Indice

Introduzione

Esperimento CHORUS: ricerca di oscillazioni di neutrino. L' esperimento CHORUS, nell'ambito del quale si è svolto il lavoro esposto in questa tesi, è progettato per ricercare interazioni di ν_τ provenienti dall'oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$. Le oscillazioni, possibili se i neutrini non sono a massa nulla, si manifestano sperimentalmente come una variazione della composizione relativa del fascio fra le specie di neutrini al variare della distanza fra origine e punto di osservazione. La probabilità di oscillazione $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ può essere scritta come:

$$P(\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau) = \sin^2 2\theta_{\mu\tau} \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2_{\mu\tau} L}{4E} \right)$$

dove $\theta_{\mu\tau}$ è l'angolo di mescolamento, $\Delta m^2_{\mu\tau}$ è la differenza fra i quadrati delle masse, L è la distanza fra il punto di produzione e il punto di osservazione del neutrino ed E è la sua energia. CHORUS può esplorare il piano dei parametri fino a $\sin^2 \theta_{\mu\tau} \sim 2 \times 10^{-4}$ nella regione $\Delta m^2_{\mu\tau} \gtrsim 30\ eV^2$. La scelta di esplorare con grande sensibilità la zona di $\Delta m^2_{\mu\tau}$ relativamente elevati è giustificata da alcune indicazioni provenienti da modelli cosmologici che spiegano la massa oscura come dovuta a neutrini di massa dell'ordine di alcuni elettronvolt [1]. Inoltre assumendo che le masse dei neutrini scalino secondo la relazione (meccanismo "see-saw" [2])

$$m_{\nu_e} : m_{\nu_\mu} : m_{\nu_\tau} = m_e^2 : m_\mu^2 : m_\tau^2$$

si comprende l'interesse della regione $\Delta m^2_{\mu\tau} \simeq 25 \div 100\ eV^2$. CHORUS è un esperimento di apparizione, cioè cerca di rivelare neutrini ν_τ nel fascio di ν_μ del SPS del CERN dove la componente relativa "naturale" di ν_τ è stimata essere inferiore a 10^{-6}. L'evidenza sperimentale delle oscillazioni è data dall'osservazione di interazioni di corrente carica

$$\nu_\tau N \to \tau X$$

Il rivelatore costruito per osservare queste interazioni è composto da un bersaglio di emulsioni, un sistema di tracciamento a fibre scintillanti, due spettrometri ed un calorimetro ad alta risoluzione. I due spettrometri e il calorimetro servono a selezionare gli eventi che poi devono essere ricercati in emulsione.

Nel caso di oscillazioni il τ prodotto, per la breve vita media, verrebbe identificato senza ambiguità in emulsione osservandone direttamente il vertice di produzione e quello di decadimento.

Studi diversi dalla ricerca delle oscillazioni: scopo di questa tesi. Per la presenza del bersaglio di emulsioni e per l'alta statistica raccolta, CHORUS è sicuramente adatto anche allo studio della produzione e del decadimento delle particelle a vita media simile a quella del τ, come D^+, D^0, D_s, Λ_c, cioè dell'ordine di $10^{-12} - 10^{-13}$ s.

Il lavoro svolto in questa tesi si occupa di studiare una di queste: il D_s. Questa particella ha una vita media pari $(0.467 \pm 0.017) 10^{-12}$ s da cui $c\tau \simeq 140$ μm; poiché il bersaglio di emulsioni ha una granularità $\sim 1 \mu m$ ed è spesso circa 3 cm, è sicuramente possibile osservare il percorso fatto dal D_s dal vertice di produzione a quello di decadimento. Questa tesi si propone di studiare se e con quale precisione in CHORUS sia possibile misurare il *branching ratio* del decadimento $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$. Attraverso di esso si può ricavare la costante di decadimento pseudoscalare, f_{D_s}, la cui conoscenza sperimentale è molto importante perché, confrontata con i valori forniti dai calcoli teorici, permette di confermarne le assunzioni di base [3].

Alternativamente, usando il valore di $BR(D_s \rightarrow \tau\nu_\tau)$ misurato da altri esperimenti, si può ricavare la frazione relativa di produzione del D_s rispetto alla produzione inclusiva di charm.

Per accedere a f_{D_s} è necessario studiare uno dei tre canali di decadimento leptonico; se si esclude quello in elettrone, fortemente soppresso ($\sim 10^{-6}$), le altre due scelte possibili sono

$$D_s \rightarrow \mu\nu_\mu$$

$$D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$$

Il primo decadimento in emulsione si presenta topologicamente come una traccia che subisce una brusca deviazione dalla traiettoria originaria (*kink*), infatti l'angolo medio fra D_s e μ è dell'ordine di 100 mrad. Queste topologia si trova anche, ad esempio, nel decadimento

$$D^+ \rightarrow \overline{K}^0 \mu\nu_\mu$$

o in

$$\Lambda_c \rightarrow \Lambda\mu\nu_\mu$$

quindi individuare il $D_s \rightarrow \mu\nu_\mu$ con la sola analisi topologica del decadimento in emulsione risulterebbe ambiguo. D'altra parte per separare statisticamente il D_s dal D^0 o dal Λ_c sfruttando la differente cinematica dei decadimenti (il $D_s \rightarrow \mu\nu_\mu$ e' un decadimento a due corpi quindi il P_t^μ di decadimento mostra un picco vicino a $M_{D_s}/2$), è necessario misurare l'impulso del μ con una precisone superiore di quella raggiungibile in CHORUS. Si può, invece, ben identificare il canale $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$. Infatti per la breve vita media del τ questo decadrà in emulsione producendo un secondo *kink* (successivo a quello del decadimento $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$) o una *stella* nel caso il τ decada in più carichi. L'unica altra particella con vita media simile che può avere questa topologia di decadimento è il D^+. Il decadimento $D^+ \rightarrow \tau\nu_\tau$ è però Cabibbo-soppresso e rispetto al $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau$ è depresso di un fattore circa 100. Anche considerando la maggiore produzione di D^+ rispetto al D_s la statistica sfavorisce il D^+ di un fattore circa 30; infatti ci si aspettano circa 6 decadimenti tauonici del D^+ contro 200 del D_s, senza considerare le efficienze di rivelazione. Fra tutti i canali di decadimento del τ quello selezionato è $\tau \rightarrow \overline{\nu}_\tau\mu\nu_\mu$. Il motivo di questa scelta risiede nella necessità di studiare il canale la cui selezione attraverso i rivelatori esterni alle emulsioni massimizzasse il rapporto segnale/fondo. Scegliere, ad esempio, il canale di decadimento $\tau \to h^- X$ essenzialmente equivale a selezionare tutte le interazioni di corrente carica avvenute in CHORUS. Mentre scegliere $\tau \to \overline{\nu}_\tau \mu \nu_\mu$ significa selezionare gli eventi con due muoni visibili nell'apparato e quindi un sottoinsieme dell'ordine del % delle interazioni di corrente carica. Inoltre, per le caratteristiche costruttive del rivelatore, l'individuazione dei muoni è sicuramente più efficiente di quella degli adroni.

La tesi è strutturata nella seguente maniera:

- nel primo capitolo si fornisce una descrizione teorica della fisica in esame e dell'attuale situazione sperimentale
- nel secondo capitolo viene illustrato brevemente l'apparato sperimentale e le tecniche di scanning
- nel terzo capitolo si descrive la costruzione di un algoritmo di selezione di eventi con caratteristiche compatibili con il canale in esame
- nel quarto capitolo si spiega la normalizzazione è scelta e si stima quale risultato nelle due misure proposte si possa raggiungere con l'analisi degli eventi raccolti in CHORUS.

Capitolo 1

Descrizione dei processi fisici studiati

1.1 Introduzione

In questo capitolo si vuole introdurre brevemente la teoria delle interazioni di neutrino come previste dal Modello Standard elettrodebole per concentrarsi, poi, sulla descrizione della produzione di adroni con charm e del decadimento oggetto di questa tesi.

Nell'ultimo paragrafo si descriverà l'attuale situazione sperimentale relativa alle grandezze che si vorrebbero estrarre: la costante di decadimento del D_s , f_{D_s}, e la percentuale di frammentazione del quark c in D_s , $B_c^{D_s}$.

1.2 Elementi di teoria

La discussione verrà articolata in tre punti:

- la reazione neutrino-nucleone che da origine al quark c
- la frammentazione del quark c in adroni con charm
- decadimento leptonico del D_s

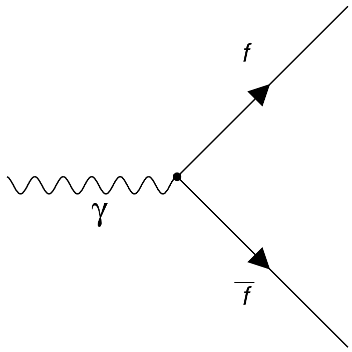
Particolare rilievo verrà dato alle interpretazioni e ai modelli che spiegano la frammentazione e il decadimento leptonico del D_s poiché fortemente connessi con le grandezze che si vorrebbero estrarre dall'analisi degli eventi.

Prima di procedere si precisa che, nel seguito, verranno chiamati *dimuoni* quegli eventi generati dall'interazione di corrente carica di ν_μ contenenti nello stato finale, un adrone con charm il cui decadimento produce un muone di carica positiva che si aggiunge al muone negativo del vertice primario.

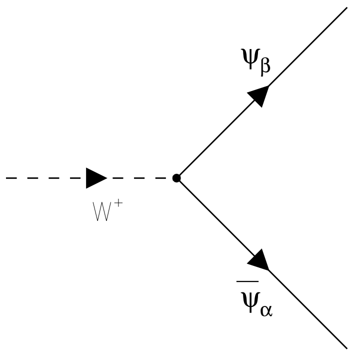
1.2.1 Modello Standard e interazioni di neutrino

Il modello unificato delle interazioni elettrodeboli [4, 5, 6] è una teoria di gauge rinormalizzabile basata sul gruppo $\mathrm{SU}(2)_L \otimes \mathrm{U}(1)_Y$. La richiesta di invarianza della Lagrangiana sotto le trasformazioni del gruppo di simmetria determina le interazioni fra campi di gauge e quelli di materia. Questi ultimi, rappresentati da 12 campi di spin 1/2, sono introdotti nel modello come doppietti di isospin debole left-handed e singoletti right-handed. I bosoni vettoriali corrispondenti al gruppo $\mathrm{SU}(2)_L$ sono W_1 W_2 W_3; alla simmetria $\mathrm{U}(1)_Y$ è associato invece il campo B. Da opportune combinazioni lineari dei primi due si ottengono i campi carichi W^+ e W^-, dagli ultimi due, attraverso l'angolo di mescolamento Θ_W, quelli neutri Z^0e γ. Le masse dei 3 bosoni di gauge W^+,W^- e Z^0 e dei campi di materia sono ottenuti attraverso il meccanismo di rottura spontanea di simmetria dovuto al valore di aspettazione nel vuoto non nullo del campo di Higgs.

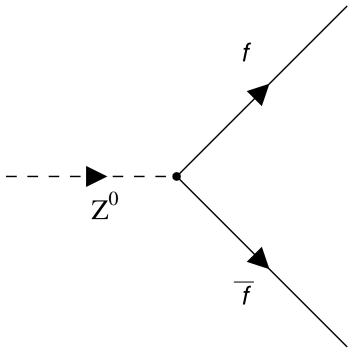
Le interazioni materia-bosoni di gauge previsti dal modello standard sono descritti dai seguenti diagrammi.



$$-ie(\overline{\psi}_f\gamma^\mu Q_f\psi_f)\mathrm{A}_\mu$$



$$-i\frac{g}{\sqrt{2}}[(\overline{\psi}_\alpha)\gamma^\mu\frac{(1-\gamma^5)}{2}(\psi_\beta)W^+_\mu]$$



$$-i\frac{g}{\cos\theta_W}\overline{\psi}_f[\gamma^\mu\frac{1}{2}(c^f_V-c^f_A\gamma^5)\psi_f\mathrm{Z^0}_\mu$$

dove f indica uno dei 12 campi di materia organizzati in doppietti di isospin debole nel seguente modo:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}$$

e dove ψ_α e ψ_β indicano le generiche componenti dei doppietti.

I tre quark d$'$ s$'$ b$'$ sono ottenuti dagli autostati di massa d,s,b attraverso la rotazione definita dalla matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.1}$$

I coefficienti Q_f, c_V^f e c_A^f sono elencati in tabella 1.1.

f	Q_f	c_A^f	c_V^f
ν_e,ν_μ,ν_τ	0	1/2	1/2
e^-,μ^-,τ^-	-1	-1/2	$-1/2+2\sin^2\theta_w$
u,c,t	2/3	1/3	$1/2-4/3\sin^2\theta_w$
d$'$,s$'$,b$'$	-1/3	-1/2	$-1/2+2/3\sin^2\theta_w$

Tabella 1.1: Costanti di accoppiamento

Le interazioni deboli sono dette a corrente carica se il bosone che le media è il W^+o il W^-, sono invece chiamate a corrente neutra se è lo Z^0.

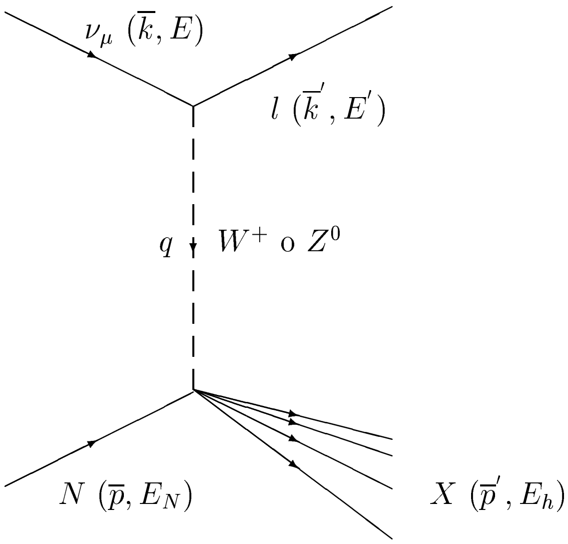
Il modello standard prevede quindi che i neutrini interagiscano solo in modo debole e solo attraverso le loro componenti left-handed (vedere tabella 1.1).

1.2.2 Modello a Partoni

Quando un fascio di neutrini incide su un bersaglio composto da atomi il contributo principale alla sezione d'urto totale viene dalle interazioni con i nucleoni anzichè con gli elettroni per la maggiore massa dei primi rispetto ai secondi. Consideriamo quindi la generica reazione inclusiva

$$\nu_\mu + N \rightarrow l + X \tag{1.2}$$

dove N indica il nucleone di massa M, X è uno stato adronico qualsiasi e l è il leptone uscente, cioè un μ^- per le interazioni a corrente carica e un ν_μ per quelle a corrente neutra.



Introduciamo le seguenti variabili cinematiche Lorentz-invarianti [7]:

$$s = (k + p)^2 \tag{1.3}$$

pari all'energia totale nel centro di massa della reazione;

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k^{'})^2 \tag{1.4}$$

il quadrimpulso trasferito al bosone;

$$\nu = \frac{p \cdot q}{M} \tag{1.5}$$

l'interpretazione di questo invariante è semplice nel sistema di quiete del nucleone dove $\nu = E - E^{'}$, quindi in questo sistema ν è l'energia trasferita al bosone mediatore. Inoltre

$$W = \sqrt{p^{'}} = \sqrt{(p + q)^2} = \sqrt{M^2 - Q^2 + 2M\nu} \tag{1.6}$$

è la massa invariante del sistema adronico prodotto e

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \tag{1.7}$$

$$y = \frac{p \cdot q}{k \cdot q} \tag{1.8}$$

sono le variabili adimensionali di Bjorken.

La generica reazione inclusiva è descritta da tre variabili quali, ad esempio, E_ν,Q^2,ν o E_ν,x,y. Non tutti i valori di queste variabili sono cinematicamente permessi. La regione cinematica permessa nel piano Q^2,ν è quella al di sotto della retta x=1 (fig. 1.1).

Per x=1 si ha il caso elastico per le NC, cioè la reazione $\nu + N \rightarrow \nu + N$, mentre per le CC si ottiene la reazione quasi elastica $\nu + n \rightarrow \mu^- + p$. La retta W=M+$m_\pi$ indica la soglia delle reazioni anelastiche del tipo $\nu + N \rightarrow \mu + N + \pi$. Nella zona indicata con le rette tratteggiate l'andamento di $\frac{\partial\sigma}{\partial W}$ mostra i tipici picchi che denotano la formazione di risonanze adroniche. Al crescere di W si esce da questa zona e si entra in quella detta D.I.S. dove l'andamento di $\frac{\partial\sigma}{\partial W}$ è più regolare e omogeneo. La condizione di grande W è raggiunta se $\nu \rightarrow \infty$ $Q^2 \rightarrow \infty$ come si può ricavare dall'equazione 1.6.

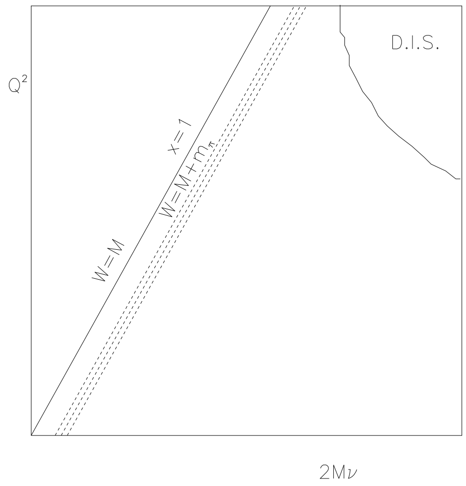


Figura 1.1: Diverse regioni cinematiche nel piano ($Q^2, M\nu$)

Soffermiamoci ora sulle reazioni a CC nella zona D.I.S. poiché sono quelle interessanti per la produzione di *dimuoni*.

La sezione d'urto inclusiva per $\nu + N \rightarrow \mu^- + X$ più generale si può scrivere come [2]

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\sigma}{\partial Q^2\partial\nu} &= \frac{G^2}{2\pi}\left[\frac{M_W^2}{Q^2+M_W^2}\right]\frac{E'}{E}\left\{2W_1(Q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}+\right.\\ &\left. W_2(Q^2,\nu)\cos^2\frac{\theta}{2}+\frac{E+E'}{M}W_3(Q^2,\nu)\sin^2\frac{\theta}{2}\right\} \qquad (1.9)\end{aligned}$$

dove θ è l'angolo di scattering del leptone nel sistema del laboratorio.

La sezione d'urto è ricavata utilizzando per l'espressione della corrente debole al vertice leptonico quella prevista dal modello standard. La corrente debole al vertice adronico non è invece facile da scrivere perché gli stati che interagiscono sono composti e non puntiformi. Quello che si fa è utilizzare principi generali di invarianza di Lorentz per ricavare l'espressione più generale per quella corrente e questo porta all'introduzione delle funzioni incognite W_1, W_2 e W_3 presenti nella 1.9.

Il termine $\frac{M_W^2}{Q^2+M_W^2}$ che compare nell'equazione 1.9 deriva dal propagatore del bosone W; poiché le interazioni di neutrino tipicamente sono in regioni con $Q^2 << M_W^2$ si può trascurare questo contributo riducendosi così ad un'interazione a quattro fermioni alla Fermi.

Si definiscono usualmente le funzioni di struttura adimensionali F_i legate alle W_i dalle relazioni

$$\begin{aligned}F_1(x,Q^2) &= MW_1(Q^2,\nu)\\ F_2(x,Q^2) &= \nu W_2(Q^2,\nu)\\ F_3(x,Q^2) &= \nu W_3(Q^2,\nu)\end{aligned}$$

Si può così esprimere la sezione d'urto differenziale come

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\sigma}{\partial x\partial y} &= \frac{G^2 s}{2\pi}\left\{xyF_1-\left(1-y-\frac{Mxy}{2E}\right)F_2+\right.\\ &\left.\left(y-\frac{y^2}{2}\right)xF_3\right\} \qquad (1.10)\end{aligned}$$

Bjorken [8] suggerì che, nel limite di $Q^2, \nu \to \infty$ e x fissato, le funzione di struttura dipendessero solo dalla variabile adimensionale x e non anche da Q^2. Questa ipotesi, nota come invarianza di scala, trovò conferma negli esperimenti [9, 10]. L'osservazione sperimentale dell'invarianza di scala portò alla formulazione del modello a partoni [11]. In questo modello il nucleone è descritto come costituito da particelle puntiformi libere, i partoni. Lo scattering leptone-nucleone è quindi il risultato della somma incoerente di scattering elastici leptone-partone. I partoni non sono altro che i quark e i gluoni descritti dalla QCD.

Il fatto che il quark durante il breve tempo dell'interazione con il leptone può essere considerato all'ordine zero come libero è dovuto alla natura di QCD, questa è infatti una teoria di campo asintoticamente libera.

Con queste approssimazioni si ottiene che le F_i possono essere espresse in funzione delle distribuzioni dei quark. Ad esempio le funzioni di struttura per un bersaglio isoscalare valgono:

$$2xF_1 = F_2$$

$$F_2 = x(q + \overline{q})$$

$$F_3 = (q - \overline{q} + 2(s - c))$$

con q=u+d+c+s dove u(x),d(x),s(x),c(x) sono le distribuzioni dei quark up, down,strange,charm in funzione della varabile x che rappresenta la frazione d'impulso longitudinale del nucleone portata dal partone.

In realtà l'approssimazione che il partone possa essere trattato come libero durante l'interazione con il leptone è vera solo all'ordine zero in α_s, costante di accoppiamento forte. Le correzioni per potenze superiori di α_s hanno come conseguenza quella di introdurre violazioni dell'invarianza di scala: le funzioni di struttura acquistano quindi una dipendenza da Q^2. Se nello sviluppo perturbativo di QCD ci si limita a considerare solo i termini logaritmici dominanti, cioè quelli della forma $[\alpha_s \log(\frac{Q^2}{\mu^2})]^n$, allora le F_i continuano ad avere la stessa espressione in termini delle distribuzioni dei quark. Anche le relazione di Callan-Gross, $F_2 = 2xF_1$, continua quindi ad essere verificata. La dipendenza delle F_i da Q^2 sarà riassorbita proprio nelle distribuzioni dei quark che acquisteranno un'espressione della forma q(x, Q^2); l'evoluzione di q con Q^2 è descritta dalle equazione di Altarelli-Parisi al prim'ordine. Quando nello sviluppo perturbativo si includono anche i termini logaritmici non *leading* la dipendenza delle funzioni di struttura dalle distribuzioni dei partoni viene alterata rispetto a quella ottenuta nel modello a partoni, ad esempio la relazioni di Callan-Gross non è più verificata.

Le distribuzioni dei partoni estratte con il formalismo NLO (*Next to Leading Order*) sono mostrate in figura 1.2. Queste sono state estratte con un fit globale dei dati di CCFR, NMC, ZEUS, NA51 [12, 13, 14, 15] con la parametrizzazione CTEQ [16] e sono quelle usate come input al generatore di eventi, LUND [17], che viene utilizzato in questa tesi.

1.2.3 Produzione del quark c in interazioni di corrente carica

Le reazioni che danno origine ai *dimuoni* sono quelle per cui il neutrino interagisce con il nucleone attraverso la mediazione di un bosone carico con la formazione di un adrone con charm nello stato finale. La sezione d'urto di questo processo può essere separata in due parti usando il teorema di fattorizzazione [18]:

$$\frac{\partial\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- h_c X)}{\partial x \partial y \partial z} = \sum_i \frac{\partial\sigma(\nu N \rightarrow \mu^- q_i X)}{\partial x \partial y} D_{q_i}^{h_c}(z) \qquad (1.11)$$

cioè è possibile riscrivere la sezione d'urto fisica come la convoluzione di 2 termini: la sezione d'urto a breve distanza di produzione del partone q_i,

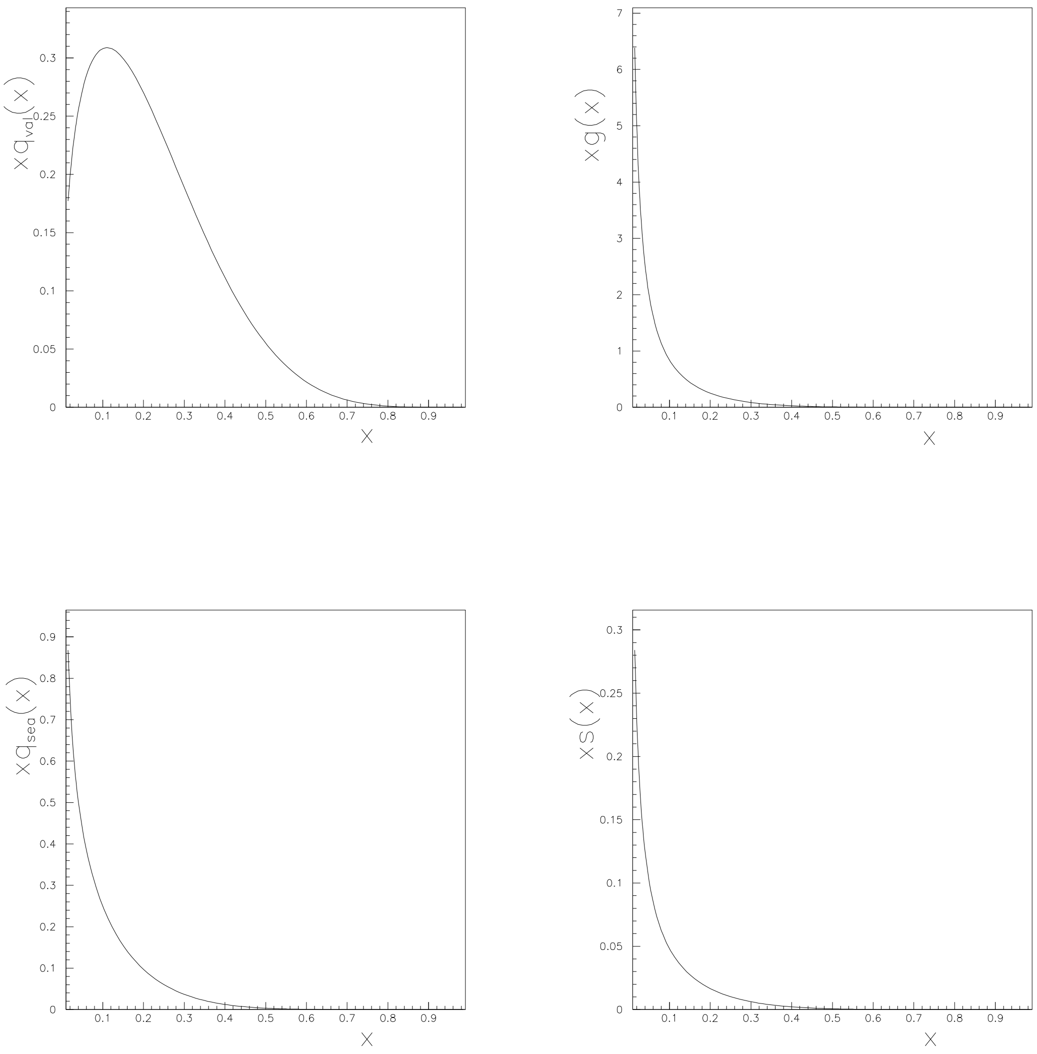


Figura 1.2: Le distribuzioni dei partoni estratte al NLO e calcolate per $Q^2 = 25(Gev/c)^2$. In alto: a sinistra i quark di valenza $(xu_{val}(x) + xd_{val}(x))/2$, a destra i gluoni. In basso: a sinistra i quark u e d del mare nella combinazione $x\overline{u}_{sea}(x) + x\overline{d}_{sea}(x) = xu_{sea}(x) + xd_{sea}(x)$, a destra la componente strana del mare $xs(x) = x\overline{s}(x)$. Per tutti i grafici x è compresa tra 0.01 e 0.99.

$\frac{\partial\sigma(\nu N\to\mu^- q_i X)}{\partial x\partial y}$, e una funzione di frammentazione $D_{q_i}^{h_c}(z)$ che descrive il confinamento del partone nell'adrone con charm h_c. La variabile z indica la frazione di momento iniziale del partone che si ritrova nell'adrone. I due processi in cui si fattorizza la sezione d'urto sono fra di loro molto differenti. Infatti, per la proprietà di libertà asintotica di QCD, la sezione d'urto dello scattering leptone-nucleone per grandi Q^2 può essere calcolata perturbativamente. Invece il confinamento del partone in un adrone è un processo usualmente descritto fenomenologicamente poiché avviene a scale di energia tali che non è possibile stimarlo dai principi primi di QCD attraverso uno sviluppo perturbativo troncato.

Analizziamo ora il primo processo, torneremo sul secondo nel prossimo paragrafo. Il neutrino deve interagire con il nucleone e formare un quark c nello stato finale. Infatti la probabilità che in interazione di corrente carica con produzione di un quark leggero, u, d o s, si crei una coppia $c\bar{c}$ che poi adronizzi in due adroni charmati è molto piccola, ad esempio dai dati di CCFR [19] si può fissare il limite superiore del rapporto

$$\frac{\sigma(\nu_\mu N\to c\bar{c}\mu^- X)}{\sigma(\nu_\mu N\to\mu^- X)}$$

a $0.8\cdot 10^{-4}$. Considerando che il rapporto delle sezioni d'urto di produzione di charm su quella di corrente carica è ≈ 0.05 si può certamente assumere che la produzione di un adrone con charm nello stato finale avviene per mezzo della reazione $\nu+q_1\to\mu^-+q_2$ dove il q_2 prodotto sia il quark c.

All'ordine più basso della teoria perturbativa nel modello a partoni la produzione del quark c avviene per scattering sul quark d o s, la sezione d'urto vale:

$$\frac{\partial^2\sigma}{\partial x\partial y}=\frac{G_F^2 s}{2\pi}\{(1-y)F_2^{sc}(x)+y^2xF_1^{sc}(x)+y(1-\frac{y}{2})xF_3^{sc}(x)\}\qquad(1.12)$$

dove le F_i^{sc} su bersaglio isoscalare sono

$F_1^{sc}(x)=\frac{1}{2}F_3^{sc}(x)=s'(x)$

$F_2^{sc}(x) = x(| V_{cd} |^2 (u(x) + d(x)) + | V_{cs} |^2 2s(x)) = 2xs^{'}(x)$

Il modello a partoni è valido nel limite di alti Q^2 dove tutte le masse dei quark coinvolti nella reazione sono trascurabili e non è quindi adatto per descrivere le reazioni che avvengono a valori di Q^2 confrontabili con la massa del quark c.

Per superare questa limitazione ed estendere la validità della forma della sezione d'urto 1.12 anche per valori di Q^2 confrontabili con m_c (massa del quark c) si usa la prescrizione detta *slow rescaling*. Questo modello, formulato da Barnett [20], assume il risultato ottenuto con il modello a partoni per cui le funzioni di struttura dipendono solo dalla variabile che indica la frazione di impulso del nucleone portata dal quark. L'espressione più generale di tale variabile è:

$$\xi^{'} = x(1 + \frac{m_c^2}{Q^2})(1 - \frac{x^2 M^2}{Q^2})$$

dove M e' la massa del nucleone. Però, per i valori tipici di x delle reazioni di produzione di charm, il secondo termine rappresenta una correzione di qualche % e quindi trascurabile; perciò normalmente si usa la variabile

$$\xi = x(1 + \frac{m_c^2}{Q^2})$$

Nel modello *slow rescaling* le sezioni d'urto si otterranno quindi semplicemente dalle formule ricavate nel modello a partoni sostituendo alle $F_i(x)$ le $F_i(\xi)$. La sezione d'urto di produzione di charm da neutrino su nucleone diventa quindi

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial x \partial y} = \frac{G_F^2 s}{2\pi} \{\xi(u(\xi) + d(\xi)) \mid V_{cd} \mid^2 + 2\xi s(\xi) \mid V_{cs} \mid^2\} T(x, y, \xi) \quad (1.13)$$

dove $T(x, y, \xi) = 1 - y + \frac{x}{\xi} y$.

Una misura del contributo relativo dato alla sezione d'urto di produzione di charm per scattering su quark d o s si ottiene dalla variabile

$$\eta_s = \frac{2\int_0^1 xs(x)dx}{\int_0^1 (xu(x) + xd(x))dx}$$

Il valore di η_s misurato è attorno al 6%, quindi dalla 1.13 e dai valori di $|V_{cd}|^2 \sim 0.04$ e $|V_{cs}|^2 \sim 1$ si ricava che circa la metà della sezione d'urto totale di produzione di charm è dovuto a scattering su s mentre l'altra metà è dovuta a scattering con il d.

Fin qui per il calcolo della sezione d'urto si è tenuto conto solo del contributo all'ordine zero in α_s; se includiamo anche i diagrammi al prim'ordine in α_s la 1.12 rimane inalterata a parte la sostituzione $F_i^{sc}(\xi) \to F_i^{sc}(\xi, Q^2)$. I diagrammi che contribuiscono fino al prim'ordine sono raccolti in fig 1.3.

È necessario considerare anche i diagrammi NLO perché il loro contributo alla sezione d'urto e paragonabile a quello LO. Infatti, poiché il contenuto di gluoni nel nucleone è di un ordine di grandezza superiore di quella dei quark del mare, il diagramma che rappresenta la fusione g-W, nonostante sia di ordine superiore in α_s, fornisce un contributo paragonabile a quello all'ordine zero nel calcolo della sezione d'urto.

Le correzioni NLO modificano la forma funzionale delle F_i; ad esempio $F_2 \neq 2xF_1$ e, definendo $F_L = F_2 - 2xF_1$, si ha [21]

$$F_L(\xi, Q^2) = \frac{m_c^2}{Q^2} s'(\xi, Q^2) + \frac{\alpha_s}{2\pi}\int_x^1 \frac{dz}{z} l_{qq}(z, Q^2) s'(\frac{\xi}{z}, Q^2) + l_{qg}(z, Q^2) g(\frac{\xi}{z}, Q^2)$$

dove l_{qq} e l_{qg} sono nuclei di convoluzione che al prim'ordine rappresentano la probabilità che "dentro" un partone q (o g) si trovi il partone q con frazione z dell'impulso iniziale di q (o g).

