



SAPIENZA  
UNIVERSITÀ DI ROMA

# Andamento del rapporto $\mu^+ / \mu^-$ per muoni atmosferici di alta energia

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali  
Corso di Laurea in Fisica e Astrofisica

Candidato

Angela Zegarelli

Matricola 1529762

Relatore

Prof. Antonio Capone

Anno Accademico 2015/2016

Tesi non ancora discussa

---

**Andamento del rapporto  $\mu^+$  /  $\mu^-$  per muoni atmosferici di alta energia**  
Tesi di Laurea. Sapienza – Università di Roma

© 2016 Angela Zegarelli. Tutti i diritti riservati

Questa tesi è stata composta con L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X e la classe Sapthesis.

Email dell'autore: [angela.zegarelli@yahoo.it](mailto:angela.zegarelli@yahoo.it)

*“ Non ho alcun talento particolare. Sono solo appassionatamente curioso.”*  
***Albert Einstein***



# Indice

<b>Intruduzione</b>	<b>vii</b>
<b>1 Muoni</b>	<b>1</b>
1.1 Raggi cosmici . . . . .	1
1.1.1 Spettro dei raggi cosmici . . . . .	2
1.2 Sciami atmosferici estesi . . . . .	3
1.2.1 Componente elettromagnetica . . . . .	4
1.2.2 Componente adronica . . . . .	5
1.2.3 Componente muonica . . . . .	6
1.3 Rapporto muonico . . . . .	7
1.4 Derivazione analitica dei flussi in atmosfera . . . . .	7
<b>2 Osservazione sperimentale del rapporto muonico</b>	<b>9</b>
2.1 Spettrometri magnetici . . . . .	9
2.1.1 CMS . . . . .	10
2.1.2 MINOS . . . . .	12
2.1.3 OPERA . . . . .	13
2.2 Misura del rapporto di carica senza l'uso del campo magnetico: LVD	15
<b>3 Conclusioni</b>	<b>19</b>
3.1 Andamento di $R_\mu$ con l'energia . . . . .	19



# Intruduzione

Lo studio dei raggi cosmici ad alta energia è rilevante sia per l'astrofisica, essendo la loro origine ancora sconosciuta (si hanno solo alcune ipotesi teoriche sui meccanismi in grado di accelerarli fino alle più alte energie), che per la fisica delle particelle, in quanto una parte delle interazioni tra i raggi cosmici primari ad alta energia e l'atmosfera si verificano nelle regioni cinematiche non ancora studiate negli acceleratori. Provenendo dallo spazio interstellare e da altre galassie, i raggi cosmici costituiscono, dal punto di vista prettamente astrofisico, un preziosissimo mezzo per indagare i fenomeni celesti che direttamente o indirettamente li producono, li accelerano e li diffondono.

A partire da queste considerazioni nasce la seguente dissertazione, il cui obiettivo è quello di studiare i risultati sperimentali sul *rapporto di carica* dei muoni atmosferici (rapporto tra il numero di muoni carichi positivamente e quelli carichi negativamente), che da ora in poi sarà indicato con

$$R_{\mu} = \frac{N_{\mu^{+}}}{N_{\mu^{-}}}.$$

Lo studio del rapporto di carica è importante perché dà informazioni sui raggi cosmici e sulle particelle fisiche che costituiscono la materia, in modo tale da consentire l'analisi delle caratteristiche delle interazioni adroniche ad alta energia e la composizione dei raggi cosmici primari.





# Capitolo 1

## Muoni

Nel modello standard il muone  $\mu$  è una particella fondamentale con carica elettrica negativa e spin  $\frac{1}{2}$ . Fa parte dei leptoni, insieme all'elettrone, al tauone e ai neutrini. Le interazioni di muone ed elettrone sono molto simili; ciò porta a pensare il muone come un elettrone pesante. Tuttavia sono più penetranti, a causa del valore della loro massa a riposo che è circa 207 volte maggiore di quella dell'elettrone ( $105,7 \text{ MeV}/c^2$ ); quando incontrano un campo elettromagnetico subiscono un'accelerazione meno intensa e quando vengono rallentati emettono una radiazione di *bremsstrahlung*<sup>1</sup> di minore intensità. I muoni possiedono una vita media  $\tau=2.2 \mu\text{s}$ , più lunga di quella degli altri leptoni instabili, dei mesoni e dei barioni (ad eccezione del neutrone). Nonostante ciò, per effetto della loro velocità relativistica e della dilatazione temporale, raggiungono il suolo anche se sono generati nelle prime interazioni con nuclei dell'atmosfera [9]. Interagiscono debolmente e possono essere rivelati anche a grandi profondità (LNGS, NEMO, OPERA, LVD, etc.).

### 1.1 Raggi cosmici

L'atmosfera terrestre è costantemente raggiunta in ogni direzione da particelle e nuclei atomici di alta energia, i raggi cosmici. La loro origine è molto varia: Sole, stelle, fenomeni energetici (ad esempio *novae* e *supernovae*) e oggetti remoti come i *quasar* [14]. L'ipotesi della loro esistenza risale al secolo scorso, quando nel 1912 il fisico austriaco Victor Hesse osservò, grazie all'utilizzo di elettrometri montati su palloni aereostatici, che il tasso di ionizzazione<sup>2</sup> aumentava con l'altitudine, raddoppiando il suo valore dai 1000 ai 4000 m. Da ciò dedusse che la radiazione responsabile di questo fenomeno provenisse dallo spazio, dimostrando appunto l'esistenza dei raggi cosmici [9].

---

<sup>1</sup>Emissione di un fotone da parte di un elettrone che interagisce con un nucleo atomico. Si tratta di un processo dovuto alla forza elettromagnetica che comporta una elevata perdita di energia

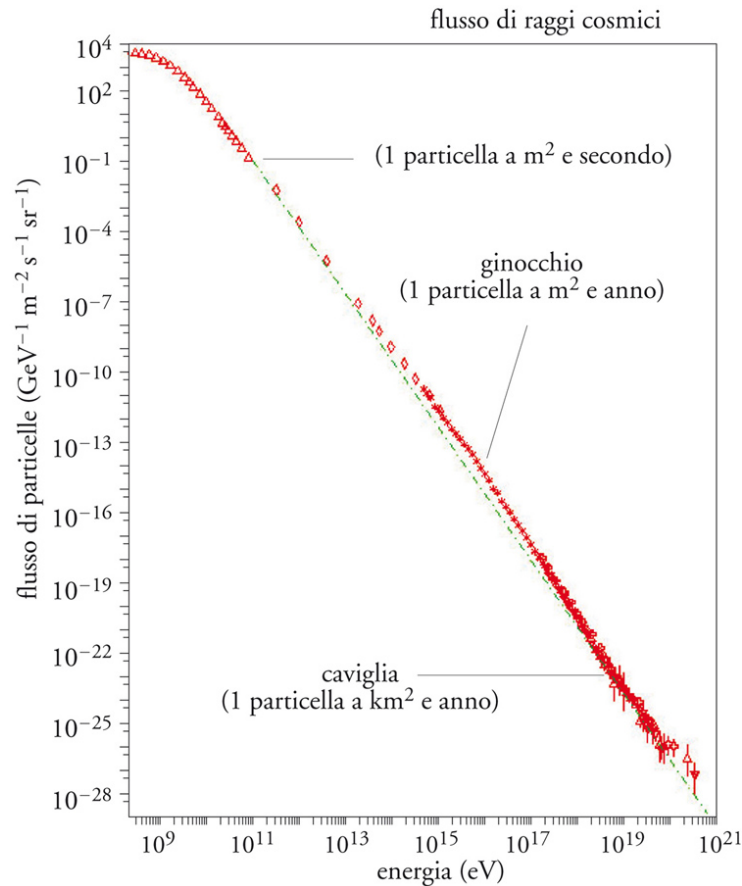
<sup>2</sup>Processo secondo cui atomi o molecole neutre acquistano o perdono elettroni diventando ioni

### 1.1.1 Spettro dei raggi cosmici

Lo spettro dei raggi cosmici, rappresentato in **Figura 1.2.**, si estende per diversi ordini di grandezza, fino a  $10^{20}$  eV, ed è descritto dalla legge di potenza [10]:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

Si possono distinguere tre intervalli di energia, per ciascuno dei quali c'è un valore diverso di  $\gamma$ , chiamato *indice spettrale*.



