

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI LECCE
FACOLTÀ DI SCIENZE MM.FF.NN

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA

**Studio dei meccanismi di
accelerazione dei raggi cosmici di alta
energia**

Relatore

Dott. Ivan DE MITRI

Laureanda

Mariangela SETTIMO

Anno Accademico 2003-2004

Indice

INTRODUZIONE	ii
1 RAGGI COSMICI	1
1.1 Composizione chimica	1
1.2 Spettro Energetico	7
1.3 Confinamento magnetico	11
1.4 Origine dei raggi cosmici	13
1.5 L'effetto Greisen - Zatsepin - Kuzmin (GZK)	16
1.6 Astronomia con γ e ν di alte energie	19
2 MECCANISMI DI ACCELERAZIONE	22
2.1 Accelerazione di Fermi	23
2.2 Meccanismo di Fermi I o del secondo ordine	26
2.3 Meccanismo di Fermi II o del primo ordine	28
2.4 Energia massima per una particella accelerata dall'onda prodotta nell'esplosione di una supernova	33
2.5 Accelerazione ad energie superiori a 100 TeV	35
3 SIMULAZIONI E RISULTATI	40
3.1 Simulazione dei processi di accelerazione stocastica	40
3.2 Modulazione dello spettro per effetto dei processi che limitano l'energia massima raggiungibile	44
3.3 Analisi dell'effetto GZK	48
CONCLUSIONI	56
Bibliografia	59

INTRODUZIONE

L'atmosfera terrestre è continuamente raggiunta da un numero estremamente elevato di particelle altamente energetiche che sono oggetto di studi e ricerche da oltre 90 anni.

Tale interesse è giustificato, non solo dalla possibilità di ottenere informazioni sull'universo che ci circonda, ma anche dalla disponibilità di particelle con energie estremamente elevate, di molti ordini di grandezza superiori a quelle oggi raggiungibili dai più potenti acceleratori a nostra disposizione, in particolare LHC e Tevatron.

La scoperta della radiazione cosmica risale ai primi anni del secolo scorso, quando il fisico austriaco V. Hess [1], eseguendo esperimenti sulla radioattività, registrò la presenza di una radiazione ionizzante nel suo apparato di misura, anche in assenza di sorgenti radioattive. Ciò fu inizialmente spiegato con la presenza di una radioattività interna della Terra. Tuttavia, nel corso di esperimenti con palloni ad alta quota, Hess trovò, contro ogni aspettativa, che l'intensità della radiazione, sopra i 1500 m, aumentava con l'altitudine e raggiungeva valori ben più elevati di quelli registrati a livello del mare. Questi risultati potevano essere spiegati solo ammettendo che la sorgente della radiazione fosse extraterrestre. Da ciò la denominazione "*raggi cosmici*", coniata da Millikan qualche anno più tardi.

In seguito, l'osservazione di sciame di particelle prodotti nelle camere a nebbia, suggerì che i raggi osservati a terra non potevano essere quelli primari, ma erano il risultato di interazioni e decadimenti successivi. Studiando gli sciame generati dai raggi cosmici primari nell'atmosfera, Pierre Auger, fu in grado di misurare l'energia delle particelle "*cosmiche*" e di individuarne una

componente altamente energetica, nella regione di $\sim 10^{15}$ eV. Fino agli anni 50, i raggi cosmici sono rimasti la sola sorgente di particelle di alta energia, permettendo l'osservazione sperimentale di nuove particelle. Dal 1955, la costruzione di grandi acceleratori e la conseguente possibilità di condurre esperimenti in condizioni controllate, ha dato notevole impulso allo sviluppo della fisica delle particelle.

Negli ultimi anni, le enormi difficoltà costruttive, gli elevati costi, e l'impossibilità di raggiungere valori elevati dell'energia, hanno contribuito a rinnovare l'interesse per lo studio dei raggi cosmici di alta energia.

I raggi cosmici primari sono per lo più costituiti da protoni, particelle α , nuclei più pesanti e da una piccola percentuale di elettroni, fotoni e neutrini.

Durante il percorso dalla sorgente alla Terra, l'energia e la direzione dei raggi cosmici rispetto alla traiettoria originale possono variare per effetto soprattutto dei campi magnetici galattici. Inoltre sono possibili perdite di energia in seguito all'interazione con il mezzo attraversato.

La radiazione cosmica che giunge sugli strati più esterni dell'atmosfera dà origine a sciame di particelle. Infatti, i raggi cosmici, interagendo con le particelle che costituiscono l'atmosfera terrestre, possono produrre una serie di particelle secondarie. Queste ultime possono subire un processo analogo determinando così la produzione di una cascata di particelle che prende il nome di *sciame*.

Lo studio dei raggi cosmici, è rivolto alla determinazione dei siti di produzione e dei meccanismi di accelerazione, aspetti non ancora del tutto chiariti, nonché allo studio delle interazioni fondamentali ad energie elevatissime, altrimenti irraggiungibili con sorgenti artificiali.

L'origine dei raggi cosmici con energia sino a circa 10^{14} eV è riconducibile a sorgenti locali, in genere ad esplosioni di supernove nella nostra Galassia. Ad energie estremamente elevate, invece, i siti di produzione, non ancora ben noti, devono essere extra galattici ed essi sono classificati in base alle loro dimensioni e al valore del campo magnetico presente.

Un ruolo chiave nello studio dei possibili siti di produzione dei raggi cosmici, è rivestito dall'*astronomia* γ , che si basa sulla proprietà dei fotoni di non essere deviati dai campi magnetici incontrati durante la propagazione dalla sorgente fino al rivelatore, e sulle sezioni d'urto molto basse che limitano le interazioni dei fotoni con le altre particelle. Considerazioni analoghe sono valide anche per la ν *astronomia*. In questo caso, però, non è stato ancora possibile evidenziare le sorgenti di neutrini di alta energia per via del valore molto basso delle sezioni d'urto dei neutrini.

Obiettivo principale del presente studio, è la discussione sui meccanismi di accelerazione della radiazione cosmica, con particolare attenzione al modello formulato da Fermi [2] nel 1949. La prima versione del modello di Fermi prevedeva che l'accelerazione fosse dovuta a deflessioni delle particelle da disuniformità del campo magnetico. Successivamente venne presentato un nuovo modello, elaborato a partire da quello di Fermi ed oggi noto come *meccanismo di Fermi II*.

Nonostante siano stati formulati diversi altri modelli di accelerazione, quello di Fermi, almeno nelle idee base, continua ad essere di riferimento per tutti gli altri, in quanto riesce a dare una spiegazione soddisfacente di varie osservazioni sperimentali.

Nel primo capitolo saranno analizzate le principali caratteristiche dei raggi cosmici sottolineando le questioni ancora aperte. Si studierà quindi la composizione chimica degli elementi, riconducendola ai meccanismi di produzione e alla propagazione della radiazione cosmica nel mezzo interstellare. Verranno discusse le caratteristiche dello spettro energetico, che costituisce uno degli elementi fondamentali nello studio dei raggi cosmici. Infine saranno brevemente presentate le problematiche riguardanti l'origine dei raggi cosmici e la riduzione di flusso ad energie molto alte (cut-off GZK) determinata dall'interazione dei raggi cosmici con i fotoni della radiazione cosmica di fondo.

Il capitolo 2 sarà invece dedicato allo studio dei meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici di alta energia. Saranno presentati i due modelli di Fermi I e Fermi II, dai quali si determinerà uno spettro energetico a potenza simile a quello osservato sperimentalmente. Sarà dunque discussa l'accelerazione all'interno delle onde prodotte nell'esplosione di una supernova. In questo contesto si farà vedere come la durata finita della vita dell'acceleratore possa determinare un limite superiore per l'energia delle particelle. Verranno infine presentati alcuni possibili siti di accelerazione di raggi cosmici con energie superiori a 10^{14} eV e in particolare sarà determinata l'energia massima raggiungibile nell'accelerazione in prossimità del campo magnetico di una pulsar.

Nel terzo capitolo, verranno presentati e discussi i risultati di una simulazione basata sul meccanismo di Fermi. Utilizzando questa simulazione si otterrà uno spettro a potenza simile a quello osservato sperimentalmente e in perfetto accordo con lo spettro previsto dal meccanismo di Fermi II.

Tale simulazione sarà applicata al caso dell'accelerazione nell'onda d'urto di una supernova mostrando gli effetti che la durata limitata dell'espansione

dell'onda determina sullo spettro energetico. Verranno esaminati a questo punto i flussi misurati da due esperimenti, AGASA e HiRes, che mostrano situazioni discordanti nella regione dello spettro ad energie di circa 10^{19} eV. Questi risultati saranno poi confrontati con quelli ottenuti simulando un numero di eventi pari a quelli registrati da AGASA e HiRes, nello stesso intervallo di energetico. Verranno infine eseguite due simulazioni per un numero di eventi pari a quello che sarà registrato dall'esperimento AUGER (attualmente in costruzione) e che sarà operativo nella regione con energie superiori a 10^{19} eV. In questo modo si mostrerà come una statistica migliore sia determinante nello studio dell'effetto GZK.

Capitolo 1

RAGGI COSMICI

1.1 Composizione chimica

I raggi cosmici sono per la maggior parte ($\sim 90\%$) costituiti da protoni, il 9% da particelle e nuclei pesanti e una piccola frazione da elettroni ($e/p \sim 1\%$) e fotoni ($\gamma/p \sim 0.1\%$).

La loro composizione varia durante il percorso dalla sorgente alla Terra e causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM). Alcuni elementi come il ferro, il carbonio sono detti *primari* perchè provengono direttamente dalla sorgente; altri, invece, come boro, potassio, titanio e vanadio, sono ottenuti in processi di spallazione degli elementi pesanti nel mezzo interstellare, e sono perciò chiamati *secondari*.

Ad esempio, da processi di spallazione del carbonio, possono essere liberati nuclei più leggeri, come il boro.

Al Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), a Brookhaven, sono fatti collidere ioni pesanti allo scopo di mostrare se i processi di spallazione possano condurre alla formazione di un nuovo stato della materia, il plasma di quark e gluoni. Processi simili a quelli studiati a RHIC coinvolgono i raggi cosmici e avvengono continuamente e con energie molto più elevate, nell'atmosfera e nella Galassia.

Gli elementi primari e secondari hanno uno spettro significativamente diverso, come è possibile vedere in figura 1.2, in cui sono rappresentati gli spettri energetici differenziali per diversi nuclei, normalizzati a quello del

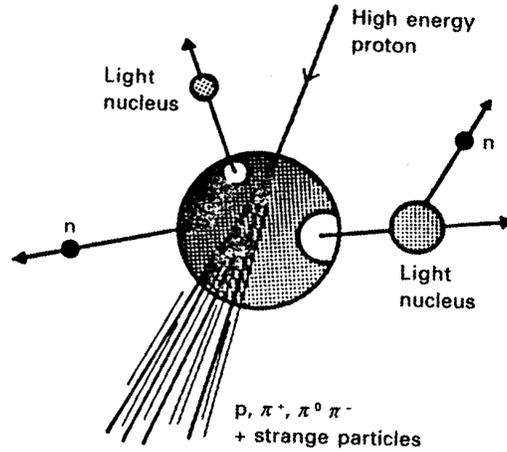


Figura 1.1: *Diagramma che mostra i principali prodotti della collisione di un protone di alta energia con un nucleo.*

ferro. Gli elementi secondari (Ti e B), infatti, presentano spettri energetici molto diversi da quelli del Fe e del C, che sono, invece, molto simili.

Inoltre, le differenze riscontrate tra questi spettri, possono essere attribuite alla diversa lunghezza del cammino medio per il processo di spallazione. Il flusso di nuclei in moto nel mezzo interstellare, è descritto da un'equazione di diffusione

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = D\nabla^2 N_i + \frac{\partial}{\partial E}(b(E)N_i) + Q_i - \frac{N_i}{\tau_i} + \sum_{j \neq i} \frac{P_{ji}}{\tau_j} N_j$$

dove N_i è la densità di nuclei della specie i -esima ed è una funzione dell'energia, $D\nabla^2 N_i$ è il termine di diffusione, $\frac{\partial}{\partial E}(b(E)N_i)$ tiene conto dell'effetto delle perdite e dei guadagni di energia sullo spettro e Q_i è il rate di iniezione delle particelle della specie i , per unità di volume. Infine gli ultimi due termini tengono conto del processo di spallazione: τ_i e τ_j sono le vite medie per spallazione delle particelle delle specie i e j ; P_{ij} è la probabilità che in un urto inelastico, per $j \neq i$, la particella i sia prodotta dalla distruzione della specie j .

Poichè per alcune specie i si hanno abbondanze molto basse, si può supporre che non ci sia iniezione di queste particelle, cioè sia $Q_i = 0$. Inoltre

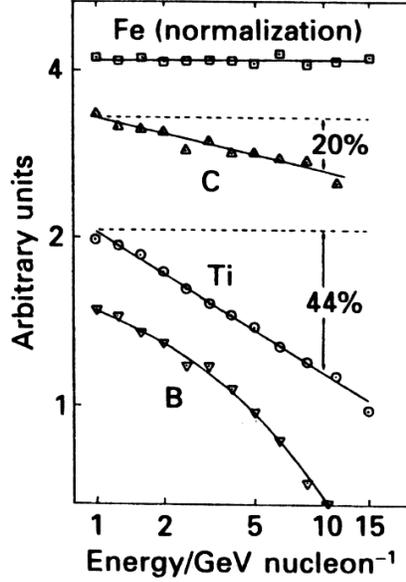


Figura 1.2: Spettro del carbonio, del titanio e del boro relativi al Ferro. A differenza del Ti e del B, il C ha uno spettro molto simile a quello misurato per il Fe.

lo spessore medio di mezzo interstellare attraversato in un tempo t è

$$\xi = \rho x = \rho v t$$

dove v è la velocità della particella e ρ la densità del gas. Si può perciò scrivere, trascurando le perdite di energia e il termine di diffusione

$$\frac{dN_i(\xi)}{d\xi} = -\frac{N_i(\xi)}{\xi_i} + \sum_{j \neq i} \frac{P_{ij}}{\xi_j} N_j(\xi)$$

dove ξ_i e ξ_j sono i liberi cammini medi per collisioni inelastiche, espressi in $kg\ m^{-2}$. Si assume che tutte le particelle attraversino lo stesso strato di mezzo interstellare, da 0 a ξ , ma gli elementi leggeri (Li, Be, B) sono inizialmente assenti, per $\xi = 0$, perchè sono prodotti a partire da altri nuclei più pesanti (come C,N,O) spesso noti come elementi *medi*.

Si può determinare il rapporto tra la densità degli elementi leggeri (indicati con L) e quella degli elementi più pesanti, indicati con M, dalla relazione seguente

$$\frac{N_L(\xi)}{N_M(\xi)} = \frac{P_{ML}\xi_L}{\xi_L - \xi_M} \left[\exp\left(\frac{\xi}{\xi_M} - \frac{\xi}{\xi_L}\right) - 1 \right]$$

ottenuta risolvendo le equazioni differenziali

$$\begin{aligned} \frac{dN_M(\xi)}{d\xi} &= -\frac{N_M(\xi)}{\xi_M} \\ \frac{dN_L(\xi)}{d\xi} &= -\frac{N_L(\xi)}{\xi_L} + \frac{P_{ML}}{\xi_M} N_M(\xi) \end{aligned}$$

Dai dati sperimentali si ottiene che, nei raggi cosmici,

$$\frac{N_L(\xi)}{N_M(\xi)} \simeq 0.25$$

cui corrisponde lo spessore $\xi \simeq 50 \text{ kg m}^{-2} = 5 \text{ g cm}^{-2}$ che deve essere attraversato dagli elementi medi per poter produrre l'abbondanza di elementi leggeri tipica dei raggi cosmici. Dopo aver percorso un cammino ξ , la densità numerica di nuclei leggeri è minore di quella dei nuclei più pesanti.

Noto lo spessore ξ è possibile determinare il tempo τ di confinamento dei raggi cosmici nella galassia

$$\xi \simeq \rho c \tau \simeq 5 \text{ g cm}^{-2}$$

da cui

$$\tau \simeq \frac{\xi}{\rho c} \sim 3 \cdot 10^6 \text{ anni} \quad (1.1)$$

dove $\rho \simeq 1.6 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ è la densità del gas e $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$.

La figura 1.3 mostra le abbondanze chimiche dei raggi cosmici, confrontate con quelle del sistema solare e del mezzo interstellare locale, che sono misurate sperimentalmente con l'analisi spettroscopica della fotosfera solare, delle meteoriti e di campioni di mezzo interstellare. L'evoluzione chimica della Galassia, infatti, assicura che la stessa composizione chimica interessa tutto il mezzo interstellare; tutte le stelle hanno una composizione chimica molto simile e poichè il Sole ha una vita di $4.6 \cdot 10^9$ anni, circa metà di quella della Galassia, esso si sarà formato da materiale interstellare arricchito dai prodotti del processo di formazione di altre stelle. Ne è una conferma il fatto che stelle più vecchie del Sole, siano meno ricche di elementi pesanti. Lo studio

sull'evoluzione delle abbondanze chimiche, mostra inoltre che la composizione del Sole è molto prossima a quella presente nel mezzo interstellare locale.

In figura 1.3 sono rappresentate, con i cerchi vuoti, le abbondanze dei raggi cosmici, relative al silicio, confrontate con quelle del sistema solare (cerchi pieni). Sono presenti analogie e differenze con la composizione del sistema solare e del mezzo interstellare locale

1. i picchi in corrispondenza del C, N, O e Fe, sono presenti sia per i raggi cosmici che per il Sistema Solare;
2. l'effetto pari-dispari nelle stabilità relative dei nuclei, in base al numero atomico, si presenta per i raggi cosmici a gradi più bassi rispetto a quanto avviene per il sistema solare e il mezzo interstellare vicino;
3. è evidente una sovrabbondanza delle componenti leggere nei raggi cosmici e di elementi con numeri atomico e di massa appena più piccoli di quelli del Fe;
4. He e H nei raggi cosmici sono presenti in quantità molto minori di quelle del sistema solare.

Complessivamente le distribuzioni delle abbondanze nei raggi cosmici e nel Sistema Solare, sono simili. L'abbondanza di elementi leggeri e di elementi con numero atomico di poco inferiore al ferro, è anch'essa il risultato dei processi di spallazione nel mezzo interstellare.

