



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Dissertazione Laurea Triennale

**Rivelazione di neutrini tau astrofisici di alta energia
all'Osservatorio Pierre Auger**

Relatore

**Chiar.mo Prof. Antonio Capone
dott. Francesco Simeone**

Candidata

**Chiara Perrina
(matricola 1212105)**

A.A. 2009/2010

Indice

Introduzione	i
Capitolo 1 I Raggi Cosmici (RC)	1
1.1 La scoperta dei RC	1
1.2 Spettro in energia dei RC	2
1.3 Composizione dei RC	4
Capitolo 2 Sciami atmosferici estesi (EAS) e loro rivelazione	5
2.1 Sciami atmosferici estesi	5
2.1.1 Proprietà di uno sciame	6
2.1.2 Componente elettromagnetica della cascata	7
2.1.3 Modello di Heitler	9
2.1.4 Componente muonica	10
2.1.5 Cascata adronica	11
2.2 Tecniche di rivelazione	12
2.2.1 Rivelazione di superficie	13
2.2.1.1 La Luce Cherenkov	14
2.2.2 Rivelazione di fluorescenza	17
Capitolo 3 Astronomia con neutrini e in particolare con i neutrini tau	18
3.1 Le proprietà rilevanti dei neutrini tau (ν_τ)	20
Capitolo 4 L'Osservatorio Pierre Auger	22
4.1 Il rivelatore di superficie (SD)	25
4.1.1 La ricostruzione degli sciami con l'SD	27
4.2 Il rivelatore di fluorescenza (FD)	29
Capitolo 5 Tecniche di rivelazione dei neutrini tau con Auger e risultati sperimentali	33
5.1 Identificazione di neutrini tau con l'SD di Auger	34
5.2 Risposta del rivelatore	39
5.3 Ricostruzione	40
5.4 Accettanza e limite superiore del flusso di ν_τ UHE	42
Appendice A Calcolo dell'energia di soglia dell'interazione di fotoni e protoni con il fondo cosmico	47

Appendice B Oscillazioni di neutrini.....	50
Bibliografia	53
Indice delle Figure	55
Indice delle Tabelle	57

Introduzione

Uno dei risultati più interessanti fra quelli ottenuti recentemente con lo studio dei Raggi Cosmici ha mostrato l'esistenza di particelle cariche di altissima energia ($> 10^{20}$ eV), definite usualmente Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECR).

I modelli, attualmente ritenuti validi, che descrivono l'accelerazione delle particelle cariche nelle sorgenti astrofisiche prevedono anche la produzione di neutrini dal decadimento di pioni carichi generati nelle interazioni delle particelle accelerate con la materia presente nelle vicinanze della sorgente o al suo interno.

Protoni di altissima energia, durante la loro propagazione nel mezzo interstellare, possono interagire con il fondo di microonde producendo neutrini.

I neutrini sono particelle stabili, neutre e debolmente interagenti, ciò consente loro di propagarsi attraverso zone dense di materia e di non essere deviati dai campi magnetici galattici; la loro rivelazione ci permette di indagare i fenomeni più energetici e distanti dell'Universo.

Il presente lavoro, articolato in cinque capitoli, illustra la individuazione dei neutrini tau all'Osservatorio Pierre Auger.

Nel **Capitolo 1** vengono introdotti i Raggi Cosmici (RC): dopo una breve iniziale nota storica si analizzano lo spettro in energia dei RC e la loro composizione.

Nel **Capitolo 2** vengono introdotti gli sciame atmosferici estesi con particolare riguardo alla descrizione della loro componente elettromagnetica, muonica e adronica e alla descrizione delle tecniche che permettono la loro rivelazione.

Nel **Capitolo 3** vengono descritte le principali motivazioni della Astronomia con neutrini e in particolare con i neutrini tau, una volta illustrate le più importanti caratteristiche di questi ultimi.

Nel **Capitolo 4** viene descritto l'apparato sperimentale dell'Osservatorio Pierre Auger.

Nel **Capitolo 5** vengono descritte le tecniche di rivelazione dei neutrini tau presso l'Osservatorio Pierre Auger e viene discusso il risultato sperimentale ottenuto.

Capitolo 1

I Raggi Cosmici (RC)

1.1 La scoperta dei Raggi Cosmici

Una delle questioni ancora aperte nella Fisica del primo Novecento riguardava il motivo per cui gli elettroscopi che venivano utilizzati negli esperimenti sulla conducibilità dei gas, sebbene isolati da sorgenti note di radiazione, perdevano gradualmente la loro carica.

Si pensò che il fenomeno fosse dovuto ad una radiazione residua, proveniente dalla superficie terrestre, finché, il 7 agosto 1912, il fisico austriaco Victor F. Hess, a bordo di una mongolfiera, misurando a diverse quote la velocità di scarica di tre elettroscopi carichi scoprì che la ionizzazione, dopo il primo chilometro, aumentava rapidamente con l'altitudine, segno che quella radiazione proveniva dallo Spazio[1].



Figura 1.1 Victor F. Hess a bordo della mongolfiera.

Alle osservazioni di Hess seguirono quelle di Werner H. G. Kolhörster [2], il quale, nel 1914, spingendosi ad una quota di 9000 m, confermò ed ampliò le misure di Hess (v. [Tabella 1](#)).

Altitudine (km)	Differenza tra ionizzazione osservata e ionizzazione al livello del mare (10^6 ioni m^{-3})
0	0
1	-1.5
2	1.2
3	4.2
4	8.8
5	16.9
6	28.7
7	44.2
8	61.3
9	80.4

Tabella 1 Differenza tra ionizzazione osservata a diverse altitudini e ionizzazione al livello del mare.

Fu Robert A. Millikan, nel 1925, in occasione di un seminario presso l'Università di Leeds (UK), il primo a riferirsi a tale radiazione con il termine "Raggi Cosmici" (RC).

1.2 Spettro in energia dei RC

Lo spettro in energia dei RC si estende da $10^9 eV$ fino a oltre $10^{20} eV$.

L'esistenza di un limite inferiore, $10^9 eV$, nello spettro energetico dei RC si deve alla difficoltà che le particelle cariche con energia dell'ordine del GeV incontrano nel penetrare la regione del Sistema Solare, occupata dalle nubi di plasma emesse dal Sole in occasione dei suoi brillamenti e di altri fenomeni fotosferici ad alta energia.

Stabilire se lo spettro possiede anche un limite superiore è ancora un obiettivo, difficile ma importante da raggiungere. Difficile a causa del ridotto numero di eventi di altissima energia, importante in quanto la presenza di RC di energie elevate deve essere giustificata da meccanismi di accelerazione capaci di dare ragione a queste energie.

Tale ricerca diventa ancor più interessante alla luce del cosiddetto "effetto GZK" previsto da Greisen [3] e, indipendentemente, da Zatsepin e Kuz'min [4] subito dopo la scoperta ad opera di Penzias e Wilson della radiazione cosmica di fondo (CMBR) [5].

Tale effetto prevede che al di sopra dei $10^{20} eV$ il flusso dei RC primari diminuisca considerevolmente a causa dell'interazione dei RC con la CMBR costituita da fotoni di bassa energia nella regione delle microonde.

In [Figura 1.2](#) è mostrato il flusso differenziale Φ (particelle per unità di superficie, di tempo, di angolo solido e di energia), in funzione dell'energia E .

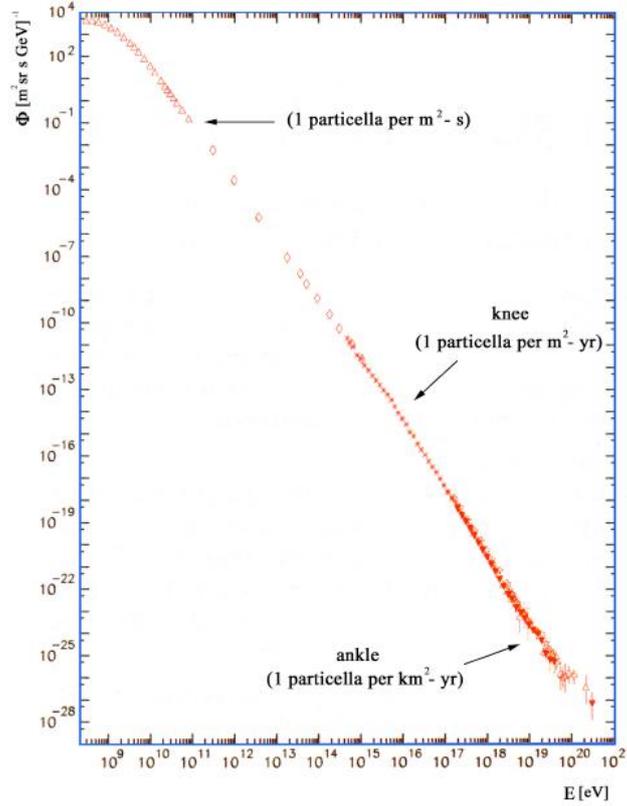


Figura 1.2 Spettro in energia dei RC.

In essa si nota che la pendenza dello spettro è interrotta in due punti, in corrispondenza di $E_1 = 10^{15.5} \text{ eV}$ e $E_2 = 10^{18.8} \text{ eV}$, denominati rispettivamente “ginocchio” (*knee*) e “caviglia” (*ankle*).

Per valori di E compresi tra 10^{11} eV e 10^{20} eV , il flusso differenziale dei RC ha una forma regolare e può essere rappresentato da una legge del tipo:

$$\Phi(E) = C E^{-\alpha} \quad \alpha = \begin{cases} 2.7, & E < E_1 \text{ e } E > E_2 \\ 3.1, & E_1 \leq E \leq E_2 \end{cases}$$

dove C è una costante che non dipende dall'energia e α il cosiddetto “indice spettrale”.

In Figura 1.2 sono anche indicati tre valori di tasso di conteggio di RC, [$m^{-2} s^{-1}$], [$m^{-2} yr^{-1}$], [$km^{-2} yr^{-1}$], stimati in corrispondenza rispettivamente di $E \sim 10^{12} \text{ eV}$, $E = E_1$, $E = E_2$.

In base alla loro energia i RC vengono classificati in:

- *High Energy Cosmic Ray*, HE CR, $10^9 \text{ eV} \leq E < 10^{12} \text{ eV}$;
- *Very High Energy Cosmic Ray*, VHE CR, $10^{12} \text{ eV} \leq E < 10^{15} \text{ eV}$;
- *Ultra High Energy Cosmic Ray*, UHE CR, $10^{15} \text{ eV} \leq E < 10^{18} \text{ eV}$;
- *Extremely High Energy Cosmic Ray*, EHE CR, $E \geq 10^{18} \text{ eV}$.

Verosimilmente, le particelle con energia $E \leq E_1$ (eventi prima del punto *knee*) sono di origine galattica e le particelle con energia $E \geq E_2$ (eventi dopo il punto *ankle*) sono di origine extragalattica.

1.3 Composizione dei RC

Per energie inferiori a 10^{14} eV il flusso dei RC è abbastanza elevato (≈ 400 particelle m^{-2} giorno^{-1} sr^{-1}) da consentire misure al di sopra dell'atmosfera terrestre mediante l'utilizzo di calorimetri, camere ad emulsione, spettrometri ed altri rivelatori di radiazione simili, posti su palloni stratosferici, su satelliti o su stazioni spaziali. Tali misure mostrano che i RC di queste energie sono composti per il 99.8% circa da particelle cariche e per lo 0.2% circa da raggi γ e da neutrini.

La parte carica è formata per il 98% circa da nuclei e per il 2% circa da elettroni e positroni; a sua volta la componente nucleare è costituita da protoni (87%), particelle α (12%) e nuclei più pesanti (1%).

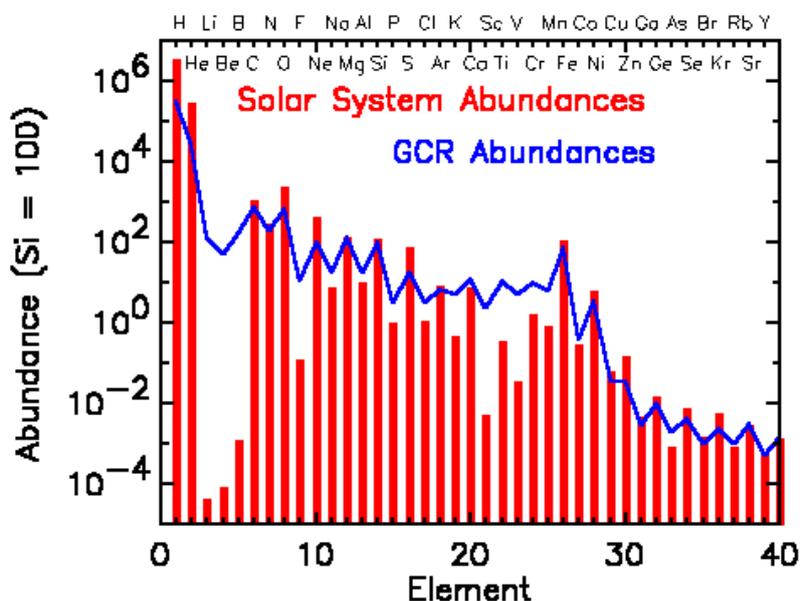


Figura 1.3 Confronto tra la composizione solare (rosso) e la composizione della radiazione cosmica (blu).

- Gli elementi H e He sono meno abbondanti nei RC rispetto alla materia stellare.
- Gli elementi del gruppo Li, Be, B e del gruppo Sc, Ti, V, Cr, Mn sono molto più abbondanti nei RC che nel Sistema Solare. Completamente assenti come prodotti finali della nucleosintesi stellare, l'elevato contenuto di questi elementi nei RC è dovuto al fatto che questi ultimi, una volta accelerati nelle loro sorgenti, si propagano attraverso il mezzo interstellare per poi raggiungere la Terra; durante questo viaggio avvengono processi di spallazione tra i RC ed il mezzo interstellare (per lo più protoni) che fanno sì che da elementi più pesanti, come C e O per il primo gruppo e Fe per il secondo, si formino gli elementi dei due gruppi citati.

Capitolo 2

Sciami atmosferici estesi (Eas) e loro rivelazione

2.1 Sciami atmosferici estesi

Il risultato della collisione tra un raggio cosmico di energia elevata con un nucleo nell'alta atmosfera è la produzione di molte particelle energetiche. Queste, a loro volta, collidono con altri nuclei producendo una "cascata" di particelle che prende il nome di sciame atmosferico esteso (*extensive air shower, EAS*).

Le caratteristiche rilevanti di uno sciame che si sviluppa in atmosfera, quali l'aumento e la successiva diminuzione del numero di particelle e l'allargamento laterale dello sciame, possono essere visualizzate in [Figura 2.1](#).

In essa è mostrata la struttura di uno sciame di particelle generato da un protone cosmico avente energia $E = 10$ GeV che si sviluppa all'interno di una camera a nebbia [6]. Le lastre di piombo all'interno della camera hanno la funzione di far avvenire la maggior parte dei processi di interazione e perdita di energia al loro interno. Così, solo una piccola parte dello sviluppo ha luogo nel gas della camera (argon a pressione atmosferica).



Figura 2.1 Sciame generato da un protone di 10 GeV all'interno di una camera a nebbia contenente delle lastre di piombo. La prima interazione del protone avviene con molta probabilità all'interno di una delle lastre. I pioni neutri alimentano la cascata. I pioni carichi hanno interazioni simili a quella del protone o decadono in muoni. L'area mostrata è di 0.5 m per 0.3 m.

Lo sviluppo di un EAS avviene mediante diversi processi di interazione tra le varie particelle; uno schema semplificato è riportato in [Figura 2.2](#).

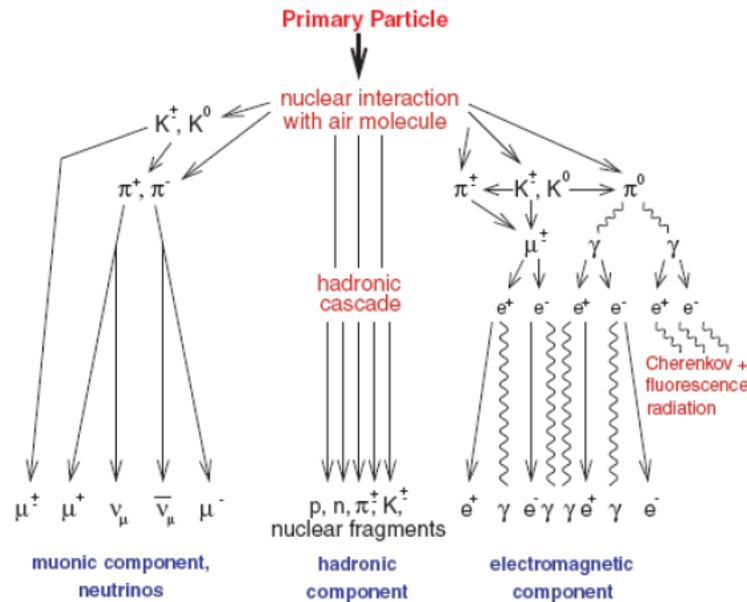


Figura 2.2 Schema generale delle interazioni particellari che danno luogo ad uno sciame atmosferico esteso.