**Figura 1.1.** Misure dello spettro dei raggi cosmici; è riportato il flusso differenziale dei raggi cosmici, cioè il numero di particelle incidenti per unità d'energia, di tempo, di area e di angolo solido. Le linee sono estrapolazioni di fit da misure dirette di diversi rivelatori.

Di particolare interesse sono i punti di raccordo tra queste regioni:

- *ginocchio* (o *knee*) :  $E \approx 10^{15.5} eV$ ;
- *caviglia* (o *ankle*):  $E \approx 10^{18} eV$ ;
- *taglio* (o *cut off*):  $E > 3 \cdot 10^{19} eV$ ;

Sotto al "ginocchio"  $\gamma=2,7$ , al di sopra  $\gamma=3,1$  e al di là della "caviglia" lo spettro si presenta simile a quello sotto al ginocchio.

I raggi cosmici con  $E > 10^{18}$  eV sono detti *Ultra High Energy Cosmic Rays* (UHECR), ovvero di altissima energia. Questi, però, sono difficili da rilevare; già ad energie di  $10^{15}$  eV il flusso dei raggi cosmici si riduce a poche decine di particelle al  $m^2$  all'anno [14]. Di conseguenza, lo studio dei raggi cosmici ad alte energie deve essere effettuato studiando gli sciami di particelle secondarie che vengono prodotti nell'atmosfera.

Quasi tutti i raggi cosmici con  $E < 10^{17}$  eV sono di origine galattica, cioè prodotti ed accelerati in corrispondenza dei resti di Supernova. Si ipotizza che questi restino confinati lungo i bracci della spirale per azione del campo magnetico galattico ( $B \approx 3 \mu G$ ), fino a che non vengono accelerati. L'aumento di pendenza attorno al "ginocchio" è spiegato dal meccanismo di propagazione e di perdita dei protoni (più abbondanti) prima dei nuclei più pesanti (più rari). Il cambio di pendenza in corrispondenza della "caviglia" viene interpretato considerando predominante il flusso di origine extragalattica (AGN<sup>3</sup> e *Gamma Ray Burst*, capaci probabilmente di accelerare particelle fino a energie di  $10^{21}$  eV) [7].

## 1.2 Sciami atmosferici estesi

Nel 1938 Pierre Auger avanzò l'ipotesi dei raggi cosmici *secondari*, generati dai raggi cosmici *primari* di elevata energia in contatto con l'atmosfera. Le particelle energetiche che nascono da questo processo collidono, a loro volta, con altri nuclei producendo una "cascata" di particelle, che prende il nome di sciame atmosferico esteso (*extensive air shower*, EAS).

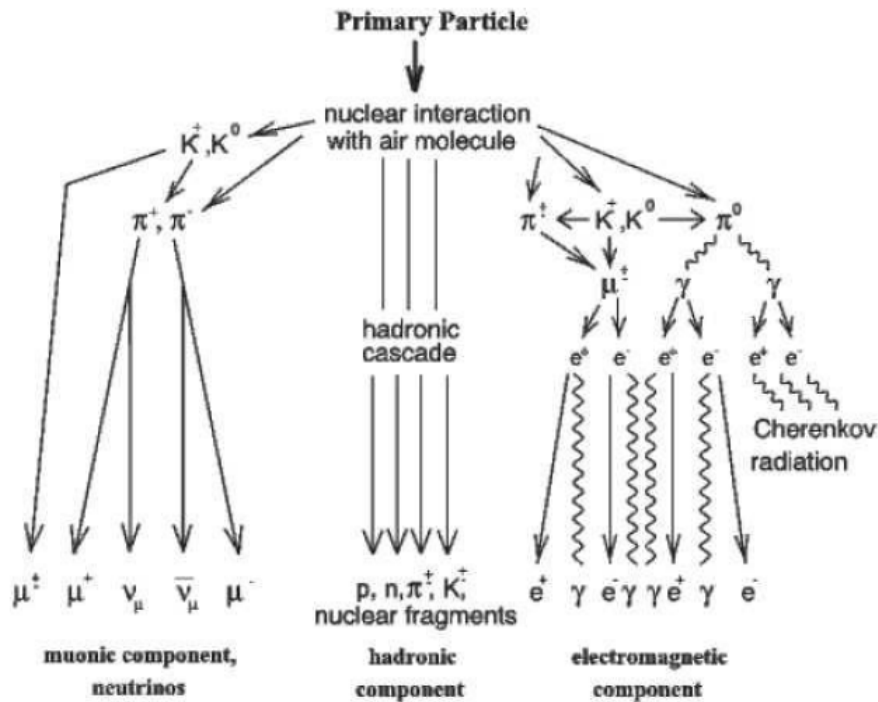
Le particelle cariche, durante il loro cammino nel cosmo, interagiscono con il mezzo in cui si propagano e vengono diffuse dai campi magnetici più o meno omogeneamente, perdendo per questo la direzione di provenienza e cioè relazione con la posizione delle sorgenti che le hanno generate; l'aumento e la successiva diminuzione del numero di particelle e l'allargamento laterale sono, infatti, caratteristiche tipiche dello sviluppo di uno sciame.

I componenti dei raggi cosmici sono di seguito tabulati:

Particelle primarie	Particelle secondarie
protoni	iperoni
neutrini	neutrini
elettroni	neutroni
nuclei di varia natura	mesoni ( $K^\pm$ e $\pi^\pm$ )
fotoni ad alta frequenza (raggi $\gamma$ )	muoni

La maggior parte delle interazioni producono i mesoni  $\pi$  e K, che decadono o interagiscono, a seconda della loro energia e del profilo di densità dell'aria che attraversano (**Figura 1.2.**). Il decadimento di  $\pi^0$  dà luogo alla componente elettromagnetica

<sup>3</sup>Nuclei galattici attivi



**Figura 1.2.** Principali processi fisici che contribuiscono alla generazione degli sciami atmosferici. Sono indicati in particolare i decadimenti e le interazioni più importanti

della cascata mentre il decadimento di  $\pi^{\pm}$  e  $K^{\pm}$  produce per lo più muoni. Sulla superficie terrestre, infatti, arrivano per il 75% muoni (componente dura) e per il resto elettroni e fotoni (componente molle). A questi poi vanno aggiunti i neutrini, sia di origine primaria (i neutrini sono prodotti copiosamente nei processi nucleari che tengono accese le stelle) che secondaria (prodotti dai decadimenti di pioni e muoni) [14].

### 1.2.1 Componente elettromagnetica

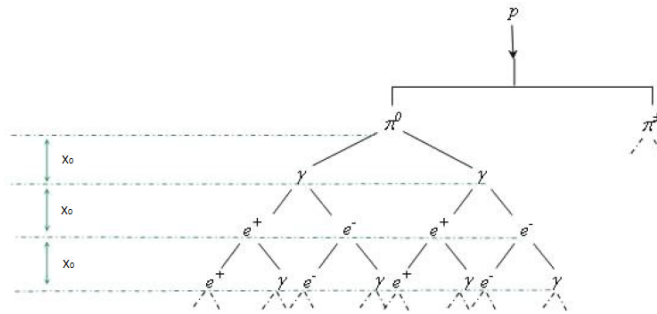
Gli sciami elettromagnetici vengono innescati da una particella primaria, come elettrone, positrone o fotone di alta energia, che interagisce elettromagneticamente attraversando l'atmosfera. La componente elettromagnetica viene alimentata dai decadimenti dei  $\pi^0$  generati a seguito delle interazioni adroniche.