Lo sviluppo di rivelatori sensibili alla massa oltre che alla carica dei raggi cosmici, rende possibile la determinazione delle abbondanze isotopiche per un certo numero di specie, in particolare per H e He. Solo 1H e 4He si trovano in quantità rilevante. La maggior parte dell'He nell'universo è stato sintetizzato nel Big Bang attraverso la catena p-p, in cui, a partire da 4 protoni, vengono prodotti una particella α , elettroni e neutrini elettronici, secondo la reazione complessiva



Gli isotopi rari come 2H ed 3He , sintetizzati anch'essi nelle catene pp nel Big Bang, sono isotopi molto fragili che perciò nelle stelle sono più facilmente distrutti invece che prodotti mentre essi sono presenti in quantità maggiori nei raggi cosmici, rispetto al mezzo interstellare.

Un altro aspetto interessante delle abbondanze isotopiche riguarda la produzione di specie radioattive note, che possono essere usate come una

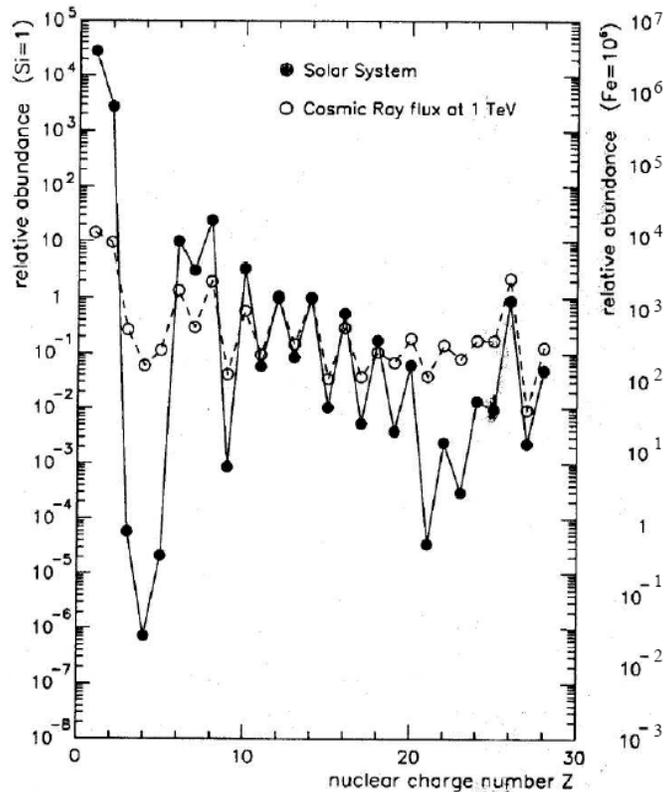


Figura 1.3: *Composizione chimica dei raggi cosmici relativa al Silicio e al Ferro, per energie di 10^{12} eV, confrontata con quella del Sistema Solare, in funzione del numero atomico Z*

sorta di "orologio dei raggi cosmici", fornendo informazioni sul tempo impiegato dai raggi cosmici per raggiungere la Terra. Ad esempio il ^{10}Be ha una vita media di $\tau_r \simeq 1.5 \cdot 10^6$ anni ed è perciò un utile discriminante per la determinazione del tempo di vita dei prodotti di spallazione in prossimità della Terra. Infatti, nel caso di particelle relativistiche, con fattore di Lorentz γ , la vita media misurata è pari a $\gamma\tau_r$. Il ^{10}Be è il prodotto di un processo di spallazione del carbonio e dell'ossigeno, e, dopo un tempo pari a τ_r , esso decade β in ^{10}B , per cui dal rapporto tra le abbondanze dei due isotopi ^{10}Be e ^{10}B , si può risalire al tempo mediamente trascorso dall'accelerazione dei raggi cosmici, alla loro rivelazione sulla Terra. Inoltre, l'analisi delle abbondanze

isotopiche, può fornire informazioni sui siti di produzione della radiazione cosmica.

Infine la composizione della radiazione non è costante, ma dipende dall'energia e, data la scarsità degli eventi rivelati ad energie molto alte, essa è ben nota solo fino a $\sim 10^{13}$ eV. Anche in questo caso, la dipendenza della composizione chimica dei raggi cosmici può essere ricondotta alla variazione del libero cammino medio delle particelle con l'energia. Si ottiene in tal modo una riduzione delle abbondanze di elementi secondari rispetto a quelli primari ad alte energie [3].

1.2 Spettro Energetico

Nello studio della radiazione cosmica, l'analisi dello spettro energetico, assume un ruolo particolarmente importante. Esso si estende per diversi ordini di grandezza, da qualche centinaio di MeV, fino a 10^{20} eV ed ha un andamento a legge di potenza, come risulta in figura 1.4, che dipende dalla carica Ze.

Ad energie inferiori a 1 GeV nucleone⁻¹, lo spettro energetico presenta un'attenuazione rispetto all'andamento che si ha ad energie molto alte e ciò è legato alla modulazione solare del flusso. Infatti il taglio in energia dipende dai cicli e dalle fasi solari, in modo che il flusso di raggi cosmici sia massimo nei periodi di attività molto ridotta del Sole. Le particelle della radiazione cosmica, infatti, devono propagarsi attraverso il mezzo interstellare prima di raggiungere la Terra e il loro moto può essere influenzato dal vento solare, che determina perciò una modulazione del flusso rivelato a Terra nei raggi cosmici di bassa energia.

E.N.Parker [4], nel 1958, partendo dalle equazioni dell'idrodinamica e applicandole ad un plasma caldo nel campo gravitazionale solare, dimostrò che doveva esistere un getto di materiali dal Sole, noto come *vento solare*. L'anno successivo fu effettivamente misurato un flusso ($\sim 1.5 \cdot 10^{12} m^{-2} s^{-1}$) di particelle provenienti dal sole.

Una misura del livello dell'attività solare è rappresentata dal numero di macchie solari osservate sulla superficie del Sole. Questa attività ha un periodo di circa 11 anni, durante il quale, il numero di macchie solari aumenta, raggiunge un massimo e poi torna a diminuire. Durante i periodi

di massima attività solare si riscontra una forte riduzione del flusso di raggi cosmici e questo fenomeno è noto appunto come *modulazione solare*.

Per $E > 10^9$ eV, lo spettro ha un andamento a legge di potenza

$$dN(E) = kE^{-\gamma}dE \quad (1.2)$$

e può essere diviso in tre intervalli: nella regione da 10^9 eV a 10^{15} eV, l'indice spettrale è $\gamma \simeq 2.7$. L'origine dei raggi cosmici con queste energie

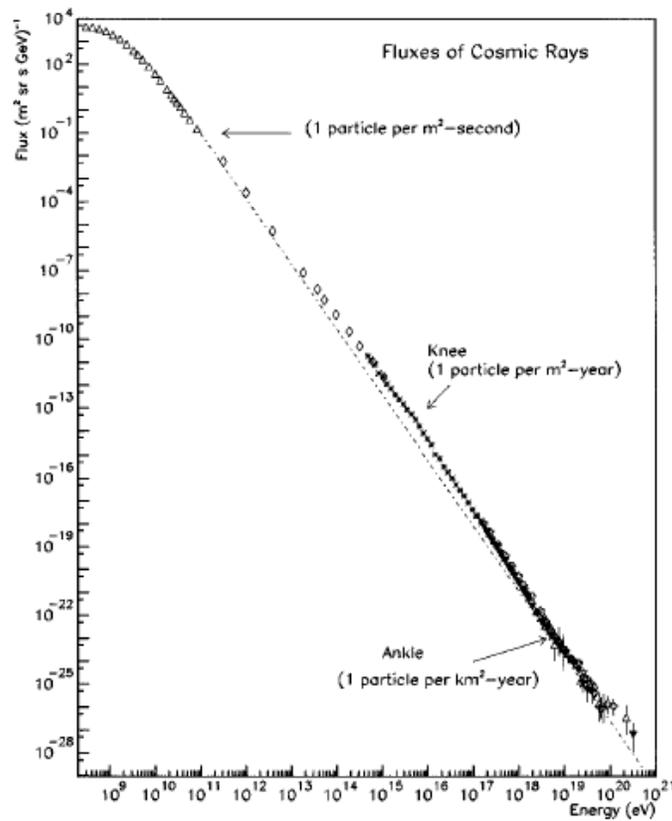


Figura 1.4: Spettro energetico differenziale di raggi cosmici. Esso si estende per diversi ordini di grandezza di energia; sono evidenti l'effetto della modulazione solare sul flusso di raggi cosmici, per basse energie, e la variazione di γ in corrispondenza del ginocchio e della caviglia

è generalmente collegata a siti di produzione locali, come le supernove nella nostra Galassia.

Nell'intervallo energetico da 10^{15} eV a 10^{19} eV, l'andamento del flusso di particelle è ancora una legge di potenza ma con $\gamma \simeq 3.1$ e particelle con energie così alte possono essere prodotte solo in Nuclei Galattici Attivi (AGN) e/o Radio Galassie, esterni alla nostra Galassia.

Tra il primo ed il secondo intervallo, in corrispondenza del cambio di pendenza dello spettro, c'è una regione di connessione detta *ginocchio*, con $\gamma \simeq 3.0$ ed energia $E \simeq 10^{15}$ eV. Una delle ipotesi formulate per giustificare la sua presenza, lo riconduce al fatto che gli elementi più leggeri (con Z minore) dei raggi cosmici, per energie sufficientemente alte, non sono trattenuti dal campo magnetico galattico, secondo il modello del confinamento che sarà discusso brevemente nel paragrafo successivo.

Nell'ultima parte dello spettro, per $E \sim 10^{19}$ eV, compare una regione chiamata *caviglia*, in corrispondenza della quale il flusso si riduce ulteriormente, fino a 1 particella per km^2 all'anno, e l'indice spettrale assume il valore $\gamma \sim 2.7$. In realtà, lo scarso numero di dati a disposizione rende difficile la corretta determinazione dell'indice spettrale in questa regione.

Elementi con diverso numero atomico Z , hanno spettri energetici differenziali simili, ma con alcune differenze importanti, come risulta in figura 1.5, che mostra lo spettro per idrogeno, elio, carbonio e ferro sino a circa $E \sim 10^{12}$ eV.

Lo spettro dei nuclei di carbonio e ferro, è più ripido di quello di elio e idrogeno e, benchè essi siano molto simili, ci sono delle differenze per le quali valgono considerazioni analoghe a quelle viste nel paragrafo precedente.

Inoltre per l'elio, ad energie minori di $\sim 60 \text{ MeV nucleone}^{-1}$, l'effetto della modulazione solare scompare e c'è un nuovo aumento di flusso che può essere ricollegato alla componente anomala di He. Questo effetto è stato individuato per la prima volta nel 1972, durante un periodo di massima attività solare. Anche in questo caso dunque c'è una forte correlazione con l'attività del Sole e sembrerebbe che queste particelle siano accelerate negli strati più esterni dell'eliosfera.

Per energie al di sotto di $\simeq 10^{14}$ eV, il flusso dei raggi cosmici primari è molto elevato e quindi possono essere effettuate misure dirette su palloni e satelliti. Ad energie maggiori, il flusso delle particelle si riduce notevolmente (circa 10 particelle $m^2 s$), rendendo impossibili le misure dirette a causa delle dimensioni limitate degli apparati sperimentali. In genere, in corrispondenza di tali energie, lo sciame di particelle prodotte

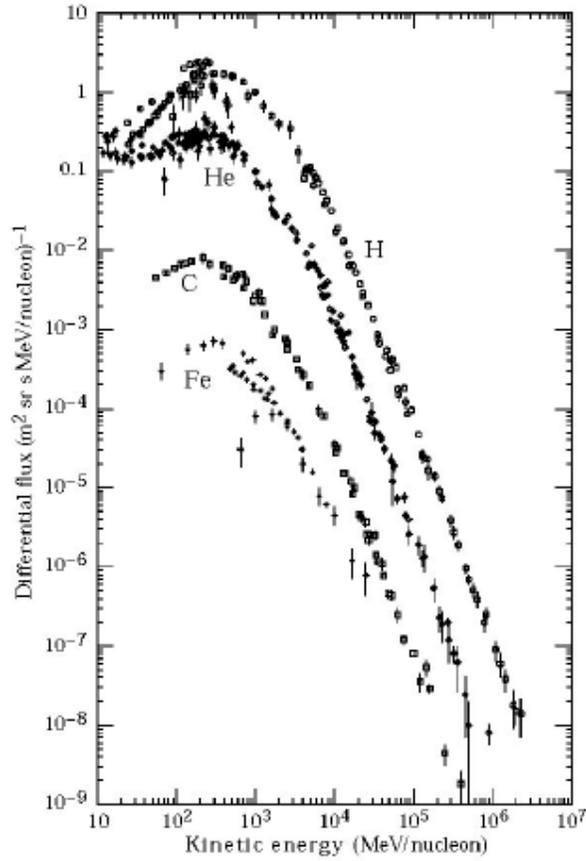


Figura 1.5: *Spettro energetico dei raggi cosmici per diversi valori della carica Z_e*

nell'interazione della radiazione primaria con l'atmosfera, è sufficientemente ricco da consentire rivelatori posti sulla superficie terrestre (rivelatori *ground based*).

1.3 Confinamento magnetico

Come visto nel paragrafo 1.1, i raggi cosmici attraversano mediamente uno spessore di materia di circa $\xi = 5 \text{ g cm}^{-2}$, mentre sono diffusi in tutto il volume della galassia. Questa lunghezza ξ può essere convertita in un tempo di fuga τ dei raggi cosmici, secondo la relazione

$$\xi = \rho c \tau \quad (1.3)$$

dove ρ è la densità della materia che essi attraversano. Un valore tipico di tale grandezza per il gas interstellare è $N = 10^6$ particelle m^{-3} , da cui, supponendo che il gas interstellare sia costituito per la maggior parte da protoni, si ricava una densità media di $\sim 1.6 \cdot 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$. Per particelle che si propagano nel mezzo interstellare con la velocità della luce, si ottiene $\tau \simeq 3 \cdot 10^6$ anni (vedi equazione 1.1).

Le particelle si propagano liberamente all'interno del volume della nostra Galassia, che ha raggio di circa 10 kpc.

Se la velocità delle particelle è prossima a quella della luce, il tempo necessario a percorrere ~ 20 kpc è $\tau_d \sim 6 \cdot 10^3$ anni che è un tempo molto minore di quello stimato per il confinamento nel campo magnetico galattico. Questo implica la necessità di ipotizzare che i raggi cosmici siano soggetti a processi di diffusione ad opera del campo magnetico galattico ($B \sim 3\mu\text{G}$) che li confinano all'interno della galassia per $\sim 3 \cdot 10^6$ anni (vedi equazione 1.1). Per questo motivo si parla di *volume di confinamento*, indicando con ciò la regione entro cui i raggi cosmici sono confinati ad opera del campo magnetico galattico.

Il confinamento dei raggi cosmici viene descritto generalmente con un modello schematico noto come *leaky box model*. In esso le particelle di alta energia diffondono liberamente all'interno di un volume e sono "riflesse" sulla superficie di confine che lo delimita dallo spazio intergalattico (figura 1.6). Ad ogni "riflessione" con tale regione la particella avrà una certa probabilità di fuga e, dopo un tempo caratteristico τ_e , la particella uscirà dalla regione di confinamento.

Il volume di confinamento dei raggi cosmici, nella nostra Galassia, è limitato al disco galattico che può essere schematizzato come un cilindro piatto di raggio compreso tra 10-15 kpc e spessore pari a $\sim 300 - 500 \text{ pc}$ (vedi figura 1.7).

A volte viene considerato come volume di confinamento una regione più

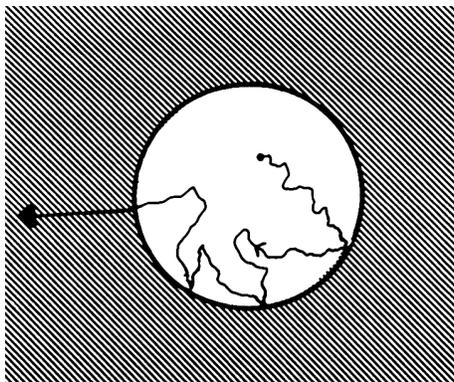


Figura 1.6: *Leaky box model per confinamento magnetico di una particella*

estesa, detta *alone galattico*, che contiene sia il disco che il centro galattico. Quest'ultima regione è localizzata attorno al nucleo della Galassia e in cui sono concentrate le stelle più vecchie e gli ammassi globulari. La galassia, vista di taglio, ha la forma di un disco con un rigonfiamento centrale, detto nucleo della galassia, da cui si dipartono i bracci che in genere sono più ricchi di stelle giovani. La Galassia ha una massa di $\sim 10^{11}$ masse solari (M_{\odot}) e ruota attorno ad un asse normale al piano galattico con una velocità che dipende dalla distanza dal centro della Galassia.

Una particella con carica Ze e impulso p in moto nel campo magnetico galattico ($B \simeq 3\mu$ G), avrà un raggio di curvatura

$$\rho = \frac{pc}{ZeB} \quad (1.4)$$

Data la presenza di questo campo magnetico, solo particelle neutre, come ν e γ , non saranno deviate e ciò è alla base della γ e ν astronomia. Ovviamente il confinamento magnetico dei raggi cosmici è efficiente solo per valori di energia tali che $\rho \leq R$, dove R è il raggio della galassia.

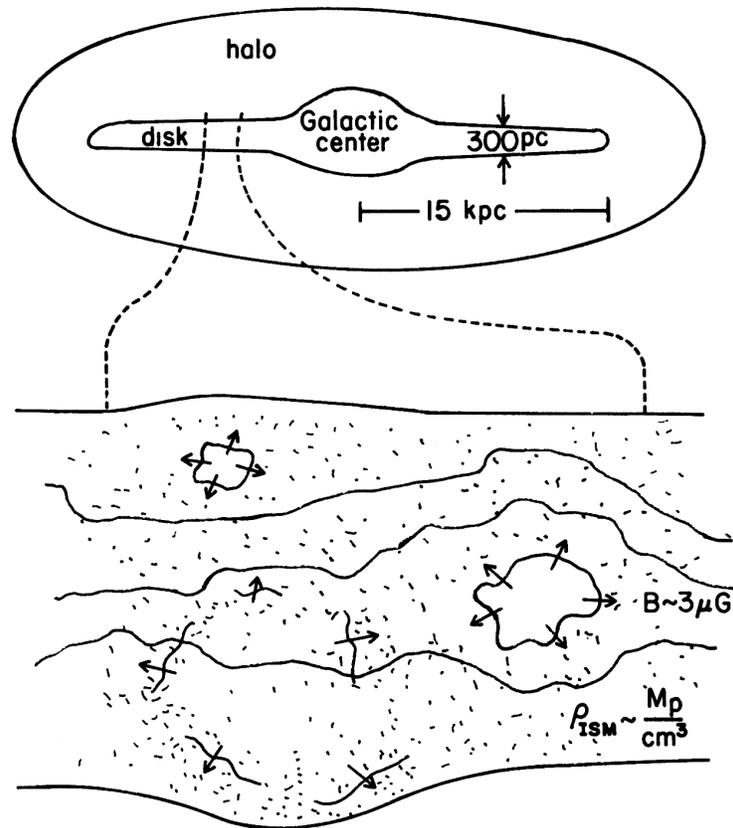


Figura 1.7: Schematizzazione della struttura della Galassia. La regione ingrandita in basso, mostra i possibili siti di accelerazione dei raggi cosmici, ad esempio resti dell'esplosione di supernove in espansione nel mezzo interstellare

1.4 Origine dei raggi cosmici

L'indagine sui raggi cosmici si è concentrata, negli ultimi anni, sull'individuazione dei possibili siti di produzione, in particolare in corrispondenza delle energie più elevate. Da alcune evidenze sperimentali, è possibile stabilire quali possono essere le sorgenti di raggi cosmici.