Le componenti principali di uno sciame atmosferico sono [7]:

- **adronica:** il nucleo (o nucleone) che costituisce il primario incidente, interagisce con i nuclei bersaglio presenti in atmosfera producendo adroni altamente energetici. Ciascuna particella adronica interagirà nuovamente in atmosfera o decadrà in altre particelle. La maggior parte delle particelle prodotte in ciascuna interazione adronica sono mesoni, principalmente pioni e kaoni;
- **elettromagnetica:** lo sciame consiste principalmente in un nucleo centrale di adroni altamente energetici che alimentano continuamente la componente elettromagnetica dello sciame. Per ogni interazione adronica circa un terzo dell'energia va alla componente elettromagnetica, la quale ha inizio da fotoni che provengono dal decadimento dei π^0 , da particelle η le quali producono coppie $e^+ e^-$, e da bremsstrahlung di elettroni e positroni. La componente elettromagnetica ha uno sviluppo più veloce rispetto alle altre componenti e come conseguenza circa il 90% delle particelle che compongono un EAS sono elettroni e positroni;
- **muonica:** i pioni carichi di energia più bassa ed i kaoni possono decadere in μ e ν prima di interagire. Il numero di muoni prodotti per decadimento di mesoni è un ordine di grandezza più basso del numero di elettroni e positroni.

2.1.1 Proprietà di uno sciame

Quando uno sciame inizia il suo sviluppo, il numero di particelle prodotte cresce e l'energia iniziale si ripartisce fra di esse. Tale sviluppo continua fino a quando sono possibili processi, come produzione di coppie o bremsstrahlung, che aumentano il numero di particelle, ovvero

fino a quando l'energia della singola particella è minore di un valore critico (E_C), funzione del mezzo in cui si sviluppa lo sciame e del tipo di particella.

Durante il suo sviluppo lo sciame conserva la traiettoria del primario, la quale prende il nome di "asse dello sciame". Il punto di impatto al suolo di questa traiettoria prende il nome di "core" dello sciame.

La cascata di particelle è localizzata intorno alla traiettoria del primario (asse dello sciame), il processo che descrive come le particelle si allontanano da questa traiettoria prende il nome di sviluppo trasversale. Un apparato di rivelatori di particelle (usualmente rivelatori Cherenkov ad acqua o scintillatori), è in grado di misurare la distribuzione laterale delle particelle dello sciame alla profondità del sito in cui essi sono distribuiti. Lo sviluppo trasversale di uno sciame dipende principalmente dal momento trasverso medio p_t della componente adronica. Man mano che lo sciame si sviluppa le particelle che lo compongono si allontanano dall'asse ed al suolo la cascata è diffusa su una superficie molto ampia (dell'ordine delle centinaia di chilometri quadri per primari di energia superiore a 10^{18} eV).

Nel caso di uno sciame avente energia $E \approx 10^{19}$ eV, al livello del mare i secondari prodotti sono per il 99% fotoni, elettroni e positroni, di energia compresa fra 1 e 10 MeV la cui energia complessiva è l'85% dell'energia totale e l'1% sono muoni da 1 GeV (10% dell'energia totale), pioni di alcuni GeV (4% dell'energia), neutrini e barioni.

2.1.2 Componente elettromagnetica della cascata

Generalmente, la componente elettromagnetica della cascata ha origine da un fotone proveniente dal decadimento del π^0 che decade producendo fotoni secondo la reazione

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma.$$

Anche i processi

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + e^+ + e^- \\ \pi^0 &\rightarrow e^+ + e^- + e^+ + e^- \end{aligned}$$

sono possibili, ma in prima approssimazione possono essere trascurati [8].

A questo punto, la cascata procede mediante reazioni di produzione di coppie iniziate da fotoni che in presenza del campo elettromagnetico di un nucleo di carica Z producono coppie e^+e^- con un libero cammino medio dato da

$$X_{coppie} = \frac{1}{n \sigma_{coppie}},$$

dove n è la densità dei nuclei di massa A del materiale attraversato dal fotone e σ_{coppie} è la sezione d'urto per la produzione di coppie in aria ed ha l'espressione

$$\sigma_{coppie} \approx 5.7 r_e^2 = 6 \times 10^{-26} \text{ cm}^2$$

dove r_e è il raggio classico dell'elettrone.

Elettroni e positroni in presenza del campo elettromagnetico vengono accelerati e producono, tramite il processo di bremsstrahlung, fotoni.

La produzione di coppie e^+e^- da fotoni e la produzione di fotoni da e^+ ed e^- per bremsstrahlung sono due processi in competizione e la loro sezioni d'urto sono legate dalla relazione

$$\sigma_{coppie} = \frac{7}{6} \sigma_{bremsstrahlung}$$

Gli elettroni presenti nello sciame perdono energia anche a causa del processo di ionizzazione. Mentre il processo di bremsstrahlung, creando nuovi fotoni, alimenta la catena di processi descritti; il processo di ionizzazione diminuendo l'energia degli elettroni riduce la potenzialità che hanno questi ultimi di creare nuovi fotoni.

Fin quando il tasso di perdita di energia dovuto al processo di bremsstrahlung è maggiore di quello dovuto alla ionizzazione, vi è un incremento netto nel numero totale di particelle dello sciame. Al diminuire dell'energia degli elettroni, il tasso di perdita di energia per bremsstrahlung diminuisce e quello di ionizzazione cresce; vi sarà un valore dell'energia per il quale i due tassi di perdita di energia diventano uguali ed il numero di particelle totali smette di aumentare, ciò avviene quando

$$-\frac{dE}{dX_{bremsstrahlung}} = -\frac{dE}{dX_{ionizzazione}}$$

e l'energia alla quale questo avviene prende il nome di "energia critica" E_C .

In uno sciame la direzione di propagazione delle particelle cambia a causa dei vari processi di diffusione. Un'importante quantità che mette in evidenza quanto una particella si allontana dalla sua direzione originaria è lo scarto quadratico medio (RMS) dell'angolo di deflessione quando questa attraversa un materiale di spessore X . Se l'elettrone ha un impulso iniziale p , espresso in MeV/c , allora:

$$\theta_{RMS} = \frac{21}{p\beta} MeV \sqrt{\frac{X}{X_0}}$$

e si ottiene che per $E = E_C$, lo scarto quadratico medio dell'angolo di diffusione dell'elettrone è 14% quando questo attraversa una lunghezza di radiazione (Cronin, 2004).

Una quantità che permette di apprezzare l'allargamento laterale dello sciame è il "raggio di Molière", definito come:

$$R_M = 21 MeV \frac{X_0}{E_C}$$

ed è espresso in $g cm^{-2}$. Si stima [8] che all'interno di un raggio $R \approx 2R_M$ è contenuta il 90% dell'energia totale.

Se si considera soltanto la componente elettromagnetica della cascata, i processi fondamentali che la descrivono sono la produzione di coppie per i fotoni e bremsstrahlung per gli elettroni. Questi processi sono ben conosciuti nell'ambito dell'elettrodinamica quantistica e le loro sezioni d'urto sono conosciute con grande precisione.

2.1.3 Modello di Heitler

Esiste un modello semplificato, sviluppato da Heitler [9], che descrive la propagazione della componente elettromagnetica.

In questo modello il processo di sviluppo è diviso in vari passi, ognuno dei quali è caratterizzato dallo stesso libero cammino medio X_0 per i processi di bremsstrahlung e produzione di coppie (in realtà il processo di produzione di coppie ha una sezione d'urto leggermente minore).

In tale modello

- si assume che nel processo di bremsstrahlung, fotone ed elettrone dello stato finale si suddividono l'energia del fotone iniziale;
- si assume che nel processo di creazione di coppie, elettrone e positrone suddividono l'energia del fotone iniziale;
- si trascura la diffusione multipla e si tratta lo sciame monodimensionalmente;
- si trascura la diffusione Compton.

Secondo questo modello la cascata ha inizio da un fotone di energia E_0 e ad ogni passo l'energia viene suddivisa in parti uguali tra le particelle prodotte; la cascata procede fino a quando i processi di perdita di energia per bremsstrahlung e per ionizzazione non avvengono con le stesse probabilità (finché l'energia dell'elettrone non raggiunge il valore critico E_C).

Indicando con X_{MAX} la profondità alla quale $E = E_C$, per $X < X_{MAX}$ il numero di passi compiuti sarà $n = \frac{X}{X_0}$ ed il numero di particelle presenti nello sciame

$$N(X) = 2^{\frac{X}{X_0}}.$$

Ciascuna particella prodotta avrà un'energia $E(X) = \frac{E_0}{N(X)}$.

Quando lo sciame avrà raggiunto il suo massimo sviluppo, il numero di particelle sarà

$$N(X_{MAX}) = \frac{E_0}{E_C}$$

e la profondità alla quale questo avviene

$$X_{MAX} = \frac{X_0 \ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right)}{\ln 2}.$$

Quest'ultima relazione dà l'idea di come la profondità del massimo dello sciame dipenda dal libero cammino medio X_0 e dall'energia E_0 del primario e può essere, quindi, utilizzata per una stima di E_0 .

2.1.4 Componente muonica

La componente muonica deriva dal decadimento di pioni e kaoni carichi. Dato che i muoni non si moltiplicano e perdono la loro energia solo per ionizzazione, la componente muonica dopo il suo massimo si attenua lentamente, in maniera, dunque, diversa dalla componente elettronica che scompare rapidamente.

Poiché non esiste una cascata muonica, in un tipico EAS ci sono molti meno muoni rispetto a elettroni-positroni e fotoni.

Il numero totale N_μ di muoni con energia $E_\mu > 1 \text{ GeV}$ in una sciame prodotto da un protone di energia E , ottenuto mediante calcoli Monte-Carlo, è

$$(N_\mu(E))_p \sim b_\mu E^{0.86}$$

dove b_μ è indipendente da E [10].

Per il principio di sovrapposizione, il contenuto muonico di un EAS prodotto da un nucleo con numero di massa A ed energia E può essere espresso da

$$(N_\mu(E))_A \sim A^{0.14} (N_\mu(E))_p.$$

Un nucleo di Fe con energia E dà l'80% in più circa di muoni rispetto ad un protone con la stessa energia.

Il rapporto $\frac{N_\mu}{N_e}$ sarebbe, dunque, sensibile alla composizione dei RC primari.

È interessante notare che misure sperimentali del contenuto muonico N_μ e della “profondità massima” X_{MAX} darebbero informazioni sulla natura dei RC primari [10, 11].

2.1.5 Cascata adronica

La descrizione dello sviluppo della cascata adronica risulta più complicata perché i dettagli dei parametri chiave necessari per la sua descrizione (sezione d'urto, inelasticità, molteplicità) non sono sempre noti in quanto le energie di interesse sono ben al di sopra delle energie raggiunte dagli attuali acceleratori di particelle.

Si può studiare, come esempio, l'interazione protone-protone; una visione semplificata di questa interazione, si ha considerando un processo nel quale le uniche particelle prodotte siano pioni:

$$p + p \rightarrow p + p + N(\pi^+ + \pi^- + \pi^0).$$

In questa descrizione viene ignorata la presenza di particelle come $K, \Lambda, \eta, \Omega, Z, \dots$ che indubbiamente vengono prodotte ma in minor quantità.

Il nucleone uscente avrà la maggiore energia fra le particelle che lasciano la regione di interazione ed interagirà nuovamente dopo un certo cammino caratteristico. Approssimando il libero cammino medio in aria del nucleone in questione a 84 g cm^{-2} , si calcola che per una particella che penetra verticalmente in atmosfera, il numero medio di interazioni fra i vari nucleoni uscenti è 12 [8].

L'inelasticità κ della collisione, definita come la frazione di energia della particella entrante che non è trattenuta dal nucleone uscente, è una quantità che subisce delle grandi fluttuazioni ed in principio può variare da 0 ad 1.

Una stima grossolana potrebbe essere quella di considerare $\kappa = 0.5$, cosicché metà dell'energia viene trasmessa ai pioni creati. Data l'indipendenza dalla carica l'energia viene suddivisa in parti uguali fra i vari pioni: ad ogni generazione, in media, 1/3 dell'energia va ai pioni neutri e 2/3 ai pioni carichi i quali, a seconda dei casi, decadono o interagiscono.

La distanza percorsa prima dell'interazione dipende dalla sezione d'urto del processo $\pi^\pm - p$; misure dirette hanno mostrato che questa sezione d'urto è all'incirca 2/3 della sezione d'urto per collisioni $p - p$ [12].

Se consideriamo l'urto con un nucleo di massa A , la sezione d'urto varia con la massa del nucleo bersaglio e l'espressione che lega queste due grandezze è [8]

$$\sigma_{pA}(\textit{inelastico}) \propto A^{0.691} mb$$

per i protoni e

$$\sigma_{\pi A}(\textit{inelastico}) \propto A^{0.75} mb$$

per i pioni; entrambe le sezioni d'urto aumentano con l'energia.

Per valutare qualitativamente se il pione interagisce prima di decadere, stimiamo le probabilità dei due processi (interazione e decadimento) che sono uguali quando

$$\Gamma\tau c = \frac{\lambda}{\rho}$$

dove Γ è il fattore di Lorentz del pione, il quale ha un tempo di vita media a riposo $\tau = 2 \times 10^{-8}$ s, c è la velocità della luce, λ è il libero cammino medio per l'interazione e ρ è la densità del materiale nel quale il pione si propaga.

Ad un'altezza di 5000 m, la densità dell'aria è circa $\rho = 5 \times 10^{-4}$ g cm⁻² ed il fattore di Lorentz per il quale decadimento ed interazione hanno la stessa probabilità è $\Gamma \approx 380$; a questo valore corrisponde un'energia per il pione di circa 50 GeV .

Ad altezze maggiori, il fattore di Lorentz avrà un valore maggiore con una conseguente crescita del libero cammino medio prima del decadimento; risulta chiaro, quindi, che nelle prime fasi dello sviluppo dello sciame, i pioni tenderanno ad interagire.

2.2 Tecniche di rivelazione

La rivelazione dei RC fino alle energie di 10^{14} eV può essere effettuata direttamente sui primari. Poiché al crescere dell'energia i valori del flusso diventano sempre più bassi, sarebbero necessarie superfici sempre più estese, il che rende l'applicazione dei metodi di rivelazione diretta sempre più difficoltosa.

Oltre i 10^{14} eV, perciò, i RC vengono studiati ricorrendo a **misure indirette** che si basano sullo studio degli sciame atmosferici estesi. Il primo ad iniziare studi di questo tipo fu il fisico francese Pierre Auger alla fine degli anni '30.



Figura 2.3 Pierre Auger.

Esistono due classi di rivelatori usati per questo: i rivelatori di superficie (**SD** o *Surface Detectors*) che misurano il flusso delle particelle secondarie a terra e i rivelatori di fluorescenza (**FD** o *Fluorescence Detectors*) che registrano l'intensità della radiazione emessa dallo sciame durante il tragitto nell'atmosfera.

Un **SD** è costituito da una griglia (*array*) di rivelatori di particelle cariche (in prevalenza muoni ed elettroni), quali scintillatori (utilizzati, per esempio, in *Volcano Ranch*, *Yakutsk* e *AGASA*), rivelatori Cherenkov ad acqua (utilizzati, per esempio, in *Haverah Park* e *Auger*) o calorimetri per la misura di muoni e adroni (in *KASCADE* e *Yakutsk*).

Un **FD**, invece, è costituito da rivelatori sensibili alla fluorescenza delle molecole di azoto presenti nell'atmosfera (ad esempio all'esperimento *Fly's Eye*, *HiRes* e *Auger*) ma anche telescopi per la misura della luce Cherenkov (ad esempio all'esperimento *Yakutsk*).

2.2.1 Rivelazione di superficie

Uno sciame atmosferico può essere considerato come un esteso disco sottile di particelle che si muove alla velocità della luce attraverso l'atmosfera lungo un asse, chiamato asse dello sciame e contiene un gran numero di particelle, i cui impulsi sono determinati in direzione e verso sostanzialmente dalle leggi di conservazione nei decadimenti e nelle interazioni che si verificano nel corso della propagazione in atmosfera. Gli adroni secondari e i γ prodotti dal decadimento dei pioni hanno un impulso trasversale molto piccolo rispetto a quello longitudinale, pertanto essi si propagano in prima approssimazione nelle vicinanze dell'asse dello sciame, essenzialmente in direzione parallela ad esso. Diversamente, le particelle provenienti dalla cascata elettromagnetica, a causa dello *scattering* coulombiano di elettroni e positroni, si allontanano dall'asse. Le dispersioni della componente trasversale dell'impulso

fanno sì che le particelle si distribuiscano su una superficie di area considerevole, dove possono essere rivelate da un *array* di rivelatori.

La distanza ottimale fra due rivelatori è dettata dall'energia del primario che si vuole rivelare (maggiore è l'energia del primario maggiore può essere la distanza fra i rivelatori). Tipicamente, per un primario di $E = 10^{19} \text{ eV}$ la spaziatura tra due rivelatori può superare il chilometro.

Attraverso i rivelatori si campiona la quantità di particelle della componente elettromagnetica $N(X)$ che arriva a terra ad una data profondità X , fissata dall'altezza h alla quale si trovano i rivelatori e dall'angolo di zenit θ che forma la direzione dello sciame con la verticale.

La risposta dei rivelatori, di solito, viene espressa in VEM, cioè in unità del segnale prodotto da un muone che attraversa verticalmente il rivelatore (*vertical equivalent muon*), e per un primario di 10^{18} eV è circa $2 \text{ VEM}/\text{m}^2$ ad 1 km dal centro dello sciame. Tipicamente un rivelatore di superficie ha un'area di 10 m^2 e dà una buona risposta per elettroni e fotoni. Per quanto riguarda i muoni, poiché essi vengono prodotti in minor quantità, il rivelatore, per dare una buona risposta dovrebbe avere un'area maggiore.