I processi fisici che determinano lo sviluppo di uno sciame elettromagnetico sono:

1. Produzione di coppie  $e^+e^-$  da parte di un  $\gamma$ ;
2. Emissione di un fotone attraverso radiazione di *bremstrahlung* da parte degli elettroni;

## 3. Perdita di energia per ionizzazione

I primi due processi sono regolati da una scala di lunghezza che è data dalla lunghezza di radiazione  $X_0$ . Se consideriamo un elettrone o un fotone di alta energia che colpiscono un blocco di materiale con uno spessore di qualche  $X_0$ , possiamo immaginare che si sviluppi un processo di moltiplicazione per cui un fotone produca una coppia  $e^+e^-$ , mentre ciascun  $e^+$  o  $e^-$  emetterà parte della sua energia sotto forma di un ulteriore fotone  $\gamma$ . Si genera quindi un processo a cascata, appunto il cosiddetto *sciame elettromagnetico*.



**Figura 1.3.** Rappresentazione schematica del modello di Heitler

Il percorso tra un processo moltiplicativo e il successivo sarà dell'ordine di  $X_0$ ; ciò vuol dire che ogni particella, dopo aver percorso una distanza pari alla lunghezza di radiazione, produce due particelle con energia pari alla metà di quella generatrice. Quando gli elettroni riducono la loro energia al di sotto di un valore critico  $E_c$  le perdite di energia per ionizzazione diventano dominanti e la cascata si arresta. Quello che è stato appena descritto è un modello semplice ed efficace per descrivere le cascate elettromagnetiche: modello di Heitler [9].

### 1.2.2 Componente adronica

Gli sciami adronici nascono dalle particelle adroniche che subiscono interazioni forti con le particelle costituenti dell'aria nel momento in cui entrano nell'atmosfera terrestre. I meccanismi che li descrivono sono più complessi di quelli degli sciami elettromagnetici; tuttavia anche per questi esiste una scala di lunghezza, la *lunghezza di interazione*, che è la lunghezza media tra un'interazione adronica e l'altra [9].

Nel modello di sovrapposizione si suppone che un nucleo di energia iniziale  $E_0$  e massa  $A$  si comporti come  $A$  nucleoni indipendenti di energia  $E_0/A$ . Quindi la lunghezza di interazione, espressa in  $\text{g cm}^{-2}$ , cresce con  $Z$  mentre  $X_0$  decresce. Da ciò si deduce che in assorbitori pesanti gli sciami adronici sono molto più estesi di quelli elettromagnetici. Partendo dalle assunzioni fatte per il modello di sovrapposizione è possibile adattare il modello di Heitler anche alla descrizione degli sciami adronici. Si suppone che ad ogni lunghezza di interazione adronica vengano prodotti  $2N_\pi$  pioni carichi e  $N_\pi$  pioni neutri [14].

I principali processi fisici che entrano in gioco nella ripartizione dell'energia sono:

1. Formazione di pioni e kaoni carichi;
2. Creazione di particelle elettromagnetiche;
3. Produzione di protoni e neutroni.

Diversamente dai  $\pi^0$ , i quali decadono immediatamente in due fotoni, i  $\pi^+$  e  $\pi^-$  sono soggetti a successive interazioni adroniche.

### 1.2.3 Componente muonica

I kaoni e i pioni hanno vite medie  $\approx 10$  ns; pur essendo particelle relativistiche, fino a  $E \approx 100$  GeV, non riescono a percorrere tutta l'atmosfera terrestre ma decadono in volo. Sulla superficie terrestre osserviamo, appunto, i prodotti dei loro decadimenti: muoni (70%) ed elettroni (30%) [10][14].

Il decadimento di una particella segue la statistica poissoniana<sup>4</sup> [9], dunque, se  $\tau$  rappresenta la vita media del muone, la probabilità che un  $\mu$  generato al tempo  $t=0$  sopravviva fino al tempo  $t$  è:

$$P(t) = e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.2)$$

Dati  $N_0$  muoni al tempo  $t=0$ , il numero di  $\mu$  al tempo  $t$  è:

$$N(t) = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (1.3)$$

I modi di decadimento di pioni e kaoni sono mostrati nella tabella seguente con il corrispondente valore di *branching ratio*, o *rapporto di ramificazione*, che indica la probabilità di un singolo decadimento rispetto alla probabilità totale.

	Modo di decadimento	Branching ratio
$K^+$	$\mu^+ + \nu_\mu$	63%
	$\pi^+ + \pi^0$	21%
	$\pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	6%
$\pi^+$	$\mu^+ + \nu_\mu$	99%
$\pi^-$	$\mu^- + \bar{\nu}_\mu$	99%

I muoni, dunque, hanno carica elettrica positiva ( $\mu^+$ ) e carica elettrica negativa ( $\mu^-$ ) che, non essendo particelle stabili, decadono debolmente come segue:

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \end{aligned}$$

dove  $\nu_\mu$  e  $\nu_e$  sono rispettivamente neutrini muonici e neutrini elettronici e  $\bar{\nu}_\mu$  e  $\bar{\nu}_e$  i corrispondenti antineutrini.

<sup>4</sup>Distribuzione di probabilità discreta che esprime le probabilità per il numero di eventi che si verifichino successivamente ed indipendentemente in un dato intervallo di tempo

### 1.3 Rapporto muonico

Il rapporto muonico è definito come:

$$R_\mu = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}} \quad (1.4)$$

Rappresenta il rapporto tra il numero di muoni carichi positivamente e quelli carichi negativamente ed è dovuto ai seguenti contributi:

- composizione dei raggi cosmici primari (in particolare il rapporto tra i protoni e le particelle primarie più pesanti);
- caratteristiche delle interazioni adroniche, condizioni atmosferiche (trascurabili, però, per energie superiori a qualche GeV);
- decadimento di particelle con quarks strani e charm.

### 1.4 Derivazione analitica dei flussi in atmosfera

L'equazione che descrive l'evoluzione del flusso differenziale degli adroni di tipo  $i$  con la profondità atmosferica  $X$  è

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial X} = - \left( \frac{\phi_i}{\lambda_i} + \frac{\phi_i}{\lambda_i^{dec}} \right) + \sum_j S(j \rightarrow i) \quad (1.5)$$

$\lambda_i$  è la lunghezza d'interazione in aria e  $\lambda_i^{dec} = \beta c \tau_i \rho(X, \vartheta) \frac{E}{m_i}$  la lunghezza di decadimento (in g cm<sup>-2</sup>) dell'adrone  $i$ -esimo, con  $\rho(X, \vartheta)$  densità dell'aria nel punto specificato dalla profondità  $X$  e dall'angolo di zenith  $\vartheta$ . [10]

I primi due termini che compaiono nel secondo membro di (1.5) sono detti di *distruzione* ed esprimono la perdita per interazioni anelastiche e per decadimenti, l'ultimo, invece, rappresenta il termine di *produzione*, o di *rigenerazione*, di adroni di tipo  $i$  e tiene conto delle interazioni dovute a tutti i tipi di particelle  $j$  con energia maggiore di quella dell'adrone  $i$ -esimo.

Il termine  $S(j \rightarrow i)$  viene usualmente descritto con il prodotto tra la probabilità che la particella  $j$  interagisca nell'unità di percorso ( $\frac{\Phi_j}{\lambda_j}$ ) per la probabilità che in tale interazione venga prodotta la particella  $i$  ( $Z_{ji}$ ).

$$S(j \rightarrow i) = E^{-\gamma} \frac{\Phi_j}{\lambda_j} Z_{ji} \quad (1.6)$$

Tale probabilità viene descritta con la quantità  $Z_{ji}$  (definita *Z-momento*) in cui la variabile  $x$  rappresenta la forza di energia della particella  $j$  trasportata dalla particella finale  $i$ :

$$x_{lab} = \frac{E_i}{E_j} \quad (1.7)$$





## Capitolo 2

# Osservazione sperimentale del rapporto muonico

In questo capitolo vengono descritti una serie di esperimenti sotterranei, svolti negli ultimi anni, che hanno permesso di avere una stima del rapporto di carica  $R_\mu(E_\mu)$ . L'importanza del fare esperimenti sottoterra è duplice:

- solo i muoni possono attraversare una grande quantità di materia prima di essere fermati;
- la quantità di materia da attraversare prima di raggiungere l'apparato di misura definisce un "filtro" per l'energia massima che deve avere il muone.

