

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

CORSO DI LAUREA IN FISICA

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00042514

STUDIO SPERIMENTALE
DI INTERAZIONI DI NEUTRINO
QUASI-ELASTICHE IN ARGON LIQUIDO

Relatore : Prof. Antonino PULLIA

Correlatore: Prof. Stefano RAGAZZI

Correlatore: Prof. Luciano GIRARDELLO

Tesi di laurea di:

Benedetta BOSCHETTI

Matr. 394113

Codice P.A.C.S. 14.60

ANNO ACCADEMICO 1997-1998

Introduzione

Questa tesi tratta della caratterizzazione di una camera a proiezione temporale (TPC) ad argon liquido che per la prima volta viene posta su un fascio di neutrini e di una prima analisi dei dati raccolti durante l'anno 1997 nel corso dell'esposizione al fascio di neutrini μ dell'SPS del CERN.

Questo studio si colloca nell'ambito più generale della comprensione delle potenzialità di un rivelatore ad argon liquido nell'identificazione di interazioni di neutrini τ al fine di individuare eventuali fenomeni di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Per l'identificazione di una interazione $\nu_\tau + n \rightarrow X + \tau^-$ con questo tipo di rivelatore si pensa di sfruttare le apparenti anomalie cinematiche dello stato finale dovute alla non osservazione dell'uno o più neutrini provenienti dal decadimento del τ^- . Questo genere di distorsione, però, può anche essere prodotta da effetti nucleari, quali ad esempio la reinterazione degli adroni nel nucleo, rendendo meno netta la distinzione tra interazioni di neutrini τ e di neutrini μ o e (caratterizzate dall'assenza di neutrini nello stato finale).

L'obiettivo prioritario di queste misure è quindi la determinazione degli effetti di distorsione cinematica in interazioni quasi-elastiche del tipo $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$.

Il rivelatore è un prototipo che è stato sviluppato nell'ambito della collaborazione ICARUS e applica le tecniche della camera a proiezione temporale ai rivelatori che utilizzano gas rari liquefatti ultra-puri.

In relazione alle soluzioni innovative che sono state adottate (fotodopanti, sistema di ricircolo e purificazione, elettronica a freddo) questo *test* rappresenta anche una prima verifica sperimentale diretta.

Personalmente mi sono occupata di parte della caratterizzazione del rivelatore (determinazione della velocità di deriva, allineamento della camera al fascio) e di una prima analisi e confronto con il Montecarlo degli eventi con topologia quasi-elastica e protone contenuto all'interno della camera. Per quanto riguarda lo studio di interazioni quasi-elastiche con protone uscente e la valutazione dei fondi l'analisi è in una fase preliminare.

Nel primo capitolo viene brevemente introdotto il problema dei neutrini massivi nel Modello Standard della fisica delle particelle elementari e il fenomeno delle oscillazioni di neutrino.

Il secondo capitolo è la descrizione dello stato attuale delle ricerche delle oscillazioni di neutrino attraverso una rassegna di esperimenti passati, presenti e di progetti per il futuro.

Nel terzo capitolo si parla in dettaglio dell'apparato sperimentale a cominciare dal fascio di neutrini per poi passare alla TPC: si dà una descrizione della camera, del sistema di ricircolo e purificazione dell'argon, del sistema di *trigger* e dell'elettronica e del *software* di lettura.

Argomento del quarto capitolo è la caratterizzazione del rivelatore ovvero la determinazione di fondamentali parametri di lavoro come la velocità di deriva e la vita

media degli elettroni, gli angoli di allineamento della camera con il fascio e quelli di calibrazione del rivelatore.

Nel quinto capitolo è esposta la teoria che riguarda le interazioni di neutrino quasi-elastiche e quella degli effetti nucleari dovuti al moto di Fermi, a fenomeni di reinterazione del protone nel nucleo, all'assorbimento di mesoni, all'evaporazione.

Infine il sesto capitolo riporta l'analisi e il confronto con il Montecarlo del campione completo di eventi quasi-elastici con protone contenuto raccolti durante l'intera presa dati. Si accenna anche alle problematiche legate all'analisi degli eventi quasi-elastici con protone uscente e a quelle connesse alla determinazione dei fondi.

Indice

1	La fisica del neutrino	1
1.1	Il neutrino nel Modello Standard	1
1.2	Neutrino di Dirac e di Majorana	3
1.3	Oscillazioni di neutrino	4
2	Stato attuale delle oscillazioni di ν	11
2.1	I neutrini solari	11
2.1.1	Esperimenti radiochimici	12
2.1.2	Esperimenti Čerenkov ad acqua	13
2.1.3	Esperimenti futuri	14
2.2	Neutrini atmosferici	15
2.2.1	Esperimenti futuri	17
2.3	Neutrini dai reattori	17
2.4	Neutrini da acceleratori	19
2.4.1	Neutrini di bassa energia	19
2.4.2	Neutrini di alta energia	21
2.4.3	Esperimenti futuri	23
3	L'apparato sperimentale	27
3.1	Il fascio	27
3.2	Il rivelatore	29
3.3	Proprietà dell'argon liquido	32
3.3.1	Misura della perdita di energia per unità di percorso	33
3.3.2	Il sistema di purificazione dell'argon	34
3.3.3	Il <i>monitor</i> di purezza	37
3.3.4	I fotodopanti: il TMG	37
3.4	<i>Trigger, veto e pre-shower</i>	40
3.5	L'elettronica del rivelatore	44
3.5.1	I preamplificatori	44
3.5.2	Gli amplificatori e la formatura del segnale	45
3.6	Il sistema di acquisizione	46

4	Caratterizzazione del rivelatore	51
4.1	La misura del momento del μ	51
4.2	Determinazione della velocità di deriva	53
4.3	Allineamento della camera al fascio	55
4.4	La calibrazione del rivelatore	59
4.4.1	L'attenuazione di carica	62
4.4.2	Linearizzazione della raccolta di carica	64
5	Teoria delle interazioni di ν quasi-elastiche	69
5.1	Teoria delle interazioni di ν quasi-elastiche	70
5.2	Gli effetti nucleari	72
5.2.1	Il nucleo come gas di Fermi	72
5.2.2	Il processo di evaporazione	73
5.2.3	Il processo di assorbimento del pione	78
5.2.4	Reinterazioni del protone all'interno del nucleo	78
5.3	Un calcolo di tipo Montecarlo: FLUKA	79
5.3.1	Struttura generale di FLUKA	80
5.3.2	Effetti quantistici	82
5.3.3	Effetti nucleari nelle interazioni ν -nucleo in argon	82
5.3.4	Confronto tra le interazioni su nucleone libero e su nucleo	83
6	L'analisi dei dati	87
6.1	I dati raccolti	88
6.2	La misura del momento del protone	91
6.3	Una valutazione preliminare dei fondi	93
6.3.1	Valutazione teorica del fondo dovuto ai π^0	94
6.3.2	Valutazione del fondo dovuto ai π^0 sui dati sperimentali	96
6.4	Confronto dei dati con il Montecarlo FLUKA	97
6.4.1	Il <i>test</i> di Kolmogorov	104
6.5	Stato attuale dell'analisi di interazioni QE con protone uscente	105

Capitolo 1

La fisica del neutrino

L'esistenza di quello che noi oggi chiamiamo neutrino viene ipotizzata per la prima volta da Wolfgang Pauli nel tentativo di spiegare lo spettro continuo del decadimento β . Per la conservazione della carica elettrica, del momento angolare e dello spin totale della reazione la nuova particella doveva essere un fermione neutro a massa piccola ma non necessariamente nulla.

A partire da queste informazioni nel 1934 Fermi [1] elabora la sua teoria delle interazioni deboli a quattro fermioni dove il neutrino è una particella di Dirac a spin $1/2$.

A causa della piccolissima sezione d'urto per interazioni deboli del tipo proposto da Fermi [2] bisogna aspettare fino al 1956 per avere la prima evidenza sperimentale dell'esistenza del neutrino ad opera di Cowan e Reines [3] che usarono come sorgente un reattore nucleare.

Con la successiva scoperta del neutrino muonico [4] (1962) e tauonico [5] (1975) venne presa in considerazione la possibilità di oscillazioni di sapore (proposte da Maki [6] nel 1962) oppure, nel caso che i neutrini fossero particelle di Majorana [7], oscillazioni $\nu \rightarrow \bar{\nu}$ ipotizzate da Pontecorvo [8] nel 1957.

In questo capitolo introduttivo si delinea brevemente il panorama della fisica del neutrino con particolare attenzione all'ipotesi delle oscillazioni di neutrino in quanto indirettamente legate allo svolgimento di questa tesi.

1.1 Il neutrino nel Modello Standard

Il Modello Standard è la teoria che unifica le interazioni deboli e quelle elettromagnetiche e nasce alla fine degli anni '70 ad opera di Weinberg [9], Salam [10] e Glashow [11] (WSG).

Il modello proponeva una teoria di *gauge* [12] basata sul gruppo di simmetria $SU(2)_I \times U(1)_Y$ dove il primo è il gruppo di isospin debole (I_W) e il secondo quello di ipercarica debole.

Nel modello compaiono dodici fermioni elementari: sei leptoni ($e^-, \nu_e, \mu^-, \nu_\mu, \tau^-, \nu_\tau$) e sei quarks (u, d, c, s, b, t) tutti dotati di massa ad eccezione dei neutrini e che

interagiscono attraverso lo scambio di quattro bosoni vettoriali di gauge di cui tre massivi (W^\pm, Z^0) e uno con massa nulla (γ).

La lagrangiana invariante rispetto a $SU(2)_I \times U(1)_Y$, per essere rinormalizzabile, non deve possedere termini di massa il che implicherebbe massa nulla per fermioni e bosoni in evidente contrasto con la realtà sperimentale.

Per dotare di massa i bosoni vettori senza perdere la rinormalizzabilità della teoria si utilizza il processo chiamato di 'rottura spontanea della simmetria' che consiste nell'introduzione di un doppietto di isospin di campi scalari detti 'scalari di Higgs' che generano massa come risultato dell'autointerazione (il quarto bosone vettoriale resta privo di massa e dunque lo si identifica con il fotone). L'applicazione del meccanismo di Higgs ha però come conseguenza la comparsa di una particella scalare, detta bosone di Higgs, che bilancia il numero di gradi di libertà prima e dopo la rottura spontanea della simmetria e che non è ancora stata osservata.

La lagrangiana che si ottiene è:

$$L = \frac{g}{\sqrt{2}}(J_\mu^- W_\mu^+ + J_\mu^+ W_\mu^-) + \frac{g}{\cos \theta_W}(J_\mu^3 - \sin^2 \theta_W)Z_\mu + g \sin \theta_W J_\mu^{e.m.} \quad (1.1)$$

dove g è la costante di accoppiamento debole (analoga a e in QED), W è un campo bosonico e θ_W è l'angolo di Weiberg per il quale vale

$$e = g \sin \theta_W$$

Quello che si osserva è che i leptoni sono raggruppati in doppietti di isospin ciascuno costituito da un leptone carico e dal corrispondente neutrino e che questi doppietti possono essere separati nelle due componenti sinistrorsa e destrorsa.

Per quanto riguarda l'accoppiamento elettrodebole dei leptoni sperimentalmente si osserva che:

- le interazioni a corrente carica debole violano la parità connettendo solo gli stati sinistrorsi dei leptoni con i rispettivi neutrini
- le interazioni elettromagnetiche non violano la parità infatti coinvolgono indifferentemente sia le componenti destrorse che quelle sinistrorse dei leptoni carichi.

e cioè le componenti sinistrorse degli spinori costituiscono un doppietto di isospin debole mentre quelle destrorse un singoletto dunque le correnti sono:

$$\begin{aligned} J_\mu^+(CC) &= \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L \\ J_\mu^-(CC) &= \bar{e}_L \gamma_\mu \nu_L \\ J_\mu^3(NC) &= \frac{1}{2}(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L) \end{aligned}$$

dove γ_μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) sono le matrici di Dirac.

Le antiparticelle interagiscono tramite la componente di elicità opposta rispetto a quella delle particelle.

Il fatto che non siano mai state viste correnti che coinvolgono la componente destrorsa del neutrino porta a concludere che gli unici stati osservabili di quest'ultimo siano ν_L e $\bar{\nu}_R$. Gli altri due stati (ammesso che esistano) non sono contemplati dal modello elettrodebole in quanto sterili infatti non interagiscono ne fortemente ne elettrodebolmente (avendo isospin e ipercarica debole nulli) e cioè non si accoppiano in nessun modo con i campi di *gauge*.

L'esistenza del neutrino in un unico stato di elicità implica che la sua massa (nel contesto del Modello Standard) sia nulla infatti il termine di massa di Dirac

$$L_D = m_D(\bar{\nu}_L\nu_R + \bar{\nu}_R\nu_L) \quad (1.2)$$

è identicamente nullo mentre un termine di massa di Majorana

$$L_M = m_M((\bar{\nu}_L)^c\nu_R + \bar{\nu}_L(\nu_L)^c) \quad (1.3)$$

che coinvolge solo gli stati di elicità osservabili è vietato dalla conservazione del numero leptonic e dall'assenza di opportuni termini di accoppiamento tra i campi di Higgs ed i fermioni.

La risposta al quesito della massa del neutrino è di fondamentale importanza per capire se il Modello Standard descriva realmente la fisica delle particelle elementari anche se quest'ultimo dispone comunque di tutti gli strumenti concettuali per rendere conto di un eventuale termine di massa tipo Dirac (ad esempio estendendo il settore leptonic).

1.2 Neutrino di Dirac e di Majorana

L'idea di una particella identica alla sua antiparticella fu introdotta formalmente da Majorana nel 1937.

La differenza tra particella di Dirac e di Majorana [13] è legata alla proprietà di trasformazione per coniugazione di carica: nel caso del neutrino, che interagisce solo debolmente e dunque non è un autostato di C, bisogna estendere la definizione di Majorana e considerare anche altre simmetrie discrete come la parità P e l'inversione temporale T. Inoltre bisognerà tenere conto del fatto che le interazioni deboli coinvolgono solo neutrini di una certa chiralità.

In sostanza se ν_L è un neutrino massivo e sinistrorso e se assumiamo l'invarianza per CPT deve esistere $\bar{\nu}_R$, inoltre, essendo un neutrino massivo, viaggia ad una velocità inferiore a quella della luce e dunque è possibile (con una opportuna trasformazione di Lorentz) portarsi in un riferimento che viaggi più veloce di lui e dove ν_L si è trasformato in ν_R .

Nel caso in cui $\nu_R \neq \bar{\nu}_R$ esisteranno quattro stati con la stessa massa e questo quadrupletto viene chiamato neutrino di Dirac ν_D .

Se invece $\nu_R = \bar{\nu}_R$ si ha una coppia di stati di massa che rappresentano il neutrino di Majorana ν_M .

L'esistenza di un neutrino massivo è essenziale per poter distinguere ν_D da ν_M .

L'invarianza della lagrangiana per una trasformazione di fase globale implica l'esistenza di una quantità conservata che fisicamente può essere la carica elettrica, il numero barionico e così via. In teoria dei campi la massa è determinata dal termine di massa della lagrangiana che deve essere Lorentz-invariante e hermitiano e cioè ammetterà solo termini del tipo

$$\bar{\psi} \psi, \quad \bar{\psi}^c \psi^c \quad \text{e} \quad \bar{\psi} \psi^c, \quad \bar{\psi}^c \psi$$

La lagrangiana di un singolo campo di Dirac

$$L_D = D(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L) \quad (1.4)$$

è invariante sotto trasformazioni di fase globali e dunque al termine di massa di Dirac è possibile associare un numero quantico conservato, diverso è il discorso per il termine di massa di Majorana che contiene termini del tipo $\bar{\psi} \psi^c$ e $\bar{\psi}^c \psi$ che non sono invarianti.

Quando sono presenti sia i termini di massa di Dirac sia quelli di Majorana si ha:

$$L_{DM} = D \bar{\psi}_L \psi_R + A \bar{\psi}_L^c \psi_L + B \bar{\psi}_R^c \psi_R + h.c. \quad (1.5)$$

dalla quale, riscrivendola in forma matriciale e diagonalizzando, si ottengono due autovalori per la massa che sono entrambi campi di Majorana cioè sono autostati della coniugazione di carica con autovalori opposti. Nel caso particolare di $A = B = 0$ si ritorna nel formalismo di Dirac.

Dal momento che i termini di massa di Majorana violano la conservazione di qualsiasi numero additivo portato dal campo ψ , per esempio la carica, tutti i fermioni carichi devono avere $A = B = 0$ e sono dunque particelle di Dirac. Gli unici fermioni per i quali potrebbe non valere questo discorso sono i neutrini e se così fosse si avrebbe una violazione del numero leptonic di due unità e il decadimento doppio β senza neutrini (il diagramma di Feynmann è mostrato in fig. 1.1) la cui ricerca costituisce uno dei maggiori campi sperimentali della fisica del neutrino.

1.3 Oscillazioni di neutrino

Come detto in precedenza nel Modello Standard i fermioni acquistano massa solo dopo la rottura spontanea della simmetria e gli autostati di massa sono determinati dall'accoppiamento alla Yukawa: a causa di questo meccanismo gli autostati dell'interazione di *gauge* e quelli di massa non coincidono ma sono connessi attraverso la matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) ([14], [15]). Nel settore leptonic non si ha alcun fenomeno di *mixing* in relazione al fatto che le masse dei neutrini sono nulle; la ricerca di angoli di *mixing* non banali riguarda proprio il campo delle oscillazioni di neutrino.

Per oscillazioni di neutrino si intende la possibilità che un fascio di neutrini di una determinata famiglia possa, propagando nel vuoto, cambiare la sua composizione in neutrini di un diverso sapore.

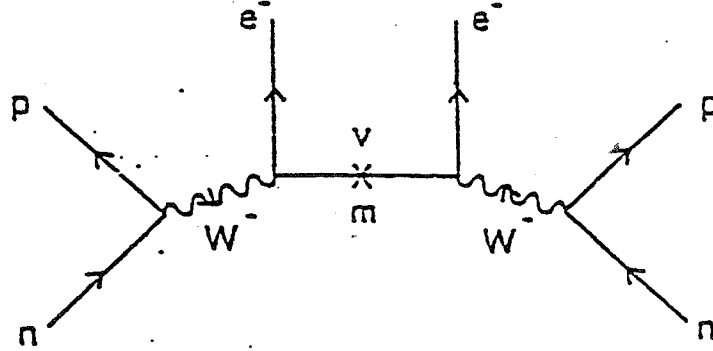


Figura 1.1: Diagramma di Feynmann del decadimento doppio β senza neutrini

Se i neutrini fossero particelle massive la loro matrice di massa sarebbe, in generale, non diagonale e complessa analogamente al caso dei quarks.

In questo caso sarebbe possibile diagonalizzarla attraverso una trasformazione unitaria e si avrebbero autostati di massa distinti dagli autostati di gauge:

$$\nu_l = \sum_m U_{lm} \nu_m \quad (1.6)$$

con $\nu_l = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ autostati deboli

$\nu_m = \nu_1, \nu_2, \nu_3$ autostati di massa con autovalori m_1, m_2, m_3

U = matrice unitaria analoga alla matrice CKM

Se ora si suppone di avere un fascio di neutrini di una sola famiglia l al tempo $t = 0$ la funzione d'onda per un ν_l di momento p_ν è:

$$\nu_l(x, t = 0) = \sum_m U_{lm} \nu_m e^{ip_\nu x} \quad (1.7)$$

e dunque la sua evoluzione al tempo t sarà:

$$\nu_l(x, t) = \sum_m U_{lm} \nu_m e^{ip_\nu x} e^{iE_m t} = \sum_{l'} \left(\sum_m U_{lm} e^{ip_\nu x} e^{iE_m t} U_{l'm}^* \right) \nu_{l'} \quad (1.8)$$

con $E_m = \sqrt{p_\nu^2 + m^2}$

Poichè ν_l ha momento definito p_ν accade che gli autostati di massa più leggeri viaggino più velocemente e che le varie componenti ν_m del fascio si sfasino creando particelle diverse dal ν_l iniziale: ad una certa distanza x non si rivelerà più un insieme puro di ν_l ma un insieme di neutrini di diverso sapore.

Se ora consideriamo dei neutrini ultrarelativistici per i quali $m \ll p_\nu$ varranno

$$x = t \quad E_m = p_\nu \left(1 + \frac{m^2}{2p_\nu^2}\right)$$

e la probabilità di trovare un neutrino $\nu_{l'}$ ad una distanza x dalla sorgente diventa:

$$\begin{aligned} P(l \rightarrow l', x) &= \langle \nu_{l'} | \nu(x) \rangle = \left\{ \sum_{m'} U_{lm'}^* e^{i \frac{m'^2}{2p_\nu} x} U_{l'm'} \right\} \left\{ \sum_m U_{lm} e^{-i \frac{m^2}{2p_\nu} x} U_{l'm}^* \right\} = \\ &= \sum |U_{lm}|^2 |U_{l'm}|^2 + \sum_{m \neq m'} \text{Re}(U_{lm} U_{lm'}^* U_{l'm'} U_{l'm}^*) \cos \left(\frac{m^2 - m'^2}{2p_\nu^2} x \right) + \\ &\quad + \sum_{m \neq m'} \text{Im}(U_{lm} U_{lm'}^* U_{l'm'} U_{l'm}^*) \sin \left(\frac{m^2 - m'^2}{2p_\nu^2} x \right) \end{aligned} \quad (1.9)$$

e se assumiamo la conservazione di CP la matrice U è reale e quella espressione si semplifica in

$$\begin{aligned} P(l \rightarrow l', x) &= \sum_m U_{lm}^2 U_{l'm}^2 + \sum_{m \neq m'} (U_{lm} U_{lm'} U_{l'm'} U_{l'm}) \cos \left(\frac{2\pi x}{L_{mm'}} \right) = \\ &= \delta_{ll'} - 2 \sum_{m \neq m'} (U_{lm} U_{lm'} U_{l'm'} U_{l'm}) \sin^2 \left(\frac{\pi x}{L_{mm'}} \right) \end{aligned} \quad (1.10)$$

$$\text{con } L_{mm'} = 2\pi \frac{2p_\nu}{|m^2 - m'^2|} = 2\pi \frac{2p_\nu}{\Delta M_{mm'}^2}$$

dove $L_{mm'}$ è detta lunghezza di oscillazione.

A questo punto è evidente come questa probabilità oscilli con la distanza e come il carattere oscillatorio sia legato al fatto che le masse dei neutrini siano diverse tra di loro e non nulle e a quello che gli angoli di *mixing* siano non banali.

Si osservi inoltre che la frequenza di oscillazione dipende linearmente da $\Delta M_{mm'}^2$ mentre l'ampiezza è funzione degli elementi della matrice di *mixing* U .

Osserviamo ora che se $x \ll L$ non c'è modo di rivelare l'oscillazione e analogamente nel caso opposto $x \gg L$ infatti in questo caso a causa dell'inevitabile sparpagliamento in momento di un fascio reale non sarebbe possibile osservare nessun comportamento oscillatorio della probabilità in quanto il termine $\sin^2 \frac{\pi x}{L}$ oscillerebbe così rapidamente da essere mediato al valore 1/2 come si vede in fig. 1.2.

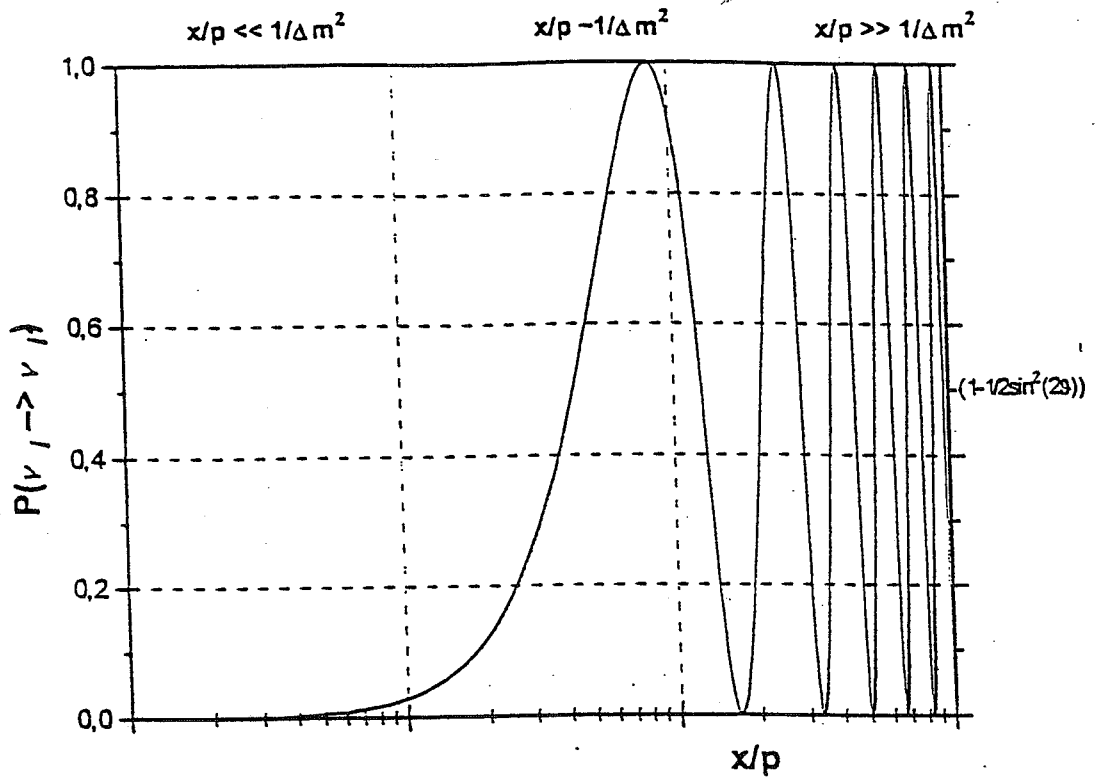


Figura 1.2: Probabilità di oscillazione in funzione di $\frac{x}{p}$

Si consideri adesso il caso semplificato di due soli sapori ν_e , ν_μ e di due soli autostati di massa ν_1 , ν_2 . Il termine di massa tipo Dirac più generico che possiamo scrivere è:

$$-L_M = m_{\nu_e\nu_e} \bar{\nu}_e \nu_e + m_{\nu_\mu\nu_\mu} \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + m_{\nu_e\nu_\mu} (\bar{\nu}_e \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \nu_e) \quad (1.11)$$

che è simmetrico e quindi può essere diagonalizzato tramite la rotazione

$$\nu_e = \cos\theta \nu_1 + \sin\theta \nu_2 \quad (1.12)$$

$$\nu_\mu = -\sin\theta \nu_1 + \cos\theta \nu_2 \quad (1.13)$$

dando gli autovalori

$$m_{1,2} = \frac{1}{2} \{ m_{\nu_e\nu_e} + m_{\nu_\mu\nu_\mu} \pm [(m_{\nu_e\nu_e} - m_{\nu_\mu\nu_\mu})^2 + 4m_{\nu_e\nu_\mu}^2]^{1/2} \} \quad (1.14)$$

mentre l'angolo θ è definito da

$$\tan 2\theta = \frac{2m_{\nu_e\nu_\mu}}{m_{\nu_e\nu_e} - m_{\nu_\mu\nu_\mu}} \quad (1.15)$$

Le particelle ν_1 , ν_2 hanno masse definite m_1 , m_2 e poichè sono particelle di Dirac non possono essere autostati della coniugazione di carica ed evolvono nel tempo secondo la relazione:

$$|\nu_1(t)\rangle = e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} |\nu_1(0)\rangle \quad (1.16)$$

$$|\nu_2(t)\rangle = e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} |\nu_2(0)\rangle \quad (1.17)$$

con $E_i = (p^2 + m_i^2)^{1/2}$ energia del neutrino ν_i .

Ad esempio, un neutrino elettronico, creato al tempo $t = 0$, evolve nel tempo come

$$\begin{aligned} |\nu_e(t)\rangle &= \cos\theta e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} |\nu_1(0)\rangle + \sin\theta e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} |\nu_2(0)\rangle = \\ &= \left(e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} \cos^2\theta + e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} \sin^2\theta \right) |\nu_e(0)\rangle + \cos\theta \sin\theta \left(e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} - e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} \right) |\nu_\mu(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.18)$$

da cui si ricava la probabilità di oscillazione

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= |\langle \nu_\mu | \nu_e(t) \rangle|^2 = \left| \cos\theta \sin\theta \left(e^{-i\frac{E_2}{\hbar}t} - e^{-i\frac{E_1}{\hbar}t} \right) \right|^2 = \\ &= \frac{\sin^2 2\theta}{4} \left(2 - e^{-i\frac{E_2-E_1}{\hbar}t} - e^{i\frac{E_2-E_1}{\hbar}t} \right) = \frac{\sin^2 2\theta}{4} \left\{ 2 - 2\cos\left(\frac{E_2-E_1}{\hbar}t\right) \right\} \end{aligned} \quad (1.19)$$

e sotto l'assunzione scontata di neutrini ultrarelativistici, cioè per i quali valgono

$$E_2 - E_1 = \sqrt{m_2^2 + p^2} - \sqrt{m_1^2 + p^2} \cong p \left(1 + \frac{m_2^2}{2p^2} \right) - p \left(1 + \frac{m_1^2}{2p^2} \right) = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2p}$$

$$t = \frac{x}{c} \quad \hbar c = 1.97 \cdot 10^{-19} \text{ GeV km}$$

la probabilità di oscillazione diventa:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \frac{\sin^2 2\theta}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p\hbar c} x \right) \right\} = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{m_2^2 - m_1^2}{2p\hbar c} x \right) \quad (1.20)$$

e introducendo la lunghezza di oscillazione

$$L = \frac{4\pi p_\nu \hbar c}{\Delta m^2} = 2.48 \frac{p_\nu \text{ GeV}^2 \text{ km}}{\Delta m^2 \text{ eV}^2} \quad (1.21)$$

si può esprimere la probabilità di sopravvivenza della componente originaria come

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e, x) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\pi x}{L} \right) \quad (1.22)$$

mentre quella di comparsa della componente oscillata vale

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, x) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\pi x}{L} \right) \quad (1.23)$$

Un parametro spesso impiegato per indicare le prestazioni di un esperimento che cerca l'evidenza delle oscillazioni di neutrino è

$$\chi = \frac{\pi x}{L} = 1.27 \frac{\frac{\Delta m^2}{1 \text{ eV}^2} \frac{x}{1 \text{ km}}}{\frac{p_\nu}{1 \text{ GeV}}} \quad (1.24)$$

che ne caratterizza la sensibilità alle oscillazioni ad una certa distanza x in corrispondenza di un certo momento p_ν .

