim 10^4$ m^2. Dai segnali, poi, si cerca di ricostruire la struttura dello sciame, l'energia del primario e la sua direzione di provenienza. Tali rivelatori permettono di tenere sotto osservazione un angolo solido di$\sim 2\pi$ sr ed hanno un *duty cycle* $\sim$100%. I problemi legati a tale tipo di misure sono dovuti alle fluttuazioni nello sviluppo dello sciame che si aggiungono alle altre fluttuazioni dovute al fatto che si fa un campionamento parziale e ad una singola profondià del fronte. Tali fluttuazioni si riducono al crescere dell'energia. La direzione di arrivo del primario viene determinata tramite la ricostruzione del fronte dello sciame, mentre le altre caratteristiche vengono determinate ricostruendo la distribuzione laterale dell'EAS (sciame atmosferico esteso: altro nome che si da agli sciami secondari): ad esempio l'energia del primario viene ricavata dalla size dello sciame cioè il numero di particelle cariche dello sciame, per effettuare queste ricostruzioni si utilizza la funzione NKG oppure parametrizzazioni ottenute da simulazioni Monte Carlo. I rivelatori utilizzati vengono generalmente distanziati fra loro. Questo porta a campionare meno dell'1% delle particelle del fronte e ad aver bisogno di elevate densità di particelle su tutta l'area e, di conseguenza, un'energia di soglia molto alta (nel caso di EAS-TOP [11] si arriva a 100 TeV). La migliore risoluzione angolare raggiunta con apparati posti a terra è dell'ordine di $0.7° \div 0.8°$ per sciami oltre i 100 TeV (Cygnus [12], EAS-TOP [11]). Per aumentare il numero di particelle osservate si può utilizzare un materiale convertitore (uno strato di materiale come il piombo i cui nuclei interagendo con i fotoni incidenti li *convertono* in coppie e^+e^-), porre l'apparato ad alta quota oppure incrementare l'area sensibile (ad esempio non distanziando i rivelatori). Ovviamente le tre cose non si escludono. Esempi di esperimenti in cui i rivelatori sono affiancati sono MILAGRO [13] e ARGO-YBJ [14] (vedi anche capitolo 3). Nei rivelatori di particelle secondarie il problema della reiezione del fondo può essere risolto in diversi modi. Generalmente si misura il contenuto in muoni degli sciami dato che la percentuale di tali particelle negli sciami elettromagnetici è inferiore a quella degli sciami adronici, tuttavia questa tecnica diventa efficace solo per energie superiori alla decina di TeV. In alternativa si studia la topologia degli eventi dato che gli sciami adronici hanno una struttura più eterogenea rispetto gli sciami elettromagnetici, oppure si può sfruttare il diverso comportamento che alcune grandezze hanno nei due casi (vedi capitolo 4).

Rivelatori di radiazione Cherenkov

La radiazione Cherenkov è la radiazione che una perticella carica emette quando attraversa un mezzo andando ad una velocità superiore a quella della luce nello stesso mezzo. Quindi se n è l'indice di rifrazione del materiale l'emissione di radiazione avviene se la velocià della particella è maggiore di $\frac{c}{n}$.

Naturalmente l'osservazione può avvenire solo in mezzi trasparenti alla radiazione emessa. La radiazione Cherenkov è direzionale: viene sempre emessa ad un angolo rispetto la direzione del moto (θ) che soddisfa la relazione:

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n}$$

dove β è il rapporto tra la velocità della particella e la velocità della luce nel vuoto. Pertanto l'angolo massimo di emissione è:

$$\theta_{max} = \arccos \frac{1}{n}.$$

Il numero di fotoni che la particella emette per unità di cammino e per unità di lunghezza d'onda è:

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha\ z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right)$$

dove α è la costante di struttura fine e z è la carica elettrica della particella espressa in unità di carica dell'elettrone. Altra grandezza da prendere in considerazione in tale tecnica è l'intervallo di lunghezze d'onda della radiazione emessa. Infatti dato che essa deve essere raccolta, amplificata e convertita in segnali elettrici tramite dei fotomoltiplicatori che non possono coprire tutto lo spettro elettromagnetico è indispensabile che i due intervalli si sovrappongano. I vantaggi sono dovuti al fatto che l'emissione è direzionale, avviene in ogni fase dello sviluppo dello sciame, l'atmosfera è grosso modo trasparente ad essa (dato che rientra nel dominio dell'ottico) e quasi tutte le particelle cariche partecipano al processo di emissione. Gli svantaggi sono dovuti al fatto che questi rivelatori devono operare in notti senza luna, con cielo sereno e lontani da posssibili fonti di luce dovuti ad insediamenti umani. Ciò porta ad avere un *duty cycle* del 10% e rende problematico indiduare dei siti adatti per l'allestimento di apparati di rivelatori Cherenkov. Nella fisica dei raggi cosmici sono tre i possibili tipi di rivelatori Cherenkov utilizzati:

- *array* di fotomoltiplicatori: si utilizzano direttamente dei fototubi per raccogliere la radiazione;

- riflettori ottici: in tale caso i fototubi sono posti nel piano focale di riflettori che in genere sono specchi sferici o parabolici e che hanno il compito di raccogliere direttamente la radiazione;

- imaging Cherenkov: in questo caso nel piano focale del riflettore si installa una matrice di fotomoltiplicatori anziché un singolo fotomoltiplicatore come nel caso precedente, questo permette di avere un'immagine dello sciame.

In tutti i casi l'intervallo di energia entro cui le misure sono state effettuate con successo va da 250 GeV a 10 TeV.
Nel caso degli imaging Cherenkov le immagini degli sciami servono per poter fare discriminazione γ/fondo. Infatti le immagini Cherenckov degli sciami elettromagnetici hanno una forma ellittica ben definita mentre quelle degli sciami adronici hanno una forma molto più irregolare. Con tale tecnica è stato possibile rigettare fino al 99.7% del fondo. Il telescopio WHIPLE [15] sito nel deserto dell'Arizona ha sfuttato tale tecnica riuscendo ad osservare la Crab con eccellente significatività statistica. Un vantaggio rispetto gli altri rivelatori è che per parte dell'apparato è possibile utilizzare strutture preesistenti come gli eliostati delle centrali ad energia solare. Esempi di esperimenti che sfruttano tale opportunutà sono STACEE [16] e CELESTE [17]. Nella figura 2.4 è schematizzato il principio di funzionamento dei riflettori ottici. La sensibilità dei rivelatori Cherenkov può raggiungere ottimi valori grazie all'ottima risoluzione angolare ($\leqslant 0.2°$) ed alla elevata capacità di discriminazione γ/fondo ($Q_f \geqslant 5$). Gli inconvenienti di tali rivelatori sono il basso *duty cycle* (inferiore al 10%) e la piccola apertura angolare. Infatti l'osservazione può essere compiuta solo nelle notti senza luna e con il cielo limpido. Ciò limita le energie osservabili a valori $\lesssim$10 TeV dato che all'aumentare dell'energia il flusso dei fotoni diminuisce secondo una legge di potenza e non è possibile avere dei tempi di osservazione sufficientemente lunghi da poter

compiere misure statisticamente significative per energie superiori ai 10 TeV. La piccola apertura angolare fa si che sia possibile seguire solo una sorgente alla volta. Pertanto con i rivelatori Cherenkov non è possibile monitorare con continuità tutte le sorgenti osservabili dal sito in cui è posto l'apparato ed è impossibile scoprire nuove sorgenti o indagare sui GRB dato l'imprevedibilità con cui questi fenomeni si presentano.

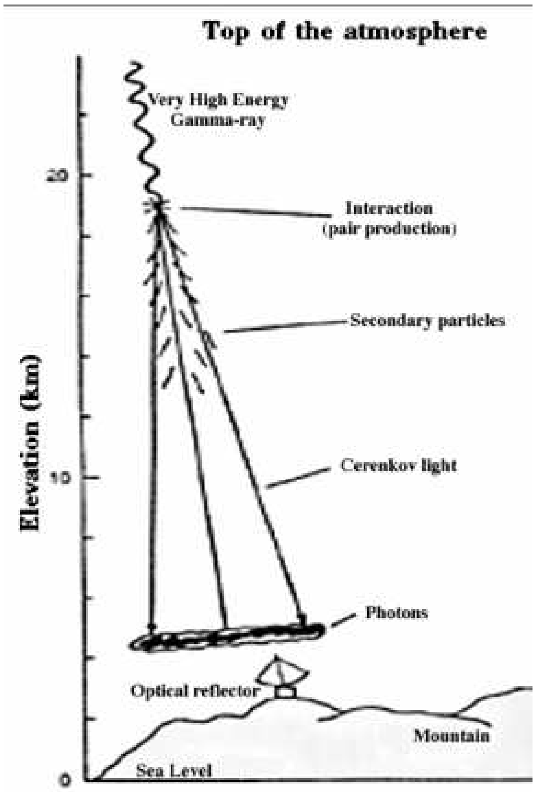

Figura 2.4: *rappresentazione grafica dell'uso di riflettori ottici.*

Rivelatori di fluorescenza dell'azoto

In tale caso si sfrutta la capacità che le particelle degli sciami secondari hanno di eccitare le molecole di azoto atmosferico. Queste si diseccitano in un intervallo di tempo dell'ordine dei 10ns emettendo radiazione con lunghezza d'onda compresa nell'intervallo 300-400 nm. Importante differenza rispetto la radiazione Cherenkov è che l'emissione è isotropa quindi è possibile fare misure su sciami che non hanno il core entro il piano dei rivelatori.

Capitolo 3

L'esperimento ARGO-YBJ

3.1 Caratteristiche generali ed obiettivi

ARGO-YBJ è l'acronimo di *Astrophysical Radiation Ground-based Observatory at YangBaJing*. YangBaJing è il nome della località in cui è posto l'apparato. Il progetto è quello di un rivelatore a terra a copertura totale costituito da RPC (*resistive plate chambers*, vedi sezione 3.2.1) posto ad un'altitudine di 4300m sul livello del mare, ad una latitudine di $30°06'38''$ e ad una longitudine di $90°31'50''$. Lo spessore corrispondente dell'atmosfera è di 606 $\mathrm{g \cdot cm^{-1}}$. Dato che i rivelatori non sono distanziati tra loro è possibile incrementare la frazione delle particelle cariche che, giunte sulla superficie del dispositivo, vengono rivelate: si passa dall'1% degli apparati non a copertura totale al 90%. L'altitudine cui è posto è quella in cui gli sciami di minore energia hanno raggiunto il massimo sviluppo. L'effetto complessivo di questi due aspetti del rivelatore permette un'ampliamento verso il basso delle energie osservabili: si prevede di poter rivelare sciami a partire da un'energia $\sim$ 100 GeV. Le misure sono caratterizzate da un'elevata risoluzione spazio temporale ($\sim$ 1 ns), questo permette di ottenere immagini dettagliate del fronte degli sciami. I rivelatori di cui è costituito l'apparato permettono di ottenere un *duty cycle* $\sim 100\%$, pertanto nella porzione di sfera celeste che può essere tenuta sotto osservazione (i valori della declinazione accessibili sono $-10° < \delta < 70°$) sarà possibile rivelare anche nuove sorgenti oltre che studiare quelle note. Inoltre ARGO-YBJ ha la possibilità di osservare la Crab nebula, sorgente di raggi γ dalle caratteristiche ben note e che può essere utilizzata per calibrare l'apparato.

Gli obiettivi dell'esperimento sono:

- studio delle sorgenti astrofisiche di raggi γ (elencate nel capitolo 2);
- fisica dei GRB;
- fisica del sole compreso lo studio della modulazione del flusso dei raggi cosmici primari ad opera del campo magnetico solare;
- misura del rapporto $\bar{p}/p$ nell'intervallo di energia 300 GeV$\div \sim$ TeV non accessibile ai satelliti e con una sensibilità adeguata a distinguere tra modelli di produzione di $\bar{p}$ galattica ed extragalattica;
- misura dello spettro dei protoni primari nell'intervallo di energia $10 \div 100$ TeV in modo da poter rivelare eventuali variazioni dell'indice spettrale;
- fisica degli sciami atmosferici estesi.