Tutti gli esperimenti che utilizzano matrici di rivelatori di superficie per la rivelazione di RC di energie dell'ordine di 10^{19} eV sono posizionati ad una profondità atmosferica tra gli 800 e 750 g cm^{-2} , a questa profondità lo sciame si trova poco oltre (qualche decina di g cm^{-2}) il suo massimo punto di sviluppo.

2.2.1.1 La luce Cherenkov

La radiazione Cherenkov può essere rivelata quando una particella che si muove in un mezzo trasparente di indice di rifrazione n ha una velocità v maggiore della velocità delle onde elettromagnetiche nel mezzo stesso (c/n).

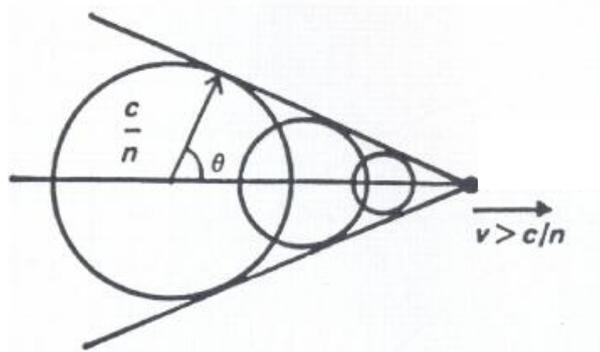


Figura 2.4 Fronte d'onda della luce Cherenkov.

La direzione in cui si propaga l'onda forma con la direzione del moto della particella un angolo θ dato da

$$\cos \theta = \frac{c}{nv}$$

Maggiore è il rapporto tra la velocità delle onde elettromagnetiche e la velocità della particella nel mezzo, più stretto è il cono di [Figura 2.4](#).

La radiazione Cherenkov viene sfruttata nella fisica dei RC, per la rivelazione della componente muonica ed elettromagnetica dello sciame (rivelatori Cherenkov ad acqua, SD) e per la rivelazione dei fotoni primari di alta energia (telescopi Cherenkov, FD).

Rivelatori Cherenkov ad acqua: Come già detto, la produzione di luce Cherenkov avviene solo se $v > \frac{c}{n}$. Questa caratteristica può essere sfruttata per la costruzione di rivelatori a soglia, i quali sono costituiti da un materiale di indice di rifrazione n che viene attraversato dalle particelle che si vuole rivelare. I rivelatori ricevono un segnale solo se le particelle (e^+ ed e^-) hanno un'energia sufficiente per produrre luce Cherenkov. L'energia di soglia viene stabilita in base al mezzo utilizzato dal rivelatore per la produzione della luce Cherenkov.

Ad esempio l'apparato di superficie dell'osservatorio "Pierre Auger" si compone di rivelatori Cherenkov ad acqua (indice di rifrazione $n = 1.333$), i quali rivelano particelle con velocità $v > 0.75 c$.

La quantità di luce prodotta da questi rivelatori è bassa e per la sua rivelazione è necessario l'utilizzo di fotomoltiplicatori.

Telescopi Cherenkov: Quando un γ ultraenergetico entra nell'atmosfera, dà luogo ad una cascata elettromagnetica in cui la propagazione di e^+ ed e^- stimola la formazione della luce Cherenkov. L'atmosfera riveste un ruolo importante nella produzione di luce Cherenkov: avendo un indice di rifrazione variabile, la luce emessa ha caratteristiche diverse a profondità diverse. La luce prodotta può essere rivelata al livello del mare mediante opportuni telescopi.

Il grafico in [Figura 2.5](#) mostra che l'energia di soglia per l'emissione Cherenkov diminuisce quando le particelle si trovano negli strati più bassi dell'atmosfera, mentre l'intensità della radiazione cresce. Inoltre cresce l'angolo che la direzione di propagazione dell'onda elettromagnetica forma con la direzione di propagazione della particella.

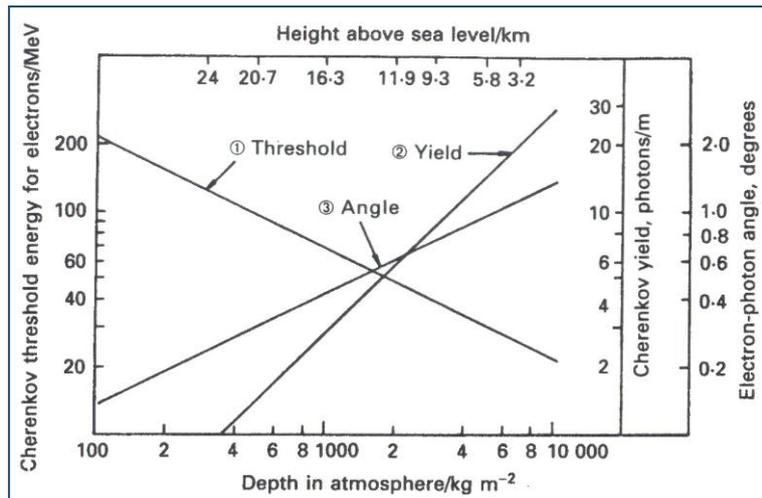


Figura 2.5 Variazione con la profondità atmosferica di alcune grandezze legate all'emissione di luce Cherenkov da parte di un elettrone:

1. energia di soglia per l'emissione di luce Cherenkov;
2. produzione di radiazione Cherenkov;
3. angolo tra la direzione di propagazione dell'onda e la direzione del moto dell'elettrone.

La radiazione Cherenkov al suolo non è focalizzata in un singolo punto, ma è diffusa in un'area di raggio superiore a 100 m dall'asse dello sciame. I telescopi che rivelano questa radiazione sono composti da un *array* di specchi che focalizzano la luce Cherenkov su una "camera centrale" composta da fotomoltiplicatori.

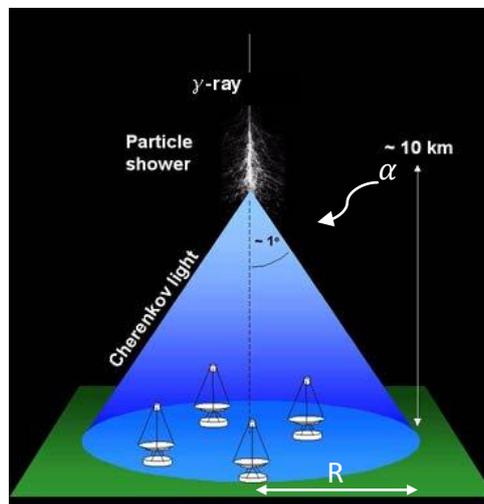


Figura 2.6 Telescopi Cherenkov investiti dalla radiazione omonima (immagine non in scala). Il raggio di base (R) del cono è

$$R = h \tan \alpha = 10 \text{ km} \times \tan (1^\circ) \cong 170 \text{ m}.$$

2.2.2 Rivelazione di fluorescenza

Durante lo sviluppo di uno sciame atmosferico, la maggior parte dell'energia si degrada per ionizzazione.

Le molecole d'aria eccitate possono dissipare l'energia depositata dallo sciame che si sviluppa nell'alta atmosfera tramite processi di *internal quenching*, nei quali le molecole isolate effettuano una transizione verso stati elettronici di energia inferiore senza emissione di radiazione, o attraverso emissione di fotoni ultravioletti o nel visibile. Questa radiazione è detta "radiazione di fluorescenza".

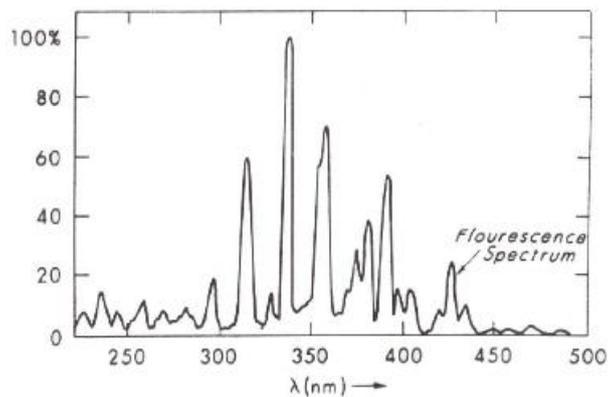


Figura 2.7 Spettro della fluorescenza atmosferica normalizzato al valore di picco (337.1 nm).

Per predire la quantità di luce di fluorescenza prodotta dallo sviluppo in aria di uno sciame è necessario conoscere l'energia persa per unità di percorso in funzione della profondità atmosferica e della distanza dall'asse dello sciame e quanta di questa energia è restituita come luce di fluorescenza.

La tecnica di fluorescenza può essere utilizzata per la rivelazione di sciami prodotti da RC primari con energie superiori a 10^{17} eV: l'esistenza di una soglia in energia così alta per l'osservazione del fenomeno è dovuta alla bassa probabilità con cui avviene la diseccitazione molecolare e all'isotropia dell'emissione. Tale tecnica fu per la prima volta usata da Greisen nel 1965, con scarsi successi. Il primo tentativo andato a buon fine fu quello dell'Università dello Utah, in cui il segnale di fluorescenza dello sciame veniva rivelato in coincidenza con l'array di Volcano Ranch. Il primo apparato completo, *Fly's Eye*, fu successivamente installato e avviato nel 1982.

Un sistema di fluorescenza è composto da una serie di telescopi dotati ciascuno di larghi specchi sferici capaci di raccogliere la luce emessa da uno sciame in atmosfera e focalizzarla su matrici di fotomoltiplicatori.

I fotomoltiplicatori registrano la sequenza temporale e l'intensità dei segnali di luce di fluorescenza, consentendo la ricostruzione della geometria (asse dello sciame, direzione di arrivo a terra), del profilo longitudinale dello sciame e della sua energia.

Capitolo 3

Astronomia con neutrini e in particolare con i neutrini tau

La maggior parte delle nostre attuali conoscenze sull'Universo si deve dall'osservazione di fotoni. Essi sono in grado di fornire informazioni dettagliate sulle loro sorgenti in quanto stabili, elettricamente neutri, prodotti in grandi quantità e facili da rivelare.

L'Universo, però, è opaco per fotoni di altissima energia provenienti da sorgenti extragalattiche: i raggi γ con energia E_γ possono, infatti, interagire con i fotoni (γ_0) della radiazione del fondo cosmico diffuso attraverso la produzione di coppie (e^-e^+).

L'energia di soglia \check{E}_γ di tale interazione, nel sistema di riferimento dell'osservatore, dipende dall'energia (E_0) del fotone "bersaglio". In particolare, prendendo in esame separatamente il fondo cosmico infrarosso, di microonde e radio si ottiene, rispettivamente, (v. [Appendice A](#))

$$\check{E}_\gamma \sim 10^3 GeV$$

$$\check{E}_\gamma \sim 10^6 GeV$$

$$\check{E}_\gamma \sim 10^9 GeV$$

Il percorso dei raggi γ di altissima energia è, dunque, limitato dal loro assorbimento da parte del fondo cosmico diffuso.

D'altra parte, anche i protoni non sono dei buoni messaggeri di informazioni astronomiche in quanto quelli con energia $E_p \leq 10^{11} GeV$ sono deviati dai campi magnetici extragalattici e galattici, perdendo così l'informazione sulla direzione di emissione dalle sorgenti, quelli con energia $E_p > 10^{11} GeV$ sono assorbiti entro il fondo cosmico di microonde (v. [Appendice A](#)).

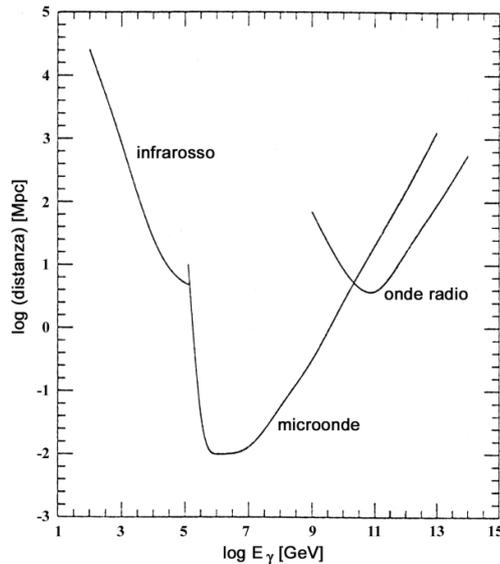


Figura 3.1 Distanza media percorsa dai raggi γ a partire dalle sorgenti di emissione (libero cammino medio effettivo) in funzione della loro energia E_γ , tenendo conto separatamente delle interazioni con le diverse componenti della radiazione di fondo cosmica. Si nota che l'Universo è opaco ai raggi γ con energia $E_\gamma \geq 50 \text{ TeV}$ provenienti da sorgenti extragalattiche poste a distanza $d > 10 \text{ Mpc}$ dalla Terra.

Per l'esplorazione dei fenomeni ad altissima energia è necessario utilizzare una particella **stabile** (cosicché possa arrivare sulla Terra da una sorgente molto distante), **elettricamente neutra** (cosicché la sua traiettoria non sia influenzata da campi magnetici extragalattici e galattici e possa portare intatta l'informazione sulla posizione della sorgente emittente) e **debolmente interagente** (cosicché permetta di ottenere informazioni da regioni cosmiche opache alla radiazione γ).

Le sole particelle note che mostrano le suddette proprietà sono i **neutrini**.

Esse sono leptoni – particelle relativistiche di spin $\hbar/2$ (fermioni) – di tre differenti sapori (ν_e, ν_μ, ν_τ) con carica elettrica nulla ($q_{\nu_L} = 0$) associati rispettivamente ai leptoni (e, μ, τ) con carica elettrica negativa ($q_{L^-} = -e$).

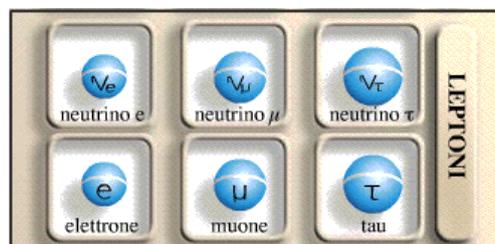


Figura 3.2 Le tre famiglie leptoniche.

Le loro antiparticelle sono gli antineutrini ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) con carica elettrica nulla ($q_{\bar{\nu}_L} = 0$) associati rispettivamente agli antileptoni (e^+, μ^+, τ^+) con carica elettrica positiva ($q_{L^+} = +e$).

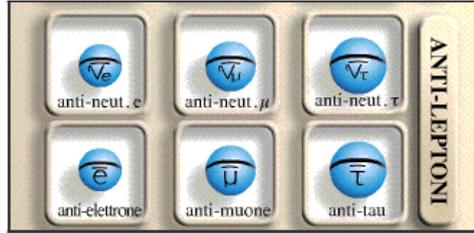


Figura 3.3 Le tre famiglie antileptoniche.

Riguardo alle masse, i neutrini sono molto più leggeri dei loro corrispondenti leptoni carichi. Una misura diretta delle masse dei neutrini non è ancora stata possibile, sperimentalmente sono stati posti dei limiti superiori ai loro valori:

$$m_{\nu_e} < 2.2 \text{ eV};$$

$$m_{\nu_\mu} < 0.17 \text{ MeV};$$

$$m_{\nu_\tau} < 15.5 \text{ MeV}$$

I neutrini sono ottimi messaggeri astronomici soprattutto nell'intervallo di energia $10^4 \text{ GeV} \leq E \leq 10^9 \text{ GeV}$ in cui l'astronomia con fotoni e protoni ha dei limiti.

L'ipotesi di produzione di neutrini di altissima energia ha portato alla cosiddetta "Astrofisica con neutrini".

3.1 Le proprietà rilevanti dei neutrini tau (ν_τ)

La lunghezza di radiazione dei leptoni (χ_0), dominata da processi di bremsstrahlung, si può esprimere, classicamente, mediante l'espressione [13]:

$$\chi_0 = \left[\frac{16}{3} Z^2 N \left(\frac{c^2}{hc} \right) \left(\frac{c^2}{m_L c^2} \right)^2 \ln \left(\frac{192 \lambda m_L}{Z^{1/3} m_e} \right) \right]^{-1},$$

dove N è il numero di densità atomica, λ un fattore dimensionale molto prossimo all'unità, m_L la massa del leptone e Z la carica nucleare del bersaglio. Trascurando il termine logaritmico, si deduce che χ_0 è proporzionale al quadrato di m_L .

Di conseguenza il leptone più penetrante è il τ .

Si può valutare il percorso di un τ [14], in funzione della sua energia, tenendo conto sia della lunghezza di decadimento (linea rossa in Figura 3.4) sia delle varie interazioni cui può essere soggetto: bremsstrahlung, produzione di coppie, nucleari (linea verde in Figura 3.4), elettrodeboli

(linea arancione in [Figura 3.4](#)). Ne risulta che la traccia del τ raggiunge la sua estensione massima $R_{\tau_{max}} \cong 191 \text{ km}$ a $E_{\tau} \cong 3.8 \times 10^9 \text{ GeV}$ in acqua.

