

Capitolo 1

Raggi cosmici e interazioni adroniche

La ricerca nei Raggi Cosmici (RC) ha ormai una storia centenaria, ma la maggior parte delle domande sulla loro natura e composizione è ancora senza risposta. D'altra parte le prospettive per il prossimo decennio sono molto rosee. I rivelatori di nuova generazione, in grado di rivelare in un range di energia tra $(10^8 - 10^{20})eV$, forniranno dati di qualità superiore; inoltre i raggi cosmici astrofisici devono essere considerati insieme ai raggi gamma, ai neutrini e alle onde gravitazionali, così da utilizzare le informazioni di questi quattro "messaggeri" per avere una approfondita comprensione delle origini delle radiazioni ad alta energia nell'universo. I raggi cosmici di alta energia sono misurati indirettamente osservando lo sciame che essi generano nell'atmosfera, quindi una corretta e dettagliata interpretazione di queste misure richiede una migliore comprensione delle prospettive delle interazioni adroniche.

Il punto di partenza per qualsiasi indagine è l'osservazione e la caratterizzazione della radiazione cosmica e quindi, di conseguenza, lo sviluppo di tecniche e rivelatori per lo studio delle astroparticelle.

1.1 Composizione dei raggi cosmici

I RC primari, l'insieme delle particelle cariche che sono distribuiti uniformemente nello spazio e che incidono sugli strati più esterni dell'atmosfera, sono costituiti principalmente da protoni (86 – 89)%, nuclei di He (9%) e per il

resto da nuclei più pesanti, elettroni, neutrini e gamma di alta energia. La composizione dei RC varia nel percorso dalla sorgente alla Terra a causa delle interazioni con il mezzo interstellare (ISM) che danno luogo alla produzione di molte altre particelle denominate RC secondari. Il grafico in figura 1.1 mostra le abbondanze relative nei Raggi Cosmici e nel Sistema Solare, in funzione del numero atomico Z , misurate a Terra relative all'abbondanza del silicio che è posta al 100%. Si nota un andamento irregolare, comune ad entrambi i campioni, che evidenzia un effetto pari-dispari: nuclei con Z e/o A pari sono più legati e dunque più abbondanti in natura, in questo modo si riduce l'effetto di repulsione tra cariche dello stesso segno presenti nel nucleo. I nuclei più leggeri, H ed He, sono molto meno abbondanti nei RC: questo può essere dovuto al fatto che i meccanismi di fissione, che portano alla produzione di atomi leggeri, sono molto meno frequenti nei RC.

Gli elementi: Li, Be, B, Sc, V, Cr, Mn sono molto più abbondanti nei RC rispetto alla materia del sistema solare. Tali elementi sarebbero praticamente assenti nella fase finale del processo di nucleosintesi stellare. Nei raggi cosmici sono presenti in quanto risultati delle reazioni nucleari dell'ossigeno (Li, Be, B) e del ferro contenuti nei raggi cosmici (Sc, V, Cr, Mn) e la materia interstellare (ISM). Ciò comporta un'ipotesi sul tempo di permanenza dei raggi cosmici nella galassia: per spiegare la presenza di tali nuclei i raggi cosmici devono attraversare una quantità di materia pari a $X \simeq 5gcm^{-2}$. Conoscendo lo spessore X si può determinare il tempo, τ , di permanenza dei raggi cosmici all'interno della galassia. Sapendo che

$$X = \rho_p c \tau \simeq 5gcm^{-2} \quad (1.1)$$

si ottiene

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

dove $\rho_p \sim 1 \text{protone}/cm^3 \simeq 1.67 \cdot 10^{-24} gcm^{-3}$ è la densità del gas interstellare supponendo che sia essenzialmente composto da protoni. Quindi lo spessore di materiale attraversato dai raggi cosmici nella Galassia è

$$l = \frac{X}{m_p \rho} = 1000kpc \quad (1.3)$$

Lo spessore del disco galattico $d = 0.2kpc \ll l$, ciò implica che i raggi cosmici all'interno della Galassia vengano diffusi più volte dal campo magnetico galattico, $B_{gal} \simeq 3\mu G$, prima di uscirne.

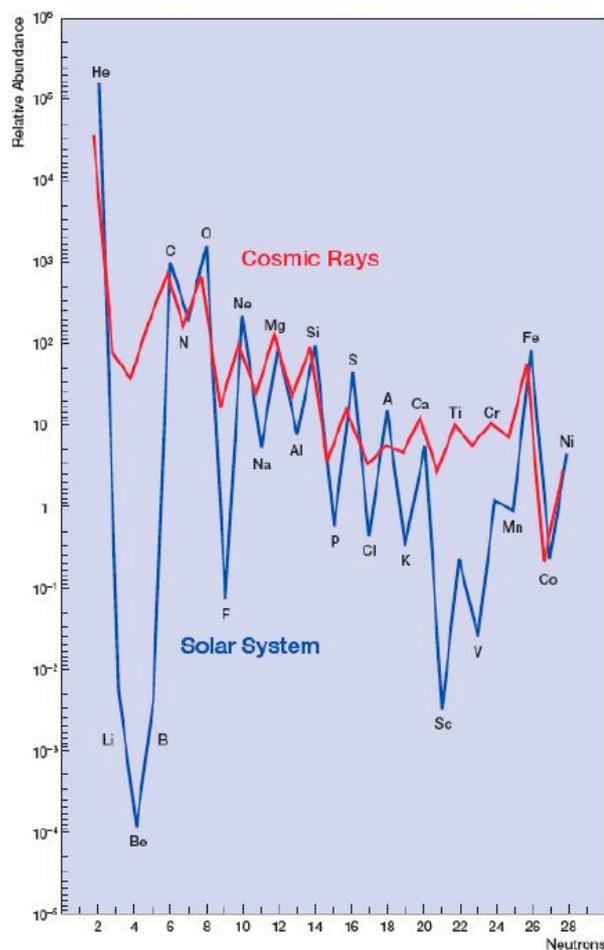


Figura 1.1: *Abbondanza relativa degli elementi nei raggi cosmici (linea rossa), confrontata con l'abbondanza relativa degli elementi nel sistema solare (linea blu). In ascissa è riportato il numero atomico Z . Si trova che la composizione chimica dei raggi cosmici coincide, approssimativamente, con quella del sistema solare. Le principali differenze portano importanti informazioni sull'origine dei raggi cosmici, l'accelerazione, i meccanismi di trasporto (propagazione della radiazione cosmica e interazione con il mezzo interstellare), il confinamento ad opera del campo magnetico galattico*

1.2 Spettro dei raggi cosmici

Nella figura 1.2 è riportato il flusso differenziale dei RC, cioè il numero di particelle incidenti per unità di energia, di tempo, di area e di angolo solido.