CCFR [22, 23] ha eseguito analisi di produzione di charm da neutrino utilizzando il formalismo LO e NLO e ha ottenuto nei due casi per alcune grandezze risultati differenti (tabella 1.2). Queste grandezze sono la massa del c, la soppressione del quark strange rispetto al mare definita da

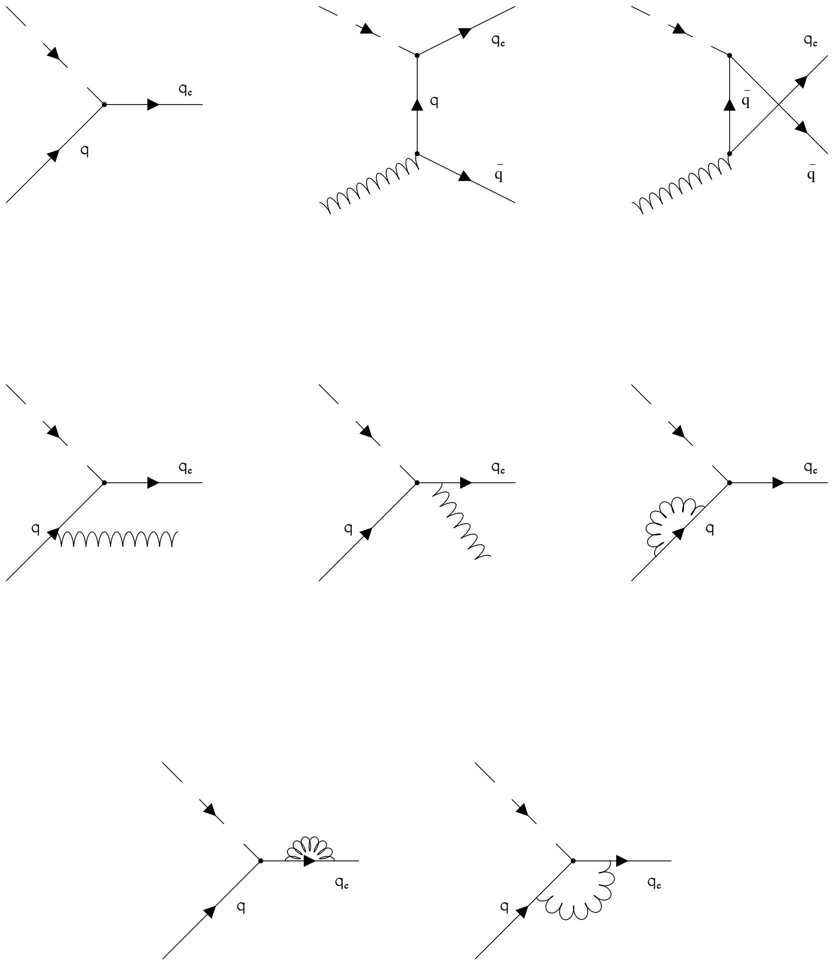


Figura 1.3: Diagrammi di Feynman che descrivono la produzione di charm. Il primo in alto a sinistra corrisponde alla reazione all'ordine *leading*, tutti gli altri forniscono contributi all'ordine successivo in α_s. Il secondo e terzo in alto sono detti di fusione g-W, quelli al centro e in basso sono diagrammi con "radiazione di gluone" o con "self-energia".

$$k = \frac{\int_0^1 (xs(x) + x\overline{s}(x))dx}{\int_0^1 (x\overline{u}(x) + x\overline{d}(x))dx}$$

e la differente forma della distribuzione del quark s rispetto agli altri quark del mare definita dalla relazione

$$xs(x) = A_s(1-x)^{\alpha}[\frac{x\overline{u} + x\overline{d}}{2}]$$

I risultati di CCFR sono in accordo con la stima qualitativa per cui il diagramma di fusione g-W, che è il principale contributo NLO, introduce correzioni dello stesso ordine di grandezza di quello all'ordine zero.

	LO	NLO
m_c(Gev/c^2)	1.31±0.23	1.70±0.19
k	0.373±0.050	0.477±0.051
η_s	0.064±0.008	0.099±0.010
α	2.50±0.65	-0.02±0.63

Tabella 1.2: Confronti fra i risultati ottenuti da CCFR con analisi all'ordine zero in α_s o al primo'ordine.

1.2.4 Adronizzazione del quark c: funzioni di frammentazione

Abbiamo visto nel paragrafo precedente che il teorema di fattorizzazione permette di riscrivere la sezione d'urto di produzione di mesoni con charm come prodotto di una sezione d'urto partonica e una funzione $D_{q_i}^{h_c}$ che descrive l'adronizzazione del partone q_i nell'adrone h_c.

In pratica $D_{q_i}^{h_c}$ fornisce la probabilità che nello sciame originato dal partone q_i si trovi l'adrone h_c con frazione z dell'energia del partone q_i (fig. 1.4). In realtà la definizione di z non è univoca, si trovano in letteratura ad esempio, oltre a

$$z = \frac{E_h}{E_q}$$

anche

$$z = \frac{(E + P_{\|})_h}{(E + P)_q}$$

dove $P_{\|}$ è l'impulso dell'adrone h_c proiettato lungo la direzione del partone che origina lo sciame. Queste due definizioni di z, che non sono le uniche ma solo le più diffuse, si equivalgono nel limite in cui l'energia del partone e dell'adrone sono molto più grandi della masse degli stessi e dove l'impulso trasverso dell'adrone sia trascurabile.

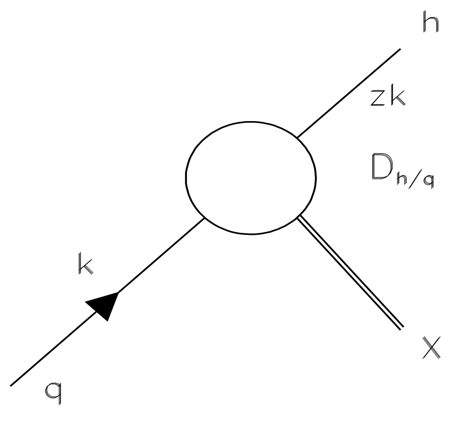


Figura 1.4: Rappresentazione della funzione di frammentazione

Poiché le $D_{q_i}^{h}$ dipendono solo dalla variabile adimensionale z, si parla di invarianza di scala in analogia con le funzioni di struttura.

In realtà l'invarianza di scala anche nel caso delle $D^h_{q_i}$, proprio come accade per le funzioni di struttura, è verificata solo all'ordine zero in α_s: agli ordini superiori le funzioni di frammentazione acquistano, oltre alla dipendenza da z, anche la dipendenza da una scala μ.

Questo deriva proprio dal teorema di fattorizzazione: poiché la sezione d'urto partonica non è finita è necessario introdurre uno schema di sottrazione delle singolarità dovute all'emissione di partoni collineari e ciò si riflette nella definizione delle funzioni di frammentazione. Anche le $D^h_{q_i}$ dipendono dalla prescrizione scelta per la sottrazione: solo così è possibile che la sezione d'urto, quantità fisicamente misurabile, non ne dipenda. In conclusione la sezione d'urto inclusiva per la produzione dell'adrone h si può riscrivere come

$$\sigma(E) = \int\int dzdu \frac{\partial\sigma^i}{\partial u}(u, \alpha_s(\mu), E, \mu) D^h_i(\frac{z}{u}, \mu) \tag{1.14}$$

dove $\frac{\partial\sigma^i}{\partial u}$ indica la sezione d'urto partonica di produzione del partone i con frazione u dell'energia E del neutrino. La scala di fattorizzazione di per se è arbitraria; generalmente è fissata ad un valore $\mu \sim Q$ perché in questo modo si evita che la presenza di grandi termini logaritmici in $\frac{Q}{\mu}$ nello sviluppo della sezione d'urto partonica comprometta il calcolo perturbativo.

La $D^h_i(z, \mu)$ così definita è una funzione fisicamente misurabile e finita. La sua evoluzione con μ è governata da un'equazione del tipo Altarelli-Parisi.

$$\frac{\partial D^h_i(z, \mu)}{\partial \ln \mu} = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \int_x^1 \frac{du}{u} \overline{P}_{i\to j}(u) D^h_j(\frac{z}{u}, \mu) \tag{1.15}$$

dove $\overline{P}_{i\to j}(u)$ sono nuclei che, se calcolati all'ordine uno in α_s, coincidono con le funzioni standard di Altarelli-Parisi che rappresentano la probabilità di un partone i di dare origine ad un partone j con frazione u del suo impulso.

Le funzioni di frammentazione, a differenza della sezione d'urto partonica, non sono calcolabili perturbativamente dai principi di QCD; vanno quindi misurate ad una qualche scala di energia, dopo di che se ne può determinare il valore ad un'altra scala di energie usando l'equazione di evoluzione di Altarelli-Parisi.

Il teorema di fattorizzazione prevede che le funzioni di frammentazione siano universali cioè dipendano solo dal partone i e dall'adrone h considerati e non dal tipo di reazione partonica avvenuta. Quindi si possono estrarre le funzioni di frammentazione da un tipo di reazione, ad esempio e^+e^-, ed applicarle ad esempio ad interazioni leptoni-nucleoni purchè le due reazioni avvengano a scale di energia confrontabili. L'universalità fra le reazioni elettrone-positrone e elettrone-protone è stata ben testata usando i dati di PLUTO, TASSO, OPAL e ZEUS [24]; si è anche controllato che le funzioni di frammentazione estratte da reazioni neutrino-nucleone e da e^+e^- fossero in buon accordo fra di loro [25].

La forma analitica di D_i^h dipende principalmente dalla massa dell'adrone e del partone. I modelli fenomenologici che descrivono le funzioni di frammentazione sono quindi molto diversi se a frammentarsi è un quark leggero o uno pesante. Nel primo caso una fra le parametrizzazioni più usate ha la forma

$$D_q^h(z) = f\frac{1}{z}(1-z)^m \tag{1.16}$$

dove f è una costante di normalizzazione e m un parametro che vale circa 2−3.

Il fatto che la forma della funzione di frammentazione di un quark pesante abbia una forma differente da quella di un quark leggero fu supposto in base a considerazioni cinematiche da Bjorken: ci si aspetta infatti che "attaccare" un quark leggero ad uno pesante deceleri poco il secondo. La frazione di energia del partone che si ritrova nell'adrone dovrebbe quindi essere alta.

Un modello fenomenologico per descrivere le funzioni di frammentazione di un quark pesante comunenemente usato e che ben si adatta ai dati è quello di Peterson [26]. Ipotizzando che l'ampiezza di transizione dal quark pesante Q all'adrone Q$\overline{q}$ + q sia dominata dal valore dell'energia trasferita e che la massa di $Q\overline{q}$ sia vicina a quella di Q ricava:

$$D_Q^h(z) = \frac{N}{z[1-(1/z)-\epsilon_Q/(1-z)]^2} \tag{1.17}$$

dove N e ϵ_Q sono due costanti da determinare sperimentalmente. CLEO e ARGUS [27, 28]ricavano dai fit sulle funzioni di frammentazione dei mesoni charmati un valore per ϵ_Q di circa 0.15 praticamente indipendente dal particolare mesone con charm considerato: la funzione di Peterson con questo valore di ϵ_Q è mostrata in figura 1.5.

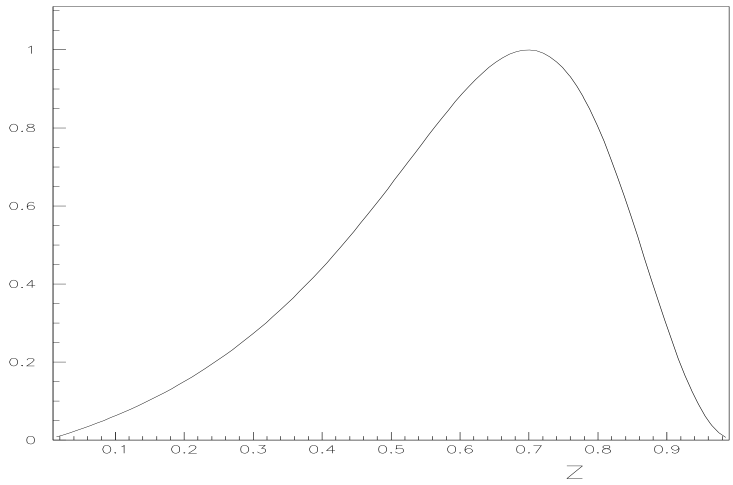


Figura 1.5: Funzione di frammentazione dei mesoni con charm ricavata da ARGUS e CLEO.

La funzioni di frammentazione permettono di determinare solo la distribuzione di impulso longitudinale, la quantità di moto trasverso è descritta fenomenologicamente con una funzione gaussiana

$$\frac{dN}{dp_t^2} \propto e^{-bp_t^2} \tag{1.18}$$

dove il parametro b vale circa $1.2GeV^{-2}$.

1.2.5 Decadimento leptonico del D_s

Si è accennato nell'introduzione che una delle possibili grandezze che si potrebbero estrarre analizzando gli eventi $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ in CHORUS è la frazione di decadimento del $D_s \to \tau\nu_\tau$ e di conseguenza la costante pseudoscale f_{D_s}. Mostriamo ora come si descrive la larghezza di decadimento leptonica del D_s , perché la costante di decadimento è introdotta e come è definita.

Descrivere teoricamente il decadimento leptonica del D_s richiede di calcolare l'ampiezza di transizione

$$\mathcal{M} =< \tau\nu|H^+H|D_s > \tag{1.19}$$

dove H è l'hamiltoniana debole del decadimento. Il diagramma di Feynman corrispondente a questo decadimento è mostrato in figura 1.6.

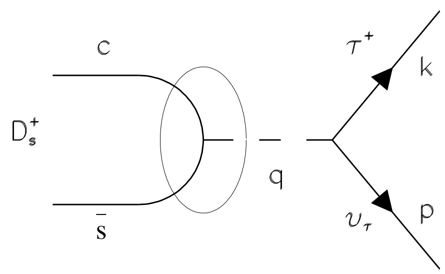


Figura 1.6: Decadimento puramente leptonico del D_s .

La difficoltà nel calcolo di $\mathcal{M}$ non è rappresentato dal vertice leptonico ma da quello adronico. In questo vertice infatti la corrente debole va calcolata fra quark che non sono liberi ma formano un stato legato e che quindi interagiscono. Se non si dispone di un'espressione della funzione d'onda del

D_s in funzione di quark interagenti non è possibile calcolare l'elemento di matrice. In alternativa ad una descrizione "esatta" basata solo sulla conoscenza di QCD e dell'hamiltoniana elettrodebole esiste la possibilità, a patto di introdurre dei fattori di forma da determinare sperimentalmente, di descrivere comunque il decadimento: vediamo ora come si calcola la frazione di decadimento con questo metodo.

Cominciamo col semplificare la scrittura di $\mathcal{M}$ calcolando almeno la parte leptonica. Poiché il Q^2 trasferito nella reazione è la massa quadra del D_s sicuramente si può trascurare rispetto alla massa del bosone vettoriale intermedio e quindi

$$\begin{aligned}\mathcal{M} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} < \tau\nu|(J_l^\mu)^+ J_\mu^h|D_s > \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} < \tau\nu|(J_l^\mu)^+|0 >< 0|J_\mu^h|D_s > \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\overline{u}_\nu(p)\gamma_\mu(1-\gamma^5)v_\tau(k) < 0|J_\mu^h|D_s >\end{aligned} \tag{1.20}$$

Usiamo ora principi generali d'invarianza per riuscire a determinare almeno in parte la forma di $< 0|J_\mu^h|D_s >$. $\mathcal{M}$ è Lorentz invariante quindi$< 0|J_\mu^h|D_s >$ deve trasformarsi come un quadrivettore per rotazioni quadridimensionali. Poiché D_s ha spin nullo l'unico quadrivettore disponibile per costruire l'elemento di matrice adronico è q. Quindi abbiamo

$$< 0|J_\mu^h|D_s >= V_{cs}q_\mu f(q^2) = V_{cs}q_\mu f_{D_s} \tag{1.21}$$

dove l'ultimo passaggio è dovuto al fatto che q^2 è costante. Si ricava perciò, assumendo nulla la massa del ν,

$$\mathcal{M} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} f_{D_s} V_{cs} m_\tau \overline{u}_\nu(p)\gamma_\mu(1-\gamma^5)v_\tau(k) \tag{1.22}$$

da cui

$$\Gamma = \frac{G_F^2}{8\pi}|V_{cs}|^2 f_{D_s}^2 m_{D_s} m_\tau^2 \left[1 - \frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2}\right]^2 \tag{1.23}$$

Questa formula ricavata per $D_s \to \tau\nu$ vale in realtà per descrivere il decadimento leptonico di qualsiasi mesone pseudoscalare a patto di cambiare V_{cs},f_{D_s} e le masse del leptone e del mesone.

Per la dipendenza di Γ da m_l^2 si ha che la frazione di decadimento leptonica decresce col diminuire della massa del leptone prodotto. L'effetto che porta ad una soppressione del decadimento quando la massa del leptone è piccola rispetto a quella del mesone è detto soppressione d'elicità. La causa della soppressione d'elicità risiede nella natura dell'accoppiamento al vertice leptonico. Infatti l'interazione V-A per m$_l$ piccola favorisce la configurazione dove il leptone e l'antileptone vengono emessi con elicità opposte ma questa configurazione viola la conservazione del momento angolare poiché il mesone ha spin zero.

Nel caso del D_s le frazioni di decadimento relative nel canale puramente leptonico τ, μ, e sono nei rapporti $10 : 1 : 2 \cdot 10^{-5}$ rispettivamente.

1.3 Le misure proposte e l'attuale situazione sperimentale

Più esperimenti hanno fornito un valore della frazione di decadimento del D_s in τ; i vari risultati, nonostante affetti da grosse incertezze, sono spesso fra loro incompatibili entro gli errori. In realtà tutte le misure di BR($D_s \to \tau\nu_\tau$) che esistono, tranne quella di BES e L3, sono ricavate indirettamente assumendo l'universalità dell'interazione debole dal valore ricavato sperimentalmente di BR($D_s \to \mu\nu_\mu$).

La prima misura è eseguita nel '92 dalla collaborazione WA75 [29]. In questo esperimento a targhetta fissa un fascio di π^- incide su emulsioni. Gli eventi analizzati furono solo quelli con un μ ricostruito nello spettrometro e che superavano opportuni tagli cinematici scelti con lo scopo di amplificare il rapporto segnale-fondo e contemporaneamente ridurre drasticamente il campione. In questi eventi si determinò il P_t rispetto alla direzione di volo del mesone con charm ricavata attraverso lo scanning in emulsione. La forma del P_t nei decadimenti semileptonici del D^+ o del D_s^+ è differente rispetto a quella che si ha nel decadimento leptonico del D_s^+; infatti in questo secondo caso, poiché il decadimento è a due corpi, la distribuzione in P_t ha un massimo vicino a $\mathrm{P}_t^{max} = m_{D_s}/2$. Questo ha permesso di estrarre statisticamente il numero di eventi $D_s \to \mu\nu$. La normalizzazione scelta è quella con il canale $D^0 \to \mu\nu X$ che non presenta ambiguità di identificazione: infatti il D^0 è l'unico mesone con charm neutro. La misura di $\mathrm{BR}(D_s \to \tau\nu_\tau)$ derivata assumendo l'universalità $\mu - \tau$ fu di 3.7±2.3%.

La misura successiva a WA75 è stata fornita da CLEO [30]. Si ricercarono combinazioni $\mu\gamma\nu$ compatibili col provenire dalla catena di decadimento $D_s^* \to D_s\gamma, D_s \to \mu\nu$. Il momento del neutrino veniva stimato dall'energia e dal momento mancante nell'emisfero in cui si trovava il muone. La distribuzione di $\Delta M = m(\mu\nu\gamma) - m(\mu\nu)$, oltre al segnale, piccato attorno a $\Delta M \approx 141 Mev$, mostra una componente dovuta al fondo: cioè $\gamma\mu$ provenienti da decadimenti diversi da quello che si voleva selezionare. Il fondo è stato studiato su eventi in cui, oltre al fotone, si è identificato un elettrone e non un muone. Infatti, poiché il decadimento $D_s \to e\nu$ è soppresso rispetto a $D_s \to \mu\nu$ di circa $2 \cdot 10^{-5}$, si è assunto che gli eventi con elettrone ricostruito fossero dominati dal fondo. In modo analogo sono stati ricostruiti eventi $D_s^* \to \gamma D_s$, $D_s \to \phi\pi$; questo ha permesso di normalizzare il $BR(D_s \to \mu\nu)$ al $BR(D_s \to \phi\pi)$ prescindendo dalla conoscenza del $BR(D_s^* \to D_s\gamma)$. Il valore ottenuto per la frazione di decadimento di D_s in τ è $6.1 \pm 2.1\%$. Successivamente con lo stesso metodo CLEO ha misurato $6.4 \pm 2.1\%$ [31] .

Un altro esperimento, E653, simile a WA75 ha recentemente misurato $BR(D_s \to \tau\nu)$ [32]. E653 è un esperimento a targhetta fissa in cui un fascio di π^- incide su un bersaglio di emulsioni; è inoltre presente un identificatore di muoni. La procedura di misura di E653 è simile a quella di WA75, cioè sfrutta

P_t^μ. La normalizzazione è invece differente e sfrutta il canale $D_s \to \phi\mu\nu$. Il valore del $BR(D_s \to \tau\nu)$ ricavato è molto più basso delle precedenti misure e vale $2.9 \pm 1.3\%$, E653 è, inoltre, il primo ad aver osservato direttamente alcuni eventi $D_s \to \tau\nu$ e $\tau \to \mu\nu\nu$ con la caratteristica topologia a doppio *kink*.

L'unica misura diretta del $BR(D_s \to \tau\nu)$ è stata fornita da BES [33]. Il rivelatore BES si trova al *collider* e^+e^- di Pechino (BEPC). L'energia nel centro di massa è 4.03 Gev, quindi subito sopra soglia di produzione di $D_s^+D_s^-$ ma sotto quella di $D_s^{*+}D_s^-$. Questa condizione permette di concludere che se un D_s è ricostruito in un emisfero allora nell'emisfero opposto deve essersi verificato il decadimento di un D_s coniugato di carica. Dopo aver ricostruito il primo D_s attraverso uno dei seguenti decadimenti $\phi\pi$, $\overline{K}^{*0}K$, o $\overline{K}^0K$, con $\phi \to K^+K^-$, $\overline{K}^{*0} \to K^-\pi^+$, e $\overline{K}^0 \to K_s^0 \to \pi^+\pi^-$, studiando l'altro emisfero si sono osservati 2 eventi con decadimenti leptonici del D_s . Questi due eventi hanno permesso di ricavare $BR(D_s \to \tau\nu) = 15^{+13+3}_{-6-2}\%$.

La collaborazione L3 ha fornito la più recente misura della frazione di decadimento [34]. La catena di decadimenti studiata è $D_s^{*-} \to \gamma D_s^-$, $D_s^- \to \tau^-\nu_\tau$, $\tau^- \to l^-\overline{\nu}_l\nu_\tau$ dove l rappresenta o l'elettrone o il muone. Il D_s viene individuato determinandone l'impulso e l'energia imponendo

$$\overrightarrow{P}_{D_s^-} = -\sum_{i \neq l} \overrightarrow{p}_i$$

$$E_{D_s^-} = \sqrt{s} - \sum_{i \neq l} E_i$$

e quindi verificando che queste rispettassero il vincolo della massa, cioè $M_{D_s^-} = \sqrt{E^2_{D_s^-} - P^2_{D_s^-}}$. Dopo aver imposto tagli cinematici necessari per ridurre il fondo, combinando il D_s così ricostruito con i fotoni si individua il D_s^*. La normalizzazione è permessa dalle misure di produzione di $c\overline{c}$, da misure della frammentazione del quark c in D_s e il rapporto relativo di produzione di D_s^*/D_s. Il risultato della misura è $BR(D_s \to \tau\nu_\tau) = 7.4 \pm 2.8(stat) \pm 1.6(sist) \pm 1.8(norm)\%$.

I valori di $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ indicati finora sono quelli publicati sugli articoli originali, poiché recentemente alcuni dei BR usati nelle normalizzazioni sono stati aggiornati, per uniformità riportiamo in tabella 1.3 i corrispondenti aggiornamenti per $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ e f_{D_s}.

Esperimento	$f_{D_s}(Mev)$	$BR(D_s \to \tau\nu_\tau) \cdot 10^2$
WA75	$238 \pm 47 \pm 24 \pm 43$	$4.4 \pm 1.7 \pm 0.8 \pm 1.6$
CLEO(1)	$283 \pm 35 \pm 30 \pm 30$	$6.2 \pm 1.5 \pm 1.3 \pm 1.5$
CLEO(2)	$290 \pm 30 \pm 30 \pm 30$	$6.5 \pm 1.3 \pm 1.3 \pm 1.6$
BES	$430^{+150}_{-130} \pm 40$	15^{+13+3}_{-6-2}
E653	$197 \pm 35 \pm 30 \pm 25$	$3.0 \pm 1.1 \pm 0.6 \pm 0.8$
L3	$309 \pm 58 \pm 33 \pm 38$	$7.4 \pm 2.8 \pm 1.6 \pm 1.8$

Tabella 1.3: Valori di $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ e f_{D_s} aggiornati al PDG del 96. Gli errori indicati sono, rispettivamente, di tipo statistico, sistematico e dovuto alla normalizzazione

Si vede quindi, come accennato all'inizio, quanto la misura del decadimento leptonico del D_s sia incerta, quindi future ulteriori determinazioni, possibilmente con errori minori, sono sicuramente utili per riuscire a migliorare la precisione.

In realtà la misura della frazione di decadimento leptonica del D_s , oltre ad essere interessante di per se, è molto importante per la possibilità che offre di estrarre f_{D_s}. Una buona conoscenza di f_{D_s} è indirettamente utile per la fisica del beauty e per lo studio delle violazioni di CP: vediamo perché.

Consideriamo l'equivalente di f_{D_s} per il mesone B, definito cioè da

$$< 0|J_\mu^h|B^+ >= q_\mu f_B V_{bu} \tag{1.24}$$

la sua determinazione sperimentale è molto difficile: i decadimenti leptonici di B sono soppressi per un fattore $|V_{bu}|^2 \approx (0.003)^2$ per cui fin'ora sono solo stati fissati limiti superiori per questi decadimenti. D'altra parte la conoscenza di f_B è necessaria per estrarre dalle misure del mescolamento $B^0 - \overline{B}^0$ l'elemento di matrice di CKM $|V_{td}|$: infatti calcoli teorici della differenza di massa fra i due mesoni neutri forniscono

$$\Delta m_B = \frac{G_F^2 m_W^2}{6\pi^2} \eta_B B_B f_B^2 m_B S(m_t/m_W) |V_{td} V_{tb}^*|^2 \tag{1.25}$$

Conoscere il valore di V_{td} è fondamentale per misurare le violazione di CP nell'ambito del modello standard. In conclusione conoscere f_B è molto utile ma misurarlo difficile. Per questo motivo molta attenzione è stata posta nel calcolo teorico delle costanti di decadimento f_D,f_{D_s},f_B; ne forniscono predizioni calcoli di QCD su reticolo, regole di somma e modelli a quark relativistici [35, 36, 37]. Le predizioni teoriche esistenti sono però affette da grosse indeterminazioni. Una determinazione sperimentale di f_{D_s} può essere usata come test di affidabilità dei calcoli e come vincolo per la predizione di f_B permettendo così di ridurre l'incertezza teorica su f_B.

Quello che CHORUS può misurare, come verrà mostrato nel cap. 4, è

$$BR(c \to D_s) \cdot BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$$

dove

$$BR(c \to D_s) \equiv \frac{\int dz D_c^{D_s}(z)}{\sum_{h_c} \int dz D_c^{h_c}(z)} \tag{1.26}$$

Poiché l'errore con cui è noto $BR(c \to D_s)$ è molto minore di quello di $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ si ritiene più significativo usare per la frammentazione del charm in D_s il valore misurato e ricavare f_{D_s}. Nulla però impedisce di estrarre la frammentazione del charm assumendo per f_{D_s} un'opportuna media fra quelli misurati. Questa seconda misura potrebbe risultare particolarmente interessante se, prima che CHORUS concluda l'analisi, verrà fornita una nuova misura di f_{D_s} con una piccola incertezza, magari minore di quella che CHORUS potrebbe ottenere.

Una determinazione della frammentazione del quark c in D_s , seppure meno attraente di quella di f_{D_s}, è comunque interessante. Infatti l'unica misura di $BR(c \rightarrow D_s)$ in interazioni di neutrino è fornita da E531 ed è affetta da grosso errore (11±4%). Assumendo l'universalità della frammentazione fra reazioni da neutrino e annichilazione e^+e^- è possibile ridurre drasticamente l'incertezza. L'universalità fra i due tipi di reazione è però stata verificata per i D^0 e i D^+; una misura di $BR(c \rightarrow D_s)$ da neutrino potrebbe quindi fornire un ulteriore test per l'universalità delle funzioni di frammentazione.

Capitolo 2

L'esperimento

L'esperimento CHORUS (CERN Hybrid Oscillation Research Appara-tUS) è stato disegnato con lo scopo principale di cercare oscillazioni di neutrino nel canale di apparizione $\nu_\mu \to \nu_\tau$ nel fascio a largo spettro del CERN. La segnatura per l'oscillazione $\nu_\mu \to \nu_\tau$ è la rivelazione del vertice $\nu_\tau N \to \tau^- X$ e i successivi decadimenti del leptone tau.

CHORUS utilizza un apparato ibrido (fig. 2.1): un bersaglio di emulsioni nucleari, un sistema di tracciamento a fibre scintillanti, uno spettrometro magnetico in aria, un calorimetro piombo-scintillatore e, in ultimo, uno spettrometro per muoni.

Per la presenza delle emulsioni come bersaglio, CHORUS, oltre allo scopo principale per il quale è stato progettato, può essere molto utile per studiare altri aspetti quali la fisica del charm.

Infatti le emulsioni nucleari forniscono informazioni spaziali tridimensionali con un'eccellente risoluzione, dell'ordine di 1 μm, e quindi sono molto adatte per una rivelazione priva di ambiguità delle particelle a vita media breve, quali, ad esempio, adroni con charm generati da interazioni di neutrino nelle emulsioni stesse.

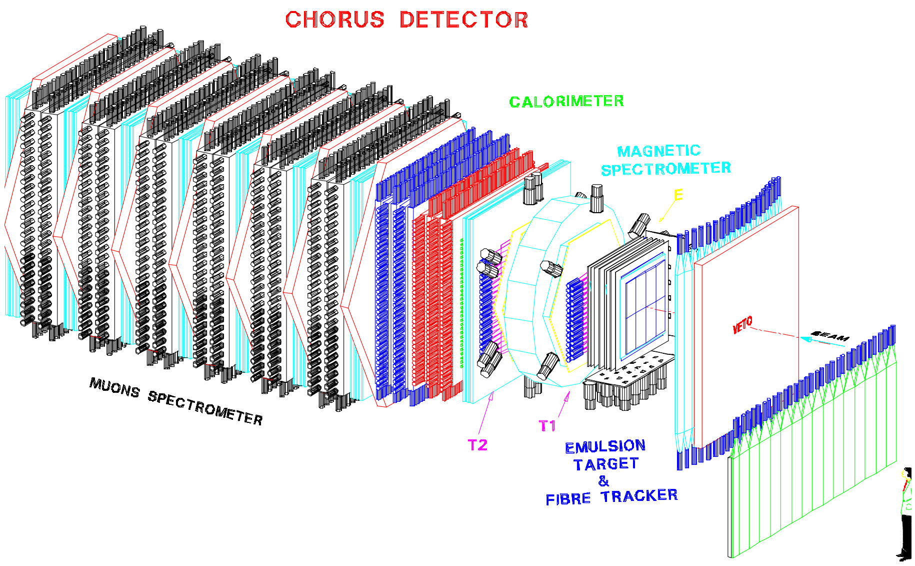


Figura 2.1: Il rivelatore CHORUS

2.1 Rivelatore

Riportiamo ora brevemente le caratteristiche essenziali del rivelatore, per uno descrizione più dettagliata si veda[38].

2.1.1 Il bersaglio di emulsioni

Le emulsioni sono segmentate in 4 blocchi. Ognuno di questi è composto da

a) un bersaglio di emulsioni dove le interazioni di neutrino sono *registrate* e dove si cercano i decadimenti delle particelle a vita media breve

b) sottili fogli di emulsione usati come interfaccia ad alta precisione fra il bersaglio e il tracciatore a fibre scintillanti

Il bersaglio di emulsioni ha un volume totale di 206 l, pari a 770Kg. È diviso, come abbiamo detto, in 4 moduli; ognuno ha una superficie di $1.42\times1.44\mathrm{m}^2$ e uno spessore di 2.8 cm, pari a circa una lunghezza di radiazione, ed è diviso ulteriormente in 8 settori di $0.71\times0.36\mathrm{m}^{\ 2}$. Ciascuno di questi 8 settori è formato da 36 fogli di emulsione di spessore $2\times350\mu$m depositati sulle due facce di una pellicola di acetato spessa 90μm. Ognuno dei 4 moduli è completato da 3 fogli sottili di emulsione che consistono in una base acrilica di 0.8mm di spessore sulle cui facce sono depositate due sottili strati di emulsioni spessi 100μm. Il primo di questi 3 fogli, chiamato *special sheet* (SS), è posizionato subito dopo il bersaglio, gli altri due, detti *changeable sheet* (CC) sono montati sulle due facce di un pannello di plastica spesso circa 1 cm e precedono il primo piano di fibre del tracciatore (fig 2.2). Tutti e tre sono sostituiti con frequenza doppia rispetto a quanto avviene per il bersaglio per mantenere basso il numero di tracce non appartenenti all'evento nella zona in cui lo si ricerca partendo dalle predizioni del tracciatore. Il tempo massimo di esposizione delle emulsioni è due anni, durante il quale sono tenute a bassa temperatura per evitare il fenomeno del *fading*, cioè la progressiva distruzione dell'immagine latente formatasi.

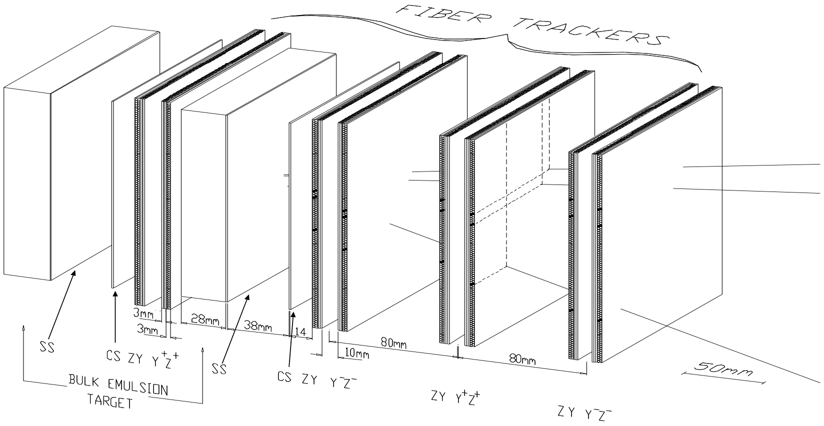


Figura 2.2: Bersaglio di emulsioni e tracciatore

2.1.2 Tracciatore a fibre scintillanti

Lo scopo principale del sistema di traccianti a fibre scintillanti è localizzare il modulo, o *stack*, di emulsioni in cui l'interazione di neutrino ha avuto luogo e fornire precise predizioni delle tracce sul foglio di emulsioni ad esso più vicino, il CS. È dotato di buona risoluzione spaziale così da consentire di risolvere due tracce senza che sia necessaria una grande distanza tra il bersaglio e le fibre; la vicinanza tra lo *stack* e il tracciatore è necessaria per aumentare l'accuratezza con cui la traccia viene estrapolata dal CS verso SS.

Il tracciatore è costituito da due gruppi di 4 piani di fibre scintillanti. In figura 2.2 è mostrato uno dei due gruppi. Ogni piano è a sua volta composto da 4 iperpiani orientati secondo le proiezioni y,z,y$'$,z$'$ dove y$'$,z$'$ sono ruotati di $\pm 8°$ rispetto a y,z. Ogni proiezione è formata da 7 strati di fibre opportunamente sfalsati l'uno rispetto all'altro, lo spessore totale è 3.2 mm, mentre il diametro di una fibra è 500μm. Questa struttura consente una ricostruzione tridimensionale delle tracce molto accurata; la posizione del punto di uscita di una traccia sul foglio di CS più vicino è predetta con una $\sigma \sim 150\mu m$, mentre l'angolo ha una risoluzione di circa 2 mrad.

Il sistema di lettura è composto da intensificatori di immagine e da dispositivi ad accoppiamento di carica: il sistema non può acquisire più di due eventi per ogni estrazione di fascio.

2.1.3 Spettrometro magnetico in aria

CHORUS è stato dotato di due spettrometri. Il primo è posizionato fra la zona targhetta e il calorimetro e serve a misurare l'impulso e quindi la carica delle particelle con basso momento già ricostruite nella zona targhetta.