Per una determinazione accurata di  $R_\mu(E_\mu)$ , per  $\mu$  con energia dell'ordine del TeV, sono necessari rivelatori magnetici posizionati in modo da essere schermati dalla radiazione atmosferica, come OPERA, o un elevato campo magnetico e un apparato tecnicamente opportuno, come CMS e MINOS. Tutti questi esperimenti hanno dato una stima del rapporto di carica  $R_\mu$  in funzione di  $E_\mu \cos \vartheta \sim 1 \text{ TeV}^1$  [13]. Il risultato ottenuto per  $R_\mu(E_\mu)$  viene usualmente confrontato con quanto previsto da modelli in cui i  $\mu$  possono essere prodotti da pioni e kaoni.

Il seguente capitolo, dopo aver trattato gli esperimenti appena nominati, spiega anche il progetto LVD, particolare perchè ricava il valore di  $R_\mu$  senza l'uso del campo magnetico.

### 2.1 Spettrometri magnetici

La deflessione di una particella in campo magnetico è normalmente utilizzata per determinare il momento della particella stessa. Una particella che si muove con una velocità  $v$  immersa in un campo magnetico  $B$  è soggetta ad una forza ortogonale al piano in cui giacciono  $\vec{B}$  e  $\vec{v}$  che ne modifica la traiettoria; tale forza è detta *forza di Lorentz* [15]:

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (2.1)$$

---

<sup>1</sup>Apparati posizionati in laboratori sotterranei possono misurare il momento del muone che raggiunge l'apparato stesso. Da tale momento, conoscendo l'angolo di zenith  $\vartheta$  e la composizione della materia attraversata, si può ricavare l'energia del  $\mu$  in superficie.

Le particelle soggette a (2.1) si muovono con accelerazione centripeta

$$a_{centr.} = \frac{F}{m} = \frac{qv_0B}{m} \quad (2.2)$$

supponendo  $\vec{B}$  e  $\vec{v}$  ortogonali, per cui

$$qv_0B = \frac{mv_0^2}{R} \quad (2.3)$$

$$R = \frac{p}{qB} \Rightarrow p = qBR \quad (2.4)$$

Moltiplicando e dividendo per la velocità della particella  $v_0 = \beta c$  si ottiene il *raggio di Larmor*

$$R = \frac{E}{qB\beta c} \quad (2.5)$$

Per il protone la (2.5) assume la forma

$$R[m] = \frac{E[GeV]}{0.3B[T]} \quad (2.6)$$

Un rivelatore di traccia in un campo magnetico permette, dunque, di misurare l'impulso di una particella ed è detto *spettrometro magnetico*.

### 2.1.1 CMS

Installato in una caverna sotterranea dell' LHC (*Large Hadron Collider*)<sup>2</sup>, CMS (*Compact Muon Solenoid*) è un esperimento collocato 89 m sotto la superficie terrestre (**Figura 2.1.**). E' il più grande solenoide superconduttore al mondo: genera lungo la direzione del fascio dell' LHC (asse  $z$ ) un campo magnetico di 3,8 T [8][13] che permette di curvare le particelle cariche, consentendo la misura del loro impulso e del segno della loro carica.

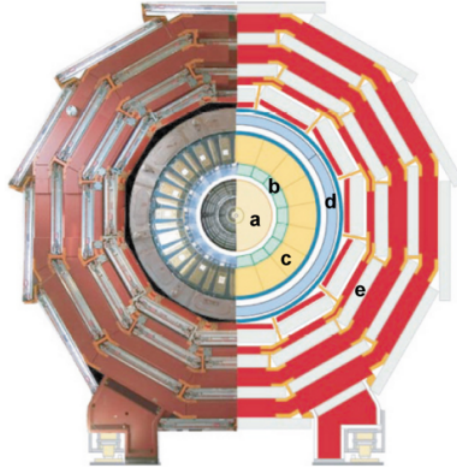
I momenti studiati con CMS vanno da 5 GeV/c a 1 TeV/c [13]. La migliore determinazione dell'impulso viene ottenuta combinando le informazioni del *rivelatore per muoni* (MUON) con quelle del *tracciatore*, costituito da un rivelatore a strisce di silicio.

Sulla base di dati raccolti dal 2006 al 2008, CMS ha fornito i seguenti risultati per muoni con impulso fino a 100 GeV/c:

$$R_\mu = 1.2766 \pm 0.0032(stat.) \pm 0.0032(syst.) \quad (2.7)$$

<sup>2</sup>Acceleratore di particelle più grande finora realizzato. E' installato al CERN di Ginevra all'interno di un tunnel lungo 27 Km ed è utilizzato per ricerche sperimentali nel campo della fisica della particelle.

E' formato da 2000 magneti mantenuti a una temperatura di -271°C (ciò lo rende il posto più freddo dello spazio interstellare), mentre nei punti dove avvengono le collisioni si raggiunge una temperatura 100.000 volte superiore a quella del cuore del Sole. Una volta raggiunta la massima energia, i protoni in LHC viaggiano a una velocità pari a 0,999999991 la velocità della luce, cioè vicinissimi alla velocità massima raggiungibile nell'Universo [18].



**Figura 2.1.** Struttura CMS:

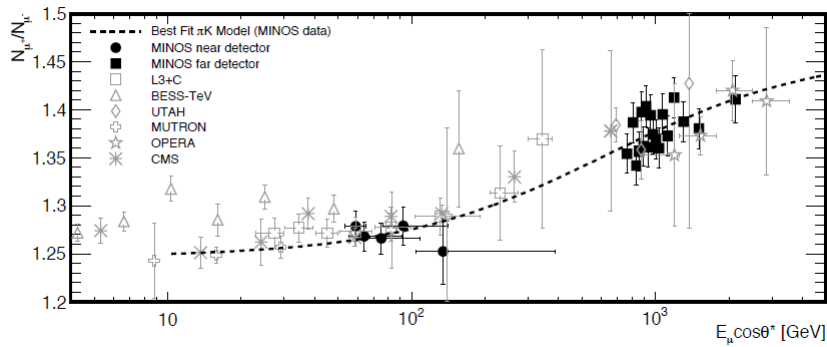
a Tracciatore, b Calorimetro elettromagnetico, c Calorimetro adronico, d Solenoide superconduttore, e Rivelatore per muoni

Confrontando tale risultato con modelli teorici è possibile ricavare la frazione di interazioni in cui, se nello stato finale viene prodotto un  $\pi$  o un  $K$ , tale mesone è positivo [8]:

$$f_{\pi^+} = 1 - f_{\pi^-} = \frac{Z_{N\pi^+}}{Z_{N\pi}} = 0.553 \pm 0.005 \quad (2.8)$$

$$f_{K^+} = 1 - f_{K^-} = \frac{Z_{NK^+}}{Z_{NK}} = 0.66 \pm 0.06 \quad (2.9)$$

Il risultato sperimentale di CMS è anche mostrato in **Figura 2.2** dove  $R_\mu(E_\mu)$  è graficato in funzione dell' "energia verticale di superficie" calcolata sulla base del momento misurato nello spettrometro, tenendo conto dell'energia persa dal muone prima di raggiungere l'apparato CMS.



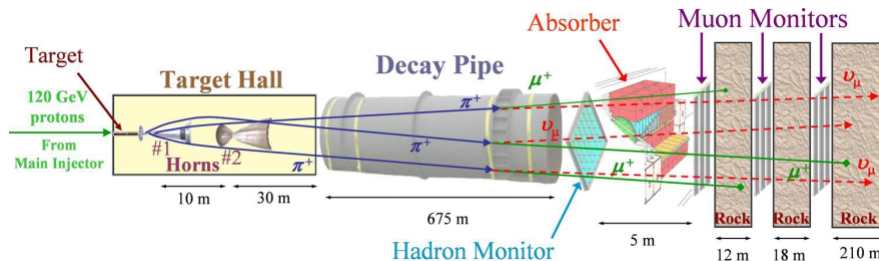
**Figura 2.2.** Risultati di MINOS e CMS.