La situazione sperimentale attuale è descritta nel cap.2 dove sono trattate separatamente le diverse sorgenti di neutrino oggi disponibili in corrispondenza delle quali risultano esplorabili diverse regioni di $\frac{x}{p}$ (come mostrato in fig. 1.3).

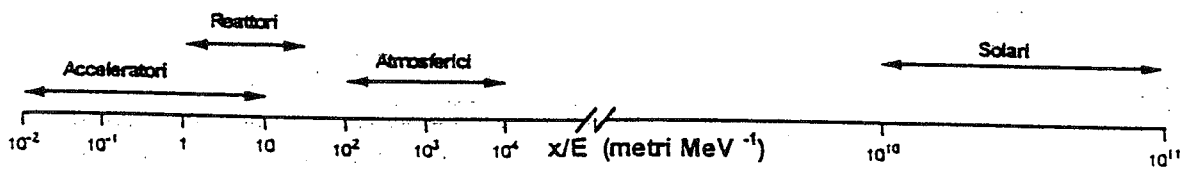


Figura 1.3: Diverse regioni di $\frac{x}{E}$ esplorabili a seconda delle sorgenti di neutrini utilizzate

Capitolo 2

Stato attuale delle oscillazioni di ν

Gli esperimenti che ricercano le oscillazioni di neutrino si dividono in due grandi categorie:

- esperimenti di scomparsa (*disappearance*): un fascio di neutrini di un determinato sapore leptonic viene sondato, ad una certa distanza, con un rivelatore, sensibile ai soli neutrini di quel sapore. La segnatura dell'avvenuta oscillazione è un flusso di neutrini misurato inferiore a quello atteso per quella posizione
- esperimenti di comparsa (*appearance*): in questo caso si cerca di rivelare la componente oscillata dunque il rivelatore deve essere in grado di distinguere le interazioni prodotte da neutrini di diverso sapore.

I canali di oscillazione che vengono presi in considerazione sono, indipendentemente dal tipo di esperimento, $\nu_e \Leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \Leftrightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \Leftrightarrow \nu_\tau$.

In questo capitolo vengono passati in rassegna i risultati sperimentali ottenuti fino ad ora differenziandoli in rapporto al tipo di sorgente utilizzata: neutrini solari, atmosferici da reattori e da acceleratori [16].

Vengono presi in considerazione anche gli esperimenti in corso di svolgimento e i loro obiettivi e si accenna ai progetti degli esperimenti futuri e alle loro caratteristiche.

2.1 I neutrini solari

Il Sole è la più intensa sorgente di neutrini, da esso ne arrivano sulla Terra circa $6 \cdot 10^{10}$ per cm^2 s prodotti dal processo di fusione che avviene nel suo interno.

Tutte le reazioni che avvengono all'interno del Sole producono neutrini elettronici e lo spettro dei flussi per i diversi canali è mostrato in fig. 2.1: si ha una conoscenza molto precisa dei flussi legati alla reazione pp mentre nel caso delle reazioni B e Be la forte dipendenza da parametri del modello solare (come la temperatura del nucleo) rende meno esatta la loro determinazione, problema che è in parte rimosso quando si considera che quelle due reazioni contribuiscono solo in modo minore al flusso complessivo.

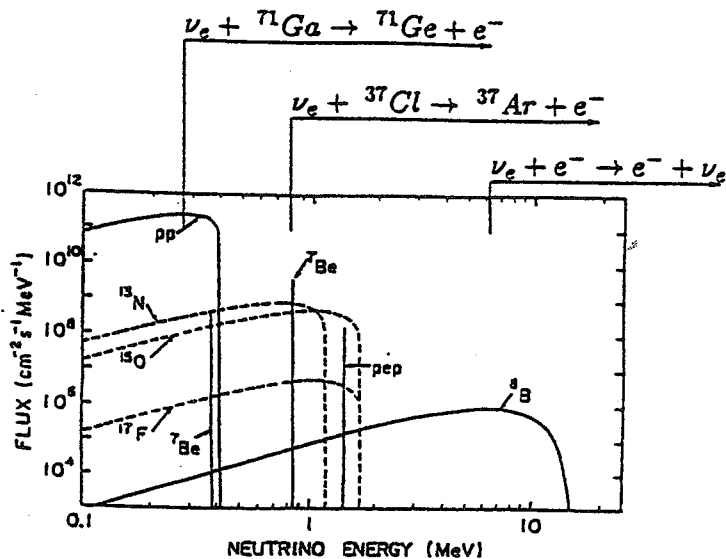


Figura 2.1: Componenti del flusso di neutrini solari e soglie di rivelazione per diverse reazioni usate negli esperimenti

2.1.1 Esperimenti radiochimici

Per verificare il pp e il Be-branch dello spettro è necessario poter rivelare neutrini con un'energia inferiore ad 1 MeV, questo viene ottenuto sfruttando processi di decadimento β o di cattura elettronica in cui la differenza energetica fra i due nuclei sia inferiore alla soglia di interesse.

In questo tipo di esperimento si procede esponendo il materiale scelto al flusso di neutrini solari per un determinato periodo (tipicamente qualche settimana) e successivamente andando ad analizzare il campione per determinare il numero di nuclei resi instabili dall'interazione con i ν_e .

Gli esperimenti GALLEX e SAGE stanno studiando il pp-branch dello spettro solare utilizzando il decadimento β inverso del ^{71}Ga



dove il germanio prodotto ha una vita media di 16.5 giorni.

Le previsioni teoriche assegnano ai diversi canali i seguenti contributi:

$$70 (pp) + 38 (^7\text{Be}) + 16 (^8\text{B}) + 10 (\text{CNO}) + 3 (pep) = 137 \pm 8 \quad (2.2)$$

dove quei numeri sono espressi in unità SNU (1 SNU = 1 cattura per secondo per 10^{36} atomi bersaglio).

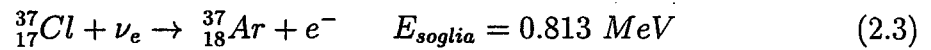
I tassi misurati da GALLEX nel periodo che va dal 1991 al 1995 e quelli misurati da SAGE dal 1990 al 1993 sono invece:

GALLEX	70 ± 8 SNU
SAGE	$72 \pm 12 \pm 7$ SNU

e cioè rispettivamente il 51% e il 53% del flusso aspettato.

In maniera analoga l'esperimento Homestake, che registra eventi legati ai neutrini solari da più di vent'anni, ha misurato un flusso minore rispetto alle previsioni teoriche.

Questo esperimento, a differenza dei precedenti, lavora con un isotopo del cloro ($E_{soglia} = 0.813$ MeV) e sfrutta la reazione



dunque in questo caso il flusso è dato principalmente dai canali Be e B infatti è previsto essere

$$0.0 (pp) + 1.2 ({}^7\text{Be}) + 7.4 ({}^8\text{B}) + 0.5 (CNO) + 0.2 (pep) = 9.3 \pm 1.3$$

valore da confrontare con quello ottenuto da Homestake nel periodo che va dal 1970 al 1994

$$\text{Homestake} = 2.54 \pm 0.16 \pm 0.14 \text{ SNU}$$

Quello che si osserva è una discrepanza ancora maggiore: solo il 28% del flusso aspettato è stato osservato.

2.1.2 Esperimenti Čerenkov ad acqua

Questo tipo di esperimento punta l'attenzione su processi di *scattering* neutrino-elettrone del tipo



di cui rivela la luce Čerenkov dell'elettrone che ha subito l'interazione.

Quella reazione non ha una soglia cinematica ma il fondo costituito dalla produzione di luce Čerenkov da parte dei raggi cosmici o dalla radioattività naturale impone una soglia di 5 – 7 MeV rendendo così questi esperimenti sensibili solo ai neutrini provenienti dal B-branch.

Un'altra importante caratteristica risiede nell'universalità del processo di *scattering* (2.4) che è possibile per ogni tipo di neutrino (e anti-neutrino) ma con sezioni d'urto diverse

$$\sigma(\nu_e e^-) : \sigma(\nu_\mu, \nu_\tau e^-) : \sigma(\bar{\nu}_e e^-) : \sigma(\bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau e^-) = 1 : 0.16 : 0.41 : 0.14$$

il che comporta che anche nel caso in cui tutti i neutrini oscillino si dovrà osservare un flusso minimo pari al 16% di quello aspettato. La correlazione tra R (= flusso misurato/flusso aspettato) e la probabilità di oscillazione del neutrino è

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \frac{R - 0.16}{1 - 0.16} \quad (2.5)$$

L'esperimento Kamiokande consiste in 4500 ton d'acqua contenute in una tank ricoperta da 948 tubi fotomoltiplicatori.

I neutrini solari sono stati studiati con un volume fiduciale di 680 ton e una energia di soglia pari a 7 MeV nel periodo che va dal Dicembre 1986 fino all'Aprile 1996 ed è stato misurato un flusso pari a

$$2.80 \pm 0.19 \pm 0.33 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

che è il 42% del valore aspettato.

Assumendo che i neutrini siano oscillati e applicando la (2.5) si ottiene una probabilità di oscillazione $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ del 31% compatibile con il risultato di Homestake.

Nell'Aprile del 1996 ha iniziato la presa dati Superkamiokande [17] che con le sue 50 Kton d'acqua circondate da 11 200 tubi fotomoltiplicatori ha un volume fiduciale per i neutrini solari pari a 32 volte quello di Kamiokande, inoltre la risoluzione viene accresciuta di un fattore 1.5-2 e la soglia energetica verrà portata a soli 5 MeV mettendo in grado questo esperimento di registrare un numero di interazioni di neutrino 100 volte maggiore rispetto a Kamiokande.

Il rivelatore lavora in tempo reale e ha la capacità di individuare la direzione della sorgente di neutrini con una risoluzione di 1° per i muoni passanti e di 28° per neutrini da 10 MeV, dunque permette di determinare le caratteristiche spaziali, temporali ed energetiche di un evento.

Le 50 000 ton di acqua sono continuamente purificate attraverso la deionizzazione, filtraggi e degasificazione al fine di essere libera da impurezze radioattive e trasparente nell'ultravioletto vicino e nel blu per la rivelazione dei fotoni Čerenkov.

Gli eventi raccolti durante i primi 102 giorni di presa dati sui neutrini del ciclo ${}^8\text{B}$ (con una soglia energetica di 7 MeV) danno un flusso

$$2.51 (+0.14/ - 0.13) \pm 0.18 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (2.6)$$

e dunque confermano quelli di Kamiokande.

Tutti gli esperimenti presi in considerazione mostrano un deficit nel flusso di neutrini solari misurato rispetto a quello aspettato.

2.1.3 Esperimenti futuri

SNO Questo esperimento, ancora in via di costruzione, sfrutta la rivelazione della luce Čerenkov analogamente a Kamiokande ma utilizza 1000 ton di acqua pesante (D_2O): questa scelta apre diversi canali di reazione ai neutrini

CC	$\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-$	$E_{soglia} = 1.4 \text{ MeV}$
NC	$\nu + D \rightarrow p + n + \nu$	$E_{soglia} = 2.2 \text{ MeV}$
CC	$\bar{\nu}_e + D \rightarrow n + n + e^+$	$E_{soglia} = 4.0 \text{ MeV}$

e in particolare la possibilità di osservare le reazioni a corrente neutra (NC).

Con una energia di soglia pari a 6 MeV ci si aspetta 6800 correnti neutre e 2000 correnti cariche per anno assumendo per i neutrini del ciclo del B i flussi previsti dal Modello Solare.

Il riempimento del rivelatore inizierà nella primavera del 1998.

Borexino L'idea su cui si basa questo esperimento è di misurare la luce di scintillazione prodotta nello *scattering* ν -e: il rivelatore consiste in un recipiente di 8.5 m di diametro riempito con 300 ton di scintillatore liquido e 'guardato' da circa 2000 tubi fotomoltiplicatori.

Rispetto agli esperimenti che sfruttano la luce Čerenkov si riesce ad ottenere una risoluzione energetica molto migliore mentre è molto più delicata la soppressione del fondo soprattutto in questo caso dove la soglia energetica al di sopra della quale si vuole lavorare è molto bassa (250 keV). Questa scelta rende però l'esperimento molto sensibile a qualsiasi piccola distorsione dello spettro su un grande intervallo di energie.

GNO Questo esperimento ha lo scopo di monitorare il flusso di neutrini del ciclo pp per un lungo periodo di tempo (almeno 10 anni) con un rivelatore al gallio posto nei laboratori del Gran Sasso.

La presa dati comincerà nel 1999 con 30 ton di gallio: gli obiettivi principali sono un affinamento della misura del tasso di cattura dei neutrini solari alla soglia del gallio e la ricerca di variazioni di flusso sul lungo periodo.

2.2 Neutrini atmosferici

Quando i raggi cosmici primari (che sono costituiti principalmente da protoni e nuclei leggeri) urtano lo strato più alto dell'atmosfera producono sciame adronici in larga parte accompagnati da pioni che, a causa della bassa densità dell'atmosfera, decadono prima di interagire

$$\pi \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu / \nu_\mu$$

A loro volta una grande frazione di muoni decadono prima di raggiungere la Terra:

$$\mu \rightarrow e + \bar{\nu}_\mu / \nu_\mu + \nu_e / \bar{\nu}_e$$

quindi, seguendo questo schema semplificato, si deduce che il rapporto fra il numero di (anti)-neutrini muonici e quello di (anti)-neutrini elettronici che raggiungono la Terra deve essere pari a due (viene sempre misurato questo rapporto e non il flusso

Esperimenti	R
Frejus	$0.99 \pm 0.13 \pm 0.08$
Nusex	1.04 ± 0.25
Soudan2	$0.72 \pm 0.19 \pm 0.06$
IMB	$0.54 \pm 0.05 \pm 0.07$
Kamiokande Sub-GeV	0.60 ± 0.06
Kamiokande Multi-GeV	$0.57 \pm 0.08 \pm 0.07$

Tabella 2.1: Valori di R misurati in diversi esperimenti

assoluto dei due sapori di neutrino perchè è dimostrato che si tratta di una misura più precisa).

Diversi esperimenti hanno misurato il rapporto dei flussi di ν_μ e ν_e e generalmente il risultato viene dato in termini del doppio rapporto

$$R = \frac{(N(\nu_\mu)/N(\nu_e))_{data}}{(N(\nu_\mu)/N(\nu_e))_{simul}} \quad (2.7)$$

e se la simulazione descrivesse correttamente i dati dovrebbe essere $R = 1$.

L'intervallo energetico coperto da queste misure va da 100 MeV a più di 10 GeV .

In tabella 2.1 sono riportati i valori di R misurati da diversi esperimenti: i primi tre risultati sono stati ottenuti con dei rivelatori traccianti convenzionali mentre IMB e Kamiokande sono dispositivi Čerenkov: si vede come dominino la statistica e come il disaccordo tra la previsione teorica e il risultato sperimentale sia maggiore in questi due casi.

L'interpretazione dei risultati raccolti in tabella 2.1 in termini di oscillazioni di neutrino porta ad un angolo di *mixing* e ad una differenza di massa nell'intervallo

$$\sin^2 2\theta > 0.3 \quad \Delta m^2 > 10^{-3} \text{ eV}^2$$

L'allontanamento di R dal valore 1 può ugualmente essere attribuito a delle oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ o $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e in questo secondo caso il ν_τ non contribuisce alle interazioni in corrente carica in quanto siamo sotto alla soglia energetica di produzione del rispettivo leptone (il τ).

Dalle considerazioni fatte finora si riesce solo a dare un limite inferiore per Δm^2 mentre è possibile fissare un *range* tenendo conto della asimmetria (misurata da Kamiokande) tra neutrini discendenti e ascendenti che massimizzano la deviazione di R dall'unità. Questa dipendenza potrebbe essere spiegata assumendo una lunghezza di oscillazione minore del diametro della Terra ma maggiore della tipica distanza di volo dei neutrini discendenti.

Il migliore *fit* della dipendenza dall'angolo zenitale misurata da Kamiokande Multi-GeV suggerisce massimo *mixing* ($\sin^2 2\theta = 1$) e

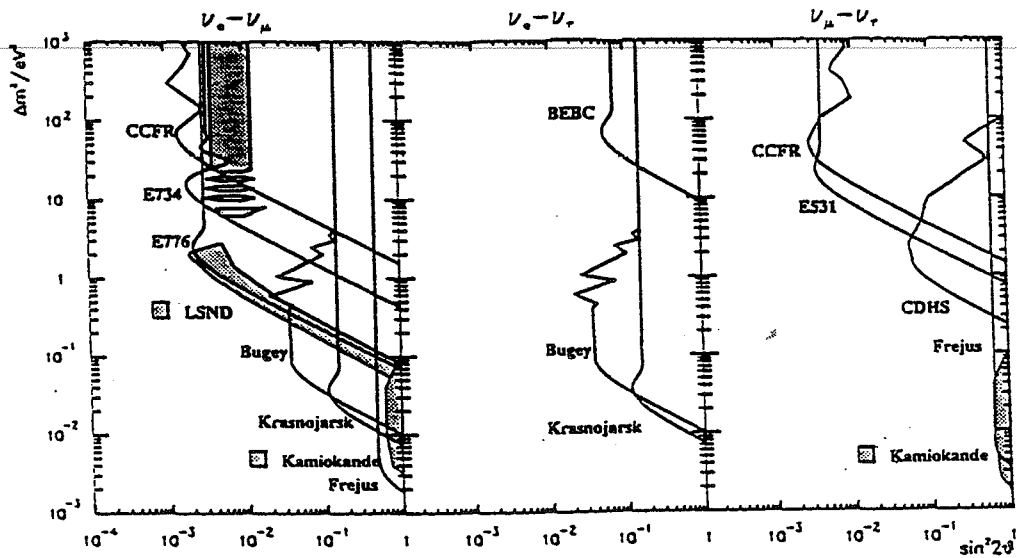


Figura 2.2: Confronto fra i risultati da esperimenti ad acceleratori, reattori e neutrini atmosferici per i tre canali di oscillazione. Le aree evidenziate sono i risultati positivi riportati da LSND e Kamiokande

$$\begin{aligned}\Delta m^2 &= 1.8 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2 & \nu_\mu \rightarrow \nu_e \\ \Delta m^2 &= 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ eV}^2 & \nu_\mu \rightarrow \nu_\tau\end{aligned}$$

Combinando i risultati di Kamiokande (Sub-GeV e Multi-GeV) si ottiene una regione dei parametri di *mixing* favorita (90% C.L.) per entrambe le ipotesi di oscillazione (fig. 2.2) regione che risulta invece fortemente soppressa dai risultati di Frejus.

2.2.1 Esperimenti futuri

I prossimi risultati riguardanti i neutrini atmosferici dovrebbero arrivare da Superkamiokande che utilizza la stessa tecnica di Kamiokande mentre un incremento della statistica è atteso dagli esperimenti Sub-GeV e Multi-GeV.

Il parametro spaziale di *mixing* indicato da Kamiokande verrà indagato con i futuri esperimenti in laboratorio (di cui si parla più avanti) che sfrutteranno grandi distanze tra sorgente e rivelatore (*long-baseline*) per raggiungere la necessaria sensibilità in Δm^2 .

2.3 Neutrini dai reattori

I reattori nucleari sono intense sorgenti di $\bar{\nu}_e$ che provengono dai decadimenti β legati alla fissione di nuclei pesanti (principalmente ^{235}U e ^{239}Pu): dunque i reattori nucleari producono esclusivamente $\bar{\nu}_e$ (a differenza del Sole che produce solo ν_e) in relazione alla reazione

Esperimento	massa bersaglio	distanza reattore	$\Delta m^2 (eV^2)$ $\sin^2 2\theta = 1$	$\sin^2 2\theta$ $\Delta m^2 \rightarrow \infty$
Gösgen	320 Kg	38, 46, 65 m	$1.9 \cdot 10^{-2}$	0.21
Krasnojarsk	600 Kg	57, 230 m	$0.8 \cdot 10^{-2}$	0.15
Bugey	600 Kg	15, 40, 95 m	$1.0 \cdot 10^{-2}$	0.15

Tabella 2.2: Sommario degli esperimenti di oscillazione ai reattori nucleari (90% C.L.)

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

che è necessaria a creare nuclei stabili.

Gli esperimenti che utilizzano reattori nucleari dispongono di una precisa conoscenza dei flussi e lavorano con neutrini che hanno un'energia minore di 8 MeV e che vengono rivelati sfruttando il decadimento β inverso:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad E_\nu > 1.8 \text{ MeV}$$

Viene rivelata la luce di scintillazione del positrone o i suoi fotoni di annichilazione seguita dal segnale della cattura neutronica per la quale si utilizzano Gd, ^3He o ^6Li .

In relazione alla bassa energia del neutrino questi esperimenti sono tutti di scomparsa e il risultato può essere interpretato tanto come un'oscillazione $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$ quanto come una $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$.

La sensibilità all'angolo di *mixing* degli esperimenti ai reattori nucleari è limitata a $\sin^2 2\theta > 0.1$ a causa della limitata conoscenza del flusso di neutrini mentre per quanto riguarda Δm^2 varia considerevolmente da esperimento ad esperimento.

In tabella 2.2 sono riportati i risultati finora ottenuti in termini dei migliori parametri di oscillazione raggiunti.

Recentemente sono inoltre stati pubblicati i primi risultati dell'esperimento Chooz [18] (Francia) che ricerca oscillazioni $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_x$ nel vuoto: vengono utilizzati due reattori con una potenza termica complessiva pari a 8.5 GW_{th} che producono neutrini che vengono rivelati in un laboratorio sotterraneo che si trova a circa 1 Km dalla sorgente.

Il bersaglio è costituito da 4800 Kg di uno scintillatore liquido alla paraffina arricchito di idrogeno (protoni liberi) e con l'aggiunta dello 0.09% di gadolinio scelto in funzione della sua grande sezione d'urto per cattura neutronica. Il tutto è contenuto in un recipiente immerso in un calorimetro a bassa energia circondato da tubi fotomoltiplicatori.

I dati raccolti nel periodo che va da Marzo a Ottobre del 1997 danno un rapporto tra il numero di interazioni misurate e quelle aspettate pari a :

$$\frac{R_{mis}}{R_{asp}} = 0.98 \pm 0.04(stat) \pm 0.04(sist)$$

e dunque questo esperimento non ha trovato (al 90% C.L.) evidenza di oscillazioni nella regione

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta &> 0.18 && \text{per grandi } \Delta m^2 \\ \Delta m^2 &> 0.9 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 && \text{per angoli di } \textit{mixing} \text{ massimi} \end{aligned}$$

In fig. 2.3 si può osservare il *plot* di esclusione di Chooz confrontato con quello degli altri esperimenti citati.

2.4 Neutrini da acceleratori

L'utilizzo di neutrini prodotti agli acceleratori ha alcune caratteristiche importanti nel contesto dello studio delle oscillazioni:

- si possono avere neutrini con una energia al di sopra della soglia delle correnti cariche per ν_μ e ν_τ
- può essere variato il sapore del fascio
- in linea di principio tutti i *mixing* possono essere testati con il metodo della comparsa
- i fasci prodotti possono essere orientati
- possono essere prodotti fasci di neutrini con una ben definita struttura temporale.

2.4.1 Neutrini di bassa energia

Quando i neutrini vengono prodotti dal decadimento in quiete di pioni e muoni si ottengono flussi completamente determinati dalla cinematica del decadimento a due e tre corpi e la loro energia non è mai superiore ai 50 MeV.

Due esperimenti stanno attualmente studiando le oscillazioni $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ su fasci con queste caratteristiche: KARMEN e LSND e la reazione che viene utilizzata è, analogamente a quello che succede negli esperimenti con i reattori, il decadimento β inverso.

Per quanto riguarda gli ultimi quattro anni della presa dati dell'esperimento KARMEN, nonostante sia stato misurato un eccesso di $\bar{\nu}_e$, nè lo spettro energetico nè la struttura temporale avevano le caratteristiche di una avvenuta oscillazione e quindi il risultato è servito a fissare il seguente limite:

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) < 3.75 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

L'esperimento LSND usa criteri simili per definire il campione (compatibilmente con il proprio apparato sperimentale) e nel periodo che va dal 1993 al 1997 ha misurato un eccesso di eventi che se attribuito alle oscillazioni di neutrino dà

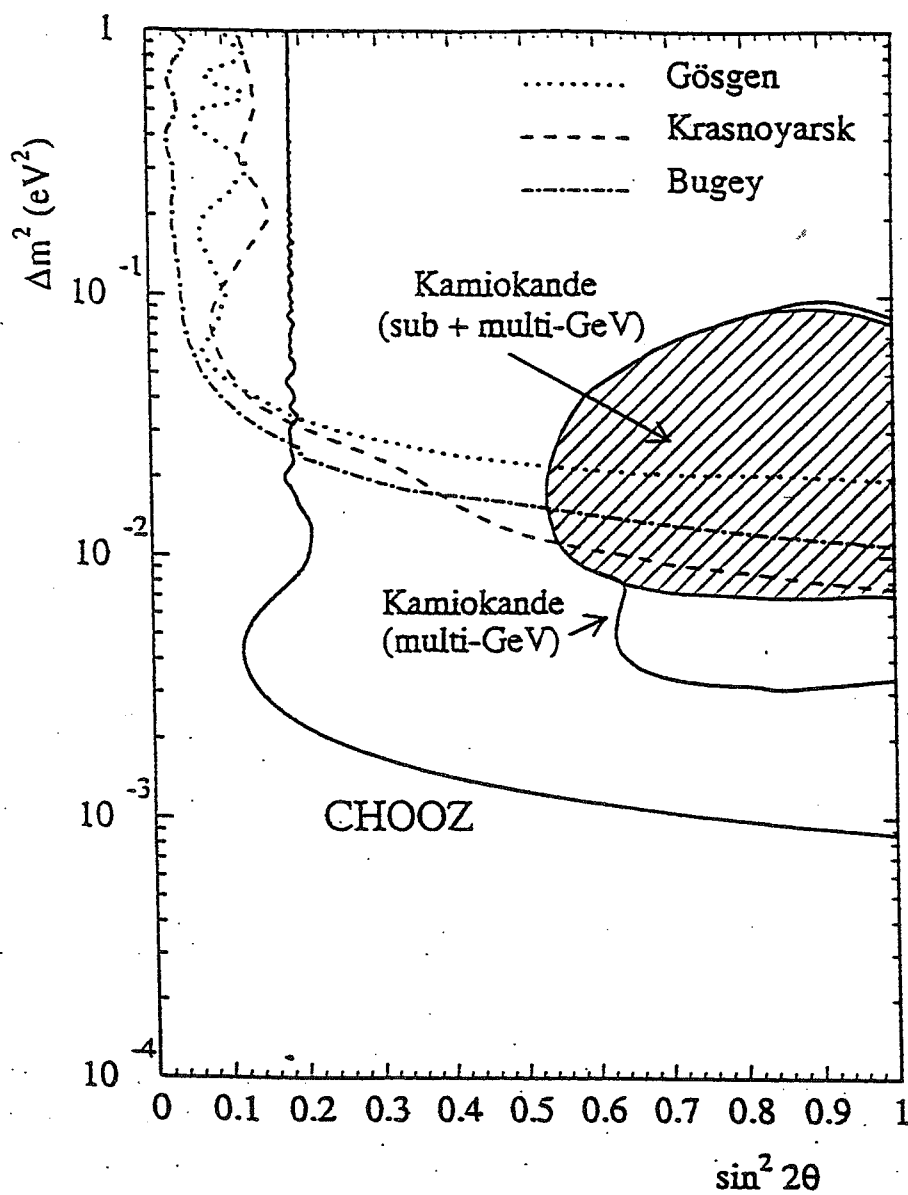


Figura 2.3: *Plot di esclusione di Chooz (90% C.L.) confrontato con quelli di esperimenti precedenti*

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = (3.1 \pm 0.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

La capacità di KARMEN di distinguere i neutrini provenienti dal decadimento veloce del pione (26 ns) da quelli di quello lento del muone (2.2 μ s) ha permesso a questo esperimento di eseguire anche una misura sulle oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ che ha dato esito negativo fissando il limite

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) < 2.6 \cdot 10^{-2} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

2.4.2 Neutrini di alta energia

In questo caso i neutrini vengono prodotti ad acceleratori di protoni che raggiungono energie pari a centinaia di GeV, questo permette di indagare qualsiasi canale di oscillazione essendo anche al di sopra della soglia di produzione del τ .

Due esperimenti stanno attualmente prendendo dati sul fascio di neutrini dell'SPS del CERN e sono NOMAD e CHORUS.

NOMAD L'esperimento NOMAD (*Neutrino Oscillation MAgnetic Detector*) ricerca le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con il metodo della comparsa; nonostante il leptone τ sia stato studiato ampiamente il neutrino ad esso associato non è ancora stato osservato in interazioni con la materia a causa dei flussi molto bassi che non ne permettono una ricerca sperimentale diretta. Lo studio delle eventuali oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ è al momento il principale canale di ricerca del ν_τ .