3.2 Descrizione dell'apparato

3.2.1 Contatori a piani resistivi (RPC)

Il rivelatore ARGO-YBJ è costituito da uno strato di RPC. Ciò costituisce una novità rispetto gli altri apparati per la rivelazione a terra dei raggi cosmici in quanto solitamente si utilizzano gli scintillatori o i water Cherenkov. Il motivo di tale cambiamento sta nell'ottima risoluzione temporale ($\sim$ ns) degli RPC, nel loro basso costo (non necessitano dei fototubi come gli altri rivelatori sopra elencati) e nella possibilità di montarli in strutture compatte. Gli RPC sono essenzialmente dei condensatori piani riempiti di gas e con elettrodi fatti di materiale altamente resistivo. Il materiale in questione è la bakelite, una mescola di resine fenoliche con resistività volumetrica $\geqslant 5 \cdot 10^{11}\ \Omega \cdot \mathrm{cm}$ e costante dielettrica $\simeq 6\epsilon_0$. Sia la distanza tra gli elettrodi che il loro spessore è di 2 mm. Tra gli elettrodi viene applicata una differenza di potenziale dell'ordine dei 10 kV generando all'interno del condensatore un campo elettrico uniforme con intensità $4 \div 4.5$ kV/mm. Sulla superficie interna delle piastre di bakelite è applicato un sottile strato di olio di lino in modo tale da livellare eventuali imperfezioni presenti su tali superfici. Infatti se fossero presenti delle punte si potrebbero verificare delle scariche spurie che costituiscono rumore di fondo. Sulla superficie esterna degli elettrodi è applicato uno strato di materiale a base di grafite che ha lo scopo di connettere tutta la superficie della piastra al generatore di alta tensione facendo si che la d.d.p. si distribuisca in modo uniforme. Le piastre non sono fatte di materiale conduttore in modo tale da ridurre il tempo morto. Infatti nel caso di elettrodi fatti di materiale conduttore la scarica interesserebbe tutta la superficie. Utilizzando materiali altamente resistivi è possibile considerare l'RPC come formato da più condensatori indipendenti perchè collegati da resistenze elevate.

I segnali si formano nel modo seguente: una particella carica che attraversa il gas con energia superiore all'energia di ionizzazione dell'argon genera delle coppie ione-elettrone dette di prima ionizzazione. Gli elettroni venendo accelerati dal campo elettrico acquisiscono energia sufficiente per la produzione di nuove coppie ione-elettrone dette di ionizzazione secondaria. Si instaura quindi un processo a cascata in cui gli elettroni si dirigono verso l'anodo generando nuove coppie mentre i cationi si dirigono verso il catodo a velocità più bassa rispetto quella degli elettroni a causa della maggiore massa. Bisogna sottolineare il fatto che la carica raccolta sugli elettrodi è solo parzialmente proporzionale all'energia persa dalla particella nell'attraversamento del gas (i rivelatori lavorano in regime *streamer*) ma dipende dalla distanza tra gli elettrodi ed i punti di produzione delle cariche di ionizzazione primaria. Il gas presente nell'RPC è una miscela la cui componenete attiva è l'argon. Con ciò si intende dire che è l'argon ad essere effettivamente ionizzato al passaggio delle particelle. L'individuazione della altre componenti è ancora in corso. In generale dovranno svolgere un'azione di *quenching* cioè dovranno assorbire la radiazione ultravioletta generata dalla ricombinazione della coppie elettrone-ione nelle cascate[1] in modo tale da limitare il generarsi di scariche secondarie nelle zone distanti da quelle del passaggio della particella. Il risultato è che la durata temporale della scarica è$\sim$ 10 ns e questo permette di fare misure di *rate* elevati. Gli RPC hanno dimensioni 280×125 cm^2, sono collocati in contenitori di $282 \times 128 \times 5$ cm^3 che racchiudono i rivelatori veri e propri e l'elettronica di *front-end*. Sopra gli RPC, e separati da questi da uno strato di materiale isolante, sono posti degli elettrodi di rame (80 per RPC) larghi 6.7cm e lunghi 62cm. Tali elettrodi permettono la lettura del segnale per accoppiamento capacitivo con le piastre di bakelite. Una successione di strati di PVC, fogli di alluminio e ferro separa le *strips* da uno strato di piombo spesso ~ 0.5 cm. Il suo scopo è quello di convertire i fotoni che raggiungono il rivelatore in coppie elettrone-positrone, fare si che elettroni e positroni di alta energia che arrivano possano dar luogo a processi moltiplicativi, assorbire le particelle di bassa energia e, quindi, ridurre l'ampiezza temporale del fronte dello sciame.

[1] A causa della diversa mobilità di elettroni e ioni la cascata presenta la punta carica negativamente e la coda carica positivamente, ciò fa si che si instauri al suo interno un campo elettrico che contrasta il campo esterno. Tale controcampo cresce man mano che la cascata si sviluppa e quando riesce a compensare il campo esterno gli elettroni e gli ioni possono ricombinarsi ed il risultato di ciò è l'emissione di radiazione ultravioletta.

Nella figura 3.1 è riportata la stratigrafia del rivelatore.

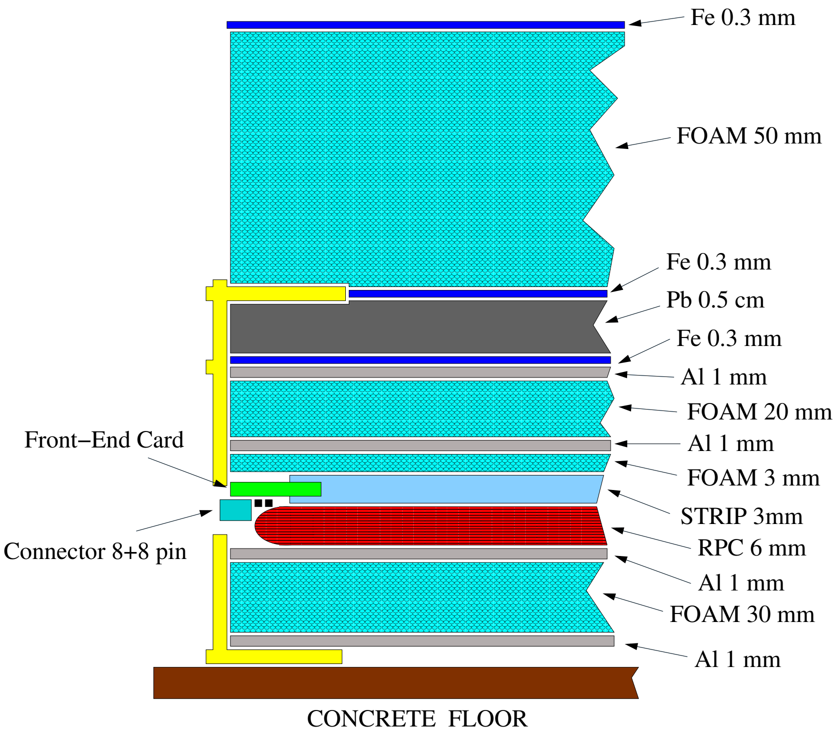

Figura 3.1: *stratigrafia del rivelatore.*

3.2.2 Struttura dell'apparato

Il tappeto di rivelatori occupa complessivamente un'area $\sim$ 111 $\times$ 99 m^2: nella zona centrale$\sim$ 78 $\times$ 74 m^2 sono disposti 1560 RPC che coprono circa il 90% dell'area a causa delle tubature del gas e dei cavi per l'alimentazione e l'acquisizione dei segnali. Attorno ad essa sono disposti altri 288 RPC a formare un anello che risulta essere coperto effettivamente solo per il 40%. Tale anello viene utilizzato per incrementare l'area sensibile del rivelatore ed in particolare stabilire quali eventi sono dovuti a sciami che hanno il *core* (cioè intersezione tra direzione di provenienza del primario e superficie terrestre) fuori dalla superficie occupata dai rivelatori.

Come sopra specificato in ogni RPC sono presenti 80 *strips*. Tali elettrodi sono suddivisi in gruppi di 8 che prendono il nome di PAD. Ogni PAD ha un' area di 56×62 cm^2 e rappresenta l'unità logica dell'apparato in quanto ne fissano la risoluzione spazio-temporale. Il loro numero complessivo è 18480 e di 15600 nella sola zona centrale. Per quanto riguarda l'elettronica il rivelatore è strutturato in moduli di 12 RPC detti CLUSTER. Il *trigger* ed il sistema di acquisizione dati (DAQ) sono organizzati in due livelli: le stazioni locali, che leggono le informazioni di un singolo CLUSTER ed una stazione centrale che raccoglie le informazioni delle stazioni locali, dà il segnale di *trigger* e registra i dati. Per ogni PAD viene registrato il numero di strip accese e l'istante di accensione. La logica del *trigger* si basa sul numero di PAD accese nei singoli CLUSTER.

Nella figura 3.2 sono rappresentate le componenti del rivelatore ARGO-YBJ.

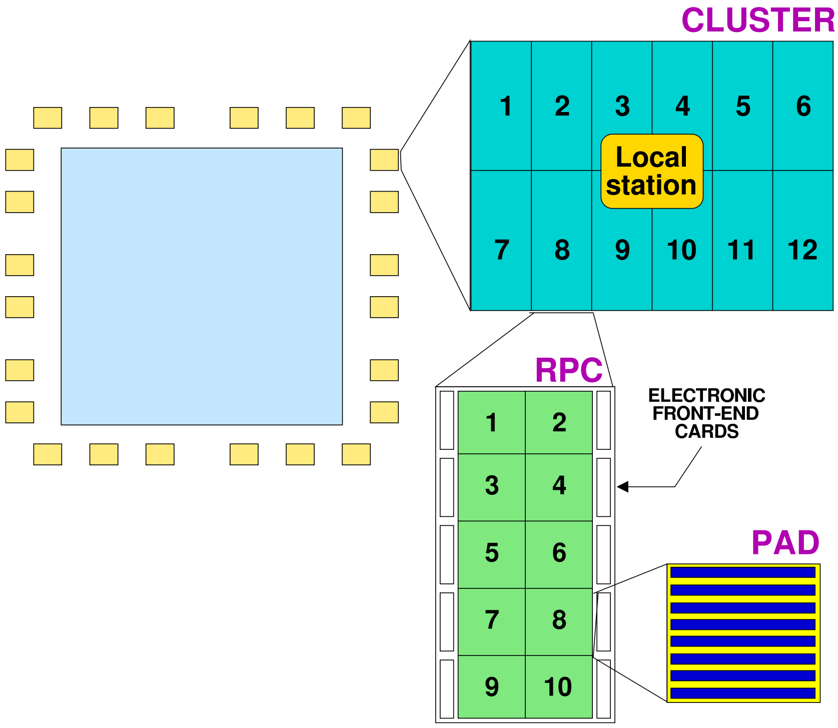

Figura 3.2: *rappresentazione del rivelatore ARGO-YBJ e delle sue componenti.*

Trigger

Il rumore di fondo nel rivelatore ARGO-YBJ è dovuto a radioattivià ambientale e allo stesso hardware (rumore elettronico). La frequenza degli eventi di fondo misurata è di 400 Hz per PAD, quindi di 6.24 MHz sul tappeto centrale. Le *local station* registrano il numero di particelle che raggiungono il CLUSTER corrispondente in una finestra temporale di 150ns. Tale intervallo va interpretato come la massima distanza tra i tempi di arrivo su un CLUSTER delle particelle provenienti da uno sciame. Una cosa analoga viene fatta a livello di stazione centrale considerando delle finestre temporali più ampie in base al numero di CLUSTER presi in considerazione. In tale modo si garantisce che il numero di *hits* che si prendono in considerazione soddisfano delle condizioni spazio-temporali caratterizzanti il fronte dello sciame. Sempre la stazione centrale registra l'evento se il numero complessivo di segnali supera un valore prefissato.