Rapporto di carica per muoni atmosferici in funzione di  $E_\mu \cos \vartheta$

### 2.1.2 MINOS

MINOS (*Main Injector Neutrino Oscillation Search*) è un esperimento che, fra l'altro, ha permesso di osservare l'oscillazione dei neutrini. E' dotato di due detector, cioè di due calorimetri magnetici (piani di acciaio magnetizzati e strumentati con scintillatori): rivelatore *vicino*, o *near* (ND), a 94 m di profondità al Fermilab di Chicago e rivelatore *lontano*, o *far* (FD), a 710 m di profondità presso il *Soudan Underground Laboratory*, nel Minnesota. Il primo rivelatore controlla la composizione del fascio di neutrini, mentre il secondo viene utilizzato per la misura della variazione del contenuto di  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  in seguito al fenomeno di "oscillazione".

MINOS utilizza il fascio NuMI, cioè un fascio di protoni prodotto nel *main injector* del Fermilab che va a incidere su un bersaglio di grafite (dalla forma di un lungo cilindro di metallo) per produrre mesoni, in particolare pioni e kaoni, che decadono in muoni e neutrini muonici (**Figura 2.3.**). I primi vengono assorbiti dagli strati di terra successivi, i secondi proseguono nella stessa direzione dei pioni percorrendo 735 Km nel sottosuolo fino a raggiungere il FD.[2][3]



**Figura 2.3.** Struttura esperimento MINOS

I campi magnetici applicati assumono valori forti nel buco della bobina di cui sono costituiti i rivelatori (1,8 T per FD e 1,2 T per ND) e diventano deboli ai bordi (1 T per FD e 0,2 T per ND); il valore medio del campo è di 1,3 T[13]. Questa configurazione deflette verso il centro del rivelatore i  $\mu^+$  provenienti da una direzione e  $\mu^-$  provenienti dalla direzione opposta, permettendo di rivelare in modo distinto muoni positivi e negativi e, quindi, di stimare il rapporto di carica dei muoni. Durante la presa dati la corrente nella bobina era periodicamente invertita allo scopo di invertire a sua volta il verso del campo magnetico applicato. La combinazione dei dati raccolti con le due configurazioni ha permesso di eliminare eventuali irregolarità. Il rapporto di carica misurato con il ND è stato dato nell'intervallo di "energia verticale di superficie" tra 50 GeV a 130 GeV ed è stato calcolato usando dati risalenti al periodo che va dal 2006 al 2009:

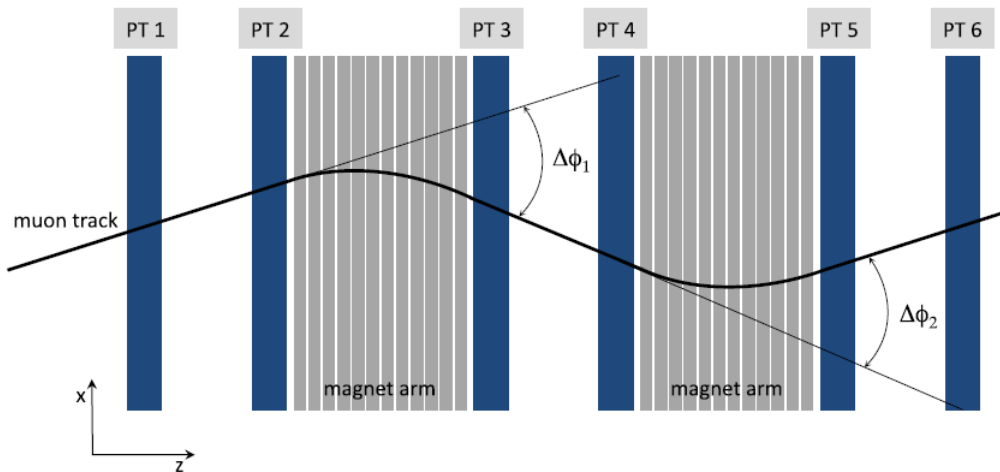
$$R_\mu = 1.266 \pm 0.001(stat.)_{-0.014}^{+0.015}(syst.) \quad (2.10)$$

Il rapporto di carica misurato con FD è dato, invece, in un intervallo di energie comprese tra 800 GeV e 2 TeV con dati raccolti qualche anno prima, dal 2003 al 2006:

$$R_\mu = 1.374 \pm 0.004(stat.)_{-0.012}^{+0.010}(syst.) \quad (2.11)$$

Sono stati ottenuti inoltre:

$$f_{\pi^+} = 0.55 \quad (2.12)$$



**Figura 2.4.** Struttura dello spettrometro di OPERA.

Le sei stazioni PT sono usate per la ricostruzione della traccia del muone.

$$f_{K^+} = 0.70 \quad (2.13)$$

(Le incertezze su  $f_{\pi^+}$  e  $f_{K^+}$  non sono quotate nell'articolo).

Il valore sperimentale ottenuto con MINOS è riportato in **Figura 2.2.** e confrontato con altri risultati.

### 2.1.3 OPERA

Può misurare il rapporto di carica  $R_\mu(E_\mu)$  nella regione energetica 1-20 TeV [4]. Questo esperimento, posto a una profondità di 3800 m, aveva come obiettivo quello di ricercare le oscillazioni da neutrini muonici a neutrini tauonici dirigendo un fascio di neutrini prodotto dal CERN verso il Laboratorio del Gran Sasso (progetto CNGS); i neutrini attraversano il sottosuolo in linea retta per 732 Km. I protoni vengono accelerati ad un'energia di 400 GeV e inviati contro un bersaglio di grafite, dando luogo a collisioni protone-nucleone, che creano particelle secondarie (in particolare pioni e kaoni). Queste vengono poi focalizzate da due lenti magnetiche in un tunnel di decadimento in cui i mesoni decadono in neutrini e muoni. In fondo al tunnel è posizionato l'assorbitore per adroni; all'interno dell'assorbitore i muoni sono rivelati da due strati di rivelatore a silicio [5].

#### Struttura dell'apparato

Il rivelatore OPERA è basato sulla tecnica dell' *Emulsion Cloud Chambers* (ECC), che utilizza le emulsioni nucleari come materiale sensibile per il tracciamento delle particelle cariche e lastre di piombo come bersaglio; dispone, inoltre, di rivelatori elettronici che servono da trigger per la localizzazione dell'evento e di spettrometri per misurare il momento e la carica dei muoni [14].

Gli spettrometri sono composti da un magnete dipolare e l'apparato sensibile è

fornito di camere resistive (RPC) e tubi a deriva. Un magnete è costituito da due muri verticali di sezione rettangolare ( $10 \text{ m} \times 8.75 \text{ m}$ ), ognuno formato da 12 strati spessi 5 cm di ferro, magnetizzato da una corrente di circa 1200 A che circola nelle bobine poste in alto e in basso tra i due muri, con intervalli di 2 cm per gli *Inner Trackers*, rivelatori che consentono di avere un tracciamento all'interno del magnete per facilitare il raccordo delle tracce tra i *Precision Trackers* (PT). Tali rivelatori sono caratterizzati da una risoluzione spaziale intrinseca di 0.5 mm nella direzione in cui la traccia carica viene deflessa nel campo magnetico [14].

Un muone, attraversando lo spettrometro, viene deviato nel piano orizzontale e le stazioni PT misurano la deflessione  $\Delta_\phi$ , che rappresenta l'angolo tra le tracce ricostruite dalle due stazioni PT prima e dopo ciascun braccio del magnete. Da questa informazione si riesce a ricostruire i valori di carica e impulso per le tracce che attraversano almeno un braccio del magnete (si veda **Figura 2.4**).

L'intensità del campo magnetico applicato è quasi uniforme ed ha un valore di 1,53 T [13]; ha linee di campo verticali e orientamenti opposti nei due bracci del magnete.