L'interazione in corrente carica del ν_τ che viene presa in considerazione è:

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$$

dove N è un nucleone e X un sistema adronico.

Alle energie degli acceleratori attuali il τ^- decade dopo aver percorso pochi millimetri dunque la grande risoluzione spaziale richiesta è la principale ragione della difficoltà di rivelare gli eventi di ν_τ soprattutto nei rivelatori per neutrini che devono avere un bersaglio di grande massa a causa della piccola sezione d'urto delle interazioni considerate.

L'esperimento NOMAD punta su un'ottima capacità di ricostruzione cinematica di eventi semplici per estrarre il segnale dovuto al ν_τ senza ricorrere ad una ricostruzione diretta del vertice.

Il rivelatore di NOMAD misura e identifica e^- , μ^- , fotoni e adroni prodotti nelle interazioni di neutrino: il bersaglio attivo è costituito da una serie di camere a deriva, con una massa fiduciale di circa 2.7 ton, poste in un campo magnetico di 0.4 T (in direzione orizzontale e perpendicolare alla direzione del fascio) per la misura del momento delle particelle cariche.

Dopo il bersaglio si trovano un rivelatore a radiazione di transizione (TDR), un calorimetro elettromagnetico, un calorimetro adronico e le camere per i muoni.

Lo spettrometro ha una granularità molto fine con 0.01 lunghezze di radiazione tra due piani consecutivi di misura e consente una precisa determinazione di momento mentre il TDR provvede ad una buona identificazione degli elettroni.

L'estrazione del segnale dal fondo, costituito dalle interazioni di ν_μ e ν_e , si basa su due angoli definiti nel piano trasverso alla direzione del fascio di neutrini:

- l'angolo tra i frammenti visibili del τ^- e il jet adronico
- l'angolo tra il jet adronico e il momento mancante nel piano trasverso (P_{Tmiss})

Queste informazioni sono essenziali in quanto nel caso di una interazione di ν_τ il P_{Tmiss} è soprattutto dovuto ai due neutrini non rivelati dunque punterà nella direzione dei frammenti del τ mentre, nel caso di interazioni di ν_μ o ν_e , il momento mancante nel piano trasverso è dovuto ad adroni neutri non rivelati e dunque punterà nella direzione del sistema adronico.

NOMAD ha iniziato la presa dati nel 1995 e dovrebbe continuare almeno fino alla fine del 1998; esiste un'analisi preliminare dei dati del 1995 che da come limite (nell'ipotesi di grandi Δm^2)

$$\sin^2 2\theta < 3.4 \cdot 10^{-3}$$

Sfruttando la buona capacità di identificazione degli elettroni è stato anche determinato un limite per l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

$$\sin^2 2\theta < 2 \cdot 10^{-3}$$

tenendo presente che questa misura è influenzata dall'incertezza nella determinazione della contaminazione di ν_e del fascio.

CHORUS L'esperimento CHORUS (*CERN Hybrid Oscillation Research Apparatus*) cerca anch'esso evidenze sperimentali di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ con il metodo della comparsa ma, a differenza di NOMAD, punta sulla buona risoluzione spaziale del rivelatore per la ricostruzione del vertice secondario o di un 'kink' della traccia.

Il rivelatore è costituito da 800 Kg (4 lunghezze di radiazione) di emulsioni con un'area di $1.4 \times 1.4 m^2$ seguite da speciali fogli di emulsioni e tracciatori a fibra.

Una preselezione degli eventi viene fatta attraverso dei tagli cinematici sulle tracce ricostruite nello spettrometro, questo permette di individuare il vertice dell'interazione interessante entro poche decine di millimetri, diversamente il numero di interazioni da analizzare alla fine dell'esperimento sarebbe enorme e richiederebbe tempi irrealistici.

Il τ^- viene cercato nei seguenti canali di decadimento:

1. leptónico $\tau^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_\tau$
2. adronico $\tau^- \rightarrow \pi^- + (n\pi^0) + \nu_\tau$
 $\tau^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^- + (n\pi^0) + \nu_\tau$

e la segnatura dell'interazione è, nel caso leptónico e nel primo caso adronico, una traccia uscente dal vertice primario che devia bruscamente (*kink*) su una lunghezza

compatibile con il cammino di decadimento del τ^- o l'evidenza di un secondo vertice di interazione nel secondo caso adronico.

L'esperimento CHORUS ha iniziato la presa dati nel 1994, i risultati dell'analisi disponibili attualmente prendono in considerazione solo il primo anno di *run* e non essendoci evidenza di oscillazione i limiti sono posti a

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta &> 2 \cdot 10^{-4} && \text{per grandi } \Delta m^2 \\ \Delta m^2 &> 0.4 \text{ eV}^2 && \text{per angoli di } \textit{mixing} \text{ massimi} \end{aligned}$$

2.4.3 Esperimenti futuri

I progetti futuri di esperimenti agli acceleratori si possono suddividere in tre diverse categorie a seconda del tipo di approccio:

- studiare la regione dei parametri indicata da LSND: il fatto di utilizzare neutrini prodotti da acceleratori pone il problema della contaminazione di ν_e del fascio che limita la sensibilità, si pensa di poterlo risolvere rivelando gli e^- nel tunnel di decadimento attraverso la luce Čerenkov e usando questo segnale come *veto*
- studiare le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ portando la sensibilità al di sotto di $\sin^2 2\theta = 10^{-4}$. L'esperimento COSMOS dovrebbe iniziare la presa dati nel 2000 al Fermilab con protoni da 120 GeV e per due anni di *run* è prevista una sensibilità

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta &> 2.8 \cdot 10^{-5} && \Delta m^2 \rightarrow \infty \\ \Delta m^2 &> 0.13 \text{ eV}^2 && \sin^2 2\theta = 1 \end{aligned}$$

NAUSICAA e TENOR sono invece pensati per il fascio dell'SPS del CERN con una energia leggermente ridotta rispetto a quella attuale e sono due esperimenti che cercano di integrare le tecnologie adottate da NOMAD e CHORUS.

- studiare l'anomalia dei dati riguardanti i neutrini atmosferici che potrebbe essere dovuta sia ad oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ che $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Nel primo caso l'indagine verrà fatta dagli esperimenti ai reattori nucleari mentre il secondo caso può essere indagato solo con esperimenti *long-baseline* agli acceleratori.

Un esempio di questi è il progetto dell'esperimento ICARUS.

ICARUS Lo sviluppo del *test* della TPC ad argon liquido di cui tratta questa tesi è avvenuto nell'ambito del progetto ICARUS dove esistono attualmente due proposte di esperimento che prevedono l'impiego di una LAr TPC e del fascio di neutrini dell'SPS del CERN: una è quella per la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_x$ *medium-baseline* sul Jura e l'altra è per lo studio di oscillazioni *long-baseline* nei laboratori del Gran Sasso.

L'esperimento ICARUS *medium-baseline* ([19], [20]) prevede la ricerca delle oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ con l'impiego di una TPC ad argon liquido da 600 ton da posizionarsi sul Jura ad una distanza di 17 km dalla sorgente di neutrini.

In entrambi i casi si applica il metodo della comparsa e per quanto riguarda le oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ si vanno a considerare interazioni quasi-elastiche, *deep* inelastiche e risonanze barioniche prodotte dai ν_τ oscillati nella regione di parametri

$$\Delta m^2 = 2.0[1.5] \text{ eV}^2 \quad \sin^2 2\theta = 0.06$$

Nel caso si dovesse avere un risultato negativo si porrà alla probabilità di oscillazione un limite

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) < 2.7 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ C.L.})$$

La ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ andrebbe invece a coprire lo spazio dei parametri di oscillazione indicato dalla collaborazione LSND e in questo caso l'analisi potrebbe essere limitata alle interazioni quasi-elastiche visto il grande numero di eventi previsti. Nel caso di risultato negativo e nell'ipotesi di grande Δm^2 (1.5 eV²) si è stimato il seguente limite per la probabilità di oscillazione:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = 6.9 \cdot 10^{-4}$$

L'esperimento ICARUS *long-baseline* [20] al Gran Sasso prevede 3 moduli per un totale di 1800 ton alla distanza di 735 km dalla sorgente di neutrini.

Il rapporto L/E che caratterizza questa configurazione è favorevole alla ricerca di oscillazioni nel caso di piccole differenza di massa: da una misura di scomparsa si potrebbe dimostrare la presenza di oscillazioni mentre con un successivo studio di comparsa si potrebbe chiarire la natura delle oscillazioni stesse.

Nelle figg. 2.4, 2.5 sono mostrati i plot di esclusione di ICARUS per i due canali di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ e $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ confrontati con quelli di altri esperimenti.

Conclusioni La lettura degli attuali dati sperimentali è complessa infatti se attribuiamo al fenomeno delle oscillazioni di neutrino la deviazioni dai valori di flusso previsti dal Modello Standard otteniamo tre diverse scale di massa per Δm^2

LSND		$\Delta m^2 > 1 \text{ eV}^2$
Kamiokande ν atmosferici		$\Delta m^2 \simeq 10^{-2} - 10^{-3} \text{ eV}^2$
Deficit di neutrini solari	MSW	$\Delta m^2 \approx 10^{-4} - 10^{-6} \text{ eV}^2$
	vuoto	$\Delta m^2 \approx 10^{-10} - 10^{-11} \text{ eV}^2$

quando tre sapori di neutrino introducono solo due scale di massa.

È dunque attualmente impossibile trovare un insieme di parametri di *mixing* per la massa che siano compatibili con tutti i risultati sperimentali.

Per risolvere questo problema sarebbe possibile ipotizzare l'esistenza di un neutrino sterile ma generalmente si preferisce assumere che uno o più dei risultati qui riassunti siano dovuti ad effetti diversi dalle oscillazioni di neutrino.

Si spera che gli esperimenti futuri, verificando i risultati già ottenuti con tecniche diverse e indipendenti, trovino risultati chiarificatori.

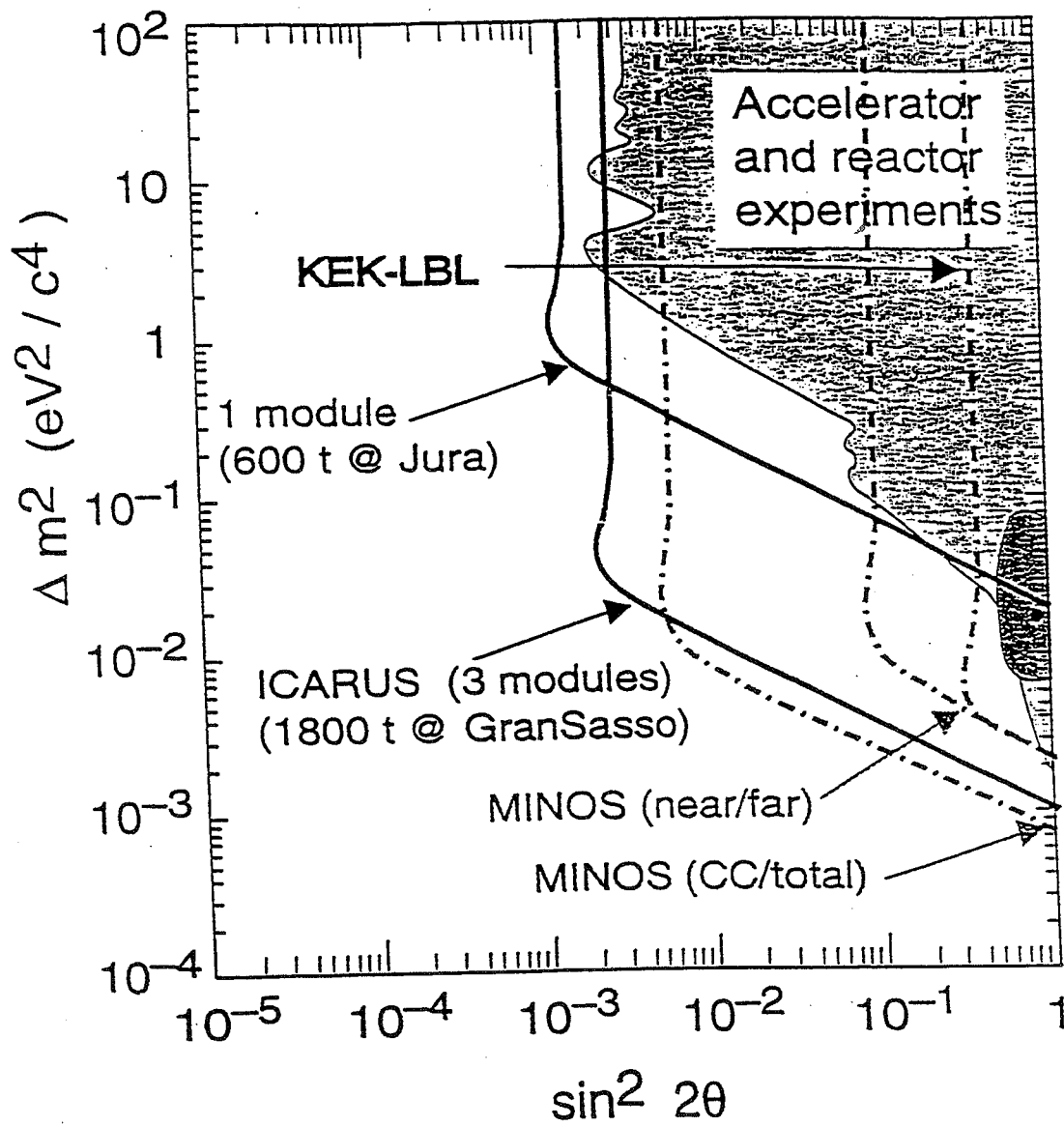


Figura 2.4: Regione di sensibilità previste (90% C.L.) alle oscillazioni di neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nel formalismo a due famiglie

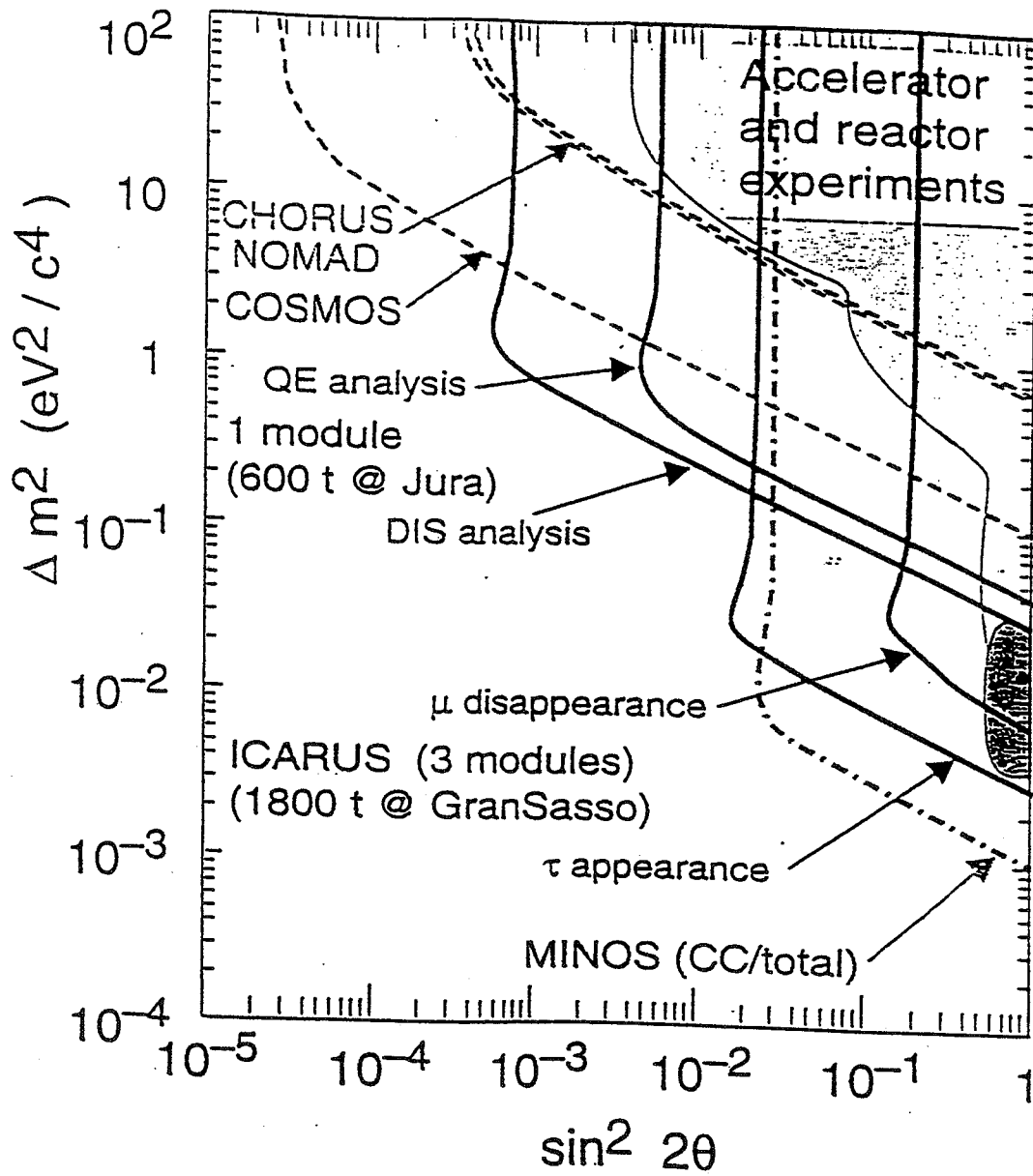


Figura 2.5: Regione di sensibilità previste (90% C.L.) alle oscillazioni di neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ nel formalismo a due famiglie

Capitolo 3

L'apparato sperimentale

Il rivelatore utilizzato in questo test è una camera a proiezione temporale (TPC, Time Projection Chamber) con un volume attivo di 50 l posta sul fascio di neutrini dell'SPS del CERN ed è stato sviluppato nell'ambito del piano di ricerca e sviluppo del progetto ICARUS.

In questo capitolo verrà descritto in dettaglio l'apparato sperimentale a partire dal fascio per poi analizzare la struttura della TPC, le proprietà dell'argon liquido in relazione alla misura di eventi ionizzanti, il sistema di *veto*, *trigger* e *pre-shower*, l'elettronica di lettura ed infine il *software off-line* per la visualizzazione degli eventi raccolti.

3.1 Il fascio

Il fascio di neutrini utilizzato per questo test si ottiene a partire dai protoni accelerati dal *Super Proton Synchrotron* (SPS) del CERN: un acceleratore circolare di 6.9 km di circonferenza dove i protoni vengono portati fino ad un momento massimo di 450 GeV/c.

I protoni vengono estratti [21] ogni 14.4 s in due *spill*, ciascuno di 6 ms, separati da 2.5 s (uno *spill* all'inizio e uno alla fine della zona di massima energia dei protoni): con questo doppio impulso si ottengono più di $2 \cdot 10^{13}$ protoni per ciclo (p.o.t.).

Il fascio estratto giunge nella zona sperimentale per la produzione di neutrini, detta *West Area Neutrino Facility* (WANF) [22], e colpisce un bersaglio (situato a 400 m dal punto di estrazione) costituito da 10 segmenti di 10 cm di berillio interspaziati da 9 cm di aria per un totale di 2.3 lunghezze di interazione.

Le particelle secondarie con carica positiva prodotte nell'interazione (principalmente pioni, kaoni e protoni) sono collimate e focalizzate da corni magnetici: si tratta di un fascio ad ampio spettro energetico (*Wide Band Beam*) il cui vantaggio consiste nell'elevato numero di particelle che viene focalizzato.

Il fascio di π^+ e K^+ ottenuto attraversa poi una zona detta 'del neutrino' lunga 124.32 m ed un tunnel di decadimento lungo 289.9 m.

Escludendo i neutrini, tutte le particelle secondarie non ancora decadute e i prodotti di decadimento che giungono in fondo al tunnel sono fermate da uno

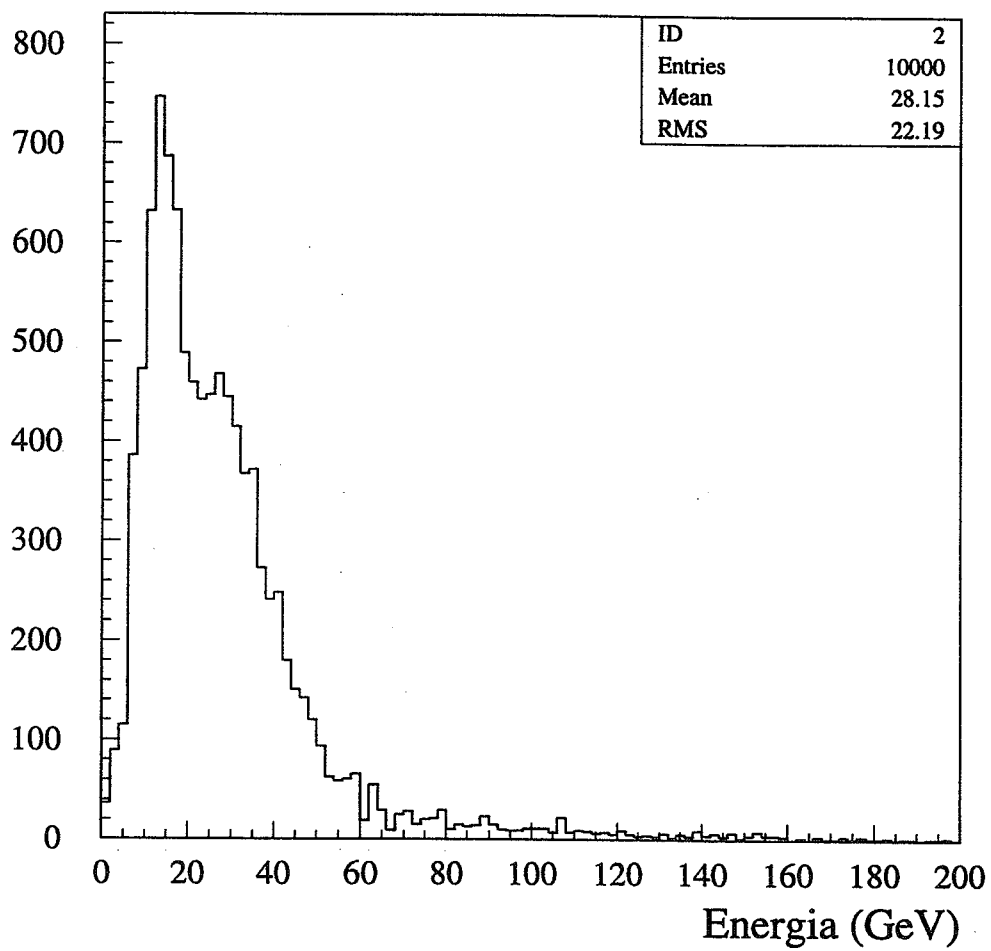


Figura 3.1: *Spettro dei neutrini alla WANF*

	Energia media <i>GeV</i>	Tasso relativo
ν_μ	26.9	100%
$\bar{\nu}_\mu$	21.7	5.6%
ν_e	47.9	0.7%
$\bar{\nu}_e$	35.3	0.2%
$\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$	43.0	$3 \cdot 10^{-6}$

Tabella 3.1: *Energia media e composizione del fascio di neutrini alla WANF*

schermo di 185 *m* di ferro e 144 *m* di terra; i neutrini, invece, raggiungono il rivelatore, che si trova a 940 *m* dal bersaglio, con una energia media di 27 *GeV*.

Lo spettro energetico dei neutrini che raggiungono il rivelatore è mostrato in fig. 3.1 mentre in tabella 3.1 [23] è riportata la composizione del fascio.

3.2 Il rivelatore

Il rivelatore utilizzato in questo test è una camera a proiezione temporale (TPC) ad argon liquido che per la prima volta viene posta su di un fascio di neutrini.

Si tratta sostanzialmente di una camera a ionizzazione [24] che permette inoltre di effettuare una ricostruzione tridimensionale dell'evento ionizzante occorso.

Il prototipo in questione è un parallelepipedo di dimensioni $32 \times 32 \times 46.8$ *cm*³ con un volume di circa 50 *l* pari a 65 *kg* di argon liquido.

Quando una particella carica attraversa il mezzo attivo (cioè l'argon) perde energia per ionizzazione secondo la legge di Bethe-Bloch:

$$\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left(\log \frac{2m_0c^2\beta^2 E_M}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right) \quad K = \frac{2\pi N z^2 e^4}{m_0 c^2} \quad (3.1)$$

- con N = numero di Avogadro
 m_0, e = massa e carica dell'elettrone
 Z, A e ρ = numero atomico, numero di massa e densità del mezzo
 I = potenziale di ionizzazione efficace
 z, β = carica e velocità (in unità di *c*) della particella incidente
 E_M = massima energia trasferibile in una interazione

Attraverso un opportuno campo elettrico è possibile raccogliere la carica che, in assenza di fenomeni di ricombinazione e una volta note le proprietà del mezzo attivo, consente una valutazione diretta dell'energia persa dalla particella incidente.

È importante sottolineare che le camere a ionizzazione non sfruttano fenomeni di moltiplicazione dunque la carica raccolta è proprio quella depositata dalla particella,

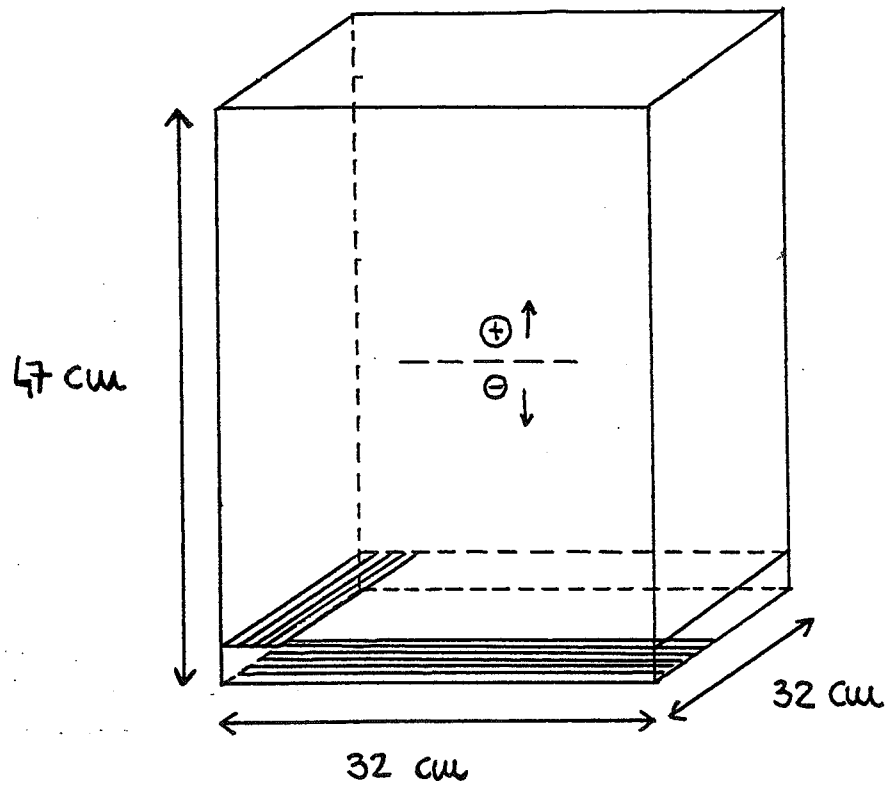


Figura 3.2: Il volume della camera

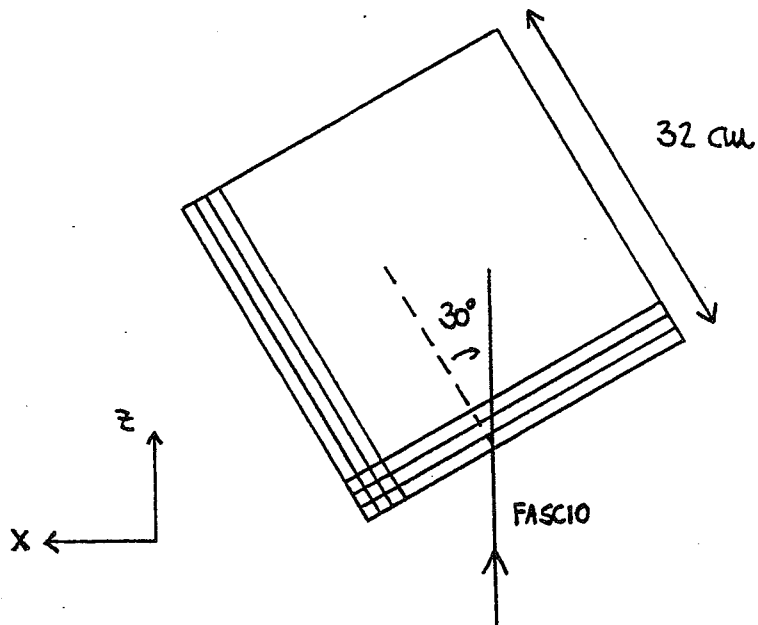


Figura 3.3: Rotazione della camera rispetto al fascio

per questo motivo è fondamentale, come vedremo, minimizzare il rumore capacitivo della catena elettronica.

L'informazione spaziale, in una TPC come quella in esame, viene ottenuta sostituendo l'anodo di raccolta con due piani di 128 fili ciascuno mutuamente ortogonali come mostrato in fig 3.2.

I fili che costituiscono i due piani sono di acciaio inossidabile, hanno un diametro di $100 \mu\text{m}$ e sono spaziati di 2.54 mm mentre la distanza tra i due piani, saldati sulle due facce di un foglio di vetronite che ne garantisce la rigidità, è di 4 mm .