3.3 Stato dell'esperimento

Nel 1998 è stato effettuato un test a YBJ attrezzando un'area di 50m^2 con rivelatori in modo tale da studiare le prestazioni degli RPC all'altitudine in cui sarebbe stato costruito l'apparato compreso il campionamento del fronte dello sciame [21]. Le misure effettuate hanno stabilito che l'efficenza degli RPC è $\sim$95% e la risoluzione temporale è di 1ns ed hanno permesso di stabilire la bontà delle simulazioni Monte Carlo effettuate. Ad esempio è stato verificato il miglioramento della risoluzione angolare tramite il convertitore al piombo. Attualmente 42 CLUSTER sono funzionanti e vengono utlizzati per una presa dati parziale e per test sulle prestazioni dell'apparato. Nella figura 3.3 è rappresentato un evento rivelato con un insieme di 4$\times$4 CLUSTER: è facile visualizzare il fronte piano dello sciame.

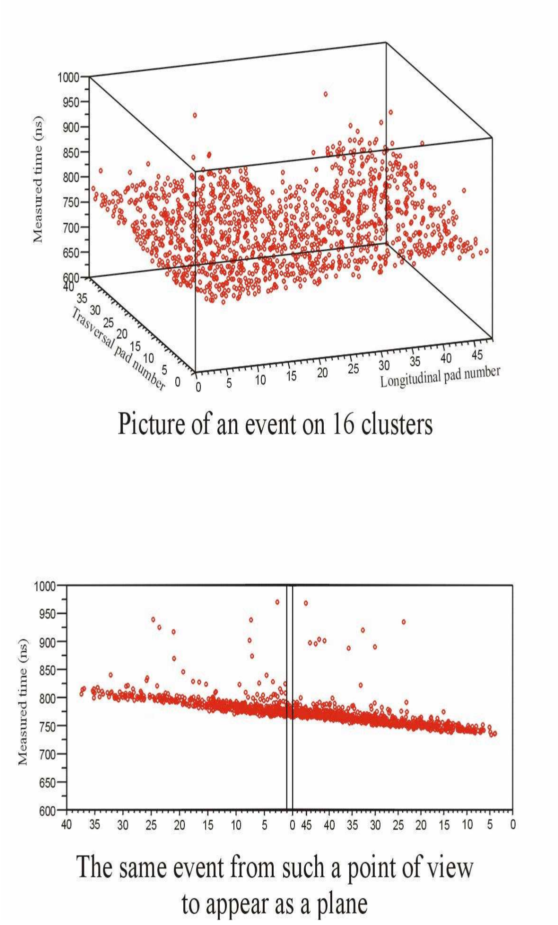

Figura 3.3: *primo evento di alta energia rivelato da ARGO-YBJ. È evidente il profilo piano del fronte.*

3.4 Analisi dati

Come per ogni esperimento di fisica della alte energie, anche per ARGO-YBJ è stato sviluppato un apposito programma di analisi e ricostruzione degli eventi: Medea++ (acronimo di *Main Experimental Data Environment for Argo*), ++ indica che il linguaggio di programmazione utilizzato è il C++ (a differenza della versione iniziale, Medea, sviluppata in FORTRAN). Molto schematicamente Medea++ ricostruisce:

1. la direzione di provenienza del primario;

2. la posizione del *core*.

Il programma permette anche di filtrare i segnali. Questo viene fatto prendendo in considerazione la distribuzione spaziale dei segnali, selezionando quelli maggiormente addensati in una finestra temporale di 400ns e scartando tutti gli altri perché ritenuti di fondo.
Nelle sezioni seguenti illustreremo alcuni degli algoritmi utilizzati per la ricostruzione.

3.4.1 Direzione di provenienza del primario

Individuare delle sorgenti di raggi γ implica la ricostruzione delle direzioni di provenienza dei primari (naturalmente quando sono fotoni). Per poter fare ciò è necessario in ogni caso stabilire il profilo del fronte dello sciame. Di fatto i due algoritmi sviluppati per tale scopo (fit piano e conico) assumono in partenza che il fronte dello sciame abbia una certa forma e successivamente permettono di trovare la direzione corrispondente [19]. Si tratta in entrambi i casi un'approssimazione del vero profilo del fronte dello sciame.

Fit piano

In tale caso il fronte dello sciame viene assunto piano. Sotto tale ipotesi si può dimostrare che l'istante di arrivo di una particella dipende linearmente dal punto di arrivo. L'espressione corrispondente per il χ^2 è:

$$\chi^2 = \frac{1}{c^2} \sum_i \{c(t_i - t_0) - lx_i - my_i - nz_i\}^2 \tag{3.1}$$

dove la somma è estesa a tutte le PAD che danno segnale in un dato evento, t_i è l'istante in cui l'$i-ma$ PAD da segnale mentre (x_i, y_i, z_i) sono le coordinate del centro della PAD (si usa anche la coordinata z per considerare il caso in cui il piano dei rivelatori non sia orizzontale), l, m ed n sono i coseni direttori del piano (che fissano anche la direzione di provenienza del primario), t_0 è

l'istante di arrivo dello sciame sul piano dei rivelatori. Gli ultimi quattro parametri sono lasciati liberi nel processo di minimizzazione. Minimizzando la 3.1 si trovano i coseni direttori.
Si tratta dell'approssimazione più rozza e non è stata utilizzata in questo lavoro di tesi, tuttavia presenta dei vantaggi che consistono nel fatto che la condizione di minimizzazione ammette una soluzione analitica, l'algoritmo è più veloce rispetto il fit conico e può essere applicato a tutti gli sciami.

Fit conico

In tale caso si assume che il fronte dello sciame abbia un profilo conico e che l'aase del cono coincida con la direzione di provenienza del primario. I parametri caratterizzanti vengono determinati minimizzando la quantità:

$$\chi^2 = \frac{1}{c^2}\sum_i \{c(t_i - t_0) - lx_i - my_i - c(\alpha R_i)\}^2 \tag{3.2}$$

dove R_i è la distanza dell'$i-ma$ PAD accesa dall'asse del cono, α (espresso in $ns \cdot \mathrm{m}^{-1}$) prende il nome di parametro di conicità e corrisponde al complementare dell'angolo di apertura del cono, gli altri simboli sono analoghi a quelli della formula 3.1. Dato che R_i dipende dalla direzione dell'asse e dalla posizione del vertice del cono, la condizione di minimizzazione della 3.2 conduce ad un sistema di equazioni non lineari. Per ovviare a questo si considera per la prima iterazione (il calcolo per entrambi gli algoritmi viene effettuato per iterazioni successive) la direzione dell'asse determinata dal fit piano mentre come coordinate del vertice dell'asse si considera la posizione del *core* ricostruita tramite l'algoritmo di `likelihood` (vedi sezioni successive). Gli inconvenienti del suo uso consistono evidentemente in una maggiore complessità di calcolo rispetto al fit piano e nella dipendenza dai risultati di altri due algoritmi.
Questo algoritmo offre una descrizione più accurata del fronte dello rispetto

il fit piano e la 3.1 è una delle grandezze prese in considerazione in questo lavoro di tesi.

3.4.2 Ricostruzione della posizione del *core*

Sono stati sviluppati diversi algoritmi per la ricostruzione della posizione del *core* [22]. Il primo è stato `centre` in cui si assume che la posizione del *core* coincida con la media pesata delle coordinate delle PAD accese, il peso associato all'$i - ma$ PAD è il numero di *strips* accese. Un altro algoritmo sviluppato è `tree`. In tale caso si considera la somma pesata delle distanze di un generico punto del piano dai centri delle PAD accese (i pesi sono definiti come nel caso precedente), a tale grandezza si da il nome di lunghezza di tree ed il suo punto di minimo corrisponde alla posizione del *core*. Altri algoritmi finalizzati alla ricostruzione della posizione del *core* sono: `Wavelet` e `Maximum Likelihood`. Questi verranno illustrati in maggior dettaglio nelle sezioni seguenti poiché hanno dimostrato una maggiore efficienza in quanto forniscono una distribuzione uniforme per gli sciami con *core* interno mentre per quelli con *core* esterno danno delle distribuzioni piccate attorno i bordi del carpet centrale [22] questo ha permesso di determinare dei tagli d'area allo scopo di rigettare gli sciami esterni.
I massimi di tali grandezze sono stati gli unici ad essere utilizzati in questo lavoro di tesi.

Le notazioni che useremo in tutti i casi sono:

- $N \equiv$ molteplicità di un singolo evento
  (per molteplicità intendiamo il numero di PAD che hanno dato un segnale in una finestra temporale di 2μs sopravvivendo al filtro);
- $x_i, y_i \equiv$ coordinate del centro della PAD;

- $t_i \equiv$ istante di tempo in cui l'$i-ma$ PAD ha dato il segnale;
- $z_i \equiv t_i \cdot c$;
- n_i numero di *strips* che danno segnale;
- $x_c, y_c \equiv$ coordinate (ricostruite) del *core*.

Wavelet

L'idea alla base di tale metodo è quella di passare dalla distribuzione discreta degli *hits* ad una distribuzione continua di valori che sia meno affetta da oscillazioni rispetto la prima. Tale distribuzione è la convoluzione della distribuzione degli *hits* con un'opportuna funzione detta funzione madre della trasformata. Una scelta molto frequente per la funzione madre è la funzione *cappello messicano* che in due dimensioni si scrive come:

$$\left(2 - t_i^2\right) e^{\frac{-t_i^2}{2}}$$

dove:

$$t_i = \sqrt{\left(\frac{x_i - x_c}{a}\right)^2 + \left(\frac{y_i - y_c}{a}\right)^2}$$

dove a è un parametro di scala indicante la larghezza della distribuzione. La trasformata di *wavelet* della distribuzione degli *hits* è:

$$f_W(x_c, y_c) = \sum_{i=1}^{N} n_i(2 - t_i^2)e^{\frac{-t_i^2}{2}}.$$

Il massimo della f_W si assume che corrisponda alla posizione del *core*.

Maximum likelihood

In tale caso partendo dalla distribuzione di probabailità relativa al numero di particelle che colpiscono l'$i-ma$ PAD si costruisce la funzione di verosimiglianza corrispondente e massimizzandola si ricava la posizione del *core*. Indichiamo con $\langle m_i \rangle$ il numero medio di particelle che colpiscono l'$i-ma$

PAD. Si assume che il numero di particelle che colpisce una PAD sia una variabile aleatoria di Poisson, pertanto la probabilità che m particelle colpiscano l'$i-ma$ PAD è

$$P_i(m) = \frac{\langle m_i \rangle^m}{m!} e^{-\langle m_i \rangle}.$$

Segue che

$$P_i(0) = e^{-\langle m_i \rangle}$$

e che

$$P_i(>0) = 1 - e^{-\langle m_i \rangle}.$$

La funzione di verosimiglianza che si costruisce è:

$$LF \equiv \Pi_i P_i$$

dove la produttoria è estesa a tutte le PAD. Per semplificare i calcoli numerici si utilizza il logaritmo naturale della funzione di verosimiglianza:

$$LLF \equiv \ln \Pi_i P_i = \sum_i \ln P_i(0) + \sum_j \ln P_j(>0)$$

dove il pedice i si riferisce alle PAD che non danno segnale mentre j enumera le PAD che danno segnale. A questo punto si utilizzano le conoscenze di carattere quantitativo sulla densità superficiale delle particelle dello sciame. Per tenere conto degli effetti dovuti al rivelatore [23] si utilizza una funzione NKG modificata:

$$\rho(r) = f\left(\frac{r}{r'_M}\right) \frac{N_0}{(r'_M)^2} \tag{3.3}$$

dove

$$f\left(\frac{r}{r'_M}\right) = C \cdot r^{A-2} \cdot \left(1 + \frac{r}{r'_M}\right)^{-B} \tag{3.4}$$

dove r è la distanza dall'asse dello sciame, $r'_M = r_M/D$ è il raggio di Moliere diviso un fattore di correzione, N_0 è il numero di particelle costituenti lo sciame, mentre A, B, C, D sono dei parametri liberi. Tale profilo è ottenuto empiricamente a partire dalle simulazioni. Risulta che:

$$\langle m_i \rangle = \int_{S_i} \rho(r) dr \simeq S_i \cdot \rho(r_i)$$

dove r_i è la distanza tra la posizione del *core* ed il centro dell'area. Pertanto

$$LLF = \ln S \cdot \sum_i m_i + \sum_i m_i \cdot \ln \rho(r_i) - S \sum_i \rho(r_i) - \sum_i \ln (m_i!)$$

La posizione del *core* è ottenuta massimizzando LLF.