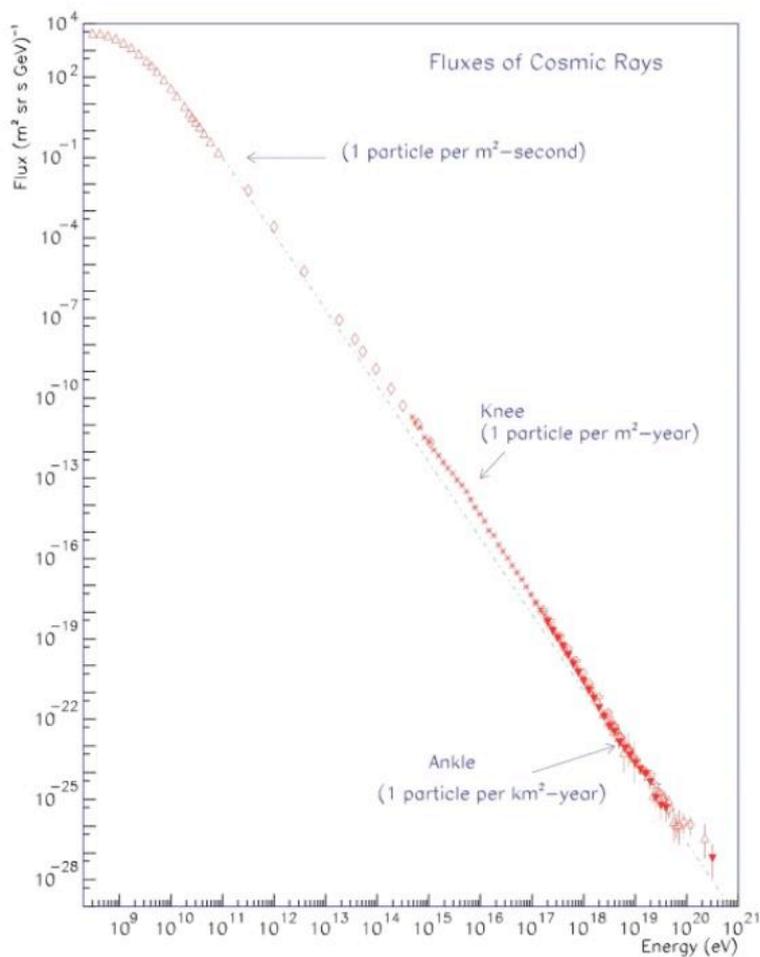


Figura 1.2: *Misure dello spettro dei raggi cosmici. Le linee sono estrapolazioni di fit da misure dirette di diversi rivelatori.*

L'andamento del flusso in funzione dell'energia può essere espresso tramite una legge di potenza del tipo

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\alpha} \quad (1.4)$$

dove l'indice spettrale α assume diversi valori al variare dell'energia

$$\alpha = \begin{cases} 2.7 & \text{per } E < 3 \cdot 10^{15} eV \\ 3 & \text{per } 3 \cdot 10^{15} eV < E < 10^{18} eV \\ 2.7 & \text{per } E > 3 \cdot 10^{18} eV \end{cases}$$

La regione di bassa energia $E \leq 30 GeV$ dove lo spettro di energia non è semplicemente una legge di potenza ma ha una curvatura nel grafico $\log - \log$. In questa regione i flussi di raggi cosmici hanno una dipendenza dal tempo dovuta alle modulazioni prodotte dalla variazione temporale dell'intensità del vento solare. Le nuove misurazioni con spettrometri magnetici hanno ridotto notevolmente le incertezze del flusso al di sotto di $100 GeV$ e misure prese in tempi differenti permettono di studiare la modulazione solare estraendone il flusso interstellare. Il primo punto di variazione di pendenza a $E \sim 3 \cdot 10^{15} eV$ è detto "knee", ginocchio, e il secondo a $E \sim 10^{18} eV$ è detto "ankle", caviglia. L'andamento osservato può essere spiegato ipotizzando che i RC siano accelerati attraverso i meccanismi di accelerazione di Fermi. Tale meccanismo prevede che lo spettro "alla sorgente" dei raggi cosmici abbia un andamento proporzionale ad E^{-2} . L'effetto di confinamento dovuto al campo magnetico galattico, più efficiente alle basse energie, distorce lo spettro delle particelle accelerate facendo sì che quelle da noi osservate seguano una legge di potenza del tipo $E^{-\Gamma}$, con $\Gamma \approx 2.6 - 2.7$.

Le particelle cariche in un campo magnetico, subiscono la forza di Lorentz

$$\vec{F}_{Lorentz} = q \vec{B} \wedge \vec{v} \quad (1.5)$$

ortogonale al loro vettore velocità, e compiono quindi traiettorie circolari o a forma di spirale. Il raggio della traiettoria è chiamato raggio di Larmor o giroradio e può essere espresso dalla relazione

$$R_{Larmor} = \frac{E}{Z|e|\vec{B}\beta c} \quad (1.6)$$

che per un protone relativistico ($z = 1, \beta \simeq 1$) assume la forma:

$$R[m] = \frac{E[GeV]}{0.3B[T]}. \quad (1.7)$$

Sapendo che il campo magnetico medio della Galassia è $B = 0.3 \mu G$, e con un'energia dell'ordine di $E = 10^{16} eV$ si ottiene un raggio di Larmor di $\sim 4 pc$

($1pc = 3.086 \cdot 10^{16}m$).

Basandosi sulle considerazioni precedenti, si può assumere che, almeno fino al ginocchio cioè fino a $(10^{15} - 10^{16})eV$, i RC siano prevalentemente di origine galattica: infatti dopo il punto di ginocchio una frazione sempre maggiore dei RC sfugge al campo magnetico galattico, fino ad arrivare alla caviglia dove il giroradio è maggiore dello spessore del disco galattico; oltre tale energia cresce la componente di RC di origine extragalattica.

Oltre i $10^{20}eV$ quasi tutti gli esperimenti (a parte AGASA) mostrano una rapida diminuzione del flusso dei RC, recentemente confermata dall'esperimento AUGER. Questo fenomeno è stato previsto negli anni '60 da Greisen, Zatsepin e Kuzmin ed è noto come effetto GZK. Tale riduzione del flusso dei protoni primari, noto come GZK cutoff, è dovuta al fatto che i RC di queste energie possono interagire con i fotoni del fondo a microonde a $2.73K$ per fotoprodurre la risonanza Δ^+ ,

$$p + \gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow \begin{cases} n + \pi^+ \\ p + \pi^0 \end{cases} \quad (1.8)$$

La soglia di energia per questa reazione è assai elevata; la conservazione del quadrato del quadrimomento dà infatti (ponendo $c = 1$)

$$E_p \geq \frac{2m_p m_\pi + m_\pi^2}{4E_{CMBR}} \approx 5.0 \cdot 10^{19} eV = 50 E_{eV} \quad (1.9)$$

nel caso in cui si prenda l'energia corrispondente al picco per E_{CMBR} . Il flusso di RC con energie superiori a questa soglia è quindi attenuato durante il percorso, e questo limita la distanza osservabile delle sorgenti più potenti. Nel contempo, a qualche decina di Mpc si osserva però un flusso maggiore di RC per energie immediatamente inferiori alla soglia, e questo è dovuto ai prodotti della reazione (1.8). Si osservi che tra i prodotti secondari vi sono anche neutrini di altissima energia.