### Analisi dati

I dati di OPERA sono stati raccolti con polarità opposta: nei primi quattro anni (2008-2011) il campo magnetico era diretto verso l'alto nel primo braccio e nel verso opposto nel secondo braccio (polarità standard SP: 625 giorni d'esposizione), nel 2012 poi è stata invertita la polarità (polarità inversa IP: 234,8 giorni d'esposizione) [4]. La combinazione dei due set di dati raccolti con polarità opposta ha permesso di minimizzare le incertezze sistematiche e di raggiungere una determinazione accurata di  $R_\mu$ . Inoltre, per rivelare in modo equo sia muoni positivi che muoni negativi, si è fatto in modo che nei bracci del magnete ci fosse simmetria di carica.

Considerando sia i dati raccolti in modalità SP che quelli in modalità IP, sono stati registrati 3044281 eventi, di cui 113662 fasci di muoni (*muons bundles*, eventi di muoni paralleli con molteplicità  $n_\mu > 1$ ).

### Risultati

Il rapporto di carica  $R_\mu$  misurato da OPERA vale:

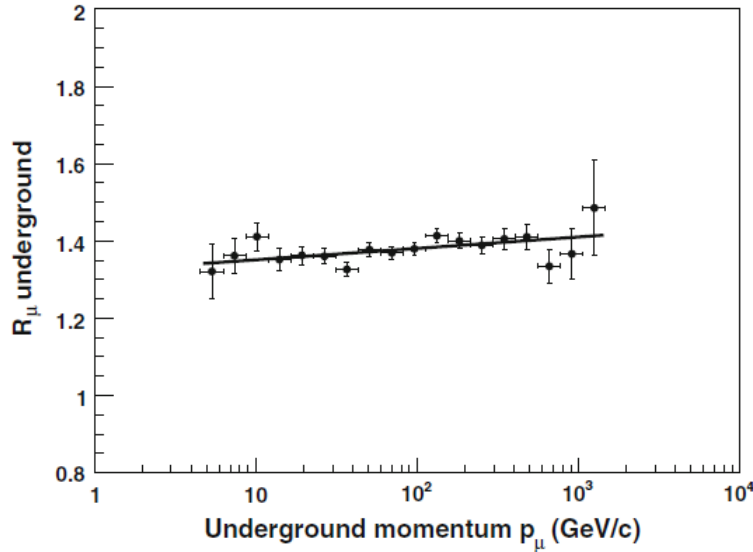
$$R_\mu(n_\mu = 1) = 1.377 \pm 0.006(\text{stat.})_{-0.001}^{+0.007}(\text{syst.}) \quad (2.14)$$

mediato sui valori di momento misurati compresi tra 5 GeV e  $\sim 1 \text{ TeV}$  [4]. Il risultato (2.14) conferma le simulazioni fatte con metodo Monte Carlo [5]. I dati mostrati in **Figura 2.6** sono stati fittati insieme a quelli dell'esperimento L3+C<sup>3</sup>, ottenendo:

$$f_{\pi^+} = 0.5512 \pm 0.0014 \quad (2.15)$$

$$f_{K^+} = 0.705 \pm 0.014 \quad (2.16)$$

<sup>3</sup>L'esperimento L3+Cosmics è nato come estensione di L3, il più grande dei quattro rivelatori a LEP (*Large Electron Positron Collider*). LEP consiste in un anello di 27 Km circa, posto ad una profondità che varia dai 140 ai 40 metri nel sottosuolo, al confine tra Francia e Svizzera, poco lontano da Ginevra. In quattro punti dell'anello sono situati i rivelatori dei differenti esperimenti, ovvero L3, ALEPH, OPAL e DELPHI [1].



**Figura 2.5.** Rapporto di carica  $R_\mu$  misurato con OPERA in funzione del momento sotterraneo  $p_\mu$ . I dati sono stati fittati da  $R_\mu(p_\mu) = a_0 + a_1 \log_{10}(p_\mu(\text{GeV}/c))$ .

Lo sviluppo degli sciami atmosferici è fortemente dipendente dalla natura del raggio cosmico primario. La frazione di  $\pi^+$  e  $K^+$  risente del fatto che il 90% dei raggi cosmici primari siano protoni. Si dimostra che i valori ottenuti di  $f_{\pi^+}$  e  $f_{K^+}$  dipendono dal diverso flusso di protoni e neutroni cosmici primari. Si definisce:

$$\delta_0 = \frac{p - n}{p + n} \quad (2.17)$$

l'asimmetria tra il numero di protoni e neutroni cosmici all'ingresso nell'atmosfera. Dai valori misurati di  $f_{\pi^+}$  e  $f_{K^+}$  si è potuto ricavare sia il valore di

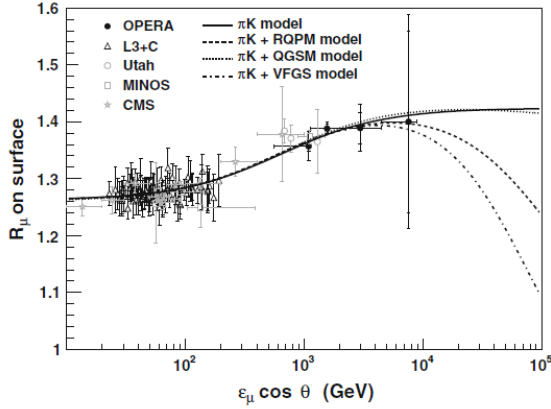
$$\delta_0 = 0.61 \pm 0.02 \quad (2.18)$$

che la probabilità di ottenere  $K^+$  da interazioni di protoni

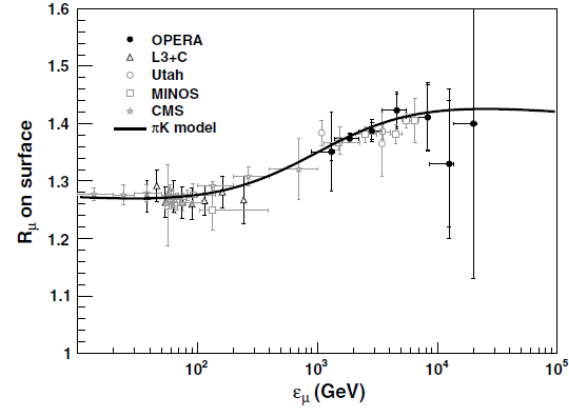
$$Z_{pK^+} = 0.086 \pm 0.004 \quad (2.19)$$

## 2.2 Misura del rapporto di carica senza l'uso del campo magnetico: LVD

Il *Large Volume Detector* [6] è un esperimento diverso da quelli già descritti: il rapporto di carica dei muoni è stato misurato senza l'uso di campo magnetico all'energia media (nell'apparato) di 270 GeV, a cui corrisponde un valore di energia in superficie di  $\sim 2$  TeV; è stata sfruttata la differente probabilità di decadimento e di cattura dei muoni in materiali pesanti e leggeri.



**Figura 2.6.** Rapporto di carica  $R_\mu$  in superficie misurato con OPERA in funzione di  $E_\mu \cos \vartheta$ .



**Figura 2.7.** Rapporto di carica  $R_\mu$  in superficie misurato con OPERA in funzione di  $E_\mu$ .

LVD è collocato nel Laboratorio Nazionale del Gran Sasso, a una profondità media di 3600 m, che può essere raggiunta solo da muoni con energia in superficie superiore a 1.3 TeV; alla profondità di LVD i muoni hanno, infatti,  $E_{media} = 1.8$  TeV.

840 contatori scintillatore<sup>4</sup> ( $C_n H_{2n}$ ,  $\bar{n} = 9.6$  con  $\rho = 0,78$  g/cm<sup>3</sup>) sono disposti intorno a un grande serbatoio di idrocarburi per una massa di 2 kt<sup>5</sup>. I contatori sono raggruppati in tre torri, di cui ognuna ha sette strati, sono circondati da ferro per uno spessore di 2.9 cm e, sopra di loro, ci sono tre tubi fotomoltiplicatori (PMTs<sup>6</sup>) dal diametro di 15 cm.