Capitolo 4

Studio della sensibilità

In questo capitolo sarà illustrato il lavoro che è stato effettuato nell' ambito dell'esperimento ARGO-YBJ. Lo scopo del lavoro di tesi è quello di individuare dei valori di taglio per alcune grandezze in modo da incrementare la sensibilità alla Crab nebula. Si tratta di un lavoro di analisi compiuto su dati simulati. Nel capitolo 2 è stato mostrato come sia fondamentale per individuare le sorgenti astrofisiche di raggi γ aumentare il più possibile la sensibilità (S) dell'esperimento. Infatti le sorgenti vengono individuate cercando un eccesso del valore di S in una data direzione. Storicamente un valore di 5 (per anno) è assunto come indizio della presenza di una sorgente. Sempre nel capitolo 2 è stata mostrata un'espressione per S (formula 2.3), qui di seguito ne riportiamo una versione semplificata utile per i nostri scopi:

$$S = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_B}} \frac{\xi(\psi)}{\sqrt{2\pi(1-\cos\psi)}} \sqrt{T}. \tag{4.1}$$

N_γ rappresenta il numero totale di fotoni per unità di tempo provenienti dalla sorgente tenuta sotto osservazione e che generano sciami elettromagnetici che giungono sul rivelatore, N_B è il numero di particelle di fondo per unità di angolo solido e per unità di tempo, $\xi(\psi)$ rappresenta la frazione di fotoni ricostruiti entro ψ gradi dalla vera posizione della sorgente, $2\pi(1-\cos\psi)$

indica l'angolo solido di apertura ψ, T è il tempo effettivo di presa dati. Nella 4.1 si individua il fattore:

$$R(\psi) = \frac{\xi(\psi)}{\sqrt{2\pi(1 - \cos\psi)}} \tag{4.2}$$

che rappresenta la risoluzione dell'apparato. Ovviamente R cresce al diminuire di ψ il cui valore ottimale è quello che massimizza la risoluzione. Si dimostra [25] che se la distribuzione spaziale delle direzioni ricostruite attorno la vera posizione della sorgente è una gaussiana bidimensionale con deviazione standard σ il valore ottimale di ξ è 0.7 ed il valore corrispondente dell'angolo di apertura è $\psi_{70} = 1.58\sigma$. Segue che in tale caso la risoluzione massima è:

$$R(\psi_{70}) = \frac{0.7}{\sqrt{2\pi(1 - \cos\psi_{70})}}.$$

Al fine di incrementare S si può pensare di agire direttamente sugli algoritmi di ricostruzione migliorandoli o introducendone di nuovi in modo tale da ridurre la deviazione standard della distribuzione gaussiana che carratterizza la risoluzione dell'apparato. Un metodo alternativo (seguito in questo lavoro) prevede la selezione di un sottoinsieme di eventi meglio ricostruiti (cioé con valori dell'angolo ψ minore rispetto quelli corrispondenti agli eventi scartati) tramite l'imposizione di valori di taglio su alcune grandezze coinvolte nei processi di ricostruzione delle caratteristiche degli sciami atmosferici.

Si osserva (sempre dalla 4.1) che un incremento di un fattore $k > 1$ di S per un tempo fissato equivale ad una riduzione del tempo di presa dati di un fattore $\frac{1}{k^2}$ per S fissata.

La curva in figura 4.1 rappresenta il punto di partenza di questo lavoro di tesi. In ascissa è riportata la molteplicità degli eventi mentre in ordinata è riportata la sensibilità integrale. Per ottenerla non è stata effettuata nessuna selezione degli eventi ad eccezione di alcuni tagli d'area che hanno lo scopo di rigettare gli eventi dovuti a sciami con il core esterno al rivelatore (vedi sezione 3.4.2 e [26]). Se il core viene ricostruito all'esterno di tali aree allora gli eventi a partire dai quali è stato individuato vengono interpretati come dovuti a sciami con il core esterno al rivelatore ma erroneamente ricostruito all'interno di esso. Nell'ottimizzazione della ricostruzione viene scelto di volta in volta quale dei quattro tagli applicare. I tagli sono riportati nella tabella 4.1: i simboli riportati nella prima colonna indicano i tagli, in particolare A_2 è l'area del *carpet* centrale mentre A_4 indica l'area complessivamente occupata dal rivelatore; nelle altre due colonne sono riportate le dimensioni rispettivamente in unità di *cluster* ed in m^2.

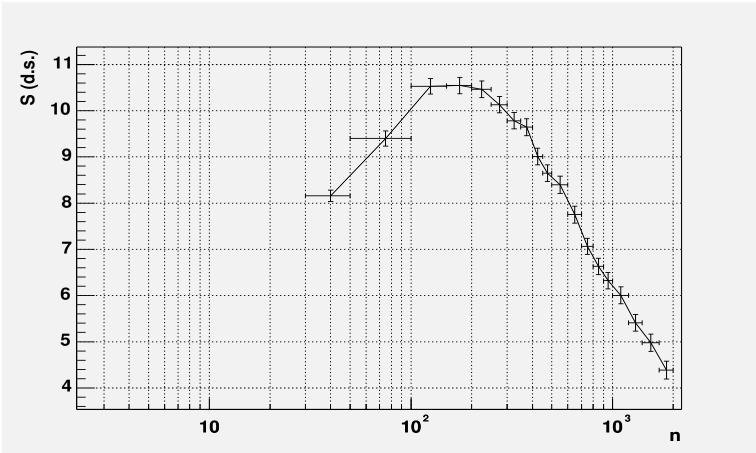

Figura 4.1: *sensibilità integrale di riferimento in funzione della molteplicità.*

Tagli d'area		
Notazione	Dimensioni ($clu_x \times clu_y$)	Dimensioni (m^2)
A_1	8×11	$\sim 63.7 \times 64.2$
A_2	10×13	$\sim 79.6 \times 75.8$
A_3	12×15	$\sim 95.5 \times 87.5$
A_4	14×17	$\sim 111.4 \times 99.2$

Tabella 4.1: *tabella con i tagli d'area espresse in unità di cluster ed in* m^2.

4.1 Grandezze considerate

Le grandezze prese in esame per valutare la qualità del processo di ricostruzione sono:

- χ^2 del fit conico (χ^2_{cn}, vedi sezione 3.4.1);
- correzione conica (o parametro di conicità, (α): si tratta del complementare dell'angolo di apertura del cono con cui si approssima il fronte dello sciame (vedi sezione 3.4.1);
- massimo della trasformata di wavelet (M_W, vedi sezione 3.4.2);
- massimo della funzione di likelihood (M_L, vedi sezione 3.4.2).

La molteplicità considerata va da 20 a 2000. Tale grandezza (che da questo punto in poi indicheremo con n) rappresenta il numero di PAD del *carpet* centrale che danno segnale entro una finestra temporale di 2 μs. Non è possibile andare al di sotto di 20 PAD perché 20 è il valore minimo di n fissato dalle condizioni di trigger dell'esperimento. Si è preferito non spingersi oltre una molteplicità di 2000 dato che l'energia del primario cresce al crescere della molteplicità e oltre al valore indicato si assume che l'energia dei fotoni primari non corrisponda più a sorgenti di tipo noto (la sorgente presa come riferimento in questo lavoro è la Crab Nebula).

Per quanto riguarda il χ^2_{cn} questa grandezza è stata utilizzata perché è un tipico parametro di qualità dei fit: selezionando eventi con χ^2_{cn} inferiore ad un certo valore non si fa altro che selezionare quegli eventi corrispondenti a sciami meglio ricostruiti rispetto gli quelli corrispondenti agli eventi scartati. Infatti, in tale caso, il fronte può essere meglio approssimato con un cono e, pertanto, la determinazione della direzione di provenienza del primario corrispondente avviene con una minore incertezza. Le altre grandezze non sono dei veri e propri parametri di qualità, ma semplicemente delle grandezze risultato del processo di ricostruzione degli sciami atmosferici. Anche nel loro caso, però, è possibile individuare dei criteri grazie ai quali selezionare gli sciami meglio ricostruiti. È ragionevole ritenere che eventi atipici delle distribuzioni delle grandezze in questione (cioè quelli presenti nelle code) siano legati agli sciami peggio ricostruiti. Un possibile criterio di selezione consiste quindi nello scartare tali valori.

Il parametro utilizzato per quantificare la bontà della ricostruzione è l'angolo tra la direzione vera di provenienza del primario e quella ricostruita (ψ): più la distribuzione di tale angolo è stretta meglio è ricostruito il campione di *EAS* preso in considerazione. È da sottolineare il fatto che niente garantisce la possibilità di incrementare S imponendo dei tagli su una qualsiasi grandezza coinvolta nel processo di ricostruzione delle caratteristiche di un *EAS* né che questo possa essere fatto sull'intero intervallo di molteplicità considerato o per tutti i valori possibili dell'energia dei primari.

Il lavoro si è svolto in tre fasi:

1. rendere ogni grandezza presa in considerazione, in media, indipendente dalla molteplicità;

2. stimare il valore di taglio;

3. calcolare la sensibilità integrata.

4.2 Prima fase: normalizzazione

Tutte le grandezze mostrano dipendenza dalla molteplicità dell'evento.

Nel grafico 4.2[1] andamento della media del χ^2_{cn} e di α in funzione di n è stata utilizzata l'opzione *profile* di Root tramite la quale l'intervallo indicato

[1] tutti i grafici presenti in questo capitolo sono stati ottenuti con il programma di visualizzazione ROOT versione 3.05.

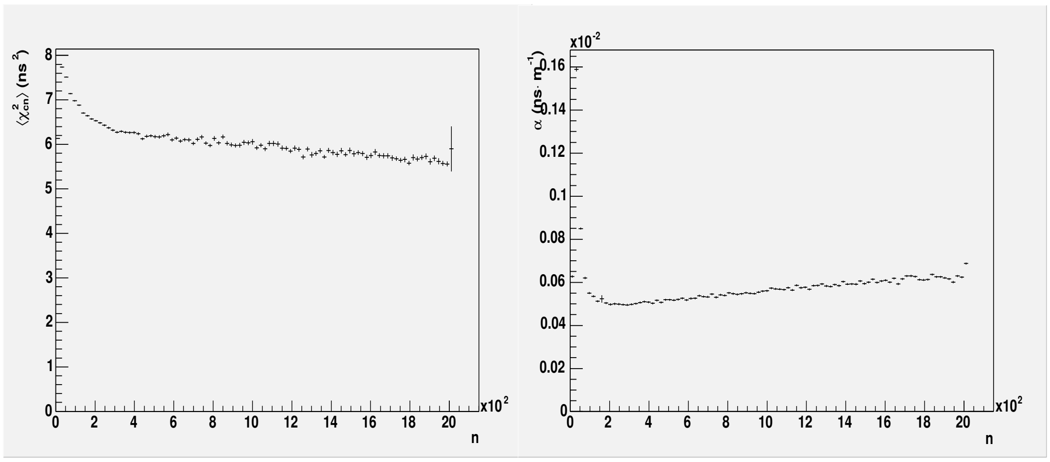

Figura 4.2: *andamento della media del* χ^2_{cn} *e di* α *in funzione della molteplicità.*

per la variabile indipendente viene suddiviso in sottointervalli e viene tracciato un punto in corrispondenza del valore medio della variabile dipendente in tale sottointervallo con il relativo errore statistico . Nella figura 4.2 si osserva chiaramente la dipendenza dalla molteplicità più forte per le molteplicità più basse. La molteplicità di un evento dipende dall'energia del primario, pertanto bisogna ridurre il più possibile le variazioni che la grandezza ha per effetto della variazione di molteplicità degli eventi in modo tale da non modificare la distribuzioni in energia dei primari che superano il taglio. Per il χ^2_{cn} fare ciò è stato facile perché la dipendenza dalla molteplicità risulta essere più debole rispetto le altre grandezze e si sono individuati degli intervalli in cui la media della grandezza in questione risultava circa costante.