1.3 Ipotesi sui meccanismi di accelerazione

Lo spettro dei raggi cosmici misurato a Terra, visto in figura 1.2, si estende per moltissimi ordini di grandezza, fino a qualche decina di Joule ($1J \sim 10^{19}eV$). Una tale energia può essere raggiunta da una particella solo dopo che questa è stata più volte accelerata: in questo paragrafo si vuole breve-

mente illustrare quali sono le attuali conoscenze sui meccanismi che *producono* particelle tanto energetiche. Una particella carica in un campo magnetico viene accelerata e la sua traiettoria viene curvata nell'interazione: un raggio cosmico che viaggia nella galassia interagisce con il campo magnetico galattico, che ha un'intensità di $\sim 3\mu G$, e non può essere accelerato fino a raggiungere le energie enormi rivelate sperimentalmente: questo ci fa capire che devono esistere altri meccanismi in grado di spiegare la presenza di particelle di altissima energia. L'idea originale di Fermi, sviluppata intorno al 1950, era che la galassia fosse piena di nubi di plasma che generavano l'accelerazione dei RC, diffondendoli attraverso urti elastici successivi. Nella visione di Fermi questo è un processo stocastico, un ensemble di molti eventi, durante i quali una particella acquista ogni volta una piccola frazione di energia, proporzionale a quella iniziale.

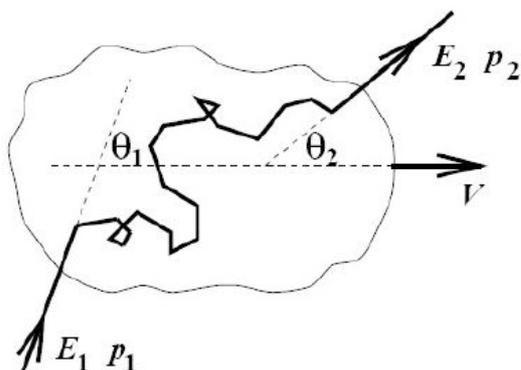


Figura 1.3: Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube, in moto con velocità V , e ne esce avendo energia E_2 e impulso p_2 .

Una particella di energia E_1 e impulso p_1 collide con una nube, in moto con velocità V come in figura 1.3. Si può calcolare l'incremento medio di energia ponendosi nel sistema di riferimento solidale con la nube, [Gaisser, "Cosmic ray and particle physics"].

Indicando con $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ il fattore di Lorentz, ed essendo valida l'approssimazione ultrarelativistica per le particelle ($E \gg mc^2$), si ottiene un

guadagno medio di energia del secondo ordine in β

$$\frac{E_f}{E_i} = \gamma^2(1 - \beta \langle \cos \theta_1 \rangle) = \quad (1.10)$$

$$= \frac{1}{1 - \beta^2} \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) \simeq (1 - \beta^2) \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) = \quad (1.11)$$

$$= 1 + \frac{4}{3}\beta^2 + \dots \quad (1.12)$$

Quindi, con le ipotesi fatte fino ad ora, il guadagno di energia sarebbe proporzionale a β^2 , per questo motivo è conosciuto come *meccanismo di Fermi del secondo ordine*. Le nubi di plasma hanno delle velocità molto piccole, con $\beta \leq 10^{-4}$ e questo comporta un guadagno di energia molto basso. Questo è il vero punto debole del meccanismo di Fermi: non spiega l'accelerazione di particelle fino ad energie sufficientemente elevate. La teoria non è in grado di fornire una corretta rappresentazione dello spettro dei raggi cosmici, in quanto l'indice spettrale che si ottiene dal meccanismo di Fermi è molto più grande di quello ottenuto sperimentalmente.

Negli anni '70 l'idea di Fermi venne applicata alle onde d'urto. In questa nuova versione il guadagno di energia risulta proporzionale a β , prendendo così il nome di *meccanismo di Fermi del primo ordine*. Un'onda d'urto, "shock wave", è una discontinuità nelle proprietà termodinamiche di un fluido, in cui la sua velocità varia rapidamente in un certo spessore, e che si muove con velocità maggiore della velocità del suono nel mezzo. Il fluido non ancora raggiunto dallo shock è detto *upstream*, mentre quello che è già raggiunto e superato dallo shock è detto *downstream*. Passando nel fluido downstream le particelle vengono diffuse: nel riferimento solidale con il fluido la distribuzione delle velocità delle particelle è isotropa. Ogni particella viene diffusa più volte e dunque può riattraversare lo shock in senso contrario: ogni volta che una particella attraversa la discontinuità, questa incrementa la sua energia perché lo shock è in moto. Un osservatore solidale con lo shock vede il fluido che si avvicina con velocità $v_1 = U \gg v_{suono}$, mentre alle sue spalle il fluido lascia lo shock con velocità v_2 .

Imponendo l'equazione di continuità:

$$v_1 \rho_1 = v_2 \rho_2 \quad (1.13)$$

si ottiene

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1.14)$$

dove ρ_1 rappresenta la densità del fluido upstream e ρ_2 quella del fluido downstream. Se lo shock è supersonico si dimostra che

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\frac{c_P}{c_V} + 1}{\frac{c_P}{c_V} - 1} \quad (1.15)$$

dove c_P e c_V rappresentano rispettivamente il calore specifico a pressione e a volume costante. Nel caso di un gas monoatomico il loro rapporto vale $c_P/c_V \sim 5/3$ e quindi si ha $v_2 = \frac{1}{4}v_1$. Nel riferimento solidale con il fluido upstream lo shock si muove verso il fluido con velocità U , mentre il fluido downstream si avvicina all'osservatore con velocità $V = \frac{3}{4}U$. In questo

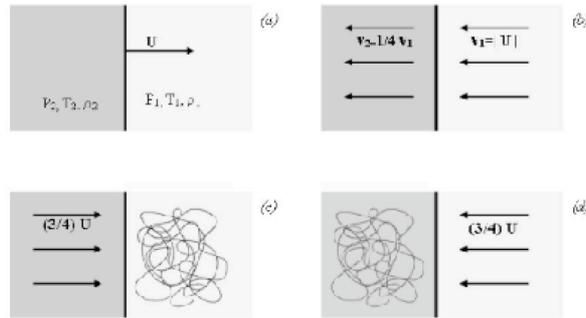


Figura 1.4: Meccanismo di accelerazione di Fermi del primo ordine: (a) Lo shock si propaga con velocità supersonica U , in un gas stazionario con pressione, temperatura e densità rispettivamente p_1, T_1, ρ_1 ; il fluido downstream dietro l'onda d'urto ha parametri p_2, T_2, ρ_2 ; (b) Il flusso di gas nel sistema di riferimento dell'onda d'urto; (c) Nel sistema di riferimento upstream, il fluido downstream ha velocità $\frac{3}{4}U$ e la distribuzione delle velocità è isotropa nel fluido a riposo; (d) Stessa situazione, ma vista nel riferimento in cui il gas downstream è a riposo.

riferimento la distribuzione delle velocità delle particelle di fluido upstream è isotropa. Nella regione downstream le particelle hanno velocità $V = \frac{3}{4}U$ e quindi l'energia di una particella che attraversa il fronte dello shock (dalla regione upstream alla regione downstream) è:

$$E' = \gamma(E + p_x V) \quad (1.16)$$

dove p_x è la componente dell'impulso nella direzione normale allo shock, il quale si muove con velocità non relativistica $U \ll c$ e quindi $\gamma \sim 1$.