Questi due piani di fili permettono la ricostruzione della traccia nel piano x,z (z è la direzione del fascio) mentre la terza coordinata (che corrisponde all'asse y) si ottiene da una misura del tempo di deriva della carica una volta noto l'istante iniziale t_0 (ovvero l'istante in cui è avvenuta l'interazione) che viene fornito dall'esterno attraverso il *trigger*.

Per avere una migliore ricostruzione della traccia nel piano x,z la camera è stata ruotata di 30° nella direzione delle x positive (fig. 3.3) infatti senza questo accorgimento un evento che si sviluppasse prevalentemente lungo la direzione del fascio avrebbe interessato uno solo dei fili diretti lungo l'asse x saturando la dinamica e, facendo perdere l'informazione spaziale.

La risoluzione spaziale nominale nelle due direzioni x,z è ovviamente limitata dal passo dei fili, migliore quella lungo l'asse y : infatti con una tensione di 10 KV applicata ad una regione di deriva di 47 cm , con una conseguente velocità di deriva di circa $0.9 \text{ mm}/\mu\text{s}$, e campionando ogni filo ogni 400 ns (2.5 MHz) si ottengono passi di circa $360 \mu\text{m}$ (inverso della frequenza moltiplicato per la velocità di deriva).

Il catodo e gli elettrodi che determinano il campo elettrico di deriva sono costituiti da *strips* larghe 5 mm e spaziate di 10 mm ottenute con la tecnica del circuito stampato su supporto di vetronite. Il partitore dell'alta tensione è realizzato con resistenze di circa $100 \text{ M}\Omega$ ciascuna a distribuire correttamente il potenziale su ogni *strip*.

Il primo piano che le gli e^- liberi prodotti dalla particella ionizzante incontrano derivando verso l'anodo sotto l'azione del campo elettrico è quello di induzione: si tratta di un piano trasparente al moto della carica e attraverso il quale è possibile solo una misura della carica indotta (che vale circa zero).

Il secondo piano, detto di collezione, permette invece la raccolta della carica e dunque dà una misura dell'energia persa dalla particella per unità di lunghezza (dE/dX).

La scelta di un liquido come mezzo attivo in alternativa ad un gas è dettata principalmente dalla sua densità circa 800 volte maggiore che aumenta in proporzione la probabilità di interazione, caratteristica indispensabile quando si devono studiare processi a piccola sezione d'urto come quelli legati alla fisica del neutrino.

D'altro canto, però, la scelta di un mezzo liquido non permette di ottenere, proprio a causa dell'alta densità, moltiplicazione di carica lungo la deriva così che il segnale in uscita risulta essere piuttosto basso nonostante la carica di ionizzazione rilasciata

	argon	krypton	xenon
densità (g/cm^3)	1.394	2.410	3.057
dE/dx (MeV/cm)	2.10	3.00	3.79
lunghezza di radiazione (cm)	14.0	4.85	2.77
lunghezza di collisione (cm)	54.8	29.0	33.6
punto di ebollizione ($^{\circ}C$)	-185.7	-153.1	-107.1
mobilità ($cm^2/V s$)	500	1200	2200

Tabella 3.2: Proprietà dell'argon liquido e dei principali gas nobili liquefatti

dalla particella incidente sia maggiore di circa un fattore 1000 rispetto a quella rilasciata in un gas.

Basti considerare che una particella al minimo di ionizzazione (m.i.p., *Minimum Ionizing Particle*) in argon perde circa $2.10 MeV/cm$ mentre l'energia per produrre una coppia e^- -ione è $23.6 eV$ dunque si ha un segnale di circa 25 000 elettroni per ogni celletta determinata dall'incrociarsi dei fili di lettura.

Le principali proprietà dell'argon liquido sono riportate in Tabella 3.2.

Come abbiamo visto il segnale prodotto da questo tipo di rivelatore è molto piccolo e questo obbliga a minimizzare il rumore in ingresso ai preamplificatori che sono il primo stadio della catena elettronica che tratterà questo impulso. Si tratta quindi di diminuire il più possibile le capacità associate ai cavi montando i preamplificatori direttamente in argon (la temperatura di liquefazione è $-186^{\circ}C$) il che ha comportato la ricerca di elettronica in grado di mantenere buone prestazioni anche a queste temperature.

Questo argomento verrà affrontato nel paragrafo dedicato all'elettronica del rivelatore.

3.3 Proprietà dell'argon liquido

Le caratteristiche più importanti che bisogna conoscere quando si vuole operare in modo di ionizzazione con un rivelatore ad argon liquido sono [25]:

- il numero medio di coppie e^- -ione prodotte in corrispondenza di una certa energia rilasciata e le fluttuazioni di questo valore
- i processi di ricombinazione ione-elettrone e quelli di cattura degli e^- liberi da parte di impurezze elettronegative

liquido	F_1	F_2	F_3	F
Ar	0.076	0.027	0.004	0.107
Kr	0.032	0.024	0.001	0.057
Xe	0.019	0.021	0.0006	0.041

Tabella 3.3: Valore del fattore di Fano per argon, krypton e xenon liquidi

che determinano rispettivamente la risoluzione energetica del rivelatore e la capacità di ricostruire la cinematica dell'evento avvenuto all'interno del volume attivo.

3.3.1 Misura della perdita di energia per unità di percorso

A causa della natura discreta del segnale il numero di coppie e^- -ione prodotte in corrispondenza di un determinato rilascio di energia da parte della particella carica che ha attraversato il rivelatore varia anche a parità di energia depositata e i due parametri che regolano le fluttuazioni del numero di coppie e^- -ione prodotte per un determinato rilascio di energia sono W (cioè l'energia media necessaria a produrre una coppia e^- -ione) e il fattore di Fano [26].

Se i processi che originano i singoli portatori di carica fossero indipendenti seguirebbero la statistica di Poisson: se il numero totale di coppie generate fosse N la deviazione standard di questo valore sarebbe \sqrt{N} e se questa fosse l'unica sorgente di fluttuazione del segnale la funzione di risposta sarebbe poissoniana.

In realtà i processi da cui originano le singole coppie non sono tra loro indipendenti: per quantificare l'allontanamento da una statistica puramente poissoniana è stato introdotto il fattore di Fano e la relazione che lega la risoluzione statistica a questo fattore è:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{F}{N}} \quad (3.2)$$

Il fattore di Fano è per definizione un numero sempre minore di uno e dalla (3.2) si vede come la risoluzione che si ottiene è tanto migliore quanto più piccolo è F .

In particolare vale la seguente espressione:

$$F = F_1 + F_2 + F_3 = \frac{N_{ex}}{N_i} \left(1 + \frac{N_{ex}}{N_i} \right) \frac{W_{ex}^2}{W^2} + \frac{(\epsilon_i - W_i)^2}{W^2} + \frac{N_{ex}}{N_i} \frac{(\epsilon_{ex} - W_{ex})^2}{W^2} \quad (3.3)$$

$$\text{con } W_{ex} = E_{ex}$$

$$W_i = E_i + \epsilon$$

$\epsilon_i, \epsilon_{ex}$ = energia assorbita per collisioni

ionizzanti o di eccitazione in un gran numero di collisioni

dove F_1 rende conto della redistribuzione del numero di ioni e di atomi eccitati mentre i termini F_2 e F_3 sono le fluttuazioni della perdita di energia rispettivamente

per ionizzazione e per eccitazione (in tabella 3.3 si può vedere come valori di F per i gas nobili siano piuttosto piccoli).

La risoluzione energetica del rivelatore è stata misurata su tracce di particelle al minimo di ionizzazione (muoni cosmici o del fascio) convolvendo con una gaussiana la curva di Landau ottenuta: il valore è pari al 6%.

3.3.2 Il sistema di purificazione dell'argon

Ai fini della ricostruzione energetica di un evento avvenuto all'interno del volume attivo è fondamentale che tutta la carica prodotta dall'evento ionizzante venga raccolta: è dunque necessario minimizzare i processi di ricombinazione elettrone-ione e quelli di cattura degli elettroni liberi da parte delle impurezze elettronegative.

Per quanto riguarda il processo di ricombinazione, se si possono considerare tra loro indipendenti le coppie e^- -ione prodotte, vale la teoria di Onsager [27]: al termine del processo di termalizzazione avverrà la ricombinazione nel caso in cui l'elettrone si trovi ad una distanza dallo ione genitore tale che l'attrazione elettrostatica uguagli l'energia termica (distanza critica), in caso contrario l'elettrone migrerà verso l'anodo sotto l'azione del campo elettrico applicato.

Quello che si trova sperimentalmente è che, nonostante in un gas raro liquefatto la distanza ione-elettrone sia sempre confrontabile con la distanza critica, l'accordo con le previsioni della teoria di Onsager è buono.

Lo scostamento dalla teoria dovuto al fenomeno della ricombinazione colonnare viene valutato sperimentalmente considerando come carica totale rilasciata quella misurata con campi elettrici elevati ed estrapolando nella regione a bassi campi elettrici per stimare la carica non ricombinata per campo elettrico nullo: in argon liquido si ottiene un rapporto tra carica non ricombinata e carica totale pari a 0.53 ± 0.04 .

Il secondo requisito fondamentale, in modo particolare per camere a ionizzazione di grandi dimensioni, è che la carica prodotta possa derivare per un lungo tratto senza essere catturata dalle impurezze elettronegative presenti nell'argon.

Il parametro che caratterizza la purezza dell'argon è la vita media degli elettroni liberi (t_m), la carica che viene raccolta all'anodo decresce esponenzialmente all'aumentare del tempo di deriva t secondo la legge:

$$Q(t) = Q_0 e^{-\frac{t}{t_m}} \quad (3.4)$$

e la lunghezza di attenuazione è la vita media moltiplicata per la velocità di deriva che in questo esperimento è stata misurata (vedi il capitolo 5) e vale circa $0.91 \text{ mm}/\mu\text{s}$ con un campo elettrico di deriva pari a 200 V/cm .

L'impurezza elettronegativa tipicamente presente in argon è la molecola di ossigeno la cui sezione d'urto misurata è di circa 10^9 barns per un campo di deriva di 500 V/cm .

Da questo valore della sezione d'urto si ricava un cammino libero medio di 2 m in corrispondenza di una velocità di deriva di $1 \text{ mm}/\mu\text{s}$ e di una concentrazione di impurità di ossigeno uguale a 0.1 ppb .

In virtù di queste considerazioni si è resa necessaria la messa a punto di un sistema di ricircolo e di purificazione dell'argon che permettesse di raggiungere e mantenere concentrazioni di impurezze che garantissero l'efficienza di funzionamento anche a rivelatori di grande volume ([28], [29], [30]).

L'assetto utilizzato con successo nell'ambito di questo *test* pone la parte attiva del rivelatore all'interno di un cilindro di acciaio inossidabile alto 90 cm e con un diametro di 70 cm chiuso da una flangia UHV che alloggia i *feed-throug* per la pompa del vuoto, per il ricircolo dell'argon e il riempimento, per le alte tensioni e per il segnale (di cui si specificherà più avanti).

Questo contenitore è a sua volta immerso in un bagno di argon commerciale contenuto in un *dewar* a doppia camicia (aperto superiormente) di 1 m di diametro da cui evaporano circa 150 l di argon al giorno: il livello di questo bagno è sempre stato tenuto piuttosto basso per permettere l'evaporazione dell'argon contenuto nel volume attivo e dunque favorire il ricircolo, essenziale perchè la purezza rimanesse sempre su buoni livelli (il sistema di ricircolo si è mostrato molto efficiente anche quando il bagno esterno lambiva appena il fondo del contenitore).

Al fine di garantire la purezza dell'argon contenuto nel volume attivo è stato innanzitutto necessario che tutti i materiali a contatto diretto con l'argon fossero a basso degasaggio, inoltre, mentre durante la fase di riempimento iniziale del rivelatore la purificazione è avvenuta in fase liquida, durante tutti i successivi cicli di ricircolo è avvenuta in fase gassosa e si è verificato il buon funzionamento dei filtri in entrambe le condizioni.

Il risultato ottenuto nella fase liquida è un successo della collaborazione ICARUS in quanto, prima di essere verificato sperimentalmente, si dubitava che i filtri progettati per la fase gassosa avrebbero funzionato anche alla alta densità del liquido dove, quest'ultima, avrebbe potuto impedire alle impurezze di diffondere e raggiungere i centri attivi del filtro abbastanza rapidamente.

Il sistema di ricircolo è caratterizzato dalle seguenti fasi (fig. 3.4):

- l'argon al di sotto della flangia UHV è nelle condizioni di temperatura e pressione per bollire
- l'argon evaporato, grazie ad un gradiente di pressione sufficiente a superare l'impedenza, passa attraverso il *feed-throug* e viene diretto verso il filtro Oxisorb
- l'argon gassoso fluisce attraverso l'Oxisorb e viene purificato
- l'argon purificato passa all'interno di una serpentina, contenuta in un *dewar* di capacità pari a circa 40 l riempito di argon commerciale, dove viene liquefatto
- l'argon purificato e liquefatto viene ricondotto al volume attivo attraverso una linea a doppia camicia.

Con questo apparato si sono ottenuti risultati molto soddisfacenti infatti, durante la presa dati, la purezza raggiunta è stata tale da avere una vita media degli elettroni

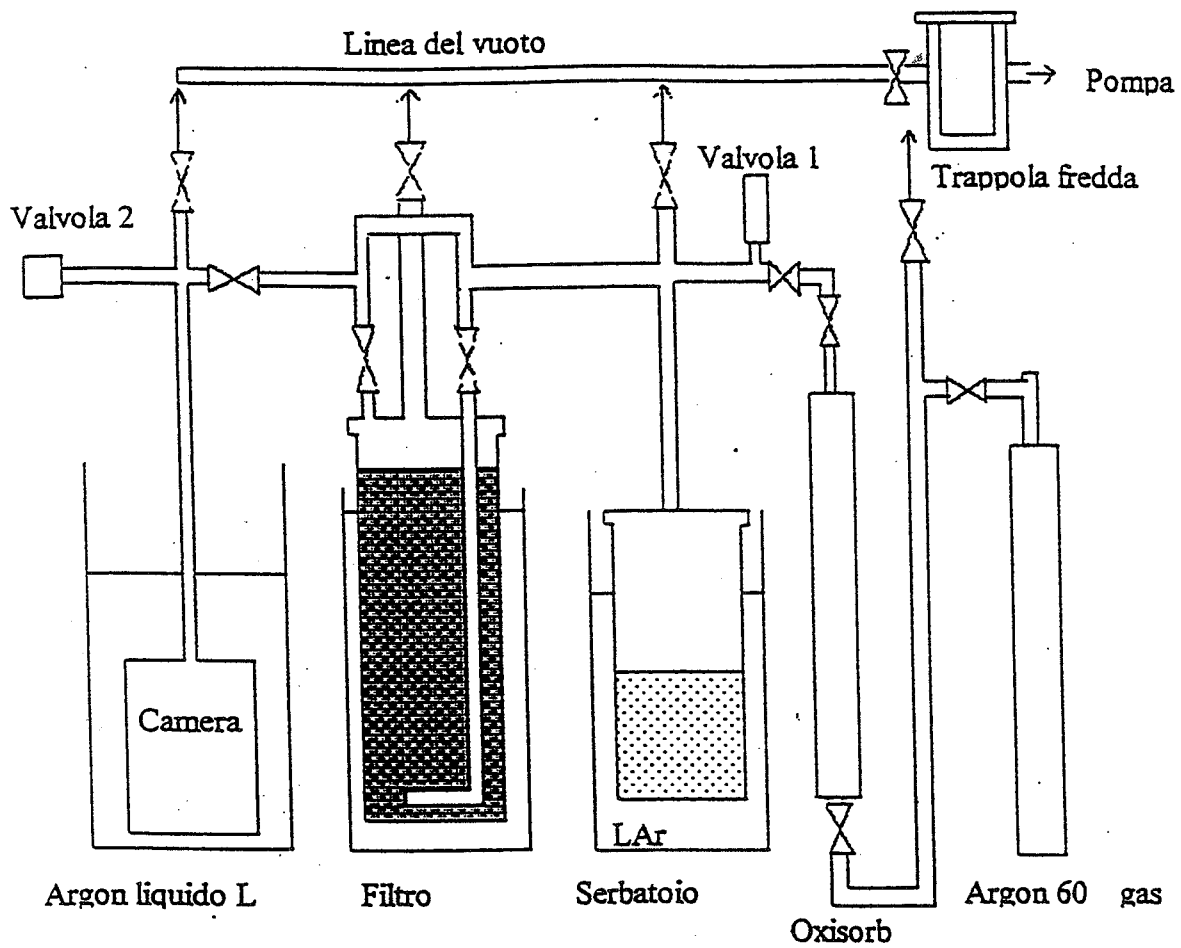


Figura 3.4: Il sistema di ricircolo

liberi superiore ai 5 *ms* che è il limite di sensibilità del *monitor* di purezza (di cui si parla nel prossimo paragrafo). Quindi una velocità di deriva di circa 1 *mm/μs*, che si ottiene con campi elettrici dell'ordine di 200 *V/cm* cioè ancora lontano dalla saturazione, permette di raccogliere la carica anche su distanze di qualche metro.

3.3.3 Il *monitor* di purezza

Il *monitor* di purezza (fig. 3.5) è costituito da una camera a doppia griglia al cui catodo viene generata una nuvola di circa 10^7 elettroni con un impulso *laser* UV (266 *nm*) di una durata di 20 *ns*; il numero di elettroni che, dopo aver attraversato 50 *cm* di argon, raggiungono l'anodo è legato ad un fattore che dipende dalla presenza di impurezze elettronegative.

La misura del rapporto tra queste due cariche permette di determinare la vita media dell'elettrone nel liquido secondo la relazione:

$$R = \frac{Q_A}{Q_C} = \frac{T_C \sinh\left(\frac{T_A}{2\tau}\right)}{T_A \sinh\left(\frac{T_C}{2\tau}\right)} e^{-\frac{T_D + \frac{T_A + T_C}{2}}{\tau}} \quad (3.5)$$

con τ = vita media degli elettroni
 T_D = tempo che intercorre tra l'attraversamento della prima griglia e della seconda
 T_C, T_A = tempo impiegato dagli e^- per muoversi dalla finestra alla prima griglia e dalla seconda griglia all'anodo rispettivamente ed è importante notare che in una misura

di questo tipo è assolutamente necessario che la configurazione dei campi sia tale da garantire la completa trasparenza delle griglie al moto degli elettroni.

Nel caso in cui $\tau \gg T_C, T_A$, come generalmente si verifica, si ottiene la relazione semplificata:

$$R = \frac{Q_A}{Q_C} = \frac{T_C}{T_A} e^{-\frac{T_D + \frac{T_A + T_C}{2}}{\tau}} \quad (3.6)$$

Un tipico impulso in uscita dal *monitor* di purezza è mostrato in fig. 3.6.

3.3.4 I fotodopanti: il TMG

Come già visto quando una particella carica attraversa il volume attivo perde energia attraverso i processi di ionizzazione ed eccitazione.

Per quanto riguarda gli atomi eccitati R^* essi decadono, in poche centinaia di nanosecondi, dopo aver formato per collisione con altri atomi nello stato fondamentale molecole R_2^* che emettono fotoni ultravioletti distribuiti attorno ad una

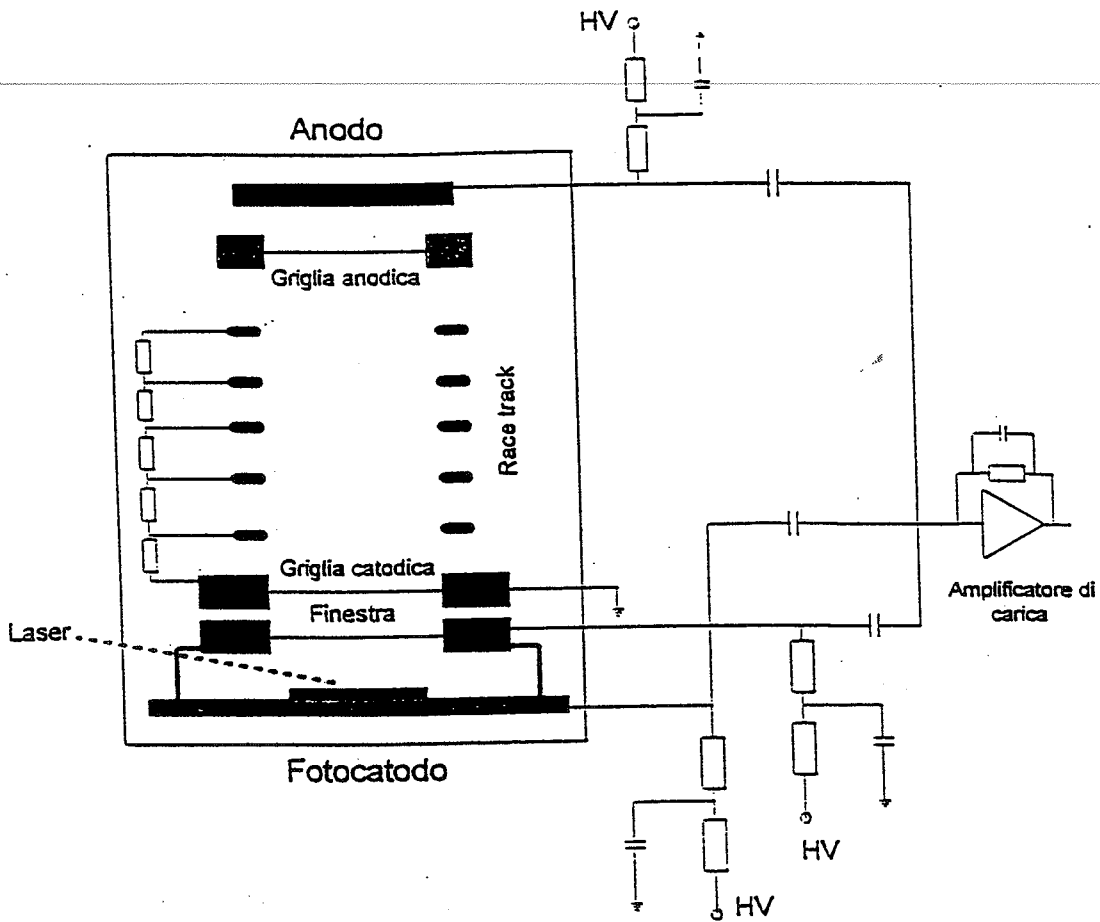


Figura 3.5: *Il monitor di purezza*

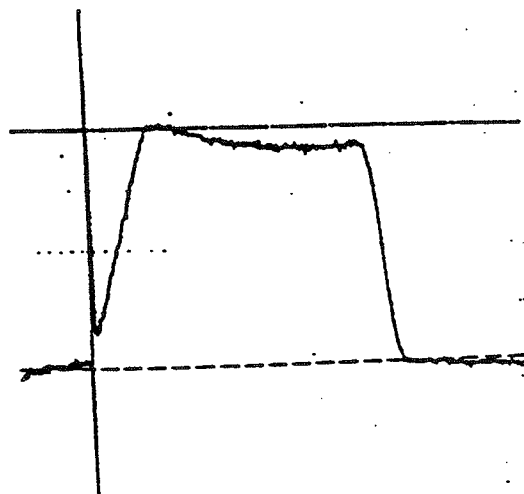


Figura 3.6: *Tipico impulso in uscita dal monitor di purezza*

lunghezza d'onda pari a 128 nm (9.7 eV). Nello stesso lasso temporale e in dipendenza dal campo elettrico esterno nonché dalla densità di ionizzazione può succedere che alcune coppie e^- -ione si ricombinino emettendo fotoni della stessa energia.

Il fenomeno della ricombinazione, comportando la perdita di carica libera, può compromettere la capacità di identificazione delle particelle da parte del rivelatore, mentre la perdita dei fotoni emessi dagli atomi nel processo di diseccitazione comporta l'allontanamento dalla linearità della raccolta di carica.

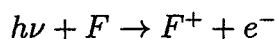
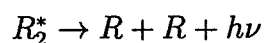
Per questi motivi si è resa necessaria l'introduzione di un fotopante [31] che ritrasformasse questa luce di scintillazione [32] in carica al fine di avere una raccolta di carica lineare rispetto all'energia depositata anche per particelle con un'alta ionizzazione specifica.

La scelta del fotodopante per questo *test* è caduta sul tetra-metil-germano (TMG) grazie alle sue seguenti caratteristiche:

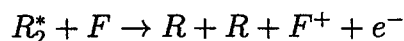
- il TMG non viene assorbito dal filtro Oxisorb durante il ciclo di ricircolo
- il TMG può essere purificato fino a consentire vite medie dell'ordine 10 μs
- il TMG ha una sezione d'urto per fotoassorbimento di 62 Mbarn ed una efficienza quantica sufficiente (0.8) il che comporta che anche piccole quantità bastano a garantire la conversione in elettroni di tutti i fotoni in prossimità della traccia

In generale il trasferimento di energia da atomi eccitati R^* al fotodopante F avviene attraverso tre processi che predominano l'uno sull'altro a seconda della concentrazione del fotodopante stesso:

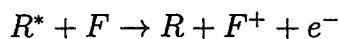
1. basse concentrazioni (< 10 ppm in argon liquido): si ha fotoemissione seguita da foionizzazione



2. medie concentrazioni: si ha ionizzazione per collisione delle molecole in seguito a diffusione



3. alte concentrazioni (1 parte su mille): si ha ionizzazione Penning e cioè l'atomo eccitato fornisce parte o tutta la sua energia al fotodopante che viene così ionizzato



Nel caso di un rivelatore come quello in esame il processo utile è quello al punto 1. in quanto per avere una buona risoluzione spaziale è necessario che la carica rimanga localizzata attorno al punto di interazione: durante la presa dati la concentrazione del TMG è stata pari a 3.5 ppm.

Il processo di linearizzazione della raccolta di carica è ben descritto dalla legge fenomenologica di Birks [33]

$$\frac{dQ}{dx} = \frac{A \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}} \quad (3.7)$$

con $\frac{dQ}{dx}$ = carica raccolta per unità di lunghezza

$\frac{dE}{dx}$ = energia persa per unità di lunghezza

A = efficienza assoluta del rivelatore

kB = carica persa per ricombinazione

che ha origine nell'ambito dello studio della raccolta di luce negli scintillatori. Quello che si osserva è che la relazione tra la carica raccolta per unità di lunghezza e la ionizzazione specifica si allontana dalla condizione di linearità quanto più quest'ultima è elevata, se però il parametro kB diventa piccolo la relazione tra dQ/dx e dE/dx ritorna lineare.

Il parametro kB è stato misurato anche nel contesto di questo *test* attraverso un *fit* della perdita di energia in funzione del cammino percorso avendo come parametri liberi la massa della particella e kB : la correzione dovuta al termine $kB \frac{dE}{dx}$ è risultata di pochi per cento.

In fig. 3.7 sono mostrati l'andamento della carica raccolta in funzione della carica depositata con e senza l'aggiunta di TMG, come si può osservare la linearizzazione ottenuta con l'aggiunta del fotodopante è evidente.

3.4 Trigger, veto e pre-shower

Lo scopo di questo *test* è la completa caratterizzazione di interazioni quasi-elastiche di ν_μ su nuclei di argon che presentino nello stato finale solo un μ^- e protoni dunque il sistema di *trigger*, *veto* e *pre-shower* deve essere tale da avere buona efficienza su questi eventi e contemporaneamente permettere il rigetto di eventi dovuti ad interazioni di particelle cariche che entrano nella camera con la direzione del fascio.

In vista di questo obiettivo la TPC è stata completata con un sistema esterno di scintillatori che costituiscono il sistema di *trigger* e di *veto* e da altri scintillatori che, preceduti da uno spessore di 4 mm di piombo, hanno la funzione di contatori di *pre-shower* e servono ad identificare quei π^0 che decadono fuori dal volume fiduciale (il piombo ha la funzione di far sciamare i fotoni del decadimento).

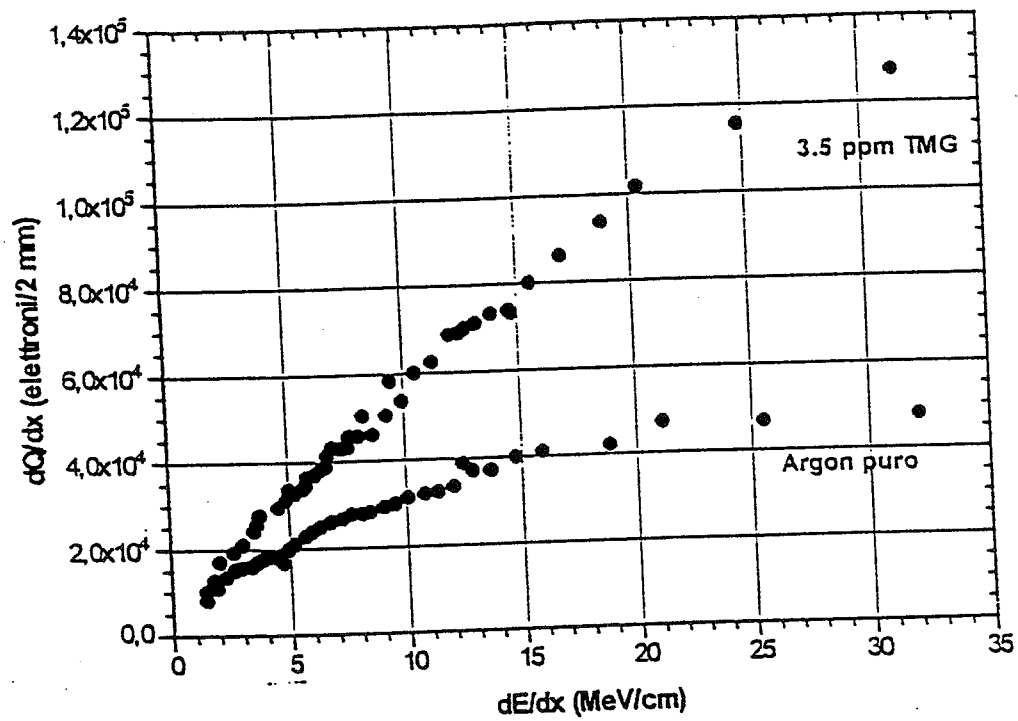


Figura 3.7: Correlazione tra la carica raccolta e l'energia depositata per l'argon puro e con l'aggiunta di 3.5 ppm di TMG per un campo elettrico applicato pari a 200 V/cm.