Gli intervalli individuati sono riportati nella tabella 4.2. Nelle prime due finestre è stato necessario introdurre a priori un taglio $\chi^2 \leqslant 20$ ns per poter eliminare i dati anomali presenti. Questi tagli hanno portato a scartare circa il 18% dei dati e si è valutato a posteriori, una volta individuato il taglio vero e proprio, l'accettabilità del taglio preliminare. I tagli devono agire in modo tale da ridurre il più possibile la ψ degli eventi conservando più statistica possibile (in altre parole tagliando via le code delle distribuzioni). Per le altre

χ^2_{cn}(ns^2)				
intervallo	taglio (ns^2)	numero di eventi scartati (%)		
		totali	fotoni	fondo
20÷60	< 18	32	27	42
60÷300	< 12	15	10	21
300÷1000	< 9	7	5	8
1000÷2000	< 8	5	5	6

Tabella 4.2: *nella prima colonna sono riportati gli intervalli di molteplicità relativi al χ^2_{cn}, nella seconda i tagli e nelle restanti 3 il numero degli eventi scartati in % rispettivamente in totale, solo per i fotoni e solo per il fondo.*

α	
intervallo	polinomio
$20 \div 70$	$1.7 \cdot 10^{-10}n^5 - 4.4 \cdot 10^{-8}n^4 +$ $4.5 \cdot 10^{-6}n^3 - 2.2 \cdot 10^{-4}n^2 +$ $5.2 \cdot 10^{-3}n - 4.6 \cdot 10^{-2}$
$70 \div 100$	$-2.7 \cdot 10^{-6}n + 8 \cdot 10^{-4}$

Tabella 4.3: *polinomi di normalizzazione relativi alla correzione conica: è stato necessario normalizzare solo nelle prime due finestre di molteplicità.*

grandezze si è dovuto procedere in modo differente dato che la dipendenza dalla molteplicità risulta più forte rispetto quella del χ^2_{cn} (vedi figura 4.2: la correzione conica mostra, in media una dipendenza dalla molteplicità più forte del χ^2_{cn} soprattutto per le basse molteplicità). Si è pensato di ricorrere a delle funzioni di normalizzazione. La scelta è caduta sulle funzioni polinomie dato che sono le più semplici da trattare. La normalizzazione avveniva nel

M_W	
intervallo	polinomio
$20 \div 60$	$6.2 \cdot 10^{-3}n^2 - 1.8 \cdot 10^{-1}n + 11$
$60 \div 100$	$4.3 \cdot 10^{-1}n - 3.6$
$100 \div 150$	$4.4 \cdot 10^{-1}n - 4.2$
$150 \div 200$	$4.7 \cdot 10^{-1}n - 8.9$
$200 \div 300$	$4.7 \cdot 10^{-1}n - 8.9$
$300 \div 400$	$4.9 \cdot 10^{-1}n - 16$
$400 \div 700$	$5 \cdot 10^{-1}n - 24$
$700 \div 1000$	$1.3 \cdot 10^{-4}n^2 + 3.8 \cdot 10^{-1}n + 4.6$
$1000 \div 2000$	$6.5 \cdot 10^{-1}n - 1.4 \cdot 10^2$

Tabella 4.4: *elenco dei polinomi di normalizzazione relativi a* M_W.

M_L	
intervallo	polinomio
$20 \div 300$	$-4.9 \cdot 10^{-3}n^2 + 3.2n + 25$
$300 \div 600$	$8.2 \cdot 10^{-1}n + 3.5 \cdot 10^2$
$600 \div 1000$	$5.2 \cdot 10^{-1}n + 5.2 \cdot 10^2$
$1000 \div 2000$	$3.2 \cdot 10^{-1}n + 7.2 \cdot 10^2$

Tabella 4.5: *elenco dei polinomi di normalizzazione relativi a* M_L.

seguente modo: dopo aver visualizzato l'andamento medio di una grandezza in un certo sotto-intervallo di molteplicità si cercava il polinomio che meglio interpola i punti. La scelta degli estremi dei vari sotto-intervalli è stata determinata trovando un compromesso tra la necessità di avere dei polinomi di grado più basso possibile ed il voler limitare il più possibile il numero dei sotto-intervalli stessi. È facile comprendere che questa procedura non

α (ns $\cdot$ m^{-1})				
intervallo	taglio (ns $\cdot$ m^{-1})	numero di eventi scartati (%)		
		totali	fotoni	fondo
20÷70	$\leqslant$ 30	0.03	0.02	0.04
70÷100	$\leqslant$ 20	0.03	0.02	0.06
100÷150	$\leqslant$ 0.01	0.02	$5 \cdot 10^{-3}$	0.03
150÷200	$\leqslant$ 0.01	0.02	0.01	0.03
200÷300	$\leqslant$ 0.0034	0.04	$5 \cdot 10^{-3}$	0.07
300÷400	$\leqslant$ 0.002	0.02	0	0.03
400÷700	nessun taglio	0	0	0
700÷1000	nessun taglio	0	0	0
1000÷1500	$\geqslant$ 0.0005	32	12	44
1500÷2000	$\geqslant$ 0.0005	25	10	34

Tabella 4.6: *nei primi due intervalli α è normalizzato mentre nei rimanenti no.Nella prima colonna sono riportati gli intervalli di molteplicità relativi ad α, nella seconda i tagli e nelle restanti 3 il numero degli eventi scartati in % rispettivamente in totale, solo per i fotoni e solo per il fondo.*

permette un determinazione univoca dei sotto-intervalli e dei polinomi stessi.

Dopo questa fase in ogni intervallo è stata definita una grandezza *normalizzata* pari al rapporto tra la grandezza originaria ed il polinomio relativo all'intervallo in questione. Da questo punto in poi le grandezze normalizzate saranno indicate aggiungendo un pedice N al loro vecchio simbolo. Nelle tabelle 4.3, 4.4 e 4.5 sono riportati i polinomi con i rispettivi intervalli di molteplicità. Per il parametro di conicità (α) sono presenti solo i primi due intervalli perché solamente in essi è stato necessario ricorrere alla procedura di normalizzazione. Negli altri due casi tale procedura è stata necessaria

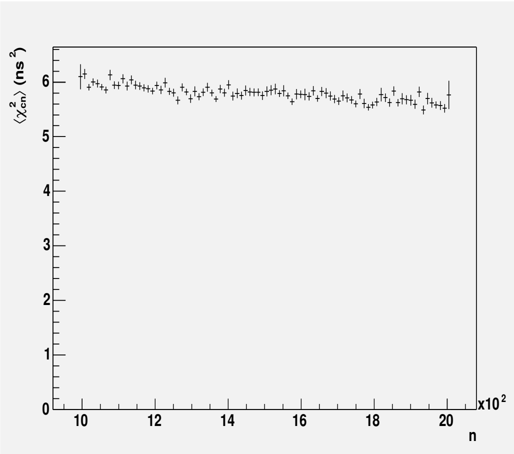

Figura 4.3: *distribuzione della media del χ^2_{cn} nell'intervallo di molteplicità che va da 1000 a 2000: non cè vistosa dipendenza da n pertanto non è stato necessario normalizzare.*

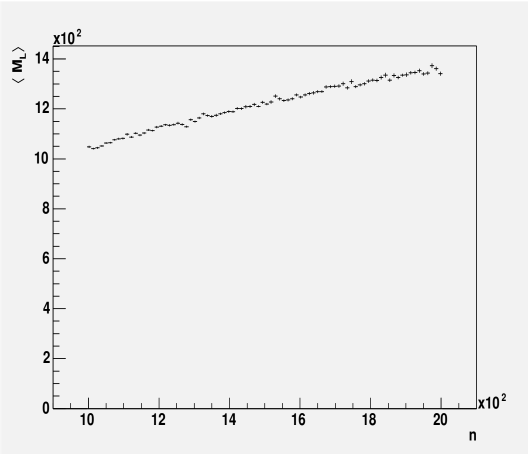

Figura 4.4: *distribuzione della media di M_L per $1000 \leqslant n \leqslant 2000$: in questo caso si è ritenuto necessario normalizzare la grandezza.*

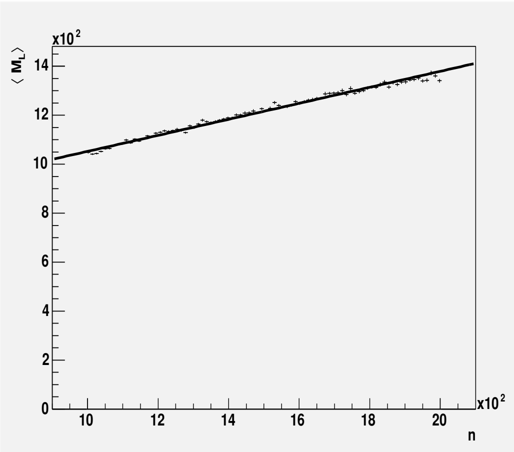

Figura 4.5: *come per la figura precedente solo che in questo caso alla distribuzione è stato sovrapposto il grafico del polinomio utilizzato per la normalizzazione.*

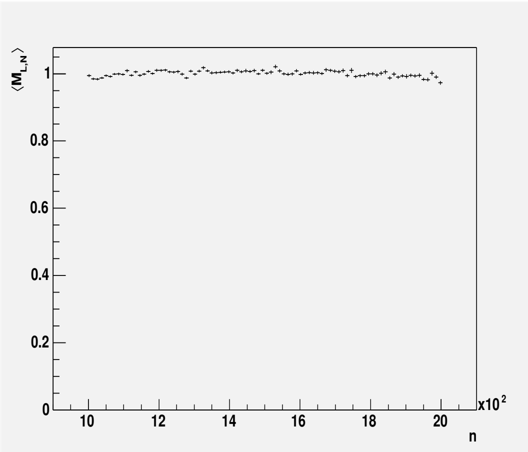

Figura 4.6: *distribuzione della media di $M_{L,N}$ per $1000 \leqslant n \leqslant 1500$.*

$M_{W,N}$				
intervallo	taglio	numero di eventi scartati (%)		
		totali	fotoni	fondo
20÷60	nessun taglio	0	0	0
60÷100	$\geqslant 0.4$	5	4	7
100÷150	$\geqslant 0.4$	8	5	11
150÷200	$\geqslant 0.4$	9	5	12
200÷300	$\geqslant 0.4$	10	6	13
300÷400	$\geqslant 0.5$	18	9	26
400÷700	$\geqslant 0.5$	18	9	24
700÷1000	$\geqslant 0.6$	25	12	32
1000÷2000	$\geqslant 0.3$	4	3	5

Tabella 4.7: *nella prima colonna sono riportati gli intervalli di molteplicità relativi al $M_{W,N}$, nella seconda i tagli e nelle restanti 3 il numero degli eventi scartati in % rispettivamente in totale, solo per i fotoni e solo per il fondo.*

nell'intero *range* di molteplicità.

4.3 Seconda fase: stima del taglio

Per questa fase il punto di partenza è il grafico della ψ in funzione della grandezza normalizzata. Per tale lavoro è preferibile utilizzare delle distribuzioni bidimensionali più che degli andamenti medi in un certo intervallo di valori. Per i grafici relativi a tale fase del lavoro si è usata l'opzione `box` che traccia dei rettangoli la cui area è proporzionale alla densità dei punti.