Una delle prime ipotesi sull'origine dei raggi cosmici fu fatta da Ginzburg e Syrovatskii [5], che suggerirono che l'accelerazione dei raggi cosmici potesse avvenire nelle supernove e calcolarono la potenza disponibile per tale processo. Ad esempio, si può considerare il caso di una supernova da cui viene emessa una massa $M = 10M_{\odot}$ ($1 M_{\odot} \sim 2 \cdot 10^{31} kg$), con velocità $u = 5 \cdot 10^6 m/s$. Tenendo conto che il tempo che in media intercorre tra una esplosione di supernova e la successiva nella galassia è di circa 30 anni, la potenza disponibile per i raggi cosmici è

$$L_{SN} \sim 2.5 \cdot 10^{42} \text{ erg s}^{-1}.$$

La densità energetica locale dei raggi cosmici è $\rho_E \sim 1 \text{ eV/cm}^3$ e, si hanno evidenze sperimentali del fatto che questo valore sia anche la densità di energia della radiazione cosmica nel disco della Galassia. La potenza richiesta per poter produrre i raggi cosmici galattici deve essere

$$L_{CR} = \frac{V_D \rho_E}{\tau} \sim 7 \cdot 10^{40} \text{ erg s}^{-1} \quad (1.5)$$

dove τ è il tempo di confinamento nella galassia (vedi 1.1). V_D è il volume del disco galattico dato da

$$V_D = \pi R^2 d \sim 4 \cdot 10^{66} \text{ cm}^3$$

con $R = 15 \text{ kpc}$ e $d \sim 200 \text{ pc}$ ($1 \text{ pc} = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}$), sono rispettivamente il raggio e lo spessore del disco galattico (vedi figura 1.7).

L'età dei raggi cosmici deve essere maggiore di τ dato che, essi trascorrono una parte del loro tempo anche fuori dal disco galattico.

Quindi, confrontando la potenza disponibile per i raggi cosmici nell'esplosione di una supernova, con il valore ottenuto dalla 1.5, risulta evidente che l'onda d'urto prodotta nell'esplosione di una supernova può essere un sito di accelerazione plausibile per la maggior parte dei raggi cosmici galattici.

In particolare le teorie più accreditate prevedono l'accelerazione dei raggi cosmici ad opera di campi elettrici indotti da campi magnetici variabili.

Una interessante rappresentazione delle possibili sorgenti di raggi cosmici in base alle energie raggiunte dalle particelle, è stata proposta da Hillas [6]. Infatti, la possibilità per una sorgente di accelerare la radiazione cosmica

fino ad un certo valore di energia, è legata alle dimensioni R dell'acceleratore ed al valore del campo magnetico $|\vec{B}|$ locale. L'Hillas plot in 1.8, mostra i possibili siti di produzione per protoni accelerati fino ad energie di $\sim 10^{20}$ eV e $\sim 10^{21}$ eV, per differenti valori di $|\vec{B}|$ ed R .

Come già osservato, ad energie dell'ordine dei GeV, lo spettro è fortemente influenzato dalla modulazione solare.

I raggi cosmici nella regione antecedente il ginocchio, possono essere ricondotti a sorgenti galattiche, in particolare legate ad esplosioni di supernova.

Per energie superiori a 10^{15} eV, fino a 10^{19} eV, la produzione di particelle è dovuta probabilmente a Nuclei Galattici Attivi (AGN) e a Radio Galassie (vedi Hillas plot). Queste due possibili sorgenti di raggi cosmici saranno discusse brevemente nel paragrafo 2.5 in cui saranno presentati i possibili siti per l'accelerazione di particelle ad energie maggiori di 10^{14} eV.

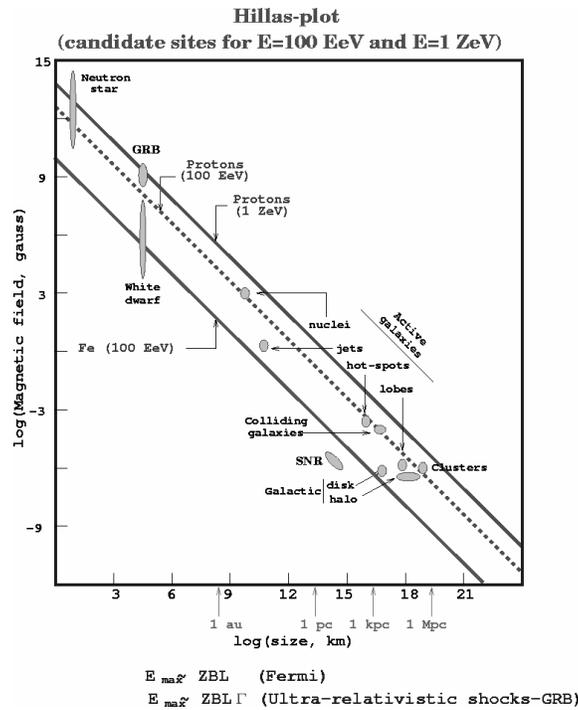


Figura 1.8: Nell'Hillas Plot, le possibili sorgenti di raggi cosmici, per $E = 10^{20}$ eV ed $E = 10^{21}$ eV, sono classificate in base al campo magnetico e alle dimensioni

1.5 L'effetto Greisen - Zatsepin - Kuzmin (GZK)

Una delle questioni ancora aperte nello studio dello spettro dei raggi cosmici, riguarda la presenza o meno, ad energie superiori a $\sim 5 \cdot 10^{19}$ eV, di una drastica riduzione del flusso di particelle: questo fenomeno è noto come *cut-off GZK* (Greisen, Zatsepin, Kuzmin, 1966).

I protoni, durante la propagazione nello spazio, interagiscono con i fotoni della radiazione cosmica di fondo, γ_b , che hanno uno spettro di energia pari a quello di un corpo nero con $T = 2.7K$, producendo, ad esempio, protoni di energia minore, secondo la reazione:



oppure



Da semplici calcoli di cinematica relativistica si ottiene, nell'approssimazione ad alte energie e nel caso di urto frontale tra protone e fotone, che questa reazione ha un'energia di soglia di $\sim 5 \cdot 10^{19}$ eV. Infatti nel sistema di riferimento del laboratorio, la massa invariante s , è data da

$$s = (p_p + p_\gamma)^2 c^2 \sim (m_p c^2)^2 + 2E_\gamma E_p (1 - \cos \theta)$$

dove p_p e p_γ sono rispettivamente gli impulsi quadridimensionali del protone e del fotone rispettivamente. L'ultima uguaglianza è stata ricavata dalla relazione $E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4$, nell'approssimazione di alta energia, $E \gg mc^2$, dalla quale si ha $E_p \simeq |\vec{p}|c$; θ è invece l'angolo formato dai due impulsi tridimensionali \vec{p}_p e \vec{p}_γ .

Per l'invariante s deve valere la relazione

$$\sqrt{s} \geq \sum_i m_i c^2$$

dove m_i sono le masse dei prodotti.

Infatti, \sqrt{s} rappresenta l'energia del sistema nel centro di massa, e dunque la reazione può avvenire solo se essa è maggiore o uguale della massa dei prodotti. Da cui segue perciò

$$E_p \geq \frac{(m_\Delta c^2)^2 - (m_p c^2)^2}{2E_\gamma(1 - \cos \theta)}$$

L'energia minima E_{pt} si ha per $\cos \theta$ minimo, cioè nel caso di urto frontale tra il protone e il fotone ($\theta = \pi$)

$$E_{pt} = \frac{(m_{\Delta}c^2)^2 - (m_p c^2)^2}{4E_{\gamma}} \simeq 5 \cdot 10^{19} \text{ eV} \quad (1.6)$$

Da queste considerazioni ci si aspetterebbe una forte diminuzione del flusso di raggi cosmici osservati per energie maggiori di E_{pt} , che dovrebbe quindi costituire un limite superiore nello spettro energetico dei raggi cosmici.

Il cut-off GZK, se confermato, ha conseguenze importanti nello studio delle origini della radiazione cosmica e sui meccanismi di accelerazione. Esso, infatti, ha effetti trascurabili per i raggi cosmici prodotti da sorgenti locali, che hanno basse probabilità di interazione con la radiazione di fondo.

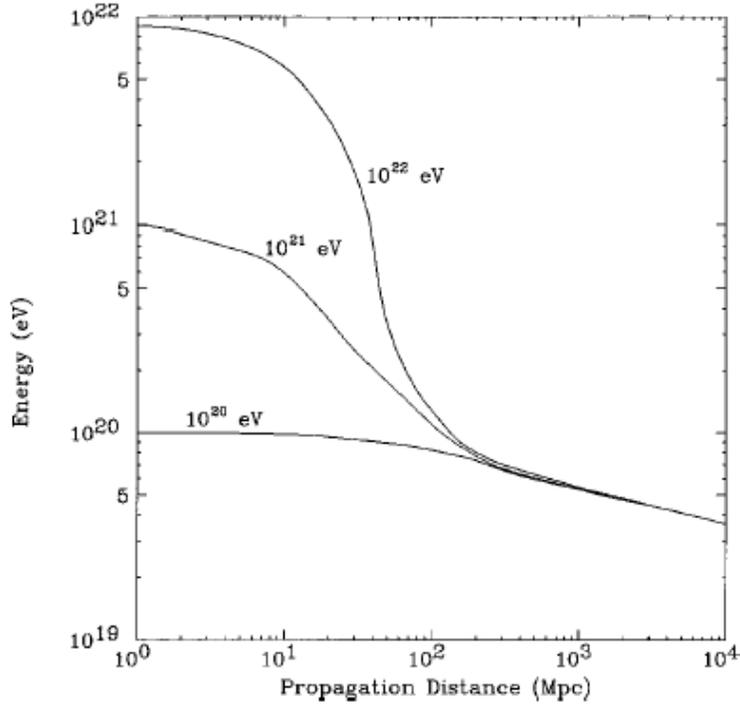


Figura 1.9: *Energia di un protone, in funzione della distanza, in seguito all'interazione della particella con la radiazione cosmica di fondo, per differenti valori dell'energia iniziale.*

La soppressione del flusso, conseguente alla perdita di energia per interazioni successive, inizia, invece, ad essere rilevante quando le particelle percorrono distanze di ~ 100 Mpc, come mostrato in figura 1.9.

In realtà, alcuni eventi sono stati registrati dall'esperimento AGASA ad energie superiori a quella prevista per il taglio GZK, e, in figura 1.10, è mostrata la discrepanza tra questi risultati e quelli ottenuti dall'esperimento HiRes che, invece, sarebbero consistenti con questo processo. Questo disaccordo tra i risultati sperimentali, sarà risolto dall'esperimento AUGER, che sarà operativo in questo intervallo di energie. Su queste problematiche si tornerà nel capitolo 3, dove si mostreranno i risultati di varie simulazioni effettuate in questo lavoro di tesi, per approfondire tali aspetti.

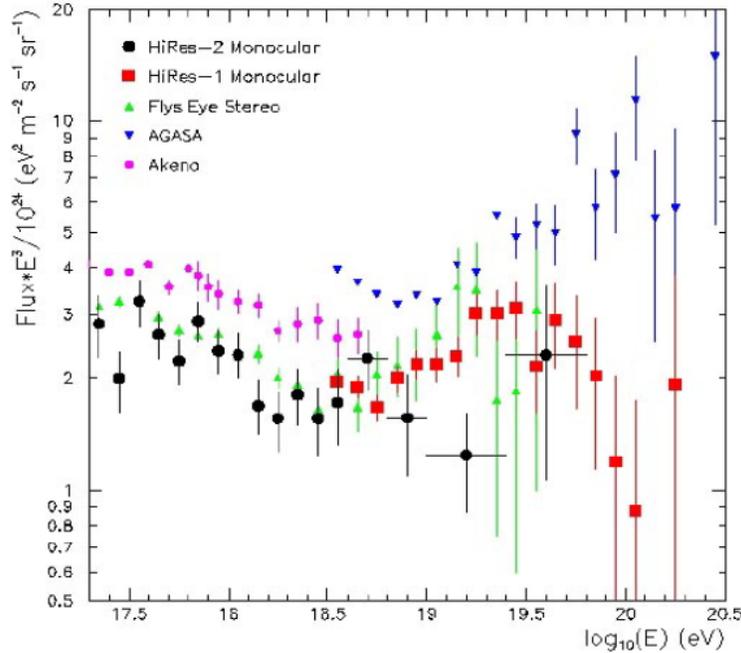


Figura 1.10: *Dati sperimentali dello spettro energetico dei raggi cosmici. È evidente la discrepanza tra i risultati di HiRes, che sembrerebbero in accordo con le previsioni del cut-off GZK, e di AGASA che registra invece un limitato numero di eventi ad energie superiori a 10^{19} eV*

In attesa dei risultati dell'esperimento AUGER, sono diversi gli scenari postulati per spiegare i risultati di AGASA, tra cui l'esistenza di nuove

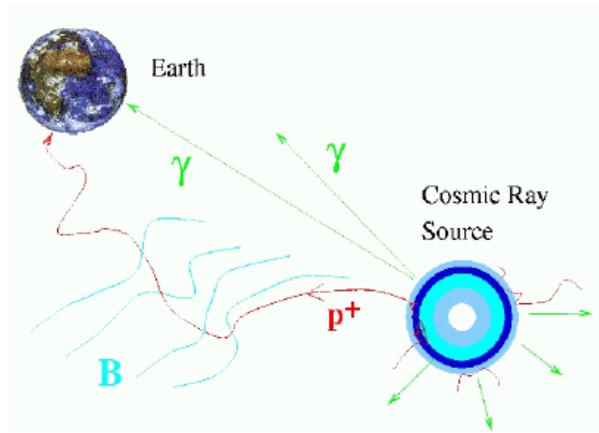


Figura 1.11: *Propagazione dei raggi cosmici in un campo magnetico: solo le particelle cariche vengono deflesse; fotoni e neutrini procedono, invece, quasi indisturbati, nella direzione in cui sono stati emessi. La direzione di arrivo a Terra di tali particelle, consente, perciò, di risalire alla sorgente di CR*

particelle neutre stabili, di nuove interazioni non descritte dal Modello Standard, la violazione dell'invarianza di Lorentz ad energie elevate, ecc. In particolare, quest'ultima speculazione, dimostrerebbe l'assenza del taglio GZK, a causa di effetti di gravità quantistica.

1.6 Astronomia con γ e ν di alte energie

L'analisi della direzione di arrivo delle particelle, permette di individuare e studiare le sorgenti della radiazione cosmica. In realtà, le particelle cariche, che rappresentano la componente principale dei raggi cosmici, sono deviate dalla loro direzione iniziale, per effetto dei campi magnetici esistenti nell'universo, di origine galattica ed extra galattica.

Inoltre, alle basse energie, effetti rilevanti sulla direzione di arrivo delle particelle, sono dovuti al campo geomagnetico, che, nelle vicinanze della Terra, ha un andamento dipolare, mentre, per distanze pari a qualche volta il raggio terrestre, può essere trascurato rispetto al vento solare.

Solo le particelle neutre, come fotoni e neutrini, non sono deviate dai campi magnetici e, dato che esse mantengono inalterata la direzione iniziale, possono essere utilizzate facilmente per risalire alla sorgente: si parla allora di γ astronomia o ν astronomia.

A causa del fatto che la sezione d'urto dei neutrini è molto bassa, non si è riusciti sinora a costruire apparati sperimentali in grado di evidenziare le sorgenti di neutrini di alta energia. Tali esperimenti cominciano in questi anni ad essere operativi, ma non hanno ancora accumulato dati a sufficienza per poter fare questo tipo di studi. Misure di γ astronomia sono invece già possibili.

Le prime osservazioni di fotoni gamma sono state effettuate con telescopi montati su satellite, ma per energie superiori a 100 GeV, la riduzione del flusso osservato, rende necessario l'uso di dispositivi collocati al suolo, generalmente ad alta quota, in modo da ridurre gli effetti di assorbimento dovuti all'atmosfera, che, in questo caso, si comporta come un calorimetro.

Measuring cosmic-ray and gamma-ray air showers

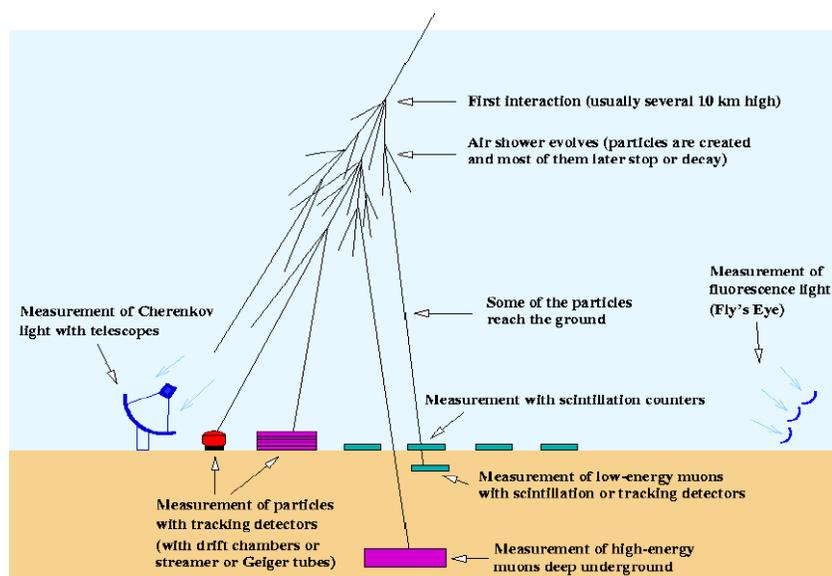


Figura 1.12: *Tecniche di rivelazione degli sciami di raggi cosmici e raggi γ a Terra*

I rivelatori devono essere, inoltre, molto sensibili, per poter distinguere tra sciame prodotti da fotoni e sciame iniziati da adroni e, quindi, rigettare gli eventi di fondo. Le tecniche di rivelazione dei fotoni cambiano in base all'intervallo di energia delle particelle e, in particolare, si usano rivelatori a fluorescenza, rivelatori di radiazione Cherenkov ed *EAS array* con rivelatori distribuiti su vaste aree (vedi figura 1.12).