Le particelle sono invece relativistiche e in queste ipotesi $E \sim pc$ e $p_x = p \cos \vartheta = \frac{E}{c} \cos \vartheta$. In questo modo è possibile stimare la variazione dell'energia di una particella:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{E' - E}{E} \sim \frac{pV \cos \vartheta}{E} = \frac{V \cos \vartheta}{c} = \frac{3U}{4c} \cos \vartheta = \frac{3}{4} \beta \cos \vartheta. \quad (1.17)$$

A questo punto bisogna mediare su ϑ e si ottiene:

$$\langle \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \rangle \sim \frac{2V}{3c}. \quad (1.18)$$

Nella situazione in cui le particelle si muovono nel verso opposto la situazione è analoga e la quantità di energia guadagnata è la stessa. In un ciclo completo di attraversamento dello shock, il guadagno di energia è

$$\langle \left(\frac{\Delta E}{E} \right) \rangle \sim \frac{4V}{3c} = \frac{4}{3} \beta. \quad (1.19)$$

Rispetto al meccanismo precedente, in questo caso il guadagno di energia è proporzionale a β e dunque in questo caso l'accelerazione descritta è più efficiente. Il problema principale del meccanismo di Fermi al primo ordine è che, pur essendo notevolmente più realistico rispetto al precedente, non è un processo rapido. Le particelle devono essere diffuse avanti e indietro rispetto allo shock e nel caso di supernova remnant, (SNR, resti di supernova in espansione), hanno un guadagno di energia pari a una parte su 100 in ogni attraversamento.

1.3.1 Due ipotesi sull'accelerazione, nel caso di energie limite

Per spiegare l'origine dei RC di energia maggiore di $10^{20} eV$, due sono finora i modelli più soddisfacenti: bottom-up e top-down.

Il modello bottom-up prevede che l'origine dei RC sia nei cosiddetti acceleratori cosmici, figura 1.5: attualmente i principali candidati sono i Nuclei Galattici Attivi e i Gamma Ray Bursts. Attorno a questi oggetti celesti si trova una grande quantità di protoni e fotoni, che rappresentano un bersaglio per i RC accelerati. Il risultato di questa interazione è la produzione di pioni che poi decadono producendo fotoni e neutrini di altissima energia. Il modello top-down prevede invece che RC di altissima energia siano prodotti nel

decadimento di difetti topologici aventi masse enormi, dell'ordine di $10^{24}eV$. Con le attuali conoscenze non è ancora possibile stabilire quale delle due teorie sia corretta, poiché tali energie sono difficilmente investigabili con le odierne tecniche sperimentali.

1.3.2 Sciame atmosferico

Uno sciame atmosferico è una "cascata" di particelle generate alla sommità dell'atmosfera dall'interazione del raggio cosmico primario, singolo nucleone, nucleo o fotone, di energia molto alta. Il numero di particelle prima si moltiplica, poi raggiunge un massimo e si attenua quando le particelle dello sciame, per interazioni successive, si trovano ad avere energia al di sotto della soglia

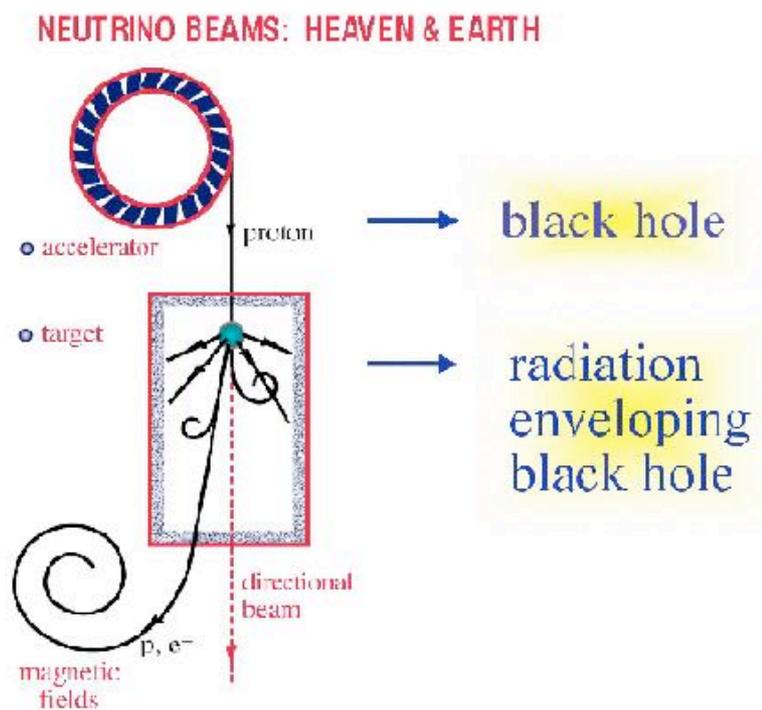


Figura 1.5: *La produzione di particelle di altissima energia a partire dagli acceleratori cosmici*

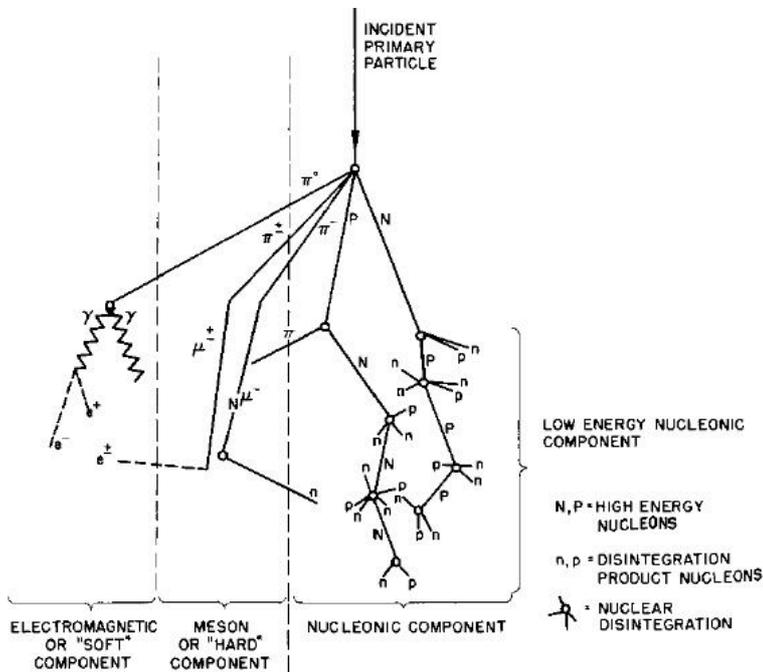


Figura 1.6: *Rappresentazione schematica di uno EAS (Extensive Air Shower), sciame di particelle (radiazione secondaria), prodotto dall'interazione della radiazione cosmica primaria con gli strati superiori dell'atmosfera. Si distinguono una componente "dura", o penetrante (muoni), e una componente 'molle' (elettroni e fotoni).*

per l'ulteriore produzione di particelle. Nel linguaggio tecnico uno sciame atmosferico viene denominato "swarm", perchè consiste di un disco sottile di particelle relativistiche.

Un raggio cosmico induce uno sciame atmosferico che ha tre componenti: elettromagnetica, muonica e adronica. Lo sciame è costituito di un nucleo di adroni di alta energia che continuamente alimentano la parte elettromagnetica, principalmente derivante da fotoni ottenuti dal decadimento di pioni neutri. Ogni fotone di alta energia genera un sotto-sciame elettromagnetico in cui si alternano produzione di coppie e Bremsstrahlung che partono dal suo punto di iniezione. I nucleoni e gli altri adroni di alta energia contribuiscono allo sciame adronico. Il decadimento di pioni carichi di bassa energia

e di kaoni alimenta la componente muonica.