È stato osservato un diverso comportamento dei parametri elencati in precedenza (normalizzati e non) nei casi di sciami iniziati da fotoni ed in

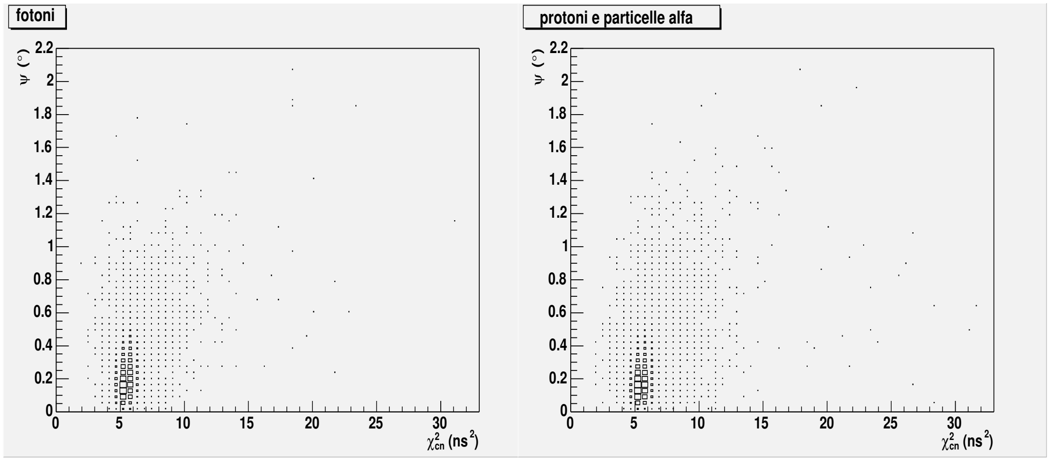

Figura 4.7: ψ *in funzione del* χ^2_{cn} *per* $1000 \leqslant n \leqslant 2000$, *a sinistra sono stati selezionati i fotoni mentre a destra il fondo, i grafici sono dei* **box***: i rettangoli hanno area proporzionale alla densità dei punti, in tale caso il taglio* $\chi^2_{cn} \leqslant 8$ ns^2 *permette di rigettare, nella finestra di molteplicità indicata, il 3.8% degli eventi di fondo scartando il 2.3% degli eventi dovuti a fotoni.*

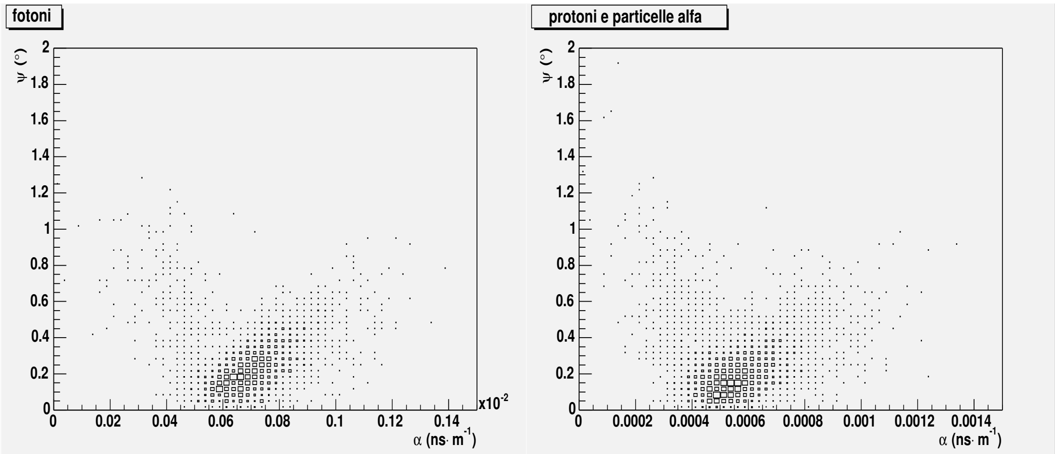

Figura 4.8: ψ *in funzione del* α *per* $1500 \leqslant n \leqslant 2000$, *a sinistra sono stati selezionati i fotoni mentre a destra il fondo, i grafici sono dei* **box***: i rettangoli hanno area proporzionale alla densità dei punti, in tale caso il taglio* $\alpha \geqslant 5 \cdot 10^{-4}$ ns $\cdot$ m^{-1} *permette di rigettare, nella finestra di molteplicità indicata, il 34% degli eventi di fondo scartando solo il 10% degli eventi dovuti a fotoni.*

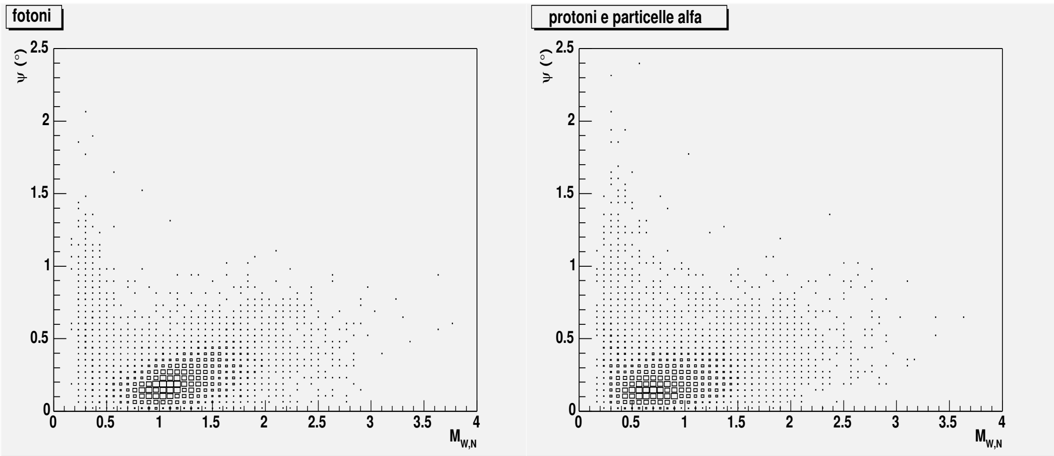

Figura 4.9: *ψ in funzione del $M_{W,N}$ per $1000 \leqslant n \leqslant 2000$, a sinistra sono stati selezionati i fotoni mentre a destra il fondo, i grafici sono dei* `box`*: i rettangoli hanno area proporzionale alla densità dei punti, in tale caso il taglio $M_{W,N} \geqslant 0.3$ permette di rigettare, nella finestra di molteplicità indicata, il 5% degli eventi di fondo scartando il 3% degli eventi dovuti a fotoni.*

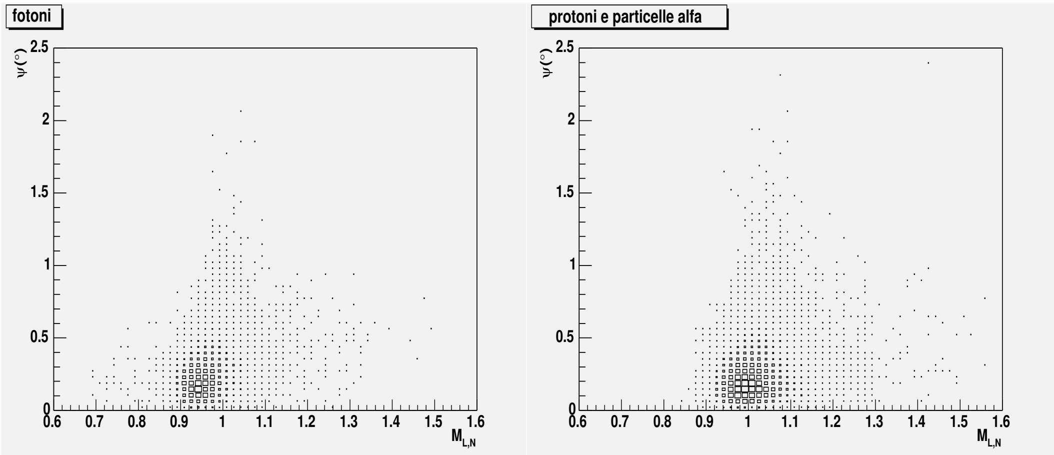

Figura 4.10: *ψ in funzione del $M_{L,N}$ per $1000 \leqslant n \leqslant 2000$, a sinistra sono stati selezionati i fotoni mentre a destra il fondo, i grafici sono dei* `box`*: i rettangoli hanno area proporzionale alla densità dei punti, in tale caso il taglio $0.7 \leqslant M_{L,N} \leqslant 1.02$ permette di rigettare, nella finestra di molteplicità indicata, il 44% degli eventi di fondo scartando solo il 14% degli eventi dovuti a fotoni.*

$M_{L,N}$				
intervallo	taglio	numero di eventi scartati (%)		
		totali	fotoni	fondo
20÷300	$\leqslant 1.1$	21	12	34
300÷600	$\geqslant 0.7$ $\leqslant 1$	47	15	71
600÷1000	$\geqslant 0.8$ $\leqslant 1$	46	15	66
1000÷2000	$\geqslant 0.7$ $\leqslant 1.02$	33	14	44

Tabella 4.8: *nella prima colonna sono riportati gli intervalli di molteplicità relativi al $M_{L,N}$, nella seconda i tagli e nelle restanti 3 il numero degli eventi scartati in % rispettivamente in totale, solo per i fotoni e solo per il fondo.*

quelli iniziati da protoni e particelle α [2]. Alcuni esempi sono riportati nelle figure dalla 4.11 alla 4.14: gli istogrammi in rosso sono riferiti agli sciami iniziati da fotoni quelli in nero agli sciami iniziati da protoni e particelle α. Questo comportamento, in parte atteso, ha permesso di ottenere risultati ancora più interessanti riguardo la possibilità di incrementare la sensibilità. Riportiamo per comodità l'equazione 4.1:

$$S = \frac{N_\gamma}{\sqrt{N_B}} R(\psi)\sqrt{T}$$

Applicando un taglio la sensibiltà varierà:

$$S' = \frac{\delta_\gamma \cdot N_\gamma}{\sqrt{\delta_B \cdot N_B}} R'(\psi)\sqrt{T}$$

dove $R'(\psi)$ è il valore che la risoluzione assume in conseguenza del taglio ($R'(\psi) > R(\psi)$), mentre i fattori δ_γ e δ_B quantificano la variazione del numero

[2]Protoni e particelle α rappresentano il 99% dei raggi cosmici primari carichi.

degli eventi dovuti a fotoni primari e del numero degli eventi di fondo. Se

$$\frac{\delta_\gamma}{\sqrt{\delta_B}} > 1$$

avviene un incremento di S indipendentemente dal miglioramento della risoluzione. In altre parole i tagli individuati permettono di incrementare la sensibilità del rivelatore non solo migliorandone la risoluzione ma anche discriminando gli eventi dovuti a fotoni primari dagli eventi di fondo.

Nella maggir parte dei casi le code della distribuzioni presentano dei valori di ψ più elevati rispetto al resto della distribuzione ed il taglio è stato fissato in modo tale da scartare i valori atipici rigettando anche più eventi di fondo che eventi dovuti a γ. Nelle figure dalla 4.3 alla 4.10 sono riportati alcuni dei grafici utilizzati per individuare i valori di taglio: ogni coppia si riferisce ad una medesima grandezza, a sinistra è riportato il `box` della ψ in funzione della grandezza (eventualmente normalizzata) solo per i fotoni mentre a destra c'è il grafico analogo per il fondo.

4.4 Terza fase: calcolo della sensibilità

In tale fase viene calcolata la sensibilità integrata tramite un apposito programma che prima calcola l'angolo ψ (vedi formula 4.1) suddividendo il *range* di molteplicità in 19 intervalli ed effettuando tale calcolo in ogni sottointervallo.