Per la vicinanza delle catene optoelettroniche è necessario che il campo magnetico residuo sia il più piccolo possibile e quindi è stato scartato l'uso di un magnete tradizionale. Tenendo conto di questa condizione e delle richieste di grande accettanza geometrica e poco materiale con cui gli adroni potessero interagire si è giunti alla progettazione di un magnete esagonale mostrato in figura 2.3. Questo è composto da sei triangoli equilateri cavi posizionati all'interno di un cilindro cavo di supporto. Sulle due facce dei triangoli passano gli avvolgimenti in alluminio percorsi da corrente pulsata in sincronia con il fascio di neutrini. Il campo magnetico è omogeneo e parallelo al lato esterno del triangolo e vale 0.12 Tesla. La ricostruzione della curvatura è ottenuta attraverso tre moduli di fibre: uno prima del magnete e due dopo. Questi moduli hanno forma esagonale e sono composti ciascuno da due piani, il secondo è ruotato di 60° rispetto al primo. In questo modo almeno una delle due coordinate misurate giace sempre nel piano di curvatura.

La risoluzione in impulso è mostrata in figura 2.3 ed è tale da consentire la determinazione del segno della carica per particelle con momento inferiore a 5 Gev/c con più di tre deviazioni standard.

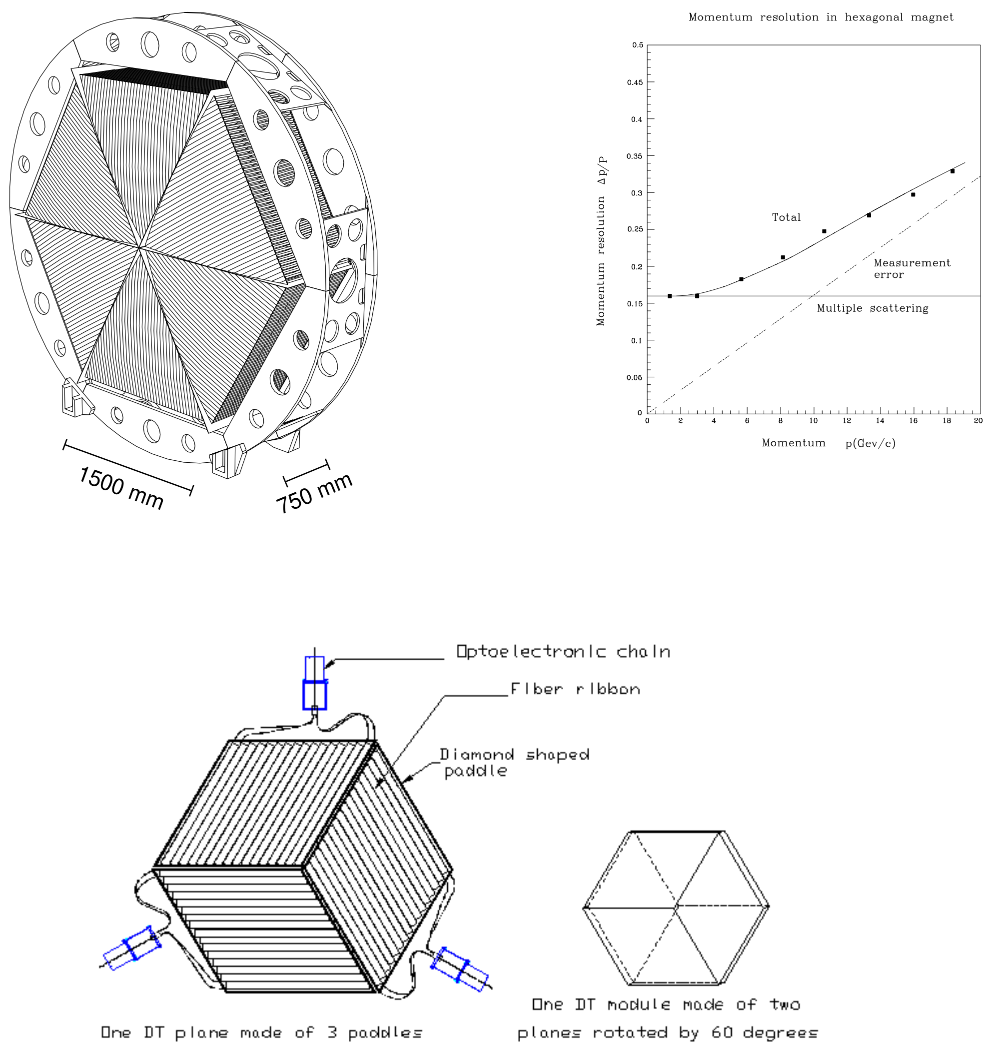


Figura 2.3: In alto: a sinistra la geometria dello spettrometro esagonale, a destra la sua risoluzione in impulso. In basso i piani di tracciatori del magnete.

2.1.4 Calorimetro ad alta risoluzione

Il calorimetro è stato progettato richiedendo una buona risoluzione angolare ed energetica per sciami adronici e, contemporaneamente, la capacità di tracciamento per i muoni che lo attraversano. Le prime due caratteristiche permettono di applicare le selezioni cinematiche per amplificare il rapporto segnale/fondo negli eventi mandati allo *scanning* per ricerca delle oscillazioni; la seconda favorisce lo studio del canale di decadimento del τ in μ.

Il calorimetro ha una struttura modulare orientata alternativamente nelle due direzioni ortogonali al fascio di neutrini (fig. 2.4). La larghezza dei moduli è molto più piccola della dimensione di uno sciame adronico medio per consentire una buona ricostruzione del centro di gravità delle energia depositata. Il calorimetro è strutturato in tre sezioni chiamate EM, HAD1,HAD2. Le prime due parti sono costituite da fibre scintillanti di 1 mm di diametro immerse in piombo. L'ultima parte è invece composta da strati di scintillatore alternati a lastre di piombo. In entrambi i casi il rapporto volumetrico piombo-scintillatore è di 4:1. Fra i piani di moduli sono inseriti piani di tubi a *streamer*, di 1×1 cm^2 di sezione, per il tracciamento dei muoni.

Il calorimetro è lungo meno di 2 m, contiene materiale pari a 144 lunghezze di radiazione ed a 5.2 lunghezze di interazione. Le risoluzioni in energia misurate sono:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(13.8 \pm 0.9)\%}{\sqrt{E}} + (-0.2 \pm 0.4)\%$$

per elettroni, mentre per gli adroni vale

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(32.3 \pm 2.4)\%}{\sqrt{E}} + (1.4 \pm 0.7)\%$$

dove l'energia è in Gev.

2.1.5 Spettrometro magnetico per muoni

Lo spettrometro, posto alla fine dell'apparato, ha lo scopo di identificare muoni e determinarne traiettoria, momento e carica. Poiché è posizionato

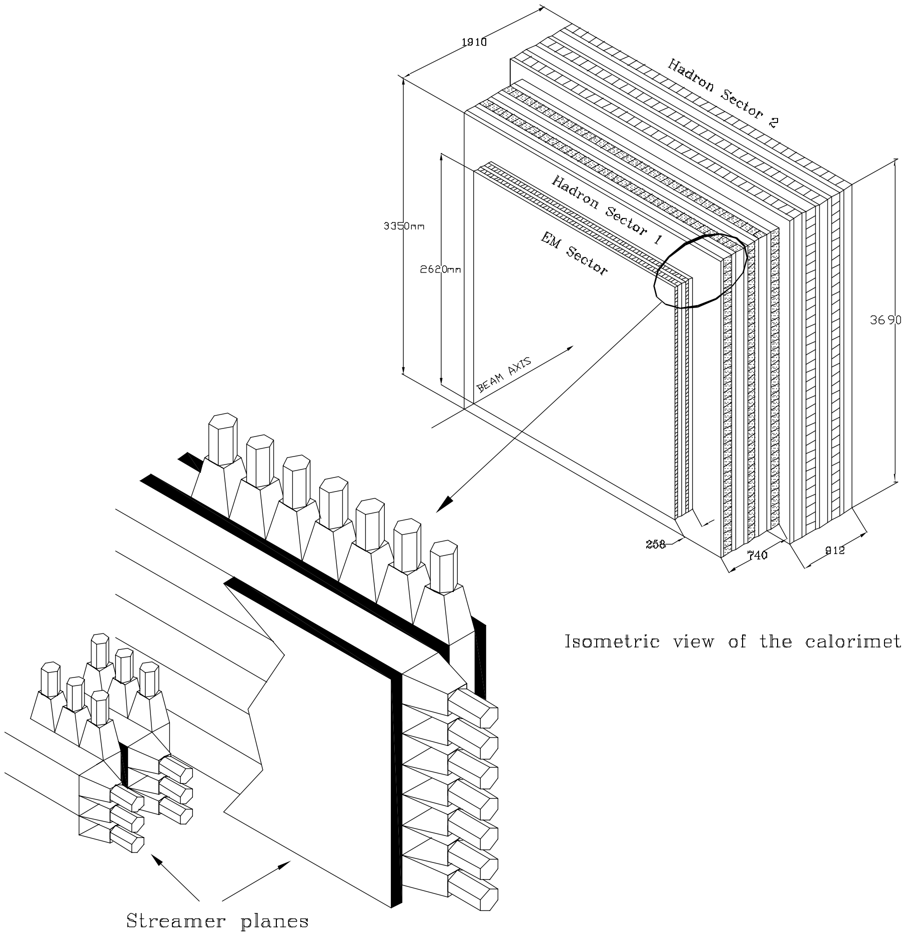


Figura 2.4: Calorimetro ad alta risoluzione

dopo il calorimetro solo i muoni prodotti con energia superiore a circa 1.5 Gev/c raggiungono lo spettrometro.

Il dispositivo, precedentemente usato da CDHS e CHARMII, è stato migliorato ed adattato alle esigenze di CHORUS. Il campo magnetico di forma toroidale è generato da 6 magneti con nucleo in ferro. Il tracciamento è realizzato attraverso 7 camere a deriva, tubi a streamer e contatori a scintillazione (fig 2.5). La risoluzione in impulso per muoni con momento fino a 20 Gev è $\frac{\Delta p}{p} \approx 15\%$.

2.1.6 Sistema di trigger

Gli hodoscopi E,T,H,V e A, mostrati in figura 2.6, sono utilizzati per selezionare interazioni di neutrino avvenute in emulsione e per rigettare fondo causato da raggi cosmici, muoni del fascio e interazioni di neutrino non prodotte nel bersaglio.

Il trigger *principale* è definito da una coincidenza di segnali in E,T e H consistenti con una traiettoria con angolo inferiore a 180 mrad rispetto alla direzione del fascio di neutrini. È inoltre richiesta una minima energia nel calorimetro e/o nello spettrometro e nessun segnale di veto. Il veto è formato da una combinazione di segnali in V,A e T in opportuna combinazione temporale per non proibire eventi con particelle che si propagano all'indietro.

La frazione di interazioni di neutrino misurate è 0.5 eventi per 10^{13} protoni del SPS per un bersaglio di 1600 Kg. La frazione di eventi originati in emulsione è circa il 50%. Per la semplicità e la ridondanza del sistema l'efficienza è molto alta; infatti è pari a 99%(>90%) per interazioni di corrente carica (neutra) di ν_μ.

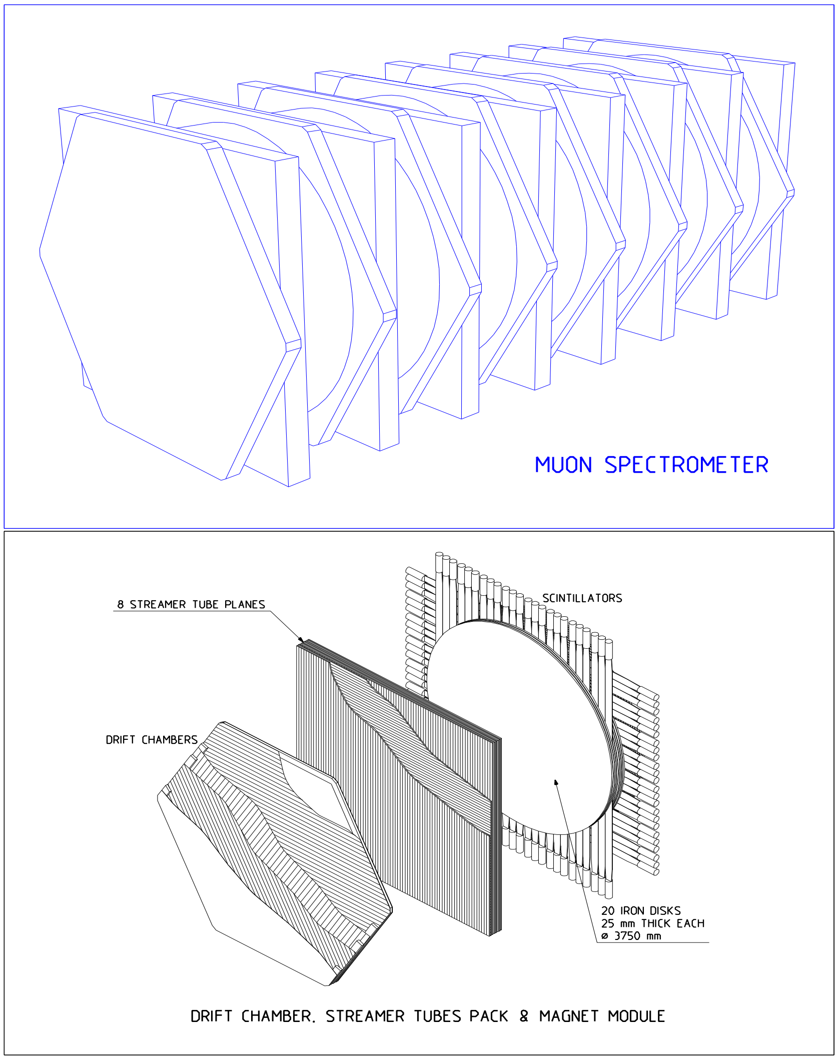


Figura 2.5: Spettrometro per μ

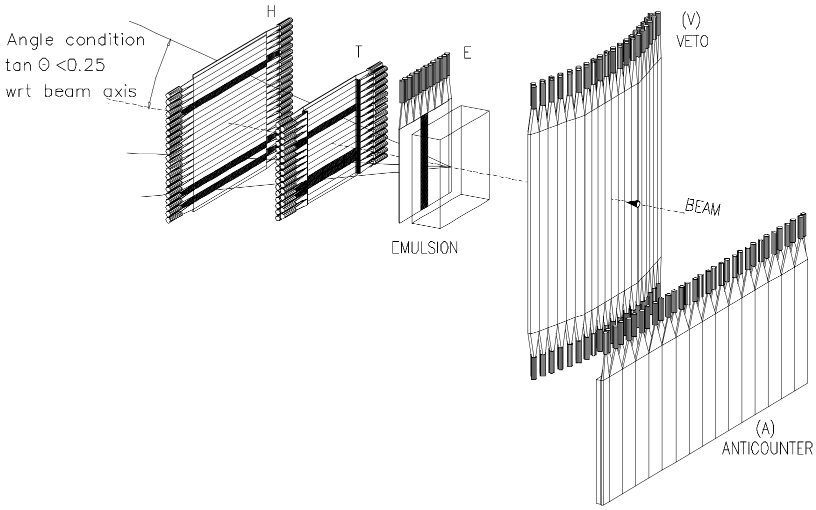


Figura 2.6: Trigger dell'esperimento

2.2 Fascio di neutrini

CHORUS sfrutta il fascio di neutrini dell'SPS del CERN. I neutrini provengono dai decadimenti dei mesoni π e K prodotti dall'interazione di protoni da 450 Gev, estratti nella *West Area*, ed inviati su un bersaglio di berilio. L'estrazione dei protoni avviene in due *spill* di 6 ms ciascuno. Il bersaglio di berilio su cui i protoni incidono è costituito da 11 sbarrette di 3 mm di diametro e 10 cm di lunghezza, distanti l'una dall'altra 9 cm. In questo modo i secondari prodotti non vengono riassorbiti dal berilio ma si propagano in aria.

Dopo il bersaglio, sulla linea del fascio, si trovano due magneti focalizzanti, corno e riflettore, il tunnel di decadimento, uno schermo di cemento e ferro. Quest'ultimo serve ad impedire che protoni, mesoni e muoni raggiungano la zona d'interazione del neutrino. Poiché CHORUS ricerca eventi rari è necessario che il flusso di neutrini incidenti sia intenso e con energia media alta così da aumentare il numero di interazioni; a questo scopo l'ottica del fascio è stata modificata rispetto ai precedenti esperimenti di neutrino.

2.2.1 Composizione del fascio

Lo spettro del fascio è mostrato in figura 2.7. La contaminazione di ν_τ, dovuta essenzialmente al decadimento leptonico del D_s prodotto nella reazione protone-berilio, è stimata essere inferiore a 10^{-6} [39]. La contaminazione di ν_e e $\overline{\nu}_e$, causata principalmente dai decadimenti in tre corpi dei K, è stimata rispettivamente in 0.7% e 0.17%. In ultimo la frazione di $\overline{\nu}_\mu$ presente è circa il 5.6% ed è dovuta principalmente a decadimenti di mesoni negativi che sono sopravvissuti al sistema di defocalizzazione inserito lungo la linea del fascio.

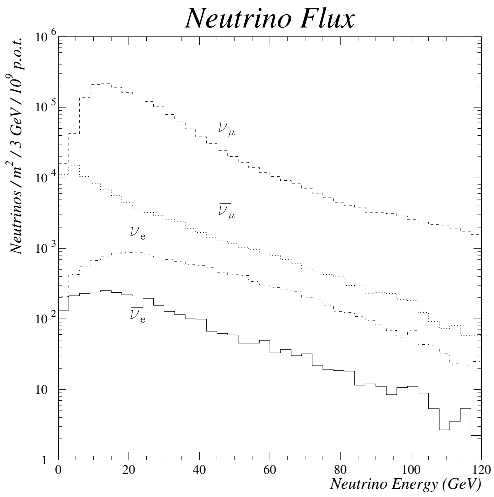


Figura 2.7: Spetro del fascio di neutrino

2.3 Analisi delle emulsioni

Ricordiamo che le emulsioni sono composte da 3 parti: *changeable sheet* (CS), *special sheet* (SS) ed *emulsioni-bersaglio*. La procedura di *scanning* parte dalle ricostruzioni fornite dal tracciatore a fibre scintillanti (*target tracker* o TT). Queste predizioni vengono estrapolate al piano CS più vicino. Poiché il CS dista circa 1 cm dal TT l'errore di estrapolazione è piccolo; in questo modo l'area su cui la traccia va ricercata è ristretta (pari a meno di $1 \times 1\ mm^2$). Dopo aver individuato la traccia nel CS se ne rimisurano i parametri; la struttura del CS permette una risoluzione angolare di 1 mrad contro i 2-3 del TT; la risoluzione spaziale è dell'ordine di pochi μm contro i 150 μm del TT. Con i nuovi parametri misurati si può estrapolare all'SS. La precisione dello *special sheet* è uguale a quella del CS, quindi, dopo che una traccia è trovata anche in SS, la si può cercare nel bersaglio su un area molto ristretta (fig 2.8).

L'esperimento CHORUS ha una grande quantità di dati da analizzare e, necessariamente, lo *scanning* delle emulsioni deve avvenire, in larghissima parte, in modo automatico.

Lo *scanning* automatico è effettuato da un sistema composto da un microscopio comandato da un computer. Quest'ultimo controlla e indirizza i movimenti e le letture delle coordinate di riferimento del microscopio ottico. Il microscopio è interfacciato ad una TV camera con una CCD come sensore. Le immagini acquisite in ogni piano focale dopo opportuni filtri e tagli sull'intensità dell'immagine sono immagazzinate nella memoria del computer e sono elaborate da un *hardware processor* dedicato detto *track selector*.

Il *track selector*, sistema ideato e realizzato all'università di Nagoya (Giappone) [40], esegue la somma di più immagini campionate a diverse profondità dopo averle *shiftate* secondo l'angolo fornito dalle predizioni. Una rappresentazione schematica del suo funzionamento è riportata in fig. 2.9.

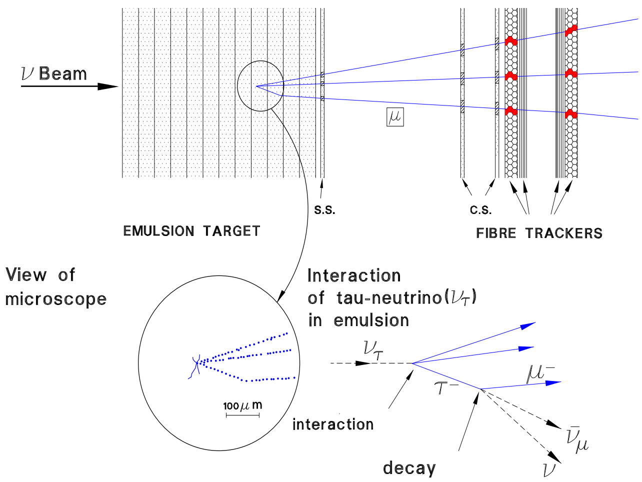


Figura 2.8: Uso del tracciatore nella ricerca di eventi

Dopo aver seguito una o più predizioni del tracciatore fino all'ingresso dell' *emulsioni-bersaglio* si ricerca il vertice principale, quello in cui ha avuto luogo l'interazione di neutrino. La ricerca della *plate* (una delle 36 parti in cui

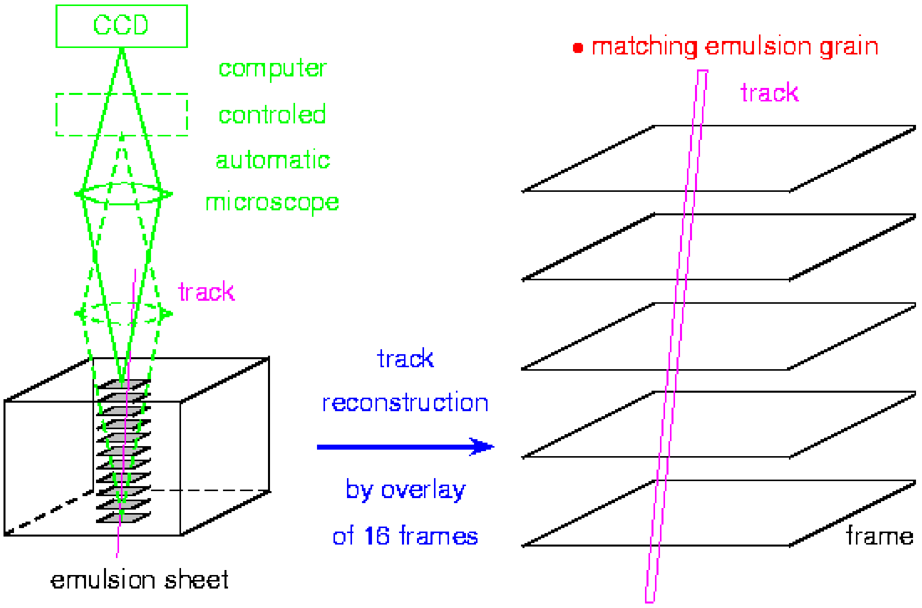


Figura 2.9: Rappresentazione schematica del *track selector*

è diviso ciascun modulo di emulsioni) in cui è localizzato il vertice è eseguita con una procedura automatica che permette di evitare di analizzare tutta la profondità della *plate*. Partendo da una traccia misurata nell'SS si procede all'indietro confermandone l'esistenza, entro le tolleranze, su uno strato di circa 100 μm sul lato a monte della *plate*. Se la traccia non è trovata per due *plate* successive, il vertice e' assegnato a quella più a valle delle due(fig. 2.10).

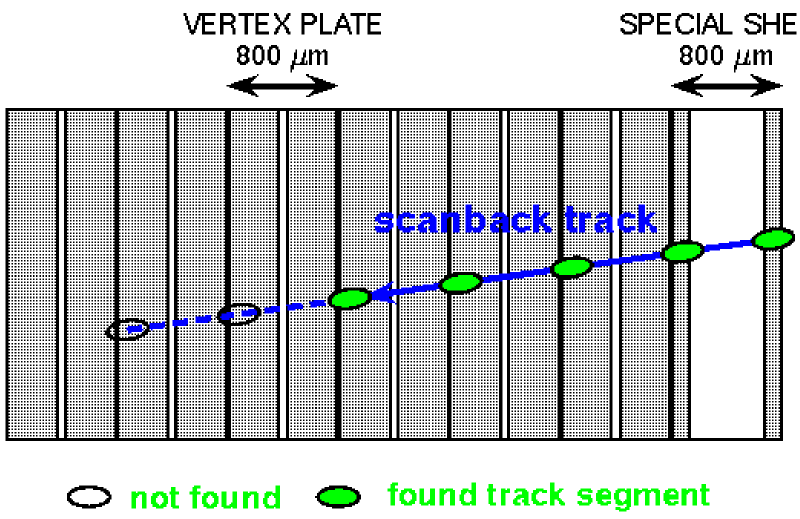


Figura 2.10: Uso del tracciatore nella ricerca di eventi

A questo punto si ricercano, in emulsione, le altre tracce predette dal TT. È cosí possibile selezionare i decadimenti con tecniche di parametro d'impatto o confrontando l'angolo della traccia in prossimità del vertice con l'angolo misurato dal TT (fig. 2.11) Gli eventi candidati vengono poi analizzati manualmente in modo da confermare o meno la presenza del decadimento attraverso misure più accurate. Questa tecnica implica la necessita' di un compromesso tra l'efficienza di rivelazione di decadimenti ed il carico di *scanning* manuale che, naturalmente, prende tempo e richiede grande esperienza.

Un sistema alternativo è attualmente in fase di sviluppo nei laboratori italiani [41]. Esso consente, elaborando le immagini acquisite, la ricerca di

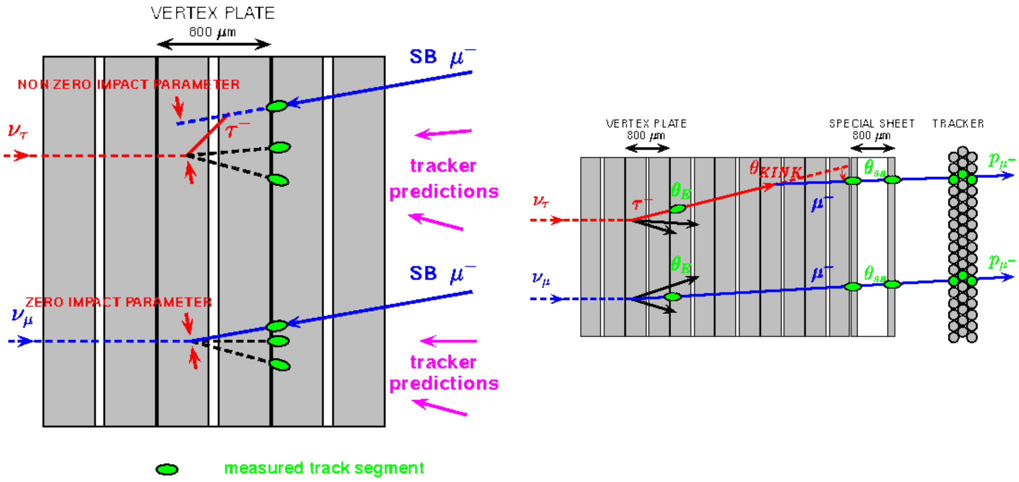


Figura 2.11: Selezione di eventi per lo scanning manuale.

traccie non solo lungo predefinite direzioni o solo in prossimità della faccia della *plate*, come il *track selector*, ma prevede l'inseguimento della traccia lungo tutta la profondità delle emulsioni. Questo tipo di *scanning* dovrebbe permettere, a differenza della tecnica usata finora, di raggiungere alta precisone ed efficienza in modo automatico e, inoltre, di misurare anche tracce che non sono state rivelate nel TT. In particolare, si pensa che quest'ultimo sistema sia il più adatto per analisi degli eventi a cui questa tesi è dedicata; infatti la ricerca andrà effettuata sul campione dei *dimuoni*, cioè quegli eventi che mostrano un μ^+ con un *kink* entro qualche millimetro dal vertice primario. In sostanza andrà cercato un ulteriore *kink* (quello del $D_s \to \tau$), ad angolo abbastanza piccolo (la massa del τ è molto simile a quella del D_s), lungo il ramo del μ^+ che va dal vertice d'interazione al secondo *kink* (quello del $\tau \to \mu\nu_\mu\nu_\tau$). Dato che il numero di *dimuoni* sarà pari a qualche migliaio, è impensabile eseguire lo *scanning* manuale di un così grande numero di eventi. Il nuovo sistema, che segue tutte le traccie uscenti dal vertice, consente di "correggere" con alta precisone le distorsioni. Ricordiamo, infatti, che, dopo l'esposizione, le emulsioni vengono sviluppate per fissare le immagini latenti formatesi durante il passaggio della particella carica. Lo sviluppo produce una deformazione geometrica delle emulsioni distorcendo le tracce. Le distorsioni sono locali, cioè tracce vicine subiscono distorsioni simili. Se durante lo *scanning* si seguono due o più tracce vicine e quasi allineate si può rivelare una seppur piccola deviazione di una rispetto alle altre permettendo così di individuare con buona efficienza anche *kink* a piccoli angoli. Se invece la traccia seguita è una sola la ricerca del *kink* richiede correzioni molto accurate delle distorsioni, complicando e allungando molto la procedura di analisi.

Capitolo 3

Algoritmo di selezione

3.1 Introduzione

Gli eventi contenenti il decadimento $D_s \to \tau\nu_\tau$,$\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ aspettati in CHORUS sono qualche decina; è quindi necessario riuscire a selezionarli con alta efficienza. Il criterio di selezione "minimale" è richiedere la presenza di due muoni nell'apparato. Poiché, come si mostrerà in seguito, questa richiesta è soddisfatta solo da una frazione dell'ordine del percento dei dati, non è necessario aggiungere altri criteri di selezione che inevitabilmente diminuirebbero l'efficienza sul segnale.

In questo capitolo verrà descritta la costruzione di un algoritmo che individui il numero di μ dell'evento, ne misuri le variabili cinematiche, tracci ciascun μ attraverso il rivelatore per associarlo infine con una traccia ricostruita nel "target tracker". Quest'ultimo requisito assicura di poter iniziare lo scanning in emulsioni limitandolo alle sole tracce interessanti dell'evento, che nel nostro caso sono i due muoni.

L' algoritmo partirà dalle informazioni "locali" fornite dai moduli di software, che gestiscono le varie parti del rivelatore. In ogni parte dell'apparato si ha infatti un programma che ricostruisce il numero di tracce che lo hanno attraversato e ne misura le caratteristiche: posizione, direzione e, dove possibile, impulso, carica, e natura della particella. Lo scopo dell' algoritmo sarà quello di unire i vari segmenti nelle singole parti del rivelatore per poter così ottenere lo sviluppo del muone lungo tutto l' apparato. Per far questo è necessario conoscere la precisione con cui questi segmenti sono noti; la determinazione delle risoluzioni delle varie parti dell'apparato occuperà la prima parte del capitolo. Nella seconda parte si descriverà come i muoni vengono identificati e tracciati lungo tutto il rivelatore; si concluderà mostrando le efficienze di selezione dell'algoritmo.

In generale, per determinare le risoluzioni in posizione e in angolo si sono confrontate le grandezze "vere" della particella all'entrata di ciascun rivelatore, disponibili negli eventi Montecarlo, con i risultati degli algoritmi di ricostruzione "locali".

Gli eventi di Montecarlo usati per questo studio sono stati ottenuti, sottoponendo alla simulazione GEANT[42] completa del rivelatore, i prodotti delle interazioni profondamente anelastiche di neutrino, generate con il programma Lepto-Lund[17] adattato all'esperimento CHORUS.

In linea di principio le risoluzioni di ciascun rivelatore dipendono dal tipo di particella da ricostruire e dalla sua cinematica e non dalla natura dell'interazione che l'ha generata. In realtà il programma di ricostruzione è sensibile al numero di tracce che attraversano il rivelatore. Ciò implica che, ad esempio, si può ottenere una risoluzione angolare peggiore per un muone di un dato impulso se esso proviene da un interazione con alta molteplicità di particelle semplicemente perché gli vengono attribuiti erroneamente hits appartenenti ad un altra particella. Si è, quindi, voluto controllare l'entità di questo effetto perché, in caso positivo, se ne dovrebbe tenere conto per ottimizzare il rapporto segnale-fondo dell'algoritmo che identifica i muoni.

Nell'ambito di questo capitolo il segnale, se non specificato diversamente, è rappresentato da eventi *dimuoni* generici perché, comunque essi rappresentano il campione di normalizzazione, come verrà spiegato nel capitolo dei "Risultati", e perché,come mostrato nel paragrafo 3.2 sono cinematicamente molto simili al agli eventi contenenti il decadimento $D_s \to \tau\nu_\tau, \tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$.

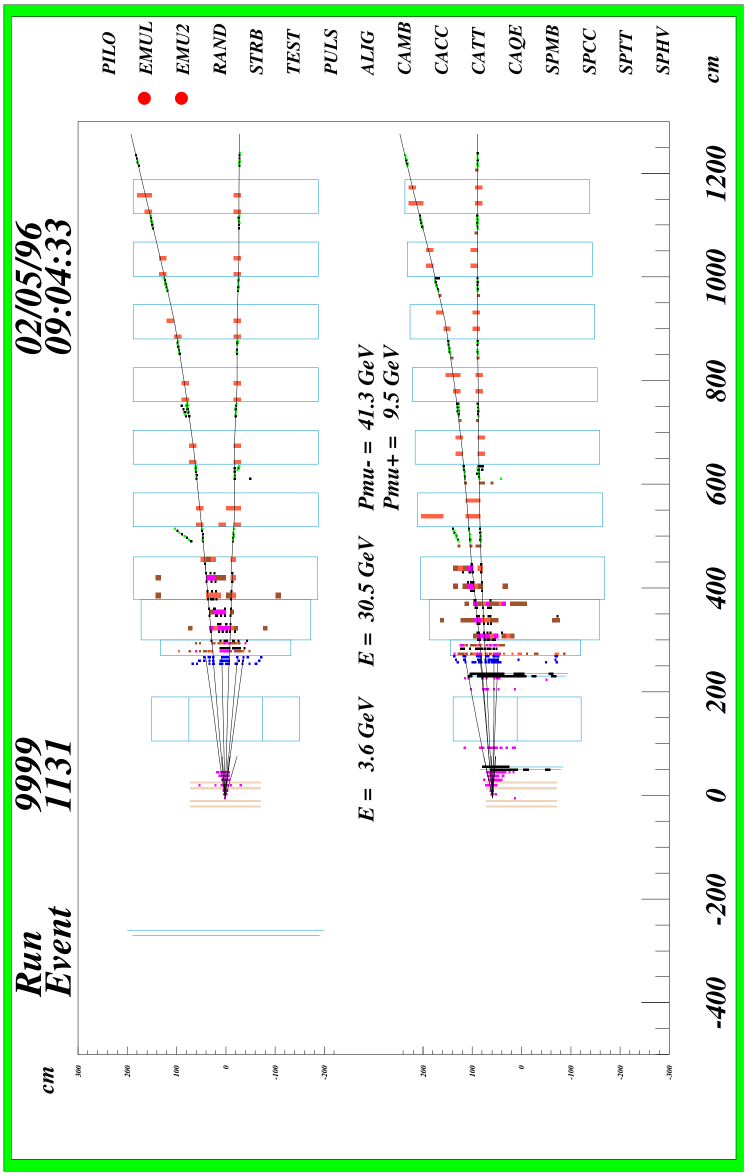


Figura 3.1: Come un evento della categoria *dimuoni* appare al *display* grafico dell'esperimento.

In figura 3.1 è mostrato un tipico esempio di questa categoria di eventi generati da Montecarlo come appare al *display* grafico dell'esperimento.

Il fondo ai *dimuoni*, invece, è costituito da eventi di CC in quei casi in cui al μ primario se ne aggiunge un secondo dovuto al decadimento di un π o un K, o, alternativamente, quando un adrone attraversa gran parte del calorimetro senza interagire risultando indistinguibile da un muone.