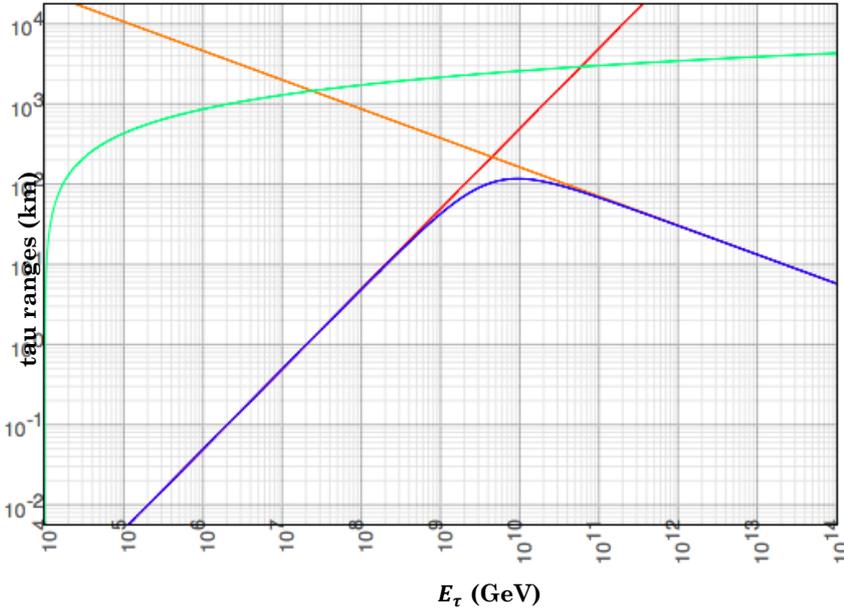


Figura 3.4 Range del τ in funzione della sua energia.

$$R_{R_{\tau}} \cong 1033 \text{ km} \frac{5}{\rho_r} \left\{ 1 + \frac{\ln \left[\left(\frac{E_{\tau}}{10^8 \text{ GeV}} \right) \left(\frac{E_{\tau}^{min}}{10^4 \text{ GeV}} \right)^{-1} \right]}{\ln(10^4)} \right\} \quad \text{linea verde}$$

$$R_{\tau_0} = c\tau_{\tau}\gamma_{\tau} = 4.902 \text{ km} \left(\frac{E_{\tau}}{10^8 \text{ GeV}} \right) \quad \text{linea rossa}$$

$$R_{W_{\tau}} = \frac{1}{\sigma N_A \rho_r} \cong \frac{2.6 \times 10^3 \text{ km}}{\rho_r} \left(\frac{E_{\tau}}{10^8 \text{ GeV}} \right)^{-0.363} \quad \text{linea arancione}$$

$$R_{\tau} = \left(\frac{1}{R_{R_{\tau}}} + \frac{1}{R_{\tau_0}} + \frac{1}{R_{W_{\tau}}} \right)^{-1} \quad \text{linea blu}$$

$\rho_r = 3$, densità del mezzo rispetto a quella dell'acqua.

Nella stima del *range* del τ per $E_{\tau} \ll 10^{19} \text{ eV}$ il processo dominante è il bremsstrahlung. Per $E_{\tau} \cong 10^{19} \text{ eV}$ i processi dominanti sono la produzione di coppie e le interazioni fotonucleari limitando pertanto il *range* del τ più del processo di bremsstrahlung. Comunque sono le interazioni elettrodeboli a dominare a queste energie già arrestando la crescita del τ e rendendo le lunghezze di interazione combinate leggermente più piccole ma pressoché confrontabili a quelle mostrate in [Figura 3.4](#). Per $E_{\tau} \cong 10^{19} \text{ eV}$ il *range* del τ è quasi dieci o venti volte più lungo del corrispondente *range* del μ (alla stessa energia) cosicché, per flussi confrontabili, la probabilità di rivelazione di un τ (e quindi di ν_{τ}) è dieci volte più grande della probabilità di rivelazione di un μ (e quindi di ν_{μ}).

Capitolo 4

L'Osservatorio Pierre Auger



Il progetto “Pierre Auger” [15], nato dall’idea dei fisici Jim Cronin ed Alan Watson, è oggi gestito da una collaborazione internazionale (tra Istituti di Ricerca ed Università) di diciassette Paesi.

Gli obiettivi dell’esperimento Auger sono:

- misura della composizione in massa dei raggi cosmici primari in funzione dell’energia (per energie superiori a 10^{18} eV);
- studio dello spettro energetico di nuclei e protoni nella regione del cut-off GZK;
- possibile osservazione di sorgenti puntiformi di raggi cosmici (anisotropia su piccola scala);
- stima del campo magnetico intergalattico (mediante l’utilizzo di RC di alta energia);
- osservazione di anisotropie su larga scala;
- rivelazione di interazioni di neutrini UHE in atmosfera.

L’esperimento prevede l’installazione di due apparati di misura identici uno nell’emisfero australe, nella provincia di Mendoza (Argentina) alla latitudine di 35° Sud, l’altro nell’emisfero boreale, nel deserto dell’Utah (Colorado, USA) alla latitudine di 38° Nord.

La ragione dell’installazione di un osservatorio in ciascun emisfero risiede nella volontà di misurare un’eventuale anisotropia nelle direzioni di arrivo dei RC primari, i quali, alle energie di interesse ($> 10^{18}$ eV), dovrebbero risentire in maniera trascurabile del campo magnetico galattico e quindi conservare le informazioni sulla posizione delle loro sorgenti.

Mentre l’Osservatorio Nord è ancora in fase di progettazione, l’Osservatorio Sud, completato nel maggio 2008, è stato inaugurato nel novembre dello stesso anno.

Esso è costituito da:

- 1600 rivelatori Cherenkov ad acqua disposti a formare una griglia esagonale di lato 1.5 km (Surface Detector, SD) che si estende su 3000 km^2 .



Figura 4.1 L'Osservatorio Pierre Auger sovrapposto alla città di Roma. L'area su cui si estende l'Osservatorio è pari a circa tre volte la superficie di Roma [16].

- 24 telescopi per la fluorescenza atmosferica (Fluorescence Detector, FD) disposti ai margini della superficie occupata dai rivelatori Cherenkov.

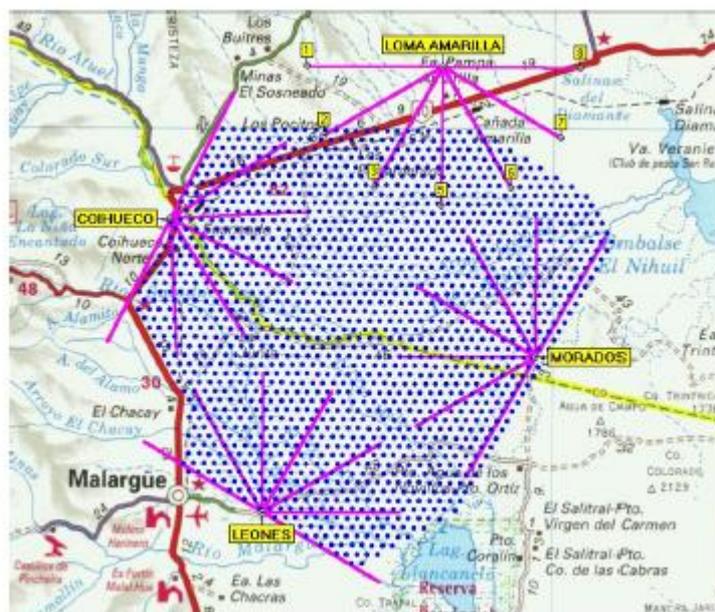


Figura 4.2 Osservatorio Pierre Auger, i punti blu rappresentano i rivelatori di particelle Cherenkov, i quattro siti per i telescopi per la fluorescenza atmosferica sono indicati con i nomi.

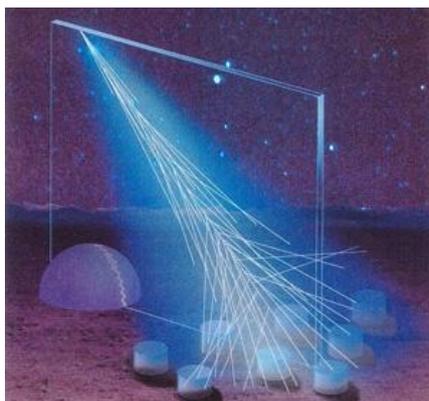


Figura 4.3 Rivelazione di uno sciame mediante un rivelatore di superficie e di fluorescenza.

La principale caratteristica dell'Osservatorio Pierre Auger è proprio quella di possedere un rivelatore ibrido ovvero costituito dai rivelatori Cherenkov (per la misura del flusso di particelle cariche dello sciame atmosferico che giungono fino al suolo) e da telescopi di fluorescenza (capaci di misurare l'energia di uno sciame mentre si sviluppa nell'alta atmosfera). Le *tanks* e i telescopi hanno un diverso *duty cycle*: l'SD è in continua fase di presa dati (*duty cycle* pari al 100%), l'FD, invece, può funzionare solo nelle notti senza luna e con buone condizioni atmosferiche, raggiungendo un *duty cycle* massimo del 10%. Pertanto, solo una parte degli eventi registrati dai rivelatori di superficie potranno dirsi ibridi.

I vantaggi che derivano dall'impiego simultaneo delle due tecniche sono:

1. **L'intercalibrazione:** le due tecniche consentono indipendentemente la determinazione dell'energia del primario, della sua direzione di arrivo e della sua natura.
2. Il rivelatore di superficie ha una **apertura nota**, ma una **calibrazione indiretta** in energia che si basa su simulazioni Monte Carlo e pertanto influenzata fortemente dalla modellistica adottata. Il rivelatore di fluorescenza ha una **apertura a priori non nota** che cresce con l'energia (eventi più luminosi possono essere visti da più lontano) e che varia in funzione della luminosità di fondo del cielo; per tale apparato la misura dell'energia è di tipo calorimetrico.

L'azione combinata delle due tecniche può portare alla determinazione delle costanti di calibrazione dell'SD, utilizzate nell'analisi di eventi rivelati dai soli rivelatori Cherenkov.

3. Ciascuna tecnica possiede una propria capacità di stimare la **natura** della particella primaria che ha generato lo sciame: la stima che effettua l'FD si basa essenzialmente su parametri estratti dalla misura del profilo longitudinale dello sciame in atmosfera, mentre quella che effettua l'SD si basa su parametri estratti dalla conformazione e dalla distribuzione dei tempi di arrivo sull'SD del fronte dello sciame. Grazie all'uso

combinato della due tecniche si dovrebbe essere in grado di riconoscere la natura del raggio cosmico primario incidente distinguendo fra adroni e gamma ed eventualmente distinguendo anche fra protoni e nuclei più pesanti.

4.1 Il rivelatore di superficie (SD)

Il ruolo dell'apparato di superficie (SD) è di misurare la densità laterale e la distribuzione temporale delle particelle presenti nel fronte dello sciame.

Le 1600 *tanks* sono installate su una superficie di 3000 km² per una apertura totale di circa 10⁴ km² sr.

Le dimensioni dell'area ricoperta dai rivelatori Cherenkov sono state scelte per ottenere una buona statistica sugli eventi di altissima energia a cui si è interessati.

La spaziatura tra le varie *tanks* è il risultato di un compromesso tra la necessità di mantenere limitati i costi dell'apparato e la necessità di assicurare una buona campionatura della densità delle particelle soprattutto nelle regioni lontane dal *core* dello sciame. Il valore della spaziatura è determinato dalla richiesta di un minimo di 5 stazioni triggerate da uno sciame di 10¹⁹ eV; in tali condizioni, il numero di stazioni che danno segnale per uno sciame con energie superiori a 10²⁰ eV è previsto essere di circa 15.

L'utilizzo dei rivelatori Cherenkov ad acqua ha diverse motivazioni: offrono un modo naturale di ottimizzare la discriminazione tra l'impulso dei muoni rispetto alla componente elettronica e, soprattutto, sono in grado di poter rivelare sciame particolarmente inclinati.



Figura 4.4 Stazione Cherenkov nel sito Auger Sud.

Le stazioni sono realizzate in polietilene, materiale resistente agli agenti atmosferici e corrosivi, alle temperature estreme delle zone desertiche e ad eventuali attacchi di animali che popolano il sito.

Ciascuna stazione Cherenkov (v. [Figura 4.5](#)) consiste di un recipiente cilindrico opaco avente diametro pari a 3.6 m e altezza pari a 1.6 m, riempito d'acqua per 1.2 m.

L'acqua impiegata è deionizzata e protetta da eventuali contaminazioni esterne mediante un contenitore sigillato (*liner*). Le superfici interne, realizzate in *Tyvek*, sono altamente riflettenti provvedendo allo schermaggio della luce esterna.

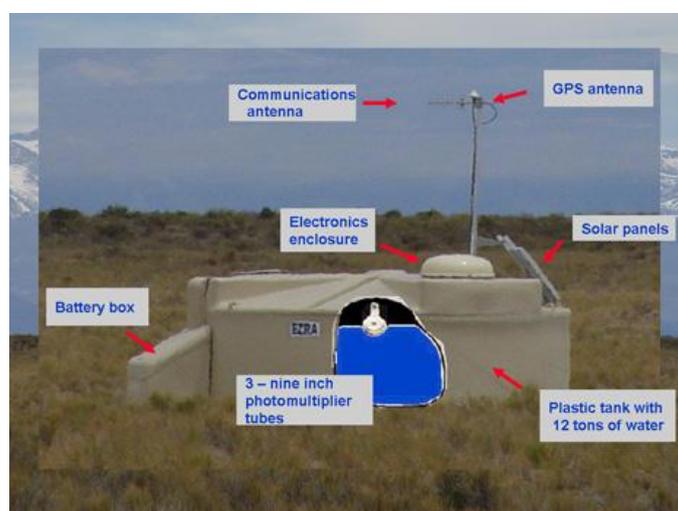


Figura 4.5 I componenti principali del rivelatore Cherenkov ad acqua.

Il livello di acqua nella *tank* è fissato per ottimizzare il segnale dei muoni: infatti per le stazioni Cherenkov che distano più di 100 m dal *core* 1.2 m d'acqua, corrispondenti a tre volte e mezzo la lunghezza di radiazione, sono sufficienti per assorbire l'85% della energia della componente elettromagnetica incidente. In tali condizioni il segnale raccolto sui PMT è proporzionale all'energia depositata dalla componente elettromagnetica. I muoni, invece, fanno registrare al loro passaggio un segnale proporzionale al cammino da loro percorso nella *tank*.

L'unità scelta per la calibrazione di ciascuna stazione è il Vertical Equivalent Muon (VEM), cioè la carica totale depositata da muoni verticali che attraversano il centro della *tank*. La calibrazione in VEM viene determinata misurando il segnale dato dai muoni di fondo in coincidenza nei tre PMT e confrontandolo con il segnale dato dai muoni verticali che triggerano uno scintillatore plastico.

La lettura dei dati di ogni stazione è eseguita mediante l'uso di FADC (Fast Analog Digital Converter) a 40 MHz.

Sul lato superiore ogni *tank* ospita tre fotomoltiplicatori (PMT) XP1805 Photonis di forma emisferica (9" di diametro) rivolti verso il basso per raccogliere la luce Cherenkov prodotta nel recipiente. La stazione dispone inoltre di una apertura di osservazione posta nella parte centrale in cui è possibile inserire un LED di calibrazione.

Al loro esterno, le *tank* sono dotate di pannelli solari capaci di fornire una potenza complessiva di 10 W, e di una batteria di 100 Ah, grazie ai quali sono completamente autonome.

Esse comunicano singolarmente con le stazioni base poste ai siti di fluorescenza tramite una rete wireless LAN a 915 MHz; una ulteriore rete a 7 GHz trasmette i dati dalle stazioni base al centro di raccolta dati (Central Data Acquisition System, CDAS).



Figura 4.6 Foto del Campus Centrale, sede degli uffici, dell'edificio di assemblaggio e del CDAS (centro di acquisizione dati centrale).

La sincronizzazione delle diverse stazioni è ottenuta mediante la registrazione, nei dati, del "tempo" fornito da un sistema GPS: ogni stazione è, a tale scopo, dotata di un'antenna GPS (Motorola OnCore UT). Il segnale temporale del sistema GPS viene usato per sincronizzare un contatore da 100 MHz che regola la temporizzazione del trigger della singola *tank*.

4.1.1 La ricostruzione degli sciami con l'SD

Quando lo sciame di particelle secondarie prodotte da un RC di alta energia raggiunge una *tank*, al suo interno viene prodotta luce Cherenkov, la quale viene rivelata da tre fotomoltiplicatori, il segnale analogico derivante da questi viene convertito in un segnale digitale da tre FADC (uno per ogni fotomoltiplicatore) ed espresso in VEM.

Il primo passo nella ricostruzione degli eventi osservati dai rivelatori Cherenkov è la definizione una finestra temporale per il segnale.

Il passo successivo è la ricostruzione della direzione dell'asse dello sciame [17].

Essa essere cercata ammettendo che la densità delle particelle nel piano dello sciame, cioè in

un piano perpendicolare all'asse, sia a simmetria circolare. La direzione di arrivo del primario viene determinata attraverso la misura dei tempi di arrivo del fronte dello sciame su tre o più stazioni non allineate poste a terra. Il metodo è concettualmente semplice se si considera il fronte dello sciame come un piano che si propaga alla velocità della luce e si basa su una procedura di triangolazione che permette di definire in modo unico la direzione dell'asse dello sciame.