L'identificazione e la misura del momento del muone utilizza l'informazione dello spettrometro magnetico dell'esperimento NOMAD. Il dispositivo sperimentale è mostrato in figura 3.8.

La logica del *trigger* è dunque:

$$SPS * \overline{veto} * PSC * \overline{BUSY_{NOMAD}} + drift\ protection$$

e cioè la lettura della TPC riceve un *trigger* dalla coincidenza dell'estrazione dell'SPS, dello scintillatore di *trigger* e dei contatori di *pre-shower* in anticoincidenza con il piano di scintillatori di *veto* e con il *busy* di NOMAD. La *drift protection* inibisce l'acquisizione di un nuovo *trigger* prima che la carica abbia finito di derivare e cioè introduce un ritardo pari a circa 500 μs .

Nel corso della presa dati, inoltre, il piano degli scintillatori di *veto* è stato messo in coincidenza con l'ultimo piano di scintillatori dell'esperimento CHORUS (che precede la TPC nella direzione del fascio) in quanto si è dimostrata necessaria una copertura geometrica maggiore al fine di eliminare tutte quelle particelle cariche che, deviate dai campi magnetici presenti nella *hall*, entravano nel volume attivo a grandi angoli rispetto alla direzione del fascio.

Il *trigger* locale della TPC viene poi trasmesso a NOMAD e messo in coincidenza con il segnale dei suoi due contatori T_1 e T_2 ; NOMAD trasmette inoltre l'informazione contenente il numero di *run* e di *burst* che, registrato dal sistema di acquisizione della TPC, permetterà l'associazione *off-line* dei nostri eventi con i muoni ricostruiti da NOMAD.

Da notare che la richiesta della coincidenza con i contatori di NOMAD oltre a permettere la ricostruzione energetica dell'evento elimina la possibilità di acquisire eventi di correnti neutre oppure di interazioni di ν_e residui del fascio.

Complessivamente il sistema è costituito da 10 scintillatori:

- 5 scintillatori formano il piano di *veto*: due coppie di scintillatori sovrapposte e messe in *or* sono state sistemate davanti alla camera (ad una distanza di circa 50 *cm* dal centro della stessa) coprendo una superficie pari a

$$1(\text{orizzontale}) \times 1.5(\text{verticale})\ m^2$$

Successivamente è stato aggiunto un quinto scintillatore

$$1.5(\text{orizzontale}) \times 0.5(\text{verticale})\ m^2$$

a coprire la parte inferiore del bagno di argon commerciale contenuto nel *dewar* esterno alla camera in cui si avevano parecchie interazioni non 'vetate'. Con questi accorgimenti si è ottenuta una purezza del campione di dati acquisiti pari al 10%

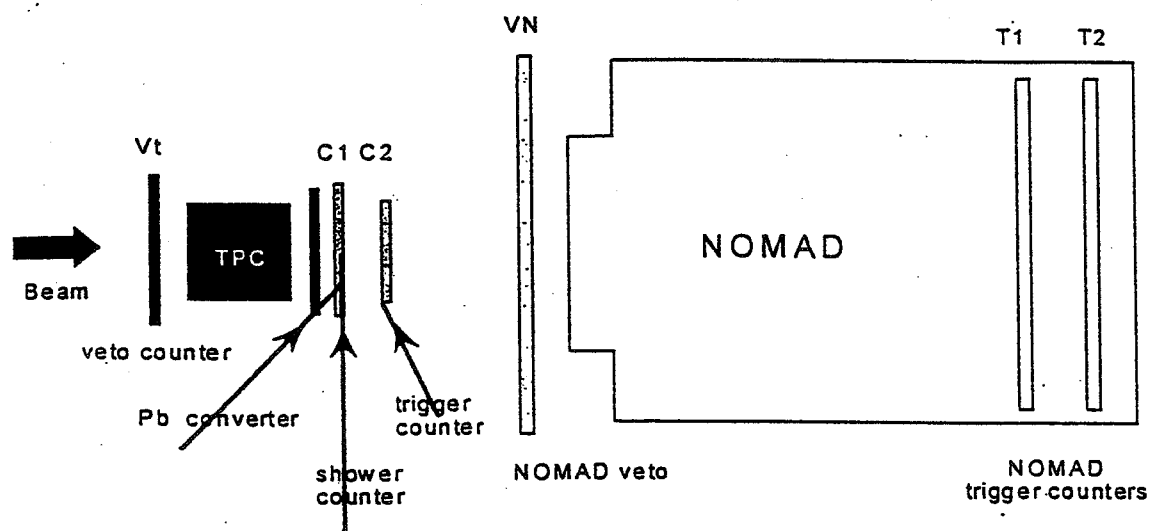


Figura 3.8: *Il dispositivo sperimentale*

- 5 scintillatori formano il *pre-shower*: le dimensioni di ciascuno sono $110 \times 27 \text{ cm}^2$ e sono stati disposti a semicerchio con un raggio di circa 60 cm dal centro della camera. Nel trigger è richiesto l'or dei 3 scintillatori centrali che sono quelli che coprono la regione angolare che interessa i muoni prodotti nelle interazioni mentre i due laterali rimanenti servono al recupero di eventuali π^0 .

L'efficienza di questo sistema è stata costantemente monitorata durante la presa dati impiegando i muoni del fascio: il risultato è stato un'efficienza complessiva del 97%.

3.5 L'elettronica del rivelatore

La struttura dell'elettronica di lettura di questo rivelatore segue lo schema usuale: preamplificatore, amplificatore formatore, ADC.

Come già sottolineato in precedenza il requisito fondamentale dell'elettronica associata ad un rivelatore di questo tipo è che sia di basso rumore dovendo trattare segnali in ingresso ai preamplificatori dell'ordine di 4 fC (circa $25\,000 e^-$) è dunque seguendo questa linea guida che è stata scelta la configurazione per questo *test*.

3.5.1 I preamplificatori

I preamplificatori [34], uno per ogni filo di lettura, sono in configurazione di carica e sono montati direttamente in argon sul supporto di vetronite dove sono saldati i fili, la distribuzione dell'alta tensione e le capacità di disaccoppiamento.

La progettazione di un integratore di questo tipo deve risolvere tre problemi fondamentali:

- risposta di forma corretta e sufficiente dinamica
- minimizzazione del rumore
- funzionamento a freddo per un lungo periodo

La realizzazione utilizza esclusivamente transistori JFET perchè sono gli unici che hanno dimostrato di mantenere buone prestazioni alle temperature dell'argon liquido (-186°C) e in particolare si tratta di quelli realizzati dalla Interfet, in silicio, del tipo '*high resistive substrate*' cioè a basso drogaggio.

Vengono impiegati solo 4 JFET in configurazione TOTEM dove la minimizzazione del numero di componenti è imposta dalla scelta di lavorare con l'elettronica a freddo e dunque contenere il più possibile la dissipazione, inoltre, dovendo trasportare il segnale in uscita dai preamplificatori per diversi metri fino agli amplificatori, si è preferita un'uscita in corrente piuttosto che una in tensione: il segnale è quindi una sovrapposizione della corrente continua che alimenta i JFET e della corrente di segnale.

I preamplificatori sono alimentati separatamente uno ad uno (così che l'eventuale rottura di uno di essi non comprometta più canali) e la tensione di polarizzazione applicata durante la presa dati è stata 15 V .

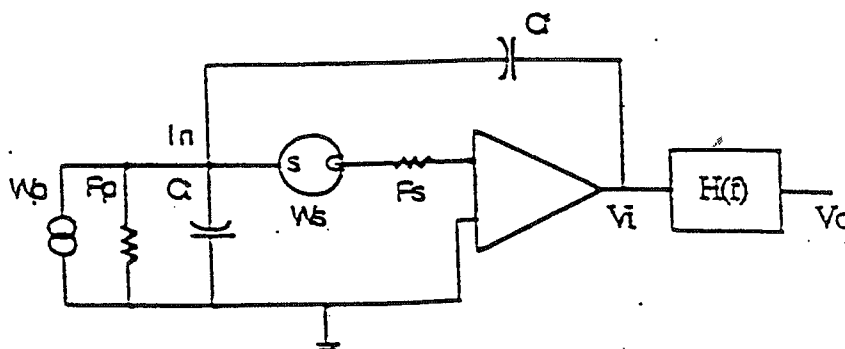


Figura 3.9: Schema equivalente del preamplificatore con indicate le sorgenti di rumore

Ognuno di questi preamplificatori è costituito da un integratore con una costante di tempo $\tau_1 \approx 200 \mu s$ e da una impedenza in uscita che è un GR con costante di tempo $\tau_2 = 1 ms$: il segnale di corrente in ingresso viene integrato ed è questo che rende necessario minimizzare l'impedenza d'ingresso compatibilmente con la risposta in frequenza del preamplificatore (questa minimizzazione permette anche di ridurre l'interferenza tra i vari canali dell'elettronica). In fig. 3.9 è mostrato il circuito equivalente del preamplificatore dove il rivelatore è schematizzato come il parallelo di un generatore di corrente, di una resistenza R_p e di una capacità C_i che vede in ingresso al preamplificatore una resistenza R_s . Minimizzando C_i si minimizza il rumore e il suo massimo valore che permette però di non uscire dalla specifiche di progettazione del rivelatore per il rapporto segnale-rumore è un parametro di bontà del dispositivo.

3.5.2 Gli amplificatori e la formatura del segnale

Gli amplificatori utilizzati nell'ambito di questo *test* sono del tipo TL.026, con ingresso e uscita differenziali, e sono seguiti da uno stadio di *buffer*. il guadagno tipico è $18 mV/fC$, regolabile, e hanno un'impedenza d'uscita di 120Ω .

La formatura del segnale adottata consiste in un filtro CR passa alto montato, canale per canale, sulle schede che portano gli amplificatori e consente di evitare la saturazione della dinamica che renderebbe inutilizzabili i dati raccolti. Così facendo il

disaccoppiare
l'impedenza

segnale non è più di carica ma bensì di corrente e dunque l'informazione sull'energia rilasciata dall'interazione è rappresentata dall'area sottesa alla curva del segnale e non più dall'ampiezza dello stesso.

Questo filtro *hardware* (introdotto successivamente per risolvere il problema della saturazione della dinamica da parte degli amplificatori) ha permesso di ottenere un miglioramento della visualizzazione degli eventi senza peggiorare né il rapporto segnale-rumore né la risoluzione energetica.

3.6 Il sistema di acquisizione

Il segnale analogico proveniente dagli amplificatori è innanzitutto portato ai FADC (*Fast ADC*) a 10 bit che sono controllati da un computer Macintosh: il segnale viene campionato ad una frequenza di 2.5 MHz e l'uscita di ogni FADC è scritta su un blocco di memoria di 8 Kbyte, accessibile via *bus* VME, che può essere suddiviso in un numero di *ring buffers* variabile da 2 a 8.

Quello che succede è che all'arrivo di un *trigger* comincia ad essere riempito un *buffer* e si passa a quello successivo libero all'arrivo di un secondo *trigger* e così via: dopo ogni *trigger* l'informazione contenuta nel *buffer* viene 'congelata' usando il segnale che giunge al termine dell'estrazione dell'SPS per procedere alla costruzione dell'evento. Questa organizzazione rende trascurabile il tempo morto dovuto alla registrazione di un evento (inferiore ad un periodo di campionamento) inoltre i cicli di scrittura sono interlacciati con i cicli di lettura in modo tale da poter avere accesso ai dati mentre l'acquisizione funziona su un altro *buffer*.

Vengono acquisiti 256 canali di elettronica, corrispondenti a 128 fili del piano di collezione e ai 128 del piano di induzione, per un intervallo di tempo pari a quello impiegato dalla carica per percorrere l'intera lunghezza della camera (dal catodo all'anodo) e dunque circa 500 μ s.

Ogni evento occupa 50 Kbyte di memoria: i dati vengono inizialmente scritti sul disco di un computer Macintosh, ogni trenta minuti questo viene letto e i dati sono trasferiti, attraverso una connessione Ethernet, ad una macchina SUN dalla quale si provvede alla scrittura su nastro.

Una delle prerogative di questo tipo di rivelatore è la capacità di una buona visualizzazione degli eventi infatti si è verificato che anche solo ottimizzando l'elettronica analogica si ottengono immagini degli eventi molto nitide, nel presente caso la qualità di queste immagini viene ulteriormente migliorata filtrando con un algoritmo il segnale campionato.

La visualizzazione degli eventi è fatta di due viste separate, ognuna delle quali bidimensionale, che rappresentano il piano di collezione e quello di induzione: in entrambe le viste l'ordinata corrisponde al numero d'ordine dei fili mentre l'ascissa è il tempo di deriva. Ad ogni filo corrisponde una linea sull'immagine che riporta la carica indotta sul filo in funzione del tempo: il valore della carica campionata è

visualizzato in toni di grigio quindi tanto più il *pixel* è scuro tanto maggiore è stato il rilascio di carica.

La ricostruzione tridimensionale dell'evento si ottiene associando tra loro i segnali che compaiono al medesimo tempo anche se si introduce un certo grado di ambiguità quando nella camera sono presenti più tracce contemporaneamente, ambiguità che può comunque essere risolta nel caso di eventi non eccessivamente complicati (sciami adronici ed elettromagnetici).

Qualche esempio della visualizzazione di interazioni di neutrino è mostrato nelle pagine seguenti: nel *display* di sinistra è mostrato l'evento prima del filtraggio mentre in quello di destra lo stesso evento dopo l'applicazione di un filtro di Fourier, si vede chiaramente come il filtro elimini il problema della saturazione (zone bianche) e permetta quindi una ricostruzione completa delle tracce.

Il riquadro inferiore (in entrambe le viste) mostra il piano di collezione mentre quello superiore la vista in induzione, in ordinata c'è il numero dei fili mentre in ascissa c'è il tempo (in unità di *time slot* dove una *time slot* vale 1600 ns come si vede in alto a destra).

Run 090 Event 00012 12 sep 1997 18-05-15 E.F. = 0200V/cm Vdrift = .91mm/us Sampl. = 1600ns

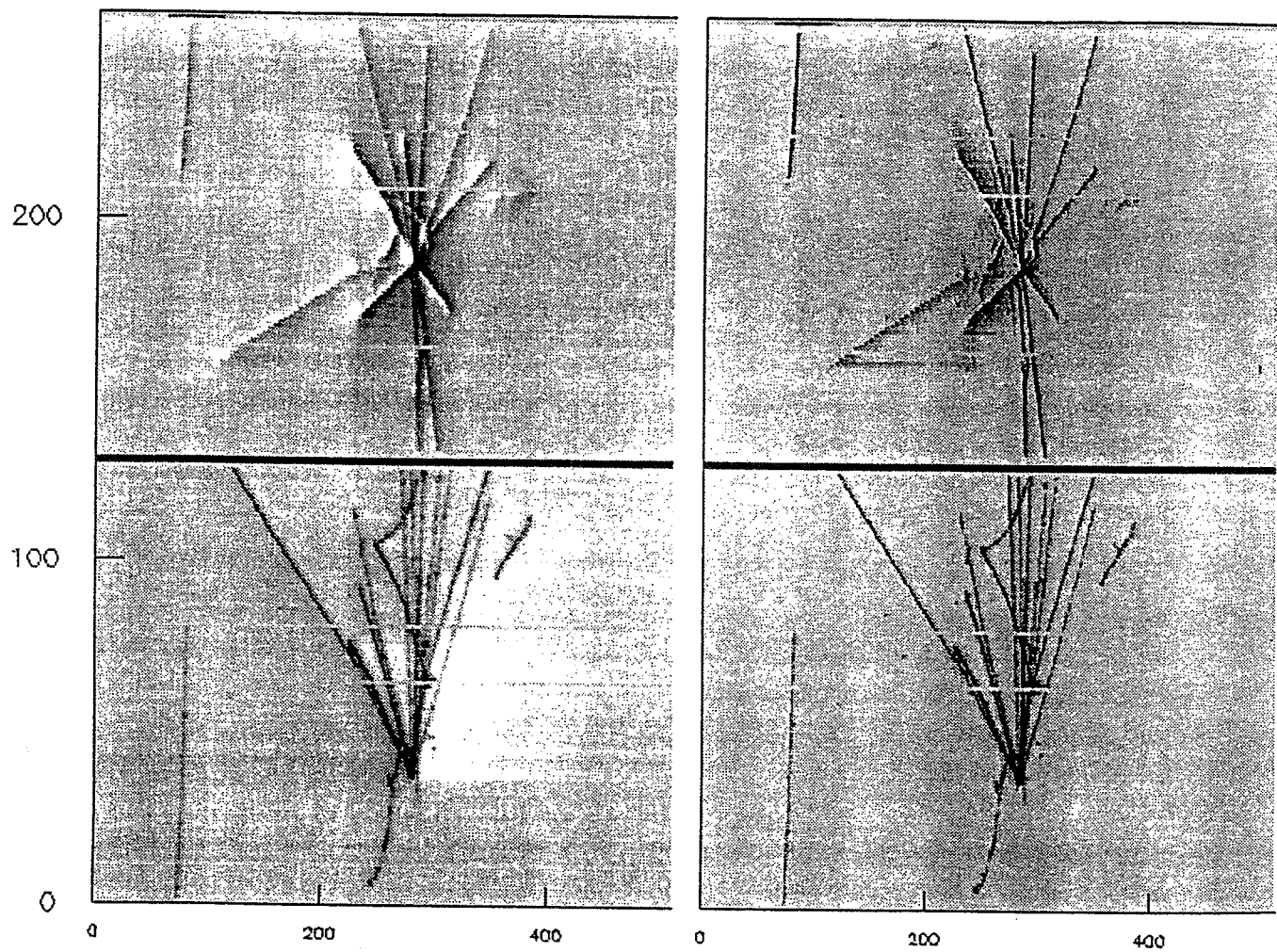


Figura 3.10: Esempio di interazione di neutrino in corrente carica

Run 093 Event 00975 18 sep 1997 10-40-57 E F. = 0200V/cm Vdrift = .91mm/us Sampl. = 1600ns

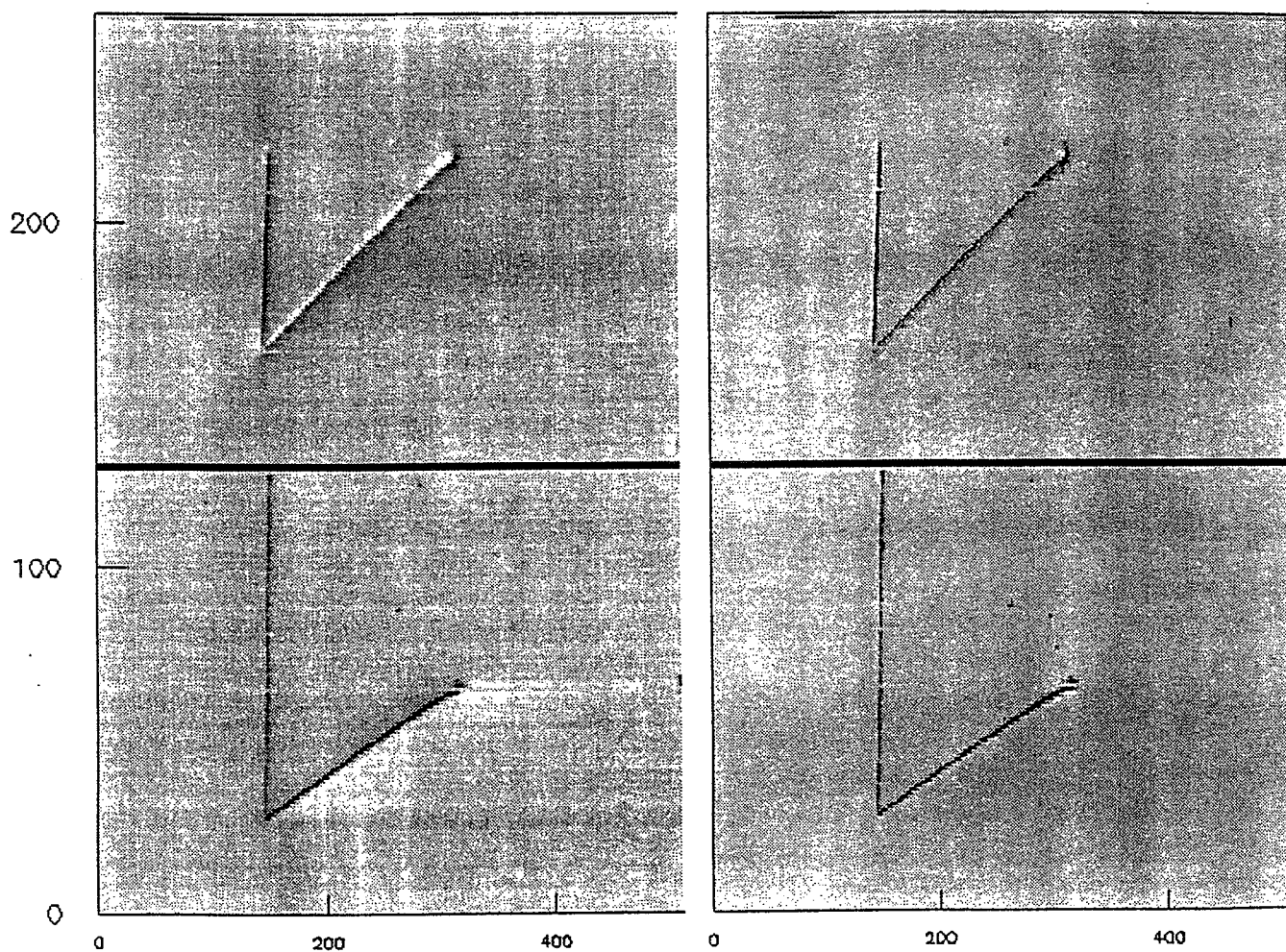


Figura 3.11: Esempio di interazione di neutrino quasi-elastica con protone a stop nella camera

Run 084 Event 00093 09 sep 1997 18-51-17 E.F. = 0200V/cm Vdrift = .91mm/us Sampl. = 1600ns

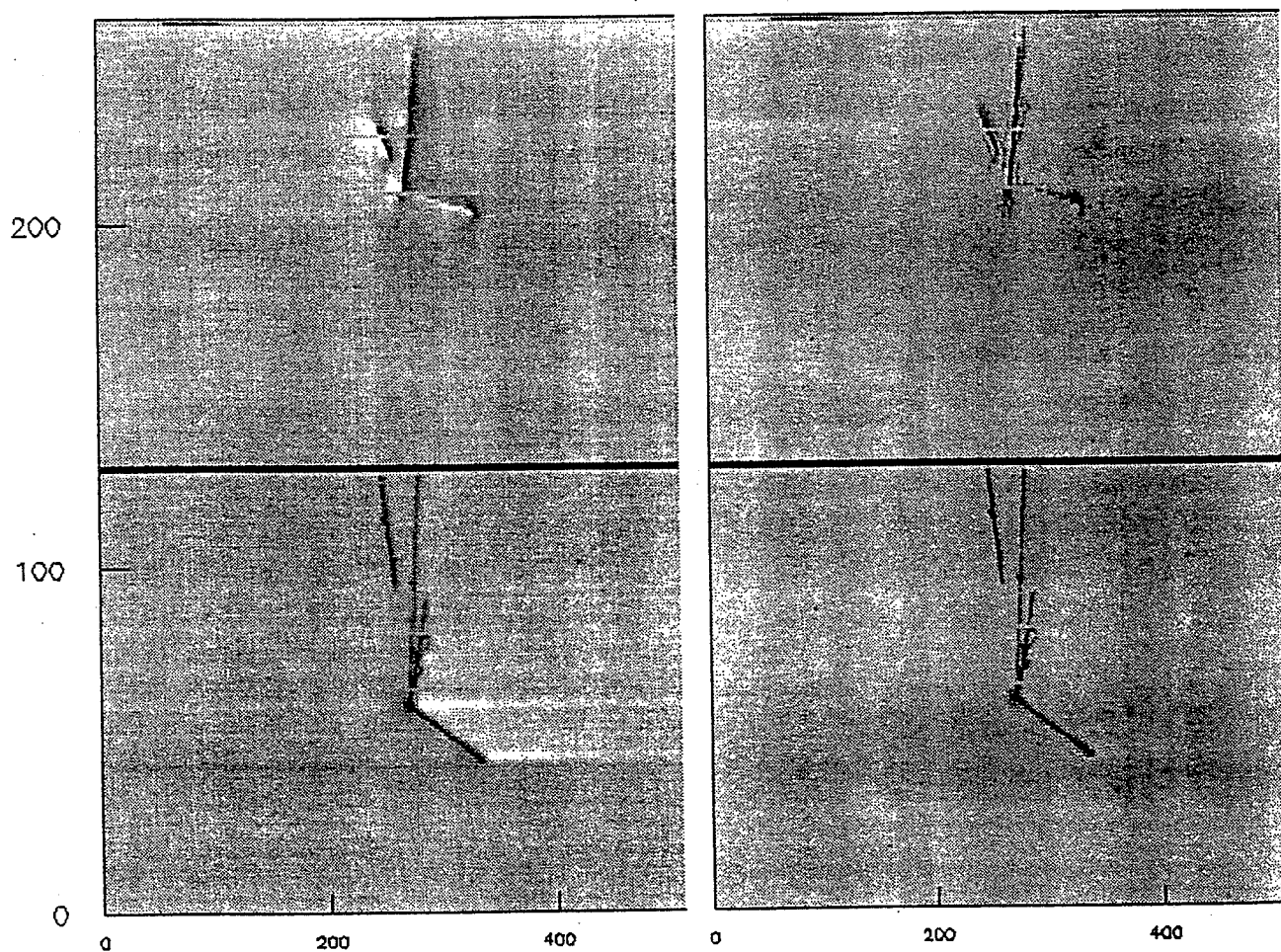


Figura 3.12: Esempio di interazione di neutrino con produzione di una Δ^+ (sono ben visibili i due γ provenienti dal decadimento del π^0)

Capitolo 4

Caratterizzazione del rivelatore

Lo scopo di questo test è la completa caratterizzazione di interazioni quasi-elastiche di ν_μ su nuclei di argon che presentino nello stato finale solo μ^- e protoni.

L'analisi cinematica completa riguarda le interazioni quasi-elastiche

$$\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p \quad (4.1)$$

che, nel caso di interazione su nucleone libero, risulterebbero completamente bilanciate in momento nel piano trasverso rispetto alla direzione del neutrino incidente.

Nella realtà gli effetti nucleari causano una cinematica sbilanciata per l'interazione 4.1 ed è di fondamentale importanza la determinazione dell'entità di questo sbilanciamento.

Al fine di una corretta ricostruzione spaziale degli eventi avvenuti all'interno della TPC è quindi innanzitutto necessaria una precisa determinazione della posizione della camera rispetto al fascio.

Per quanto riguarda invece la ricostruzione energetica degli eventi questa è stata ottenuta sfruttando l'informazione del rivelatore di NOMAD per la misura del momento del muone e quella della camera per il momento del protone. In questo secondo caso si è ricorsi ad una misura di *range* per i protoni che si fermavano all'interno del volume attivo mentre si è fatto riferimento alla perdita di energia per unità di lunghezza nel caso di particelle uscenti (questo studio è in una fase del tutto preliminare).

In questo capitolo verranno dunque descritte le procedure di misura della velocità di deriva, quelle relative all'allineamento della camera con il fascio e alla calibrazione del rivelatore.

4.1 La misura del momento del μ

Come già accennato in precedenza l'identificazione e la misura del momento del muone utilizza l'informazione dello spettrometro magnetico dell'esperimento NOMAD [35] (il rivelatore è mostrato in fig. 4.1 mentre una sua descrizione dettagliata

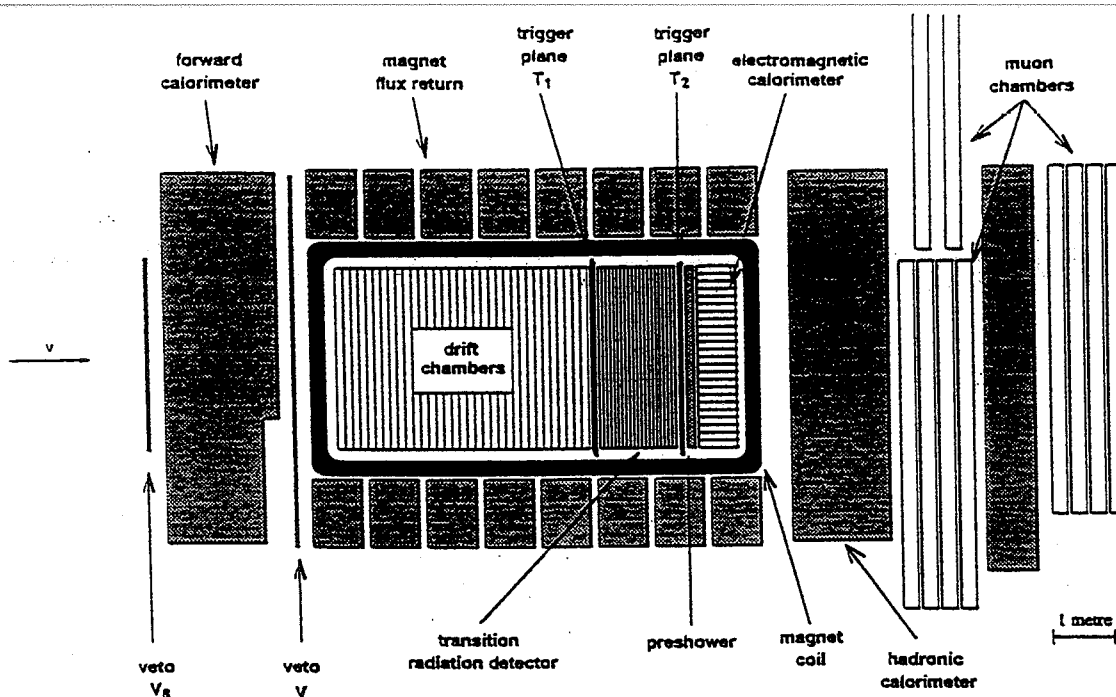


Figura 4.1: Il rivelatore di NOMAD

è data nel cap.2 par.4.2) dove i muoni vengono curvati da un campo magnetico di $0.4 T$.