Ad ogni interazione adronica, poco più di un terzo dell'energia va nella componente elettromagnetica. A causa della rapida moltiplicazione degli sciame elettromagnetici, elettroni e positroni sono le particelle più numerose negli sciame atmosferici "sviluppati". Per questo motivo la maggior parte dell'energia dello sciame è dissipata dalle perdite per ionizzazione di elettroni e positroni. Al di là di una piccola frazione di energia persa dai neutrini, $F(E_0)$, l'energia del primario, E_0 , si ha integrando sullo sviluppo dello sciame,

$$(1 - F) \cdot E_0 \sim \alpha \int_0^\infty dX N(X) \quad (1.20)$$

dove $N(X)$ è il numero di particelle cariche nello sciame alla profondità X (misurata lungo l'asse dello sciame), e α è l'energia persa per unità di cammino percorso nell'atmosfera.

Il numero di muoni di bassa energia ($1 - 10$) GeV aumenta quando lo sciame si sviluppa poi raggiunge un plateau, dal momento che i muoni raramente interagiscono in maniera catastrofica. Al contrario, il numero di elettroni e positroni diminuisce rapidamente dopo il massimo, per radiazione e produzione di coppia, arrivando all'energia critica $E_c \sim 80 MeV$, al di sotto della quale l'energia degli elettroni rimanenti viene persa velocemente per ionizzazione.

1.4 Fonti di "rumore"

A questo punto della trattazione è necessario introdurre ciò che comunemente viene identificato come "rumore" nella rivelazione di neutrini astrofisici mediante rivelatori Cherenkov, come ANTARES. Infatti le particelle che rendono difficile la rivelazione sono i neutrini atmosferici e i muoni "upgoing" e "downgoing". I neutrini atmosferici derivanti dal decadimento dei pioni carichi, a differenza dei neutrini astrofisici hanno una distribuzione isotropa in tutto l'angolo solido. Lo spettro dei neutrini atmosferici è $\propto E^{-2.7}$ invece oltre $10 TeV$ ha un andamento proporzionale a $\propto E^{-3.7}$, quindi hanno uno spettro più ripido rispetto al flusso di neutrini astrofisici che sono $\propto E^{-2}$, figura 1.7. I muoni sono quasi stabili e hanno una piccola sezione d'urto, quindi sono molto "penetranti", per questo motivo sono denominati come la *componente penetrante* dei Raggi Cosmici. I muoni derivanti dai neutrini atmosferici si

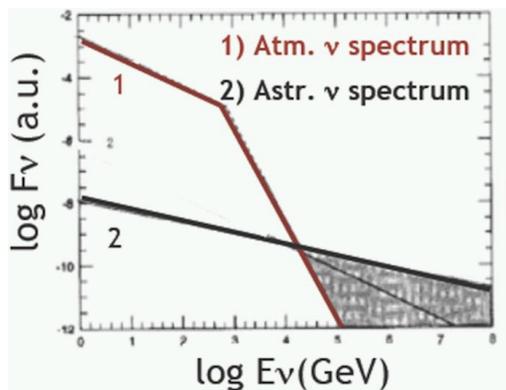


Figura 1.7: Confronto tra lo spettro dei neutrini astrofisici, e quelli atmosferici.

dividono sono detti "upgoing" quando provengono dal basso, quindi dall'interno della Terra, e sono diretti verso l'alto; al contrario i "downgoing" sono quelli diretti verso il basso che si formano nell'atmosfera "al di sopra" del rivelatore.

1.5 Misure di Raggi Cosmici oltre $10^{15} eV$

Nella figura 1.9 sono mostrate alcune misure dello spettro di energia dei raggi cosmici effettuate da diversi rivelatori. Si possono identificare diverse regioni:

- i) Nella regione con energia compresa tra $3 \cdot 10^{11} eV \leq E \leq 10^{15} eV$, i flussi di raggi cosmici con buona approssimazione sono descritti da una legge di potenza ($\phi(E) \propto E^{-\alpha}$). Ci sono indicazioni che suggeriscono che l'indice spettrale, α , di componenti diverse differisca e in particolare che lo spettro dell'elio sia leggermente più duro rispetto a quello dei protoni, p , ($\alpha(p) > \alpha(He)$). Questo è un punto importante che è necessario sia confermato da misure ancora più precise.
- ii) Nella regione chiamata "ginocchio" (knee), a $E \sim 3 \cdot 10^{15} eV$, è stato misurato un aumento della pendenza dello spettro dei RC pari a $\Delta\alpha \simeq 0.35$. Le misurazioni in questa parte dello spettro sono ottenute solo tramite misure indirette, come quella effettuata dall'esperimento KASCADE. Un sottoinsieme di recenti misure, figura 1.10, mostra l'esistenza di notevoli differenze tra misure diverse. Si discute ancora su

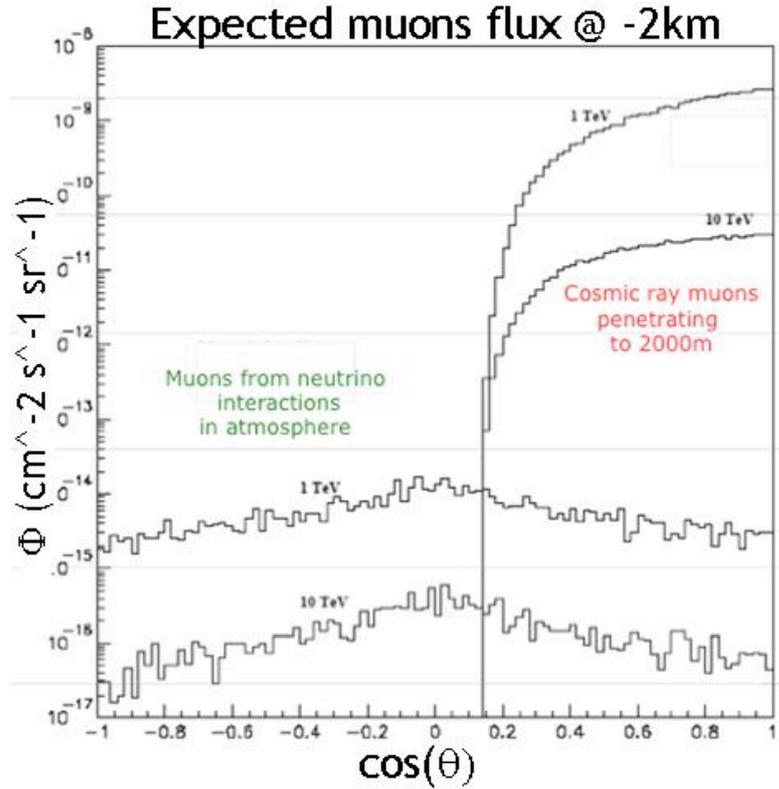


Figura 1.8: Mostra la distribuzione, attesa in un apparato a 2km di profondità, del coseno dell'angolo zenitale dei muoni "downgoing" e dei muoni prodotti dall'interazione di neutrini con la materia nei pressi dell'apparato.