Sono state presentate, in questo capitolo, le caratteristiche principali dei raggi cosmici, rivolgendo particolare attenzione all'analisi della composizione chimica e alla descrizione dello spettro energetico. Sono state inoltre introdotte brevemente le questioni riguardanti l'origine della radiazione cosmica e l'effetto GZK, che saranno riprese e approfondite nei capitoli seguenti.

In particolare, nel prossimo capitolo, saranno discussi più in dettaglio i meccanismi di accelerazione, principalmente il modello proposto da Fermi, sia nella sua versione originaria [2], nota come Fermi I, sia in quella elaborata qualche anno più tardi [7, 8]. Verrà descritta l'accelerazione di particelle nell'onda d'urto prodotta dall'esplosione di una supernova e, infine, saranno introdotti alcuni possibili siti di produzione di particelle con energie superiori a 10^{14} eV.

Capitolo 2

MECCANISMI DI ACCELERAZIONE

Una delle questioni più interessanti nello studio dei raggi cosmici, riguarda i processi che possono accelerare le particelle ad energie estremamente elevate. I meccanismi ipotizzati, devono permettere di ottenere:

1. l'andamento a legge di potenza dello spettro energetico;
2. le energie estremamente elevate, fino a 10^{20} eV, raggiunte dalla radiazione cosmica;
3. la composizione chimica per i raggi cosmici, simile a quella delle supernove.

Il processo di accelerazione, nella situazione più generale, è descritto dall'equazione

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \vec{v}) = Ze(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

L'accelerazione di particelle cosmiche deve essere dovuta a campi magnetici variabili. In gas completamente ionizzati, infatti, i campi elettrici stazionari non possono essere mantenuti perchè le cariche libere, ricombinandosi, annullerebbero subito qualunque campo elettrico. Quindi il meccanismo di accelerazione può essere ricondotto solo a campi magnetici variabili nel tempo, che determinano la formazione di campi elettrici indotti.

L'accelerazione può verificarsi perciò in sorgenti molto estese e con campi magnetici non molto intensi, come le onde prodotte nell'esplosione di supernove, oppure in oggetti estremamente compatti e con campi magnetici rapidamente variabili (stelle di neutroni rotanti e pulsar con periodi di rotazione molto piccoli).

L'accelerazione delle particelle può essere diretta o stocastica. Il primo meccanismo di accelerazione è molto veloce ma si presenta in regioni con densità estremamente elevate, in cui, quindi, la perdita di energia per collisioni diventa importante.

I meccanismi di accelerazione stocastici, come quello proposto da Fermi, sono, invece, caratterizzati da un continuo ma graduale incremento di energia delle particelle, in seguito ad attraversamenti successivi di una regione con disuniformità del campo magnetico. Processi di questo tipo sebbene siano piuttosto lenti, hanno il vantaggio di fornire un'energia che può estendersi per diverse decadi consentendo di ottenere uno spettro molto vicino a quello osservato.

2.1 Accelerazione di Fermi

Nella teoria originale di Fermi, le particelle sono accelerate in seguito a collisioni con disuniformità del campo magnetico galattico, in moto casuale nel mezzo interstellare. Questa perturbazione del campo si comporta come uno specchio magnetico, in moto con una velocità $V = \beta c$. In seguito ad ogni riflessione su tale specchio, le particelle acquistano energia statisticamente. Il guadagno percentuale di energia risulta proporzionale a β^2 e per tale motivo, la prima versione della teoria di Fermi è nota come *meccanismo di Fermi I* o *del secondo ordine*. Se le particelle rimangono confinate nella regione di accelerazione per un tempo caratteristico τ_{esc} , lo spettro energetico finale segue una legge a potenza.

Il meccanismo appena descritto è però troppo inefficiente per poter accelerare le particelle ad energie elevate. Un meccanismo più efficiente è quello noto come *Fermi II*, in cui le particelle sono accelerate da collisioni su shock piani e in questo caso la dipendenza dell'energia da β è del primo ordine.

È possibile studiare i meccanismi di accelerazione di Fermi in modo

semplificato prendendo in esame una regione, contenente $N_0 \gg 1$ particelle aventi tutte energia iniziale E_0 .

Si consideri una particella test e si supponga che dopo ogni urto l'energia della particella sia legata all'energia prima della collisione dalla relazione:

$$E_{dopo} = E_{prima}(1 + \xi)$$

quindi $\frac{\Delta E}{E} = \xi$. Sia P la probabilità di fuga dalla regione di accelerazione in corrispondenza di ciascun processo di guadagno di energia. Dopo k collisioni, la particella avrà un'energia

$$E_k = E_0(1 + \xi)^k \quad (2.1)$$

La probabilità che la particella esca dalla regione di accelerazione con energia E_k , dunque dopo k collisioni, è ottenuta considerando k volte la probabilità $(1 - P)$ che la particella rimanga nella regione di accelerazione, per la probabilità P che essa riesca a fuggire al $(k + 1)$ -esimo ciclo.

$$P_k = \underbrace{(1 - P) \dots (1 - P)}_{k \text{ volte}} P = P(1 - P)^k \quad (2.2)$$

Il numero di particelle che escono dalla regione di accelerazione con energia E_k è dato da

$$n_k = N_0 P_k = N_0 P (1 - P)^k \quad (2.3)$$

che può essere scritta anche come

$$n_k = N_0 P \left(\frac{E_k}{E_0} \right)^{\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\xi)}} \quad (2.4)$$

ottenuta sostituendo $k = \frac{\ln(E_k/E_0)}{\ln(1+\xi)}$ ricavato dalla 2.1.

Si può ora determinare lo spettro differenziale di energia di queste particelle come

$$\frac{dn}{dE} \simeq \frac{n(E_k)}{\Delta E_k} \propto \frac{n(E_k)}{E_k} \propto E^{\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\xi)} - 1} \quad (2.5)$$

dove $\Delta E_k \simeq \xi E_k$.

Dunque, introducendo

$$\gamma = 1 - \frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\xi)}$$

si ottiene

$$\frac{dn}{dE} \propto E^{-\gamma}. \quad (2.6)$$

Poichè $P \ll 1$ e $\xi \ll 1$, $\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+\xi)} \simeq -\frac{P}{\xi}$ e quindi $\gamma \sim 1 + \frac{P}{\xi}$

Indicando con T_{ciclo} il tempo caratteristico di un ciclo di accelerazione, il numero massimo di collisioni in un intervallo di tempo è $n_{max} = t/T_{ciclo}$ e l'energia della particella sarà necessariamente

$$E < E_0(1 + \xi)^{t/T_{ciclo}} \quad (2.7)$$

In particolare se τ_{esc} è il tempo dopo il quale la particella esce dalla regione di accelerazione, allora l'energia ha un valore massimo

$$n_{max} = \tau_{esc}/T_{ciclo}$$

$$E < E_0(1 + \xi)^{\tau_{esc}/T_{ciclo}}. \quad (2.8)$$

Inoltre l'equazione 2.7, implica che, se l'acceleratore ha una vita limitata, T_A , l'energia della particella avrà un valore massimo che è quello ottenuto per $t = T_A$. Una discussione più dettagliata di questo aspetto sarà presentata nel paragrafo 2.4.

Questo semplice modello di accelerazione sarà utilizzato nel capitolo 3 per realizzare una simulazione i cui risultati si dimostrerà che sono in accordo con i dati sperimentali.

2.2 Meccanismo di Fermi I o del secondo ordine

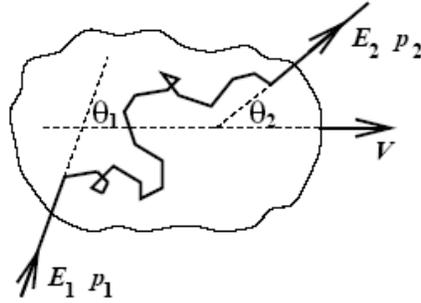


Figura 2.1: *Interazione dei raggi cosmici con una disuniformità in moto con velocità $V = \beta c$*

Una particella di energia E_1 e velocità v_1 , collide con una disuniformità del campo magnetico, in moto con velocità $V = \beta c$, all'interno della quale viene diffusa dall'interazione con il campo magnetico. Sia θ_1 l'angolo di incidenza della particella e si vuole calcolare l'incremento medio di energia (vedi figura 2.1).

Con l'apice saranno indicate le grandezze nel sistema di riferimento solidale con la disuniformità, mentre quelle senza apice sono relative al sistema di riferimento del laboratorio.

Dalle trasformazioni di Lorentz, indicato con $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ il fattore di Lorentz della disuniformità magnetica, si ha che, nell'approssimazione ultra relativistica ($E \gg mc^2$)

$$E'_1 \simeq \gamma E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) \quad (2.9)$$

Nel sistema di riferimento solidale con la disuniformità del campo magnetico, l'energia nella collisione viene conservata e, dunque, $E'_2 = E'_1$. Sfruttando ancora una volta le trasformazioni di Lorentz, ci si può riportare nel sistema di riferimento del laboratorio, in cui

$$E_2 = \gamma E'_2 (1 + \beta \cos \theta'_2) = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \cos \theta_1) (1 + \beta \cos \theta'_2) \quad (2.10)$$

dove θ'_2 è l'angolo di uscita della particella dalla disuniformità magnetica, nel sistema di riferimento in cui questa è in quiete (vedi figura 2.1). Per calcolare l'incremento medio di energia della particella, si deve mediare sugli angoli. In particolare si ha $\langle \cos \theta'_2 \rangle = 0$, quindi

$$\langle E_2 \rangle = \gamma^2 E_1 (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) \quad (2.11)$$

con $-1 < \cos \theta_1 < 1$.

La probabilità dello scattering tra la particella e una disuniformità magnetica, è proporzionale alla loro velocità relativa

$$P \propto |\vec{V} - \vec{v}_i| \propto (\beta^2 + \beta_i^2 - 2\beta\beta_i \cos \theta_1)^{1/2}$$

dove $v_i = \beta_i c$ è la velocità iniziale della particella. Se la particella è relativistica $\beta_i \sim 1$ e la disuniformità magnetica ha velocità $V \ll c$, per cui $\beta^2 \simeq 0$. Si ha dunque che

$$P \propto (1 - 2\beta \cos \theta_1)^{1/2} \simeq 1 - \beta \cos \theta_1 \quad (2.12)$$

Il valor medio di $\cos \theta_1$ è dato dalla relazione

$$\langle \cos \theta_1 \rangle \simeq \frac{\int_{-1}^1 (1 - \beta \cos \theta_1) \cos \theta_1 d(\cos \theta_1)}{\int_{-1}^1 (1 - \beta \cos \theta_1) d(\cos \theta_1)} = -\frac{\beta}{3}$$

Sostituendo nell'espressione dell'energia, si ottiene un guadagno medio di energia del secondo ordine in β . Infatti

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{E_2}{E_1} \right\rangle &\sim \gamma^2 (1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) \\ &\sim \frac{1}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{3} \right) \simeq (1 + \beta^2) \left(1 + \frac{\beta^2}{3} \right) \\ &= 1 + \frac{4}{3} \beta^2 + O(\beta^4) \end{aligned}$$

Quindi

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \simeq \frac{4}{3} \beta^2$$

Poichè $\beta \sim 10^{-2}$, l'incremento medio di energia risulta molto piccolo e ciò rende il meccanismo di Fermi I poco efficiente. Fermi aveva supposto che tale processo dovesse essere quello principale dell'accelerazione dei raggi cosmici, ma ciò pone dei problemi. Primo fra questi, la velocità casuale delle disuniformità magnetiche del mezzo interstellare è molto piccola rispetto alla velocità della luce.

Inoltre il libero cammino medio dei raggi cosmici nel mezzo interstellare è di ~ 1 pc, e di conseguenza il numero di collisioni dovrebbe essere estremamente basso determinando un limitato guadagno di energia.

Il meccanismo di Fermi I, non tiene conto della perdita di energia nelle collisioni, per cui un processo davvero efficace si ottiene solo con una energia iniziale delle particelle molto elevata. Infine, la teoria non è in grado di fornire il valore $\gamma \sim 2.7$ osservato sperimentalmente. Infatti, nella versione originale di Fermi, si considera come regione di accelerazione il disco galattico. Sostituendo i valori tipici per il tempo di fuga dalla galassia e per β e T_{ciclo} , si ottiene un indice spettrale $\gamma \sim 30$ che è molto più elevato di quello atteso.

2.3 Meccanismo di Fermi II o del primo ordine

Nel meccanismo di Fermi II si ipotizza che le particelle vengano diffuse da uno shock piano, ad esempio come quello generato nell'esplosione di una supernova, che si propaga nel mezzo interstellare con velocità supersonica $U \gg c_s$, dove c_s è la velocità del suono nel mezzo.

In questo lavoro si analizzerà il meccanismo di Fermi utilizzando il metodo a particella singola, simile a quello introdotto da Bell [7] nel 1978.

Lo shock è una regione di transizione in cui la velocità del fluido varia rapidamente in un certo spessore determinato da processi diffusivi; il fluido non ancora raggiunto dallo shock è detto *upstream* mentre quello *downstream* è stato già raggiunto e superato dallo shock.

Infatti lo shock, in moto con velocità U , raggiunge le particelle del fluido upstream. Passando nel fluido downstream le particelle subiscono processi di diffusione ad opera del campo magnetico locale per cui, nel sistema di riferimento di tale fluido, la velocità delle particelle risulterà isotropa (figura 2.2 d). Per via delle collisioni, una particella può riattraversare lo shock

verso la regione downstream, dove questa volta, per effetto dello scattering, la distribuzione delle velocità diventa isotropa nel sistema di riferimento upstream (figura 2.2 c). Le particelle subiscono quindi lo stesso processo su ambo i lati dello shock e in questo modo possono attraversare più volte il fronte dello shock. Come si dimostrerà qui di seguito, esse guadagnano energia ad ogni attraversamento dello shock.

Un osservatore solidale con lo shock vede il fluido upstream venirgli incontro con velocità $v_1 = U \gg c_s$ (figura 2.2 b). Alle sue spalle, il flusso lascia lo shock ad una velocità v_2 . Imponendo l'equazione di continuità:

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2$$

si ha

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2}$$

dove ρ_1 e ρ_2 sono rispettivamente le densità del gas upstream e downstream. Se lo shock è supersonico ($U \gg c_s$) si dimostra che

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{c_p/c_v + 1}{c_p/c_v - 1}$$

dove c_p e c_v sono rispettivamente i calori specifici a pressione e volume costanti.

Per un gas monoatomico o completamente ionizzato, $\frac{c_p}{c_v} \sim \frac{5}{3}$, e allora $v_2 = \frac{1}{4}v_1$.

Si consideri quindi il caso delle particelle di gas upstream. Nel sistema di riferimento di tale fluido, lo shock si muove verso la regione upstream con velocità U mentre il fluido downstream si avvicina all'osservatore con $V = \frac{3}{4}U$ (figura 2.2 c).

In tale sistema di riferimento le particelle nel fluido upstream sono soggette a collisioni che rendono isotropa la distribuzione delle loro velocità.

Nella regione downstream, invece, le particelle hanno velocità $V = (3/4)U$ e, quindi, l'energia di ogni particella nell'attraversamento del fronte dello shock dalla regione upstream a quella downstream è data da

$$E' = \gamma_V(E + p_x V) \quad (2.13)$$

dove p_x è la componente dell'impulso nella direzione normale allo shock. Lo shock si muove con velocità non relativistica $U \ll c$ per cui $\gamma \simeq \gamma_V \simeq 1$,

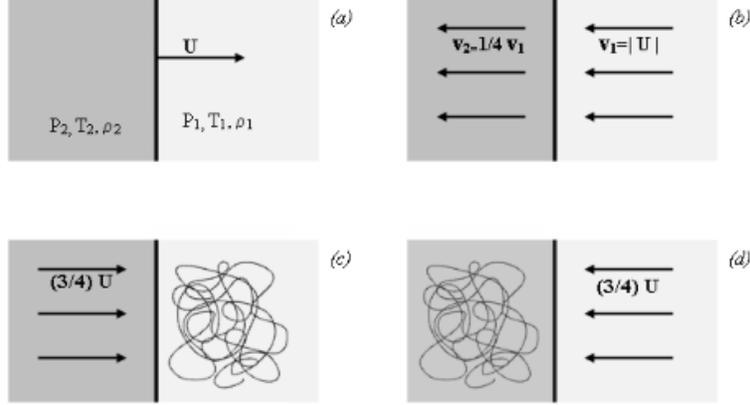


Figura 2.2: (a) Lo shock si propaga con velocità supersonica U , in un gas stazionario con pressione, temperatura e densità rispettivamente p_1, T_1, ρ_1 ; il fluido downstream dietro lo shock, è invece caratterizzato da p_2, T_2, ρ_2 ; (b) il flusso di gas nel sistema di riferimento dello shock; (c) nel sistema di riferimento upstream, il fluido downstream ha velocità $(3/4)U$ e la distribuzione delle velocità è isotropica nel fluido a riposo; (d) analoga situazione ma vista dal sistema di riferimento in cui il gas downstream è a riposo.

mentre la velocità delle particelle è prossima a quella della luce. In queste ipotesi, l'energia è $E \sim pc$ e $p_x = p \cos \theta \simeq \frac{E}{c} \cos \theta$. L'energia della particella varia perciò di una quantità

$$\Delta E = E' - E \sim pV \cos \theta = \frac{E}{c} V \cos \theta \quad (2.14)$$

dove è stata sfruttata l'equazione 2.13 e l'ipotesi di shock non relativistico. Dunque si ha

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{V}{c} \cos \theta = \frac{3U}{4c} \cos \theta = \frac{3}{4} \beta \cos \theta \quad (2.15)$$

Anche in questo caso, bisogna mediare sui vari angoli θ . Il numero di particelle che raggiungono lo shock con un angolo compreso tra θ e $\theta + d\theta$, è proporzionale al $\sin \theta$ e la frequenza con cui le particelle si avvicinano al fronte è proporzionale alla componente x della loro velocità, cioè $c \cos \theta$. Complessivamente il rate con cui le particelle incontrano lo shock con angolo compreso tra θ e $\theta + d\theta$, è proporzionale a $\sin \theta \cos \theta$.