In questa fase del lavoro non si è fatto altro che applicare i valori di taglio trovati nella fase precedente e comparare la sensibilità ottenuta utilizzando solo il sottocampione di eventi che soddisfano il taglio con quella di riferimento (figura 4.1). Per verificare la dipendenza della sensibilità dalla particolare scelta fatta per il taglio si è fatta una scansione attorno ad esso, si è calcolata cioè S in corrispondenza di valori di taglio inferiori e superiori a quelli individuati nella fase precedente. Nella figura 4.15 riportiamo la scansionenel

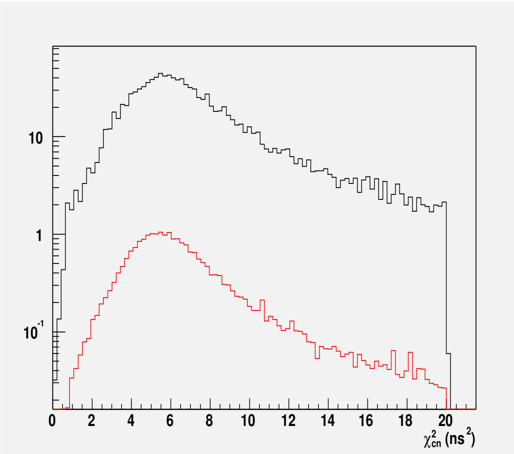

Figura 4.11: *distribuzione del* χ^2_{cn} *nell'intervallo di molteplicità che va da 60 a 300: l'istogramma in rosso è riferito ai fotoni, quello in nero a protoni e particelle* α*.*

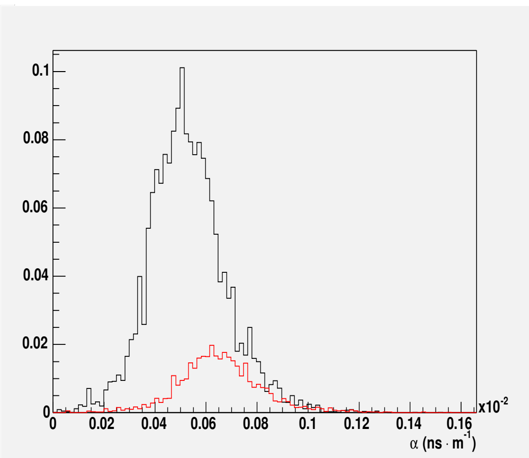

Figura 4.12: *distribuzione della correzione conica nell'intervallo di molteplicità che va da 1000 a 1500: l'istogramma in rosso si riferisce ai fotoni quello in nero al fondo.*

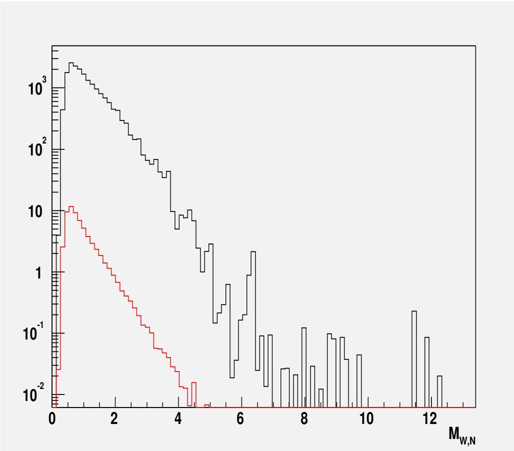

Figura 4.13: *distribuzione del* $M_{W,N}$ *nell'intervallo di molteplicità che va da 20 a 60.*

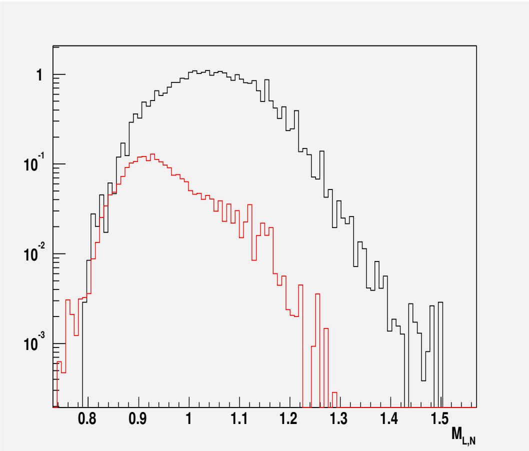

Figura 4.14: *distribuzione del* $M_{L,N}$ *nell'intervallo di molteplicità che va da 300 a 600.*

caso di $M_{L,N}$: la curva in rosso è la sensibilità ottenuta applicando i tagli individuati nella fase 2, in nero quella ottenuta riducendo i tagli del 10% del loro valore mentre la curva in blu è stata ottenuta incrementando i valori di taglio del 10%. Si nota che la sensibilità ottenuta applicando il taglio ricavato nella fase 2 rappresenta il valore ottimale dato che in corrispondenza di ogni variazioni del taglio su $M_{L,N}$ la sensibilità si riduce.

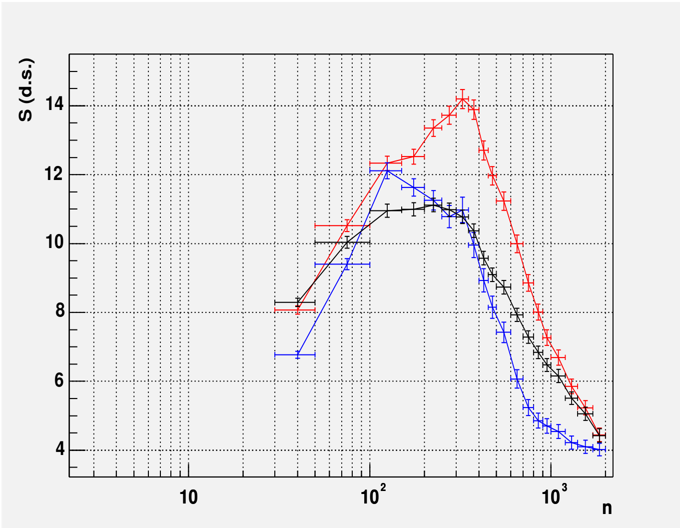

Figura 4.15: *esempio di scansione: la curva in rosso è stata ottenuta imponendo il taglio su $M_{L,N}$ individuato nella fase 2, quella in nero è stata ottenuta riducendo tale taglio del 10% del suo valore iniziale mentre quella in nero è stata ottenuta incrementando il taglio del 10%.*

Nelle figure dalla 4.16 alla 4.19 sono messi a confronto le curve di sensibilità della varie grandezze messe a confronto con quella a cui nessun taglio è stato applicato eccetto il taglio d'area.

La curva in rosso nella figura 4.20 rappresenta la sensibilità ottenuta tenendo conto di tutti i tagli mentre quella in nero è la curva di riferimento. Si osserva un incremento di S in tutto l'intervallo di molteplicità 20÷2000 fino ad un massimo di più di 4 deviazioni standard attorno a 300. Il picco risulta essere spostato rispetto quello della sensibilità di riferimento ed osservando le

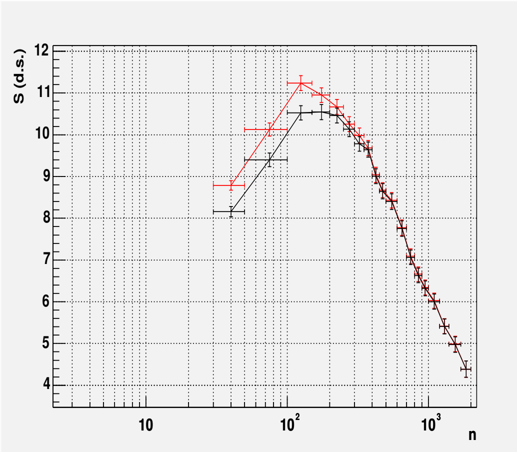

Figura 4.16: *sensibilità corrispondente al taglio su* χ^2_{cn}*, la curva in nero è la sensibilità di riferimento.*

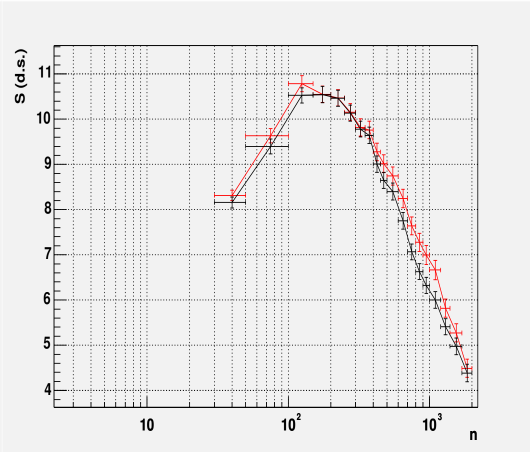

Figura 4.17: *sensibilità corrispondente al taglio su* α*, la curva in nero è la sensibilità di riferimento.*

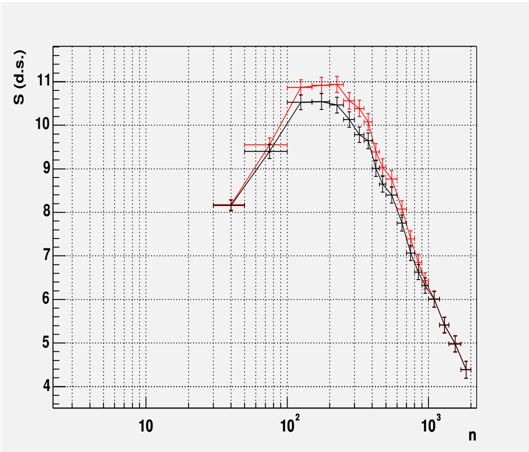

Figura 4.18: *sensibilità corrispondente al taglio su* $M_{W,N}$*, la curva in nero è la sensibilità di riferimento.*

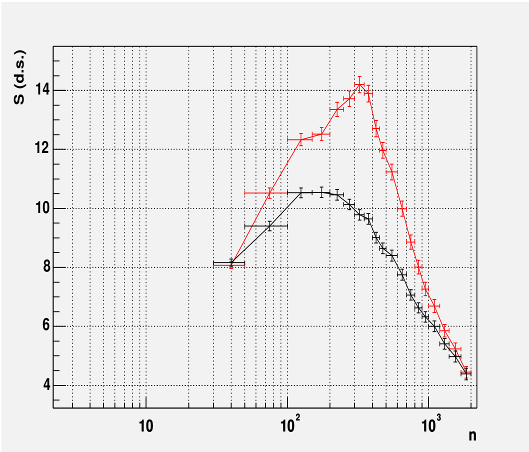

Figura 4.19: *sensibilità corrispondente al taglio su* $M_{L,N}$*, la curva in nero è la sensibilità di riferimento.*

curve di sensibilità con i tagli sulle singole grandezze si comprende facilmente che tale picco è dovuto principalmente al massimo della funzione di likelihood. Tale picco è dovuto al modo con cui è stata costruita tale funzione. È stata ottenuta interpolando con la 3.3 i dati del Monte Carlo riguardanti gli sciami iniziati da fotoni con energia dell'ordine del TeV, pertanto i valori tipici della distribuzione ottenuta corrispondono proprio a sciami iniziati da fotoni in un ben determinato intervallo di energia. È possibile ipotizzare, quindi, di poter ottenere risultati migliori introducendo una parametrizzazione del profilo della densità laterale dello sciame (vedi equazione 3.3) dipendente dalla molteplicità. Tale analisi non è stata affrontata in questo lavoro di tesi. L'incremento si va riducendo sempre più man mano che ci si avvicina agli estremi dell'intervallo.