Le caratteristiche di configurazione di LVD e gli impulsi nei fotomoltiplicatori consentono di stabilire il numero di muoni, sia positivi che negativi, che decadono nello scintillatore e quello di muoni positivi che decadono nel ferro. Il processo di cattura dei muoni nei materiali utilizzati in LVD è presentato nella **Figura 2.8**.  $R_\mu$  è stato ottenuto con la seguente relazione:

$$R_\mu = \frac{\mu^+}{\mu^-} = \frac{\mu_{sc}^+}{\mu_{sc}^\pm - \mu_{sc}^+} = \left( \frac{\mu_{sc}^\pm}{\mu_{sc}^+} - 1 \right)^{-1} \quad (2.20)$$

dove  $\mu_{sc}^\pm$  e  $\mu_{sc}^+$  sono il numero di  $\mu^\pm$  e di  $\mu^+$  catturati normalizzato al numero di muoni totali.

$$\mu_{sc}^\pm = \frac{N_{sc}^\pm}{N_\mu} \quad (2.21)$$

$$\mu_{sc}^+ = \frac{N_{sc}^+}{N_\mu} \quad (2.22)$$

Il numero di muoni che decadono nel ferro è minore di quelli che vengono catturati. Per stabilire se un contatore è attraversato o meno da un muone sono stati considerati

<sup>4</sup>Materiale che rileva l'eccitazione di atomi o molecole grazie a processi di diseccitazione radiativa con emissione di segnali ottici.

<sup>5</sup>1 kt = 1000 Kg

<sup>6</sup>*Photomultiplier afterpulses*: impulsi spuri che appaiono sulla scia di veri impulsi



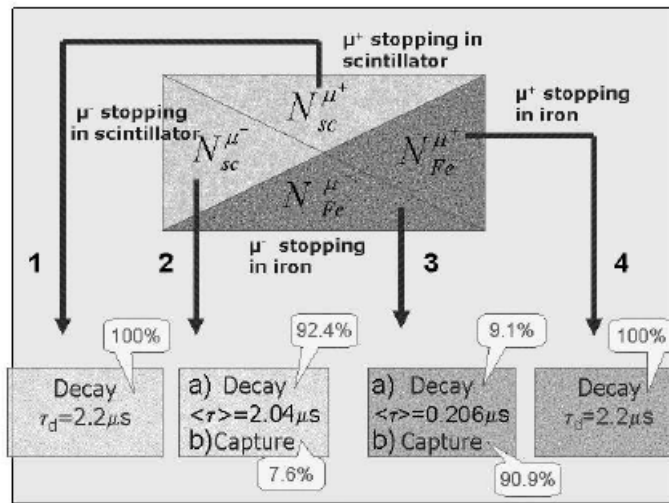


Figura 2.8. Processo di cattura dei muoni in LVD

i primi  $0.25 \mu s$ , ovvero l'intervallo di tempo in cui c'è il conteggio dei ritardi di risposta degli impulsi PMT.

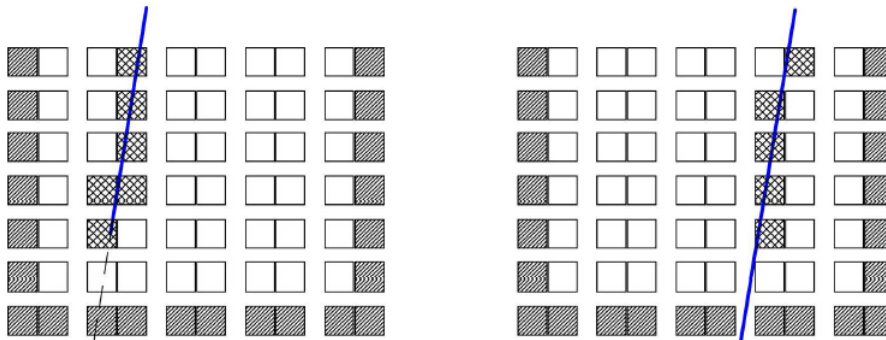


Figura 2.9. Schema delle torri di LVD. A sinistra è raffigurato lo stop di un muone, a destra un muone quasi-stoppatto.

La raccolta dati di LVD è durata sei anni ed ha portato a contare 10986384 eventi muonici in 110 contatori. Per l'analisi finale sono stati selezionati 2299 decadimenti di  $\mu^\pm$  nello scintillatore e 1335 decadimenti di  $\mu^+$  nel ferro. Dalla relazione (2.20) si è ricavato  $R_\mu$  per un singolo muone in un range di energia che va da  $\sim 1 \text{ TeV}$  a  $\sim 3 \text{ TeV}$  a livello del mare [13]:

$$R_\mu = 1.26 \pm 0.04(stat.) \pm 0.11(syst.) \quad (2.23)$$



## Capitolo 3

# Conclusioni

### 3.1 Andamento di $R_\mu$ con l'energia

Tutti i risultati sperimentali riportati nel capitolo precedente mostrano  $R_\mu > 1$ : negli sciami atmosferici vengono prodotti con maggiore frequenza  $\mu^+$  piuttosto che  $\mu^-$ . Una prima semplice spiegazione può essere trovata osservando che i protoni (carica positiva) costituiscono il 90% dei raggi cosmici primari e, quindi, definiscono un'asimmetria di carica iniziale, come indicato dal risultato (2.18). Tale asimmetria, però, non spiega completamente il valore di  $R_\mu$ . Dovremo trovare altre spiegazioni.

I muoni vengono prodotti principalmente da pioni e kaoni secondo i decadimenti descritti nel paragrafo 1.2.3. I valori forniti da CMS, MINOS e OPERA e la dipendenza energetica di  $R_\mu$ , nella regione di energia compresa fra poche centinaia di GeV e qualche TeV, sono compatibili con le predizioni teoriche del modello  $\pi - K$ : il valore del rapporto di carica aumenta.

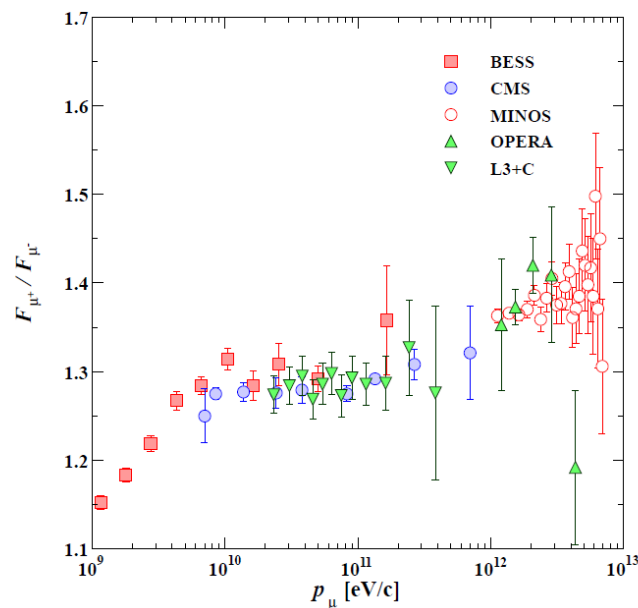


Figura 3.1. Rapporto di carica  $R_\mu$  in funzione del momento  $p_\mu$  dei muoni

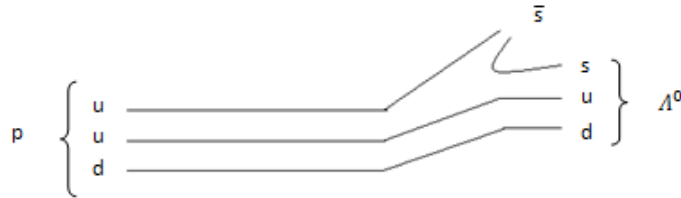
Dai risultati (2.8), (2.9), (2.12), (2.13), (2.16) e (2.17) si vede che  $f_{K^+} > f_{\pi^+}$ , cioè che la probabilità di avere nello sviluppo di sciame atmosferici un'asimmetria di carica positiva per i  $K$  è maggiore rispetto a quella ottenuta per i  $\pi$ . Per i pioni, infatti, nell'interazione  $p + N$  possiamo avere nello stato finale in egual misura sia  $\pi^+$  che  $\pi^-$ .