quanto di queste differenze sia imputabile a errori sperimentali sistematici, e quanto sia dovuto all'incertezza nella modellizzazione dello sviluppo dello sciame. Una notevole quantità di sforzi è stata impiegata per determinare la composizione della massa dei raggi cosmici sotto e sopra il ginocchio. Forse il modello più semplice per una tale evoluzione è l'assunzione che il ginocchio corrisponda ad un valore fisso di rigidità p/Ze , e quindi per la componente nucleare di carica elettrica Z :

$$E_{knee}(Z) = ZE_{knee}(p). \quad (1.21)$$

L'equazione (1.21) è prevista in una gamma molto ampia di modelli, in cui il ginocchio è conseguenza della dipendenza dalla rigidità del rate

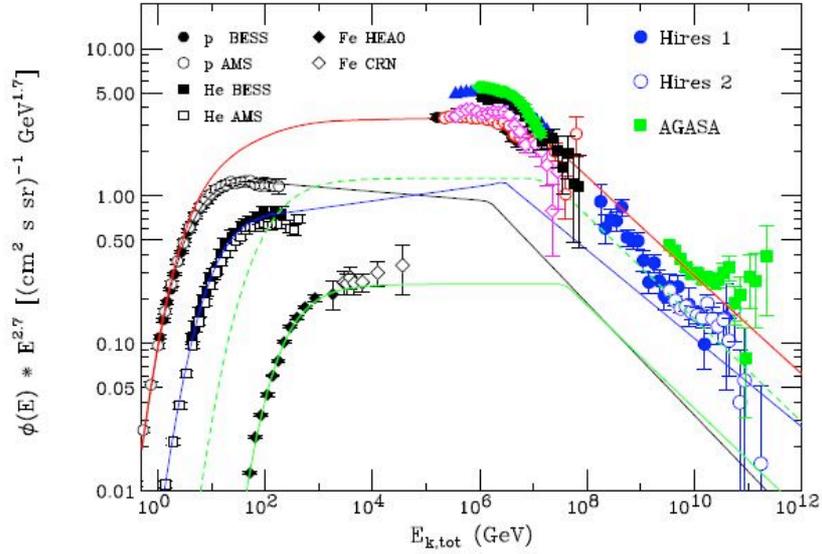


Figura 1.9: *Flusso differenziale dei raggi cosmici moltiplicato per $E^{2.7}$ in funzione dell'energia, [Cosmic ray astrophysics and hadronic interactions, Lipari].*

di accelerazione nelle sorgenti, o dalle proprietà di confinamento galattico dei raggi cosmici. La determinazione della composizione di massa è ottenuta con la misura di almeno due quantità per sciame, come la dimensione elettromagnetica, N_e e il numero di muoni N_μ . Queste quantità hanno una diversa dipendenza dall'energia e dalla massa del primario, ciò permette di ottenere, in linea di principio, stime di energia, E , e numero di massa, A , per ogni sciame. Per esempio nel caso di N_e e N_μ si ha:

$$N_e \simeq K_e A \left(\frac{E}{A}\right)^\alpha \quad \text{con } \alpha > 1 \quad (1.22)$$

$$N_\mu \simeq K_\mu A \left(\frac{E}{A}\right)^\beta \quad \text{con } \beta < 1 \quad (1.23)$$

L'esponente α è più grande dell'unità perchè con l'aumentare dell'energia la dimensione N_e al massimo cresce linearmente con l'energia, mentre β è minore dell'unità perchè i muoni sono prodotti nel decadimento dei mesoni nei processi come $\pi^+ \longrightarrow \mu + \nu_\mu$, e la probabilità di

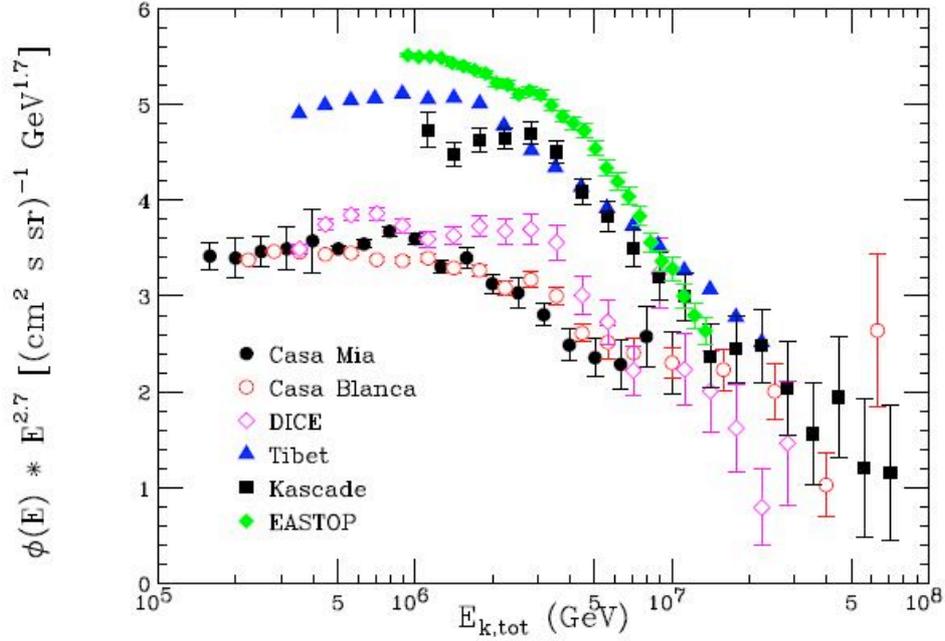


Figura 1.10: Misure dello spettro dei raggi cosmici al ginocchio, [*Cosmic ray astrophysics and hadronic interactions, Lipari*].

decadimento di mesoni di alta energia è ridotta a causa dell'espansione temporale di Lorentz. Le equazioni (1.22) e (1.23) possono essere usate per esprimere il numero muonico come funzione di N_e e del numero di massa A sconosciuto:

$$N_\mu \simeq K' A^{1-\beta/\alpha} N_e^{\beta/\alpha} \quad (1.24)$$

che dipende da $A^{1-\beta/\alpha} \sim A^{0.2}$, e le particelle primarie pesanti possono essere selezionate scegliendo sciame ricchi di muoni. Un esempio di questo è mostrato nella figura 1.11 dall'esperimento Cascade. Questo rivelatore è in grado di misurare contemporaneamente N_e e N_μ . Nella parte inferiore del pannello della figura 1.11 gli sciame sono selezionati in un intervallo fissato di N_e , e la distribuzione in N_μ è analizzata per ottenere la composizione di massa. Gli sciame con un piccolo numero di muoni N_μ sono associati al protone primario, mentre una più alta