Normalizzando in modo che l'integrale, su tutte le particelle, della distribuzione di probabilità sia pari all'unità con $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$, si ha:

$$p(\theta) = 2 \sin \theta \cos \theta d\theta \quad (2.16)$$

L'energia media guadagnata dalla particella è allora

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{V}{c} \int_0^{\pi/2} 2 \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2V}{3c} \quad (2.17)$$

Il vettore velocità della particella è reso casuale, senza che si abbiano perdite di energia, nei processi di scattering nella regione downstream. La particella riattraversa perciò lo shock verso la regione upstream con un analogo incremento di energia

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2V}{3c}, \quad (2.18)$$

e così via.

Nella situazione opposta, in cui le particelle si muovono inizialmente dalla regione downstream a quella upstream, il processo è del tutto analogo a quello appena visto e le particelle guadagnano ancora la stessa quantità di energia data dalla 2.18. Di conseguenza, in un ciclo completo di attraversamento dello shock, da upstream a downstream e viceversa, il guadagno di energia è

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4V}{3c} \sim \frac{U}{c} \equiv \beta \quad (2.19)$$

Rispetto al meccanismo di Fermi I, ora il guadagno percentuale di energia è proporzionale a β e non a β^2 e ciò rende il processo più efficiente.

Bisogna ora determinare la probabilità di fuga delle particelle dalla regione di accelerazione. Secondo la teoria cinetica, il numero di particelle che attraversa lo shock in entrambe le direzioni è $(1/4)Nc$ dove N è la densità di particelle. Dopo l'attraversamento dello shock le particelle hanno una certa probabilità di allontanarsi dalla regione di accelerazione a causa delle collisioni, le particelle sono perciò rimosse da questa regione con un rate $NV = \frac{1}{4}NU$ (vedi figura 2.2 b). Dunque, la frazione di particelle persa per unità di tempo è $\frac{(1/4)NU}{(1/4)Nc} = \frac{U}{c}$. Poichè lo shock non ha velocità relativistica, la frazione di particelle perse dallo shock (e quindi dalla regione di accelerazione) è molto piccola. Indicata con $P = \frac{U}{c}$, la probabilità che le particelle fuggano dallo shock, si ottiene

$$\frac{\ln(1 - P)}{\ln(1 + \xi)} \sim \frac{\ln(1 - U/c)}{\ln(1 + U/c)} \sim \frac{-U/c}{U/c} \sim -1 \quad (2.20)$$

cha segue da $\xi = \frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{U}{c}$ Sostituendo la 2.20 nell'equazione 2.5, si ricava lo spettro energetico delle particelle di alta energia

$$dn(E) \propto E^{-2} dE \quad (2.21)$$

Il meccanismo di Fermi del primo ordine, quindi, permette di ottenere uno spettro a legge di potenza, con un unico indice spettrale $\gamma \simeq 2$ per ambienti diversi. Esso infatti richiede solo l'esistenza di uno shock e di processi di scattering su entrambi i lati del fronte d'urto. Un'ulteriore aspetto da sottolineare nel meccanismo di Fermi, è la perfetta simmetria tra i processi che avvengono sui due lati dello shock.

Il meccanismo di accelerazione di Fermi non può però avere una durata infinita a causa delle dimensioni e della vita limitate della sorgente. Dunque esiste un valore massimo dell'energia delle particelle accelerate. In particolare Lagage e Cesarsky [9] hanno descritto dettagliatamente tale processo, nel caso delle onde d'urto prodotte in corrispondenza delle esplosioni di supernova, ottenendo che, nonostante il meccanismo di Fermi II sia più efficiente di quello originale, è purtroppo ancora poco rapido e l'energia massima raggiunta dalle particelle è di $\sim 10^{13}$ eV nucleone⁻¹.

Tale aspetto sarà discusso più approfonditamente nel paragrafo successivo.

Il fatto che lo spettro osservato si estenda ben oltre queste energie, fornisce l'importante indicazione che l'accelerazione in fronti d'urto di SuperNova Remnants (SNR) non può interessare l'intero spettro, ma devono esistere altre sorgenti per i raggi cosmici più energetici, come già discusso nel paragrafo 1.4.

2.4 Energia massima per una particella accelerata dall'onda prodotta nell'esplosione di una supernova

Il materiale emesso in un'esplosione di supernova, si muove nel mezzo interstellare determinando un'onda d'urto all'interno della quale può verificarsi l'accelerazione di particelle secondo il meccanismo di Fermi II appena descritto.

La durata limitata del processo di espansione dell'onda d'urto nel mezzo interstellare determina l'esistenza di un valore massimo dell'energia che può essere raggiunta dalle particelle in questo meccanismo.

Il rate di accelerazione è:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\xi E}{T_{ciclo}} \quad (2.22)$$

con $\xi \sim U/c$. Per stimare l'energia massima delle particelle, si deve perciò determinare il tempo, T_{ciclo} , necessario per compiere un ciclo completo di attraversamento dello shock.

Nella regione upstream, la corrente di convezione delle particelle è legata al gradiente della densità di particelle N , dalla relazione

$$\vec{J} = -D\nabla N + \vec{v}_1 N, \quad (2.23)$$

con D coefficiente di diffusione. In tale regione, la componente della velocità del fluido rispetto al fronte dello shock è negativa (vedi figura 2.2) e, in condizioni di equilibrio

$$D_1 \frac{dN}{dx} \simeq -v_1 N$$

Dunque,

$$N(x) = \rho_{CR} e^{-xv_1/D_1} \quad (2.24)$$

dove ρ_{CR} è la densità del numero di raggi cosmici, mentre il numero totale di particelle per unità di area nella regione upstream, sarà $\rho_{CR} D_1/v_1$. Nella configurazione di shock piano, il rate degli incontri con lo shock è dato dalla proiezione di un flusso isotropo di raggi cosmici sul piano dello shock

$$\int_0^1 d(\cos \theta) \int_0^{2\pi} d\phi \left(\frac{c\rho_{CR}}{4\pi} \cos \theta \right) = \frac{c\rho_{CR}}{4}$$

con θ angolo tra il flusso di particelle e il piano dello shock e ϕ angolo zenitale. Il tempo medio di permanenza di una particella nella regione upstream è quindi dato da

$$\left(\frac{\rho_{CR}D_1}{v_1}\right) / \left(\frac{\rho_{CRC}}{4}\right) = \frac{4D_1}{v_1c}$$

Il calcolo nella regione downstream porta ad un'equazione analoga per cui il tempo necessario per attraversare lo shock da upstream a downstream e viceversa, è

$$T_{ciclo} = \frac{4}{c} \left(\frac{D_1}{v_1} + \frac{D_2}{v_2} \right).$$

Lagage e Cesarsky [9] hanno ottenuto la massima accelerazione, per un acceleratore di vita limitata T_A , in corrispondenza del valore minimo del coefficiente di diffusione secondo la 2.8.

Si vede che,

$$D_{min} \simeq \frac{1}{3}\rho c \simeq \frac{Ec}{3ZeBc}, \quad (2.25)$$

dove B è il campo magnetico in cui si propaga la particella di carica Ze, ρ è il raggio di curvatura della particella in tale campo, dato dalla 1.4. Infine E è la sua energia che, nell'approssimazione di alte energie, è $E \sim pc$.

Inserendo nell'espressione di T_{ciclo} , $D_1 = D_2 = D_{min}$ e $v_2 = v_1/4$, si trova

$$T_{ciclo} \geq \frac{20E}{3v_1ZeB} \quad (2.26)$$

Da ciò segue che, il rate di accelerazione massimo della particella, secondo la 2.22, è indipendente dall'energia perchè $T_{ciclo} \propto E$. La massima energia raggiunta è allora (ricordando che $v_1 = U$)

$$E_{max} \leq \frac{3U}{20c} ZeB(UT_A) \quad (2.27)$$

Il valore di T_A , nell'ipotesi di shock piano si può stimare calcolando il tempo necessario affinché il valore della massa interstellare spazzato via dal fronte d'urto in un tempo T_A sia confrontabile con quello della massa espulsa in corrispondenza dell'esplosione. Ossia:

$$\frac{4}{3}\pi(UT_A)^3\rho_{ISM} \sim M_{espulsa}. \quad (2.28)$$

Se la massa $M_{espulsa} \sim 10M_{\odot}$, e la velocità di propagazione è $U = 5 \cdot 10^8$ cm/s, in un mezzo con densità $\rho_{ISM} = 1$ protone/cm³, il tempo caratteristico dell'onda sarà $T_A \sim 1000$ anni. In queste condizioni, l'energia massima è

$$E_{max} \leq 3 \cdot Z \cdot 10^4 GeV.$$

In realtà il processo di accelerazione non è così efficiente come implicherebbe l'uso della 2.25.

Un'analisi di questo tipo è valida anche per gli elettroni, e in tal caso si deve tener conto che la perdita di energia per radiazione di sincrotrone limita ulteriormente il processo di accelerazione [10]. Infatti, dato che l'emissione di radiazione di sincrotrone è $\propto m^{-4}$, è trascurabile per i protoni, mentre diventa un termine importante per gli elettroni. L'energia massima a cui possono essere accelerati gli elettroni risulta essere

$$E_{max}^s \sim 2 \cdot 10^{13} \frac{U}{c\sqrt{B(Gauss)}}. \quad (2.29)$$

Per una supernova con le stesse caratteristiche usate nella stima di T_A , il campo non è molto elevato, $B \simeq 3\mu G$, e la perdita di energia di sincrotrone non limita sensibilmente il processo di accelerazione. In tal caso $E_{max}^s \sim 220 \cdot 10^{12}$ eV, circa 10 volte maggiore del limite superiore dovuto all'età della supernova. Ovviamente la situazione è diversa per gli elettroni in un campo magnetico molto intenso, come ad esempio in prossimità di una stella di neutroni.

Di conseguenza l'accelerazione da onde d'urto prodotte nell'esplosione di supernove, si adatta bene alla descrizione di particelle con energie minori di ~ 100 TeV. Per energie più grandi, il processo di accelerazione può verificarsi in scenari molto diversi, che saranno brevemente presentati nel paragrafo che segue.

2.5 Accelerazione ad energie superiori a 100 TeV

È stata appena discussa l'accelerazione di particelle in seguito all'esplosione

di una supernova nel mezzo interstellare e si è visto che l'energia massima raggiungibile è determinata dalla durata della vita dell'acceleratore.

Volk e Bierman [11] hanno dimostrato che se processi analoghi a quelli appena visti si sviluppano nel vento del progenitore della supernova, l'accelerazione massima delle particelle potrebbe essere fino a 2 ordini di grandezza superiore a quanto avviene, per lo stesso processo, nel mezzo interstellare.

Un altro fattore che può determinare un aumento dell'energia massima delle particelle è la presenza di un campo magnetico perpendicolarmente alla direzione di propagazione dello shock perchè ciò renderebbe il meccanismo di accelerazione più efficiente.

Dalle considerazioni fatte nel paragrafo precedente, risulta evidente che energie molto alte possono essere raggiunte in sorgenti aventi una vita media più lunga, in particolare nello shock dei venti stellari. D'altra parte, può verificarsi la situazione opposta, in cui l'accelerazione avvenga in sorgenti compatte e in tempi molto brevi, ma in presenza di campi magnetici estremamente elevati, situazione questa che interessa ad esempio le stelle di neutroni.

Nel caso in cui il meccanismo di accelerazione da stelle di neutroni avvenga all'interno di resti di supernova in espansione, il potenziamento dell'acceleratore può avvenire a spese dell'energia rotazionale dei resti della stella di neutroni. Una stella di neutroni magnetizzata che ruota rapidamente nel vuoto, con frequenza angolare Ω , potrebbe perdere energia con l'emissione di radiazione di dipolo magnetico (pulsar). In realtà, una stella di questo tipo, si trova in una quantità di plasma sufficiente da impedire che l'onda elettromagnetica si propaghi, determinando invece un vento relativistico che accelera le particelle.

In figura 2.3, la regione vicina al punto P rappresenta la pulsar e il cerchio che separa le 2 regioni (a) e (b), è lo shock del vento della pulsar. Lo shock più esterno è quello prodotto dall'onda nell'esplosione della supernova il cui nucleo è collassato producendo una stella di neutroni. Per una pulsar con un periodo di ~ 10 ms e campo magnetico superficiale $B \simeq 10^{12}$ G, l'energia massima che si ottiene è di $\sim 10^{17}$ eV. A causa del campo magnetico molto intenso, in prossimità dello shock, la perdita di energia per radiazione di sincrotrone limita l'energia anche fino a $\sim 7 \cdot 10^{12}$ eV per gli elettroni.

Syrovatzkii[5] ha ricavato l'energia massima raggiungibile da particelle nel campo elettromagnetico di una pulsar

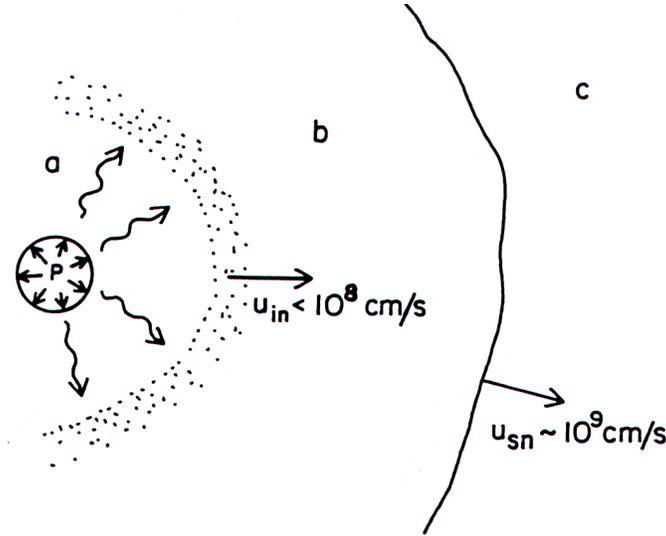


Figura 2.3: Schema di una SNR: la regione (a) è il vento della pulsar, attraversato dallo shock, (b) è il materiale emesso e (c) il mezzo interstellare. Le frecce ondulate rappresentano il vento già attraversato dallo shock, la situazione opposta è invece indicata con le frecce dritte

$$E_{max} \simeq ZeBcL \quad (2.30)$$

dove L fornisce una stima delle dimensioni della regione in cui il meccanismo è efficiente.

Sostituendo i valori tipici del campo magnetico di una pulsar ($B \simeq 10^{12}$ G e $L \sim 100$ km), si ottiene

$$E_{max} \simeq 3 \cdot 10^{19} \text{ eV} \quad (2.31)$$

Quindi, almeno in principio, le particelle in prossimità di una pulsar possono essere accelerate ad energie molto alte.

Altre possibili sorgenti di raggi cosmici di alta energia sono i nuclei galattici attivi (AGN). Essi sono oggetti molto compatti che costituiscono le regioni centrali di alcune galassie caratterizzate da intense emissioni di radiazione elettromagnetica e di raggi cosmici. Sono stati identificati diversi tipi di nuclei galattici attivi, ma sono tutti riconducibili ad un unico modello.

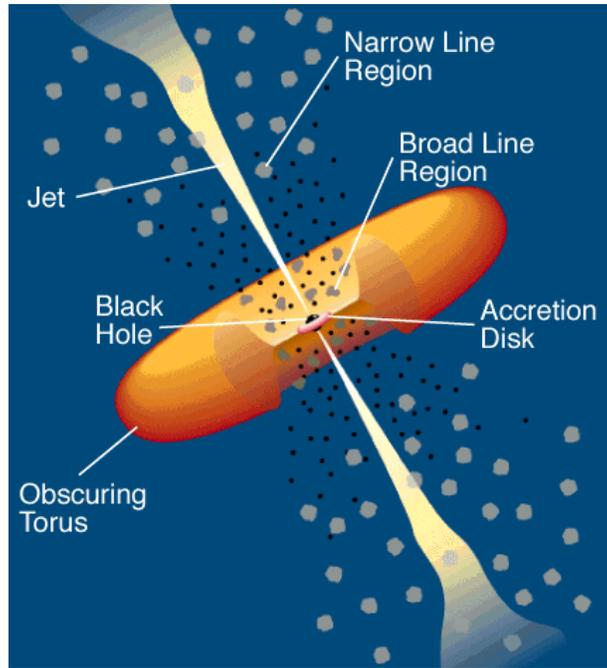


Figura 2.4: *Rappresentazione di un nucleo galattico attivo secondo il modello unificato*

In questo modello, gli AGN sono costituiti da un buco nero centrale supermassivo, con $M \sim (10^7 - 10^8)M_{\odot}$ e raggio di Schwarzschild $\rho_s = \frac{2GM}{c^2} \sim 0.001 pc$, dove G è la costante di gravitazione universale. Attorno al nucleo, sul piano equatoriale, si sviluppa un *disco di accrescimento* circondato da uno spesso anello di materia (vedi figura 2.4) e perpendicolarmente allo stesso piano, vengono emessi due *jet di particelle relativistiche*. Tutta la regione centrale è inoltre circondata da nuvole di materia (BLR), responsabili delle linee di emissione nello spettro osservato. Una situazione analoga si trova a distanze maggiori dal centro, ma in questo caso la regione prende il nome di NLR.

Gli AGN emettono radiazione su tutto lo spettro elettromagnetico e dal disco di accrescimento viene emessa radiazione infrarossa e raggi X (in conseguenza di fenomeni "termici") mentre dai jet sono emessi raggi γ e onde radio (prodotte per radiazione di sincrotrone da parte delle particelle cariche accelerate).

Le particelle accelerate nei nuclei galattici attivi, possono raggiungere energie estremamente elevate, $E > 10^{20}$ eV.

Dopo aver discusso i meccanismi di accelerazione e aver accennato ai possibili siti di produzione per i raggi cosmici di alta energia, verranno presentate nel prossimo capitolo alcune simulazioni, basate sul meccanismo di Fermi, dalle quali si ricaverà lo spettro energetico. Sarà affrontato inoltre più in dettaglio lo studio sull'effetto Greisen-Zatsepin-Kuzmin, mostrando come, data la statistica molto bassa in corrispondenza delle energie più elevate, le misure dei due esperimenti AGASA e HiRes (di cui si è già accennato nel paragrafo 1.5) siano compatibili entro gli errori.