Il valore nominale della risoluzione in momento di NOMAD è $\sigma_p/p = 5\%/L$ dove L è la lunghezza della traccia nelle camere a deriva espressa in metri: per un muone che attraversa tutte le camere (essendo la lunghezza della traccia circa $5 m$) si ottiene

$$\sigma_p/p = 2.2\%$$

La risoluzione spaziale vale invece qualche centinaio di μm .

Per effettuare l'associazione del muone ricostruito in NOMAD con quello visualizzato nella camera è necessario tracciare indietro fino alla TPC la traccia di NOMAD; nel fare questa operazione bisogna tenere conto di due fattori fondamentali

- la presenza del campo magnetico
- la presenza di uno spessore di ferro di $190 cm$ (pari a circa 100 lunghezze di radiazione) che costituisce il *forward calorimeter* di NOMAD e che si trova tra il nostro piano di trigger e i due piani di veto T_1 e T_2 di NOMAD (vedi fig. 4.1)

Il multiplo *scattering* introdotto dallo spessore di ferro contribuisce all'errore nella determinazione del momento (vedremo anzi che sarà la componente dominante) dunque alla risoluzione nominale di NOMAD bisognerà sommare in quadratura

l'errore introdotto dal ferro: la larghezza della distribuzione in angolo (nel piano) è

$$\sigma_{\theta} = 13.6 \text{ MeV} \frac{\sqrt{\frac{x}{X_0}}}{p_{\mu^-} (\text{MeV})} [\text{rad}] \quad (4.2)$$

con x = cammino percorso nel ferro (cm)

X_0 = lunghezza di radiazione nel ferro (1.76 cm)

ed è inversamente proporzionale al momento.

Quando invece si considera il momento nel piano trasverso

$$p_T = p_{\mu} \sin \theta_{\mu\nu}$$

nell'approssimazione di θ piccolo vale $\sin \theta_{\mu\nu} \simeq \theta_{\mu\nu}$ inoltre l'incertezza in $p_{T\text{miss}}$ introdotta dalla diffusione multipla non dipende dal modulo del momento.

L'attraversamento del ferro comporta anche una perdita di energia di circa 1.5 GeV della quale si è tenuto conto al fine di una corretta ricostruzione cinematica degli eventi.

Il tracciamento indietro è stato quindi ottenuto tenendo presente la curvatura dovuta al campo magnetico (compresa la sua mappatura nel ferro) mentre per quanto riguarda il multiplo *scattering* si è considerato che l'effetto complessivo introdotto consiste in uno 'sparpagliamento' della direzione del muone che però statisticamente è mediato a zero e dunque non introduce nessun errore sistematico nella nostra misura.

L'incertezza sulle componenti p_x , p_y misurate da NOMAD è stata stimata pari a 140 MeV/c e una verifica dell'attendibilità di questa stima viene sviluppata nel par. 3.

4.2 Determinazione della velocità di deriva

Un parametro fondamentale per una corretta ricostruzione spaziale delle tracce relative alle interazioni avvenute all'interno della TPC è la velocità di deriva degli elettroni liberi prodotti.

Per effettuare questa misura è stato utilizzato un campione di muoni 'passanti' cioè quei muoni del fascio che attraversano tutta la camera; per acquisire questi eventi il *trigger* è stato modificato in maniera opportuna (rispetto alla configurazione utilizzata durante la presa dati) aggiungendo due scintillatori più piccoli ($30 \times 30 \text{ cm}^2$) uno prima del *veto* e uno dopo il *trigger* e richiedendone la coincidenza.

L'informazione ricavabile dalla ricostruzione e visualizzazione di questi eventi con la TPC consiste nella misura del tempo di deriva della carica (che è fatta rispetto all'istante t_0 che viene fornito dagli scintillatori di *trigger*) dunque per ottenere una misura della velocità di deriva era necessaria una determinazione indipendente della posizione spaziale dell'evento che è stata ottenuta associando il muone visualizzato nella camera con quello riconosciuto e ricostruito da NOMAD.

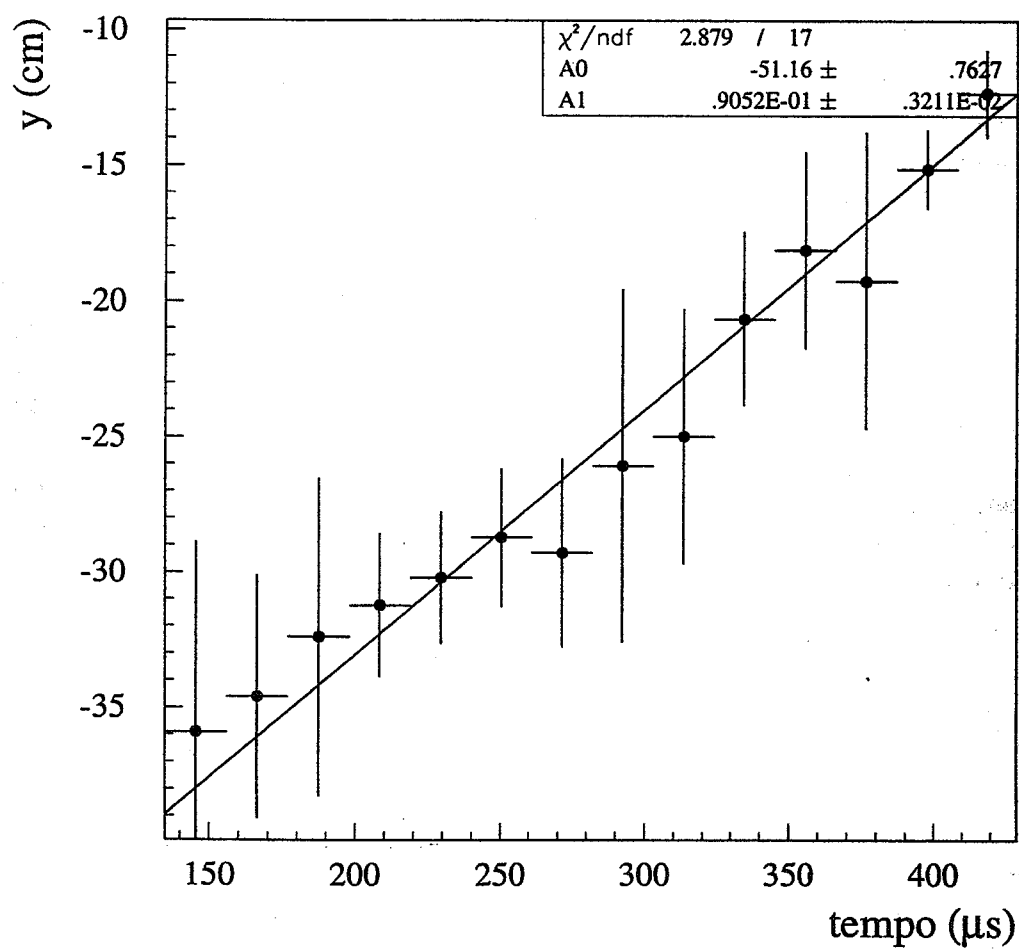


Figura 4.2: Determinazione della velocità di deriva

Una volta ottenuta l'associazione del muone ricostruito da NOMAD con quello visualizzato nella camera è stato sufficiente mettere il valore della coordinata y misurata da NOMAD in funzione del tempo misurato dalla camera.

I dati sperimentali e i valori dei parametri ottenuti dal *fit* dei dati sono riportati in fig. 4.2 dove si vede che

$$v_{drift} = 0.9052 \pm 0.005 \text{ mm}/\mu s$$

Si può notare inoltre che il valore del χ^2 è molto piccolo sintomo di una sovrastima degli errori quindi, per la determinazione dell'errore sulla velocità di deriva, si è calcolato il fattore correttivo necessario a fare sì che il χ^2 valesse circa 1 e in seguito si è corretto l'errore fornito dal fit di quel fattore.

Da notare che per la misura della velocità di deriva non è necessario conoscere con precisione l'allineamento della camera rispetto a NOMAD in quanto l'errore sulla misura della coordinata verticale (l'asse y), che è quella interessante per quanto riguarda la deriva della carica, è molto piccolo ed è dovuto probabilmente al fatto che la piattaforma sulla quale si trova la TPC non è perfettamente orizzontale.

4.3 Allineamento della camera al fascio

Per ottenere una corretta ricostruzione sia cinematica che spaziale degli eventi registrati dal rivelatore è necessario conoscere esattamente la posizione della camera rispetto al fascio.

L'allineamento è stato ottenuto portando il sistema di riferimento della camera (che è, in maniera del tutto naturale, individuato dai fili di collezione, di induzione e dall'asse di deriva temporale) su quello di NOMAD e successivamente su quello del fascio grazie alla grande precisione con la quale è conosciuto l'allineamento di NOMAD rispetto al fascio.

Gli angoli di rotazione che vengono considerati sono:

- θ che fissa la rotazione nel piano in cui giacciono i fili (circa 60° tra la direzione del fascio e i fili di collezione come mostrato in fig. 3.3)
- Φ compreso tra il piano dei fili e l'asse del fascio (circa 5 mrad)

mentre i parametri di allineamento di NOMAD valgono

$$\theta = 0 \text{ rad} \quad \Phi = 42 \text{ mrad}$$

e sono conosciuti con un errore trascurabile rispetto a quelli della TPC.

L'allineamento della camera a NOMAD

Per portare il sistema di riferimento della camera su quello di NOMAD è stato utilizzato lo stesso campione di muoni passanti precedentemente servito alla determinazione della velocità di deriva.

Per la determinazione degli angoli θ e Φ si è proceduto confrontando i coseni direttori del momento nel piano trasverso misurati da NOMAD e dalla camera: i coseni direttori misurati dalla camera sono stati portati nel riferimento di NOMAD e gli angoli di queste rotazioni (che sono poi le grandezze da ricavare) sono stati variati fino a minimizzare le differenze.

I risultati ottenuti sono riportati nelle figg. 4.3, 4.4.

Come si può osservare dalla statistica il campione utilizzato per questa determinazione comprende solo 178 eventi mentre quello totale era costituito da 270 muoni passanti, il motivo risiede nel fatto di aver eliminato gli eventi che si trovavano ben oltre le code della gaussiana e che dunque erano, molto probabilmente, da attribuire a false associazioni tra il muone di NOMAD e quello visualizzato nella camera.

I valori degli angoli di rotazione così determinati sono:

$$\theta = 59.21^\circ \pm 0.11^\circ \quad \Phi = 0.254^\circ \pm 0.007^\circ$$

Controllo sulla stima degli errori

Per il gruppo di dati costituito dai muoni passanti l'informazione di NOMAD comprendeva, per ciascun evento, le misure di momento (corrette per la perdita di energia nel ferro) e gli errori di NOMAD sul momento del muone nelle tre direzioni sommato in quadratura con quello introdotto dallo spessore di ferro.

Per le misure da effettuare è molto importante stimare l'incertezza di NOMAD sulle componenti p_x e p_y del momento.

Per verificare che l'errore di NOMAD non sia sottostimato (ad esempio a causa di una cattiva mappatura del campo magnetico nel ferro) sono stati calcolati i *pull* delle distribuzioni di p_x e p_y normalizzati (e quindi i versori) ottenuti da NOMAD e dalla TPC:

$$N(0, 1) = \frac{\frac{p_{x,y}(NOMAD) - p_{x,y}(TPC)}{p}}{\sigma_{NOMAD} \oplus \sigma_{TPC}} \quad (4.3)$$

Se la stima degli errori fosse corretta la distribuzione sarebbe centrata sullo zero con $\sigma = 1$ mentre una eventuale sottostima degli errori sperimentali sarebbe messa in evidenza da $\sigma > 1$ in modo significativo.

L'incertezza sulle componenti p_x , p_y misurate da NOMAD è stata stimata pari a $140 \text{ MeV}/c$: il *pull* delle distribuzioni di p_y permette di verificare direttamente questa stima in quanto l'incertezza dominante è quella sulla misura di NOMAD, questo invece non è vero per il *pull* di p_x dove domina l'errore dovuto alla camera.

Non c'è però nessuna ragione per ritenere che l'incertezza di NOMAD sulla misura di p_x sia maggiore di quella su p_y (tanto più che se pensiamo ad un effetto dovuto al campo magnetico residuo questo dovrebbe pesare su p_y) dunque si è deciso di fissare anche l'errore su p_x a $140 \text{ MeV}/c$.

Per quanto riguarda la misura effettuata con la camera, invece, l'errore che si compie lungo le due direzioni x e y è stato valutato andando a minimizzare il χ^2

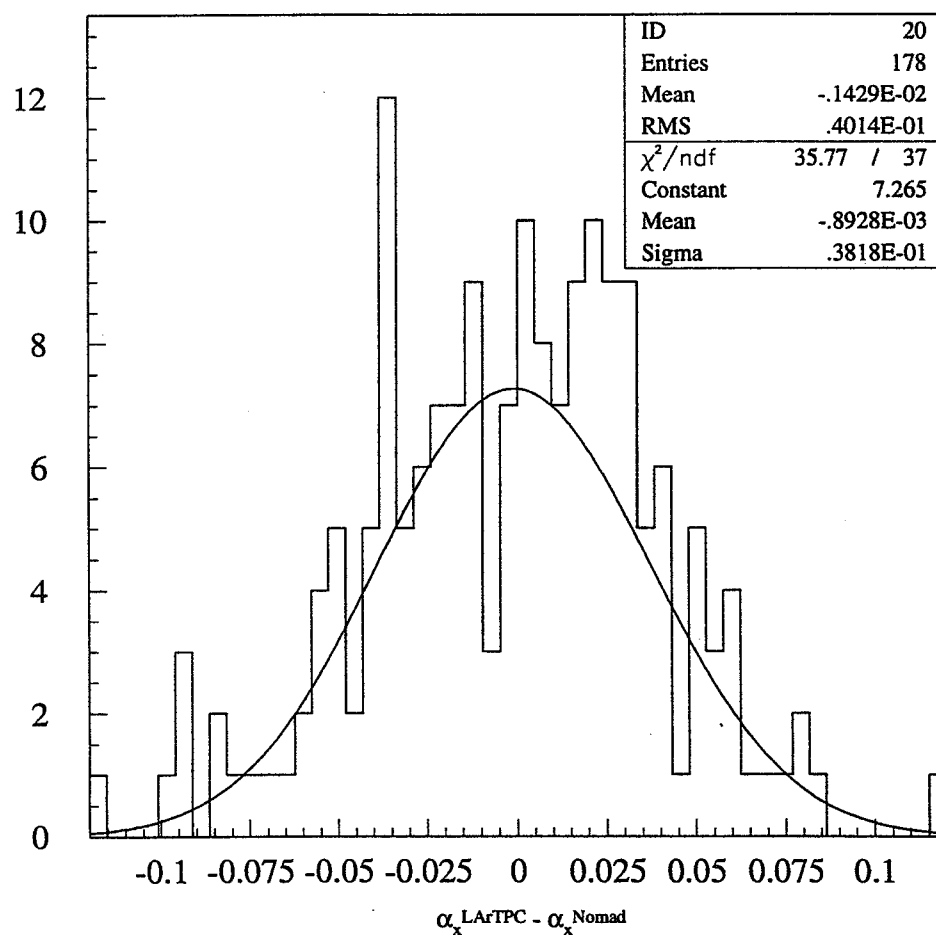


Figura 4.3: Differenza tra il coseno direttore lungo x misurato con la camera e con NOMAD

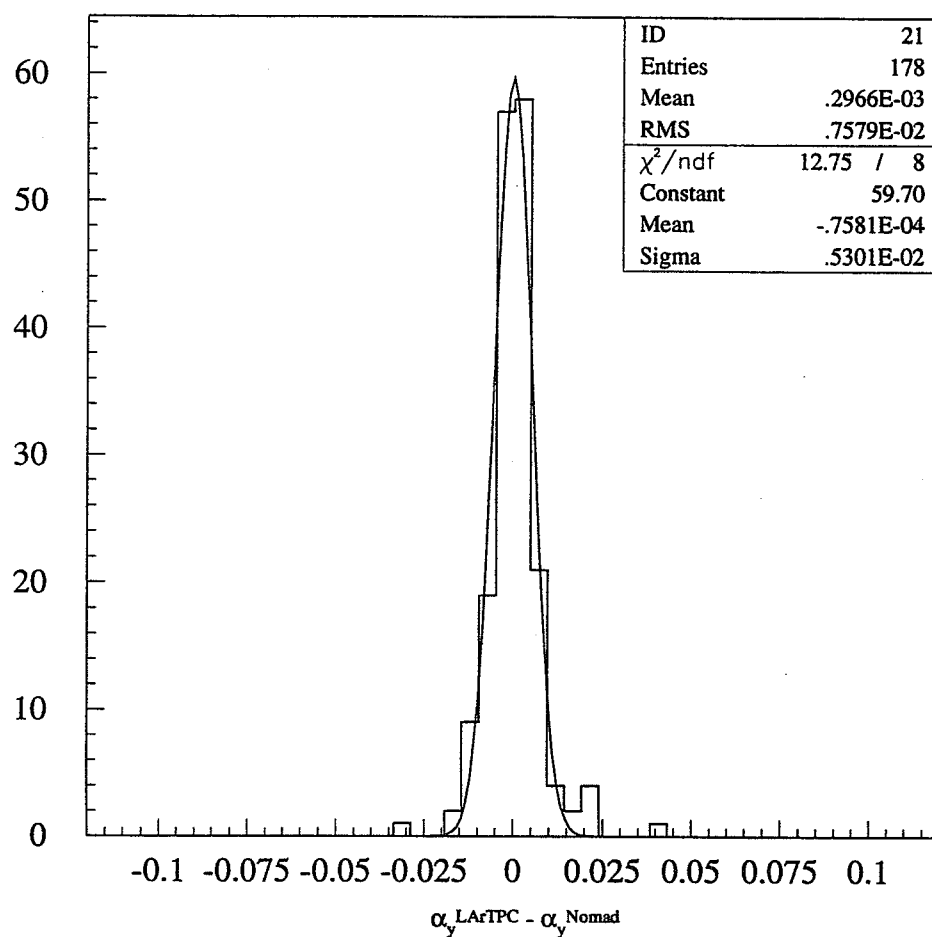


Figura 4.4: Differenza tra il coseno direttore lungo y misurato con la camera e con NOMAD

definito

$$\chi^2 = \sum_i \frac{\xi_{x_i}^2}{\sigma_N^2 + \sigma_x^2} + \frac{\xi_{y_i}^2}{\sigma_N^2 + \sigma_y^2} \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \text{con} \quad \xi_x &= \alpha_x^C(\theta, \phi) - \alpha_x^N \\ \xi_y &= \alpha_y^C(\theta, \phi) - \alpha_y^N \end{aligned}$$

dove σ_N è l'errore sul coseno direttore dovuto a NOMAD e dunque vale per entrambe le componenti $140 \text{ MeV}/p$ dove p è il momento del muone in considerazione mentre σ_x, σ_y sono gli errori che si compiono misurando con la camera e sono uguali per tutti i muoni in quanto il numero di fili coperti dalle tracce passanti è pressochè sempre lo stesso.

Valgono inoltre

$$\begin{cases} \alpha_x^C = \alpha_i \cos\theta + \alpha_c \sin\theta \\ \alpha_y^C = \alpha_t \\ \alpha_z^C = -\alpha_i \sin\theta + \alpha_c \cos\theta \end{cases} \quad (\text{a meno di } \phi) \quad (4.5)$$

dove

$$\begin{aligned} \alpha_c &= \frac{s_c}{\sqrt{1 + s_c^2 + s_i^2}} \\ \alpha_i &= \frac{s_i}{\sqrt{1 + s_c^2 + s_i^2}} \\ \alpha_t &= \frac{1}{\sqrt{1 + s_c^2 + s_i^2}} \end{aligned}$$

Gli errori sulla misura dei coseni direttori dalla camera, nel piano trasverso che sono stati ottenuti con questo procedimento valgono

$$\sigma_x = 0.04$$

$$\sigma_y = 0.0025$$

e dunque si vede come la misura lungo x sia dominata dall'errore che si compie con la camera (l'errore dovuto al multiplo scattering per un muone di 20 GeV è pari a 0.007) mentre lungo y è l'errore associato alla misura del muone con NOMAD a dominare.

I *pull* delle distribuzioni di p_x e p_y sono mostrati nelle figg. 4.5, 4.6.

4.4 La calibrazione del rivelatore

Per un'analisi completa delle interazioni quasi-elastiche alle quali siamo interessati è necessario riconoscere e misurare muoni e protoni.

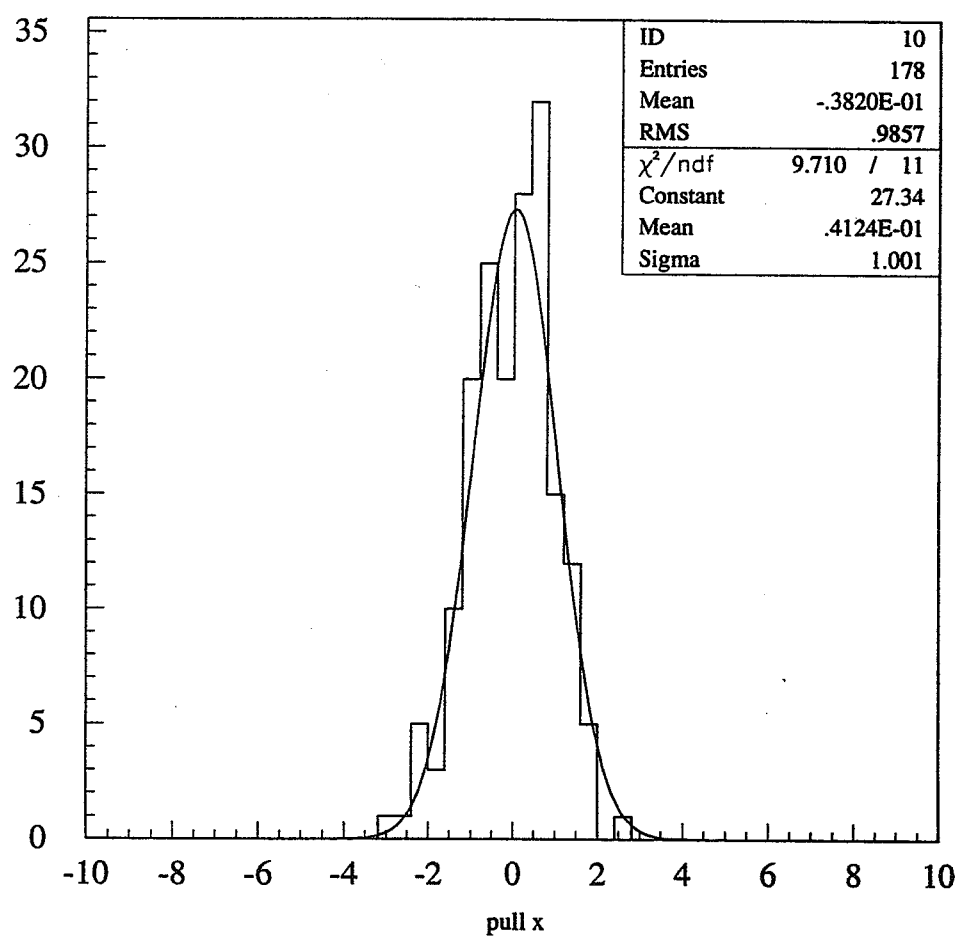


Figura 4.5: Pull delle distribuzioni di p_x da NOMAD e dalla camera

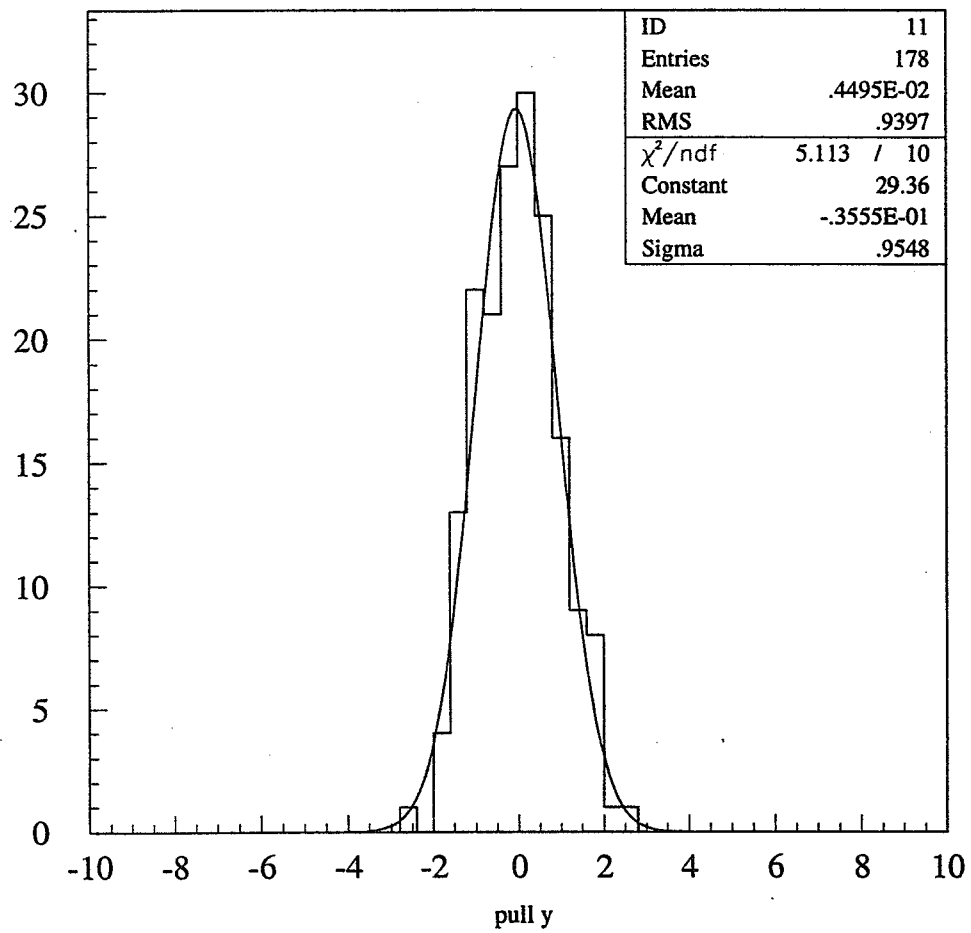


Figura 4.6: Pull delle distribuzioni di p_y da NOMAD e dalla camera

Come si è detto per quanto riguarda i muoni il riconoscimento e la misura di momento (dunque anche di direzione) viene fatta dall'esperimento NOMAD mentre per il protone vengono utilizzate le informazioni della camera.

Lo studio del protone si differenzia a seconda che questo si fermi all'interno del volume attivo della camera oppure che esca prima di perdere tutta la sua energia.

Nel primo caso infatti è possibile risalire all'energia iniziale della particella con una semplice misura di *range*; inoltre da una misura della carica totale prodotta (che si ottiene come l'integrale sulla lunghezza della traccia della carica prodotta per unità di lunghezza) si ottiene una precisa discriminazione tra π e p ; nel secondo caso, invece, l'unica informazione che può essere utilizzata è il dQ/dx .

Questo significa che la calibrazione del rivelatore è stata una operazione indispensabile, oltre che molto delicata, per avere una ricostruzione energetica completa delle interazioni avvenute nella TPC e si è basata sullo studio delle particelle al minimo di ionizzazione (m.i.p.) e cioè, sostanzialmente, dei muoni passanti (in realtà non trattandosi di m.i.p. ma di particelle che stanno sulla risalita relativistica della Bethe-Bloch il valore della perdita di energia al minimo nell'argon (2.06 MeV/cm) andrà corretto di circa il 10%.

La calibrazione è stata ottenuta andando a misurare, filo per filo, la carica depositata da un campione di muoni passanti e pesandola per la lunghezza di traccia per quel filo (che non è pari al passo dei fili nonostante le tracce siano pressochè diritte perchè la camera è ruotata rispetto al fascio) ottenendo quindi la perdita di energia per unità di lunghezza (dE/dx) la cui distribuzione è una Landau.

Il valore medio di questa distribuzione è stato calcolato con il metodo della media troncata in quanto si ritiene che dia un valore più stabile del valore più probabile della Landau; inoltre l'errore stimato per un muone che copre 100 fili in collezione è dell'1%.

4.4.1 L'attenuazione di carica

La prima verifica che è stata eseguita mirava a mettere in evidenza se ci fosse una maggiore incidenza del fenomeno della ricombinazione per quelle particelle che passavano più lontane dal piano dei fili; per eseguirla è stato fatto uno studio su 75 muoni passanti uniformemente distribuiti in altezza all'interno del volume della camera.

Quello che si è osservato è una effettiva dipendenza del dE/dx dall'altezza della camera come si può vedere in fig. 4.7 dove sono riportati i valori delle medie troncate relative ad ogni evento in funzione del tempo di deriva della carica, i punti sperimentali sono *fittati* con un'esponenziale che è la legge che regola la ricombinazione di carica (eq. 3.4).