Nel seguito le grandezze posizione e angolo si intendono proiettate sui piani XY e XZ nel sistema di riferimento dato da una terna ortonormale destrorsa dove l'asse Z coincide con la verticale e dove la direzione del fascio di neutrini è contenuta nel piano XZ e forma un angolo di 42 mrad con l'asse X.

3.2 Caratteristiche cinematiche degli eventi

Prima di iniziare i calcoli delle risoluzioni e la costruzione dell'algoritmo è opportuno caratterizzare cinematicamente i campioni di eventi Montecarlo con cui lavoreremo.

Le distribuzioni che mostreremo sono relative alle grandezze a livello del generatore LUND, cioè sono esenti da effetti strumentali di ricostruzione.

Le classi di eventi che considereremo sono interazioni contenenti il decadimento $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau, \tau \rightarrow \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$, *dimuoni* generici e, da ultimo, normali eventi di corrente carica.

Poiché sicuramente l'efficienza di ricostruzione dipende dall'impulso del μ, è utile vederne le distribuzioni. Come si vede dalla figura 3.2 la distribuzione in impulso del μ^- non dipende, se non molto debolmente, dal canale scelto.

In figura 3.3 sono invece riportate le distribuzioni di energia adronica. Nel caso del D_s il valor medio è più basso a causa del differente decadimento;

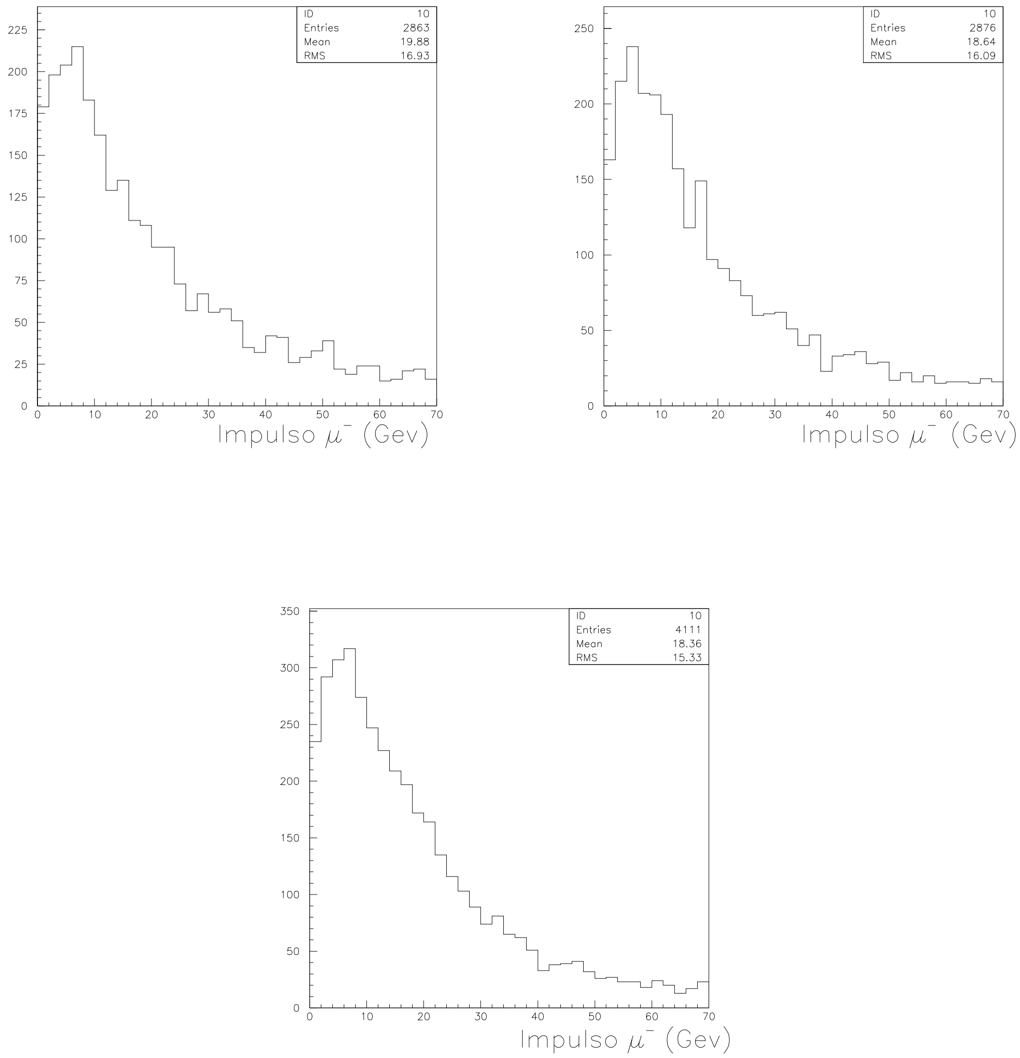


Figura 3.2: Distribuzione dell'impulso del μ^-. In alto a sinistra il canale D_s, a destra i *dimuoni*, in basso le correnti cariche.

infatti l'adrone con charm dei *dimuoni* decade producendo $\mu\nu_\mu X$, dove X è di natura adronica, mentre il D_s produce solo il muone e i tre neutrini.

Anche la distribuzione dell'impulso del μ^+ in *dimuoni* e D_s, proprio per le diverse catene di decadimenti dai quali è prodotto, ha un valor medio differente (fig. 3.4).

In tabella 3.1 è riportata la molteplicità media per evento degli adroni carichi prodotti.

Canale	Molteplicità media
Correnti cariche	4.5
dimuoni	3.1
D_s	2.6

Tabella 3.1: Molteplicità media degli adroni carichi prodotti

Abbiamo detto in precedenza che nel calcolo delle risoluzioni distingueremo gli eventi di corrente carica dai *dimuoni*-D_s mentre non distingueremo gli ultimi due fra di loro. Infatti non è semplice stabilire a priori senza verifica se il programma di ricostruzione dei muoni sia sensibile alla molteplicità di tracce che attraversano il rivelatore o al numero di muoni presenti nell'evento; sembra in ogni caso ragionevole assumere che le differenze fra *dimuoni* e D_s siano sicuramente meno importanti. Queste due classi di eventi hanno infatti molteplicità di adroni prodotti molto simile, ed hanno entrambi due muoni con angolo relativo molto simile (fig. 3.5).

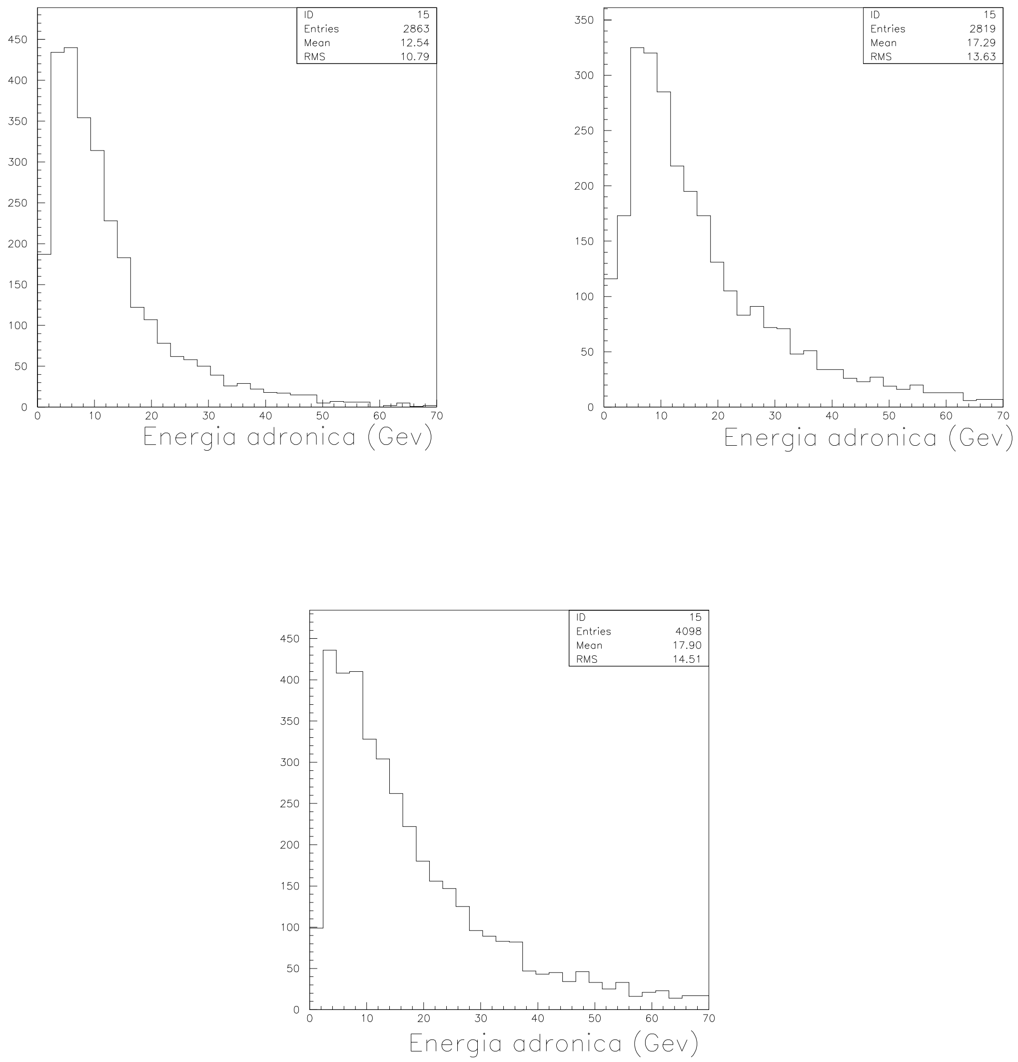


Figura 3.3: Distribuzione dell'energia adronica. In alto a sinistra il canale D_s, a destra i *dimuoni*, in basso le correnti cariche.

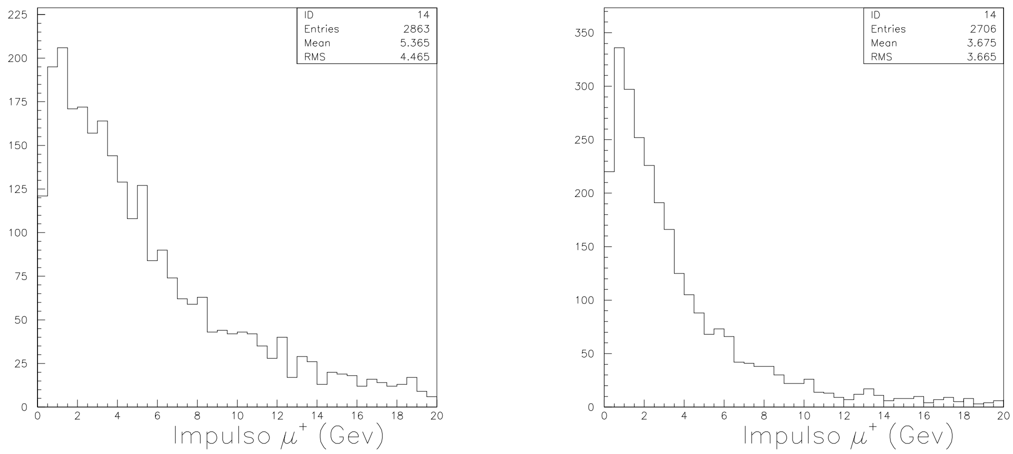


Figura 3.4: Distribuzione dell'impulso del μ^+. A sinistra il canale D_s, a destra i *dimuoni*.

3.3 Ricostruzione nei rivelatori

In questo paragrafo si descriverà il calcolo delle risoluzioni e dell'efficienza con cui ogni rivelatore ricostruisce i muoni.

Per ottimizzare in seguito l'efficienza di associazione tra rivelatori lo studio delle risoluzioni è stato ripetuto per vari valori dell'impulso. Si sono scelti bin di larghezze diverse in modo da avere statistiche comparabili in ciascuno di essi.

Per i motivi descritti nei due paragrafi precedenti si è calcolata la risoluzione nei due canali, *dimuoni* e corrente carica, separatamente ma senza distinguere la carica del muone in quanto si assume che la risoluzione non ne dipenda, con l'eccezione dello spettrometro per muoni.

Per ogni rivelatore, per non appesantire la lettura, verrà mostrato per ogni canale un solo grafico in cui si può vedere il risultato del fit eseguito per calcolare le risoluzioni corrispondenti ad un particolare valore dell'impulso che è,

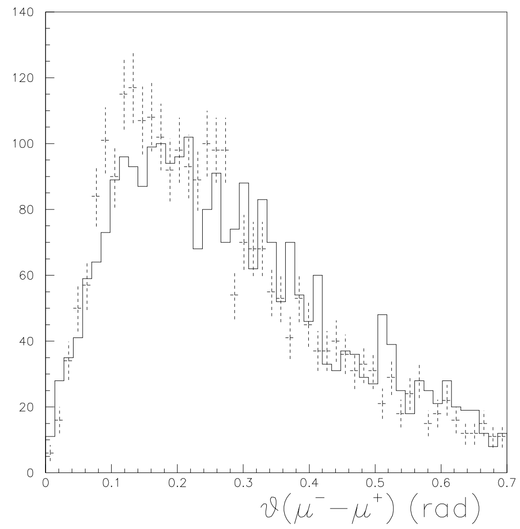


Figura 3.5: Distribuzione dell'angolo compreso fra il μ^- e il μ^+. La linea continua rappresenta i *dimuoni*, l'altra si riferisce al D_s

ovviamente, lo stesso per *dimuoni* e correnti cariche, ed è scelto nell'intervallo 7÷10 Gev.

Poiché, come si potrà vedere dai grafici riportati, le risoluzioni nei due canali risulteranno compatibili entro 1 o 2 σ, per brevità verranno riportate in tabella, per tutti i valori dell'impulso alle quali sono state calcolate, solo quelle relative ai *dimuoni*. Per ogni rivelatore sarà anche calcolata l'efficienza di ricostruire il muone in funzione dell'impulso; queste efficienze si riferiscono ancora una volta ai *dimuoni*.

Inoltre, ove possibile, per ogni rivelatore si controllerà la consistenza dei risultati ottenuti con dei semplici argomenti semi-quantitativi.

3.3.1 Ricostruzione nello spettrometro

Lo spettrometro ha la possibilità di ricostruire tracce usando due elementi di rivelazione distinti, drift chamber e tubi a streamer. Il modulo di *software* che combina i risultati ottenuti, separatamente, dai due sistemi di rivelazione per determinare i parametri delle tracce, fisicamente distinte, ricostruite nello spettrometro è chiamato SAMTRA.

Per stimare l'errore commesso da SAMTRA nel ricostruire punto d'ingresso del μ nello spettrometro si è proceduto come segue: per ogni evento si è calcolata la differenza in posizione fra tutti i μ di Montecarlo entranti nello spettrometro e ciascuna traccia ricostruita.

La distribuzione finale così ottenuta sarà data da una sovrapposizione di due componenti:

- il "segnale" dato dalla differenza di ciascuna traccia "vera" con la sua ricostruzione nello spettrometro

- il "fondo" dato da tutte le altre combinazioni

Per estrarre le due componenti è necessario che le due larghezze siano sufficientemente differenti.

Per una stima della forma del fondo si è studiata la distribuzione della distanza fra coppie di μ di Montecarlo usando le grandezze vere all'entrata dello spettrometro. Questo procedimento è esatto solo nel limite in cui ogni μ sia stato ricostruito con errore nullo ed efficienza unitaria. Inoltre dipende solo dalla coordinata longitudinale alla quale lo si calcola e non dal rivelatore che lì è posizionato. In ogni caso si è considerata la forma ricavata in questo modo solo indicativa e, quando si è eseguito il fit di segnale + fondo, di quest'ultimo si è imposta solo la forma funzionale mentre i parametri che lo caratterizzano sono stati di nuovo sottoposti al fit. Comunque, come si potrà verificare in seguito dai risultati ottenuti, c'è buon accordo fra i parametri del fondo che si estraggono dal fit complessivo e quelli ottenuti dalla sua simulazione, confermando così che la stima sopra descritta ne fornisce una buona approssimazione.

Le distribuzioni ottenute per le CC e i *dimuoni* sono riportate in fig 3.6[1]: entrambe risultano piatte almeno su una scala di 10 centimetri, molto maggiore della larghezza tipica del segnale, che è dell'ordine del centimetro. Si è assunto, quindi un fondo costante. Il segnale è invece stato rappresentato con una gaussiana.

Il risultato del fit complessivo ha mostrato che, nello spettrometro, la forma del segnale e del fondo non dipendeno dal tipo di eventi considerati[2] (fig. 3.6).

Per calcolare la risoluzione in angolo si è usato lo stesso procedimento.In questo caso la forma del fondo è ben approssimata da una gaussiana per entrambi i canali, seppure con larghezze differenti (vedere fig. 3.7). Poiché

[1]In ogni grafico sono riportati i risultati del χ^2 e dei valori dei parametri dopo il fit con i relativi errori. In caso di fit con gaussiana + costante i primi tre parametri si riferiscono, nell'ordine, al valore del picco, alla media e alla σ della gaussiana, il quarto indica il valore della costante. Se il fit è eseguito con la somma di due gaussiane allora i parametri sono 6: i primi tre si riferiscono alla gaussiana che rappresenta il segnale, i 3 rimanenti alla gaussiana che rappresenta il fondo

[2]Infatti a livello dello spettrometro le tracce sono molto distanti e gran parte del problema di *pattern recognition* viene meno in entrambi i canali.

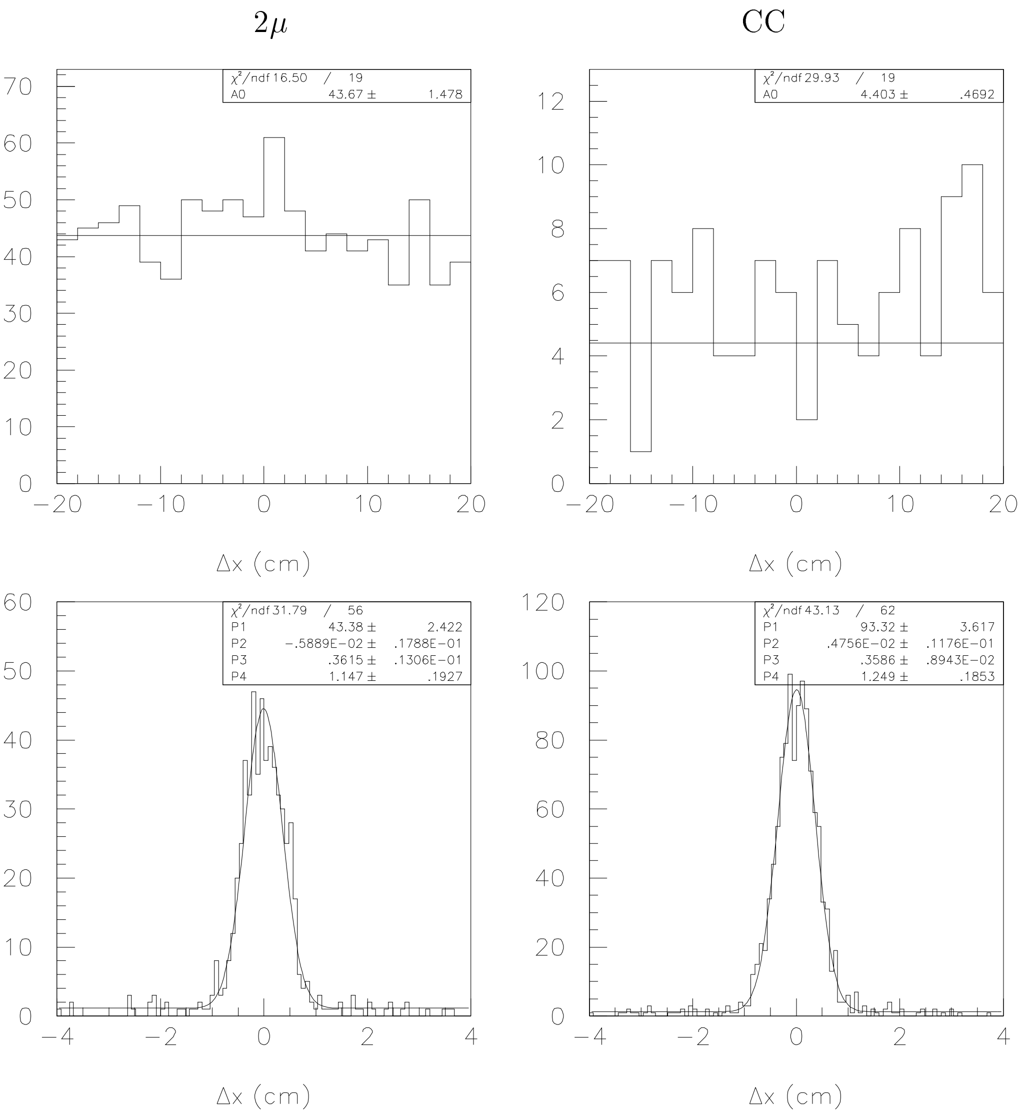


Figura 3.6: In alto a sinistra distribuzione del fondo nella posizione per i *dimuoni*, a destra per i CC. In basso fondo + segnale a sinistra per i *dimuoni*, a destra per i CC (SAMTRA).

la larghezza del fondo è comunque molto maggiore di quella del segnale (200 mrad contro un massimo di 30 mrad) è possibile estrarre entrambi eseguendo il fit con la sovrapposizione di una gaussiana e una costante.

I risultati finali sono raccolti in tab. 3.2. L'efficienza è definita come la frazione di μ di Montecarlo entrati nello spettrometro dei quali SAMTRA fornisce una ricostruzione entro 3.5 σ tra il parametro ricostruito e quello "vero" sia in angolo che in coordinata del punto d'ingresso. La scelta di richiedere 3,5σ invece delle usuali 3σ è fatta per non perdere troppa efficienza nel momento del matching[3]. Il calo di efficienza del μ^+ a bassi impulsi rispetto a quella del μ^- si spiega tenendo conto che il magnete è polarizzato per focalizzare i μ^- e quindi i μ^+ tendono ad uscire lateralmente dallo spettrometro. Ad esempio, nota la geometria dello spettrometro e l'intensità del campo magnetico, si ha che il μ^+ con impulso minore di 0.7 Gev esce lateralmente dal primo modulo di ferro magnetizzato.

Le risoluzioni, invece, non sembrano dipendere dalla carica, ed infatti in tab 3.2 si riportano combinate. Il motivo è che per bassi impulsi, dove l'effetto defocalizzante del magnete può rendere la risoluzione del μ^+ peggiore di quella del μ^- per il minore numero di gap attraversate, il contributo principale alla risoluzione risulta essere quello derivante dal multiplo scattering.

Per il fit delle risoluzioni si è usata la funzione $\sqrt{(a/p)^2 + b^2}$, dove a e b sono due costanti e p è il valore dell'impulso. È stata scelta questa forma funzionale considerando che i contributi principali agli errori nella misura dell'angolo fossero il multiplo scattering e gli errori di misura finiti; poiché questi contributi sono indipendenti si sono sommati in quadratura. I risultati del fit sono in tab. 3.3 e nelle figure 3.8 e 3.9. Il risultato trovato è in buon accordo con quello aspettato considerando che all'incertezza in posizione ed angolo all'ingresso dello spettrometro contribuiscono, in maniera

[3]Si deve infatti tener conto che nel matching tridimensionale si richiede che ben 4 grandezze non superino i tagli e che almeno due sono assolutamente non correlate fra di loro: due tagli a 3,5 σ corrispondono circa ad un unico taglio a 3 σ

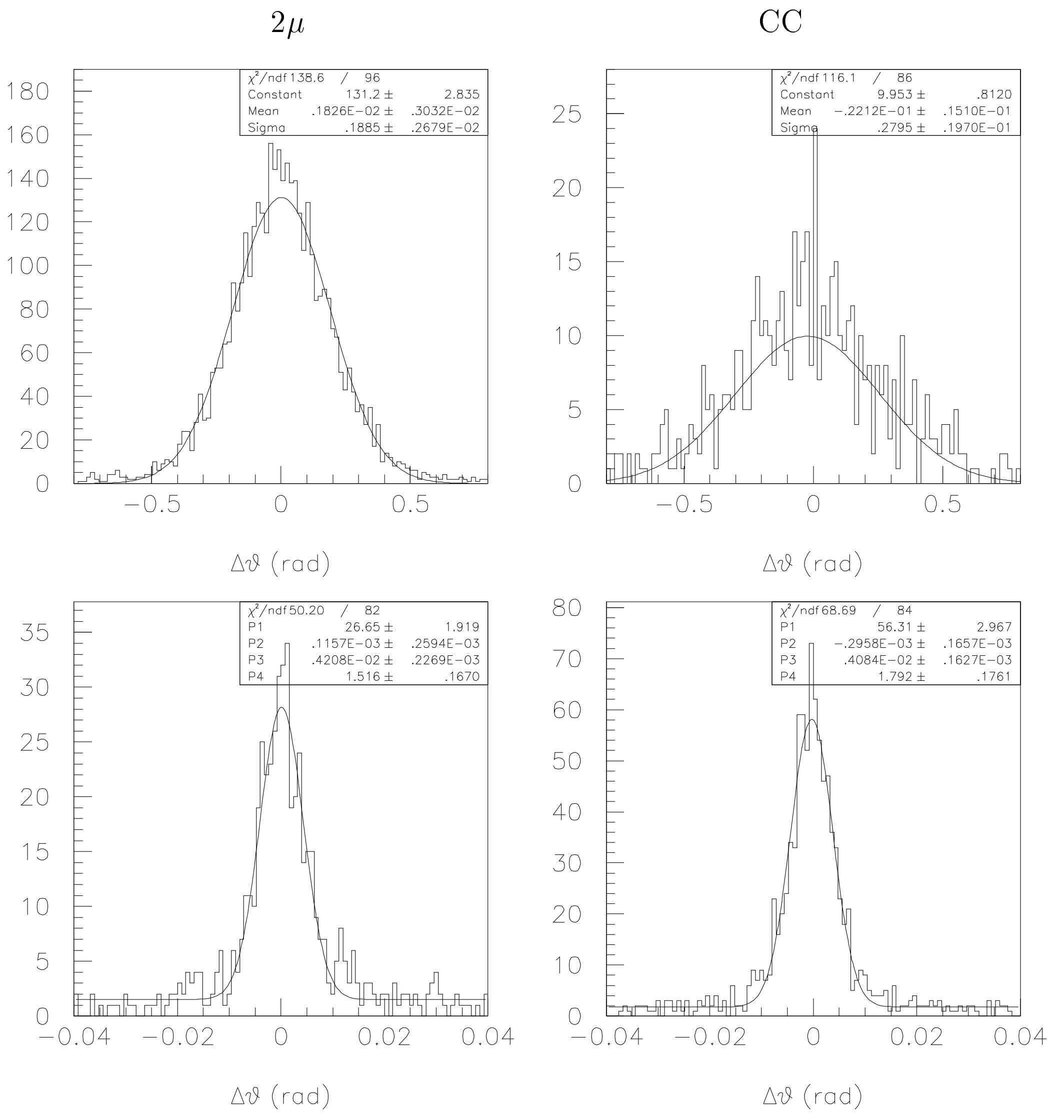


Figura 3.7: In alto a sinistra distribuzione del fondo nell' angolo per i *dimuoni*, a destra per i CC. In basso fondo + segnale nell' angolo a sinistra per i *dimuoni*, a destra per i CC (SAMTRA).

Impulso(Gev)	σ(mm)	σ(mrad)	Efficienza μ^- (%)	Efficienza μ^+ (%)
25	2.9±0.1	2.1±0.1	93.1±0.8	95.1±0.9
17.5	3.0±0.1	2.5± 0.1	95.7± 0.8	90.6±0.9
14	3.2± 0.2	2.9±0.1	87.0±2.1	86.9±2.1
12	3.3±0.2	3.3±0.2	86.3±2.2	83.7±2.3
10	3.4±0.2	3.5±0.2	84.6±2.1	80.4±2.5
7.5	3.6±0.2	4.2±0.2	74.2±2.3	75.7±2.7
5	4.7±0.5	6.7±0.6	69.8±2.9	68.1±3.1
2.8	7.3±0.7	15±2	66.5±3.1	55.2±3.3
1.5	9.1±0.8	26±4	57.4±3.9	37.9±4.9

Tabella 3.2: Risoluzioni di SAMTRA per i μ

preponderante, le misure prima e dopo il primo modulo di ferro magnetizzato e che il multiplo scattering all'interno di esso, per un μ di 1 Gev, produce una deviazione angolare quadratica media di 46 mrad e uno scostamento quadratico medio di 2.3 cm. Poiché si combinano misure prima e dopo il ferro ci si aspetta un effetto approssimativamente dimezzato, che porta a 23 mrad e 1.1 cm rispettivamente. D'altra parte sulla traccia viene eseguito un fit su tutto lo spettrometro, per meglio determinarne il momento, e questo peggiora le risoluzioni all'entrata di esso. Infine si nota che l'errore di misura diventa rilevante solo per impulsi superiori a 15 Gev.

Parametro	Posizione	Angolo
a	1.5±0.1 cm·Gev	32.7±1.3 mrad·Gev
b	0.29±0.01 cm	1.6±0.1 mrad

Tabella 3.3: Risultati del fit

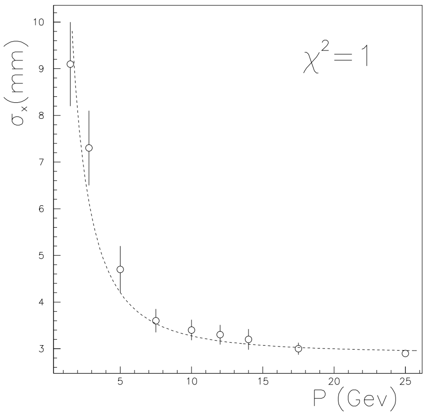


Figura 3.8: Errore nella posizione in funzione dell' impulso(SAMTRA).

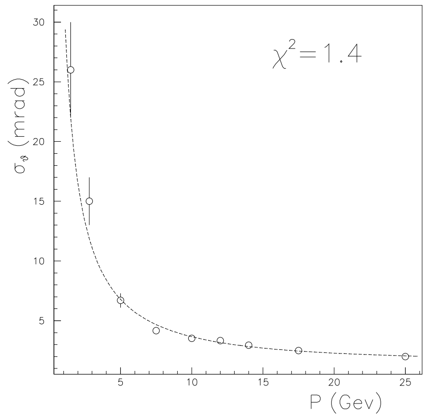


Figura 3.9: Errore nell' angolo in funzione dell' impulso(SAMTRA).

3.3.2 Ricostruzione nel calorimetro

CATRAS è il nome dell'algoritmo che ricostruisce tracce nel calorimetro utilizzando i tubi a streamer. Per confermare la natura di m.i.p. della particella tracciante sfrutta, inoltre, il rilascio di energia nel calorimetro.

In questo rivelatore non è possibile ricostruire tracce tridimensionali in quanto, essendo i rivelatori che lo compongono orientati lungo l'asse Y o Z, si possono ricostruire tracce solamente sui piani XZ e XY rispettivamente. Il fit eseguito da CATRAS è sempre di tipo lineare e non corregge per lo scattering multiplo.

CATRAS ha due modi di procedere nella ricerca di tracce: il primo è basato su una ricerca autonoma di hit allineati partendo dall'ingresso del calorimetro e muovendosi verso lo spettrometro, il secondo fa uso invece delle tracce già trovate da SAMTRA e cerca di prolungarle indietro attraverso il calorimetro.

Tra tutte le tracce che CATRAS ricostruisce, ci si è limitati a quelle che superano la quota corrispondente alla fine di HAD1, cioè poco più della metà del calorimetro. Questo taglio assicura l'eliminazione di molte delle tracce ricostruite per mal funzionamento dell'algoritmo e che non corrispondono al passaggio di nessuna particella. Infatti, in eventi molto energetici, il numero di hit nella prima parte del calorimetro è piuttosto elevata; in questi casi la probabilità di trovare 4 hit allineati (il numero minimo richiesto per definire una traccia) entro la tolleranza richiesta, può essere molto alta senza che questo corrisponda al passaggio di alcuna particella. Richiedere che la traccia raggiunga HAD2, zona dove l'attività è minore, diminuisce molto il numero di queste tracce "inventate". Contemporaneamente questa richiesta introduce un taglio sull'energia dei μ ricostruiti pari a circa 1 Gev. Il procedimento per calcolare le risoluzioni è simile a quello seguito per lo spettrometro.

Anche in questo caso si è cercato se vi fossero differenze fra i *dimuoni* e i CC. Come si puo vedere dalla fig. 3.10 la forma del fondo, stimata anche in questo caso dalla differenza di coppie di μ di Montecarlo entranti nel calorimetro, è differente per i due canali. Per le CC si ha un fondo piatto per la posizione e uno gaussiano per l'angolo con σ=250mrad. Per i dimuoni sono entrambi gaussiani con deviazioni standard rispettivamente di 45 cm e 190 mrad. Considerando che il segnale ha una σ che non supera i 3 cm, si è sottratto comunque per entrambi i canali un fondo piatto sulla posizione; per l'angolo, poiché a bassi impulsi il segnale ha una σ di circa 50 mrad, quindi confrontabile con quella del fondo, si è sottratto un fondo gaussiano. Le risoluzioni nei due canali sono uguali entro gli errori, come si può vedere dalla figura 3.11. I risultati sono riportati in tab 3.4.

Anche in questo caso è stato eseguito il fit sulle risoluzioni angolari e spaziali con la funzione $\sqrt{(a/p)^2 + (b)^2}$. I risultati sono in tabella 3.5. Per controllarne la consistenza si è costruita una piccola simulazione del comportamento del calorimetro: conoscendo la distribuzione del materiale nel calorimetro e la posizione dei tubi a streamer si è ricostruito il percorso di una m.i.p. di impulso definito deflessa dal multiplo scattering. In questo modo si ottiene una sequenza di punti appartenenti alla traccia in corrispondenza di ogni piano di tubi a streamer. Dopo aver corretto per l'efficienza dei tubi, si esegue su questi il fit di CATRAS. Questo calcolo fornisce una stima dell'errore per difetto(fig. 3.12 ,3.13 e tab. 3.5) perché non tiene conto del *pattern recognition*. L'accordo ottenuto è soddisfacente dimostrando così che l'effetto dominante è il multiplo scattering.