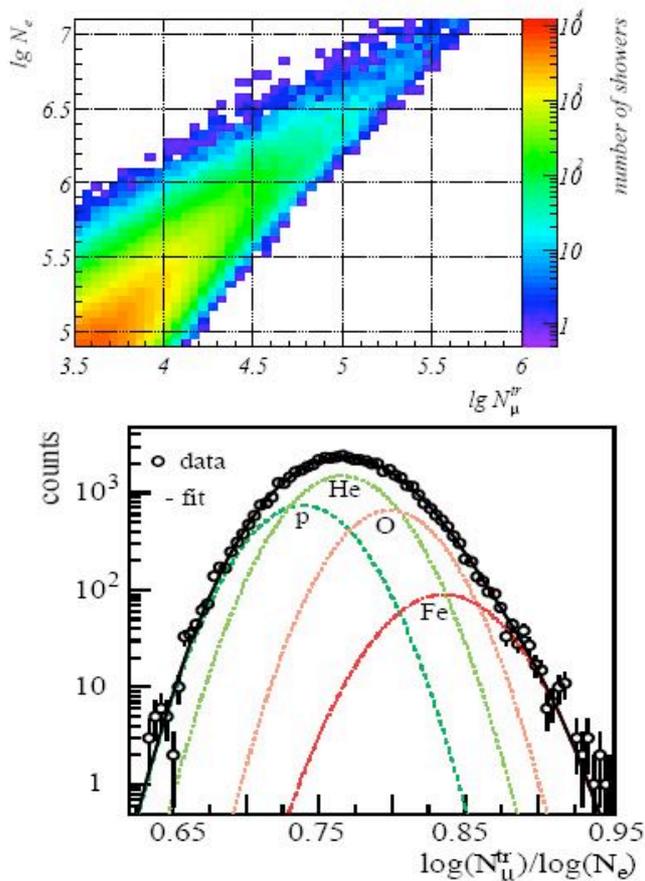


Figura 1.11: Nel pannello superiore c'è la distribuzione 2D in N_e e N_μ di Cascade. Nel pannello in basso c'è un'esempio di composizione del fit, [Cosmic ray astrophysics and hadronic interactions, Lipari].

molteplicità di μ è associata a nuclei di ferro. Una analisi quantitativa richiede una precisa conoscenza delle proprietà dello sciame, incluse le fluttuazioni, per primari di differenti energia e massa. La risoluzione nella misura di A non è sufficiente a separare diverse componenti, e quindi la determinazione della composizione di massa dipende, in modo critico, dalle simulazioni Montecarlo, in cui si deve prendere in considerazione un'errore sistematico nella stima dello spettro di energia e della composizione di massa dovute a incertezze teoriche nella model-

lizzazione dello sviluppo dello sciame, nella descrizione di proprietà di interazione adronica. Analoghe considerazioni sono applicabili a tutte le altre tecniche per la determinazione dello spettro e la composizione nella regione del ginocchio e sopra.

Alcuni rivelatori possono misurare più di due quantità per sciame, ad esempio, non solo le dimensioni elettronica N_e e muonica N_μ , ma anche la componente adronica, N_{had} . Per una fissata energia, sciami con primari leggeri sono più penetranti e la componente adronica è più larga. L'analisi dei dati, in funzione di differenti coppie di variabili, ad esempio (N_e, N_μ) e N_e, N_{had} darà risultati consistenti solo se la modellizzazione dello sviluppo dello sciame è corretta.

- iii) I punti ad energia più alta nella figura 1.12 sono stati ottenuti dai rivelatori Auger. Lo spettro di Auger si estende sopra un'energia $E \sim 3 \cdot 10^{20} eV$. Ci si aspetta l'esistenza di un taglio (Greisen-Zatsepin-Kuzmin o GZK cutoff) nello spettro di energia dei raggi cosmici dovuto alle interazioni con il fondo cosmico a microne. Il processo dominante è la fotoproduzione di pioni su fotoni della radiazione del fondo cosmico a microne ($2.73^\circ K$) [Cosmic ray and particle physics, Gaisser]: $p + \gamma_{CMBR} \longrightarrow p(n) + \pi + \dots$ con un'energia di soglia dell'ordine di $E_{thr} \simeq m_p m_\pi / \langle \epsilon \rangle \simeq 10^{19} eV$ Poichè si conosce precisamente il fotone bersaglio e la sezione d'urto di interesse è stata accuratamente misurata in esperimenti con protoni a riposo, è possibile calcolare con ottima precisione la lunghezza di interazione e la perdita di energia di protoni di UHE (Ultra High Energy). Le stesse considerazioni possono essere fatte per nuclei composti, in cui il processo dominante di perdita di energia è la fotodisintegrazione (come $A + \gamma \longrightarrow (A-1) + N$) [arXiv:0803.4312v1]. La forma dettagliata del flusso di raggi cosmici di UHE dipende dalla forma dello spettro alla sorgente, in particolare dall'energia massima di accelerazione, E_{max} , dalla distribuzione spazio-tempo della sorgente, e dalla struttura dei campi magnetici extragalattici che controllano la propagazione delle particelle cariche dalla sorgente alla nostra galassia.

1.6 L'astronomia dei neutrini

Molte delle informazioni note sull'Universo derivano dall'osservazione dei fotoni. I fotoni hanno molti vantaggi come vettori d'informazione: sono prodot-

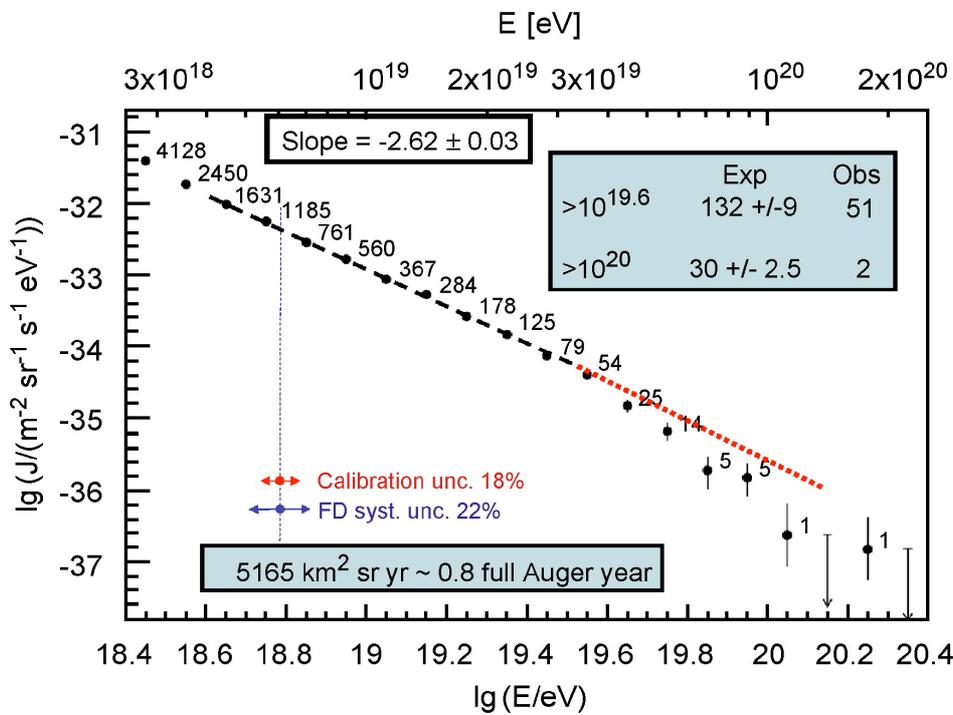


Figura 1.12: Misure dello spettro dei raggi cosmici alle energie più alte ottenute dalle osservazioni di Auger [Auger Collaboration (2008)].