Si definisce un sistema di riferimento xyz in cui xy identifica il piano su cui sono disposti i rivelatori.

L'equazione del piano dello sciame passante per il *core* si scrive:

$$u(x - x_{core}) + v(y - y_{core}) + w(z - z_{core}) = 0.$$

La posizione del *core* $(x_{core}, y_{core}, z_{core})$ si calcola come baricentro di tutte le *tank* triggerate, poste in $(x_i, y_i, z_i = 0)$, pesate con la radice quadrata dei loro segnali S_i :

$$\begin{aligned} x_{core} &= \frac{\sum_i W_i x_i}{\sum_i W_i} \\ y_{core} &= \frac{\sum_i W_i y_i}{\sum_i W_i} \\ z_{core} &= 0 \end{aligned}$$

dove $W_i = \sqrt{S_i}$.

È necessario determinare i coseni direttori $\vec{n} \equiv (u, v, w)$ del piano dello sciame, che è, si ricorda, ortogonale alla direzione cercata.

L'obiettivo finale della procedura è determinare i valori di θ e di φ per cui basta considerare i primi due coseni direttori u e v , dati da:

$$\begin{aligned} u &= \sin\theta \cos\varphi \\ v &= \sin\theta \sin\varphi. \end{aligned}$$

Inserendo un fattore di normalizzazione nelle definizioni di u e v , è possibile normalizzare il vettore \vec{n} e quindi considerare nei calcoli successivi \vec{n} versore. I valori di θ e di φ sono ottenibili dalle seguenti relazioni, una volta noti i coseni direttori, a meno *del* fattore di normalizzazione, che trascuriamo perché non rilevante per la nostra discussione:

$$\begin{aligned} \tan\varphi &= \frac{u}{v} \\ \sin\theta &= \sqrt{u^2 + v^2} \end{aligned}$$

La distanza di una *tank*, posizionata in $(x_i, y_i, z_i = 0)$ dal piano è pertanto data da

$$d_i = \frac{u(x_i - x_{core}) + v(y_i - y_{core}) + w(z_i - z_{core})}{|\vec{n}|} = u(x_i - x_{core}) + v(y_i - y_{core}).$$

Sperimentalmente, però, quelli che si misurano sono i tempi di arrivo (t_i^{sper}) dei segnali sui rivelatori. Tenendo conto che il piano si propaga alla velocità della luce c , si ha:

$$t_i = T_0 - \frac{u(x_i - x_{core}) + v(y_i - y_{core})}{c}$$

dove T_0 è il tempo di arrivo dello sciame a terra e t_i il tempo aspettato del segnale all' i -esimo rivelatore posto in $(x_i, y_i, z_i = 0)$.

È possibile fittare i tempi sperimentali con i tempi aspettati; i parametri T_0 , θ e φ che corrispondono al valore più accurato della direzione di arrivo si ottengono dal fit minimizzando il seguente

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(t_i^{sper} - t_i)^2}{\sigma_i^2}$$

dove σ_i sono gli errori sperimentali sulle misure dei tempi t_i^{sper} . Tali incertezze vengono stimate a 20 ns nelle vicinanze del *core*, invece, lontano dal *core*, a causa della diminuzione del segnale misurato, corrispondente alla diminuzione nel flusso di particelle, raggiungono i 50 ns. Per rendere conto della eventuale forma sferica o a paraboloide del disco dello sciame, nel fit viene introdotto un raggio di curvatura.

4.2 Il rivelatore di fluorescenza (FD)

Nel progetto Auger, il rivelatore di fluorescenza ha il ruolo fondamentale di fornire una misura dello sviluppo longitudinale degli sciami in atmosfera. Tale misura può essere utilizzata per la calibrazione dell'SD in quanto la misura dell'energia dello sciame effettuata con l'SD dipende fortemente dai modelli utilizzati per descrivere lo sviluppo di questo, mentre la misura dell'energia dello sciame eseguita dai rivelatori di fluorescenza deriva da una misura diretta del suo profilo longitudinale e fornisce quindi una misura diretta dell'energia della componente elettromagnetica.

L'apparato di fluorescenza dell'osservatorio Auger si compone di quattro siti (occhi) che ospitano ognuno sei telescopi di fluorescenza (specchi), la struttura di ogni occhio è visibile in [Figura 4.7](#).

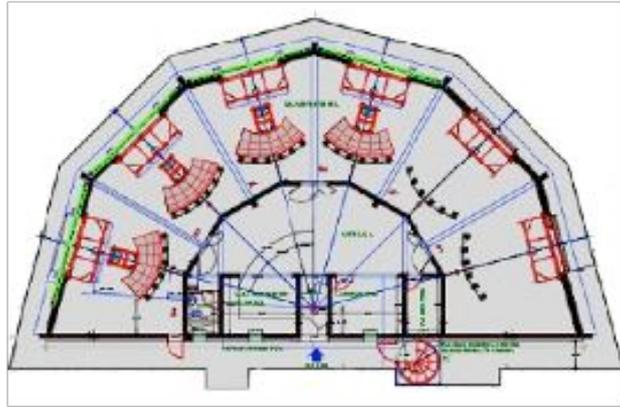


Figura 4.7 Pianta dell'edificio che ospita i sei telescopi di fluorescenza. Ogni sito che ospita il telescopio prende il nome di baia. I telescopi sono numerati da 1 a 6 a partire dalla prima baia a destra, procedendo in senso antiorario.

Ogni telescopio di fluorescenza ha un campo di vista di 30° in azimuth e 30° in elevazione, in tal modo il campo di vista per ogni occhio è $180^\circ \times 30^\circ$.

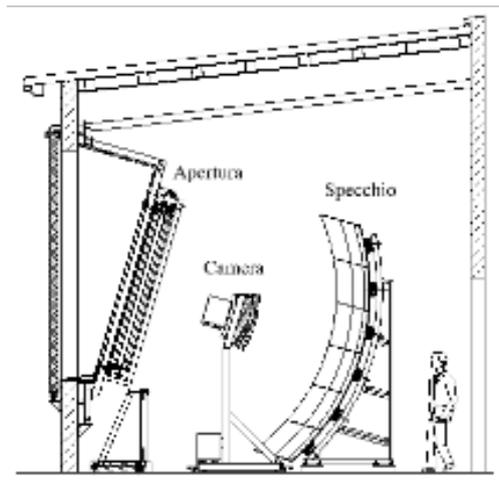


Figura 4.8 Sezione del telescopio di fluorescenza composto dal sistema di raccolta della luce (apertura e specchio) e dalla camera contenente 440 fotomoltiplicatori (PMT).

Il telescopio di fluorescenza (**Figura 4.8**), può essere diviso in due parti: il sistema di raccolta della luce e la camera di rivelazione.

- **Sistema di raccolta** La luce di fluorescenza che raggiunge il telescopio passa attraverso un diaframma di raggio $R_{\text{diaframma}} = 0.85 \text{ m}$ (**Figura 4.9**), il quale ha il compito di eliminare l'aberrazione da coma, mantenendo così il diametro angolare dell'immagine di una sorgente puntiforme posta all'infinito minore di 0.5° . Con l'aumentare dell'apertura del diaframma aumenta la raccolta della luce e quindi la sensibilità del telescopio. La luce arriva ad uno specchio sferico avente raggio di curvatura $R_c = 3.4 \text{ m}$, il quale

convoglia la luce sulla camera del telescopio; in [Figura 4.10](#) sono mostrati due diversi tipi di specchi. Nella sua forma definitiva, lo specchio è formato da 36 tasselli esagonali, in lega di alluminio, montati su una struttura portante attraverso opportuni supporti che ne permettono l'allineamento.

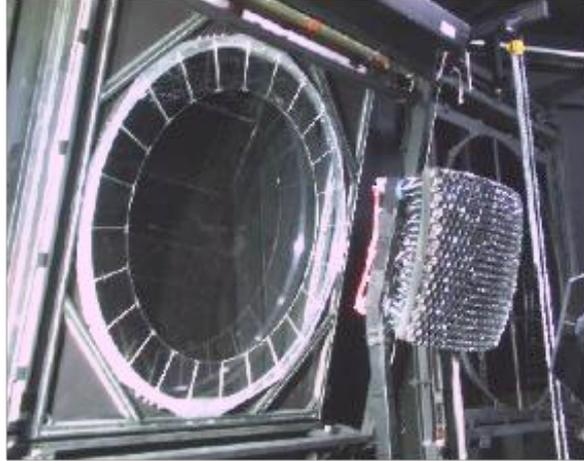


Figura 4.9 Foto in cui è visibile la camera con i 440 fotomoltiplicatori ed il diaframma.



Figura 4.10 A destra: specchio utilizzato per il telescopio 4 di Los-Leones. A sinistra: specchio utilizzato per il telescopio 5 di Los-Leones.

- **Camera** La camera è composta da una matrice di fotomoltiplicatori montati su un supporto di alluminio (corpo della camera) a formare una superficie sferica posta nel piano focale di raggio $R_{foc} = 1.743$ m. Ogni fotomoltiplicatore (PMT) ha forma esagonale di lato 45.6 mm ed è disposto nel supporto in modo tale che i centri di ogni PMT siano posizionati con uguale separazione angolare.

Per l'acquisizione del segnale proveniente dai singoli fotomoltiplicatori si utilizzano dei FADC. Essi campionano il segnale ad intervalli di 100 ns; in questo intervallo di tempo uno sciame atmosferico percorre ≈ 30 m, un percorso corrispondente a meno di 4 g cm^{-2} : una distanza

abbastanza piccola se si pensa che i Montecarlo più accreditati sono in grado di fornire un campionamento di 5 g cm^{-2} per lo sviluppo di un EAS. Lo sviluppo dello sciame, quindi, viene seguito nel dettaglio se il rapporto segnale-rumore è tale da rendere valida una segmentazione del segnale così fine.

Capitolo 5

Tecniche di rivelazione dei neutrini tau con Auger e risultati sperimentali

Tutti i modelli sull'origine dei raggi cosmici UHE prevedono flussi di **neutrini** che sono prodotti nel decadimento dei pioni carichi originati nelle interazioni dei raggi cosmici all'interno delle loro stesse sorgenti o durante la loro propagazione attraverso i campi di radiazione di fondo. Per esempio, i protoni UHECR per effetto GZK possono fotoprodurre Δ da cui hanno origine i cosiddetti neutrini GZK. [18].

I processi di accelerazione standard negli oggetti astrofisici difficilmente producono **neutrini tau**; tuttavia, grazie all'oscillazione dei neutrini (v. [Appendice B](#)) e alla grande distanza delle sorgenti dalla Terra la situazione cambia radicalmente.

Misure recenti [19] eseguite sui neutrini atmosferici da SuperKamiokande provano l'esistenza di oscillazioni fra ν_μ e ν_τ caratterizzate da grandi angoli di mescolamento ($(\sin 2\theta_{\mu\tau})^2 > 0.84$) e da differenze di massa compatibili con $2 * 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m_{\mu\tau}^2 < 0.2 \text{ eV}^2$. Con tali parametri, i rapporti tra i flussi di ν_e, ν_μ, ν_τ che alla sorgente sono di 1:2:0 evolvono in 1:1:1. (*i.e.* circa metà dei ν_μ , durante il loro viaggio verso la Terra, vengono convertiti in ν_τ rendendo così tutti i sapori ugualmente probabili).

Subito dopo la scoperta delle oscillazioni di neutrino [20] si dimostrò ([21], [22], [23]) che i ν_τ che entrano nella Terra proprio sotto l'orizzonte (Earth-skimming) possono subire interazioni di CC producendo leptoni τ che possono essere rivelati anche dopo aver attraversato un lungo percorso. Dato che un τ può viaggiare per decine di chilometri nella Terra a energie dell'ordine dell'EeV, esso può emergere nell'atmosfera e decadere in volo producendo uno sciame atmosferico esteso quasi orizzontale.

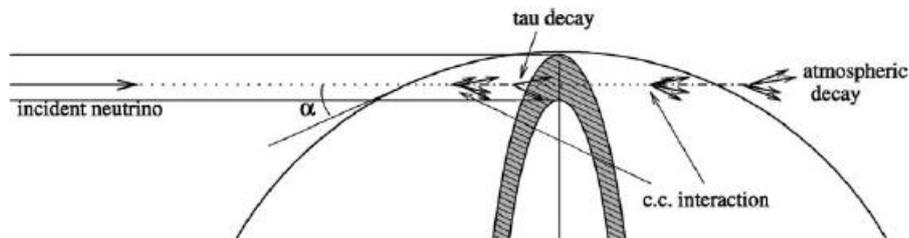


Figura 5.1 Catena di interazioni che producono uno sciame visibile.

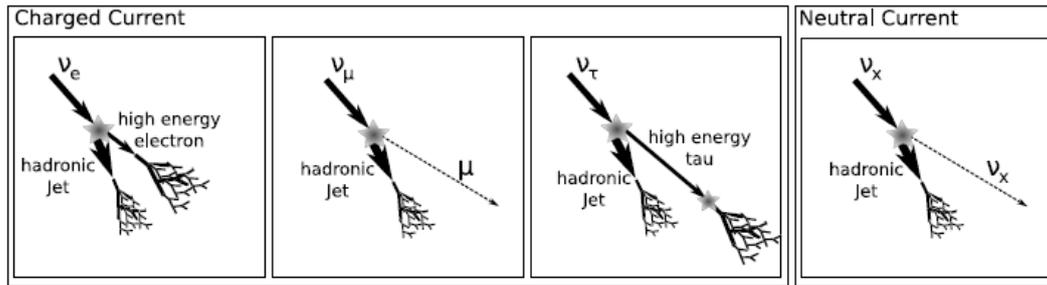


Figura 5.2 I neutrini possono dare origine a sciame atmosferici attraverso interazioni di corrente carica (CC) o neutra (NC). Nel caso in cui un ν_e interagisce CC tutta l'energia del neutrino primario è trasferita agli sciame elettromagnetico ed adronico. Questo non è il caso del canale NC dove l'energia del neutrino primario è solo in parte trasferita allo sciame mentre una frazione significativa è trasportata via dal neutrino diffuso. Comportamento simile hanno gli sciame prodotti per CC da ν_μ dove il muone di alta energia (ad esempio 1 TeV) può percorrere chilometri prima di perdere completamente la sua energia e tipicamente non produce sciame. Si noti che gli sciame prodotti per CC da ν_τ possono avere una struttura "double bang" dovuta al fatto che il tau uscente ad elevata energia dalla zona di interazione (dove si sviluppa lo sciame adronico "primario") può percorrere una lunga distanza prima di decadere producendo un secondo sciame. [24]

Mediante l'SD di Auger possono venire identificati gli sciame prodotti da neutrini. Anche l'FD può essere utilizzato per ricerche su neutrini ma il suo *duty cycle* ne riduce la sensibilità.

5.1 Identificazione di neutrini tau con l'SD di Auger

A differenza degli elettroni che non sono in grado di sfuggire alle rocce e dei muoni che non producono alcun segnale visibile in atmosfera, i τ , prodotti nelle montagne o nel suolo intorno a *Auger*, possono attraversare strati di roccia anche molto spessi e produrre un segnale chiaro se decadono in prossimità del rivelatore.

La configurazione geometrica che deve realizzarsi affinché un ν_τ interagente in prossimità di Auger possa produrre un segnale visibile è piuttosto ben definita [25]: i neutrini devono essere quasi perfettamente orizzontali, entro 5° dall'orizzontale (quindi meno del 10% dell'angolo solido è disponibile), la loro energia deve essere superiore a $\approx 10^{17}$ eV e la distanza tra il punto di interazione e il rivelatore deve essere tale da avere buone possibilità di osservare il decadimento del tau.

Il 90% del segnale rivelabile viene dai ν_τ ascendenti (*up-going*) per i quali le interazioni si verificano nel terreno che circonda l'array e solo il 10% dai ν_τ discendenti (*down-going*) prodotti nelle interazioni che hanno luogo nelle montagne circostanti.

Gli sciame originati da interazioni di neutrini UHE possono essere rivelati e distinti da quelli originati da adroni ordinari per la forma degli stessi EAS orizzontali.

Infatti, mentre gli **adroni** ordinari interagiscono nella parte alta dell'atmosfera ad angoli di zenit molto grandi (superiori a 80°) e la distanza tra il massimo dello sciame e il terreno può superare i 100 km, i **neutrini** possono interagire negli strati molto bassi dell'atmosfera e

generare uno sciame nel volume di aria immediatamente vicino al rivelatore.

Per lo stesso motivo, mentre a livello del suolo la parte elettromagnetica dello sciame generato dagli **adroni** è quasi estinta e solo muoni ad alta energia sopravvivono, gli sciami generati dai **neutrini** possiedono una componente elettromagnetica molto elevata.

Ancora, mentre il fronte dello sciame generato dagli **adroni** è molto piatto (raggio di curvatura superiore a 100 km) e lo sparpagliamento delle particelle nel tempo è molto piccolo (meno di 50 ns), quello generato dai **neutrini** ha un fronte molto curvo (raggio di curvatura di pochi chilometri), e uno sparpagliamento delle particelle nel tempo molto grande (alcuni microsecondi).