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ \quad (3.1)$$

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^- \quad (3.2)$$

Mentre per avere nello stato finale un  $K$  ( $K^+ \equiv u\bar{s}$ ,  $K^- \equiv s\bar{u}$ ) nello sviluppo dello sciame adronico si deve produrre una coppia  $s\bar{s}$  e solo il quark  $s$  può unirsi a due quark degli adroni interagenti per formare un adrone *strano*<sup>1</sup>. Il restante antiquark  $\bar{s}$  può solo formare un mesone  $K^+$  (**Figura 3.2.**):

$$p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + K^+ \quad (3.3)$$



**Figura 3.2.** Rappresentazione grafica di (3.3)

L'esperimento OPERA ha misurato per la prima volta il parametro  $Z_{pK^+}$ , legato alla produzione di kaoni. Per ogni interazione dei protoni con i raggi cosmici primari viene evidenziata una molteplicità di  $(0.086 \pm 0.004)$  kaoni  $K^+$  (valore pesato per lo spettro dei primari).

$R_\mu$  riflette l'eccesso di  $\pi^+$  rispetto ai  $\pi^-$  e di  $K^+$  rispetto ai  $K^-$  crescente con l'energia; passando da poche centinaia di GeV a qualche TeV [13]

$$\frac{K^+}{K^-} > \frac{\pi^+}{\pi^-} \quad (3.4)$$

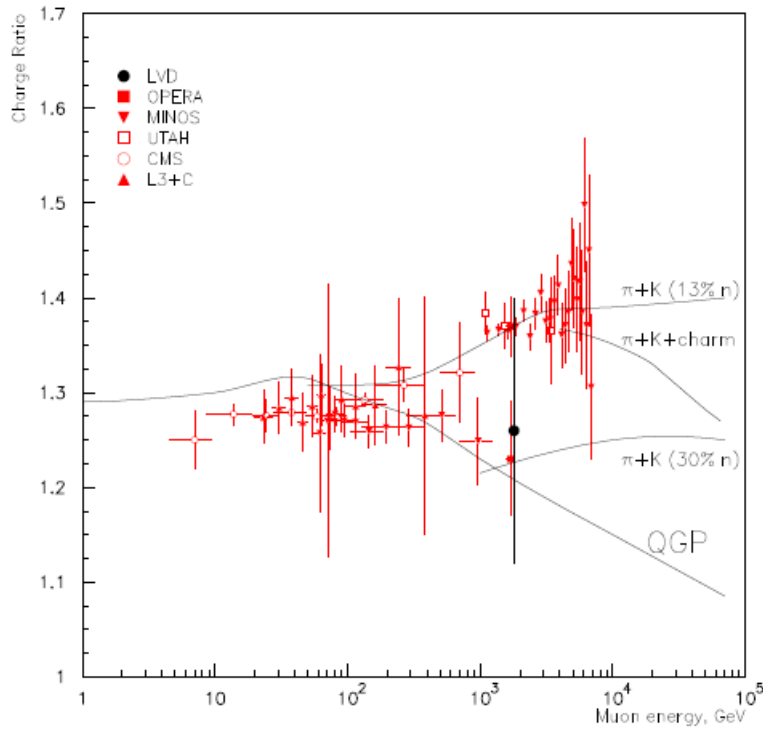
In tali regioni si osserva che sono possibili le interazioni :

$$\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ \quad (3.5)$$

$$\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^+ + K^+ \quad (3.6)$$

ma non le produzioni associate  $\Lambda^0 K^-$  o  $\Sigma^+ K^-$ , in quanto non rispetterebbero la conservazione della stranezza.

<sup>1</sup>Stranezza: numero quantico introdotto per spiegare il fatto che certe particelle, quali i mesoni kaone o certi iperoni, sono sempre prodotti a coppie. La stranezza è conservata durante l'interazione forte e l'interazione elettromagnetica ma non durante le interazioni deboli.



**Figura 3.3.** Risultato del rapporto di carica ottenuto con LVD (cerchio nero).

Dalla **Figura 3.3** si nota che alla produzione dei muoni positivi e negativi deve contribuire anche il decadimento del quark charm, non evidente fino ad energie di  $\sim 10$  TeV.



Sia il barione  $\Lambda_c^+$  che il mesone  $\overline{D}^0$  contribuiscono in minima quantità al flusso di muoni alterando minimamente il rapporto  $\mu^+/\mu^-$ .

In **Figura 3.3** sono riportate anche predizioni teoriche per cui i muoni  $\mu^+$  e  $\mu^-$  possono provenire non solo da kaoni e pioni ma anche dal *Quark Gluon Plasma*, stato della materia contenente quark e gluoni<sup>2</sup> che esiste solo a densità elevate [11]. La formazione di materia di quark e gluoni come risultato di interazioni nucleari ad alta energia riduce l'eccesso positivo di muoni provenienti dai raggi cosmici. I mesoni e i barioni perdono la loro identità e formano una massa di quark e gluoni molto grandi, liberi di muoversi all'interno del plasma, in quanto le loro interazioni sono fortemente ridotte rispetto allo stato di materia normale.

<sup>2</sup>I gluoni sono i mediatori dell'interazione forte. Responsabili dell'attrazione tra i quark negli adroni (come ad esempio protoni e neutroni), garantiscono la stabilità del nucleo.



# Bibliografia

- [1] P. Achard et al., L3+C Collaboration. Phys. Lett. B **598**, 15 (2004)
- [2] P. Adamson et al., Measurement of the atmospheric muon charge ratio at TeV energies with MINOS, MINOS Collaboration, Phys. Rev. D **76** (2007) 052003
- [3] P. Adamson et al., Measurement of the underground atmospheric muon charge ratio using the MINOS Near Detector, MINOS Collaboration, Phys. Rev. D **83** (2011) 032011
- [4] N. Agafonova et al., OPERA Collaboration, Measurement of the cosmic ray muon charge ratio with the complete OPERA data set, Eur. Phys. J. C **74**, 2933 (2014)
- [5] N. Agafonova et al., OPERA Collaboration, Measurement of the cosmic ray muon charge ratio with the OPERA experiment, Eur. Phys. J. C **67**, 25-37 (2010)
- [6] N. Agafonova et al., Measurement of cosmic muon charge ratio with the Large Volume Detector, LVD Collaboration, arXiv:1311.6995v5 [hep-ex] (2015)
- [7] T. Chiarusi, M. Spurio, Dipartimento di fisica di Bologna, High energy astrophysics with neutrino telescope, Eur. Phys. J. (2009)
- [8] CMS Collaboration, Measurement of the charge ratio of atmospheric muons with the CMS detector, Physics Letters B **692** (2010) 83–104
- [9] C. Dionisi, E. Longo, *Fisica nucleare e subnucleare* (2013)
- [10] T.K. Gaisser, "*Cosmic Rays and Particle Physics*". Cambridge University Press, Cambridge (1990)
- [11] Paolo Lipari, Lepton spectra in the earth's atmosphere, Astroparticle Physics **1** (1993) 195-227
- [12] Federico M. Deganutti, Tesi di laurea, Studio dello sviluppo di sciame atmosferici prodotti da raggi cosmici di altissima energia, Università degli studi di Firenze (2011)
- [13] N. Mauri, Experimental results on the atmospheric muon charge ratio, EPJ Web of Conferences will be set by the publisher

- 
- [14] N. Mauri, Ph.D. Thesis, Università di Bologna (2011).  
[http://www.bo.infn.it/opera/docs/phd\\_thesis-BO-2011\\_05\\_20-mauri.pdf](http://www.bo.infn.it/opera/docs/phd_thesis-BO-2011_05_20-mauri.pdf)
- [15] C. Mencuccini, V. Silvestrini, *Fisica 2. Elettromagnetismo-ottica*, Liguori Editore (1998)
- [16] L.V. Volkova, Fluxes of high and ultrahigh energy cosmic-ray muons, Bull. of the Russian Acad. of Sci. Phys. v71, N4 (2007)
- [17] Volkova, Quark-Gluon state of matter and positive excess of cosmic-ray muons at high energies, Phys. of Atomic Nuclei, 71, 1782 (2008)
- [18] <http://lhcialia.infn.it/index.php/che-cosa-e-lhc>