Dall'inverso della pendenza di quella curva è possibile ottenere una stima molto attendibile della vita media degli elettroni liberi durante la presa dati che vale dunque $t_m = 4.425 \pm 0.011 \text{ ms}$.

Sfruttando questo risultato e il valore della velocità media calcolato in precedenza

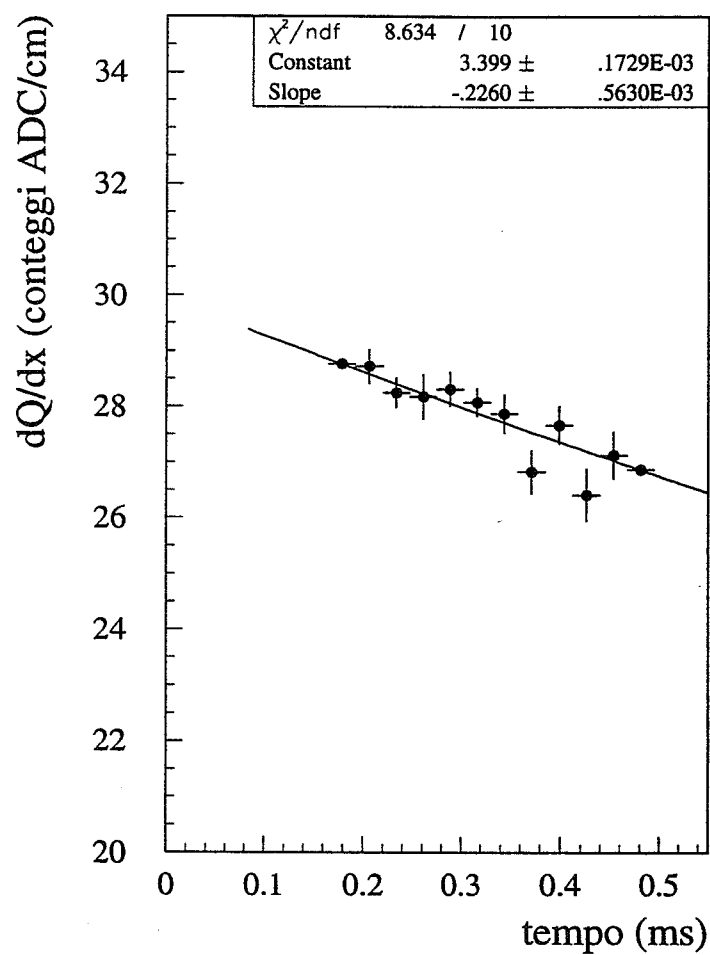


Figura 4.7: Dipendenza della raccolta di carica dalla distanza di deriva

velocità di deriva	$0.9052 \pm 0.005 \text{ mm}/\mu\text{s}$
angoli di allineamento a NOMAD	$\theta = 59.21^\circ \pm 0.011^\circ$ $\phi = 0.254^\circ \pm 0.0007^\circ$
vita media	$4.425 \pm 0.011 \text{ ms}$
perdita di carica per ricombinazione	11%

Tabella 4.1: Valori dei parametri di lavoro della TPC

è possibile determinare la percentuale di carica ricombinata attraverso la relazione:

$$\frac{Q_{oss}}{Q_{dep}} = 1 - e^{-\frac{t_{drift}}{t_m}} = 11\% \quad (4.6)$$

dove t_{drift} è il tempo che la carica impiega a percorrere l'intera lunghezza della camera (47 cm) e vale 0.519 ms.

Avendo riscontrato questa dipendenza dal tempo di deriva del valore della perdita di energia per unità di lunghezza abbiamo corretto il valore di dE/dx in relazione al tempo dell'evento: il risultato è mostrato in fig. 4.8 dove si può vedere come la risoluzione energetica passi dal 10.3% prima della correzione al 9.2%.

4.4.2 Linearizzazione della raccolta di carica

Una volta verificato il grado di purezza dell'argon attraverso la misura della ricombinazione di carica in funzione della distanza percorsa da quest' ultima all'interno della camera si è passati a studiare la linearizzazione della raccolta di carica e cioè il buon funzionamento del TMG.

L'importanza della linearità di dQ/dx si evidenzia quando il protone non si ferma all'interno della camera infatti in questo caso la carica raccolta per unità di lunghezza è l'unica informazione che abbiamo e che ci deve permettere di:

- determinare il momento del protone (che non possiamo dedurre dal range)
- distinguere il protone da qualsiasi altra particella, in particolare dai pioni

Il campione di eventi utilizzato per questa determinazione è costituito da protoni che si fermano all'interno della camera e che hanno una lunghezza di traccia sufficiente elevata: questa richiesta permette sia di garantire un numero ragionevole di punti per il *fit* sia di evitare tracce molto corte il cui comportamento (per quanto riguarda il dQ/dx) verrebbe dominato dalle fluttuazioni al vertice dell'interazione dove la sovrapposizione della traccia del protone a quella del muone non consente una misura affidabile.

Per l'analisi si è proceduto misurando, filo per filo, il valore di dQ/dx e ponendolo in funzione del range residuo (cioè del range complessivo calcolato meno la porzione di traccia già percorsa) a dare la distribuzione di fig. 4.9 di cui si esegue il *fit*

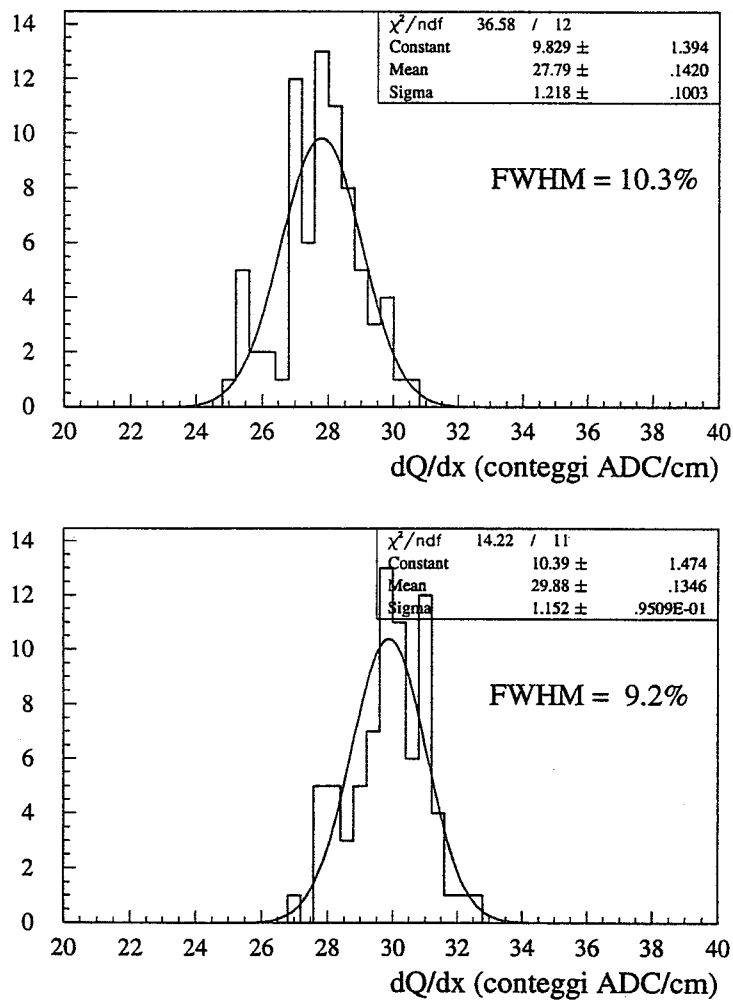


Figura 4.8: Nella figura in alto distribuzione del dQ/dx senza la correzione per la perdita di carica, nella figura in basso dQ/dx corretto per la perdita di carica con i parametri ricavati in fig.4.7

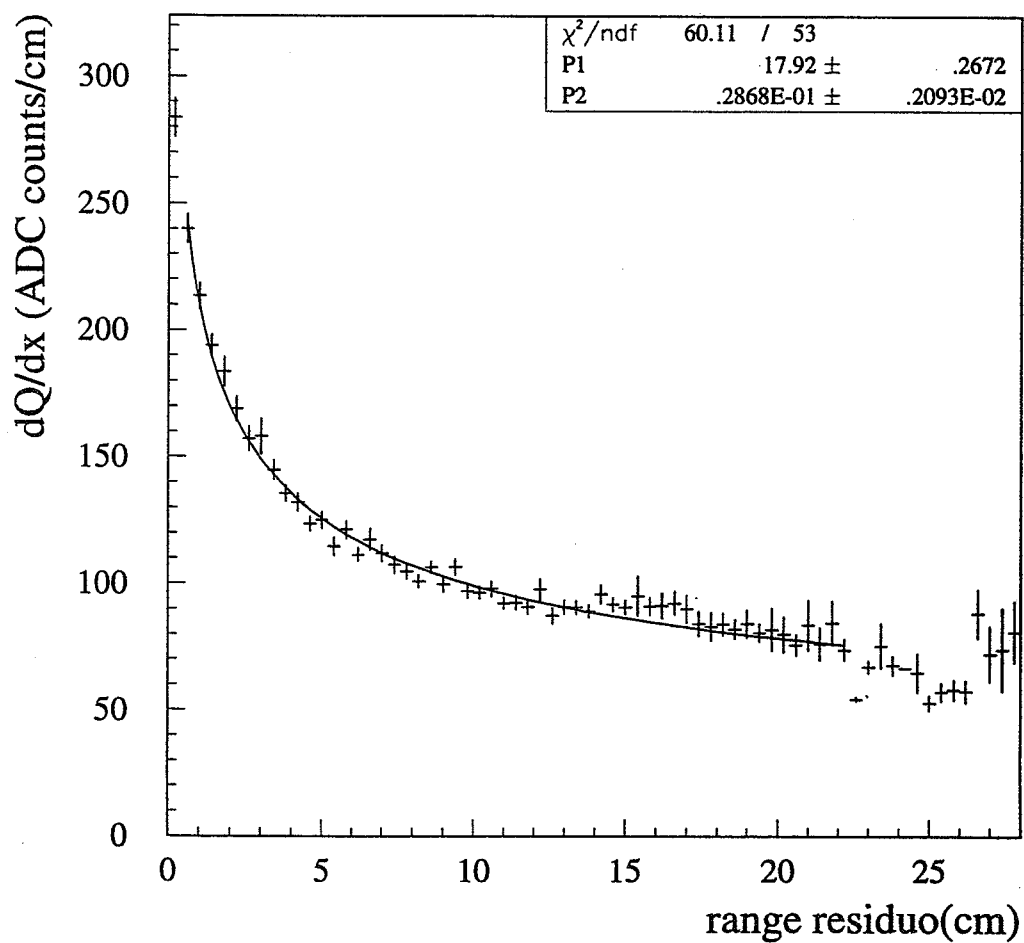


Figura 4.9: Fit con la curva di Birks del dQ/dx in funzione del range residuo: il parametro P_1 rappresenta il coefficiente di normalizzazione mentre P_2 quello di non linearità

con una curva di Birks (vedi cap.3 par.4) con parametri liberi il coefficiente di normalizzazione e quello di non linearità.

Il risultato mostra che l'allontanamento da un comportamento lineare è dell'ordine del 2.9%.

I punti sperimentali in corrispondenza di un grande *range* residuo non sono stati inclusi nel *fit* in quanto il valore dell'rms viene calcolato sulla base del numero di punti a disposizione e questo fa sì che a grandi *range* (dove il numero di eventi è basso) la sua stima non sia significativa.

In tabella 4.1 sono riassunti i valori dei parametri calcolati.

Capitolo 5

Teoria delle interazioni di ν quasi-elastiche

L'analisi dei dati raccolti nel corso di questo *test* è stata fatta attraverso il confronto con un calcolo di tipo Montecarlo (FLUKA) che costituisce una simulazione delle interazioni quasi-elastiche di ν in argon.

Perchè questo confronto sia significativo è necessario tenere conto della profonda differenza che esiste tra le interazioni di neutrino su nucleone e su nucleo. Infatti mentre la cinematica dell'interazione ν -nucleone, in relazione alla sua estrema semplicità, è molto ben conosciuta a livello teorico mettendoci in grado di fare delle previsioni molto precise riguardo al comportamento delle grandezze più significative, questo non è più vero quando consideriamo un'interazione ν -nucleo.

L'interazione ν -nucleo comporta la necessità di considerare gli effetti nucleari e cioè tutte quelle distorsioni apportate alla semplice cinematica ν -nucleone dalla presenza di un nucleo.

La presenza del nucleo influenza sia lo stato iniziale dell'interazione che quello finale: nello stato iniziale si manifesta sostanzialmente con il moto di Fermi dei nucleoni mentre nello stato finale intervengono fenomeni che comportano la distorsione della cinematica dell'interazione, come l'evaporazione nucleare o il *rescattering* adronico, oppure fenomeni come l'assorbimento di pioni che possono portare a confondere la produzione di risonanze con interazioni quasi-elastiche e cioè a costituire un fondo per l'interazione a cui si è interessati.

In considerazione del fatto che le interazioni di neutrino oggetto di studio nell'ambito di questo *test* sono le interazioni quasi-elastiche del tipo

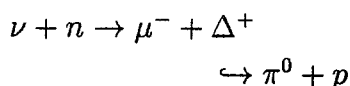
$$\nu + n \rightarrow \mu^- + p \quad (5.1)$$

particolare attenzione deve essere posta sul processo di riassorbimento di un pione infatti, nella produzione di risonanze attraverso reazioni come

$$\begin{aligned} \nu + p &\rightarrow \mu^- + \Delta^{++} \\ &\hookrightarrow \pi^+ + p \end{aligned}$$

l'eventuale assorbimento del pione simulerebbe un'interazione del tipo (5.1).

Analogamente nel caso dell'interazione



dove la topologia quasi-elastica verrebbe simulata sia nel caso in cui il π^0 venisse assorbito dal nucleo sia nel caso in cui entrambi i γ provenienti dal decadimento del π^0 uscissero dalla camera senza essere rivelati.

In questo capitolo viene quindi brevemente esposta la teoria delle interazioni quasi-elastiche neutrino-nucleone e, per quanto riguarda gli effetti nucleari, la teoria del nucleo come gas di Fermi, la teoria dell'evaporazione di Weisskopf con un accenno al processo di fissione, il problema dell'assorbimento di pioni e quello del *rescattering* adronico.

Infine si dà una descrizione della struttura generale della simulazione FLUKA e in particolare degli effetti nucleari presi in considerazione.

5.1 Teoria delle interazioni di ν quasi-elastiche

Il processo di interazione neutrino-nucleone [36] viene generalmente descritto in termini delle seguenti variabili cinematiche

$$k = (E, \vec{k}), \quad k' = (E', \vec{k}') \quad e \quad p, p' \quad (5.2)$$

con k, k' quadrimomenti del leptone iniziale e di quello finale e p, p' quadrimomenti del nucleone iniziale e, in generale, dello stato adronico finale mentre il quadrimomento trasferito è definito come $q = k - k' = p - p'$.

Vengono inoltre introdotte tre grandezze invarianti, ν , Q^2 e W : ν è l'energia totale del sistema adronico finale ed è definita

$$\nu = \frac{qp}{M} = E - E' \quad (5.3)$$

dove M è la massa del nucleone, per Q^2 vale invece

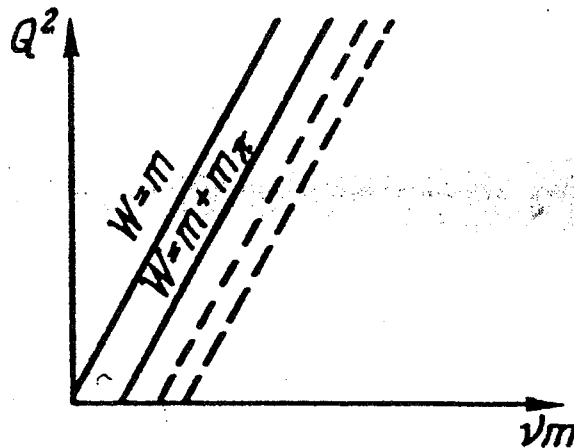
$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 = 2EE'(1 - v' \cos \theta) \quad (5.4)$$

dove θ è l'angolo tra il momento del neutrino e del leptone uscente nel sistema di riferimento del laboratorio e v' è la velocità del leptone in unità di c , infine, per la massa adronica al quadrato dello stato finale vale

$$W^2 = (p')^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2 \quad (5.5)$$

In fig. 5.1 si possono vedere le diverse zone cinematiche del piano $(Q^2, M\nu)$: la retta $W = M$ corrisponde ai processi di diffusione quasi elastica (vedi eq. 5.1) e la regione alla sua sinistra è proibita dalla cinematica. È inoltre mostrata la retta $W = M + m_\pi$ che segna la soglia delle reazioni anelastiche del tipo



Figura 5.1: *Q.E. plot*

mentre le rette tratteggiate corrispondono alla produzione di un certo numero di risonanze adroniche (N^* , Δ) come ad esempio



A differenza della diffusione quasi-elastica a basse energie nel calcolo delle sezioni d'urto ad alte energie ($E > 1 \text{ GeV}$) il fattore di forma del nucleone diventa efficace sopprimendo valori elevati di Q^2 ; le predizioni della teoria V-A con l'assunzione della validità dell'ipotesi di corrente vettoriale conservata danno [37]:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G^2 \cos^2 \theta_C M^2}{8\pi E_\nu^2} \left\{ A(q^2) + B(q^2) \frac{s-u}{M^2} + C(q^2) \left(\frac{s-u}{M^2} \right)^2 \right\} \quad (5.8)$$

con

$$A(q^2) = \frac{q^2 + m_\mu^2}{4M^2} F_V^2 \left\{ \left(\frac{q^2}{M^2} - 4 \right) + F_M^2 \frac{q^2}{M^2} \left(1 - \frac{q^2}{M^2} \right) + \right. \\ \left. + 4F_V F_M \frac{q^2}{M^2} + F_A^2 \left(\frac{q^2}{M^2} + 4 \right) - \frac{m_\mu^2}{M^2} \left[(F_V + F_M)^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + F_A^2 + 4F_A F_P - \frac{q^2}{M^2} F_P^2 \right] \right\}$$

$$B(q^2) = q^2 (F_V + F_M) \frac{F_A}{M^2}$$

$$C(q^2) = \frac{1}{4} (F_V^2 + \frac{q^2 F_M^2}{4M^2} + F_A^2)$$

Sperimentalmente si trova che i fattori di forma F_V, F_M, F_A (F_P è trascurabile perchè moltiplicato per m_μ^2) hanno un'espressione di dipolo del tipo

$$F_i(q^2) = \frac{F_i(0)}{\left(1 + \frac{q^2}{M_i^2}\right)^2} \quad (5.9)$$

con la normalizzazione

$$F_V(0) = 1 \quad F_M(0) = 3.71 \quad F_A(0) = 1.23 \quad (5.10)$$

Quello che ne risulta è che a partire da un'energia dell'ordine del GeV la sezione d'urto quasi-elastica dell'interazione neutrino-nucleone tende approssimativamente al valore di 10^{-38} cm^2 .

5.2 Gli effetti nucleari

Consideriamo un nucleo che contenga Z protoni e $A-Z=N$ neutroni, il più semplice dei modelli nucleari che possiamo utilizzare per descriverlo è quello a gas di Fermi ([38], [39]).

5.2.1 Il nucleo come gas di Fermi

Questo modello rappresenta l'interazione nucleone-nucleone mediante una buca di potenziale che fissa i limiti della dimensione del nucleo.

Se A non è troppo piccolo il sistema nucleare è abbastanza complicato da giustificare l'uso della meccanica statistica purchè si tenga presente che in condizioni ordinarie i fermioni del nucleo sono ben descritti da un gas di Fermi degenere.

Il nucleo viene dunque descritto come un insieme di protoni e neutroni liberi racchiusi in una sfera di raggio $R = r_0 A^{1/3}$ (con $r_0 = 1.2 \text{ fm}$) e volume $\Omega = \frac{4}{3}\pi R^3$ che per il principio di esclusione di Pauli devono trovarsi in differenti stati quantici. Il numero di stati corrispondenti ad un impulso dei protoni o dei neutroni minore del momento di Fermi p_F è:

$$dn(p) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} 4\pi\Omega p^2 dp \quad (5.11)$$

che si ottiene dividendo lo spazio delle fasi in celle di volume $(2\pi\hbar)^3$ e assegnando a ciascuna cella 2 particelle (per la molteplicità di spin).

Se ora trascuriamo l'interazione coulombiana e poniamo in prima approssimazione $Z = N = \frac{A}{2}$ si ha:

$$\int_0^{p_F} dn(p) = \frac{A}{2} \quad (5.12)$$

che integrata dà

$$p_F = \left(\frac{9}{8}\pi\right)^{1/3} \frac{\hbar}{r_0} \simeq 248 \text{ MeV}/c \quad (5.13)$$

che non dipende da A .

I nucleoni si dispongono fino a p_F secondo una distribuzione di momento del tipo mostrato in fig. 5.2 e spazialmente isotropa.

L'energia cinetica corrispondente al momento di Fermi è chiamata energia di Fermi ($E_F = \frac{p_F^2}{2M}$), vale circa 33 MeV ed è l'energia cinetica massima di un neutrone legato nel nucleo e che sommata all'energia di legame dell'ultimo nucleone (circa 8 MeV) dà la profondità della buca di potenziale nucleare (circa 41 MeV).

Si osserva inoltre che nella realtà un nucleo contiene meno protoni che neutroni e che quindi l'energia cinetica massima dei protoni sarà minore di quella dei neutroni mentre saranno uguali le energie totali; queste considerazioni implicano che l'energia potenziale dei protoni sarà più piccola di quella dei neutroni (come si vede in fig. 5.3) effetto in parte dovuto alla repulsione coulombiana.

Nell'ambito di questo modello è anche possibile dare un'espressione per la densità dei livelli nucleari all'energia di Fermi vale infatti:

$$\rho = \left(\frac{dn}{dE} \right)_{E_F} = \frac{3A}{8E_F} = 0.011A \text{ MeV}^{-1} \quad (5.14)$$

5.2.2 Il processo di evaporazione

L'evaporazione nucleare [40] è un processo che consiste nell'emissione di neutroni o particelle cariche da parte di nuclei altamente eccitati ed è stato denominato così in virtù di alcune analogie con il processo di espulsione di molecole da parte di corpi solidi o liquidi riscaldati (l'evaporazione appunto).

La possibilità di applicare la meccanica quantistica a sistemi complessi come i nuclei, dove le interazioni tra i costituenti sono estremamente intense viene dalla semplificazione che si ottiene quando si considera, come suggerì Bohr, che proprio la facilità di scambio dell'energia tra nucleoni permette di dividere il processo di collisione di una particella o di un quanto con un nucleo in due momenti ben separati.

Il primo stadio è la formazione di un nucleo composto che viene anche indicato come stadio di preequilibrio, successivamente il nucleo si porta in uno stato ben definito dove l'energia della particella incidente viene divisa tra tutti i costituenti portando alla disintegrazione del sistema; questo secondo processo può essere considerato del tutto indipendente dal precedente.

V. Weisskopf applica metodi statistici a processi nei quali nuclei pesanti vengono portati in uno stato di eccitazione a seguito di collisioni con neutroni veloci (o comunque con particelle neutre) assumendo che le proprietà dei singoli stati quantici nucleari non siano importanti (in relazione alla piccolissima distanza tra i livelli energetici di atomi altamente eccitati) e dunque si possano ottenere informazioni statistiche sul comportamento di questi nuclei mediando su un certo numero di stati quantici con più o meno la stessa energia.

Le ipotesi che vengono fatte nell'ambito di questa teoria dell'evaporazione sono:

- l'energia di eccitazione E_A del nucleo A deve essere maggiore dell'energia di legame del protone, del neutrone e della particella α

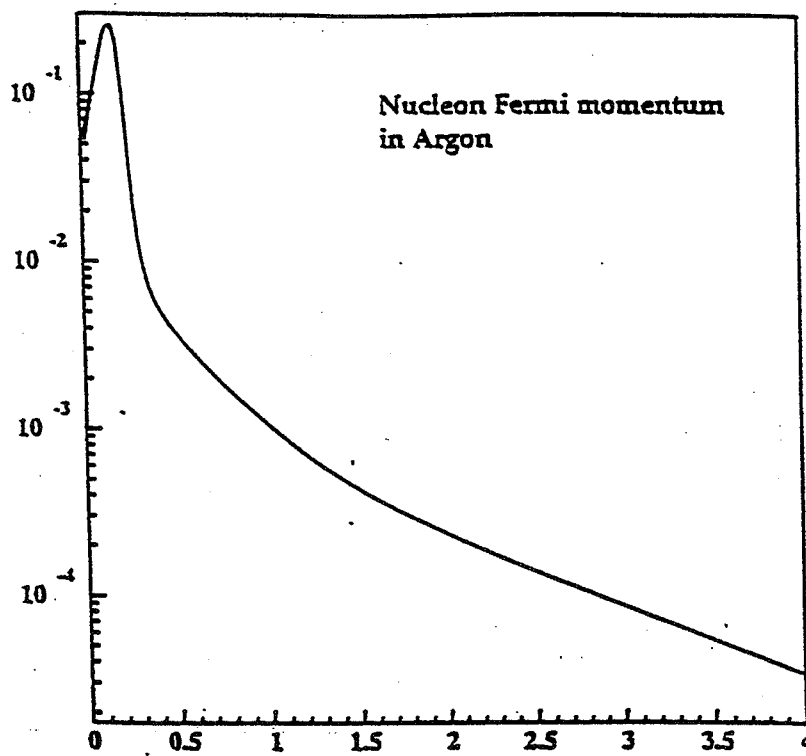


Figura 5.2: Distribuzione di probabilità del momento di Fermi (GeV) dei nucleoni di un nucleo di argon

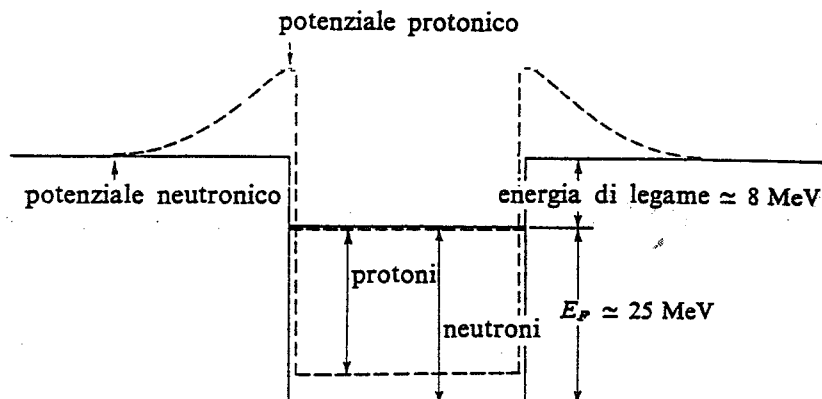


Figura 5.3: Buca di potenziale per neutroni e protoni in un nucleo pesante mostrante il livello di Fermi. Si può notare la differenza tra la buca per neutroni e quella per protoni.

- l'energia della particella incidente deve essere maggiore di 3 MeV in modo che la sua lunghezza d'onda sia minore del raggio nucleare e dunque la sezione d'urto sia dell'ordine di πr^2 (con r raggio nucleare)
- ci devono essere un gran numero di stati accessibili al nucleo B che si ottiene dopo il processo di diseccitazione il che equivale a dire che l'energia di eccitazione E_A deve essere molto maggiore dell'energia di legame della particella che viene emessa
- l'energia E_A deve essere minore dell'energia totale di legame del nucleo A altrimenti non si ha la formazione del sistema composto iniziale.

Fatte queste ipotesi Weisskopf calcola la probabilità per unità di tempo $W_n(\epsilon)d\epsilon$ che il nucleo A avente un'energia di eccitazione E_A emetta un neutrone con una energia cinetica compresa tra ϵ , $\epsilon + d\epsilon$ trasformandosi nel nucleo B avente una energia di eccitazione $E_B = E_A - E_0 - \epsilon$ (con E_0 energia di legame della particella emessa).

Ipotizzando inoltre (al fine di poter applicare metodi statistici) che l'intervallo di energia $d\epsilon$ sia molto maggiore della distanza energetica tra i livelli nucleari dei nuclei eccitati presi in considerazione si ha:

$$W_n(\epsilon)d\epsilon = \sigma(E_A, \epsilon) \frac{gm\epsilon}{\pi^2 h^3} e^{S_B(E_A - E_0 - \epsilon) - S_A(E_A)} d\epsilon \quad (5.15)$$

con $\sigma(E_A, \epsilon)$ = sezione d'urto media per il processo di cattura di un neutrone con energia ϵ su un nucleo B con energia $(E_A - E_0 - \epsilon)$ a dare un nucleo A con energia E_A

g, m = molteplicità di spin e massa della particella emessa
 $S_{A,B}(E) = \log \omega_{A,B}(E)$ dove $\omega_{A,B}(E)$ sono il numero di livelli
 del nucleo A,B compresi tra $E, E + dE$

Quella espressione si modifica nel momento in cui prendiamo in considerazione l'emissione di particelle cariche per le quali la sezione d'urto che vi compare cambia considerevolmente in relazione al fatto che quest'ultime risentono del campo coulombiano del nucleo.

Se supponiamo che ogni particella che colpisce il nucleo venga assorbita si ottiene:

$$\sigma(E_A, \epsilon) = \begin{cases} \sigma_0(1 - \frac{V}{\epsilon}) & \text{per } \epsilon > V \\ 0 & \text{per } \epsilon < V \end{cases} \quad (5.16)$$

dove

$$\sigma_0 = \pi r^2 \quad V = \frac{ZZ'e^2}{r} \quad (5.17)$$

con Ze, r carica e raggio del nucleo e $Z'e$ carica della particella.