Capitolo 3

SIMULAZIONI E RISULTATI

In questo capitolo si vuole descrivere la simulazione realizzata per riprodurre il meccanismo di accelerazione di Fermi. Essa è stata utilizzata per ottenere lo spettro dei raggi cosmici e per determinarne il comportamento in presenza di processi che limitano la durata dell'accelerazione.

Sarà trattata in particolare la riduzione del flusso dovuta alla vita limitata dell'onda prodotta dall'esplosione della supernova. Si intende in questo modo presentare un metodo, per simulare la riduzione del flusso, che può essere facilmente esteso ad altri processi che impongono un limite superiore all'energia raggiungibile dalle particelle.

Saranno inoltre analizzati i risultati di due esperimenti, AGASA e HiRes, che, come accennato nel paragrafo 1.5, ottengono risultati discordanti riguardo la presenza dell'effetto GZK. Saranno realizzati quindi due test per mostrare come una statistica più grande di quella attualmente disponibile per AGASA e HiRes, sia determinante nello studio dell'effetto GZK.

3.1 Simulazione dei processi di accelerazione stocastica

Nel modello di Fermi, la particella guadagna una piccola quantità di energia, costante, in ogni ciclo di attraversamento dello shock.

Si consideri un numero N_0 molto grande di particelle in moto casuale nella regione di accelerazione e si supponga che le particelle siano tra loro indipendenti e ognuna di esse abbia un'energia iniziale E_0 .

Ogni particella sarà interessata da collisioni con le pareti della regione e, in ogni urto, essa avrà una certa probabilità di fuggire da tale regione.

Inoltre si fa l'ipotesi che all'interno della cavità e sulle pareti della stessa, non si abbiano perdite di energia e che la probabilità di fuga e il guadagno energetico non dipendano dall'angolo di incidenza.

Si prenda in esame una particella test e sia E_0 la sua energia iniziale. Quando la particella urta contro la parete della cavità, avrà una certa probabilità P di sfuggire dalla regione di accelerazione. Ad ogni step di accelerazione viene perciò estratto un numero casuale $0 < x < 1$ che andrà confrontato con la probabilità P di fuga. Se il numero estratto è minore di P , la particella riesce a fuggire, altrimenti essa subirà un incremento di energia, ξE_0 , con $0 < \xi < 1$. La sua energia dopo il primo urto sarà perciò

$$E_1 = E_0 + \xi E_0 = E_0 (1 + \xi) \quad (3.1)$$

La particella che non è uscita dalla regione di accelerazione può subire un'ulteriore accelerazione e avrà ancora la stessa probabilità di fuga P . Dal punto di vista della simulazione, ciò viene realizzato con una nuova estrazione di un numero casuale. Se tale numero è minore del valore fissato di P , la particella esce dalla regione, altrimenti essa guadagnerà una quantità ξE_1 di energia e subirà un ulteriore urto. Procedendo in questo modo, si ottiene che, se la particella effettua k cicli di collisione con la parete prima di riuscire a lasciare la cavità, essa avrà, all'uscita, un'energia pari a

$$E_k = E_0 (1 + \xi)^k \quad (3.2)$$

Dallo studio sul meccanismo di Fermi II si è infatti ottenuto che

$$\xi = P \simeq \frac{U}{c} = \beta$$

dove U è la velocità dello shock.

In queste condizioni, lo spettro assume un andamento a potenza con indice spettrale $\gamma \simeq 2$. Tale risultato è stato riprodotto dalla simulazione, come si vede in figura 3.1.

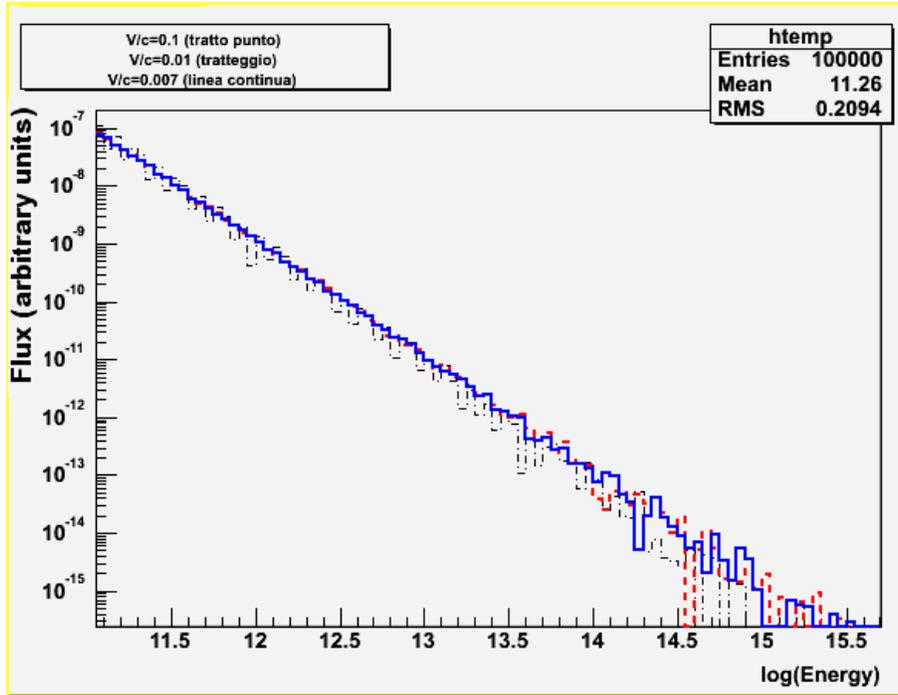


Figura 3.1: Gli spettri energetici per diversi valori di β sono completamente sovrapposti, come ci si aspettava. In questo, come in tutti gli altri grafici, il logaritmo è da intendersi in base 10

L'andamento dello spettro non dipende dalla velocità delle particelle. Infatti, nelle condizioni in cui vale l'approssimazione $\gamma = 1 - \frac{P}{\xi}$, essendo $P = \xi \simeq \beta$, i due termini si semplificano nell'espressione di γ .

In figura 3.1, sono mostrati gli spettri energetici per tre valori differenti di β . Tali spettri risultano perfettamente sovrapposti, con indice $\gamma \simeq 2$, come era atteso.

Al contrario la dipendenza dell'energia dal numero di step, varia con la scelta di β (vedi 3.1). L'energia della particella all'uscita della regione di accelerazione è infatti legata al numero di cicli eseguiti prima di uscire, dalla relazione 3.2.

Per valori diversi di β , la probabilità di fuga della particella aumenta e analogo comportamento avrà ξ . Dunque la particella avrà una maggiore probabilità di uscire dalla regione di accelerazione dopo pochi cicli, e allo

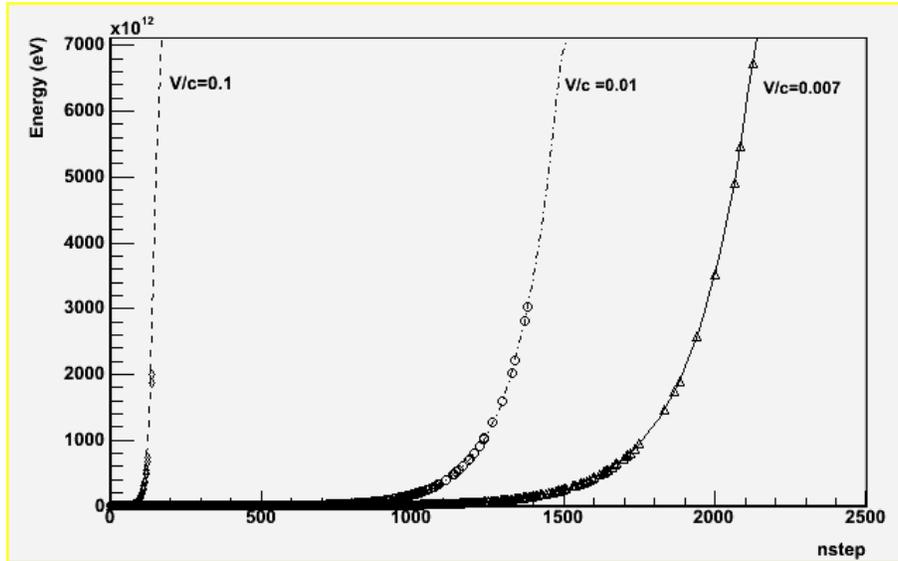


Figura 3.2: Dipendenza dell'energia dal numero di cicli compiuti dalle particelle prima di uscire dalla regione di accelerazione. La simulazione è stata eseguita per diversi valori di β e l'accordo tra i dati ottenuti con la simulazione e la funzione analitica rappresentata dalle linee è ottimo per tutti i valori $\beta = 0.007$ (linea continua), $\beta = 0.01$ (tratteggio) e $\beta = 0.1$ (tratto-punto)

stesso tempo raggiungerà energie molto elevate perchè il guadagno di energia in ogni collisione è più grande. La figura 3.2 mostra che il numero di step necessari perchè la particella raggiunga un dato valore di energia, diminuisce all'aumentare di β . Ad esempio, perchè una particella con energia iniziale $E_0 \sim 10^{10}$ eV sia accelerata fino a 10^{15} eV, per $\beta = 10^{-1}$ deve subire circa 120 processi di accelerazione, mentre nel caso $\beta = 7 \cdot 10^{-3}$, sono necessari circa 1700 cicli.

Infine, in figura 3.2 le linee rappresentano invece la funzione analitica data dall'equazione 3.2, per i tre valori di β . È evidente il buon accordo tra i valori simulati e quelli attesi utilizzando l'equazione che descrive il meccanismo di Fermi.

Tali risultati hanno costituito un test di valutazione del procedimento di simulazione adottato.

3.2 Modulazione dello spettro per effetto dei processi che limitano l'energia massima raggiungibile

Nel capitolo precedente è stato mostrato che l'accelerazione di una particella non può durare un tempo infinito, ma è limitata dalla vita media dell'acceleratore.

Si è infatti ricavato che l'energia massima per una particella è

$$E_{max} = \frac{3U}{20c} Z e B (U T_A) \quad (3.3)$$

dove U è la velocità dell'onda d'urto, B il campo magnetico e T_A la durata del processo di accelerazione.

Se il processo avviene nell'onda prodotta dall'esplosione di una supernova, il valore massimo dell'energia è

$$E_{max} = Z \cdot 3 \cdot 10^{13} \text{ eV} \quad (3.4)$$

cioè il massimo valore di energia che può raggiungere una particella nel meccanismo di Fermi dipende dal numero atomico dell'elemento.

Per simulare il taglio del flusso in corrispondenza dell'energia E_{max} è stata introdotta una funzione che rappresentasse l'efficienza dell'acceleratore, e quindi fosse pari a 1 per valori di E_{max} e fosse nulla per E_{max} .

Si è scelto dunque di utilizzare una funzione di Fermi di questo tipo

$$f(E) = \frac{1 + e^{-E_{max}/\Delta E}}{1 + e^{(E-E_{max})/\Delta E}} \quad (3.5)$$

dove E_{max} è l'energia massima raggiungibile, ΔE è l'ampiezza della regione, attorno ad E_{max} , in cui si ha la riduzione di flusso.

Con una opportuna scelta di ΔE , si ottengono gli spettri in figura 3.3 per diversi elementi.

Tale regione è stata scelta un ordine di grandezza più grande dell'energia di taglio, in modo che la riduzione del flusso non fosse troppo ripida.

Trattando il meccanismo di Fermi II, è stato osservato che lo spettro determinato sperimentalmente presenta un indice spettrale $\gamma \simeq 2.7$ invece che $\gamma \sim 2.0$ a causa di vari meccanismi di perdita di energia. È quindi interessante applicare il cut-off allo spettro osservato che ha un indice spettrale più

Elemento	Numero atomico(Z)	Abbondanze chimiche
H	1	0.42 ± 0.08
He	2	0.28 ± 0.19
CNO	7	0.13 ± 0.06
Mg	12	0.09 ± 0.03
Fe	26	0.08 ± 0.04

Tabella 3.1: *Numeri atomici e abbondanze chimiche degli elementi nella radiazione cosmica per $E \sim 10^{13}$ eV. I valori delle abbondanze relative degli elementi, sono quelli misurati da MACRO [12]. Per il gruppo CNO, il numero atomico è la media dei valori di Z per i tre elementi*

grande di quello ottenuto dal meccanismo di accelerazione di Fermi. Per questo motivo lo spettro è stato pesato per un opportuno fattore in modo da riportarci nelle stesse condizioni osservate sperimentalmente.

In figura 3.3 sono mostrati i tagli prodotti dal meccanismo appena descritto, per diversi valori di Z, in particolare per H, He, il gruppo CNO, Mg e Fe. Tali elementi, o "gruppi di massa", sono quelli tradizionalmente presi in considerazione nei vari studi di composizione dei raggi cosmici intorno a $E \sim 10^{13} - 10^{17}$ eV, in quanto più rappresentativi. Il taglio si verifica ad energie più basse per gli elementi con numero atomico più piccolo. Per l'H, il cut-off inizia in corrispondenza di un'energia $E_{max} \sim 10^{13}$ eV mentre per il Fe si ha $E_{max} \sim 10^{15.5}$ eV.

Gli spettri ottenuti per i singoli elementi possono perciò essere sommati per determinare lo spettro complessivo. Ogni spettro deve essere però pesato per il valore dell'abbondanza relativa di quell'elemento nella composizione osservata dei raggi cosmici.

Si è visto infatti nel paragrafo 1.3 che la composizione dei raggi cosmici dipende dall'energia e che essa è particolarmente difficile da misurare in corrispondenza di energie più elevate. In queste regioni in genere quello che si misura è lo spettro complessivo della radiazione cosmica, risultante dalla sovrapposizione degli altri spettri.

Una ragionevole scelta della composizione dei raggi cosmici, ad energie prossime a 10^{13} eV è quella riportata in uno studio effettuato dalla collaborazione MACRO [12] e mostrata nella tabella 3.2.

Con questa scelta, si ottiene il grafico in figura 3.4, dove sono confrontati

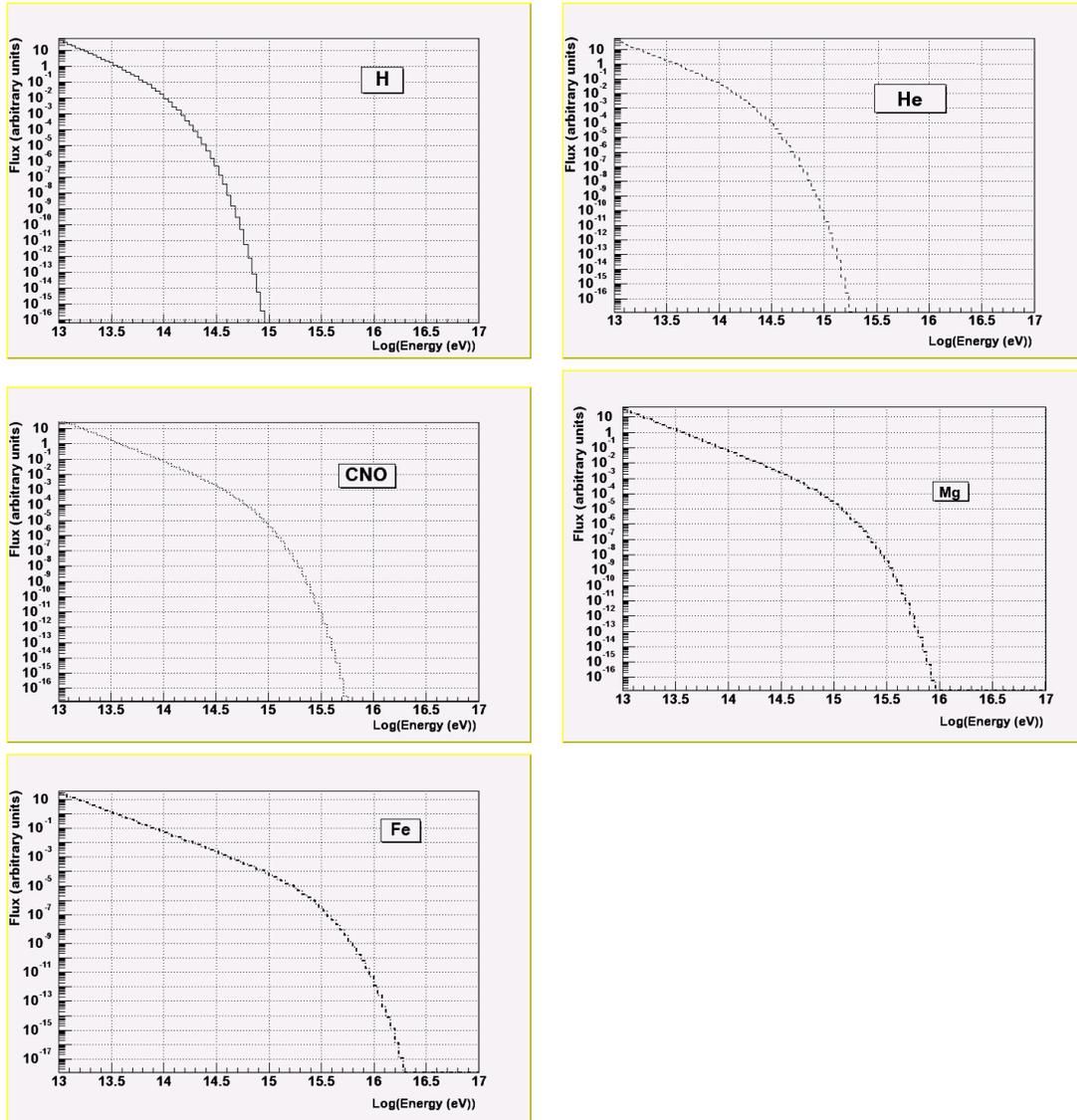


Figura 3.3: *Modulazione degli spettri energetici per diversi elementi, dovuta alla vita limitata dell'onda prodotta nell'esplosione di una supernova.*

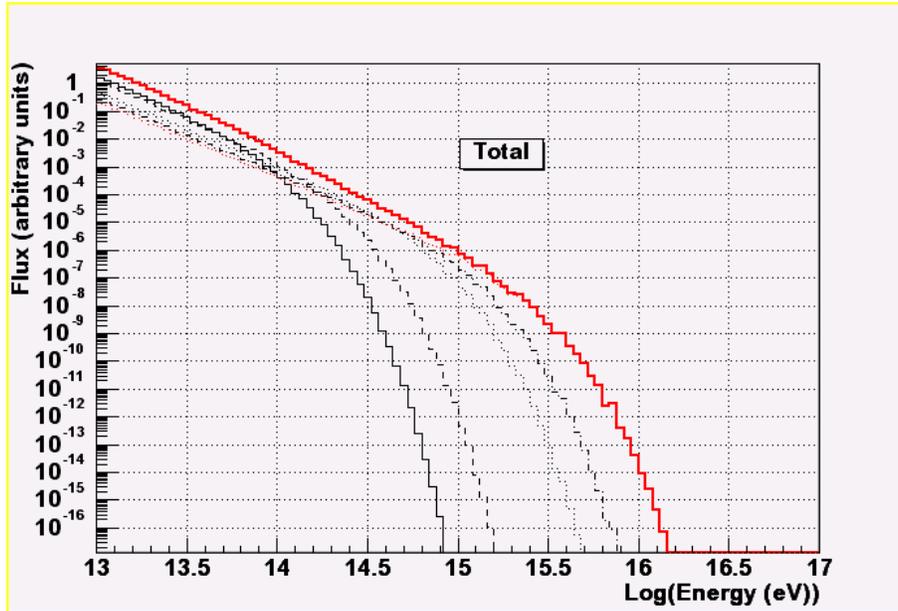


Figura 3.4: Confronto tra gli spettri per diversi elementi chimici, pesati per le rispettive abbondanze relative nei raggi cosmici (tabella 3.2). La linea continua più spessa è ottenuta dalla composizione dei singoli spettri

gli spettri per i singoli elementi, mentre la linea continua più spessa rappresenta lo spettro complessivo.