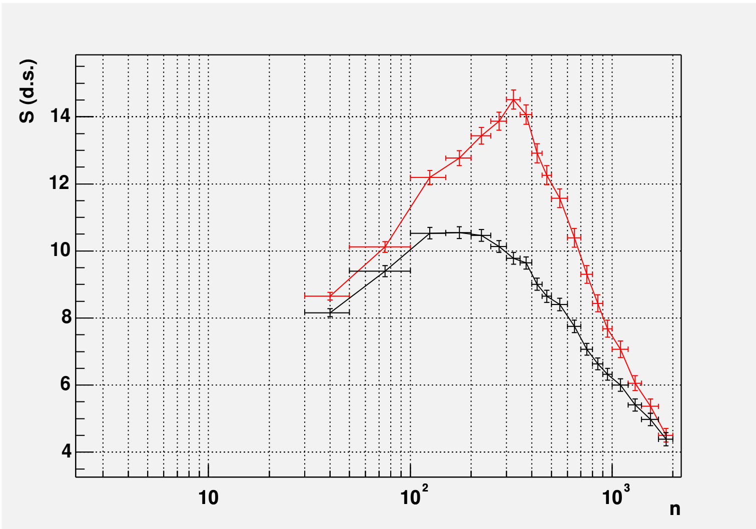

Figura 4.20: *la curva in rosso è stata ottenuta imponendo il taglio globale, quella in nero è la curva di riferimento.*

In figura 4.21 è riportata la curva della sensibilità in funzione dell'energia mediana del primario. In rosso è tracciata la curva di sensibilità ottenuta unendo tutti i tagli, in nero quella di riferimento (figura 4.1). È interessante osservare che i tagli individuati comportano un incremento della sensibilità

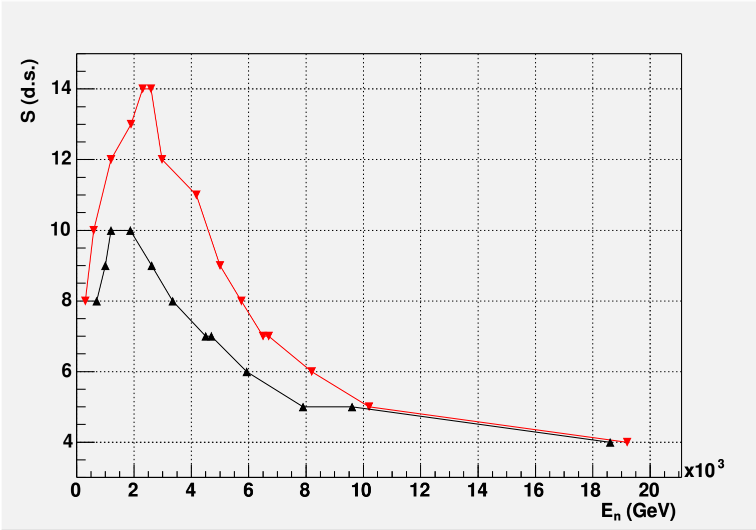

Figura 4.21: *distribuzione della sensibilità in funzione dell'energia mediana.*

nell'intervallo che va dai 700 GeV ai 10 TeV (ARGO-YBJ è sensibile ai fotoni primari con energia compresa nell'intervallo 100 GeV÷50 TeV) e l'incremento arriva fino ad un massimo di 5 deviazioni standard del fondo attorno ai 3 TeV.

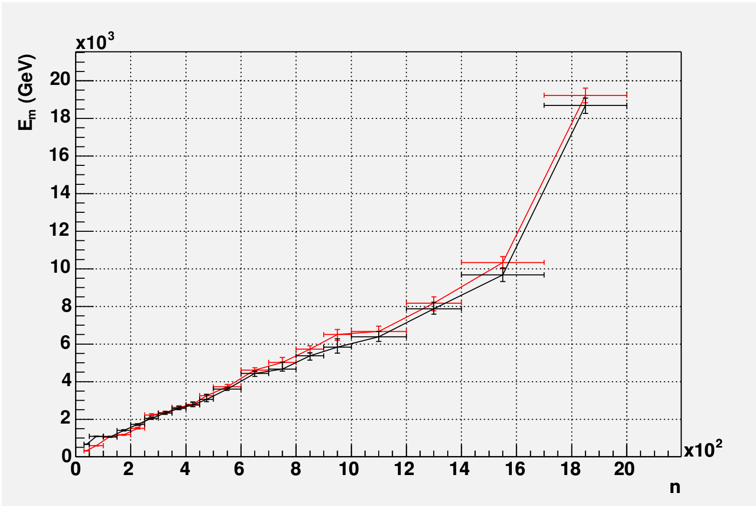

Figura 4.22: *distribuzione dell'energia mediana in funzione della molteplicità.*

In figura 4.22 è riportata la distribuzione dell'energia mediana del primario in funzione della molteplicità senza tagli e con i tagli. Questo grafico

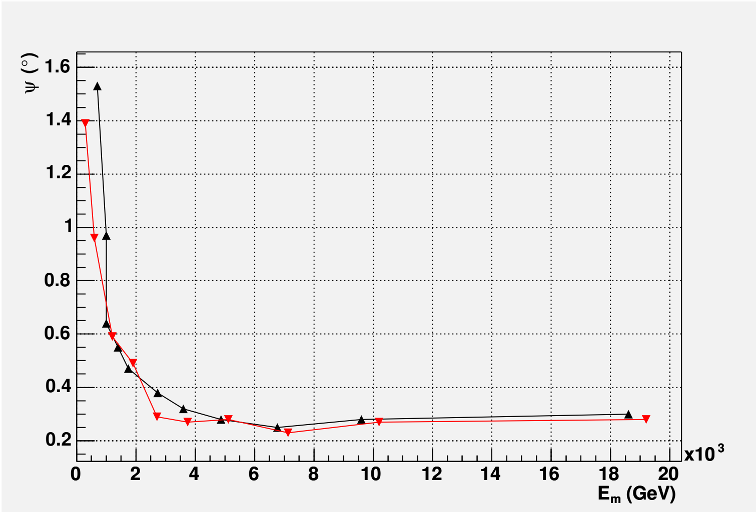

Figura 4.23: *andamento dell'angolo ψ in fuzione dell'energia mediana.*

evidenzia come il taglio globale non modifichi la distribuzione in energia mediana. Nella figura 4.23 è rappresentato l'andamento dell'angolo di apertura in funzione dell'energia mediana (E_m) rispettivamente nel caso in cui è applicato solo il taglio d'area (curva in nero) e nel caso in cui è applicato il taglio globale (curva in rosso): si osserva che il taglio globale non ha causato vistosi scostamenti dall'andamento originario.

Conclusioni

I risultati cui si è pervenuti nel capitolo 4 mostrano che è possibile individuare dei criteri per la selezione degli sciami meglio ricostruiti sfruttando la dipendenza delle 4 grandezze considerate dall'angolo ψ ed il loro diverso comportamento nei casi di sciami iniziati da fotoni e da particelle di fondo. In particolare si è riusciti ad ottenere un incremento della sensibilità integrale in tutto l'intervallo di molteplicità (fino ad un massimo del 40%) tramite il taglio globale. Tra le quattro grandezze considerate i risultati migliori li ha dati $M_{L,N}$ e dato che la funzione di likelihood utilizzata è stata ricavata dalle simulazioni Monte Carlo per sciami iniziati da fotoni con energia $\sim$ 1 TeV è lecito supporre che variando tale energia sia possibile ottenere risultati analoghi anche in altri intervalli di molteplicità. Si è osservato che i tagli introdotti modificano solo leggermente la distribuzione in molteplicità dell'energia mediana dei primari e la distribuzione in energia mediana dell'angolo ψ. Inoltre, sempre come conseguenza dell'applicazione dei tagli si è ottenuto un incremento della sensibilità in funzione dell'energia mediana dei primari fino a $\sim$ 10 TeV (il cui ordine di grandezza corrisponde all'estremo superiore delle energie osservabili da ARGO-YBJ). Si può obiettare che i dati provengono da una simulazione, quindi le distribuzioni del χ^2_{cn} e delle altre grandezze considerate ottenute dai dati reali possono essere diverse da quelle ottenute dalle simulazioni. A questo punto non si dovrà fare altro che correggere il codice utilizzato per il Monte Carlo e ripetere l'analisi fatta con le nuove distribuzioni ottenute.

Per gli sviluppi successivi del lavoro si può pensare di ripetere l'analisi fatta per il χ^2_{pl} (che funziona meglio del χ^2_{cn} per le basse molteplicità) e per i momenti di ordine primo e secondo della distribuzione dei residui (per residuo si intende lo scarto che una particella dello sciame secondario ha rispetto il fronte ricostruito dello sciame stesso). L'intera analisi, poi, può essere ottimizzata utilizzando delle reti neurali.

Bibliografia

[1] A.M.Hillas, *Cosmic rays*, Pergamon press (1972);

[2] E. Fermi, Phys. Rev. 75 (1949) 1169;

[3] R. J. Protheroe *Ultra High Energy Cosmic Rays*, arXiv:astro-ph/0311466;

[4] K. Greisen, Ann. Rev. Nucl. Sci. 10 (1960) 63;

[5] K. Kamata, J. Niscimura, Prog. Theor. Phys., Suppl. 6, 93-100 (1958);

[6] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and particle physics*, University Press (1994);

[7] G. B. Rybicki, A. P. Lightman, *Radiative Processes in Astrophysics*, John Wiley & Sons (1979);

[8] M. S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambrige University Press (1994);

[9] A. Unsöld, B. Baschek, *The New Cosmos*, Springer-Verlag (1991);

[10] D. Thompson et al., *The Astrophysical Journal Suppl.* **86** (1993) 629;

[11] M. Aglietta et al., NIM A336 (1993) 310;

[12] D. E.Alexandreas et al., NIM A311 (1992) 350;

[13] Milagro Collaboration, *Status of the Milagro Gamma Ray Observatory*, XXVII ICRC Hamburg (2001);

[14] M. Abbrescia et al., *Astroparticle Physics with ARGO*, Proposal (1996); C. Bacci et al., *The Argo-YBJ Project*, Addendum to the Proposal (1998);

[15] P. T. Raynolds et al., *The Astrophysical Journal* 404 (1993) 218;

[16] S. Oser et al., *The Astrophysical Journal* 547 (2001) 949-958;

[17] M. De Nauronis et al., *The Astrophysical Journal* 566 (2002) 343-357;

[18] C. Bleve et al., Internal Note **ARGO-YBJ/2003-02** (2003);

[19] D. Martello at al., *Algoritm for the Determination of the Primary Particle Direction with ARGO-YBJ Detector* 28th International Cosmic Ray Conference;

[20] G. Di Sciascio, Elvira Rossi, *Study of the angular resolution of the ARGO-YBJ detector*; Incontro Nazionale di Astrofisica delle Alte Energie Roma 2003;

[21] The ARGO-YBJ Collaboration, *Result from the ARGO-YBJ Test Experiment*, nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 85 (2000) 338;

[22] D. Martello et al., *Recostruction of the EAS core position with the ARGO-YBJ detector* Procedings of ICRC 2001;

[23] G. Di Sciascio, Internal Note **ARGO-YBJ/2002-02** (2002);

[24] D. Martello et al., *Identification of Shower with Cores Outside the ARGO-YBJ Detector* 28th International Cosmic Ray Conference;

[25] D. E. Alexandreas, NIM A328 (1993) 570;

[26] C. Bleve, Tesi di dottorato, Università di Lecce, Agosto 2003.

Ringraziamenti

Desidero prima di tutto ringraziare il Dott. Daniele Martello che, con la sua infinita pazienza e disponibilità, mi ha permesso di realizzare il presente lavoro. Assieme a lui voglio ringraziare tutti i membri del gruppo 2 della sezione INFN di Lecce per il modo con cui mi hanno accolto e per il sostegno che mi hanno offerto.

Ringrazio i miei genitori per il loro affetto.

Ringrazio tutti i miei amici ed in particolare Edoardo, Maria, Andrea, Manuela, Silvio, Silvia, Tina, Francesco, Gabriele, Marco e Paola per la loro costante vicinanza.

Infine voglio ringraziare gli amici dell'ex "sala laureandi": Claudio, Gianfranco, Michele, Karen ed Antonio per aver continuato ad ospitarmi (sopportarmi) anche quando la sala è diventata ufficialmente studio per dottorandi permettendomi di lavorare con continuità. Un grazie in particolare va a Claudio e Gianfranco per il loro insostituibile aiuto con il LaTeX.