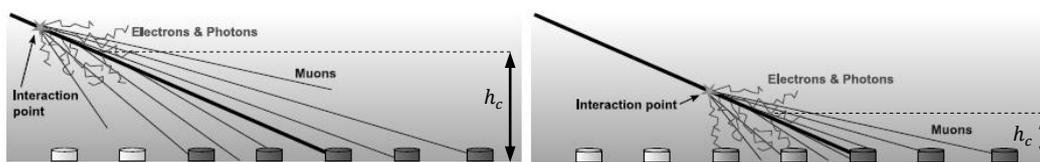


Figura 5.3 L'identificazione degli sciami prodotti da neutrini tra i tanti prodotti da raggi cosmici nucleonici è basata su una semplice idea: i neutrini possono farsi strada in una grande quantità di materia e generare "giovani" sciami inclinati che si sviluppano vicino l'SD, esibendo sciami con fronti estesi nel tempo. Invece, le particelle UHE come protoni o nuclei più pesanti, interagiscono entro poche decine di grammi per centimetro cubo dopo essere entrate nell'atmosfera, producendo sciami "vecchi" con fronti più stretti in tempo. [24]

Grazie a tali differenze (e se i flussi risulteranno sufficientemente elevati) i neutrini potranno essere statisticamente rivelati ed identificati.

Gli sciami atmosferici prodotti dal decadimento adronico dei τ hanno le stesse caratteristiche di quelli prodotti da neutrini, così come quelli prodotti nel decadimento $\tau^- \rightarrow e^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ sono molto simili agli sciami prodotti da una interazione di CC di ν_e di alta energia. Lo sviluppo spaziale e temporale di questi sciami può essere simulato con tecniche di Montecarlo.

Auger, utilizzando il programma AIRES, ha simulato tali sciami cercando di riprodurre le caratteristiche dei segnali aspettati (densità di particelle, struttura temporale) nei vari detector Cherenkov del rivelatore di superficie.

In **Figura 5.4** è illustrata la struttura temporale di sciami, rivelabili in Auger, generati da due diversi modi di decadimento dei τ orizzontali a basse altitudini in cui le aree dei rettangolini sono proporzionali alla densità delle particelle.

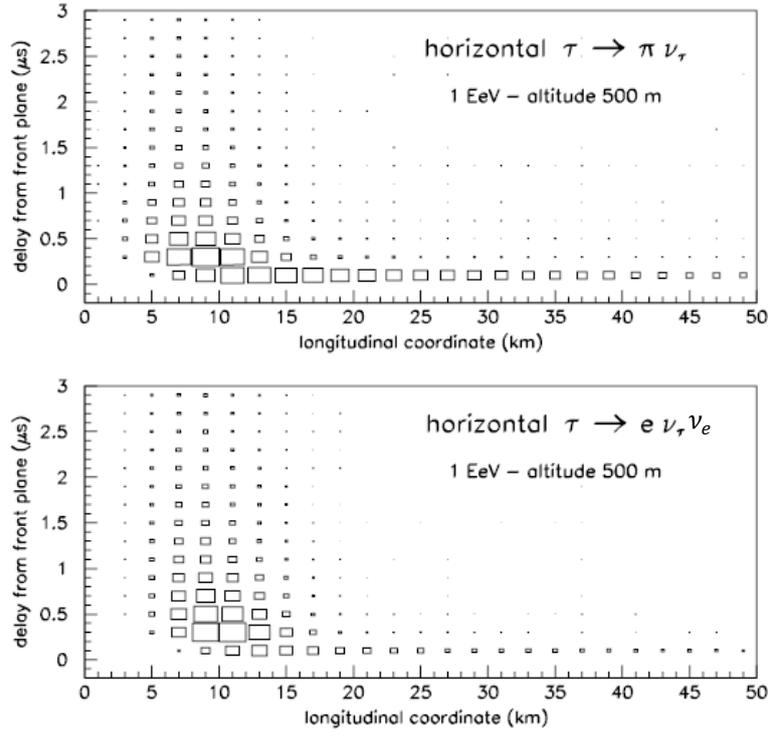


Figura 5.4 Struttura temporale di sciame orizzontali generati da τ di 1 EeV. La differenza principale è la coda muonica (concentrata a tempi di ritardo piccoli). 500 m è l'altitudine di decadimento dal suolo (h_c in Figura 5.3) [25].

Si nota che il massimo dello sciame si trova a circa 10 km dal punto di decadimento e che la sua parte più consistente si trova tra i 10 e i 15 km. Dopo circa 20 km soltanto i muoni in fase temporale con il fronte dello sciame sopravvivono. Lo sciame atmosferico generato dal decadimento adronico del τ contiene molti più muoni di quanto ne contenga lo sciame atmosferico generato dal decadimento elettronico.

Gli sciame orizzontali, grazie alla loro estensione longitudinale, a condizione che il loro *core* si trovi ad una quota sufficientemente bassa, possono essere rivelati da *Auger* ad un'energia molto inferiore all'energia di soglia per gli sciame verticali pari a 10 EeV. Per esempio, uno sciame orizzontale prodotto da una particella primaria di 0.1 EeV ha un raggio effettivo maggiore di 300 m ad una distanza di 10 km dal punto di interazione; se il suo *core* è a 100 m dal suolo può essere facilmente registrato da quattro o più serbatoi Čerenkov. L'estensione del *core* dello sciame dipende dalla natura dei primari. A causa del libero cammino medio molto grande della componente muonica, l'impronta lasciata dagli adroni carichi è, in media, più grande di quella lasciata da elettroni o da pioni neutri.

In Figura 5.5 sono illustrati degli esempi di *ground spot* di sciame orizzontali prodotti da un τ di 1 EeV.

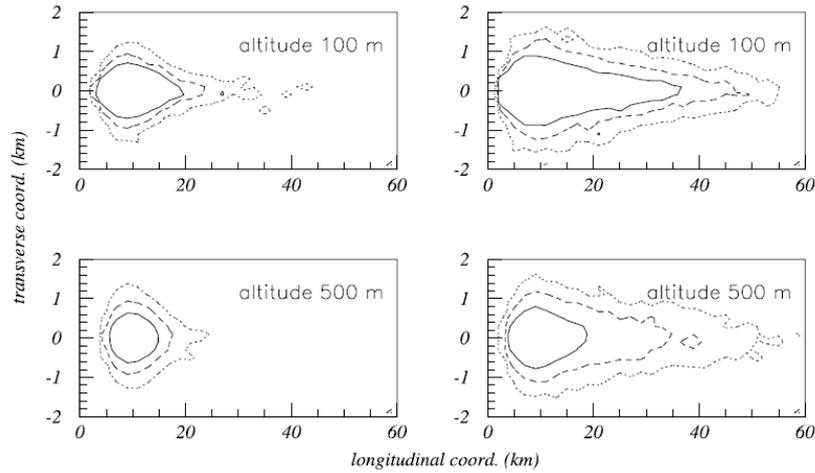


Figura 5.5 *Ground spot* di sciami atmosferici orizzontali prodotti da un τ di 1 EeV. Le linee rappresentano curve di isodensità alla soglia locale del rivelatore Cherenkov (linea continua), a 0.3 (linea tratteggiata), a 0.1 (linea punteggiata). A sinistra $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, a destra $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ [25].

Le linee chiuse delimitano le aree in cui la densità delle particelle supera la soglia di trigger locale dei serbatoi Cherenkov. In media, un decadimento elettronico del τ a 500 m fa superare la condizione di trigger in tre stazioni, un decadimento pionico a 500 m cinque stazioni e a 100 m più di dieci.

La procedura concepita per studiare l'ottimizzazione della rivelazione/identificazione dei ν_τ in Auger si basa su una simulazione completa dell'intero processo: dalla interazione dei ν_τ all'interno della Terra fino alla rivelazione del segnale nelle *tanks*.

Il primo passo è il calcolo del flusso dei τ che fuoriescono dalla Terra. Ciò viene fatto con tecniche di Montecarlo, simulando le interazioni di NC e CC di ν_τ e la conseguente variazione del loro flusso e del loro "spettro in energia". Per le interazioni di CC viene simulata anche la propagazione dei τ nella materia, vengono simulate le varie interazioni (bremsstrahlung, interazioni nucleari, ...) in cui il τ perde parte della sua energia ed il decadimento del τ con la conseguente "rigenerazione" di ν_τ di energia inferiore.

Il τ prodotto nelle interazioni "profondamente inelastiche" (DIS) dei ν_τ può infatti decadere secondo una decina di diversi canali ma in tutti i casi nello stato finale è sempre presente un ν_τ (v. [Tabella 2](#))

Decay	Secondaries	Probability	Air-shower
$\tau \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	μ^-	$\sim 17.4\%$	Unobservable
$\tau \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	e^-	$\sim 17.8\%$	1 Electromagnetic
$\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	π^-	$\sim 11.8\%$	1 Hadronic
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$\pi^-, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$\sim 25.8\%$	1 Hadronic, 2 Electromagnetic
$\tau \rightarrow \pi^- 2\pi^0 \nu_\tau$	$\pi^-, 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$	$\sim 10.79\%$	1 Hadronic, 4 Electromagnetic
$\tau \rightarrow \pi^- 3\pi^0 \nu_\tau$	$\pi^-, 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$	$\sim 1.23\%$	1 Hadronic, 6 Electromagnetic
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$	$2\pi^-, \pi^+$	$\sim 10\%$	3 Hadronic
$\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0 \nu_\tau$	$2\pi^-, \pi^+, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$	$\sim 5.18\%$	3 Hadronic, 2 Electromagnetic

Tabella 2 Alcuni canali di decadimento del leptone τ , natura della loro coda e corrispondenti probabilità di verificarsi. [26]

Un po' di energia viene persa ad ogni interazione del "nuovo" ν_τ così prodotto come pure ininterrottamente lungo il cammino dei τ . Per tale stima, tuttavia, nell'intervallo di energia che si considera ($> 10^{17}$ eV), la direzione iniziale del neutrino incidente si conserva sempre. In base alla natura e molteplicità dei secondari per ognuno dei canali di decadimento elencati in **Tabella 2** si può valutare la probabilità di rivelare flussi di ν_τ astrofisici di alta energia.

Si assume un flusso incidente di ν_τ isotropico e una Terra omogenea con densità pari a 2.5 g/cm^3 .

Ad ogni passo le probabilità di interazione e di decadimento sono ritenute funzioni dell'energia, si considerano sia interazioni CC che NC con sezioni d'urto nel rapporto $\sigma_{NC} = 0.4 \sigma_{CC}$. Le perdite di energia dei τ si calcolano includendo il bremsstrahlung (BS), la produzione di coppie (PP) e i DIS.

Il modello delle perdite di energia è della forma

$$-\frac{dE}{dx} = a + b(E)E$$

dove il secondo termine è dominante al di sopra di poche centinaia di GeV.

Si assume che il τ decada in accordo con le relative probabilità in uno dei più frequenti modi: $e, \mu, \pi\pi^0, \pi\pi^+\pi^-$ e $\pi\pi^0\pi^0$ che costituiscono circa il 90% dei decadimenti totali (v. **Tabella 2**).

La distribuzione cinematica dei prodotti di decadimento risulta abbastanza semplificata perché viene riprodotta solo la frazione di energia iniziale che va nello sciame elettromagnetico e in quello adronico.

Una descrizione più accurata non modificherebbe molto i risultati come si può osservare in **Figura 5.5** dove la regione centrale dello spot di uno sciame elettromagnetico puro, sebbene differente, è confrontabile con quella dello sciame adronico.

Si considera che i muoni non sono osservabili e un possibile effetto della polarizzazione longitudinale del τ è ignorato.

Una volta che il τ emerge dalla Terra, se decade entro 3 km dal suolo lo sciame atmosferico prodotto viene simulato come descritto.

Vengono simulate anche le interazioni che avvengono nelle montagne intorno al rivelatore usando una dettagliata descrizione del rilievo.

Ad ogni energia il loro contributo è molto minore del contributo dato dal materiale al di sotto del livello del mare.

D'altro canto non si è tenuto conto della bassa densità dell'Oceano Pacifico.

La correzione totale è minore del 10%.

5.2 Risposta del rivelatore

L'insieme delle particelle che giungono a terra è usato per riprodurre statisticamente le caratteristiche del flusso incidente sulle *tanks* investite dallo sciame: flusso delle diverse particelle, loro distribuzione in energia e direzione.

Viene simulata la propagazione delle particelle nell'acqua delle *tanks*, la produzione di fotoni Cherenkov e la loro propagazione fin quando colpiscono un PMT o vengono assorbiti dall'acqua o dalle pareti della *tank*. La risposta dei PMT si presume essere proporzionale alla quantità di luce emessa.

Il livello del *trigger* locale (una *tank*) è impostato a 4 VEM, e un *trigger* globale è costruito se almeno quattro stazioni sono localmente *triggerate* entro 20 μ s con una topologia relativamente compatta. Per esempio, almeno due stazioni devono essere presenti nel raggio di 3 km da una "centrale", e un'altra entro 6 km. Se necessario, alcune configurazioni di forma allungata con le stazioni quasi allineate e opportunamente stanziate potrebbero essere aggiunte al processore di *trigger* globale. Questi permettono un guadagno fino al 50% in accettazione a energie tra 0.1 e 0.3 EeV.

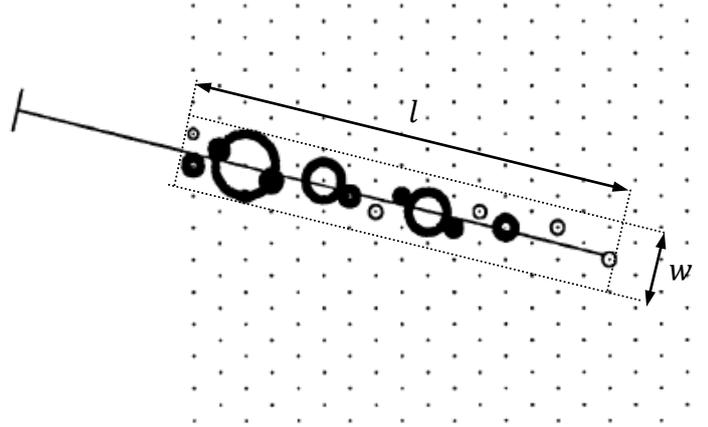


Figura 5.6 Simulazione di una traccia lasciata nella terra da uno sciame da decadimento tau, prodotto da un neutrino tau di 5×10^{17} eV, come campionato dalle stazioni Auger. Il segnale è chiaramente visibile e dieci stazioni passano le 4 VEM richieste dal trigger (cerchi di spessore).

La probabilità di rivelare uno sciame con una data energia visibile dipende essenzialmente dalla quota del suo *core* al massimo del suo sviluppo laterale. Essa non è molto sensibile all'esatta definizione della soglia di *trigger* locale né alla configurazione globale.

5.3 Ricostruzione

La direzione di provenienza può essere stimata dai tempi di arrivo del fronte dello sciame sui rivelatori Cherenkov. Il fronte dello sciame è, in prima approssimazione, piano e si muove alla velocità della luce. La precisione sull'angolo azimutale dell'asse dello sciame è dell'ordine di 1° e potrebbe essere migliorata prendendo in considerazione la curvatura del fronte e valutando il contributo di ciascun rivelatore in base all'energia ivi depositata. Poiché una griglia orizzontale è sensibile solo a $\sin \theta$, l'angolo di zenit θ è abbastanza difficile da determinare precisamente. Tuttavia, gli sciame da ν_τ accettati dalle condizioni di trigger sono caratterizzati da $|\theta - 90^\circ| < 5^\circ$. Pertanto, gli sciame prodotti dai τ possono essere identificati tra gli sciame orizzontali prodotti dagli altri neutrini.

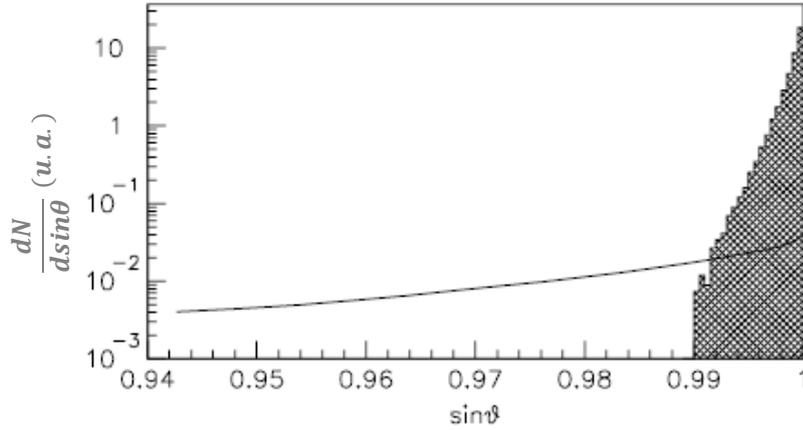


Figura 5.7 Distribuzione di $\sin \theta$ per eventi accettati. Linea: interazioni in atmosfera di neutrini di qualunque *flavour*. Area colorata: interazioni nella terra di neutrini tau. La normalizzazione tra le due curve è ottenuta tenendo conto delle oscillazioni di neutrino con massimo *mixing* e nell'ipotesi che lo spettro di neutrini segue la legge E^{-2} .