Inoltre risulta evidente dal confronto con la figura 3.3, che il flusso simulato si riduce drasticamente ad energie superiori a quella di taglio. Questa riduzione corrisponde alla variazione di flusso (e quindi dell'indice spettrale γ) in corrispondenza del ginocchio. Il fatto che sperimentalmente siano osservate particelle anche ad energie maggiori è una buona indicazione dell'esistenza di altre sorgenti, diverse dalle onde prodotte nell'esplosione di una supernova, che possano accelerare i raggi cosmici ad energie più elevate. Un discorso del tutto analogo a quello appena visto, può essere ripetuto per simulare, ad esempio, il confinamento galattico dovuto al campo magnetico, e le sue implicazioni sullo spettro di energia.

3.3 Analisi dell'effetto GZK

Un'interessante applicazione della simulazione realizzata in questo lavoro di tesi, riguarda l'analisi del cut-off GZK, che si dovrebbe verificare intorno a $5 \cdot 10^{19}$ eV (vedi paragrafo 1.5).

In corrispondenza di queste energie, lo spettro può essere ottenuto eseguendo la simulazione, come già visto nei due paragrafi precedenti. Inoltre un discorso analogo a quello affrontato per il taglio in corrispondenza di $E \sim 10^{13} - 10^{14}$ eV, può essere ripetuto in questa situazione semplicemente cambiando il valore massimo dell'energia. Lo spettro risultante sarebbe simile a quelli già ottenuti in precedenza (vedi figure 3.4 e 3.3) e ovviamente in un intervallo di energia diverso.

Il programma di simulazione sviluppato in questo lavoro di tesi può essere utilizzato per dare un contributo originale nell'ambito della questione, ancora aperta, sulla presenza o meno del taglio GZK.

Si è mostrato infatti nel paragrafo 1.5, che i due esperimenti con maggior quantità di dati a disposizione, AGASA e HiRes, forniscono risultati contraddittori su questo aspetto. Infatti, lo spettro misurato da HiRes, sembrerebbe confermare l'esistenza del taglio, mentre AGASA misura alcuni eventi anche oltre la soglia prevista dal cut-off GZK.

Analizzando i risultati sperimentali di AGASA e HiRes, mostrati in figura 3.5, è visibile una discrepanza tra i due flussi misurati. Essa può essere superata ammettendo la presenza di un'errore sistematico di $\sim 30\%$ in uno dei due esperimenti, oppure immaginando che entrambe le serie di misure siano affette da un errore di $\sim 10 - 15\%$.

Nell'ambito di questo lavoro si è deciso di ipotizzare che i risultati di AGASA siano stati sovrastimati del 10-15%, mentre il flusso misurato dall'esperimento HiRes sia stato sottostimato anch'esso del 10-15%.

I dati originali di AGASA e HiRes sono riportati in figura 3.5 dove il flusso ϕ è moltiplicato per un termine E^3 semplicemente per evidenziare graficamente le varie strutture dello spettro. Ciò permette di stimare immediatamente l'indice spettrale in quanto, una funzione piatta in questa scala equivarrebbe ad ipotizzare che lo spettro abbia un andamento a potenza proporzionale a E^{-3} .

Se $\phi \cdot E^3$ cresce, invece, ciò indica che l'indice spettrale in quella regione è minore di 3 e dipende dalla pendenza della curva che meglio si adatta ai dati. Infatti perchè $\phi \cdot E^3$ sia crescente, il prodotto $E^3 \cdot E^{-\gamma}$ deve essere tale che $(3 - \gamma) > 0$ e quindi $\gamma < 3$.

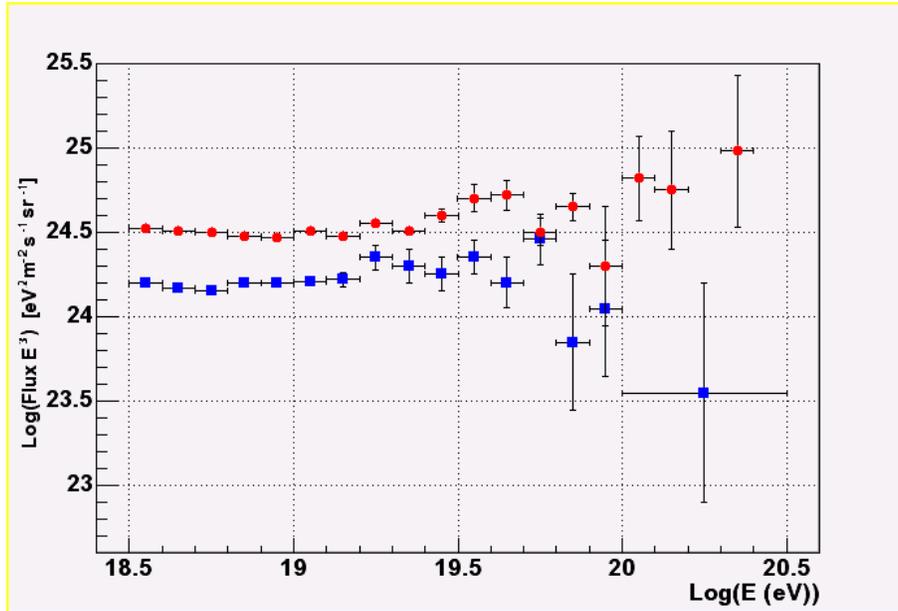


Figura 3.5: *Flusso misurato dai due esperimenti AGASA (cerchi) e HiRes (quadretti). Il flusso di HiRes sembra confermare la presenza del cut-off GZK mentre AGASA misura qualche evento ad energie superiori a quella massima possibile se esistesse l'effetto Greisen-Zatsepin-Kuzmin*

Analogo discorso vale nel caso in cui $\phi \cdot E^3$ stia diminuendo. In questo caso l'indice risultante, dopo aver moltiplicato il flusso misurato per E^3 , deve essere negativo. Ciò equivale ad affermare che il flusso decresce più rapidamente di E^{-3} e di conseguenza $\gamma > 3$.

In figura 3.5 i cerchi rappresentano i risultati di AGASA, mentre i quadretti sono i valori del flusso osservati da HiRes.

Il flusso misurato da AGASA, anche a basse energie, è più grande di quello ottenuto da HiRes per le stesse energie.

Ad energie alte, AGASA misura alcuni eventi anche oltre 10^{20} eV, mentre per HiRes il flusso decresce e il disaccordo tra i dati prodotti dai due esperimenti riguarda principalmente questa regione energetica.

In realtà in questo intervallo di energie il numero di eventi è talmente basso che le barre d'errore sono molto grandi.

Quello che si può innanzitutto vedere è entro quali limiti i valori misurati dai due esperimenti sono compatibili.

Come anticipato precedentemente, si può variare il flusso dei due esperimenti riducendo i valori delle energie misurate da AGASA del 15% e aumentando dello stesso fattore quelli di HiRes, in modo da vedere gli effetti che l'eventuale presenza di errori sistematici nei due esperimenti può determinare sulla determinazione dell'esistenza o meno dell'effetto GZK.

Procedendo nel modo appena presentato si ottengono i due grafici in figura 3.6 che rappresentano rispettivamente gli spettri misurati effettuando una correzione del 10% e del 15%.

Ad energie basse i due flussi sono quasi sovrapposti in entrambi i grafici. Inoltre le barre d'errore su questi punti sono abbastanza piccole e ciò perchè essi sono ottenuti a partire da un numero molto elevato di eventi, cosa che riduce l'incertezza sulla misura. I flussi misurati dai due esperimenti sono perciò perfettamente compatibili per energie inferiori a 10^{19} eV, nell'ipotesi di errori sistematici sull'energia dell'ordine di 10-15%.

Per $E > 10^{20}$ eV, si hanno solo due punti e tali dati sono ottenuti a partire da un numero estremamente ridotto di eventi, determinando così una grossa incertezza sulla misura.

Con le correzioni apportate prevedendo la presenza di errori sistematici nei due esperimenti, i due valori determinati per la discussione sull'esistenza o meno del taglio GZK, diventano compatibili entro 1σ .

Dunque, nel caso in cui entrambi gli esperimenti presentino un errore sistematico del 10-15%, i flussi sono comunque compatibili e il disaccordo tra i dati dei due esperimenti sarebbe solo apparente.

Analoghe considerazioni sarebbero possibili nel caso si assegnasse ad uno solo dei due esperimenti un fattore correttivo in più o in meno di $\sim 30\%$. Queste conclusioni non ci permettono però di affermare se il cut-off GZK esista o meno.

L'unico modo quindi per confermare definitivamente l'esistenza di un taglio del flusso, si può ottenere solo aumentando il numero di eventi registrati nella regione delle alte energie. Questo è l'obiettivo del progetto AUGER, che effettuerà misure utilizzando un sistema ibrido di array e rivelatori di fluorescenza[13].

Per verificare la correttezza di tale analisi, si possono ora effettuare due simulazioni allo scopo di mostrare il comportamento dello spettro misurato che sarebbe atteso in presenza o meno del cut-off, sulla base degli effetti dovuti a fluttuazioni statistiche.

A questo scopo, la simulazione per $E > 10^{19}$ eV, viene eseguita su un numero di eventi pari a quelli misurati (vedi tabella 3.2).

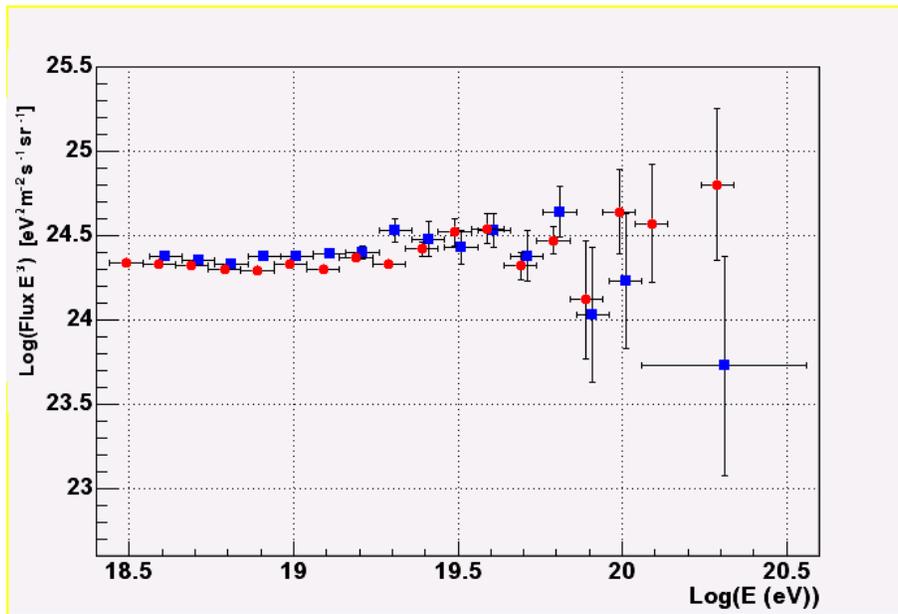
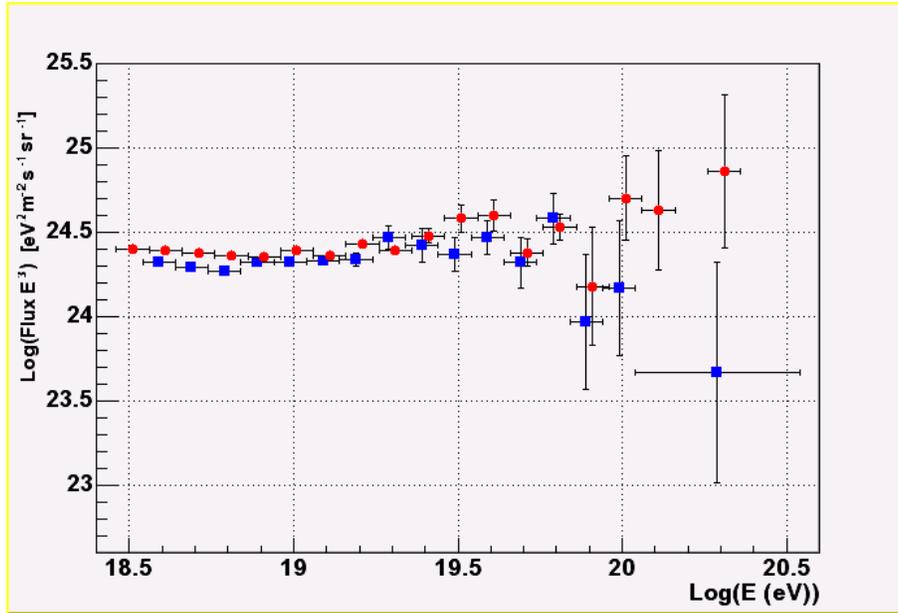


Figura 3.6: Risultati degli esperimenti AGASA e HiRes per un incremento sistematico del 10% (in alto) e del 15% (in basso). I cerchietti indicano i dati di AGASA, mentre i quadretti sono i dati relativi all'esperimento HiRes

Log(Energy(eV))	AGASA	HiRes
19	866	300
19.6	72	27
20	11	1

Tabella 3.2: *Numero di eventi registrati da AGASA e HiRes per energie superiori a quelle riportate nella prima colonna[14]*

In questo modo si può effettuare un confronto tra i valori simulati e i risultati sperimentali facendo in modo che lo spettro simulato si estenda in un range energetico pari a quello dei due esperimenti, e quindi da $10^{18.5}$ eV a $10^{20.5}$ eV.

Da ciò segue che, in questo caso, il numero di eventi su cui si deve far eseguire la simulazione deve essere maggiore di quello fornito in tabella 3.2. In particolare, si può osservare che lo spettro integrale è

$$N(E > E_{01}) = N_{01} E_{01}^{-(\gamma+1)}$$

$$N(E > E_{02}) = N_{02} E_{02}^{-(\gamma+1)}$$

dove N_{01} ed N_{02} sono rispettivamente il numero di eventi con energie maggiori, E_{01} ed E_{02} . Si ha che

$$N_{01} = N_{02} \left(\frac{E_{01}}{E_{02}} \right)^{-(\gamma+1)}$$

Indicando con $E_{01} \sim 10^{18.5}$ eV e con $E_{02} \sim 10^{19}$ eV, nell'ipotesi $\gamma \sim 2.8$, si ha che il numero di eventi che devono essere simulati per portarsi nelle stesse condizioni degli esperimenti AGASA e HiRes, è circa 10 volte più grande dei valori forniti in tabella 3.2.

I valori del flusso ottenuti con la simulazione sono mostrati in figura 3.8. I due esperimenti simulati sono eseguiti con le stesse ipotesi sullo spettro e in assenza dell'effetto GZK e i due flussi risultanti sono compatibili come ci si aspettava.

Inoltre le incertezze sono dello stesso ordine di quelle ottenute sperimentalmente.

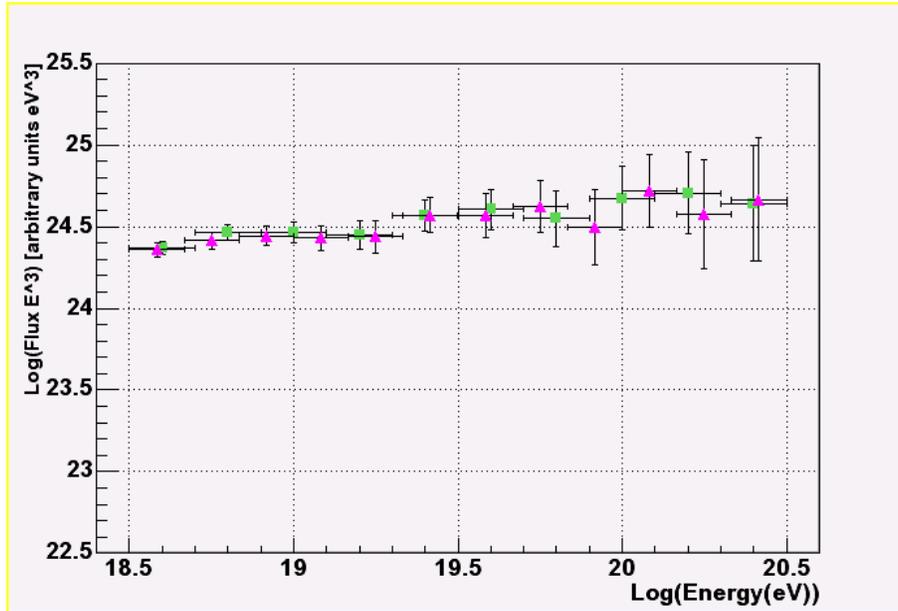


Figura 3.7: Risultati di due esperimenti simulati con le stesse ipotesi, nel caso in cui non si abbia l'effetto GZK. I due flussi sono ottenuti per un diverso numero di eventi e ammettendo che lo spettro abbia $\gamma \sim 2.8$.