Impulso(Gev)	σ (cm)	σ(mrad)	ε 1 proiez. (%)	ε 2 proiez. (%)
2.1	0.79±0.11	49±15	88.9±1.9	58.9±3.0
2.8	0.63±0.05	47.7±6.1	94.1±1.4	67.5±2.8
3.3	0.60±0.03	34.5±2.1	97.5±0.8	78.0±2.2
4.0	0.56±0.03	30.8±1.9	98.4±0.6	83.6±1.9
6.0	0.42±0.02	18.3±0.7	98.5±0.6	86.3±1.6
6.9	0.40±0.01	17.2±0.9	98.8±0.5	88.4±1.3
12.4	0.27±0.01	9.1±0.6	99.6±0.3	81.5±1.8
19.5	0.26±0.01	7.0±0.3	99.7±0.2	84.9±1.5
36	0.23±0.01	3.9±0.2	98.1±0.5	80.1±1.0

Tabella 3.4: Risoluzioni ed efficienze di CATRAS

Par.	Fit		Simulazione	
	Posizione	Angolo	Posizione	Angolo
a	1.95±0.06cm·Gev	114±3mrad·Gev	1.60±0.03cm·Gev	99±1mrad·Gev
b	0.23±0.01cm	2.7cm±0.4mrad	0.21±0.08cm	2.3±0.1mrad

Tabella 3.5: Risultati del fit

Le efficienze riportate in tabella 3.4 sono di due tipi: la prima è definita come la percentuale di tracce Montecarlo entrate nel calorimetro per cui si ha una ricostruzione bidimensionale di CATRAS che dista dal μ "vero" meno di 3.5 σ in angolo e intercetta, mentre per il calcolo della seconda è richiesta la ricostruzione trimensionale entro gli stessi tagli. Le efficienze e le risoluzioni

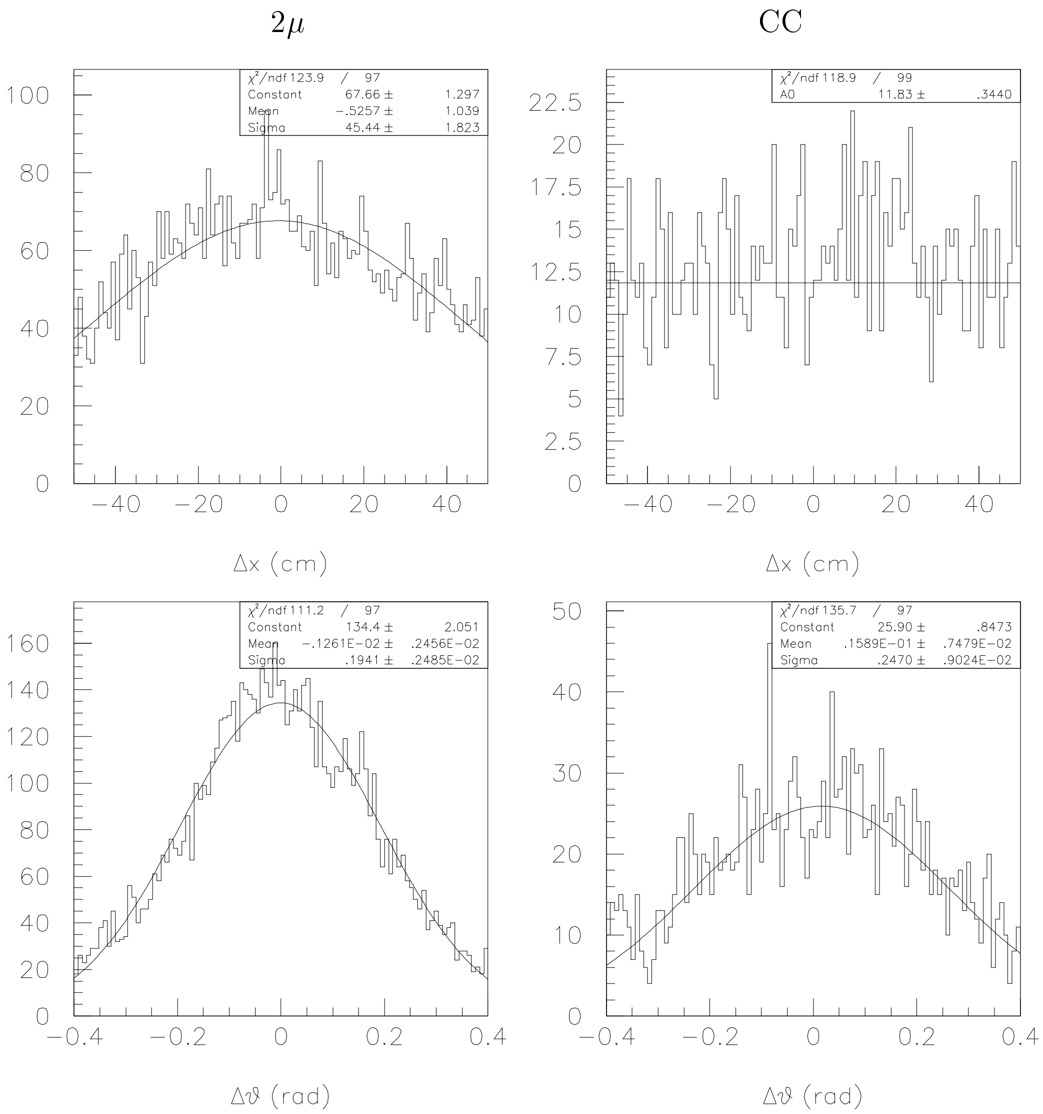


Figura 3.10: In alto a sinistra distribuzione del fondo nella posizione per i *dimuoni*, a destra per i CC. In basso a sinistra distribuzione del fondo in angolo per i *dimuoni*, a destra per i CC (CATRAS).

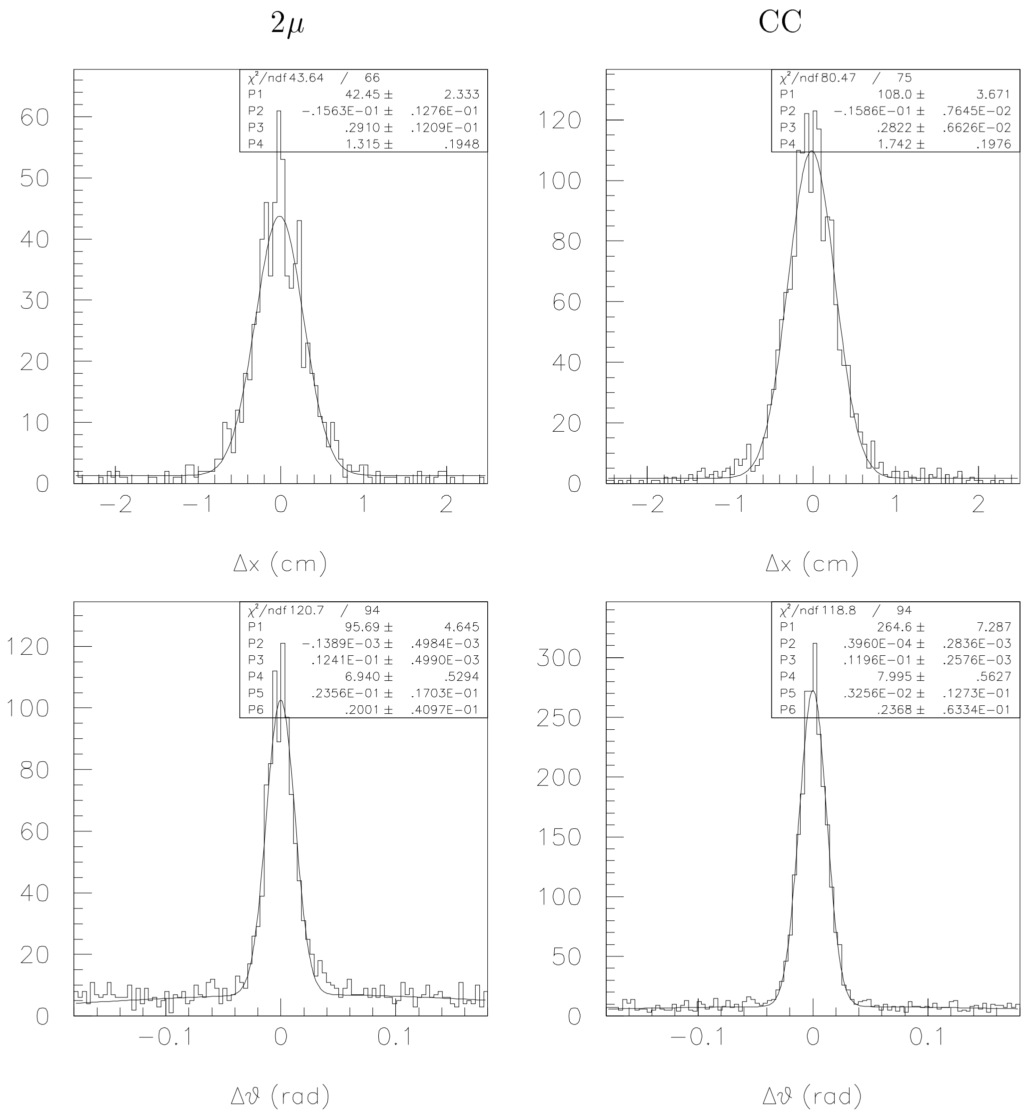


Figura 3.11: In alto: fondo + segnale nella posizione a sinistra per i *dimuoni*, a destra per i CC. In basso: fondo + segnale in angolo a sinistra per i *dimuoni*, a destra per i CC (CATRAS).

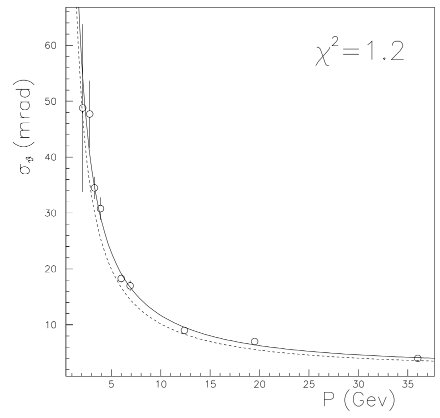


Figura 3.12: Errore nell' angolo in funzione dell' impulso. La linea continua indica il fit, quelle tratteggiata la simulazione (CATRAS).

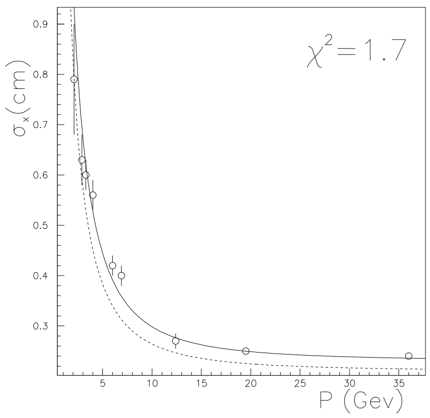


Figura 3.13: Errore in posizione in funzione dell' impulso. La linea continua indica il fit, quelle tratteggiata la simulazione (CATRAS).

indicate in tabella 3.4 si riferiscono tanto a μ^- che a μ^+ infatti non si è riscontrata differenza sia nelle risoluzioni che nelle efficienze.

3.3.3 Ricostruzione nel calorimetro con uso di reti neuronali

Oltre a CATRAS c'è un altro algoritmo che ricerca tracce nel calorimetro: CLUNET. Questo elabora le informazioni provenienti dai moduli del calorimetro e, attraverso un sistema di reti neuronali, ricostruisce dei "cluster" assegnando a ciascuno di essi una probabilità di essere di natura adronica, elettromagnetica, o muonica. Per "imparare" a riconoscere la natura della particella la rete è stata "allenata" su eventi di pioni, elettroni e muoni raccolti durante un run di calibrazione.

Anche in questo caso,come per CATRAS , la ricostruzione delle tracce è bidimensionale e viene fatto un tentativo di associare tridimensionalmente le due proiezioni usando le informazioni provenienti dal target tracker e dallo spettrometro.

Usando tutte le tracce bidimensionali di CLUNET e non solo quelle individuate come m.i.p., si sono calcolate le risoluzioni all'ingresso del calorimetro. Il motivo verrà chiarito quando si descriverà la procedura di associazione a pag. 97 nel paragrafo 3.4.2.

Anche in questo caso si è distinto fra *dimuoni* e CC. Per la forma del fondo vale quello già detto per CATRAS. Si è sottratto un fondo piatto nella posizione e in angolo in entrambi i canali (fig. 3.14); la scelta di sottrare un fondo piatto anche in angolo nasce dalla costatazione che, per CLUNET, il segnale ha una larghezza molto minore di quella del fondo. Dalla figura 3.14 risulta che *dimuoni* e CC hanno risoluzioni uguali entro gli errori. I risultati del fit in funzione dell'impulso sono indicati in tabella 3.6, quelli del fit delle risoluzioni con la funzione $\sqrt{(a/p)^2 + b^2}$ sono in tabella 3.7.

Impulso(Gev)	σ(cm)	σ(mrad)
25.	1.4±0.1	6.5±0.2
20	1.4±0.1	7.0±0.2
17	1.4±0.1	7.1±0.2
14	1.4±0.1	7.2±0.2
12	1.6±0.1	7.3±0.3
10	1.5± 0.1	7.8±0.3
7	2.0±0.1	8.2±0.3
4	2.4±0.2	9.9±0.6
3	2.7±0.2	11.1±0.8

Tabella 3.6: Risoluzioni di clunet

Vale la pena notare che le risoluzioni angolari trovate per CLUNET sono molto migliori di quelle di CATRAS: questo nonostante la risoluzione intrin-

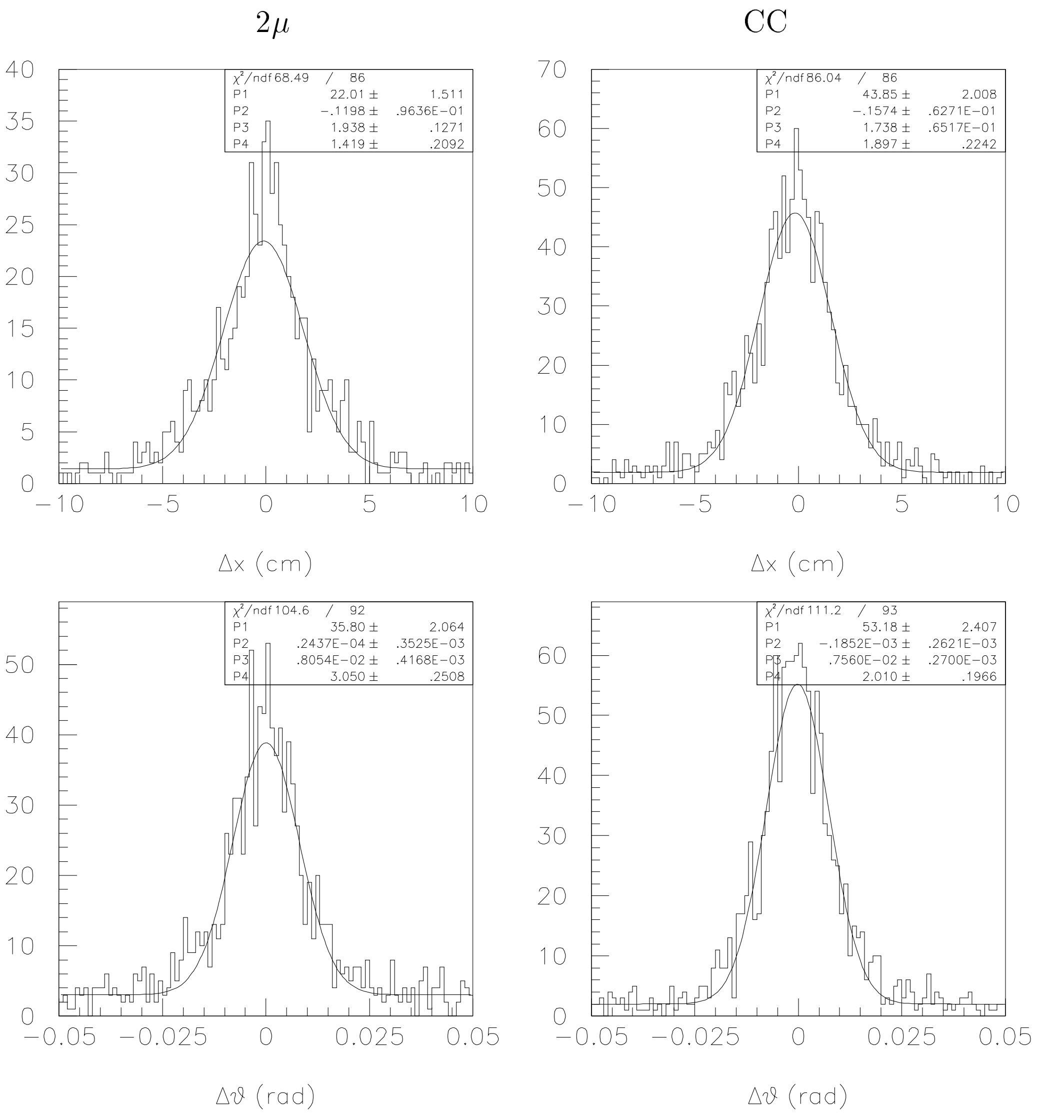


Figura 3.14: In alto: segnale+fondo in posizione, a sinistra *dimuoni* a destra CC. In basso: segnale+fondo in angolo, a sinistra dimoni, a destra CC (CLUNET).

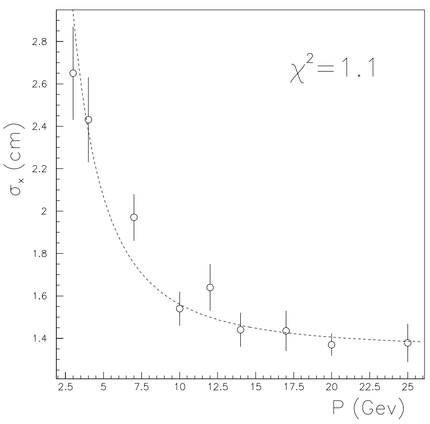


Figura 3.15: Errore in posizione in funzione dell' impulso (CLUNET)

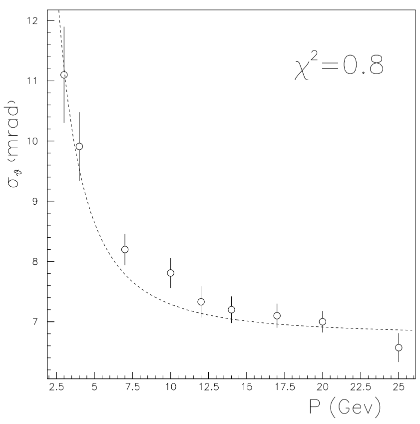


Figura 3.16: Errore nell' angolo in funzione dell' impulso (CLUNET)

Parametro	Posizione	Angolo
a	7.8±0.6cm·Gev	26.8±2.1mrad·Gev
b	1.3±0.1cm	6.8±0.1mrad

Tabella 3.7: Risultati del fit

seca dei moduli del calorimetro sia ovviamente peggiore di quella ottenibile con i tubi a streamer. Per CLUNET però l'angolo del cluster è definito dalla congiungente il vertice primario con la posizione del cluster all'ingresso del calorimetro. In questo modo la risoluzione angolare è determinata, a meno di piccole correzioni, da quella spaziale e dal braccio di leva che separa il calorimetro dalla zona targhetta.

Per calcolare l'efficienza si è distinto il caso in cui una traccia μ di Montecarlo fosse ricostruita fra le tracce bidimensionali di CLUNET dal caso in cui fosse disponibile la ricostruzione tridimensionale. I risultati sono in tabella 3.8. In questo caso, a differenza di CATRAS, l'efficienza dipende dalla carica del μ ed è comunque inferiore a quella ottenuta usando i tubi a streamer. Inoltre non ha un andamento monotono con l'impulso ma presenta un picco attorno a 7 Gev per il μ^- e 4 Gev μ^+.

Questo comportamento è il risultato di più cause. Per il μ^- l'efficienza:

- decresce nella regione a bassi impulsi quando il momento diminuisce poiché l'effetto dominante è il multiplo scattering che rende difficile il tracciamento

- decresce nella regione ad alti impulsi quando ci si muove verso momenti crescenti poiché, sebbene l'accettanza geometrica sia maggiore, l'angolo che il μ^- forma con lo sciame adronico è più piccolo rimanendo così confuso in esso[4]

Il picco non era presente in CATRAS perché l'algoritmo riesce ad aggirare l'ostacolo posto ad alto P dal piccolo angolo iniziando la ricerca guidata dallo spettrometro alla fine del calorimetro dove le tracce sono più aperte.

Per i μ^+ gli argomento descritti sopra sono ancora validi; se ne aggiungono però altri che hanno come effetto quello di spostare il valore dell'impulso al quale si ha il massimo di efficienza

[4] Ad esempio sotto 8 Gev σ di $\theta_\mu - \theta_{had}$ vale circa 320 mrad, sopra 12 Gev questa scende a 160 mrad

- la correlazione negativa fra P_{μ^+} e E_{had} complica la ricostruzione per bassi impulsi

- per impulsi crescenti l'avvicinarsi del μ^+ verso lo sciame è peggiorato rispetto a quello che accadeva per il μ^- poiché, in questo caso, il muone è prodotto da una particella appartenente allo sciame adronico

	μ^+		μ^-	
Impulso(Gev)	ε 1 proiez. (%)	ε 3dim (%)	ε 1 proiez. (%)	ε 3dim (%)
25	52.8±4.0	30.7±4.0	66.4±1.7	45.6±1.7
20	52.9±3.2	32.6±3.2	68.2±2.3	46.2±2.3
17	49.4±3.0	30.6±3.0	65.6±2.1	43.2±2.1
14	49.4±3.1	33.1±3.1	66.7±1.8	43.9±1.8
12	56.8±2.6	35.3±2.6	66.7±1.8	44.4±1.8
10	59.3±2.1	40.6±2.1	69.9±1.7	46.9±1.7
7	60.3±2.2	41.3±2.2	73.1±1.5	49.8±1.5
4	61.5±1.1	43.1±1.1	64.0±1.7	42.3±1.7
3	58.5±1.3	35.2±1.3	60.6±2.6	39.4±2.6

Tabella 3.8: Efficienze di CLUNET

3.3.4 Ricostruzione attraverso il magnete esagonale

TRAKDT è il nome del *software* che elabora le informazioni raccolte nel piano di fibre che precede il magnete esagonale e nei due che lo seguono (*diamond tracker* o DT). Lo scopo dell'algoritmo è quello di individuare segmenti di tracce prima e dopo il passaggio attraverso il campo magnetico, connetterli, e fornire così una stima dell'impulso della particella.

Chiaramente avere a disposizione un solo piano di fibre prima del magnete non consente di ricostruire tracce; diventa quindi necessario utilizzare quelle già trovate nella zona targhetta. Proprio questa limitazione fa si che le tracce trovate da TRAKDT siano automaticamente unite ad una traccia proveniente dal tracciatore a fibre nella zona targetta. Per la nostra finalità di seguire una traccia lungo tutto il rivelatore risulta quindi importante studiare solo gli errori commessi dal DT dopo il magnete.

Nella zona successiva al magnete, invece, TRAKDT riesce a lavorare in maniera indipendente sfruttando al più, senza però esserne vincolato, i tubi a streamer prima del calorimetro e le tracce ricostruite nello spettrometro.

Poiché si vuole in seguito unire le tracce trovate nel DT con quelle trovate dal calorimetro gli errori sono calcolati all'ingresso di quest'ultimo.

Per il fondo vale il discorso fatto per CATRAS: si è sottratto sia per i *dimuoni* che per i CC un fondo piatto in posizione e in angolo. Il segnale è stato fittato con una gaussiana e le σ così trovate per i due canali risultano uguali entro gli errori (ved. fig 3.17). Le risoluzioni in funzione dell'impulso sono in tabella 3.9; lì è indicata anche l'efficienza che un μ di montecarlo entrato nel calorimetro sia ricostruito, entro i tagli, come traccia del DT. Questa efficienza non è molto alta principalmente a causa della limitazione dell'algoritmo in eventi energetici. Infatti in questi casi il combinatorio fra tracce prima e dopo il campo magnetico diventa così elevato da costringere ad imporre un taglio e tenere solo le tracce che, curvando poco, sono più facilmente prolungabili: questo inevitabilmente taglia tracce a basso impulso.

3.3.5 Ricostruzione nella zona targhetta

Il *software* che elabora le informazioni del tracciatore a fibre nella zona targhetta (*target tracker* o TT) e fornisce le predizioni per lo scanning in emulsione è chiamato SGTATR. A causa dell'efficienza non elevata del DT, in previsione della costruzione di un algoritmo di associazione lungo tutto il rivelatore, sarà necessario ammettere la possibilità di connettere direttamente le tracce nella zona targhetta con quelle del calorimetro saltando il segmen-

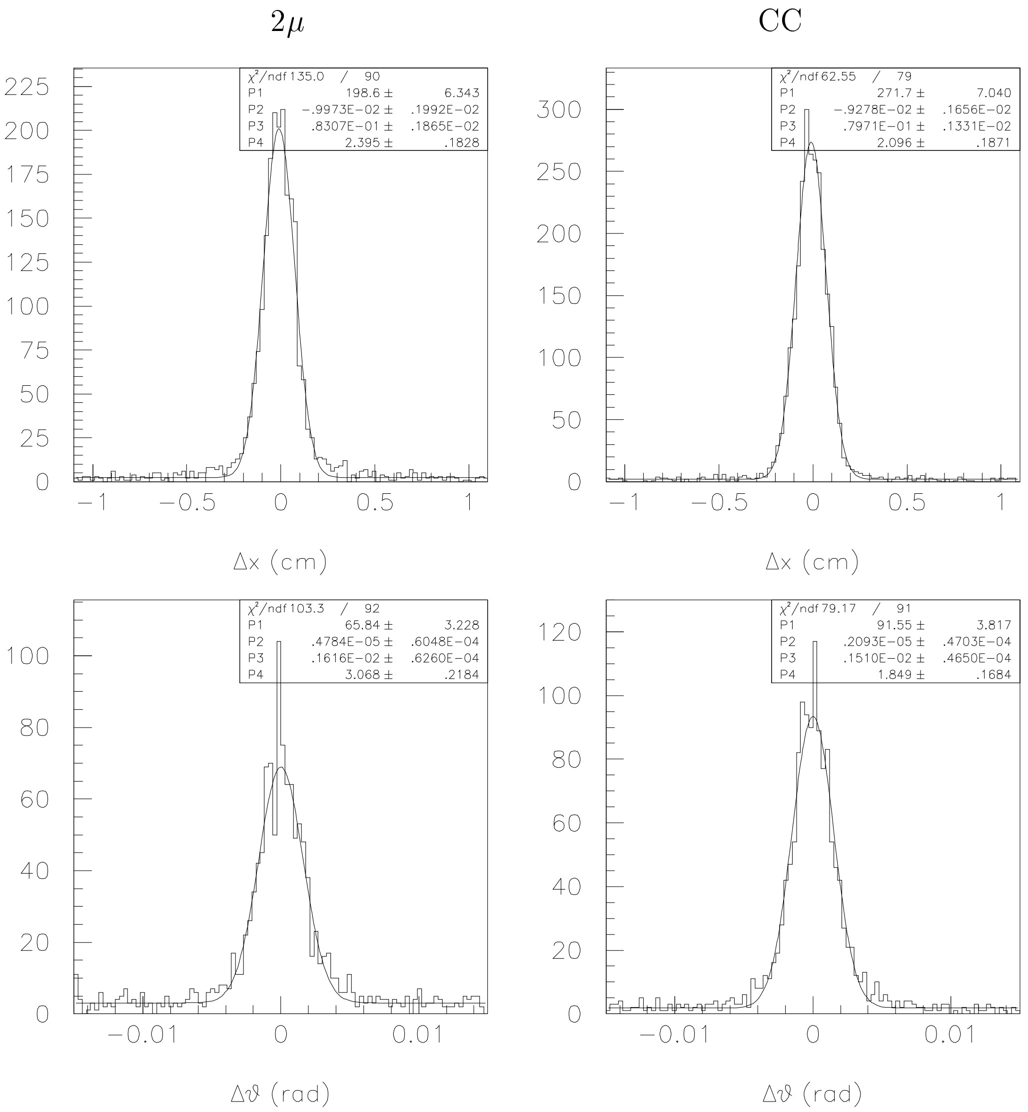


Figura 3.17: In alto segnale+fondo in posizione, a sinistra *dimuoni* a destra CC. In basso segnale+fondo in angolo, a sinistra dimoni, a destra CC.(DT)

Impulso(Gev)	σ(mm)	σ(mrad)	ε (%)
2.6	1.7±0.1	4.8±0.2	36.9±6.0
4.0	1.2±0.1	3.4±0.1	49.4±4.5
6.0	1.0±0.1	2.3±0.1	63.0±3.7
8.0	0.8±0.1	1.8±0.1	66.5±3.4
10.	0.8±0.1	1.6±0.1	71.6±3.2
12.0	0.7±0.1	1.1±0.1	69.9±3.4
15.5	0.7±0.1	0.9±0.1	77.7±2.0
19.0	0.6±0.1	0.8±0.1	78.5±2.4
20.0	0.6±0.1	0.8±0.1	76.4±1.8

Tabella 3.9: Risoluzioni ed efficienze del DT

Parametro	Posizione	Angolo
a	4.4±0.1mm·Gev	13.2±0.2mrad·Gev
b	0.6±0.1mm	0.5±0.1mrad

Tabella 3.10: Risultati del fit

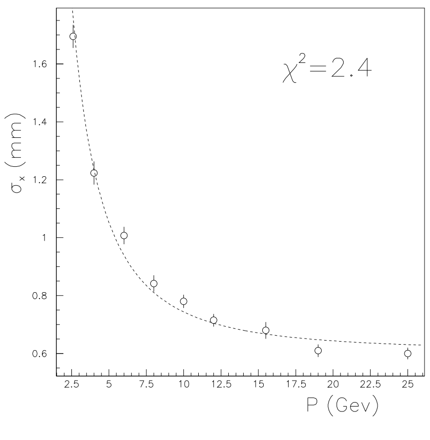


Figura 3.18: Errore in posizione in funzione dell' impulso(DT).

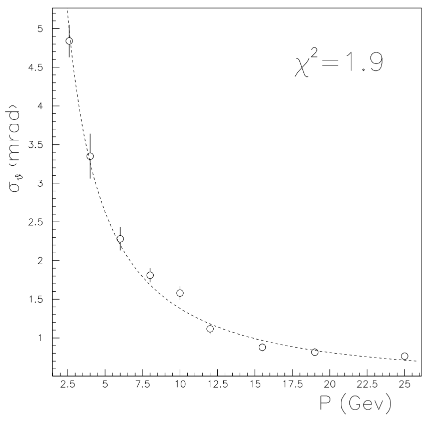


Figura 3.19: Errore in angolo in funzione dell' impulso(DT).

to del DT. Quindi si sono calcolate le risoluzioni del TT all'ingresso nel calorimetro.

Inoltre, per superare l'ostacolo che si presenta quando, in eventi molto energetici, il *software* del calorimetro non riesce a tracciare il μ perché non è sufficientemente isolato dallo sciame che lo attraversa, si ammette la possibilità che le tracce ricostruite da SGTATR si connettano direttamente con lo spettrometro. Quindi si sono calcolate anche le risoluzioni TT-spettrometro.

TT-Calorimetro Le tracce del TT confrontate con i μ all'ingresso del calorimetro hanno una risoluzione tipica di pochi mrad in angolo e inferiore ai 2 cm. in posizione. La larghezza del segnale è molto minore di quella del fondo (non più di 20 mrad contro 200 mrad), per questo motivo è stato sottratto un fondo piatto in posizione e in angolo sui due canali. Il risultato è mostrato in fig 3.20. Le risoluzioni così calcolate sono indicate in tab. 3.11.

I valori ottenuti dai fit delle risoluzioni con la funzione $\sqrt{(a/p)^2 + (b)^2}$, indicati in tab 3.12, sono stati confrontati con quelli aspettati. Per le risoluzioni angolari si prevede una forma funzionale pari a $\sqrt{(31.6/p)^2 + (1.6)^2}$mrad; per quelle in posizione il confronto è eseguito con $\sqrt{(4.7/p)^2 + (4.2)^2}$cm, dove p è in Gev. I parametri che compaiono in queste funzioni sono state ricavate considerando i seguenti contributi:

- la distribuzione del materiale nel rivelatore e le relative lunghezze di radiazione
- la distribuzione dei vertici nelle emulsioni
- la procedura con cui il SGTATR esegue il fit
- il passaggio attraverso il campo del magnete esagonale
- la risoluzione angolare del TT

La deflessione provocata dal campo magnetico è data dalla formula $\theta_{in} - \theta_{out} = \frac{\int B.dl}{3.33p}$. La risoluzione angolare del TT si è ottenuta confrontando l'angolo all'uscita del modulo di emulsione in cui è nato l'evento con la sua ricostruzione da parte di SGTATR. È risultato essere di circa 1.6 mrad e indipendente dall'angolo della traccia almeno nell'intervallo angolare in studio.

La stima delle risoluzioni TT-calorimetro così calcolata manca del contributo dato dalle tracce che attraversano gli avvolgimenti del magnete (circa il 15%); si è inoltre trascurato completamente il materiale che sta fra il magnete e il calorimetro (meno di 1/2 X_0). Il risultato ottenuto ben si accorda con le risoluzioni misurate (fig 3.23 e 3.24) fornendo un χ^2 normalizzato agli 11 gradi di libertà di 2.4 per l'angolo e 1.5 per la posizione.

Impulso(Gev)	σ(mm)	σ(mrad)	ε (%)
2.8	17.3±1.1	14.4±1.5	70.7±2.6
4	12.8±0.6	9.3±0.4	79.4±2.5
6	9.1±0.3	6.8±0.2	83.6±2.2
8	7.5±0.2	5.4±0.1	80.1±2.3
10	6.2±0.2	3.9±0.1	83.4±2.3
12	5.7±0.2	3.5±0.1	85.6±2.2
15.5	5.1±0.2	2.9±0.1	81.3±2.2
18	4.5±0.2	2.5±0.1	84.5±1.8
25	4.3±0.2	1.9±0.1	83.5±1.4

Tabella 3.11: Risoluzioni ed efficienze del TT

Parametro	Posizione	Angolo
a	47.5±1.9mm·Gev	34.9±0.5mrad·Gev
b	4.2±0.1mm	2.0±0.1mrad

Tabella 3.12: Risultati del fit

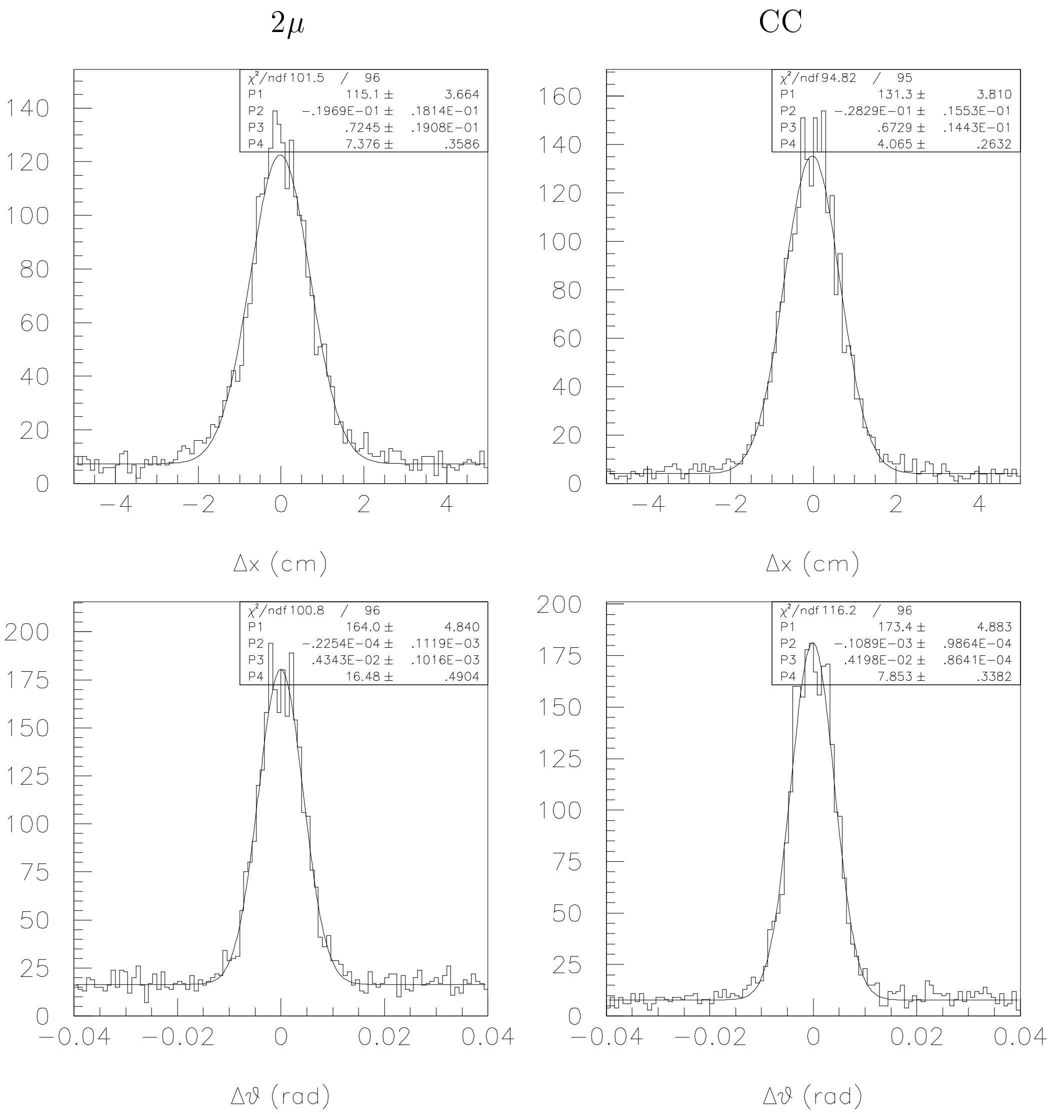


Figura 3.20: In alto segnale+fondo in posizione, a sinistra *dimuoni* a destra CC. In basso segnale+fondo in angolo, a sinistra dimoni, a destra CC (TT-Calorimetro).