ti in maniera copiosa, sono stabili e elettricamente neutri, sono facili da rivelare in un ampio range di energia, e il loro spettro consente di ottenere informazioni dettagliate sulle proprietà fisiche e chimiche della sorgente. Lo svantaggio è che le regioni dense e calde, che formano il nucleo, oltre che il motore, delle stelle e di altre sorgenti di energia astrofisiche sono completamente opache ai fotoni, e quindi non siamo in grado di studiare le proprietà di queste regioni da osservazioni dirette, ma solo da inferenza indiretta. Inoltre, i fotoni di alta energia interagiscono con i fotoni della radiazione infrarossa di fondo e con il fondo cosmico a microonde per creare coppie elettrone positrone; questo effetto è analogo a quello, denominato GZK cutoff, già descritto per l'interazione di protoni di alta energia con il fondo CMBR. Questo effetto sopprime ogni possibilità di rilevamento in cielo su distanze superiori a $100 Mpc$ con raggi gamma ad alta energia. Per scoprire i meccanismi che regolano l'Universo e gli oggetti astrofisici ad essi sottoposti è necessario

avere una sonda che sia: elettricamente neutra; la cui traiettoria non deve essere variata da campi magnetici; stabile, in modo tale da essere ricevuto sulla Terra da sorgenti distanti, e debolmente interagente così da penetrare in regioni opache per i fotoni.

Possiamo utilizzare allora i neutrini considerando sorgenti astrofisiche note per l'emissione di neutrini: la fusione dell'idrogeno nel nucleo di una stella come il Sole, infatti, produce, come sottoprodotti, neutrini elettronici; quando si forma una stella di neutroni sui resti di una supernova si ha la conversione di nuclei di ferro in neutroni e la produzione di un burst di neutrini, uno di questi è stato osservato da Kamiokande e IMB per SN 1987A. Lo studio dei neutrini è cominciato con la ricerca dei neutrini solari, che, per la piccolezza della loro sezione d'urto, possono attraversare tutta la stella senza subire interazioni. I neutrini solari, se catturati, possono quindi fornire informazioni dirette sullo stato del nucleo centrale del Sole. I neutrini prodotti hanno energie nell'intervallo di $(0.1 - 14)MeV$. Dopo anni di ricerca sulla osservazione della direzione dei neutrini solari la seconda fase di SuperKamiokande ha ricostruito la "mappa" del Sole, figura 1.13, e successivamente è stata ricostruita l'orbita del Sole in coordinate galattiche, figura 1.14, [SuperKamiokande Collaboration].

Sorgenti astrofisiche di neutrini di alta energia ($E > 100GeV$) non sono state ancora osservate direttamente, ma la loro esistenza può essere dedotta dalle proprietà dei raggi cosmici. Come già visto i raggi cosmici primari sono

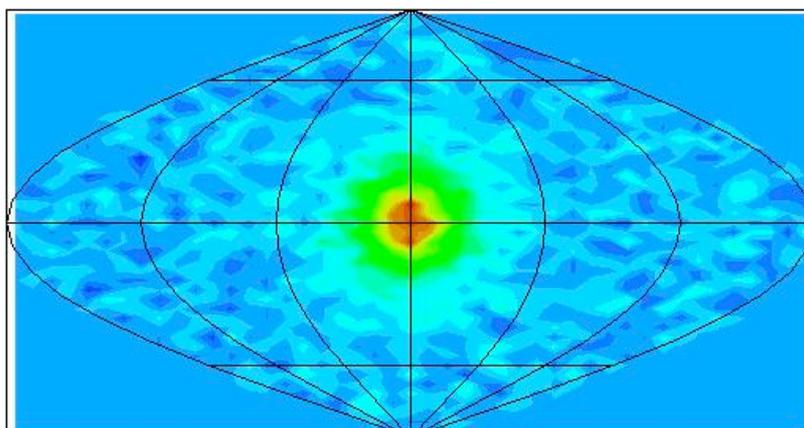


Figura 1.13: *La prima "neutrino-grafia" del sole [SuperKamiokande Collaboration]*

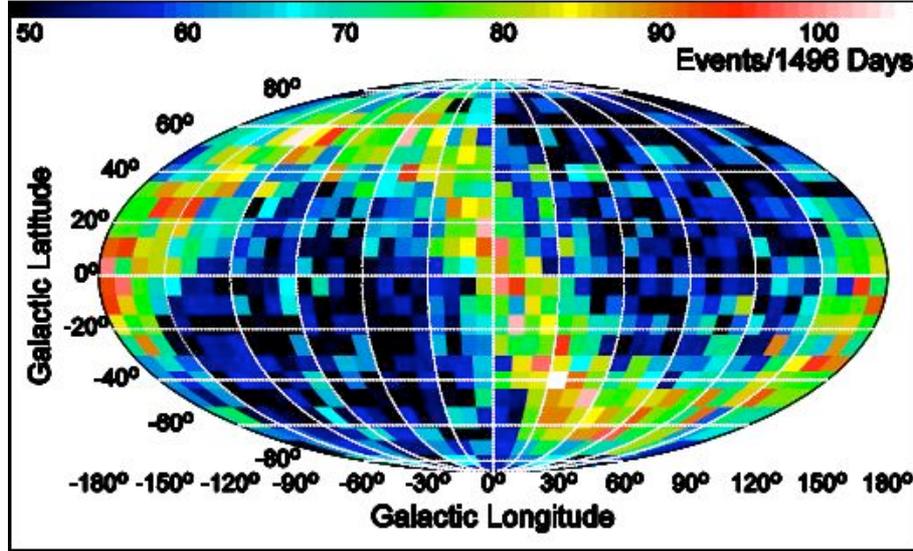


Figura 1.14: *L'orbita del Sole in coordinate galattiche misurata con neutrini da SuperKamiokande, [SuperKamiokande Collaboration].*

costituiti essenzialmente da protoni con l'aggiunta di nuclei pesanti. Il loro spettro di energia è descritto da una legge di potenza che si estende fino a energie estremamente elevate, sono stati osservati valori che eccedono $10^{20} eV$. I protoni stessi hanno un limitato uso come vettori di informazioni astrofisiche poichè hanno carica e sono anche soggetti alla deflessione dai campi magnetici che incontrano. Solo per $E > 10^{19} eV$ i raggi cosmici di energia molto alta conservano memoria della direzione della sorgente. Qualunque sia la fonte, è chiaro che accelerare protoni a tali alte energie dà luogo ad un processo di "beam dump" astrofisico: i protoni accelerati, interagendo con la materia o con i fotoni che circondano l'acceleratore cosmico, producono pioni carichi e neutri, che decadendo danno origine a γ e ν di alta energia. L'esistenza di un flusso generale di altissima energia di protoni, nei raggi cosmici e la presenza di fotoni gamma può implicare l'esistenza di una fonte di neutrini di alta energia.

$$p + \gamma(N) \longrightarrow \begin{cases} \pi^\pm \longrightarrow \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e) \\ \pi^0 \longrightarrow 2\gamma \end{cases}$$

L'astronomia dei neutrini offre la possibilità di osservare sorgenti che corri-

spondono ai motori centrali dei fenomeni astrofisici più energetici. Le sorgenti di raggi gamma con energie superiori ai 100GeV sono quindi le più probabili candidate ad essere anche sorgenti di neutrini.