È da notare che, gli errori relativi calcolati nella simulazione sono solo quelli di natura statistica, determinati come $1/\sqrt{N}$, dove N è il numero di eventi registrati ad una certa energia.

Se il cut-off fosse osservato, ciò dovrebbe determinare sullo spettro una riduzione del flusso.

In figura 3.8, uno degli spettri viene lasciato inalterato, mentre l'altro viene prodotto ipotizzando la presenza dell'effetto GZK. In questo secondo caso sarà prodotta una riduzione del flusso che inizia ad energie $E \sim 10^{19.8}$ eV.

Come si vede gli spettri simulati e quelli reali hanno barre d'errore dello stesso ordine di grandezza. Inoltre la differenza tra lo spettro con il cut-off GZK e quello senza, è molto piccola. Dunque, entro gli errori, i due spettri diventano anche in questo caso compatibili.

Non si può perciò trarre nessuna conclusione definitiva sulla presenza o meno del taglio GZK, poichè il numero di eventi è ancora troppo basso per ottenere una statistica significativa.

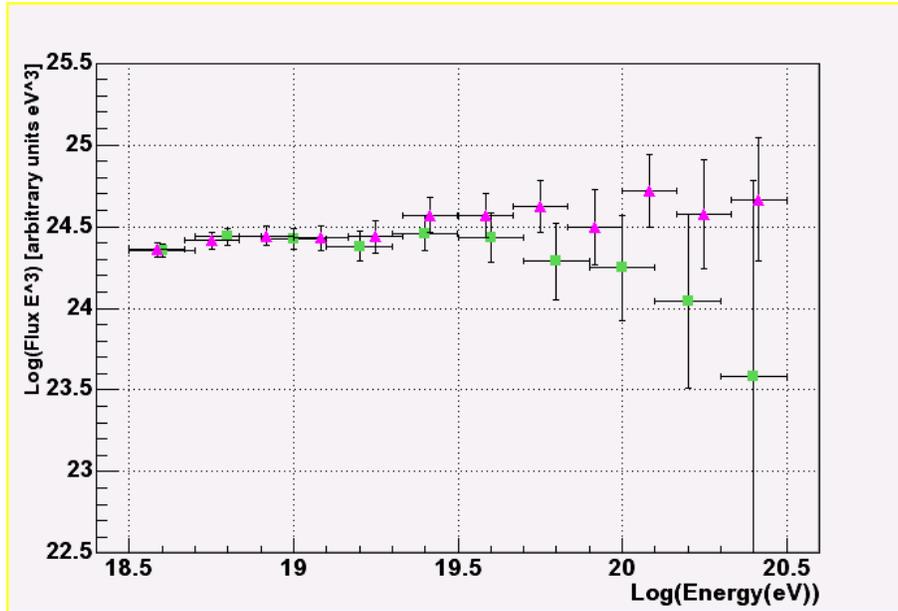


Figura 3.8: *Flusso dei raggi cosmici moltiplicato per E^3 , ottenuto dai dati simulati per due esperimenti con un diverso numero di eventi di partenza. All'esperimento rappresentato dai quadretti è applicato il cut-off GZK, ottenuto pesando il flusso per una funzione esponenziale $e^{-E/(E_{max})}$. Il flusso dell'altro esperimento (rappresentato dai triangoli) invece non è stato alterato. La differenza tra i due spettri così ottenuti è piccola, e rientra negli errori. Dunque esperimenti che abbiano un numero di eventi pari a quelli simulati, non consentono di ottenere informazioni sulla presenza dell'effetto GZK.*

Tutto ciò è in totale accordo con l'analisi effettuata dai dati reali. Per cui è ragionevole assumere che tali incertezze derivino quasi esclusivamente dall'aver a disposizione un basso numero di eventi.

Come test ulteriore si è deciso di simulare due esperimenti nelle stesse condizioni di AUGER, in cui il numero di eventi registrato sarà circa 10 volte superiore a quello di AGASA e HiRes. In figura 3.9, sono mostrati gli spettri per i due esperimenti simulati nelle ipotesi di presenza o meno dell'effetto GZK. Come si evince dalla figura, disponendo di una statistica più grande gli errori per energie piccole sono molto bassi e ad energie grandi i flussi misurati dai due esperimenti diventano compatibili solo entro alcune σ . Si può quindi discriminare tra la situazione con e senza effetto GZK.

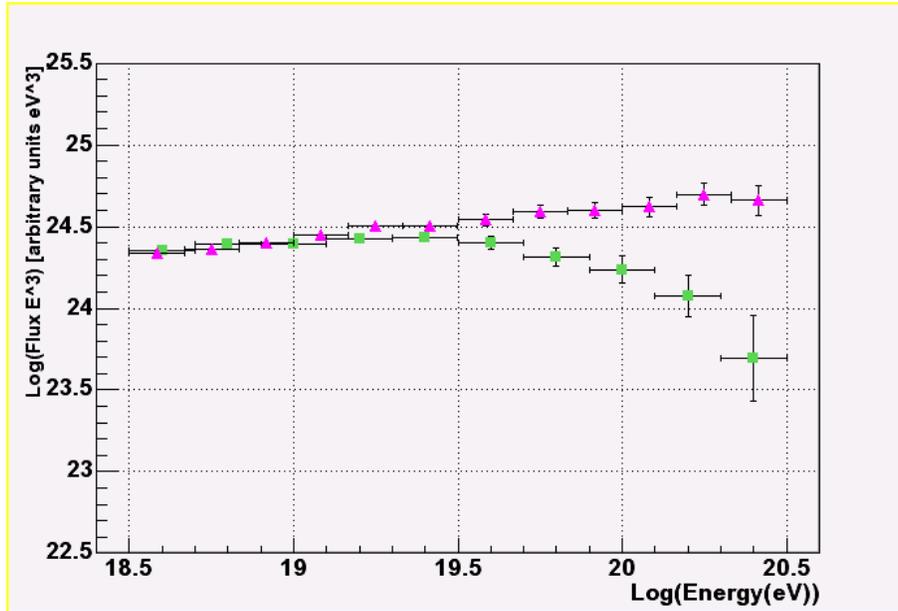


Figura 3.9: *Simulazione dell'esperimento AUGER nelle due ipotesi in cui sia presente o meno l'effetto GZK. Come si vede, in tal caso si dovrebbe essere in grado di distinguere tra le due situazioni*

Un'ultima considerazione riguarda il fatto che nello spettro misurato siano presenti piccole fluttuazioni, che sono invece assenti nello spettro simulato. Ciò è dovuto al fatto che nel caso della simulazione i valori di energia sono noti precisamente mentre i valori sperimentali presentano altre incertezze, indipendenti dalla statistica. A causa di queste ultime, alcuni punti che dovrebbero appartenere ad un certo bin di energia, possono trovarsi in un intervallo vicino, determinando le fluttuazioni dei punti osservate.

Le variazioni del flusso, equivalgono, per quanto già detto, a cambiamenti dell'indice spettrale γ , ma l'andamento generale dei dati sperimentali ci permette di considerare buona l'approssimazione fatta ponendo $\gamma \sim 2.8$, almeno ad energie al di sotto di $\sim 10^{20}$ eV.

CONCLUSIONI

All'inizio di questo lavoro sono state descritte le principali caratteristiche dei raggi cosmici, soffermandosi principalmente sui processi di accelerazione di Fermi.

Gli aspetti chiave attorno cui si è indirizzata la ricerca negli ultimi anni riguardano l'origine e l'accelerazione della radiazione cosmica. Preziose informazioni a tal riguardo possono essere ottenute dalla composizione chimica dei raggi cosmici e soprattutto dallo spettro energetico che costituisce uno degli strumenti più importanti nell'indagine sulle proprietà dei raggi cosmici.

Riguardo la composizione chimica, è stato mostrato come essa sia strettamente collegata ai siti di produzione e alla propagazione nello spazio interstellare, dalla sorgente fino alla Terra. Le abbondanze chimiche dei vari elementi inoltre dipendono dall'energia della radiazione cosmica e sono ben note solo ad energie relativamente basse, inferiori a $\sim 10^{13}$ eV.

Come è stato anticipato, l'analisi dello spettro energetico dei raggi cosmici è particolarmente importante. Esso si estende per molti ordini di grandezza sia in energia che in flusso ed ha un andamento a legge di potenza $E^{-\gamma}$, con un indice spettrale γ pari a circa 2.7 per $E < 10^{15}$ eV. In corrispondenza di questo valore di energia, si è visto che l'indice spettrale sale a $\gamma \sim 3.0$. Questa regione è denominata "ginocchio". La presenza di questa forte variazione del flusso viene ricollegata anche ad un taglio nel flusso dei raggi cosmici prodotti dalle supernove della nostra Galassia.

Questo risultato è stato messo in evidenza nel capitolo 3 dove, simulando il meccanismo di accelerazione, è stato trattato il caso di un acceleratore la cui efficienza non sia sempre quella massima ma vada a zero dopo un tempo caratteristico T_A . Ciò necessariamente limita la durata massima

dell'accelerazione di una particella e quindi anche l'energia che essa può raggiungere.

Come già sottolineato, ciò ha delle conseguenze importanti sullo studio dei raggi cosmici. Se infatti la discussione appena fatta, viene applicata alle onde d'urto prodotte nell'esplosione di supernove, le caratteristiche dell'acceleratore sono tali da determinare la comparsa di un taglio nel flusso in corrispondenza del "ginocchio" dello spettro. Dunque le supernove, che storicamente sono state le prime ad essere ipotizzate come sorgenti di raggi cosmici, non possono essere anche i siti di produzione per particelle altamente energetiche, ma devono esistere sorgenti extragalattiche che determinino lo spettro di raggi cosmici osservato ad energie maggiori.

Concludendo la discussione sull'origine dei raggi cosmici, è stato brevemente descritto uno degli strumenti più interessanti per la determinazione delle sorgenti. Infatti la radiazione cosmica, durante il tragitto fino alla Terra, viene a contatto con numerosi campi magnetici che distorcono il moto delle particelle cariche. Solo le particelle neutre, in particolare i fotoni e i neutrini, possono raggiungere i rivelatori seguendo la traiettoria originaria. Quest'ultima deve perciò puntare verso la sorgente.

Una discussione più dettagliata è stata condotta sui meccanismi di accelerazione dei raggi cosmici. Il modello che meglio descrive questo processo è il meccanismo di Fermi, proposto nel 1949. Esso prevede un processo di accelerazione stocastica, in cui le particelle guadagnano una piccola quantità di energia nella collisione delle particelle con disuniformità magnetiche locali del campo magnetico galattico.

In queste ipotesi, la versione originale di Fermi consente di ottenere un incremento relativo di energia delle particelle che è proporzionale a β^2 , dove $v = \beta c$ è la velocità della disuniformità magnetica e c la velocità della luce nel vuoto.

È stato sottolineato però che questo processo è troppo lento per poter raggiungere le energie estremamente elevate della radiazione cosmica. La versione originaria di Fermi è stata perciò rivista qualche anno più tardi e sostituita con un modello di accelerazione in cui l'incremento di energia risulta proporzionale a β . In questo caso però l'accelerazione avviene attraverso attraversamenti successivi di uno shock in cui è presente un campo magnetico con una struttura disordinata. In ogni ciclo di attraversamento si ha un incremento di energia e il comportamento delle particelle è esattamente simmetrico ai due lati dello shock.

Con il meccanismo di Fermi II, lo spettro risultante per i raggi cosmici

è uno spettro a potenza come quello ricavato sperimentalmente. L'indice spettrale determinato con il modello di Fermi è $\gamma = 2$, molto prossimo a quello atteso. La differenza tra il valore di γ osservato e quello misurato è legata principalmente alle perdite di energia nella sorgente e durante la propagazione.

Sempre nell'ambito dei meccanismi di accelerazione, si è cercato di descrivere brevemente i siti di produzione e di accelerazione dei raggi cosmici, in particolare analizzando l'accelerazione nelle onde d'urto prodotte dall'esplosione di una supernova e, ad energie maggiori di 10^{15} eV, nella regione oltre il "ginocchio" sono state descritte qualitativamente le possibili sorgenti che, come visto, sono extragalattiche.

Nella seconda parte del presente studio è stata realizzata una simulazione per descrivere il meccanismo alla base dell'accelerazione di Fermi e da essa è stato possibile determinare lo spettro dei raggi cosmici, osservando l'accordo tra i risultati della simulazione e quelli attesi sia dal modello di Fermi che dalle misure sperimentali.

La simulazione prende in esame un numero molto elevato di particelle, tutte con la stessa energia iniziale e la stessa probabilità di fuga dalla regione di accelerazione. Ad ogni ciclo nella simulazione, la particella test può guadagnare energia oppure uscire dalla regione di accelerazione. Utilizzando questo semplice modello è stato ricavato lo spettro per i raggi cosmici e so è analizzato la dipendenza dell'energia dal numero di step al variare del fattore β . I risultati della simulazione sono perfettamente in accordo con le aspettative.

Inoltre è stata applicata questa simulazione per studiare il comportamento dello spettro energetico nel caso in cui si tenga conto dei processi che limitano la durata dell'accelerazione delle particelle e di conseguenza l'energia massima da esse raggiunta.

Infine è stato discusso l'effetto GZK che rappresenta uno degli aspetti ancora irrisolti nello studio dei raggi cosmici. Infatti, secondo la teoria formulata separatamente da Greisen, Zatsepin e Kuzmin, i protoni dei raggi cosmici, dovrebbero interagire con i fotoni della radiazione cosmica di fondo, perdendo energia. In seguito a tale interazione ci si aspetterebbe perciò una riduzione del flusso osservato ad energie superiori a $\sim 5 \cdot 10^{19}$ eV che rappresenta la soglia per tale processo.

L'esistenza del taglio GZK sembrerebbe confermata dai risultati dell'esperimento HiRes, mentre l'esperimento AGASA rivela degli eventi ad energie maggiori di quelle consentite se esistesse il cut-off.

Per approfondire questo aspetto si è operato inizialmente sulle misure dei due esperimenti AGASA e HiRes che mostrano risultati a prima vista contrastanti. Infatti si è fatto vedere che, ammettendo la presenza di un errore sistematico in uno o in entrambi gli esperimenti, le misure degli stessi risultano compatibili entro gli errori. Inoltre è stato messo in evidenza come dall'analisi di questi risultati non sia possibile trarre nessuna conclusione sull'esistenza dell'effetto GZK e ciò a causa delle barre d'errore troppo grandi per gli ultimi punti dello spettro e che sono oggetto di discussione. Ciò è legato al numero molto ridotto di eventi registrati ad alte energie.

Sono stati dunque simulati due esperimenti con lo stesso numero di eventi registrati da AGASA e HiRes e gli stessi intervalli energetici, allo scopo di mostrare che, comunque, esperimenti con un numero di eventi pari a quelli registrati sperimentalmente non permetterebbero di evidenziare la presenza del cut-off GZK, ma sarebbero tali da far ricadere questo effetto all'interno degli errori.

Infine utilizzando il programma di simulazione sviluppato in questo lavoro di tesi, si è fatto vedere come un esperimento con una maggiore sensibilità come l'esperimento AUGER (attualmente in fase di costruzione) possa dare una risposta sulla presenza o meno dell'effetto GZK.

Bibliografia

- [1] Hess V. Penetrating radiation in seven free ballon flight. *Z. Phys.*, 13:1084, 1912.
- [2] Fermi E. On the origin of the cosmic radiation. *Phys. Rev.*, 75:1169, 1949.
- [3] Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 2. Cambridge University Press, 2nd edizione, 1994 edition, 2002.
- [4] Parker. *Interplanetary dynamical processes*. Interscience Publishers, 1963.
- [5] Syrovatskii Ginzburg. The origin of cosmic rays. *Pergamon Press. Classic Monograph*, 1964.
- [6] Hillas. On the origin of UHECRs. *Ann. Rev.Astron.Astroph.*, 22:425, 1984.
- [7] Bell, A.R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts-I. *MNRAS*, 182:147, 1978.
- [8] Bell, A.R. The acceleration of cosmic rays in shock fronts-II. *MNRAS*, 182:443, 1978.
- [9] Lagage P.O. and Cesarsky C.J. *Astron. Astrophys.*, (125):249, 1983.
- [10] Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge Press, 1992.
- [11] Volk e Bierman. *Ap. J.*, (L65):333, 1988.
- [12] Ambrosio et al. High Energy cosmic rays physics with underground muons in MACRO. II Primary spectra and composition. *Physical Review D*, 56(3):1418, 1997.

- [13] A. A. Watson. Ultra High Energy cosmic rays: the experimental situation. *Physics Reports*, (333):309, 2000.
- [14] De Marco, Blasi, Olinto. On the statistical significance of the GZK feature in the spectrum of the ultra high energy cosmic rays. *astro-ph/0301497*, 2003.
- [15] Anchordoqui Torres. Astrophysical Origin of Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *astro-ph/0402371*, 2004.
- [16] Peacock. Acceleration by relativistic shock wave. *MNRAS*, (196):13, 1981.
- [17] Achterbeg et al. Particle Acceleration by ultra relativistic shocks: theory and simulation. *astro-ph/0107530v1*, 2001.
- [18] Cronin J. Cosmic Rays: the most energetic particles in the universe. *Rev. of Modern Ph.*, 71(2), 1999.
- [19] Blandford, Eichler. Particle Acceleration at astrophysical shocks: a theory of cosmic origin. *Phys. Rep*, 154:2, 1987.
- [20] Sigl G. The enigma of the Highest Energy Particles of Nature. *astro-ph/210049*, 2002.
- [21] Protheroe, Clay. Ultra High Energy Cosmic Rays. *astro-ph/0311466*, 2003.
- [22] Longair. *High Energy Astrophysics*, volume 1. Cambridge University Press, 2nd edizione 1992 edition, 2004.
- [23] Bierman P.L., G.Sigl. *Introduction to cosmic Rays*, volume 576 of *LNP*. Springer, 2001.
- [24] Pelletier G. *Fermi Acceleration of astroparticles*, volume 576 of *LNP*. Springer, 2001.
- [25] R.J.Protheroe. Cut-off and pile-ups in shock acceleration spectra. *astro-ph/9808129*, 1998.
- [26] R.J.Protheroe. Effect of energy losses and interactions during diffusive shock acceleration: application to SNR, AGN and UHE Cosmic Rays. *astro-ph/0401523*, 2004.

[27] Jopikii. *Ap. J.*, (313):842, 1987.

[28] Ballard and Heavens. *MNARS*, 259(89), 1992.