La ricostruzione dell'energia E_i dei neutrini ν_τ incidenti è molto più delicata:

- l'energia E_τ del tau emergente potrebbe essere molto più piccola di E_i in particolare per $E_i \gg 1$ EeV, dove molte interazioni intermedie possono verificarsi procurando una diminuzione di E_τ a pochi decimi di EeV. Poiché θ non è noto, è difficile valutare anche l'ordine di grandezza per tale perdita di energia.
- Una frazione arbitraria di E_τ va nel neutrino prodotto e non sarà visibile mentre il tipo di decadimento influenzerà il rapporto tra i prodotti di decadimento adronici e quelli elettromagnetici. Di ciò si può tenere conto nel ricostruire l'energia del τ solo se la coda dello sciame è visibile sul terreno.
- La stima dell'energia dello sciame dipende fortemente dall'altitudine del *core* dello stesso che è a priori sconosciuta. Se molte stazioni vengono colpite, vi è una speranza per valutarla dalla distribuzione trasversale.

Date queste difficoltà è possibile predire il tasso di eventi quando è noto lo spettro di energia dei neutrini originari ma il procedimento inverso sarà difficile.

Un'attenta analisi statistica di tutte le caratteristiche osservate, quali la molteplicità delle *tanks*, il profilo longitudinale e trasversale dei *ground spot* e la struttura temporale darà certamente ulteriori informazioni sullo spettro originario. Naturalmente, la ricostruzione ibrida che coinvolge l'SD e l'FD di Auger sarà estremamente preziosa per rimuovere alcune ambiguità (angolo di zenit, energia visibile); ma ci si aspetta che tali eventi "preziosi" (*golden*) dovrebbero essere meno del 10% del totale.

5.4 Accettanza e limite superiore del flusso di ν_τ UHE

Non solo i criteri per identificare gli sciame prodotti da neutrini sono basati sulle tecniche Montecarlo ma anche quelli per calcolare l'accettanza dei ν_τ . In tal modo, possiamo simulare lo sviluppo degli sciame in atmosfera e la risposta del rivelatore, nonché l'interazione dei neutrini nel loro propagarsi attraverso la Terra.

La Collaborazione Auger [27] ha cercato di identificare fra gli eventi registrati nel periodo 1° gennaio 2004-28 febbraio 2009 sciame estesi “orizzontali” compatibili con la topologia aspettata per eventi da ν_τ .

La digitalizzazione del segnale registrato in ogni stazione (mediante FADC) consente di distinguere inequivocabilmente i segnali di breve durata, prodotti dai muoni, dai segnali di lunga durata, prodotti dalla componente elettromagnetica (v. [Figura 5.8](#)).

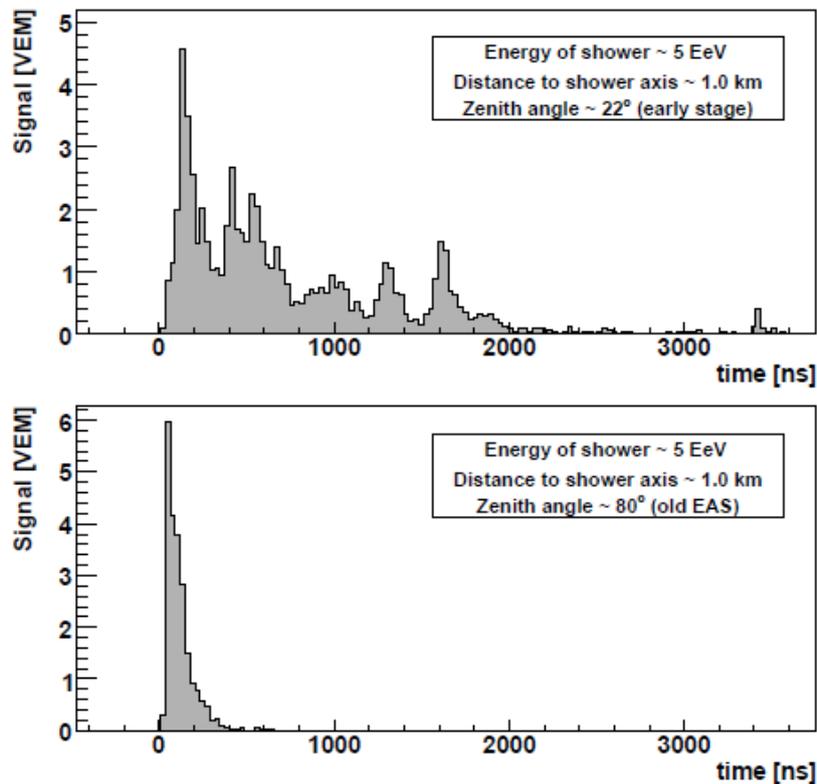


Figura 5.8 Segnali registrati dai FADC delle stazioni ad 1 km dal core dello sciame per due sciame reali di 5 EeV. In alto: componente elettromagnetica ($\theta \approx 22^\circ$); in basso: segnale muonico ($\theta \approx 80^\circ$).

La [Figura 5.8](#) in alto può essere interpretata come un segnale dovuto al passaggio di molteplici particelle distribuite sul fronte dello sciame (“sciame giovane”). La [Figura 5.8](#) in basso può essere

interpretata come un segnale dovuto al passaggio di muoni, la componente più penetrante di uno sciame iniziato a grande distanza dal rivelatore.

Per un evento da neutrino, più del 60% delle *tanks*, che superano la condizione di trigger, deve soddisfare la condizione di “sciame giovane”.

Inoltre, le *tanks* che superano le condizioni di trigger devono avere tracce a terra allungate: definendo la direzione di arrivo azimutale, una volta assegnate una lunghezza (l) e una larghezza (w) alla traccia, ci si restringe alla condizione $l/w > 5$.

Infine, si calcola la velocità apparente del segnale che si propaga nei rivelatori dell’SD lungo la direzione azimutale. Per ogni coppia di *tank* (i, j), si definisce una velocità media data dal rapporto $d_{ij}/|\Delta t_{ij}|$, dove d_{ij} è la distanza fra le *tank* (proiettata sull’asse maggiore) e $|\Delta t_{ij}|$ è la differenza fra i tempi di arrivo dei loro segnali (v. Figura 5.9). Gli sciame da v_τ orizzontali devono avere velocità medie minori ma compatibili con la velocità della luce.

Studiando gli eventi simulati con tecniche Montecarlo, Auger ha deciso di accettare gli eventi che presentano una velocità media apparente compresa tra 0.29 m ns^{-1} e 0.31 m ns^{-1} (v. grafico centrale di Figura 5.9).

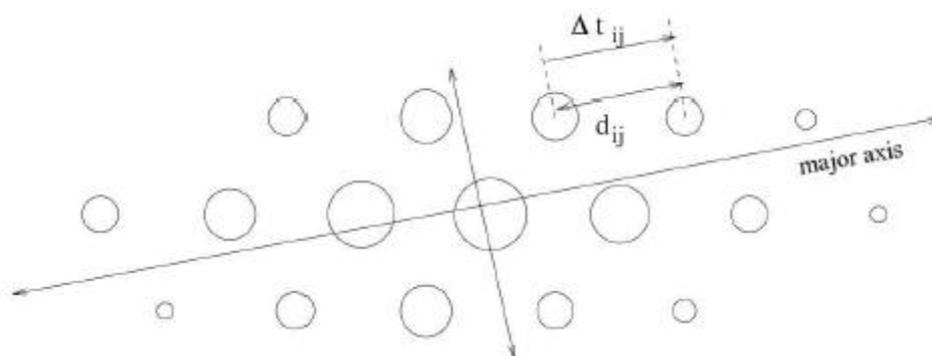


Figura 5.9 Rappresentazione schematica dell'impronta di uno sciame sul rivelatore di superficie. Ogni cerchio rappresenta la posizione di una stazione e le loro dimensioni sono proporzionali al segnale sulla stazione.

I criteri di selezione basati sul rapporto l/w e sulla velocità media apparente, in accordo con il Montecarlo, dovrebbero selezionare l'80% degli sciame da v_τ orizzontali, rigettando gli sciame prodotti altrimenti.

In Figura 5.10 sono illustrate le distribuzioni di tali variabili di discriminazione per eventi reali e sciame τ simulati.

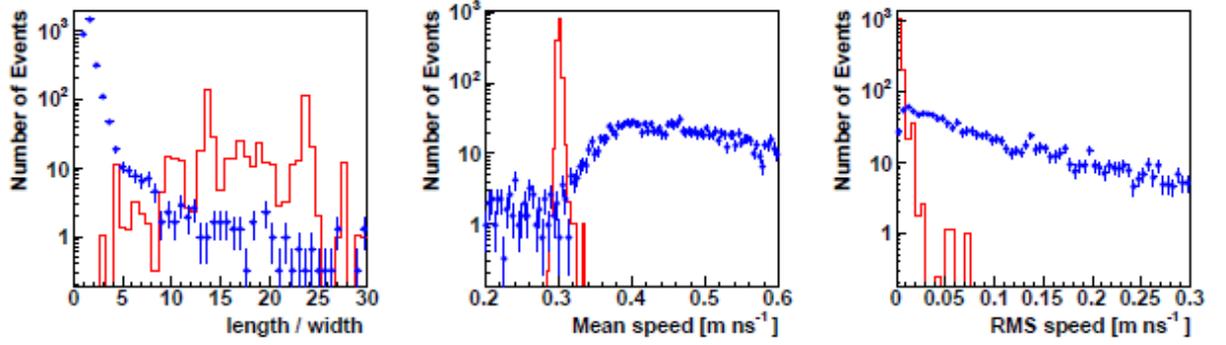


Figura 5.10 Distribuzione delle variabili di discriminazione per neutrini con un flusso del tipo E^{-2} (istogramma) e eventi reali che superano la selezione di “sciame giovani” (punti). A sinistra: rapporto l/w; al centro media della velocità tra coppie di stazioni; a destra: r.m.s. delle velocità.

Nel campione di dati analizzato (raccolto dal 1° gennaio 2004 al 28 febbraio 2009) non sono stati trovati eventi soddisfacenti i tagli.

L'accettazione raccolta nel suddetto periodo è l'integrale temporale dell'apertura istantanea.

$$Acc(E_\nu) = \int_0^{E_\nu} dE_\tau \int_0^\infty dh_c \left(\frac{d^2 N_\tau}{dE_\tau dh_c} Acc_\tau \right) \quad (1)$$

$$Acc_\tau(E_\tau, h_c) = \int_T dt \int_A dx dy I_{eff}(E_\tau, h_c, x, y, A_{conf}(t)) \quad (2)$$

$\frac{d^2 N_\tau}{dE_\tau dh_c}$ è il flusso dei τ emergenti e I_{eff} la probabilità di identificare un τ . Tale probabilità dipende dall'energia E_τ del τ , dalla quota (h_c) del centro dello sciame definita a 10 km dal punto di decadimento (v. [Figura 5.3](#)), dalla configurazione istantanea del detector $A_{conf}(t)$ e dalla posizione relativa dell'impronta dello sciame sull'array (x, y).

L' $Acc(E_\nu)$ viene calcolata da Montecarlo in due fasi. Prima di tutto, mediante le simulazioni degli EAS e del rivelatore, vengono valutati l'integrale sul tempo e quello sulla superficie (v. equazione (2)). Poi, viene valutato l'integrale su h_c ed E_τ (v. equazione (1)) con l'aggiunta di $Acc_\tau(E_\tau, h_c)$ per tutti i τ emergenti, dati dalla simulazione delle interazioni nella Terra. La precisione statistica per la simulazione Montecarlo è dell'ordine del 3%.

Le simulazioni Montecarlo necessitano della conoscenza del valore di diverse grandezze fisiche che ancora non sono state determinate sperimentalmente per gli intervalli di energia di interesse: ad esempio, la sezione d'urto dei ν e le perdite di energia dei τ . I valori di tali

grandezze vengono estrapolati da quelli misurati ad energie inferiori. Il contributo all'incertezza sull'efficienza di ritenzione degli eventi segnale ($Acc(E_\nu)$), dovuto alla scarsa conoscenza di tali grandezze, è stimato essere del 15% e del 40% rispettivamente.

Assumendo un flusso differenziale $f(E_\nu)$ di ν_τ del tipo E_ν^{-2} , la Collaborazione Auger ha stimato il "limite superiore" del flusso di ν_τ UHE presenti nei RC.

Tale valore ammonta a

$$f(E_\nu) < 1.0_{-0.5}^{+0.3} \times 10^{-7} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$$

al 90% di livello di confidenza, con un'incertezza sistematica del 15% circa.

Il valore centrale è calcolato [29] utilizzando la sezione d'urto dei ν la parametrizzazione delle perdite di energia e una distribuzione casuale uniforme per la polarizzazione τ . Le incertezze sono quelle sistematiche. Il limite è applicabile nell'intervallo di energia

$$2 \times 10^{17} \text{ eV} < E_\nu < 2 \times 10^{19} \text{ eV}$$

In **Figura 5.11** è mostrato il limite per lo scenario più pessimistico riguardo le incertezze sistematiche.

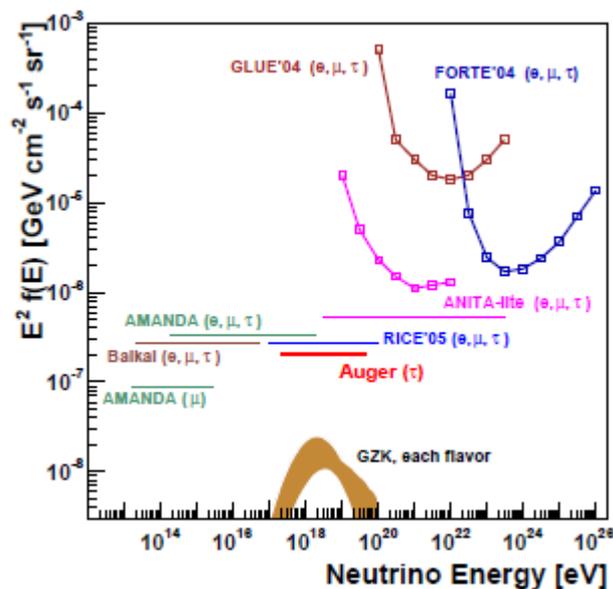


Figura 5.11 Limiti al 90% C.L. per un flusso diffuso di ν_τ all'Osservatorio Pierre Auger. Sono indicati i limiti degli altri esperimenti e i rispettivi sapori ai quali sono sensibili oltre ai flussi dei neutrini GZK.

La tecnica di *Earth-skimming* utilizzata con i dati raccolti sulla matrice dei rivelatori di superficie dell'Osservatorio Pierre Auger fornisce, attualmente, il limite più sensibile per i neutrini ad energie dell'ordine dell'EeV. Questa è l'energia più importante per esplorare i previsti neutrini GZK.

L'Osservatorio Pierre Auger continuerà a prendere dati per circa venti anni.

L'eventuale scoperta di neutrini GZK (v. [Figura 5.11](#)) fornirebbe una importantissima conferma del risultato già ottenuto da Auger con l'osservazione dei protoni nella regione di altissima energia ($> 10^{19}$ eV). Nel caso in cui, in tale regione di energia, non venissero trovati eventi compatibili con i neutrini astrofisici, il limite potrà essere migliorato per più di un ordine di grandezza.

Appendice A

Calcolo dell'energia di soglia dell'interazione di fotoni e protoni con il fondo cosmico

Si consideri la reazione

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4.$$

Siano E_1 e E_2 le energie, \vec{p}_1 e \vec{p}_2 gli impulsi, m_1 e m_2 le masse delle particelle 1 e 2, rispettivamente.

La massa invariante dello stato iniziale, nel sistema di riferimento del laboratorio, espressa in unità atomiche, è:

$$\begin{aligned}\sqrt{s_{IN}} &= \sqrt{(E_1 + E_2)^2 - |\vec{p}_1 + \vec{p}_2|^2} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 - |\vec{p}_1|^2 - |\vec{p}_2|^2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2} = \\ &= \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2 E_1 E_2 - 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|\cos\theta}\end{aligned}\quad (1)$$

dove θ è l'angolo tra \vec{p}_1 e \vec{p}_2 .

La massima massa invariante si ha per una collisione frontale ($\theta = 180^\circ$), sostituendo $\cos\theta = -1$ nella (1) si ottiene:

$$\sqrt{s_{IN}} = \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2 E_1 E_2 + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2|}.\quad (2)$$

Il minimo valore di \sqrt{s} , necessario affinché avvenga la reazione, si ha quando le particelle 3 e 4 vengono prodotte in quiete nel sistema di riferimento del centro di massa.

In tal caso, nel sistema di riferimento del centro di massa, la massa invariante è uguale alla somma delle masse delle particelle prodotte:

$$\sqrt{s_{FIN}}^* = m_3 + m_4\quad (3)$$

con m_3 e m_4 le masse delle particelle 3 e 4 rispettivamente.

L'energia di soglia \check{E}_1 della reazione si ottiene eguagliando la (2) e la (3):

$$m_1^2 + m_2^2 + 2\check{E}_1 E_2 + 2|\vec{p}_1||\vec{p}_2| = (m_3 + m_4)^2 \quad (4)$$

- Nel caso della reazione

$$\gamma + \gamma_0 \rightarrow e^+ + e^-$$

$$E_1 = E_\gamma, E_2 = E_0, m_1 = m_2 = 0, |\vec{p}_1| = E_\gamma, |\vec{p}_2| = E_0, m_3 = m_4 = m_e.$$

La (4) diventa

$$4\check{E}_\gamma E_0 = 2m_e$$

da cui l'energia di soglia per la reazione è

$$\check{E}_\gamma = \frac{m_e^2}{E_0}$$

dove m_e è la massa dell'elettrone ($m_e \cong 0.511 \text{ MeV}$).