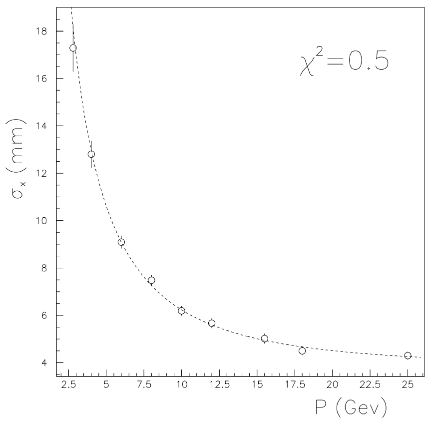


Figura 3.21: Errore in posizione in funzione dell' impulso(TT-Calorimetro).

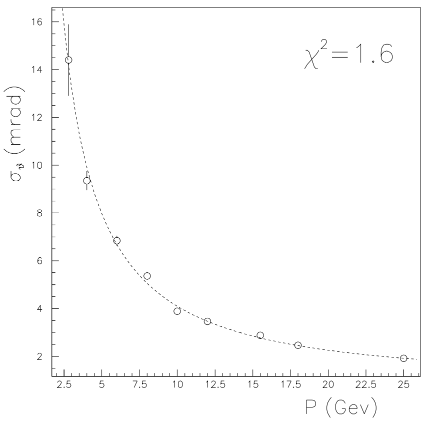


Figura 3.22: Errore in angolo in funzione dell' impulso(TT-Calorimetro).

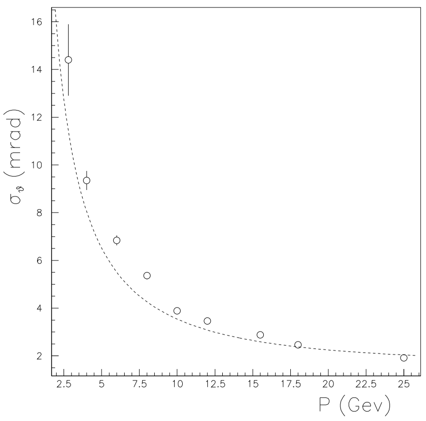


Figura 3.23: Risoluzione stimata in angolo del TT-calorimetro.

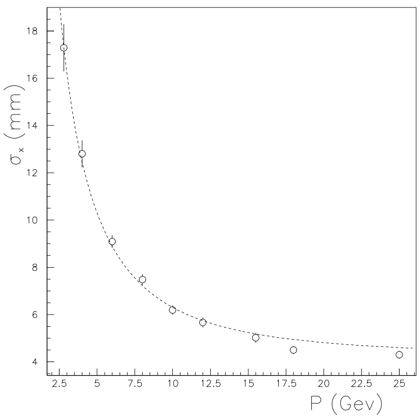


Figura 3.24: Risoluzione stimata in posizione del TT-calorimetro.

TT-Spettrometro Le risoluzioni all'ingresso dello spettrometro sono state calcolate con il solito metodo sottraendo come fondo quello trovato per SAMTRA (ved. fig. 3.6 e 3.7). Il risultato è mostrato in figura 3.25. Anche in questo caso i CC hanno una risoluzione comparabile a quella dei *dimuoni*. In tabella 3.13 sono raccolti i risultati dei *dimuoni* con le efficienze di associazione tridimensionale entro 3,5 σ in angolo e posizione. Il fit con la funzione $\sqrt{(a/p)^2 + (b)^2}$, il cui risultato è indicato in tabella 3.14, è mostrato in figura 3.26 e 3.27. Questi mostrano che il contributo dominante alle risoluzioni TT-spettrometro sono date dal multiplo scattering all'interno del calorimetro e sono in accordo con quelli aspettati. Infatti, sfruttando la simulazione completa del calorimetro di CHORUS, si è calcolato che la deflessione subita da un μ che, all'ingresso dello spettrometro, ha un impulso di circa 1 Gev, ha una σ di 174±8 mrad. Lo spostamento ha, invece, una distribuzione con deviazione standard di 18±1 cm. Si è dovuto ricorrere alla simulazione completa per tener conto correttamente dell'effetto combinato della perdita di energia del μ e della dipendenza del multiplo scattering dall'impulso poiché lo spessore totale attraversato dal muone corrisponde a circa 10^3 g/cm^3.

Impulso(Gev)	σ(cm)	σ(mrad)	ε (%)
25	1.2±0.1	9.5±0.5	85.6±1.4
19	1.5±0.1	12.0±1.0	89.7±2.2
17	1.6±0.2	12.9±1.3	89.4±2.2
13	1.9±0.1	15.0±0.9	86.6±1.6
12	2.2±0.1	17.5±1.6	85.8±2.2
9.5	2.6±0.2	20.3±2.4	81.8±1.9
6.5	3.4±0.2	29.4±1.4	90.5±1.5
3.5	6.0±0.6	48.1±1.9	85.8±2.0
2.8	9.1±1.0	57.8±2.7	84.4±2.2

Tabella 3.13: Risoluzioni ed efficienze del TT

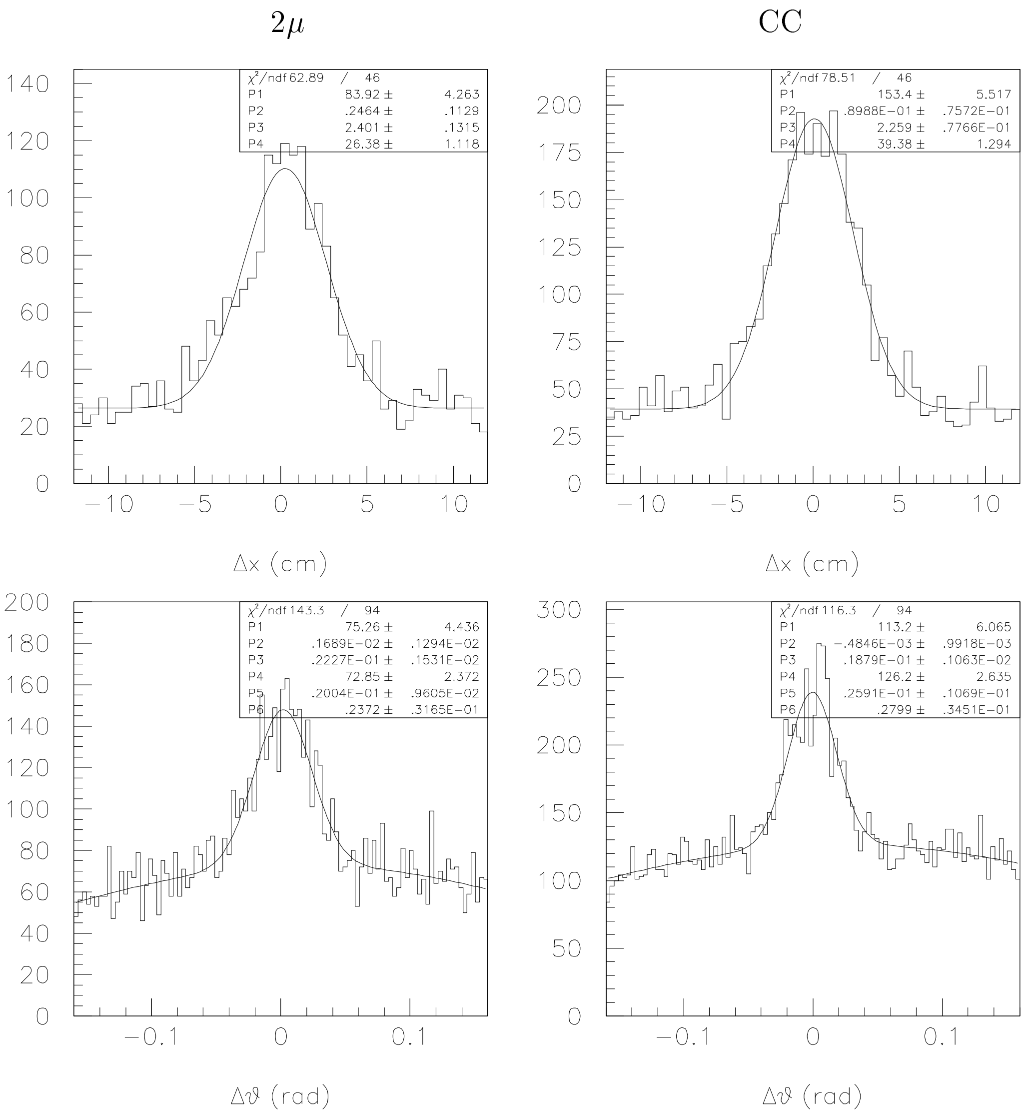


Figura 3.25: In alto segnale+fondo in posizione, a sinistra per i *dimuoni*, a destra per i CC. In basso segnale+fondo in angolo, a sinistra per i *dimuoni*, a destra per i CC.(TT-Spettrometro)

Parametro	Posizione	Angolo
a	22.8±0.9cm·Gev	171.2±4.1mrad·Gev
b	0.8±0.1cm	7.2±0.6mrad

Tabella 3.14: Risultati del fit

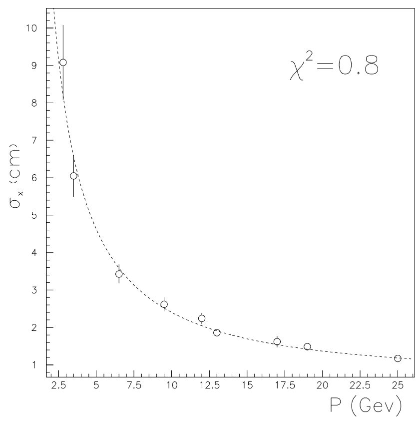


Figura 3.26: Errore nella posizione in funzione dell' impulso (TT-Spettrometro)

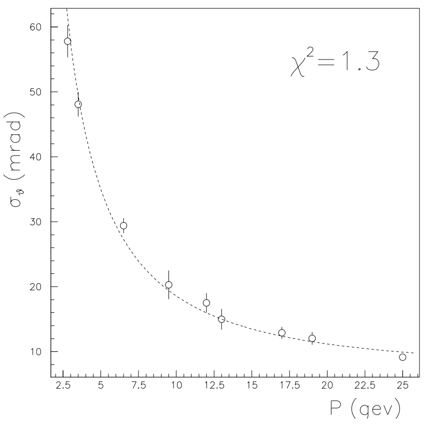


Figura 3.27: Errore nell' angolo in funzione dell' impulso (TT-Spettrometro)

3.4 Efficienza di associazione

3.4.1 Identificazione del μ

Per costruire un algoritmo che cerchi muoni è necessario stabilire una definizione operativa di tale particella. Il rivelatore più adatto ad individuarli è sicuramente lo spettrometro. Si può pensare in prima approssimazione di identificare come μ solo le particelle ricostruite da quest'ultimo. Ciò non è però possibile se si vuole mantenere un efficienza sul segnale non troppo bassa [5]. Infatti, per esempio, nei *dimuoni*, l'efficienza che si può ottenere usando solo lo spettrometro per identificare muoni e connetterli a due tracce del TT uscenti dal primo vertice non supera il 30%.

Infatti la presenza del calorimetro tra la zona emulsione e lo spettrometro costituisce una barriera assorbente per tutti i muoni con energia al vertice di produzione inferiore a 1.8 Gev. Circa il 38% degli eventi ha il μ^+ in questo intervallo di energia. Inoltre anche i μ^+ che superano di poco la soglia di 1,8 Gev sono difficilmente ricostruiti nello spettrometro; infatti quelli nel range 2-4 Gev (circa il 30% degli eventi) sono ricostruiti con un'efficienza che non supera il 40% (vedere tab 3.2). Quindi, in conclusione, meno del 35% degli eventi ha due muoni individuati nello spettrometro. Chiedere che questi siano uniti a tracce del TT li riduce al 30%. Se poi consideriamo il problema di avere individuato tra le tracce del TT entrambi i μ correttamente, vale a dire che in corrispondenza delle due tracce del *target tracker* candidate ad essere μ si trovino davvero dei muoni, questa efficienza scende ulteriormente arrivando sotto il 27%.

È necessario, quindi, rendere più ampia la definizione di muone e identificare come tale anche una traccia ricostruita solo nel calorimetro. Si devono,

[5] Ricordiamo infatti che gli eventi che si ricercano ($D_s \to \tau\nu_\tau, \tau \to \mu\nu$) sono dell'ordine di poche decine e quindi è necessario avere un'efficienza alta per ottenere un segnale che sia di qualche utilità per le misure che si vogliono effettuare

però, sfruttare le informazioni sul rilascio di energia per discriminare fra μ e non μ. Infatti la presenza del calorimetro garantisce che le tracce ricostruite dallo spettrometro siano con alta probabilità delle m.i.p. mentre per il calorimetro questa non è certamente un'ipotesi vera.

Si vuole ora mostrare come, usando le ricostruzioni di tracce nel calorimetro fornite da CATRAS e CLUNET, sia possibile ampliare la definizione operativa di muone e quali siano i limiti di tale estensione.

La natura dei cluster ricostruiti da CLUNET è molto ben definita. Infatti basta vedere la distribuzione di probabilità che una traccia sia una mip riportata in figura 3.28. Questa ha due picchi ben distinti e separati. Il primo

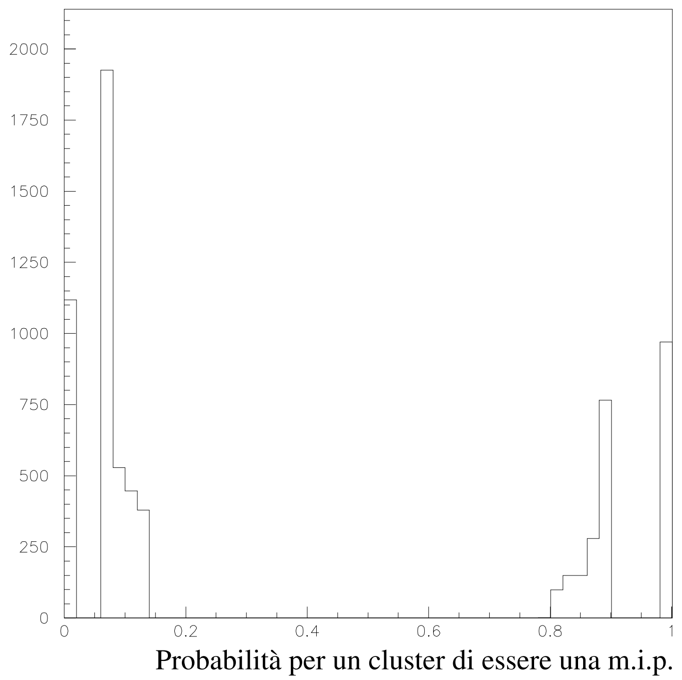


Figura 3.28: Distribuzione di probabilità che un cluster ricostruito da CLUNET sia una m.i.p.

corrispondente alla probabilità di essere una mip inferiore al 15% ed un altro per probabilità superiore a 70%.

CLUNET ha però, come svantaggio, una scarsa efficienza di ricostruzione: infatti è individuato meno del 50% dei μ^- e del 40% dei μ^+. Un'ulteriore limitazione è data dal fatto che mediamente più tracce del TT risultano associabili entro i tagli con un singolo cluster. Le cause sono la scarsa precisione spaziale con cui i cluster sono ricostruiti e l'impossibilità di utilizzare la determinazione dell'angolo fornita da CLUNET per restringere il numero di tracce del TT associabili. Si ricorda, infatti, che esiste una stretta correlazione fra le due grandezze, angolo e posizione, come discusso nel paragrafo 3.3.3, e quindi se una traccia del TT è compatibile con un cluster in posizione allora lo sarà anche in angolo.

Le altre traccie che vengono ricostruite nel calorimetro sono quelle di CATRAS. CATRAS ha un'alta efficienza di ricostruire muoni, dell'ordine del 80% per muoni di impulso superiore a 3 Gev; ha però lo svantaggio di non avere un buon identificatore di particelle. Ad esempio sui CC fra tutte le tracce bidimensionali che ricostruisce e che considera compatibili con l'essere muoni ben il 40% non lo sono. È quindi necessario studiare se esistano tagli opportuni che, senza far perdere troppo efficienza sul segnale, riducano fortemente questo fondo.

Le grandezze che caratterizzano una traccia di CATRAS sono la coordinata d'inizio, quella di fine, il numero di punti che la formano e il valore del χ^2. Queste hanno valori molto differenti per le tracce che corrispondono ai muoni rispetto alle altre (vedere figure 3.29 e 3.30). Quindi fissare tagli su queste grandezze permette di aumentare il rapporto segnale-fondo per CATRAS. Il risultato di queste selezioni è in tabella 3.15. Applicando tutti questi tagli contemporaneamente si seleziona 85% del segnale e 24% del fondo: questo riduce la percentuale di fondo al 16% dal 40% originario.

In conclusione l'uso delle tracce del calorimetro per identificare i muoni, se da un lato aumenta l'efficienza, dall'altro introduce un fondo non trascurabile, diminuendo il rapporto segnale-fondo ottenibile con il solo spettrometro.

Riassumendo un μ è definito come quella traccia del TT che, entro le risoluzioni calcolate in precedenza, si connette ad una traccia tridimensionale dello spettrometro oppure si associa, separatamente nelle due proiezioni, a tracce di CLUNET con almeno il 60% di probabilità di essere una mip o a tracce di CATRAS che superano i tagli indicati sopra.

Il passo successivo alla definizione di μ è la stima del suo impulso per poter usare, nell'associazione, le risoluzioni determinate in precedenza, che sono fortemente dipendenti dall'impulso del muone.

Quando un muone è identificato nello spettrometro si usa il valore dell' impulso misurato. Si ricorda che l'errore che SAMTRA commette nel calcolare questo grandezza, fino a 20 Gev, è praticamente costante, ed è pari a circa il 15%.

L'efficienza di misurare il segno della carica corretta per muoni ricostruiti all'interno delle tolleranze, vale circa il 99.6% per i μ^- e 98% per i μ^+ , dove questi sono i valori integrati sugli spettri degli eventi di *dimuoni*.

Quando il muone è identificato solo dal calorimetro si può considerare, tenendo conto del taglio sulla lunghezza della traccia, un impulso medio di circa 1,7 Gev. Chiaramente in questo caso non è possibile determinare il segno della carica.

	Oltre 8 punti	Inizio < 265cm	Fine>400 cm	χ^2/ndf <20
Segnale	89%	97%	91%	94%
Fondo	33%	83%	39%	74%

Tabella 3.15: Percentuale delle tracce di CATRAS che superano i tagli separate in μ e non μ

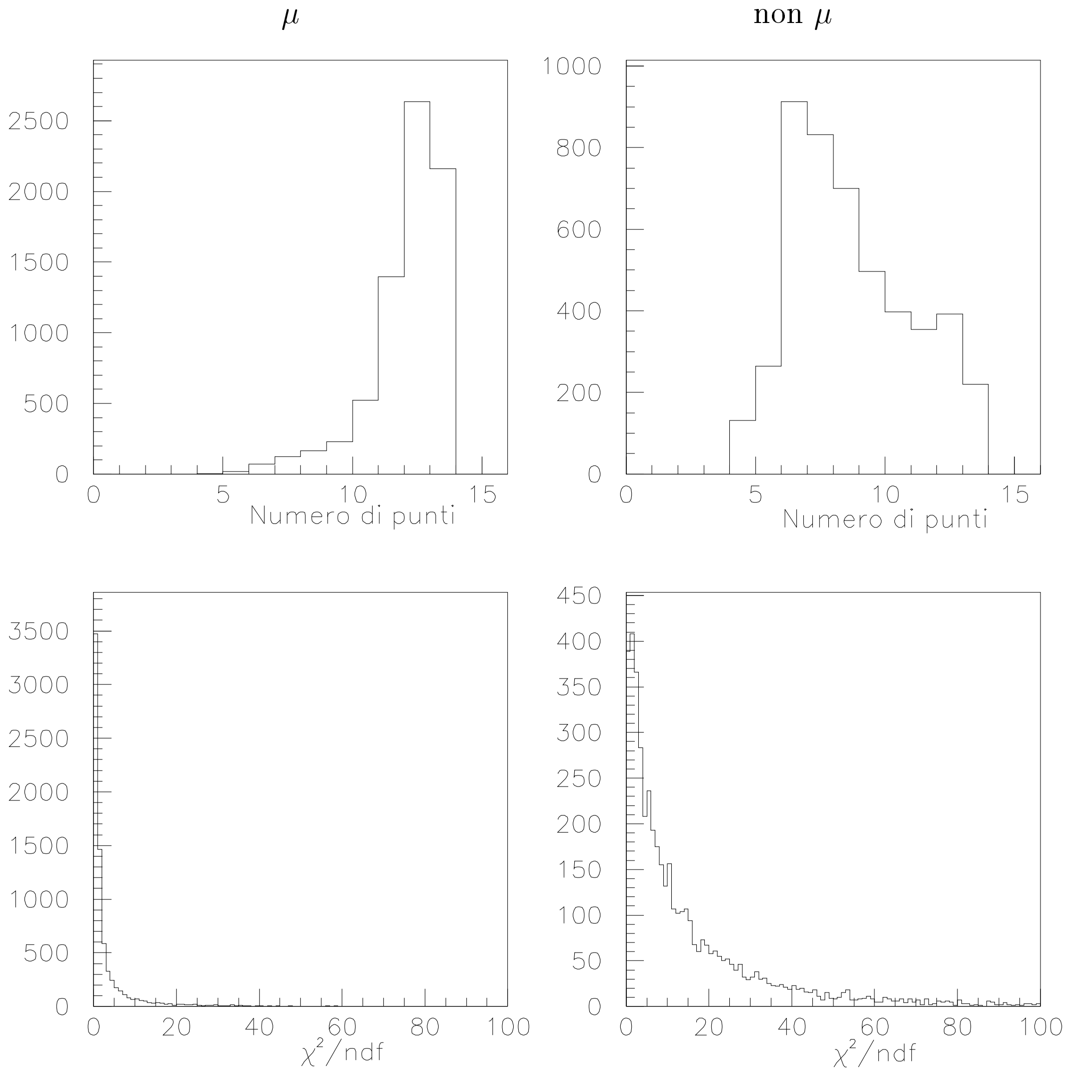


Figura 3.29: Confronto dei parametri delle tracce di CATRAS fra mu e non mu. Sulla sinistra i μ, sulla destra le altre tracce. In alto il numero di punti che compongono una traccia e in basso il valore del χ^2 normalizzato ai gradi di libertà

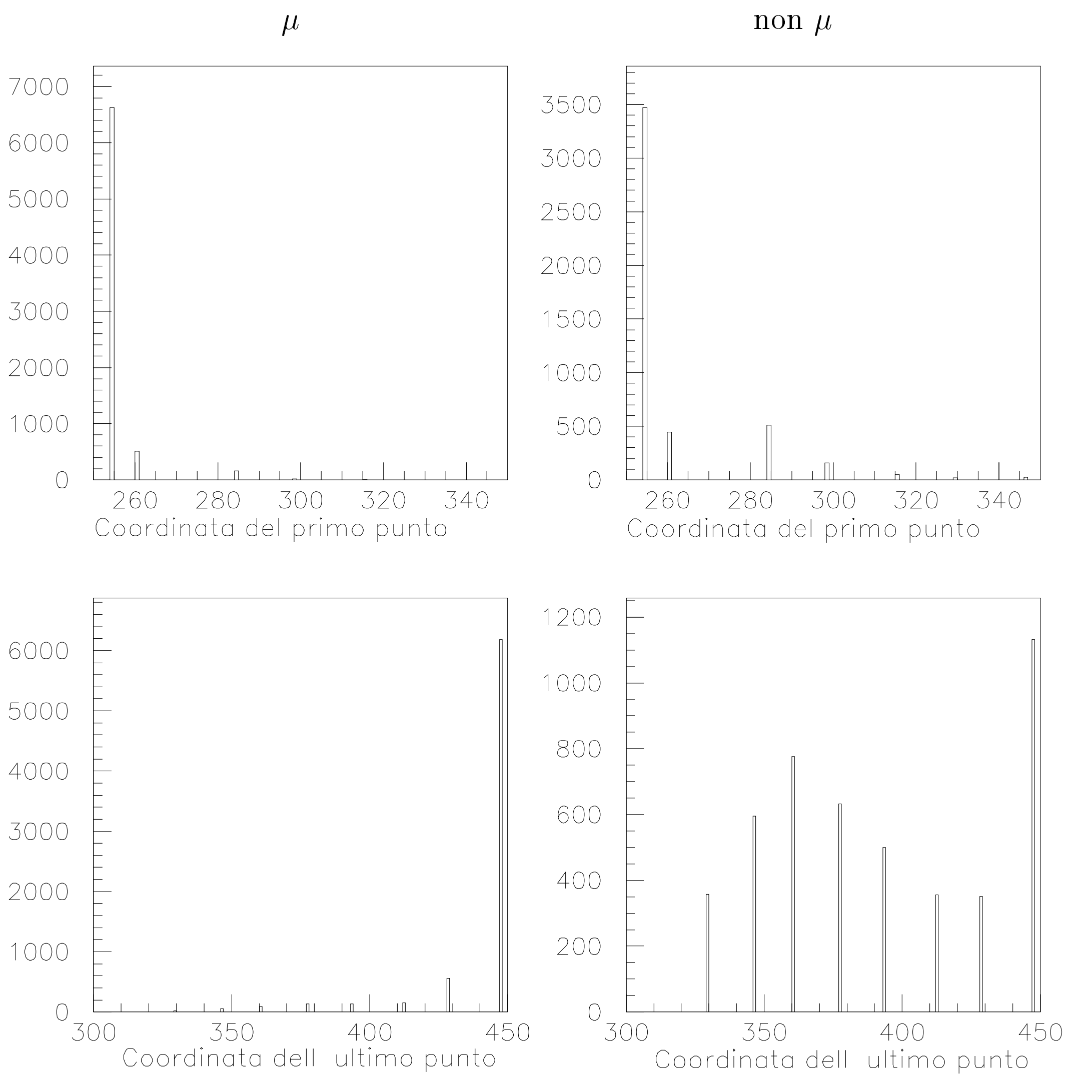


Figura 3.30: Confronto dei parametri delle tracce di CATRAS fra mu e non mu. Sulla sinistra i μ, sulla destra le altre tracce. In alto la prima coordinata della traccia, in basso l'ultima

3.4.2 Struttura dell'algoritmo

Si fornisce ora una breve descrizione dell'algoritmo che si è costruito per determinare il numero di muoni presenti nell'evento e la loro corrispondenza con le tracce del TT.

Ricordiamo che quello che si vuole fare è unire i vari segmenti ricostruiti dai subdetetcor per ottenere il completo sviluppo di una traccia in tutto l'apparato.

Per far questo tutti questi segmenti sono stati divisi in due classi : "upstream" e "downstream". Nella classe "upstream" ci sono i segmenti ricostruiti dal TT e dal DT. Nella classe "downstream" sono contenute le ricostruzioni dello spettrometro e del calorimetro. Le due classi sono molto differenti: la "downstream" include rivelatori che non hanno grande risoluzione spaziale e quindi angolare, ma sono però gli unici utili per identificare la presenza di muoni. La classe "upstream" contiene invece rivelatori con elevata risoluzione spaziale e angolare, che però non hanno alcuna capacità di riconoscere la natura della particella.

L'associazione fra i segmenti di tracce ricostruiti in rivelatore appartenenti alla stessa classe non è necessaria, perché questi quando possibile risultano già essere connessi dai programmi di ricostruzione dei singoli rivelatori. Quindi l'associazione che si deve realizzare è quella fra le due classi.

Per definire una traccia non si richiede che questa abbia segmenti in ogni rivelatore: si può, cioè, durante l'associazione saltare qualche rivelatore intermedio. Questo avviene principalmente per il DT data la sua limitata accettanza geometrica a causa della presenza degli avvolgimenti. In rari casi, inoltre, si rivela utile anche permettere l'assenza del segmento corrispondente al calorimetro, specialmente in eventi molto energetici, dove gli sciami sviluppatisi in esso, per la loro estensione, coprono quasi completamente il passaggio del μ e ne rendono complicato il tracciamento.

La connessione fra le due classi avviene lungo il cosidetto “piano di associazione”: questo è definito come l’ingresso del calorimetro o dello spettrometro a seconda di quale segmento della classe ”downstream” si stia considerando. È il calorimetro per i segmenti ricostruiti da CATRAS e CLUNET ed è lo spettrometro per quelli ricostruiti da SAMTRA.

I segmenti della classe ”upstream” sono prolungati linearmente fino al piano di associazione. Questo spiega la scelta di posizionare il piano di associazione all’ingresso dei rivelatori della classe ”downstream”. Infatti le misure del TT e del DT, che sono dotati di grande risoluzione angolare e spaziale, quando vengono prolungate, anche se per lunghe distanze (rispettivamente 1m e 2,7m), producono ancora “errori” piccoli, genericamente confrontabili con la risoluzioni tipiche dei rivelatori ”downstream”. Inoltre l’associazione è facilitata dalla maggiore apertura delle tracce nei rivelatori più distanti dalla zona targhetta. L’inverso, cioè prolungare quelle ”downstream” verso quelle ”upstream”, non è possibile; così facendo si otterrebbero infatti grandi errori e per di più con alto affollamento di tracce all’interno delle tolleranze.

La sequenza di associazioni è

- TT spettrometro[6]
- Parallelamente TT e DT con CATRAS tridimensionale
- Parallelamente TT e DT con CATRAS bidimensionale
- Parallelamente TT e DT con CLUNET bidimensionale

Le tracce di CATRAS per cui si tenta l’associazione sono solo quelle che superano i tagli descritti nel paragrafo precedente, necessari per ridurre la percentuale di fondo.

Le tracce di CLUNET che si cerca di associare sono tutte quelle bidimensionali indipendentemente dalla loro natura di mip. La scelta di utilizzare per l’associazione tutti i cluster è stata fatta per diminuire l’errore di “matching”

[6] L’associazione DT spettrometro non viene tentata perché ha scarsissima probabilità di riuscita, a causa dell’efficienza del DT non molto alta

del muone dovuta alla scarsa precisione di CLUNET. Infatti nell'area definita dalle risoluzioni attorno alla posizione del cluster m.i.p, cadono spesso più tracce del TT. Quindi ci si trova frequentemente nella situazione di dover decidere quale sia, fra tutte le possibile tracce “upstream”, quella corrispondente al muone solo sulla base delle minima distanza spaziale. Per riuscire a ridurre il numero di segmenti del TT compatibili, entro i tagli spaziali, con il cluster m.i.p. si tenta l'associazione con i cluster di qualsiasi natura(vedere fig 3.31). Così, infatti può accadere che alcune tracce del TT compatibili con il muone risultino meglio associate con un cluster non m.i.p. e quindi escluse dalla scelta tra i candidati a muone.

Quando si eseguono in parallelo associazioni con i due rivelatori “upstream” è necessario controllare che non ci sia conflitto fra i due risultati delle associazioni.

Infatti il *software* di ricostruzione del DT connette automaticamente ad ogni traccia del DT una del TT. Quindi nel caso di contemporanea associazione di DT e TT è possibile che la traccia del TT associata e quella indirettamente connessa attraverso il DT siano differenti(vedere figura 3.32). Quando si presenta questo caso è necessario scegliere a quale traccia del TT associare il muone per poterlo cercare in emulsione. La scelta è fatta confrontando la due distanze sul piano di associazione tra la traccia ”downstream” e quella del DT e del TT: si sceglie, naturalmente, quella con distanza spaziale inferiore.

Si è arrivati così a conoscere per ogni traccia del TT uscente dal primo vertice quante e quali tracce ricostruite nel calorimetro o nello spettrometro le sono associate. Applicando la definizione di muone data in precedenza si determina così qual è il numero di μ presenti nell'evento e dove cercarli in emulsione.

In ultimo è necessario descrivere come funziona la procedura di associazione fra le due classi di tracce. Chiamiamo A la classe che comprende le tracce “downstream” e B quella che contiene le tracce “upstream”. Per ogni traccia della classe A si assegna un valore dell'impulso, utilizzato per de-

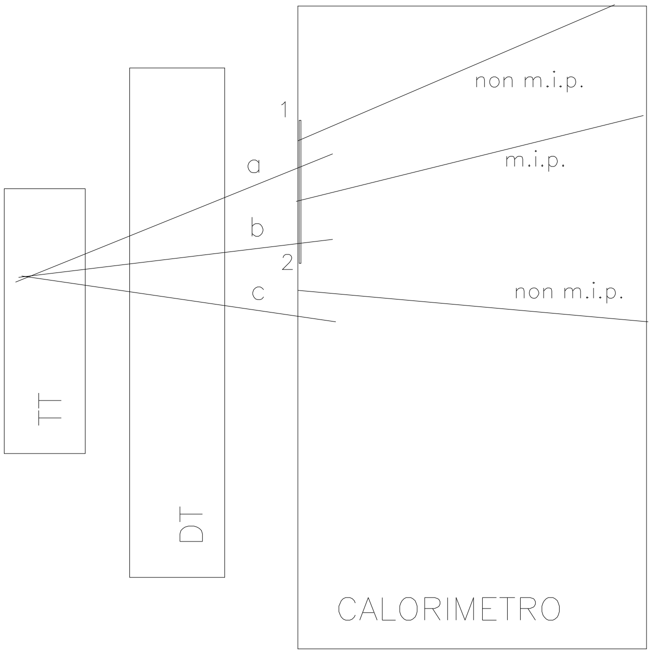


Figura 3.31: In questa figura si mostra l'utilità di associare tutti i cluster di CLUNET e non solo quelli corrispondenti a m.i.p. In questo caso, entro la tolleranza spaziale, indicata con il segmento 1-2, risultano compatibili con il muone le tracce *a* e *b*. Se associamo anche i cluster non m.i.p allora la traccia *a* viene connesse al cluster non m.i.p. in alto e quindi l'unica rimasta compatibile con il muone è la *b*.

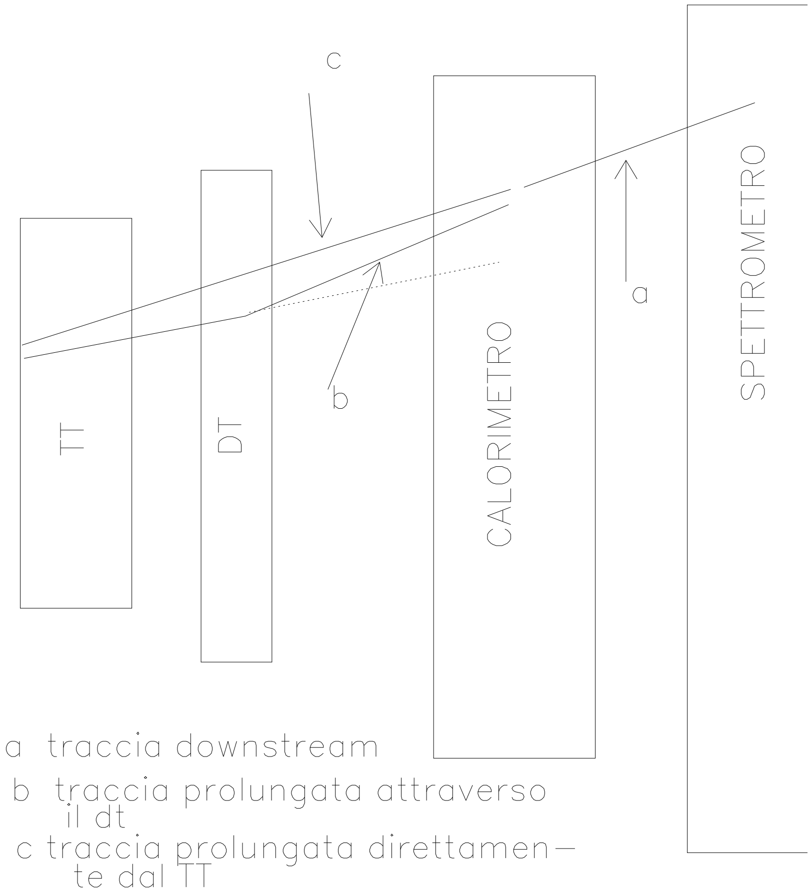


Figura 3.32: In questa figura si può vedere come una traccia "downstream" possa connettersi a due tracce del TT differenti

terminare le tolleranze entro cui associare. Si calcola la distanza, che verrà definita in seguito, fra la prima traccia di A e tutte quelle della classe B e si associa quella che, superati i tagli imposti dalle risoluzioni, minimizza la funzione distanza scelta. Quindi si procede ugualmente per tutte le tracce di A. Se durante l'associazione si presenta il caso di una traccia A_n che come A_j (con j<n) ha come traccia più vicina la stessa B_k allora si confrontano le distanze $A_n - B_k$ e $A_j - B_k$ e si associa B_k a quella con distanza minore. Se questa risultasse A_j allora per A_n si prosegue associando la seconda più vicina. Se invece fosse A_n quella più vicina allora si annullerebbe l'associazione $A_j - B_k$ poi si proseguirebbe il ciclo fino a terminare tutte le tracce di A; a questo punto si inizierebbe un nuovo ciclo per vedere se è possibile associare A_j. Tutto questo si ripete fino a raggiungere l'equilibrio, definito dal raggiungimento di un ciclo in cui non si sono dovute rompere associazioni fatte in precedenza.

Questa struttura della procedura di associazione assicura che, benchè realizzata attraverso dei loop su un insieme di tracce ordinate, non dipende dall'ordine iniziale con cui si numerano la tracce ”downstream” e quindi di fatto assicura il parallelismo fra le associazioni di tutte le tracce A_i.

La funzione distanza bidimensionale usata è:

$$Distanza(A_i(p), B_j) = \frac{\Delta_x}{T_x(p)} + \frac{\Delta_\theta}{T_\theta(p)}$$

dove $A_i(p)$ è la generica particelle della classe A con impulso p e B_j quella della classe B, Δ_x e Δ_θ sono le distanze bidimensionali rispettivamente spaziali e angolari sul piano di associazione fra le due tracce, $T_x(p)$ e $T_\theta(p)$ sono stati calcolati sommando in quadratura le risoluzioni ottenute per le due classi con il montecarlo sul piano di associazione scelto. Se ad esempio si sta associando le tracce del TT con quelle dello spettrometro allora si sommeranno le risoluzioni ottenute per TT-montecarlo all'ingresso dello spettrometro con spettrometro-montecarlo. Le risoluzioni sono state sommate in quadratura perché corrispondono a variabili indipendenti. Se l'associazione è fra tracce tridimensionali allora la funzione distanza è definita come la somma delle distanza nelle due proiezioni.

La scelta della funzione distanza come la somma di quella spaziale e angolare con ugual peso è la scelta minimale che si può fare per considerare entrambi gli aspetti nel matching.

Quando si è descritta la procedura di associazione si è detto che la traccia in A viene connessa minimizzando la funzione distanza con tutte quelle di B con cui supera i tagli. Affinchè due tracce siano considerate compatibili entro i tagli devono verificare

- $\frac{\Delta_x}{T_x(p)} < 3,5$ e $\frac{\Delta_\theta}{T_\theta(p)} < 3,5$ separatamente
- $\frac{\Delta_x}{T_x(p)} + \frac{\Delta_\theta}{T_\theta(p)} < 6$

Si precisa che, nell'applicare i tagli e nel calcolare quindi la funzione distanza, nel caso in cui il valore dell'impulso dello spettrometro risultasse superiore a 20 Gev si sono assunte le tolleranze corrispondenti a P_μ=20 Gev. In questo modo si è evitato di usare i risultati dei fit sulle risoluzioni in zone esterne a quelle in cui sono state determinate; comunque a 20 Gev si è già raggiunta la zona in cui le risoluzioni sono praticamente costanti all'aumentare di p. Chiaramente per il matching prima del calorimetro il valore dell'impulso è stato aumentato di 1.8 Gev/$\cos\theta_\mu$, per tener conto della perdita media di energia per un muone che attraversi il calorimetro.

3.4.3 Efficienza di selezione sul segnale

Applicando l'algoritmo di selezione su eventi di $D_s \rightarrow \tau\nu_\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ si ricavano i dati in tabella 3.16.

Gli eventi sono stati simulati in accordo con la distribuzione di materiale nella zona targhetta e non solo all'interno degli *stack* di emulsione. La frazione di eventi posizionati in emulsione dall'algoritmo di vertice ma generati

Totale eventi generati	2859
Eventi ricostruiti in emulsione	1639
Eventi simulati e ricostruiti in emulsione	1535
Eventi identificati come *dimuoni*	969
Eventi ben identificati come *dimuoni* (1)	921
Eventi identificati come CC	510
Eventi con segno discorde fra quelli in 1	551
Eventi con segno concorde in 1	24
Eventi con segno indefinito in 1	346

Tabella 3.16: Selezione di eventi di D_s attraverso l'algoritmo

altrove si ricava dalla seconda e terza riga e vale 6.4±0.6 . Agli eventi per cui il vertice è stato ricostruito nello *stack* giusto, gli unici cioè analizzabili durante lo scanning, si è applicato l'algoritmo di ricerca dei μ e si è stabilito il numero di *dimuoni* trovati. Fra tutti gli eventi che l'algoritmo etichetta come *dimuoni* si è calcolata, inoltre, la frazione in cui i due μ sono "ben identificati"; cioè quando ciascuna traccia del TT selezionata come μ ha, effettivamente, come traccia Montecarlo più vicina il muone corrispondente.

Detta efficienza di selezione la frazione di eventi nati e ricostruiti in emulsione che sono riconosciuti per avere due muoni, si ottiene per questa grandezza il valore di 63.1±1,2%; se si richiede inoltre di aver "ben identificato" i due μ si scende a 60.0±1,2%.

Ripetendo lo stesso su eventi Montecarlo di *dimuoni* semplici si ottengono i risultati in tab 3.17.

Per questi si ha un'efficienza di selezione uguale al 47.6±1.3% e di buona individuazione dei due muoni pari al 42.7±1.3%.

Il motivo per cui eventi simili fra di loro come $D_s \to \tau\nu_\tau \to \mu\nu$ e *dimuoni* generici da charm hanno efficienze di essere selezionati così diverse risiede essenzialmente nel differente spettro in impulso del μ^+ come già mostrato in

Totale eventi generati	2900
Eventi ricostruti in emulsione	1610
Eventi simulati e ricostruiti in emulsione	1507
Eventi identificati come *dimuoni*	718
Eventi ben identificati come *dimuoni* (1)	644
Eventi identificati come CC	705
Eventi con segno discorde fra quelli in 1	349
Eventi con segno concorde in 1	20
Eventi con segno indefinito in 1	275

Tabella 3.17: Selezione di eventi di *Dimuoni* attraverso l'algoritmo

fig. 3.4. La distribuzione in impulso è poi modulata con l'efficienza di identificazione, definita come la frazione dei muoni ben ricostruiti fra tutti quelli prodotti. L'andamento dell'efficienza, per piccoli impulsi, è velocemente variabile come si può vedere da fig 3.34. L'effetto dei differenti spettri e della modulazione è evidente dal confronto del valor medio dell'impulso prima e dopo la ricostruzione (vedere tab 3.18). Si può escludere invece che la piccola differenza negli spettri del μ^- fra D_s e *dimuoni* possa causare un'efficienza di selezione differente nei due canali. Infatti gli spettri per il muone primario, oltre ad essere molto simili, sono tali che la maggior parte degli eventi cade oltre 5 Gev, in questa zona l'efficienza di ricostruzione ha assunto un andamento quasi costante come si può vedere in fig 3.33.

	$< P_{\mu^+} >$ su tutti gli eventi	$< P_{\mu^+} >$ su quelli ricostruiti
D_s	5.4 Gev	6.6 Gev
Dimuoni	3.7 Gev	5.5 Gev

Tabella 3.18: Variazione del valor medio dell' impulso del μ^+ per effetto della ricostruzione

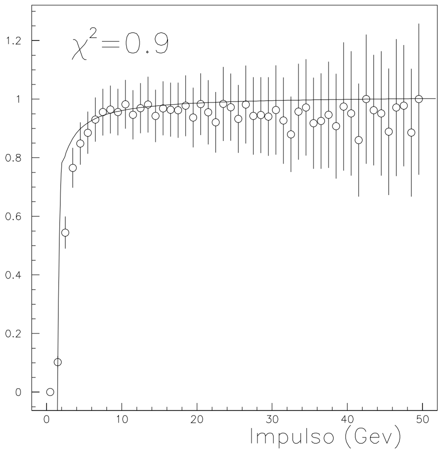


Figura 3.33: Efficienza di identificare il μ^- al variare dell' impulso. La funzione ottenuta con il fit è $1 - 19.4\exp(9.5 - 8.5p) - 0.5/p$

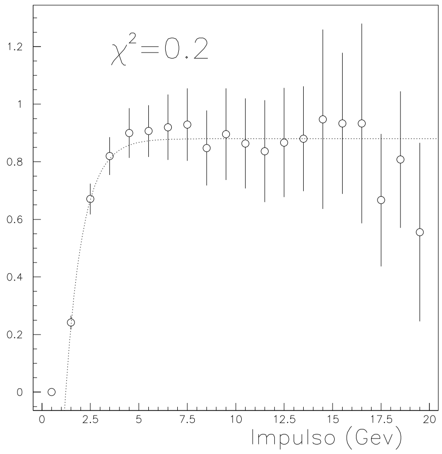


Figura 3.34: Efficienza di identificare il μ^+ al variare dell' impulso. La funzione ottenuta con il fit è $0.88 - 1.15\exp(1.11 - 1.12p)$

Per quanto riguarda l'efficienza di ben ricostruire i due μ si è ottenuto 95% per il D_s e solo il 90% per i *dimuoni*. Questo è dovuto essenzialmente alla maggiore molteplicità di tracce cariche in questi ultimi, tracce che spesso nascono dal vertice di decadimento del charm: il TT ha maggiore difficoltà nel ricostruirle tutte. Infatti in quel 10% di eventi in cui il muone è stato identificato in una traccia sbagliata del TT in circa 2/3 dei casi non sarebbe stato possibile individuare quella giusta perché la traccia corrispondente al muone non era stata ricostruita affatto.

Nel caso del D_s invece il μ^+ è l'unica traccia carica uscente dal vertice di decadimento ed è quindi più facilmente riconosciuta e ricostruita.

3.4.4 Analisi del fondo selezionato dall'algoritmo

Parallelamente allo studio dell'efficienze sul segnale è stata condotta un' analisi sul tipo di fondo e sul motivo per cui questo fondo viene selezionato dall' algoritmo. Tale studio permette di migliorare la comprensione del funzionamento della procedura di selezione e dei suoi limiti, inoltre può suggerire tagli da imporre per ottimizzare il rapporto segnale-fondo.

Per questa analisi sono stati usati eventi Montecarlo di CC che, come si era già accennato, possono avere una topologia che simula quella dei *dimuoni*. L'algoritmo per la ricerca dei *dimuoni*, quando applicato a questi eventi, seleziona una frazione pari a 4.3 ± 0.3, di questi il $34 \pm 4\%$ ha due muoni nel calorimetro.

Si sono studiate alcune variabili cinematiche quali energia adronica ricostruita nel calorimetro, il numero di tracce (ricostruite) e energia della particella erroneamente identificata come μ^+. Queste variabili hanno distribuzioni molto simili per il fondo e il segnale (tabella 3.19), quindi non è possibile discriminare l'uno dall'altro sulla base di esse.

Variabile	Fondo	Segnale
Energia adronica (Gev)	22	21
Numero di tracce al 1° vertice	5,9	4,9
Energia del μ^+	6.2	6.3

Tabella 3.19: Confronto di valori medi di tre variabili cinematiche fra fondo e segnale.

Esiste comunque un parametro che è molto differente fra segnale e fondo: il codice di identificazione. Infatti è stato assegnato un codice differente ad ogni possibile modo di identificare il muone. La percentuale di identificazione dei muoni con i vari algoritmi è riportata in tabella 3.20. Per il differente spettro in impulso dei due muoni ci si aspetta che il μ^+ e il μ^- che formano il segnale siano riconosciuti da algoritmi differenti ed infatti sono riportati separati in tabella 3.20.

Tipo di identificazione	Fondo μ^+	Segnale μ^-	Segnale μ^+
SAMTRA e/o CATRAS tridim.	37±4	91.9±0.5	73.5±0.7
CATRAS bidim.	12.7±3	3.0±0.5	15±1
CLUNET bidim.[a]	50±4	4.2±0.5	11±1

Tabella 3.20: Percentuale di identificazione del μ dai vari algoritmi. a)Sono inclusi in questa classe tutti i muoni identificati in almeno una proiezione con CLUNET

È chiaro che gran parte del fondo proviene dall'identificazione attraverso le tracce bidimensionali di CLUNET.

La decisione di applicare questo taglio viene rimandata però a quando saranno note le procedure di analisi in emulsione e i relativi tempi. A questo punto si potrà valutare quanti eventi sarà possibile inviare allo scanning e quindi ottimizzare su questo valore il rapporto segnale-fondo.

3.4.5 Selezione sui dati e confronto con il Montecarlo

Applicando l'algoritmo di selezione su parte dei dati del 1994 si ricava che il 2.6±0.2% degli eventi con vertice ricostruito in emulsione è considerato dimuone, come si può vedere in tabella 3.21.

Se si rigettano gli eventi che, selezionati come *dimuoni* e misurati entrambi gli impulsi nello spettrometro risultano avere i due muoni concordi, questa frazione scende a 1.89±0.14%. Se invece si escludono quegli eventi in cui almeno un μ è stato identificato da CLUNET allora si ottiene 1.3±0.1%. Per confrontare l'efficienza di questi tagli su dati e segnale si veda tabella 3.22.

Vertice in emulsione	9624
Eventi con 1μ al vertice	6130
Eventi con 2μ al vertice	247
Eventi con i due μ di segno discorde	48
Eventi con i due μ di segno concorde	65
Eventi con i due μ di segno indefinito	134

Tabella 3.21: Selezione su un campione dei dati raccolti nel 1994

Anche per queste selezioni vale quello già detto in precedenza; per ora si mostra il loro effetto ma applicarle o meno si potrà deciderlo solo conoscendo il tempo tipico di scanning per evento.

Tagli applicati	Dati	D_s	*Dimuoni*
Senza alcun taglio	2.56±0.16	63.1±1.2	47.6±1.3
Segno non concorde	1.89±0.14	61.1±1.2	45.0±1.3
Identificazione senza CLUNET	1.33±0.11	53.2±1.2	39.1±1.3

Tabella 3.22: Frazione di eventi selezionati per dati e segnale che superano i tagli indicati. Nella prima riga sono riportate le percentuali di selezione senza applicare alcun taglio.

Per controllare l'affidabilità del Montecarlo si sono confrontate le distribuzioni di alcune grandezze fra le più significative per eventi con due μ fra Montecarlo e dati. Gli eventi simulati selezionati per il confronto sono le CC di ν_μ. Le grandezze scelte sono i valori degli impulsi dei due muoni come ricostruiti dallo spettrometro e l'energia depositata nel calorimetro.

Le distribuzioni sono in figure 3.35, 3.36 e 3.37.

L'impulso del μ^- e l'energia adronica, sebbene con statistica non elevata, sembrano avere distribuzioni simili. Il confronto nella distribuzione dell'impulso del μ^+ è limitato dal numero di eventi; comunque notiamo nei

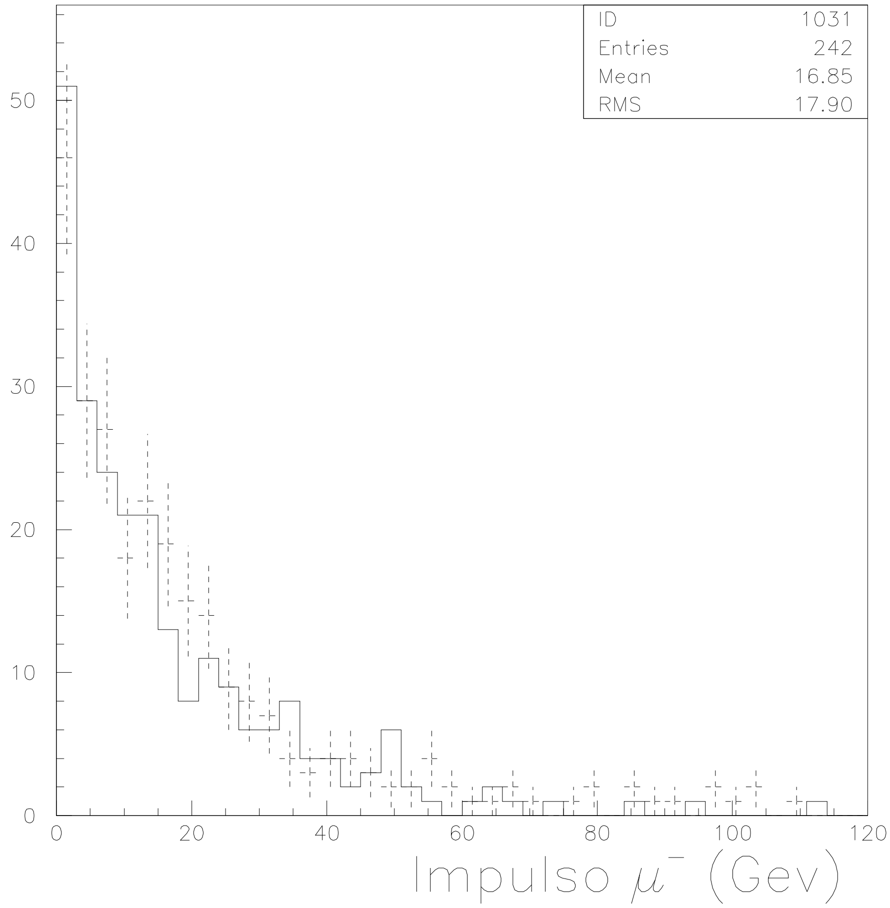


Figura 3.35: Distribuzione dell' impulso del μ^- in eventi identificati come *dimuoni*. La linea a tratto continuo corrisponde ai dati l' altra al montecarlo. Le due distribuzioni sono normalizzate allo stesso numero di eventi.

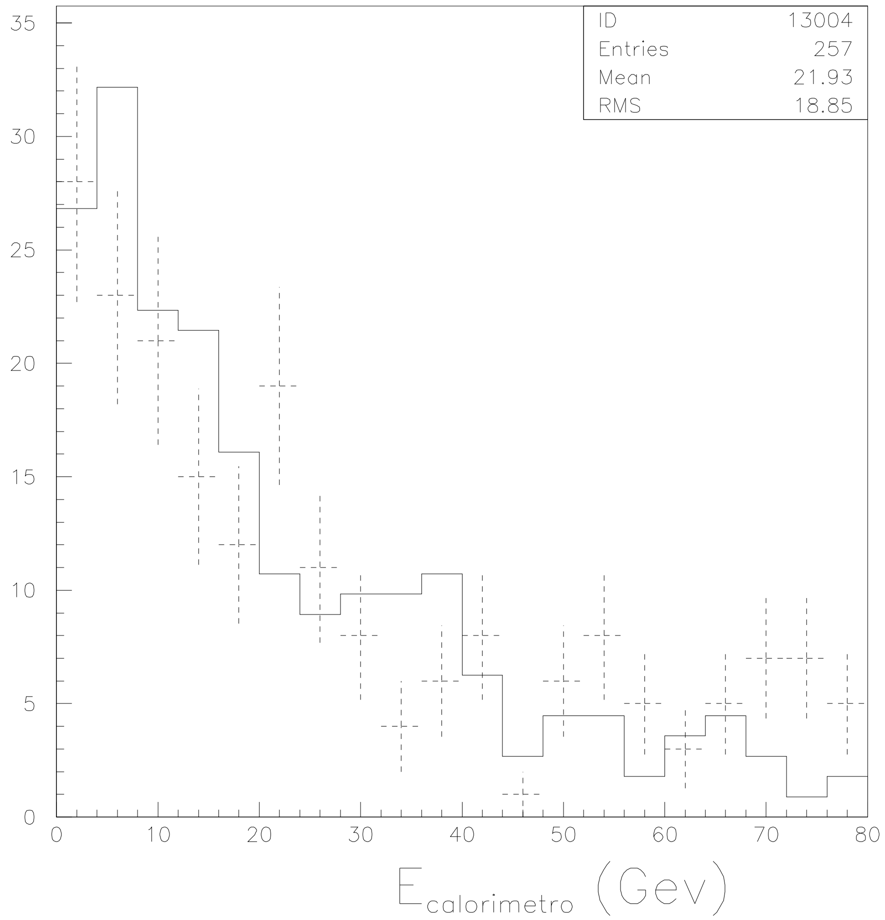


Figura 3.36: Distribuzione dell' energia rilasciata nel calorimetro. La linea continua corrisponde ai Montecarlo, l' altra ai dati.

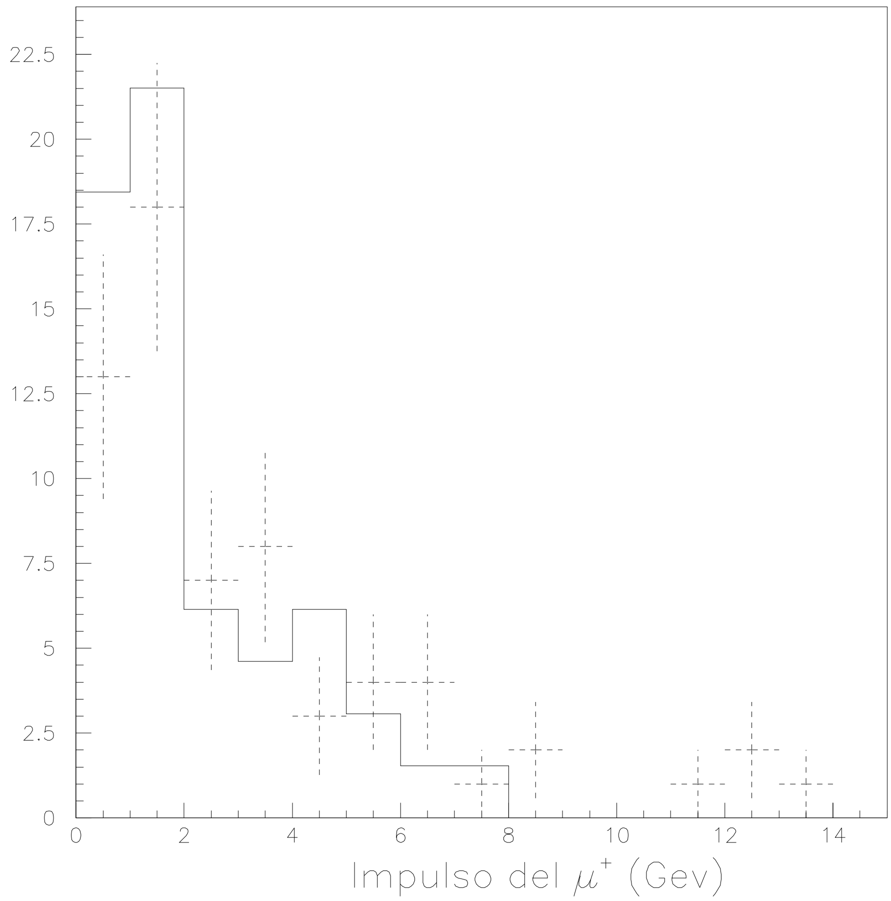


Figura 3.37: Distribuzione dell 'impulso del μ^+ come ricostruta dall spettrometro. La linea a tratto continuo corrisponde al Montecarlo, i punti sperimentali sono invece indicati con punti ed errori.

dati una coda ad alto impulso non presente nei CC. Parte di questa coda si può spiegare per la presenza nel fascio di una componente di $\overline{\nu}_\mu$. Infatti l'interazione a corrente carica dei $\overline{\nu}_\mu$ da luogo al muone primario di segno positivo. Per stimare quanti μ^+ provenienti da antineutrini ci si aspetta si può considerare che il rapporto fra il numero di eventi selezionati come *dimuoni* da $\overline{\nu}_\mu$ e ν_μ sul fascio di CHORUS è circa 2.4%. Poiché l'efficienza di rivelare il μ secondario è più alta per quelli prodotti da antineutrini che da neutrini[7], si arriva a prevedere, sulla statistica che abbiamo, 3-4 eventi con due muoni prodotti da antineutrino. Si è inoltre confrontata la percentuale di eventi con 1μ, 0μ o 2μ al vertice trovata nei dati con quella aspettata dal Montecarlo. Nel Montecarlo si hanno a disposizione separatamente i canali di CC, NC e "quasi elastici". Nei "quasi elastici" in realtà si include, oltre al processo quasi elastico puro $\nu_\mu n \to p\mu^-$ anche la produzione di risonanze fino a $W < 3.5$ Gev. Quindi si è calcolato per ognuno la percentuale di 1μ, 0μ o 2μ trovati. Il peso che è stato dato ad ogni canale è stato ottenuto assumendo i rapporti seguenti $\frac{NC}{CC} = 0.317$ e $\frac{QE+ris.}{CC} = 0.085$. L'efficienza di trigger considerata è 99% per CC e QE e 90% per NC. Come si può vedere da tabella 3.23 l'accordo non è perfetto. Questo almeno in parte si può spiegare considerando che nel Montecarlo si sono trascurate alcune componenti. Mancano le interazioni di ν_e e $\overline{\nu}_e$; queste si possono stimare in circa il 1.5%. È ragionevole aspettarsi che eventi da ν_e o $\overline{\nu}_e$ siano inclusi dall'algoritmo nella categoria 0μ. Inoltre nel Montecarlo non sono previste interazioni se non nella zona targhetta: è quindi escluso come possibile sede di interazioni tutto il materiale circostante quale ad esempio il pavimento. Se interazioni accadute all'esterno della zona targhetta riescono a far scattare il trigger ci si aspetta che queste aumentino nei dati il rapporto 0μ su 1μ rispetto a quello previsto dal Montecarlo. Infatti sia per la maggiore molteplicità per evento di adroni rispetto al muone, sia per il maggior angolo medio con il fascio dei primi rispetto al secondo, è più probabile che di tutte le tracce nate

[7] Ricordiamo che la polarità dello spettrometro è tale da focalizzare i μ^-

dall'evento nel rivelatore entrino quelle non μ piuttosto che il muone.

Numero μ al vertice	Dati	Montecarlo
1μ	63.7±0.5	70.4±0.6
2μ	2.6±0.2	3.3±0.3
0μ	33.7±0.5	26.3±0.6

Tabella 3.23: Percentuale di eventi con 1μ, 2μ o 0μ al vertice nei dati e, per confronto, quella aspettata dal Montecarlo.

Nonostante entrambe queste componenti trascurate nel Montecarlo tendano a far avvicinare le percentuali ottenute nei dati con quelle aspettate, c'è comunque ancora qualche aspetto non compreso. Infatti i rapporti $\frac{2\mu MC}{2\mu DATI}$ e $\frac{1\mu MC}{1\mu DATI}$ non dovrebbero essere alterati dal trascurare componenti che finiscono nella categoria 0μ. Questi rapporti valgono invece 1.27±0.15 e 1.10±0.01. Nonostante un accordo non completo fra dati e montecarlo, per motivi che verranno spiegati nel prossimo capitolo inerenti alla normalizzazione scelta per le misure, queste discrepanze fra dati e simulazione sono state ritenute accettabili per gli scopi che ci si è prefissi.

Capitolo 4

Studio dei risultati ottenibili in CHORUS

4.1 Introduzione

In quest'ultimo capitolo si vuole fornire una stima della precisione con cui CHORUS potrà determinare le grandezze f_{D_s} e $BR(c \to D_s)$ per valutare se sia tale da giustificare la misura.

Il capitolo si articolerà nei seguenti punti:

- stima del numero di eventi $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ che CHORUS potrà rivelare
- definizione della normalizzazione degli eventi
- stime della precisione delle misure
- confronti con le misure già esistenti e possibili miglioramenti

4.2 Eventi aspettati

Si vuole ora stimare il numero di eventi aspettati in CHORUS in cui sia presente nello stato finale un D_s . Usando il teorema di fattorizzazione si può scrivere come eq.(1.14):

$$N_{D_s} = \int_0^{E_{max}} dE \int_0^1 du \int_{z_{min}}^1 dz\, \phi(E) \frac{\partial \sigma(E,u,\mu)}{\partial u} D_c^{D_s}(z/u,\mu) \tag{4.1}$$

dove $\phi(E)$ è lo spettro in energia del fascio di neutrini.

Il rapporto di eventi aspettati di D_s normalizzati alla produzione inclusiva di charm, usando lo stesso formalismo si scrive

$$\frac{N_{D_s}}{N_{charm}} = \frac{\int_0^{E_{max}} dE \int_0^1 du \int_{z_{min}}^1 dz\, \phi(E) \frac{\partial \sigma(E,u,\mu)}{\partial u} D_c^{D_s}(z/u,\mu)}{\sum_{h_c} \int_0^{E_{max}} dE \int_0^1 du \int_{z_{min}}^1 dz\, \phi(E) \frac{\partial \sigma(E,u,\mu)}{\partial u} D_c^{h_c}(z/u,\mu)} \tag{4.2}$$

Una notevole semplificazione nel calcolo della 4.2 si ottiene assumendo che

$$D_c^{h_c}(z,\mu) \equiv C_{h_c} D_c(z,\mu) \tag{4.3}$$

cioè approssimando le funzioni di frammentazione con una stessa forma analitica. Vediamo ora quali elementi possono contribuire a giustificare l' approssimazione 4.3. Le misure di $D_c^{h_c}(z,\mu)$ con maggiore statistica sono quelle con μ ∼10 Gev di CLEO e ARGUS [27, 28]. Queste sono affette da tali indeterminazioni che non è possibile una stima accurata della forma funzionale, ma, entro gli errori, appaiono essere compatibili con l'ipotesi espressa nella 4.3. Usualmente, infatti, le $D_c^{h_c}(z,\mu)$ sono descritte con la funzione di Peterson (1.17); quest'ultima è caratterizzata da un solo parametro, ϵ_Q, che, quindi, ne determina, ad esempio, la posizione del massimo o la $< z >$. I dati di CLEO, ottenuti ad una scala di energia nel centro di massa simile a quella che si ha in CHORUS nella produzione di charm, mostrano che, entro gli errori, la z di picco è la stessa per tutti gli adroni con charm e

Adrone con charm	z_{max}
D^0	0.63±0.02
D^+	0.63±0.02
D_s	0.65±0.05
Λ_c	0.60±0.10

Tabella 4.1: Valore di z in cui la funzione di frammentazione raggiunge il massimo

quindi indirettamente che lo è anche ϵ_Q(tab 4.1). I fit eseguiti sulle funzioni di frammentazione del D_s e del D^0 hanno dato rispettivamente, per ϵ_Q, i seguenti risultati $(10.8 \pm 1.8) \cdot 10^{-2}$ e $(13.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-2}$[43, 44].

Un ulteriore controllo indiretto della ragionevolezza dell'assunzione della stessa forma funzionale per le funzioni di frammentazione deriva dai dati del Lep. Questi a $\sqrt{s} \approx 90$ Gev confermano che i D^0 e i D^+ hanno le stesse distribuzioni entro gli errori infatti $\epsilon_Q(D^0) = 0.027 \pm 0.006$ e $\epsilon_Q(D^+) = 0.035 \pm 0.012$[45]. L'equazione di Altarelli-Parisi 1.15 prevede che se le $D_c^{h_c}(z, \mu)$ sono uguali per i vari h_c ad un fissato valore di μ allora rimarranno tali anche ad un altra qualsiasi scala di energia. Quindi, ragionevolmente, almeno D^0,D^+,D_s hanno un valore del parametro di Peterson uguale entro gli errori. Nonostante per la Λ_c non si abbiano a disposizione stime di ϵ_Q sembra ragionevole assumere dalla tabella 4.1 che comunque la sua funzione di frammentazione non possa essere molto differente da quella dei 3 mesoni con charm. Inoltre la produzione di Λ_c è inferiore al 10% e quindi l'errore introdotto assegnandole la stessa $D_c(z, \mu)$ dei mesoni è comunque piccolo.

L'approssimazione di descrivere le $D_c^{h_c}(z)$ con un unica forma funzionale ci consente di non effettuare il calcolo degli integrali della 4.2; infatti sfruttando la 4.3 otteniamo

$$\begin{aligned}\frac{N_{D_s}}{N_{charm}} &= \frac{C_{D_s}\int_0^{E_{max}} dE \int_0^1 du \int_{z_{min}}^1 dz\,\phi(E)\frac{\partial\sigma(E,u,\mu)}{\partial u}D_c(z/u,\mu)}{\sum_{h_c} C_{h_c}\int_0^{E_{max}} dE \int_0^1 du \int_{z_{min}}^1 dz\,\phi(E)\frac{\partial\sigma(E,u,\mu)}{\partial u}D_c(z/u,\mu)} \\ &= \frac{C_{D_s}}{\sum_{h_c} C_{h_c}}\end{aligned} \tag{4.4}$$

Inoltre per la definizione di $BR(c \to D_s)$ data in 1.26 risulta

$$\frac{N_{D_s}}{N_{charm}} = BR(c \to D_s) \tag{4.5}$$

Per l'universalità delle funzioni di frammentazione il rapporto della produzione di D_s sulla produzione inclusiva di charm è indipendente dalla reazione che da origine al quark c. Questo vuol dire che il $BR(c \to D_s)$ può essere derivato dal rapporto di sezioni d'urto

$$BR(c \to D_s) = \frac{\sigma(D_s)}{\sigma(c)} \tag{4.6}$$

misurate ,ad esempio, in e^+e^- o leptone-nucleone e poi applicato a neutrino-nucleone.

Ricordiamo che, senza l'assunzione di una stessa forma funzionale, la frazione di decadimento del charm in D_s dipende da μ. Seppure noi abbiamo fatto questa approssimazione è comunque preferibile usare i dati ad una scala di energia comparabile con quella a cui noi lavoriamo.

La scelta della scala di energia non è univoca e nemmeno critica, nel senso che variazioni di un fattore 2-3 introducono correzioni del second'ordine in α_s. Le energie tipiche delle reazioni di produzione di charm in CHORUS sono $Q \sim$ 3Gev, $W \sim$ 7Gev e $\sqrt{s} \sim$ 10Gev; quindi sicuramente qualsiasi delle 3 variabili Q,W,$\sqrt{s}$, scegliamo come scala di energia l'uso dei dati estratti a $\sqrt{s} \approx 10Gev$ è possibile.