Si ha:

per il fondo cosmico infrarosso, $E_0 \approx 10^{-1} \text{ eV}$

$$\check{E}_\gamma \approx 10^3 \text{ GeV};$$

per il fondo cosmico di microonde, $E_0 \approx 10^{-4} \text{ eV}$

$$\check{E}_\gamma \approx 10^6 \text{ GeV};$$

per il fondo cosmico radio, $E_0 \approx 10^{-7} \text{ eV}$

$$\check{E}_\gamma \approx 10^9 \text{ GeV}.$$

- Nel caso della reazione

$$p + \gamma_0 \rightarrow \Delta^+$$

$$E_1 = E_p, E_2 = E_0, m_1 = m_p, m_2 = 0, |\vec{p}_1| = \sqrt{E_p^2 - m_p^2} \cong E_p \text{ (p è relativistica)}, |\vec{p}_2| = E_0, m_3 = m_\Delta, m_4 = 0.$$

La (4) diventa

$$m_p^2 + 4\check{E}_p E_0 = m_\Delta^2$$

da cui l'energia di soglia per la reazione è

$$\check{E}_p = \frac{m_\Delta^2 - m_p^2}{4E_0}.$$

Per il fondo cosmico di microonde ($E_0 \approx 10^{-4} \text{ eV}$), ricordando che $m_\Delta \cong 1233.0 \text{ MeV}$ e $m_p \cong 938.3 \text{ MeV}$ si ottiene

$$\check{E}_p \approx 10^{11} \text{ GeV}.$$

Appendice B

Oscillazioni di neutrini

Se i neutrini hanno masse finite allora sono possibili, in linea generale, tre autostati di massa ν_i ($i = 1, 2, 3$) distinti dai tre autostati di sapore ν_α ($\alpha = e, \mu, \tau$).

Le due basi saranno legate da una trasformazione unitaria:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^\dagger |\nu_i\rangle$$

ovvero

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}.$$

La matrice U è detta matrice di Maki-Nakagawa-Sakata (matrice MNS) o *matrice di mixing dei neutrini* e i suoi elementi si determinano sperimentalmente:

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{\frac{i\alpha_1}{2}} & 0 & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\alpha_2}{2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

dove $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ con θ_{ij} gli angoli di mescolamento, α_1 e α_2 due fattori di fase non nulli solo se i neutrini sono particelle di Majorana (se, cioè, coincidono con le proprie anti-particelle) e δ diverso da zero se l'oscillazione viola la simmetria CP [29].

Se gli autostati di sapore coincidessero con gli autostati di massa, U sarebbe una matrice identica.

Nel seguito si vedrà come la presenza di termini non diagonali comporti l'oscillazione dei neutrini.

Si supponga che all'istante $t = 0$ nasca un neutrino ν_α . Quando un neutrino ν_α nasce, esso nasce come un autostato di sapore, *partner*, cioè, del leptone α , nel senso che è accoppiato ad esso dalle interazioni deboli di corrente carica (CC), ed è una combinazione lineare degli autostati di massa.

L'autostato delle interazioni deboli al tempo $t = 0$ è, dunque,

$$|\nu_\alpha(t = 0)\rangle = U_{\alpha 1}|\nu_1\rangle + U_{\alpha 2}|\nu_2\rangle + U_{\alpha 3}|\nu_3\rangle$$

Per $t > 0$ lo stato evolve e dall'autostato delle interazioni deboli $|\nu_\alpha(t = 0)\rangle$ si ottiene uno

stato che, in generale, sarà diverso:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = U_{\alpha 1} e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + U_{\alpha 2} e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle + U_{\alpha 3} e^{-iE_3 t} |\nu_3\rangle \quad (\hbar = c = 1)$$

dove le E_i sono le energie degli autostati di massa.

Se il neutrino ν_α è stato prodotto con un momento ben definito p , tutti gli autostati di massa avranno tale momento e, in virtù della

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \quad (\hbar = c = 1),$$

energia diversa

$$E_1 \neq E_2 \neq E_3.$$

È possibile calcolare la probabilità $\mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)$ che un neutrino nato ν_α a $t = 0$ sia rivelato ν_β al tempo t

$$\mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha \rangle|^2.$$

Supponendo, per semplicità, che solo due neutrini siano mescolati [30]:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} U_{\alpha 1} & U_{\alpha 2} \\ U_{\beta 1} & U_{\beta 2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \nu_\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \\ &\Rightarrow \begin{cases} |\nu_\alpha(t=0)\rangle = \cos \theta |\nu_1\rangle + \sin \theta |\nu_2\rangle \\ |\nu_\alpha(t)\rangle = \cos \theta e^{-iE_1 t} |\nu_1\rangle + \sin \theta e^{-iE_2 t} |\nu_2\rangle \end{cases} \end{aligned}$$

la probabilità $\mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha)$ che un neutrino nato a $t = 0$ ν_α sia rivelato al tempo t ancora ν_α è:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) &= |\langle \nu_\alpha(t=0) | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = |\cos^2 \vartheta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \vartheta e^{-iE_2 t}|^2 \\ &= (\cos^2 \vartheta e^{iE_1 t} + \sin^2 \vartheta e^{iE_2 t})(\cos^2 \vartheta e^{-iE_1 t} + \sin^2 \vartheta e^{-iE_2 t}) \\ &= \cos^4 \vartheta + \sin^4 \vartheta + \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta (e^{iE_1 t} e^{-iE_2 t} + e^{-iE_1 t} e^{iE_2 t}) \\ &= 1 - 2\cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta + \cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta * 2 \cos(t(E_1 - E_2)) \\ &= 1 - 2\cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta (1 - \cos(t(E_1 - E_2))) = 1 - 2\cos^2 \vartheta \sin^2 \vartheta * 2\sin^2\left(\frac{t(E_1 - E_2)}{2}\right) \\ &= 1 - \frac{1}{2} * \sin^2(2\vartheta) * 2\sin^2\left(\frac{t(E_1 - E_2)}{2}\right) = 1 - \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(\frac{t(E_1 - E_2)}{2}\right). \end{aligned}$$

Ricordando che $E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \simeq p_i + \frac{m_i^2}{2p_i}$ e che $p_1 = p_2 = p$,

$$E_2 - E_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p}$$

e ponendo $E \simeq p$

$$E_2 - E_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E}$$

$$\mathcal{P}(v_\alpha \rightarrow v_\alpha) = 1 - \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(\frac{t}{2} \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E}\right) = 1 - \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(t \frac{\Delta m^2}{4E}\right).$$

Avendo assunto che v_α e v_β possono “oscillare” uno nell’altro

$$\mathcal{P}(v_\alpha \rightarrow v_\beta) = 1 - \mathcal{P}(v_\alpha \rightarrow v_\alpha) = \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(t \frac{\Delta m^2}{4E}\right).$$

Il termine $t \frac{\Delta m^2}{4E}$ può essere espresso in funzione della distanza L percorsa dal neutrino e della lunghezza di oscillazione nel vuoto L_ν ossia la distanza dopo la quale il neutrino torna nel suo stato iniziale, $L_\nu = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}$, cosicché

$$\mathcal{P}(v_\alpha \rightarrow v_\beta) = \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(\pi \frac{L}{L_\nu}\right)$$

dove $L_\nu = 2.48 \frac{E}{\Delta m^2} \text{ km}$ con E espresso in GeV e Δm^2 in eV^2 .

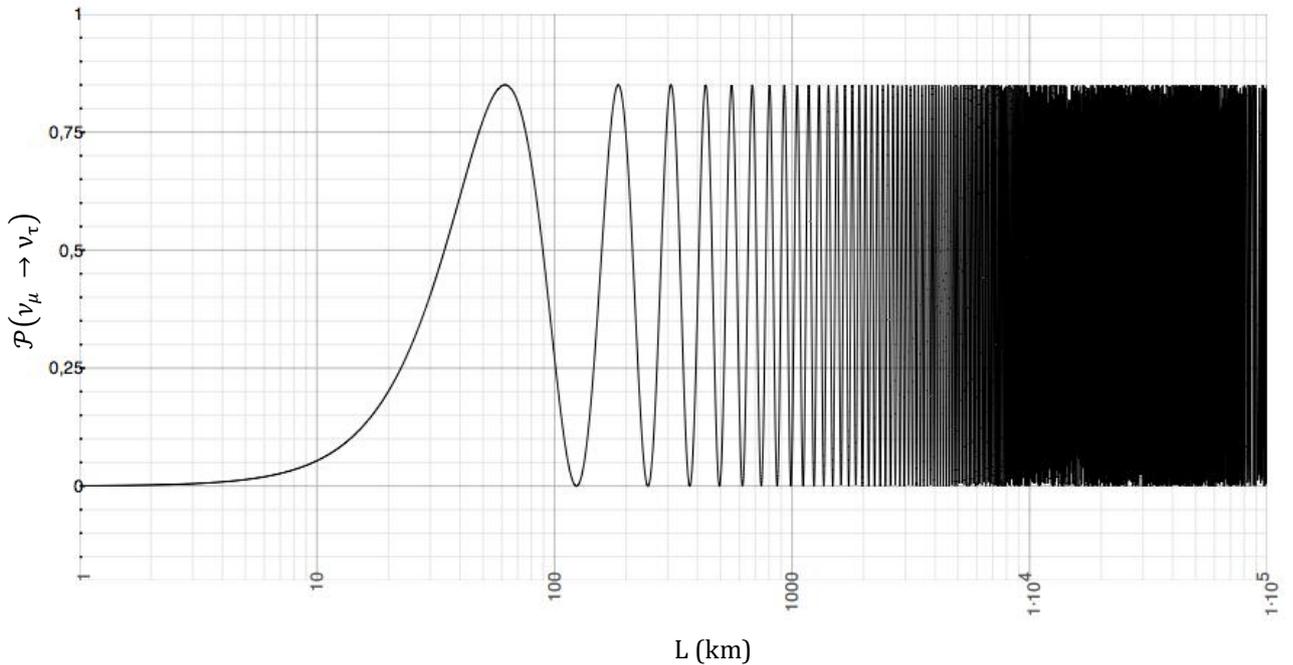


Figura 0 Probabilità di oscillazione del tipo $v_\mu \rightarrow v_\tau$ in funzione della distanza L percorsa dal neutrino.

$$\mathcal{P}(v_\mu \rightarrow v_\tau) = \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(\pi \frac{L}{L_\nu}\right)$$

con $\sin^2(2\vartheta) = 0.85$, $L_\nu = 2.48 \times \frac{10 (\text{GeV})}{0.2 (\text{eV}^2)}$ e L espresso in chilometri (i dati numerici sono giustificati nel testo).

Bibliografia

- [1] HESS, V. F. (1912). Phys. Z., **13**, 184.
- [2] HARWIT, M. (1981). Cosmic Discovery. Basics Books Inc., New York.
- [3] GREISEN, K. (1966). Phys. Rev. Letters, **16**, 748.
- [4] ZATSEPIN, G. T. & KUZ'MIN, V. A. (1966). JEPT Letters, **4**, 78.
- [5] PENZIAS, A. A. & WILSON, R. W. (1965). Ap. J., **142**, 419.
- [6] FRETTER, W. B. (1949). Echo Lake Cosmic Ray Symposium, 39.
- [7] HAUNGS, A. (2003). Rep. Prog. Phys., **66**, 1145.
- [8] WATSON, A. A. (2002). Extensive Air Shower and Ultra High Energy Cosmic Rays. Lezioni tenute alla "Escuela Mexicana de Astrofisica 2002".
- [9] HEITLER, W. (1949). Rev. Mod. Phys., **21**, 113.
- [10] GAISSER, T. K. (1990). Cosmic Rays and Particle Physics, Cambridge University Press.
- [11] LETESSIER-SELVON, A.: <http://lpnhe-auger.in2p3.fr/>.
- [12] SOMMERS, P. (2004). Extensive air showers and measurement techniques. C. R. Acad. Sci. Paris, **4**.
- [13] JACKSON, J. D. (1962). Classical Electrodynamics, J. Wiley, USA.
- [14] FARGION, D. (2001). Proceedings of ICRC 2001, 1297.
- [15] <http://www.auger.org/observatory/>
- [16] <http://auger.colostate.edu/ED/index.php?map=1&loc=roma>
- [17] PRIVITERA, P. for the Pierre Auger Collaboration, (2006). 28th ICRC, 357.
- [18] BERENZINSKY ET AL. (1969). Phys. Lett. B **28**, 423.
- [19] DUTTA, S. I., RENO, M. H., SARCEVIC, I. AND SECKEL, D., hep-ph/0012350.
- [20] FUKUDA ET AL. (1998). Phys. Rev. Lett. **81**, 1562.
- [21] Fargion, D. (2002). Astrophys. J. **570**, 909.
- [22] LETESSIER-SELVON, A. (2001), AIP Conf. Proc. **566**, 157.
- [23] FENG, J. L. ET AL. (2002). Phys. Rev. Lett. **88**, 161102.
- [24] TIFFWNBURG, J. (2009) for the Pierre Auger Collaboration. Proceedings of the 31st ICRC.
- [25] BERTOU, X. BILLOIR, P., DELIGNY, O., LACHAUD, C., LETESSIER-SELVON A. (2002) Astroparticle Physics **17**, 183–193.

- [26] FARGION D. ET AL. (2003). Astro-ph/0303233.
- [27] COLLABORAZIONE PIERRE AUGER (2009) arXiv:0903.3385v1.
- [28] BLANCH BIGAS, O. for the Pierre Auger Collaboration (2007). 30th ICRC.
- [29] HUGHES, I. S. (1991). Elementary particles. Cambridge University Press.
- [30] CAPONE, A. Lezioni di Fisica nucleare e subnucleare II, Università di Roma “La Sapienza”, A.A. 2008/2009.

Indice delle Figure

Figura 1.1 Victor F. Hess a bordo della mongolfiera	p. 1
Figura 1.2 Spettro in energia dei RC.....	3
Figura 1.3 Confronto tra la composizione solare e la composizione della radiazione cosmica	4
Figura 2.1 Sciame generato da un protone da 10 GeV in una camera a nebbia contenente lastre di Pb	5
Figura 2.2 Schema generale delle interazioni particellari che danno luogo ad uno sciame atmosferico esteso	6
Figura 2.3 Pierre Auger.....	13
Figura 2.4 Fronte d'onda della luce Cherenkov.....	14
Figura 2.5 Variazione con la profondità atmosferica di alcune grandezze legate all'emissione di luce Cherenkov da parte di un elettrone.....	16
Figura 2.6 Telescopi Cherenkov investiti dalla radiazione omonima.....	16
Figura 2.7 Spettro della fluorescenza atmosferica	17
Figura 3.1 Distanza media percorsa dai raggi γ a partire dalle sorgenti di emissione in funzione della loro energia....	19
Figura 3.2 Le tre famiglie leptoniche.....	19
Figura 3.3 Le tre famiglie antileptoniche	20
Figura 3.4 <i>Range</i> del τ in funzione della sua energia.....	21
Figura 4.1 L'Osservatorio Pierre Auger sovrapposto alla città di Roma	23
Figura 4.2 Osservatorio Pierre Auger.....	23
Figura 4.3 Rivelazione di uno sciame mediante un rivelatore di superficie e di fluorescenza	24
Figura 4.4 Stazione Cherenkov nel sito Auger Sud	25
Figura 4.5 I componenti principali del rivelatore Cherenkov ad acqua	26
Figura 4.6 Foto del Campus Centrale, sede degli uffici, dell'edificio di assemblaggio e del CDAS	27
Figura 4.7 Pianta dell'edificio che ospita i sei telescopi di fluorescenza	30
Figura 4.8 Sezione del telescopio di fluorescenza	30
Figura 4.9 Foto in cui è visibile la camera con i 440 fotomoltiplicatori e il diaframma	31
Figura 4.10 Tipi di specchi utilizzati per i telescopi 4 e 5 di Los-Leones	31
Figura 5.1 Catena di interazioni che producono uno sciame visibile.....	33
Figura 5.2 Sciami atmosferici generati da neutrini attraverso interazioni di CC e CN	34
Figura 5.3 Schema generale di sciami prodotti da neutrini e da raggi cosmici nucleonici	35
Figura 5.4 Struttura temporale di sciami orizzontali generati da τ di 1 EeV.....	36
Figura 5.5 <i>Ground spot</i> di sciami atmosferici orizzontali prodotti da τ di 1 EeV	37
Figura 5.6 Simulazione di una traccia lasciata a terra da uno sciame da decadimento τ , prodotto da un ν_τ	40

Figura 5.7 Distribuzione di $\sin \theta$ per eventi accettati	41
Figura 5.8 Segnali registrati dai FADC delle stazioni ad 1 km dal <i>core</i> per due sciame reali di 5 EeV.....	42
Figura 5.9 Rappresentazione schematica dell'impronta di uno sciame sul rivelatore di superficie.....	44
Figura 5.10 Distribuzione delle variabili di discriminazione per sciame τ simulati e eventi reali.....	43
Figura 5.11 Limiti al 90% C. L. per un flusso di neutrini tau all'Osservatorio Pierre Auger	45
Figura 0 Probabilità di oscillazione del tipo $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in funzione della distanza L percorsa dal neutrino	52

Indice delle Tabelle

Tabella 1 Differenza tra ionizzazione osservata a diverse altitudini e ionizzazione al livello del marep. 2

Tabella 2 Alcuni canali di decadimento del leptone τ , natura della coda e corrispondenti proprietà di verificarsi 38