Esperimento	BR($c \to D_s$)%
CLEO-ARGUS	9.3±1.3±2.3
E531	11±4
Media	9.8±2.2

Tabella 4.2: Frazione di decadimento del charm in D_s

In tabella 4.2 sono riportate le misure di CLEO, ARGUS e E531 [27, 46, 47, 28, 43, 48] quest'ultimo con il taglio $E_\nu > 20Gev$.

Riprendiamo ora il calcolo del numero di eventi di D_s che ci si aspetta in CHORUS. Scriviamo

$$N_c = N_{cc} \cdot R$$

dove

- N_{cc} è il numero di eventi di corrente carica che si stima CHORUS dovrebbe raccogliere nei quattro anni di presa dati
- R è il rapporto della sezione d'urto di produzione di charm su quella di corrente carica integrata sul fascio di neutrini

quindi

$$N_{D_s} = N_{cc} \cdot R \cdot BR(c \to D_s)$$

Assumendo per R i valori ricavati da altri esperimenti di neutrino e integrate sul fascio di CHORUS si stima il valore di circa 5% [49, 50, 51, 52]. Il numero totale di eventi di corrente carica alla fine della presa dati sarà

$$N_{cc} = 750.000$$

Per cui in conclusione ci si aspetta

$$N_{D_s} \approx 3700$$

$$N_{charm} \approx 37000$$

4.3 Normalizzazione

La stima dell'errore della misura di f_{D_s} che CHORUS potrebbe ricavare analizzando la catena di decadimento $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ è fortemente dipendente, oltre che dalla statistica, dalla normalizzazione scelta.

La scelta di normalizzare il canale $D_s \to \tau\nu_\tau$ ad un altro canale di decadimeno del D_s avrebbe il vantaggio di permettere una misura indipendente dalla conoscenza della produzione di charm e della sua frammentazione. D'altra parte le frazioni di decadimento del D_s sono note sperimentalmente con errore percentuale non inferiore al 25%. Le misure con errore percentuale inferiore al 30% sono riportate in tabella 4.3.

Canale di dec.	Fraz. di dec. (%)
$\phi\mu\nu_\mu$	1.9±0.5
$\phi\pi^+$	3.6±0.9
$K^+K^-\pi^+$	4.6±1.2
$K^+\overline{K^*}^0(892)$	3.4±0.9

Tabella 4.3: Frazioni di decadimento del D_s noti con errore percentuale inferiore al 30%.

I tre canali non leptonici, nonostante abbiano maggiore frazione di decadimento sono di difficile selezione in CHORUS per la mancanza di un buon identificatore di particelle.

Il canale di decadimento $\phi\mu\nu_\mu$, usato anche da E653 come normalizzazione come descritto nel paragrafo 1.7, è sicuramente fra i quattro quello preferibile sia perché di più facile identificazione, ma ancor di più perché appartiene alla categoria dei *dimuoni* e quindi la sua analisi non comporterebbe un ulteriore carico di scanning.

Il problema di questo canale è di nuovo rappresentato dall'individuazione della ϕ. Per identificare questo decadimento dovremmo almeno richiedere che la ϕ decada in due carichi. Infatti in questo modo lo scanning delle emulsioni potrebbe ricostruire tre tracce: il muone e i due K carichi. Con la precisa determinazione delle direzioni delle particelle misurate in emulsione si può pensare di cercare di prolungare i due adroni anche nei rivelatori successivi alla targhetta fino al calorimetro e qui tentare di ricostruire la massa invariante della ϕ.

La misura della direzione dei due K in emulsione è fondamentale per poter sfruttare la tecnica della massa invariante; infatti come accennato all'inizio fare il combinatorio fra tutto quello che l'apparato ricostruisce è assolutamente impensabile in CHORUS: il segnale sarebbe praticamente inseparabile dal fondo. Solo sfruttando coppie di tracce cariche che si sa appartenere allo stesso vertice può esserci speranza di non avere il segnale talmente coperto dal fondo da esserne inseparabile.

Comunque anche se fosse possibile, dopo lo scanning in emulsione, identificare senza ambiguità la ϕ e quindi il canale di decadimento in $\phi\mu$ dobbiamo comunque considerare che l'errore statistico sulla misura della frazione di decadimento del D_s in τ con questa normalizzazione sarebbe grande. Proviamo una stima approssimativa:

- N_τ è il numero di eventi $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ prodotti
- N_ϕ è il numero di eventi $D_s \to \phi\mu$, $\phi \to K^+K^-$ prodotti
- ϵ_τ è l'efficienza di selezione del canale $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$
- ϵ_ϕ quella del canale $D_s \to \phi\mu$, $\phi \to K^+K^-$

Assumendo tentativamente un'efficienza di rivelazione del 30% e trascurando l'efficienza di scanning si ottiene un numero di eventi $N_\phi = 10$ contro un numero di $N_\tau = 20$, quest'ultimo ricavato assumendo l'efficienza di rivelazione per il D_s stimata nel precedente capitolo ($63.1 \pm 1.2\%$). È evidente che, la stima finale sarebbe dominata dall'errore statistico su N_ϕ. Nel caso di E653 il canale in studio era $D_s \to \mu\nu_\mu$ la cui frazione di decadimento è minore di circa un fattore 2 rispetto al canale che ci interessa e le efficienze erano comparabili per il segnale e il canale di normalizzazione.

Con queste premesse si può , in ogni caso, fare la seguente stima:

$$BR(D_s \to \tau\nu_\tau) = \frac{N_\tau}{N_\phi} \cdot BR(D_s \to \phi\mu\nu_\mu) \cdot \frac{\epsilon_\phi}{\epsilon_\tau} \cdot \frac{BR(\phi \to K^+K^-)}{BR(\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau)}$$

che porta a:

$$BR(D_s \to \tau\nu_\tau) = (N_\tau \pm \Delta N_\tau) \cdot (2.5 \pm 0.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$$

La misura della frazione di decadimento del D_s in τ avrebbe nel migliore dei casi un errore percentuale del 40% escludendo l'errore statistico ΔN_τ, messo in evidenza nella precedente formula. Se per la misura del decadimento del D_s in τ non ci normalizziamo ad un altro canale di decadimento l'unico modo per estrarre $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ dal numero di eventi osservati è richiedere la conoscenza a priori della sezione d'urto di produzione del D_s . Misure di sezione d'urto di produzione di D_s da neutrino non sono però disponibili. L'unico modo per aggirare questo problema è passare di nuovo per il teorema di fattorizzazione e l'universalità delle funzioni di frammentazione, così da poter sfruttare misure di sezioni d'urto relativa di produzione di D_s non da neutrino.

Avevamo fatto nel paragrafo precedente l'assunzione di una comune forma funzionale per le $D_c^{h_c}(z)$: manteniamo la stessa approssimazione. In questo modo siamo in grado di determinare le frazioni di produzione dei singoli adroni con charm nella frammentazione del quark c.

Non è però conveniente normalizzarsi alla produzione inclusiva di charm. Infatti non si può ragionevolmente prevedere che CHORUS analizzi tutti i charm qualsiasi sia il loro canale di decadimento. Individuare la presenza di un adrone con charm in emulsione equivale a vedere il vertice di decadimento. Se non si richiede che l'adrone decada in almeno un muone, ma si vuole ricercare il vertice di decadimento, si devono sottoporre allo scanning tutti gli eventi di corrente carica e, per quelli in cui il μ^- porta ad un vertice, passare in rassegna tutte le tracce cariche dell'evento. Ciò comprterebbe un tempo di analisi delle emulsioni assolutamente proibitivo.

Ci si deve quindi restringere ai decadimenti leptonici o semileptonici del mesone con charm per cui il leptone carico prodotto sia il muone.

Questa scelta ha un importante vantaggio rispetto a quella in cui il decadimento di h_c è non leptonico; infatti in questo modo il decadimento $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ risulta cinematicamente molto simile a quello al quale ci si normalizza. Si può quindi considerare che gli effetti sistematici dovuti al calcolo delle efficienze siano approssimativamente uguali fra di loro e quindi semplificabili.

4.4 Stima della precisione delle misure

Per la scelta della normalizzazione fatta, la quantità da cui vorremmo estrarre $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ e $BR(c \to D_s)$ è il rapporto

$$F = \frac{N_{\tau\to\mu}}{N_{c\to\mu}}$$

dove

- $N_{\tau\to\mu}$ è il numero di eventi $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ identificati in emulsione
- $N_{c\to\mu}$ è il numero di eventi in cui un adrone con charm decade in μ identificati in emulsione

Questo si può riscrivere come

$$\frac{N_{\tau\to\mu}}{N_{c\to\mu}} = \frac{N_{charm}BR(c \to D_s)BR(D_s \to \tau\nu_\tau)BR(\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau)\epsilon_{se}\epsilon_{sc}\epsilon_k}{\sum_{h_c} N_{charm}BR(c \to h_c)BR(h_c \to \mu)\epsilon'_{se}\epsilon_{sc}\epsilon'_k} \tag{4.7}$$

dove

- N_{charm} è il numero totale di eventi in cui si è prodotto charm
- ϵ_{se} e ϵ'_{se} sono le efficienze di selezione dei due canali
- ϵ_{sc} è l'efficienza di scanning, ossia di localizzazione del vertice in emulsione
- ϵ_k e ϵ'_k rappresentano le efficienze di rivelare i vertici di decadimento nei due canali

4.4.1 Misura di f_{D_s}

Il calcolo dei vari $BR(c \to h_c)$ è stato effettuato usando i dati di CLEO, ARGUS e E531 [27, 46, 47, 28, 43, 48]. ARGUS e CLEO hanno misurato per ogni particella con charm il prodotto della sezione d'urto di produzione per la frazione di decadimento del canale in cui l'adrone veniva rivelato. I canali di decadimento usati e le relative frazioni di decadimento[44] sono riportati in tabella 4.4 mentre le misure di sezione d'urto moltiplicate per il decadimento sono in tabella 4.5. E531, attraverso lo scanning delle emulsioni, ha

Adrone	Canale di dec.	BR (%)
D^0	$K^-\pi^+$	3.83±0.12
D^+	$K^-\pi^+\pi^-$	9.1±0.6
D_s^+	$\phi\pi^+$	3.6±0.9
Λ_c^+	$pK^-\pi^+$	4.4±0.6

Tabella 4.4: Canali di decadimento e relativi BR usati da CLEO e ARGUS per rivelare gli adroni

selezionato gli eventi con decadimento e su questi, sfruttando le informazioni note di carica, vita media e massa, ha estratto statisticamente i valori di

	$\sigma \cdot BR$ (pb)			
Esperimento	D^0	D^+	D_s^+	Λ_c^+
CLEO	$52 \pm 5 \pm 4$	$51 \pm 7 \pm 2$	$7.2 \pm 1.9 \pm 1.0$	$10 \pm 1.5 \pm 1.5$
ARGUS	43.8 ± 5.6	50.0±6.9	$7.5 \pm 0.8 \pm 0.7$	9.0±1.2 ± 1.0
Media	47.4±4.2	50.5±5.0	7.4±1.0	9.4±1.3

Tabella 4.5: Sezione d'urto di produzione per BR misurato per ogni adrone h_c

$BR(c \to h_c)$. Questi, insieme a quelli ottenuti da CLEO e ARGUS, sono riportati in tabella 4.6.

Adrone	CLEO-ARGUS (%)	E531 (%)	Media (%)
D^0	56.0±6.5	56±5	56.0±4.0
D^+	25.1±3.5	20±5	23.4±2.9
D_s^+	9.3±2.7	11±4	9.8±2.2
Λ_c^+	9.7±1.9	11±4	9.9±1.7

Tabella 4.6: Frazioni di frammentazione del charm in adrone

Le frazioni di decadimento inclusive in muoni degli adroni con charm sono riportate in tabella 4.7: nell'ultima riga è indicata la media sugli adroni pesata con le relative frazioni di frammentazione.

Le efficienze di selezione sono state calcolate nel capitolo precedente e valgono $63.1 \pm 1.2\%$ per il $D_s \to \tau\nu_\tau$ e $47.7 \pm 1.2\%$ per i *dimuoni* . Il valore dell'efficienza di scanning non è noto. L'analisi per ora è concentrata nella ricerca del τ, la ricerca dei *dimuoni* avverrà in un secondo tempo, la tecnica di scanning per questi eventi non è ancora definita. Per il momento possiamo solo fornire una stima ragionevole per ϵ_{sc}; considerando le perdite nei vari passaggi nelle emulsioni fino ad arrivare alle emulsioni-bersaglio possiamo

Adrone	BR(%)
D^0	7.89±1.06
D^+	16.68±1.84
D_s^+	6.1±1.2
Λ_c^+	4.5±1.7
Media	9.36±0.96

Tabella 4.7: Frazioni di decadimento inclusive in μ

fissare un intervallo di possibili valori: questo intervallo di variabilità è fra 0.6 e 0.8.

Le efficienze di rivelazione del *kink* dipendono dall'angolo che si vuole vedere; poiché l'angolo fra adrone e muone o fra τ e muone è dell'ordine di 100 mrad possiamo assumere per le rivelazione di questo *kink* un'efficienza pari ad 1 (fig. 4.1). L'angolo fra il D_s e il τ è invece mediamente molto più piccolo, dell'ordine di 10mrad; assumendo la possibilità di vedere il *kink* quando l'angolo supera i 2-3 mrad, otteniamo per ϵ_k il valore di circa 0.95.

Ora che abbiamo tutti gli elementi possiamo riscrivere la 4.7 come

$$\frac{N_{\tau\to\mu}}{N_{c\to\mu}} = \frac{BR(c\to D_s)BR(D_s\to\tau\nu)\cdot 0.1765\cdot 0.63\cdot(0.6\div 0.8)\cdot 0.95}{(9.36\pm 0.96)\cdot 10^{-2}\cdot 0.47\cdot(0.6\div 0.8)\cdot 1} \tag{4.8}$$

e da questa stimare la sensibilità della misura di f_{D_s}. Ricordiamo che

$$BR(D_s\to\tau\nu) = \frac{G_F^2}{8\pi\hbar} f_{D_s}^2 \tau_{D_s} m_{D_s} m_\tau^2 |V_{cs}|^2 (1-\frac{m_\tau^2}{m_{D_s}^2})$$

dove τ_{D_s} è la vita media del D_s ; i valori usati per G_F, τ_{D_s}, m_{D_s}, m_τ^2, V_{cs} sono quelli riportati nel PDG96; in particolare per V_{cs} si è usato il valore 0.974±0.001.

La stima è calcolata per due valori di $BR(D_s\to\tau\nu)$: il primo è la media pesata di tutti quelli misurati, il secondo è quello indicato nel PDG del 96. Nel PDG96, infatti, mancano le stime di CLEO, L3 e E653 [30, 31, 34, 32] che sono molto recenti.

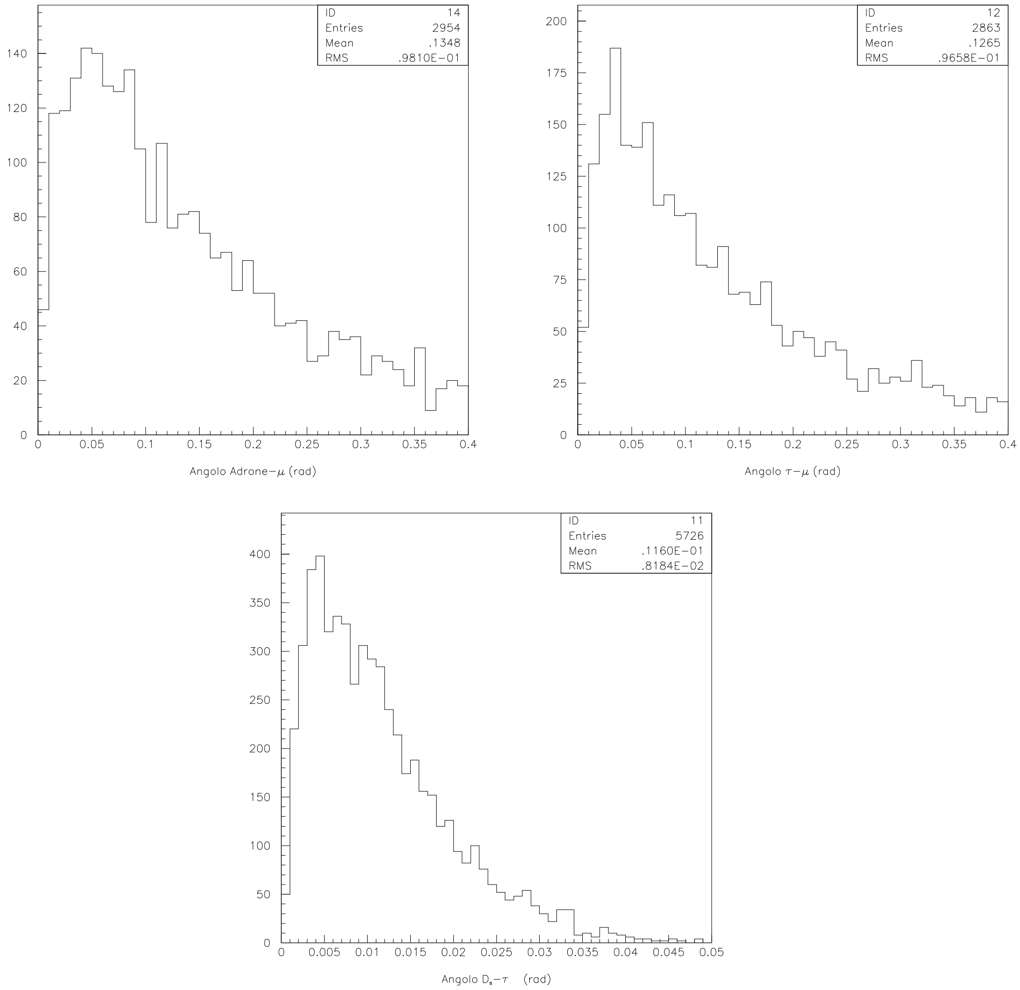


Figura 4.1: In alto: a sinistra l'angolo compreso fra l'adrone con charm e il muone prodotto nel decadimento, a destra quello fra il τ e il muone. In basso l'angolo fra il D_s e il τ.

Per ognuno dei due valori si sono applicate due efficienze di scanning: ϵ_{sc}=0.6 e ϵ_{sc}=0.8. I risultati sono in tabella 4.8. Si sono indicati due errori: il primo è quello statistico, il secondo è invece dovuto a tutte le altre indeterminazioni prima, fra tutte, la normalizzazione. Dato che l'errore dipende dal

$BR(D_s \rightarrow \tau\nu)(\%)$	5.1		9.0	
f_{D_s} (Mev)	257		341	
ϵ_{sc}	0.6	0.8	0.6	0.8
N_τ	12	16	21	28
$N_{c\rightarrow\mu}$	990	1320	990	1320
$\Delta BR(D_s \rightarrow \tau\nu)$ (%)	±1.5±1.3	±1.3±1.3	± 2.0±2.2	±1.7±2.2
$\Delta f_{D_s}(Mev)$	±38±33	±33±33	±38±42	±33±42

Tabella 4.8: Stima della precisione della misura di f_{D_s}.

valore assunto del $BR(D_s \rightarrow \tau\nu)$, e quindi da f_{D_s} in figura 4.2 è mostrata la precisione raggiungibile in funzione del valore di f_{D_s}.

4.4.2 Misura di $BR(c \rightarrow D_s)$

Se nel rapporto $\frac{N_\tau}{N_{c\rightarrow\mu}}$ consideriamo come noto il valore di $BR(D_s \rightarrow \tau\nu)$, allora possiamo estrarre $BR(c \rightarrow D_s)$. Poiché uno tra i principali interessi di questa misura è un test dell'universalità delle funzioni di frammentazione chiaramente non possiamo usare per $\sum_{h_c} BR(c \rightarrow h_c)BR(h_c \rightarrow \mu)$ il valore calcolato usando i dati di CLEO e ARGUS. Esistono però misure dirette di questo valore in interazioni di neutrino. La più recente viene dall'analisi di CHARMII [52]. Il valore misurato è $(9.05 \pm 0.89) \cdot 10^{-2}$. Questo è in accordo con quello calcolato usando le misure riportate in tabella 4.6 e 4.7 che vale $(9.36 \pm 0.96) \cdot 10^{-2}$. Poiché la precisione con cui si può estrarre, nel modo che proponiamo, $BR(c \rightarrow D_s)$ è determinata essenzialmente dall'errore

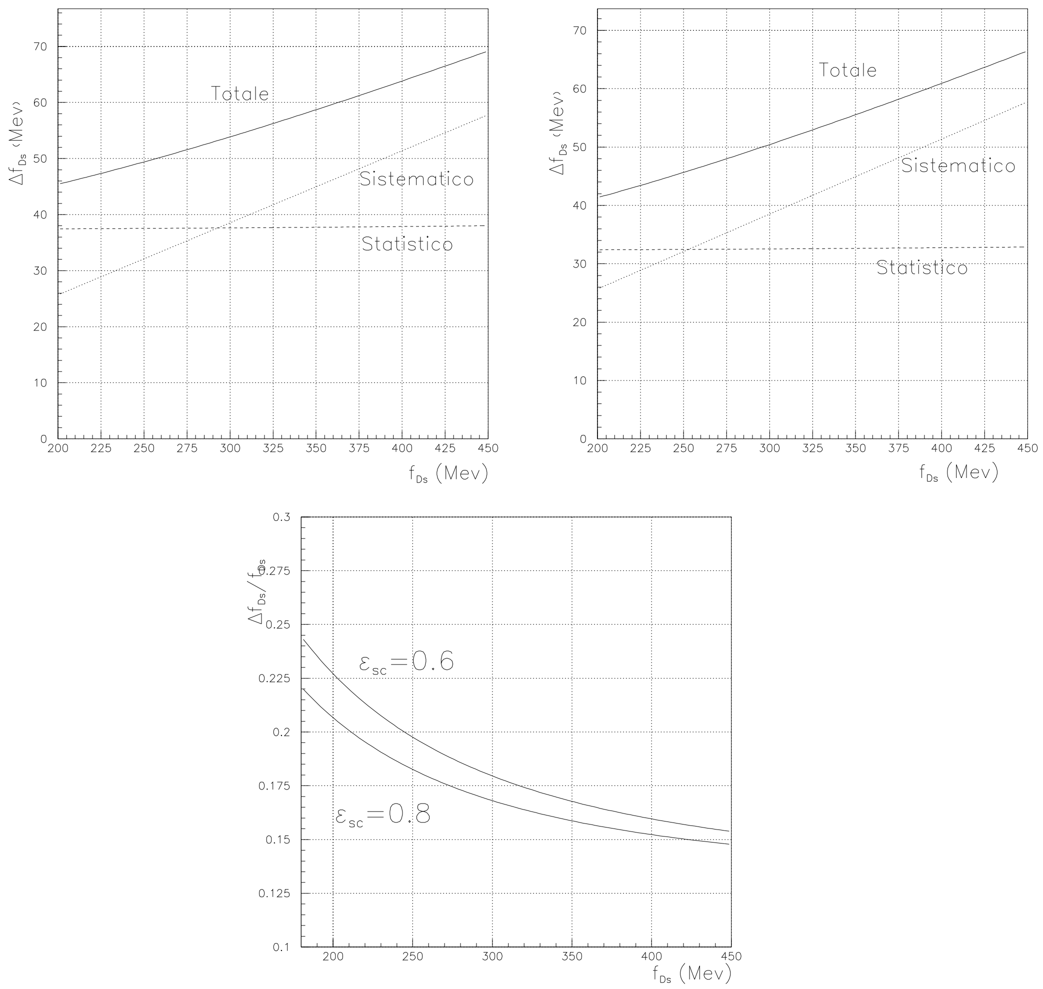


Figura 4.2: In alto stima dell'errore su f_{D_s} in funzione di f_{D_s}: a sinistra per $\epsilon_{sc} = 0.6$, a destra per $\epsilon_{sc} = 0.8$. In basso errore percentuale.

su $BR(D_s \rightarrow \tau\nu)$, per rendere la misura interessante è necessario che quest'ultimo sia nota con un errore piccolo. Per questo motivo la stima della sensibilità è stata calcolata assumendo per il valore del BR quello corrispondente alla media fra tutti quelli misurati, 5.1±1.5, perché ha errore minore. Se supponiamo per $BR(c \rightarrow D_s)$ il valore 9.8 allora otteniamo i risultati in tabella 4.9.

ϵ_{sc}	$\Delta BR(c \rightarrow D_s)$ (%)
0.6	$\pm 2.8 \pm 3.1$
0.8	$\pm 2.4 \pm 3.1$

Tabella 4.9: Stima della precisione della misura di $BR(c \rightarrow D_s)$

L'errore percentuale nella determinazione di $BR(c \rightarrow D_s)$ risulta di ≈40%

4.5 Confronti con le misure esistenti e possibili miglioramenti

Confrontiamo queste stime con le misure esistenti. Come si vede dalla figura 4.3, CHORUS ha la possibilità di migliorare la determinazione della costante di decadimento, o quanto meno di fornire una misura paragonabile in precisione alla migliore esistente. Per quanto riguarda la misura di $BR(c \rightarrow D_s)$, con l'attuale incertezza sul valore della frazione di decadimento del D_s in tau, può raggiungere una precisione simile a quella raggiunta da E531 [48].

Esistono certamente possibilità in CHORUS di migliorare entrambe le misure. Infatti, nel lavoro svolto in questa tesi, si è assunto il principio, come

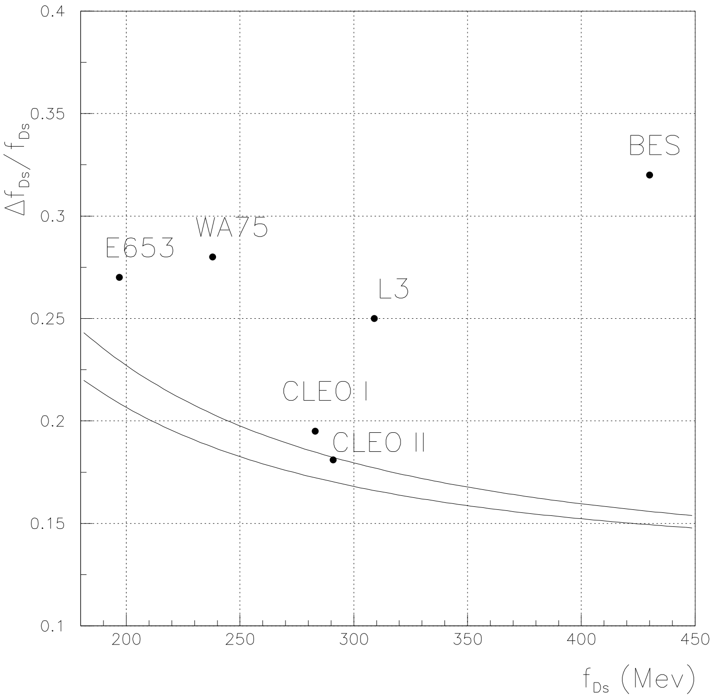


Figura 4.3: Confronto fra la sensibilità sulla misura di f_{D_s} stimata in CHORUS e quella ottenuta da altri esperimenti

ripetuto più volte, di utilizzare gli eventi con due muoni nello stato finale. Ciò è dovuto anche al fatto che, finora, tutta gli sforzi della collaborazione si sono concentrati sulla ricerca di oscillazioni nel canale di decadimento del tau in mu. La possibilità di allargare il campione da studiare dipenderà dalla capacità e dall'efficienza di *scanning* automatico che si potrà raggiungere. È indubbio che, ad esempio, per la misura di f_{D_s} si potrà cercare di includere altri canali di decadimento del τ come ad esempio quello in un adrone singolo ($BR = 50\%$) od in elettrone ($BR = 18\%$). Oppure per migliorare la misura di $BR(c \to D_s)$ si può cercare di identificare altri canali di decadimento del D_s. Naturalmente la fattibilità di ciò va ancora studiata in dettaglio.

Per quel che riguarda f_{D_s} è invece sicuro che un numero di eventi paragonabile a quello stimato in questa tesi può venire dalla produzione diffrattiva del D_s che avviene quando il neutrino interagisce con l'insieme del nucleo senza provocarne il *breakup*. Questa categoria di eventi è facilmente identificabile in emulsione proprio perché non si vedono tracce altamente ionizzanti uscenti dal vertice e provenienti dalla rottura del nucleo. Questi eventi, normalizzati in maniera differente, possono essere *sommati* a quelli della produzione anelastica e quindi migliorare la misura di f_{D_s}. In conclusione, seppure sia necessario ulteriore studio, appare che le possibilità di CHORUS di migliorare la determinazione della costante di decadimento pseudoscale del D_s siano buone: l'esperimento sarà sicuramente in grado di raggiungere precisioni almeno paragonabili alle migliori misure oggi esistenti.

Conclusioni

Questa tesi è dedicata allo studio dell'identificazione del mesone D_s attraverso la catena di decadimento $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$. Essa possiede una segnatura praticamente priva di fondo nelle emulsioni di CHORUS in quanto caratterizzata da un susseguirsi di due decadimenti ad un ramo (doppio *kink*). Finora, in CHORUS, l'analisi degli eventi in emulsione è stata concentrata sulla ricerca delle oscillazioni $\nu_\mu - \nu_\tau$, che rappresenta lo scopo principale dell'esperimento. L'analisi degli eventi quali D_s verrà effettuata in un secondo tempo. Lo scopo di questa tesi è quindi lo studio delle potenzialità dell'esperimento nella misura del $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$ da cui si può ricavare la costante di decadimento, f_{D_s} oppure, assumendo per essa il valore misurato da altri esperimenti, la frazione di frammentazione $BR(c \to D_s)$.

Poichè il numero di eventi aspettati di $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ è di poche decine è stato necessario costruire un algoritmo di riconoscimento con la massima efficienza possibile compatibilmente con l'esigenza di non selezionare un campione troppo elevato di eventi da inviare allo *scanning*. L'algoritmo sviluppato consente di identificare i muoni e di tracciarli lungo il rivelatore allo scopo di individuare gli eventi con due μ nello stato finale. Si è ottenuta una efficienza sul segnale di circa il 63%, mentre la frazione di dati selezionata è circa il 2.5%.

Come campione di normalizzazione si sono scelti gli eventi caratterizzati dalla presenza di un adrone con charm che decade producendo un μ (*dimuoni*) con l'argomentazione, che gli errori sistematici di ricostruzione fossero, al prim'ordine, simili e quindi non deteriorassero ulteriormente la misura. Assumendo note, perché misurate in altri esperimenti, le frazioni di frammentazione del quark c negli adroni con charm e le loro, rispettive, frazioni di decadimento, nonchè la frazione di decadimento BR($\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$), si può ottenere il valore di $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$. Poiché la procedura di scanning degli eventi $D_s \to \tau\nu_\tau$, $\tau \to \mu\nu_\mu\overline{\nu}_\tau$ non è ancora ben definita si è assunto, per essa, un ragionevole intervallo di variabilità.

Con gli elementi sopra elencati si è stimato che CHORUS ha la possibilità di poter migliorare le misure già esistenti di f_{D_s}. La misura di $BR(c \to D_s)$ che CHORUS può ottenere è fortemente dipendente dalla conoscenza di $BR(D_s \to \tau\nu_\tau)$; se si assume per esso la precisione attuale, CHORUS potrà uguagliare, alla fine dell'analisi, i risultati ottenuti da E531, l'unico altro esperimento di neutrini che abbia effettuato questa misura.

Bibliografia

[1] H. Harari, Physics Letters B **216**, 413 (1989).

[2] K. Winter, editor, *Neutrino physics*, Cambridge Press, 1991.

[3] J. D. Richman and P. R. Burchat, Modern Physics **67**, 893 (1995).

[4] S. L. Glashow, Nuclear Physics B **22**, 579 (1961).

[5] S. Weinberger, Physical Review Letters **19**, 1264 (1967).

[6] S. L. Glashow, J. Iliopoulus and L. Maiani, Physical Review D **2**, 1285 (1970).

[7] L. B. Okun, *Leptoni e quark*, Ed. Riuniti, 1986.

[8] J. D. Bjorken, Physical Review **179**, 1547 (1969).

[9] E. D. Bloom et al., Physical Review Letters **23**, 930 (1969).

[10] E. D. Bloom et al., Physical Review Letters **23**, 935 (1969).

[11] R. P. Feynman, Physical Review Letters **23**, 1415 (1969).

[12] CCFR Coll. W. C. Leung et al., Physics Letters B **317**, 655 (1993).

[13] NMC Coll. P. Amaudruz et al., Physics Letters B **295**, 159 (1992).

[14] ZEUS Collaboration, Nuclear Physics B **407**, 515 (1993).

[15] NA51 Coll. A. Baldit et al., Physics Letters B **332**, 244 (1994).

[16] H. L. Lai et al., Physical Review D **51**, 14763 (1995).

[17] G. Ingelman et al., Lepto 6.5, DESY 96-057, 1996.

[18] D. Graudenz, Heavy quark production in the target fragmentation region, hep-ph/9701334, 1997.

[19] CCFR Coll., W. H. Smith et al., Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) **31**, 262 (1993).

[20] R. B. Barnett, Physical Review Letters **76**, 1163 (1976).

[21] M. Gluck et al., Physics Letters B **380**, 171 (1996).

[22] CCFR Coll., S. A. Rabinowitz et al., Physical Review Letters **70**, 134 (1993).

[23] CCFR Coll., A. O. Bazarko et al., Zeitschrift für Physik C **65**, 189 (1995).

[24] B. R. Webber, Hadronization, Hep-ph/9411384, 1994.

[25] K. Kleinknecht and B. Renk, Zeitschrift für Physik C **17**, 325 (1983).

[26] C. Peterson et al., Physical Review D **27**, 105 (1983).

[27] D. Bortoletto et al., Physical Review D **37**, 1719 (1988).

[28] H. Albrecht et al., Zeitschrift für Physik C **53**, 353 (1991).

[29] S. Aoki et al., Progress Theoretical Physics **89**, 131 (1993).

[30] D. Acosta et al., Physical Review D **49**, 5690 (1994).

[31] D. Gibaut, CLEO CONF 95-22, 1995.

[32] K. Kodama, DPNU-96-23, 1996.

[33] J. Z. Bai et al., Physical Review Letters **74**, 4599 (1995).

[34] L3 Collaboration, CERN-PPE/96-198, 1996.

[35] Y. A. Simonov, Zeitschrift für Physik C **53**, 419 (1992).

[36] M. Neubert, Physical Review D **45**, 2451 (1992).

[37] S. Capstick and S. Godfrey, Physical Review D **41**, 2856 (1990).

[38] CHORUS Collaboration, CERN-PPE/97-33, 1997.

[39] B. V. de Vyver and P. Zucchelli, Cern Internal note CERN-PPE/96-113, 1996.

[40] S. Aoki et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B **51**, 446 (1990).

[41] G. Rosa et al., DSF US 97/1, 1997.

[42] Application Software Group, Geant detector description and tools, CERN program library long writeups Q123, versione 3.21, 1993.

[43] H. Albrecht et al., Zeitschrift für Physik C **54**, 1 (1992).

[44] Particle Data Group, R.M. Barnett et al., Physical Review D **54**, 1 (1996).

[45] OPAL Collaboration, CERN-PPE/96-51, 1996.

[46] P. Avery et al., Physical Review D **43**, 3599 (1991).

[47] H. Albrecht et al., Physics Letters B **207**, 109 (1988).

[48] E. T. Bolton, NEVIS R1501, 1994.

[49] CCFR Collaboration, Physical Review Letters **70**, 134 (1993).

[50] CDHS Collaboration, Zeitschrift für Physik C **15**, 19 (1982).

[51] E531 Collaboration, Physics Letters B **266**, 375 (1988).

[52] CHARM II Collaboration, in via di pubblicazione, 1996.