Da queste considerazioni si deduce che l'energia di legame è generalmente maggiore per il protone che per il neutrone dunque è più probabile l'emissione di un neutrone che di un protone e analogo discorso vale per l'emissione di particelle α (chiaramente solo se si considerano nuclei stabili).

In conclusione la teoria dell'evaporazione di Weisskopf afferma che quando un neutrone (o in generale una particella neutra) con una energia E viene assorbito da un nucleo la perdita di energia media per collisione è pari a

$$E \left\{ 1 - 2 \left(\frac{a}{E} \right)^{1/2} \right\} \quad (5.18)$$

dove il parametro a dipende dalla struttura nucleare (modellizzando il nucleo come un gas di Fermi vale $0.05 - 0.2 \text{ MeV}$) e la distribuzione energetica del neutrone emesso è una maxwelliana con una energia media $2(aE)^{1/2}$.

Un processo competitivo con quello di evaporazione di un nucleo è quello di fissione [38] che consiste nella scissione del nucleo in due frammenti o a causa del bombardamento con delle particelle (es. neutroni) o spontaneamente.

Da un punto di vista qualitativo quello che si osserva è che la fissione è preceduta da una deformazione che porta il nucleo in una condizione di instabilità, per questo motivo si definisce l'energia di attivazione per la reazione di fissione la differenza di energia tra lo stato fondamentale del nucleo non deformato e la configurazione instabile di minor energia (in fig. 5.4 è mostrata la barriera di fissione).

La fissione spontanea, invece, avviene grazie all'effetto tunnel permesso dal fatto che una piccola probabilità di fissione sussiste anche al di sotto dell'energia di attivazione.

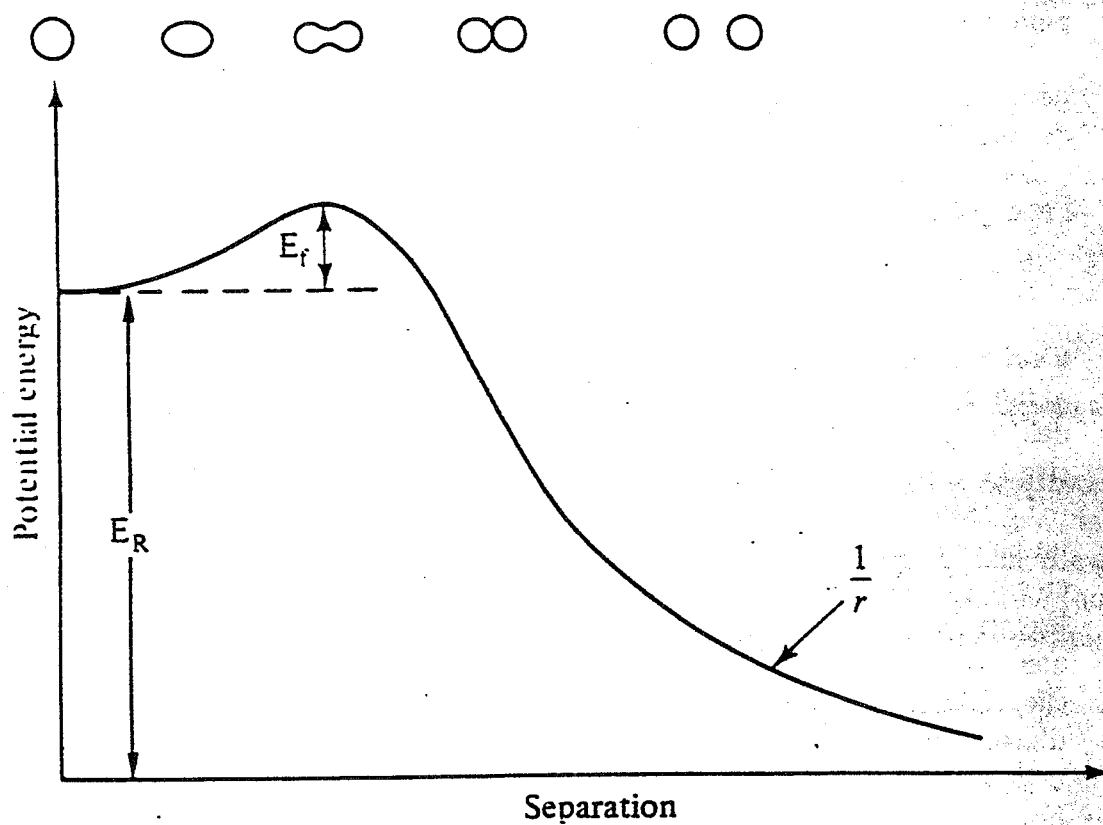


Figura 5.4: Barriera di fissione: E_f è l'altezza in energia della barriera e E_R è l'energia rilasciata dal processo di fissione

La probabilità che avvenga una fissione è molto alta per un nucleo eccitato oltre l'energia di attivazione ma decresce drasticamente al decrescere dell'energia così come la sezione d'urto diventa insignificante entro un breve intervallo di energia.

Il processo di fissione è inoltre accompagnato dall'emissione di neutroni, a volte da particelle α (solo raramente da protoni, deuterio, trizio o frammenti più pesanti) e da raggi γ .

5.2.3 Il processo di assorbimento del pione

Si parla di assorbimento nucleare dei pioni riferendosi a quelle reazioni indotte da pioni ma senza pioni nello stato finale [41].

La caratteristica principale del processo di assorbimento di un pione da parte di un nucleo risiede nella grande quantità di energia che viene ceduta al nucleo a fronte di una piccolissima cessione di momento.

Nel caso dell'assorbimento di un pione fermo da parte di un nucleone legato l'energia cinetica finale del nucleone sarà

$$T_N = \frac{p^2}{2M} \simeq m_\pi \quad (5.19)$$

a cui corrisponde un momento $p \simeq 500 \text{ Mev}/c$.

Inoltre perchè si possa avere contemporaneamente conservazione del momento e dell'energia il processo di assorbimento di un pione da parte di un singolo nucleone risulta impossibile e dunque saranno sempre coinvolti due o più nucleoni.

La sezione d'urto totale per il processo di assorbimento di un pione da parte di un nucleo (σ_{ass}) è stata misurata per alcuni nuclei in funzione dell'energia del pione stesso (fig. 5.5) e quello che si può osservare è che per quanto riguarda i nuclei leggeri l'assorbimento ha un massimo in corrispondenza dell'energia della Δ mentre non esiste questa dipendenza nel caso dei nuclei pesanti per i quali invece si trova che, all'energia di produzione della risonanza Δ la σ_{ass} è circa un terzo della sezione d'urto totale.

Si ha inoltre che all'energia della risonanza vale:

$$\sigma_{ass} = \pi r(A)^2 \quad (5.20)$$

dove $r(A)$ è circa il raggio della distribuzione dei nucleoni.

L'osservazione che il rapporto della σ_{ass} con la sezione d'urto inelastica cresce sistematicamente al crescere del numero di massa A porta a concludere che il processo di assorbimento nei nuclei pesanti è preceduto da uno o più *scattering* quasi-liberi e il processo più semplice vede il pione legarsi ad un nucleone formando una Δ che interagendo a sua volta con un nucleone finisce nella formazione di due nucleoni. I nucleoni prodotti hanno mediamente una energia sufficiente per uscire dal nucleo.

5.2.4 Reinterazioni del protone all'interno del nucleo

A causa dell'alta densità del nucleo (10^{42} g/cm^3) il libero cammino medio di un protone risulta essere inferiore alle dimensioni lineari del nucleo stesso; è dunque

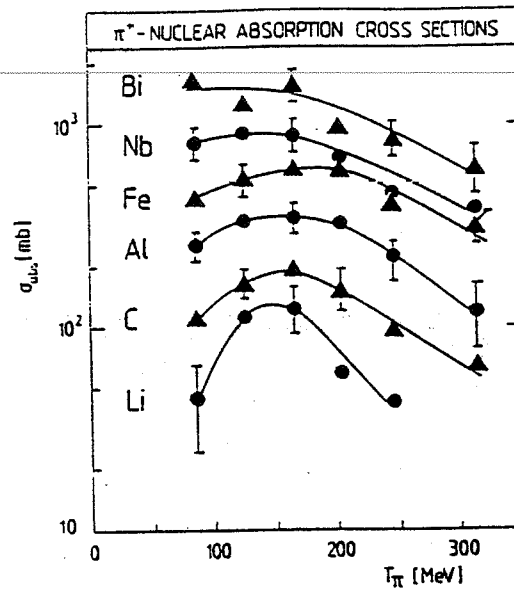
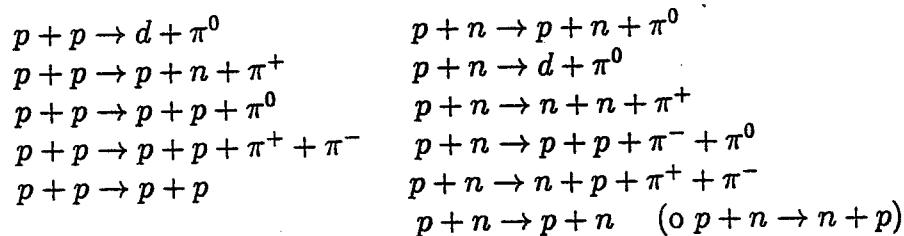


Figura 5.5: Sezioni d'urto per l'assorbimento di un pione per vari nuclei in funzione dell'energia cinetica del pione.

facile che il protone reinteragisca prima di essere emesso. Per le stesse ragioni si può verificare il riassorbimento di adroni nello stato finale.

In entrambi questi casi si ha un allontanamento dalla topologia quasi-elastica infatti questi fenomeni possono comportare sia un trasferimento di momento all'interno del nucleo (e dunque non rivelabile) che un'emissione isotropa del protone che si traducono in una cinematica sbilanciata e nella acoplanarità dell'interazione (quando invece le interazioni quasi-elastiche sono caratterizzate da acoplanarità nulla nel piano trasverso).

Le reinterazioni che possono avvenire all'interno del nucleo sono:



e la segnatura di uno di questi processi potrebbe essere attività nel vertice di interazione con emissione di nucleoni o frammenti leggeri (particelle α , d, etc.) oppure fenomeni di rottura del nucleo.

5.3 Un calcolo di tipo Montecarlo: FLUKA

I dati raccolti sono stati confrontati con il Montecarlo FLUKA [42] che simula interazioni di neutrino su nuclei di argon (cioè su nucleoni legati) includendo dunque

anche le distorsioni alla cinematica introdotte dagli effetti nucleari che sono sia quelli legati allo stato iniziale, sostanzialmente dovuti al moto di Fermi dei nucleoni, sia quelli dello stato finale come il *rescattering* degli adroni nel nucleo.

Inoltre quando viene considerata la produzione di risonanze Δ^+ e Δ^{++} viene implementato anche il processo di assorbimento di pioni.

Per quello che riguarda questo *test* sono stati generati 10 000 eventi di interazioni quasi-elastiche su nucleoni liberi per neutrini ν_μ e ν_τ con uno spettro energetico uguale a quello che esiste alla *West Area Neutrino Facility* del CERN dove si trova la TPC e altrettanti con produzione di Δ (negli eventi in cui è presente il τ si considera sempre il decadimento in $e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$): gli stati finali sono stati inseriti nei nuclei di argon.

5.3.1 Struttura generale di FLUKA

La struttura generale di FLUKA è del tipo seguente: il meccanismo di reazione è modellizzato attraverso le cascate intranucleari (INC) che procedono attraverso collisioni adroniche multiple in un gas di Fermi degenere (le sezioni d'urto adrone-nucleone utilizzate sono quelle libere) fino a quando tutti i nucleoni hanno un'energia inferiore ai 50 MeV e tutte le altre particelle (tipicamente pioni) sono state emesse o assorbite.

Questo processo è seguito da uno stato di preequilibrio caratterizzato da una catena di collisioni nucleone-nucleone che portano il nucleo in una condizione di equilibrio, ad ogni passo di questo processo esiste una determinata probabilità che avvenga l'emissione di un nucleone con una determinata energia.

Alla fine della fase del preequilibrio viene implementato il processo di evaporazione di nucleoni o frammenti leggeri (α , d , 3H , 3He) seguendo il trattamento di Weisskopf e viene preso in considerazione anche il processo concorrente della fissione. L'energia di eccitazione che rimane anche dopo una o più evaporazioni è dissipata attraverso l'emissione di raggi γ .

Nella fase iniziale dell'interazione neutrino-nucleo il nucleo è modellizzato come una sfera con i nucleoni trattati come un gas di Fermi degenere e posti in una buca di potenziale alla Saxon-Woods

$$E_{sw}(r) = \frac{E_0}{1 + e^{\frac{(r-R)}{a}}} \quad (5.21)$$

$$\text{con } a = 0.6 \text{ fm} \\ E_0 = 46 \text{ MeV}$$

dove E_0 è la massima profondità della buca di potenziale mentre R è il raggio nucleare per il quale vale

$$R \simeq 1.05A^{1/3} \text{ fm} \quad (5.22)$$

e dunque nel caso dell'argon ($A = 40$) $R = 3.6 \text{ fm}$.

Con queste ipotesi la densità dei livelli del nucleo risulta essere:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{\sinh \frac{R_0}{A}}{\cosh \frac{r}{a} + \cosh \frac{R_0}{A}} \approx \frac{\bar{\rho}_0}{1 + e^{\frac{(r-R_0)}{a}}} \quad (5.23)$$

tenendo presente che assume due valori diversi per protoni e neutroni.

Ora definendo il momento di Fermi come

$$p_F(r) = \left(\frac{3\pi^2}{2} \rho(r) \right)^{1/3} \quad (5.24)$$

se $p > p_F$ la distribuzione di momento è assunta essere

$$\frac{dn}{dp} = \frac{|p|^2}{2\pi^2} \quad (5.25)$$

inoltre il potenziale di cui risente un nucleone ad un determinato raggio r è dato dall'energia cinetica di Fermi più l'energia di legame.

Una correzione fenomenologica al semplice modello del nucleo come gas di Fermi aggiunge una 'coda' di momento al di sopra di p_F fino a 4 GeV che influenza circa il 10% dei nucleoni e che si riflette in un ulteriore sbilanciamento della cinematica finale anche se ci si aspetta che interazioni su nucleoni ad alto momento siano fortemente Pauli-sopresse e che dunque diano come risultato protoni uscenti di bassa energia.

Le sezioni d'urto totali, sia elastiche che inelastiche, che sono implementate in FLUKA sono quelle determinate sperimentalmente.

La produzione di pioni è il principale canale inelastico sia per l'interazione π -nucleone che per quella nucleone-nucleone a causa della piccola massa del pione ($m_{\pi^\pm} = 139.57 \text{ MeV}/c^2$, $m_{\pi^0} = 134.97 \text{ MeV}/c^2$).

La reazione



ha la sua soglia energetica attorno ai 290 MeV e comincia ad essere importante attorno ai 700 MeV mentre il canale



si apre a 170 MeV e in questo caso domina la produzione della risonanza Δ che all'interno del nucleo può decadere (dando luogo ad uno *scattering* elastico o ad uno scambio di carica) o interagire con altri nucleoni traducendosi nell'assorbimento di un pione. Di queste possibilità viene tenuto conto modificando opportunamente la larghezza della Δ libera.

Anche per quanto riguarda le distribuzioni angolari dei prodotti di reazione si fa riferimento ai risultati sperimentali: per lo *scattering* del π a quelle dello *scattering* libero π -nucleone, per l'assorbimento a quelle dell'assorbimento di π in ${}^3\text{He}$ e deuterio.

5.3.2 Effetti quantistici

Il fatto che le sezioni d'urto adrone-nucleone considerate in FLUKA siano quelle libere ha come conseguenza un cammino libero medio per gli adroni nei nuclei più corto di quello reale.

Gli effetti che modificano le sezioni d'urto dei processi che avvengono all'interno della materia e di cui viene tenuto conto in FLUKA sono:

- ogni nucleone secondario creato nel corso del processo di cascata intranucleare deve obbedire al principio di esclusione di Pauli e dunque deve avere energia sufficiente a portarsi su un livello libero al di sopra dell'energia di Fermi
- si considera che dopo che un adrone ha subito un'interazione è necessario un tempo minimo prima che possa partecipare ad un'altra interazione. Questo intervallo di tempo può essere espresso come

$$t_{lab} \approx \frac{\hbar E_{lab}}{p_T^2 + M^2} \quad (5.28)$$

- si considera che la probabilità per una particella secondaria di reinteragire con un nucleone dello stesso tipo molto vicino al punto di produzione è più piccola di quella iniziale
- si introduce un fattore di correlazione nucleone-nucleone che ha lo stesso effetto di cui al punto precedente. Tipicamente il raggio di questa correlazione è $0.5 - 1 \text{ fm}$
- si introduce la 'lunghezza di coerenza' che è un concetto analogo a quello espresso al secondo punto ma che vale per interazioni quasi-elastiche o con scambio di carica e rende conto dell'impossibilità di localizzare queste interazioni meglio dell'incertezza connessa al quadrimomento trasferito (lunghezza di coerenza). Interazioni che avvengono al di sotto di questa distanza non possono che venire considerate come relative ad altri nucleoni.

5.3.3 Effetti nucleari nelle interazioni ν -nucleo in argon

Come già sottolineato in precedenza quando gli stati finali di particella vengono inseriti nei nuclei di argon bisogna tenere conto del moto di Fermi del nucleone bersaglio. Per fare questo FLUKA conserva il centro di massa del sistema libero e fissa la direzione del neutrino incidente, di conseguenza, tutti i momenti delle particelle vengono ruotati e scalati opportunamente.

La procedura si sviluppa nel seguente modo:

- il nucleone bersaglio (un neutrone per gli eventi quasi-elastici) viene selezionato a caso tra tutti quelli disponibili, la sua posizione è selezionata in accordo con

$$P(\vec{r}) d^3\vec{r} = \frac{\rho_n(r) d^3\vec{r}}{N} \quad (5.29)$$

particelle finali	\langle molteplicità \rangle	\langle momento \rangle GeV/c
protoni	1.46	0.47
neutroni	1.3	0.16
pioni carichi	0.025	0.35
pioni neutri	0.015	0.36
raggi γ	2.36	0.0025

Tabella 5.1: Stato finale in interazioni di ν quasi-elastiche su nucleo

- il momento di Fermi \vec{p}_F e l'energia di Fermi E_{kF} del nucleone selezionato vengono determinati attraverso la distribuzione della densità dei livelli nucleari in quel punto
- tra quelli generati uno stato finale dell'interazione ν -nucleone viene selezionato a caso e registrato in un file (p_{ν_0} = energia del ν nel riferimento in cui il nucleone è fermo, \sqrt{s} = energia nel centro di massa dell'interazione ν -nucleone)
- se si indica con \vec{u} la direzione incidente del neutrino vale

$$s = m(m + 2p_{\nu_0}m) = (p_{\nu} + E_{kF} + m)^2 - (\vec{p}_F + p_{\nu}\vec{u})^2 \Rightarrow \quad (5.30)$$

$$p_{\nu} = \frac{mp_{\nu_0}}{m + E_{kF} - \vec{p}_F \cdot \vec{u}} \quad (5.31)$$

In generale p_{ν} è leggermente diverso da p_{ν_0} e questo comporta una leggera distorsione dello spettro del neutrino che in origine era scelto in accordo con $\Phi(p_{\nu_0}) \cdot \sigma_{qe}(p_{\nu_0})$

- l'interazione viene fatta avvenire nel riferimento in cui il nucleone è fermo attraverso un'opportuna trasformazione di Lorentz:

$$\vec{p}_{\nu_0} = \vec{p}_{\nu} - \vec{\eta} \left(p_{\nu_0} - \frac{\vec{\eta} \cdot \vec{p}_{\nu}}{\gamma + 1} \right) \quad (5.32)$$

con

$$\vec{\eta} = \frac{\vec{p}_{\nu} + \vec{p}_F}{\sqrt{s}} \quad \gamma = \frac{p_{\nu} + E_{kF} + m}{\sqrt{s}} \quad (5.33)$$

dove \vec{p}_{ν_0} in generale non è parallelo a \vec{p}_{ν} .

5.3.4 Confronto tra le interazioni su nucleone libero e su nucleo

A questo punto sono state confrontate le cinematiche delle interazioni quasi-elastiche e con produzione di risonanze su nucleoni liberi e su nuclei.

particelle finali	$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+$ (moltepl.)	$\langle p \rangle$ GeV	$\Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ (moltepl.)	$\langle p \rangle$ GeV	$\Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$ (moltepl.)	$\langle p \rangle$ GeV
protoni	2.58	0.42	2.47	0.45	1.75	0.28
neutroni	2.94	0.16	2.47	0.20	2.98	0.38
pioni carichi	0.61	0.44	0.09	0.30	0.76	0.59
pioni neutri	0.05	0.26	0.66	0.59	0.05	0.30
raggi gamma	2.19	0.0021	2.31	0.0026	2.37	0.0025

Tabella 5.2: Stato finale in interazioni di ν su nucleo con produzione di Δ

Nel caso di interazioni di neutrino quasi-elastiche l'interazione su nucleone libero (i casi dei due neutrini ν_μ e ν_τ sono molto simili) ha, nello stato finale, un leptone e un protone ($\langle p_p \rangle \sim 800 \text{ MeV}/c$) mentre l'interazione su nucleo dà un leptone, uno o più nuclei residui ($\langle p_{res} \rangle \sim 250 \text{ MeV}/c$) e alcuni protoni, neutroni, raggi γ e pioni carichi e neutri.

Le molteplicità medie e i momenti sono mostrati in tabella 5.1 mentre le figg. 5.6, 5.7 riportano le distribuzioni di momento e angolari (dove θ è l'angolo protone-neutrino) dei protoni nel caso di interazione ν -nucleone e ν -nucleo.

Analogamente quando avviene la produzione di risonanze Δ^+ o Δ^{++} nel caso di interazione su nucleone libero nello stato finale si ha un leptone, un pione neutro o carico ($\langle p_\pi \rangle \sim 400 - 600 \text{ MeV}/c$) e un nucleone (protone o neutrone con $\langle p_{nucleone} \rangle \sim 800 - 1000 \text{ MeV}/c$) mentre se l'interazione avviene su un nucleo lo stato finale è caratterizzato dalla presenza di un leptone, uno o più nuclei residui ($\langle p_{res} \rangle \sim 300 \text{ MeV}/c$), pioni carichi e neutri, protoni, neutroni e raggi γ .

Le molteplicità medie e i momenti sono mostrati in tabella 5.2

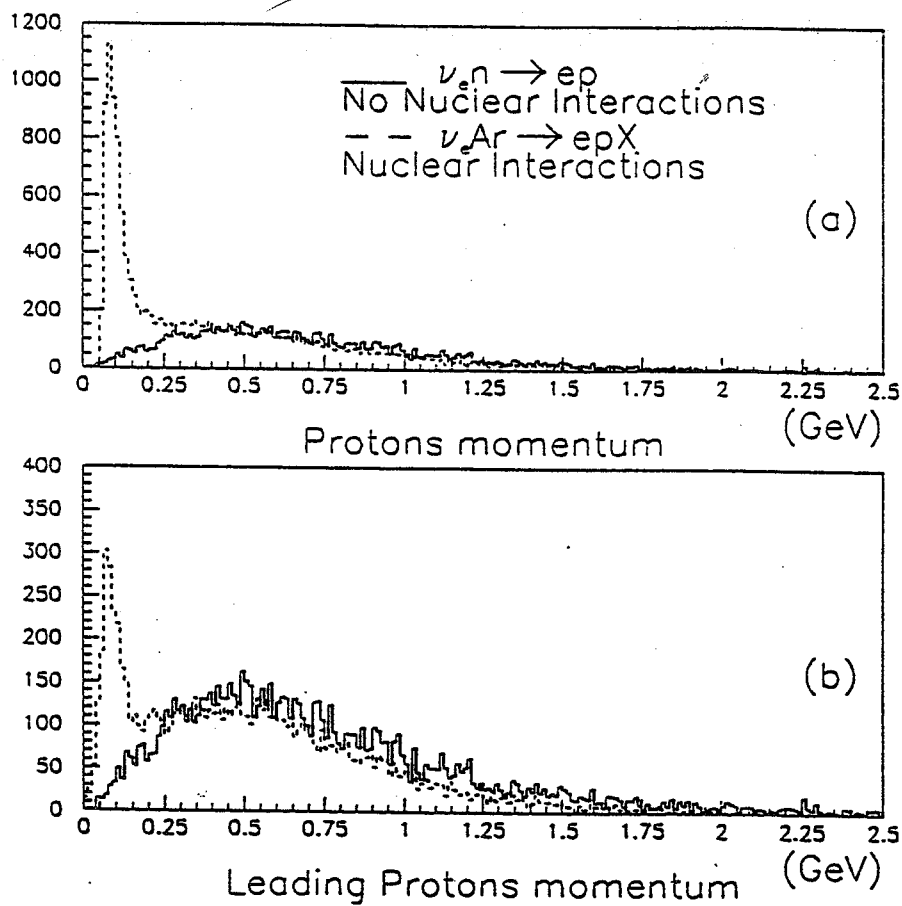


Figura 5.6: Distribuzione di momento dei protoni dello stato finale di una interazione di ν QE (fig. (a)) e del protone leading (fig. (b)) calcolate da FLUKA

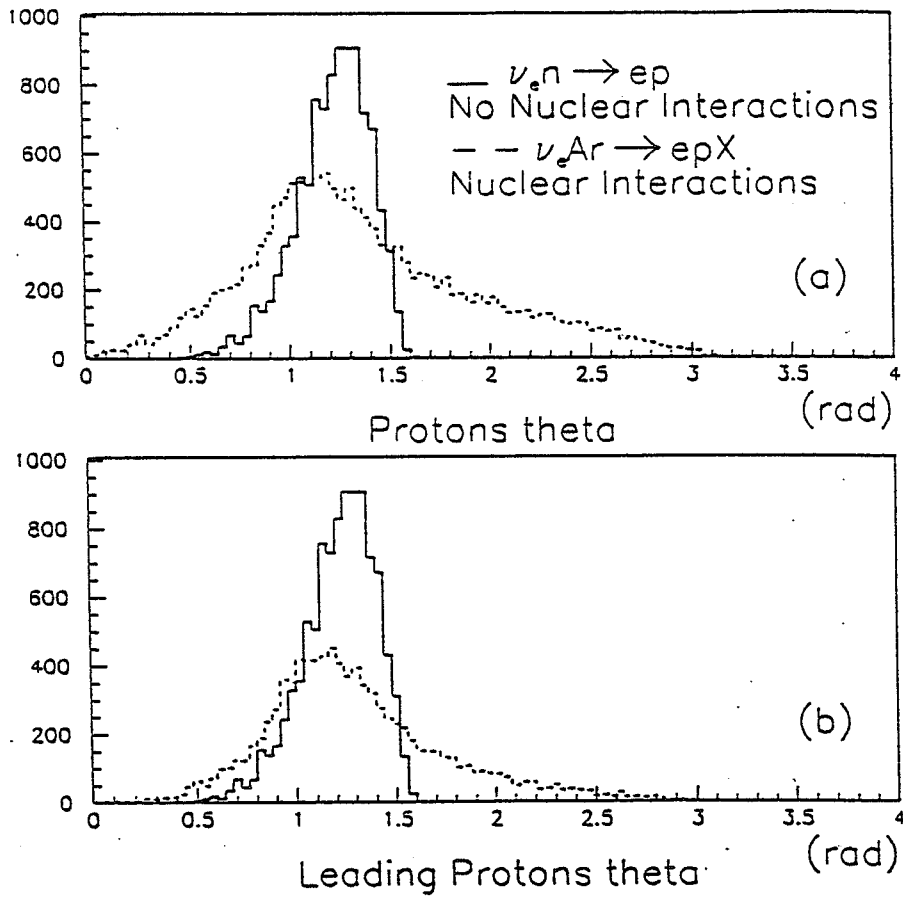


Figura 5.7: Distribuzione angolare dei protoni dello stato finale di una interazione di ν QE (fig. (a)) e del protone leading (fig. (b)) calcolate da FLUKA

Capitolo 6

L'analisi dei dati

L'analisi che viene qui riportata si riferisce ai dati raccolti nel periodo che va dal 1 Agosto al 10 Novembre del 1997 con una TPC ad argon liquido con un volume attivo di 50 l e una massa di circa 65 kg posta sul fascio di neutrini dell'SPS del CERN. I dati raccolti dall'inizio della presa dati (Aprile 1997) fino all'inizio di Agosto non vengono presi in considerazione in quanto l'apparato sperimentale era ancora in fase di ottimizzazione.

Questo *test* è stato sviluppato nell'ambito della collaborazione ICARUS ed è stato pensato nel contesto più ampio della ricerca delle oscillazioni di neutrino $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

In un esperimento di ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à la NOMAD con acceleratori il segnale dell'avvenuta oscillazione è costituito da un eccesso di eventi $e^- - p$ (il canale di decadimento del τ a cui si fa riferimento è $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$) rispetto al fondo costituito dalla contaminazione residua di ν_e del fascio.

La riduzione del fondo di ν_e e la separazione tra interazioni di neutrino ν_e e ν_τ si ottiene attraverso selezioni cinematiche che sfruttano lo sbilanciamento in momento nel piano trasverso.

Perchè queste selezioni siano efficaci occorre conoscere con precisione le correzioni che gli effetti nucleari comportano rispetto alla semplice cinematica delle interazioni ν -nucleone libero.

Si fa notare che la cinematica e le relative distorsioni dovute agli effetti nucleari di eventi indotti da neutrini muonici sono uguali a quelle degli eventi prodotti da neutrini elettronici; questo *test* ha considerato gli eventi muonici perchè molto più numerosi.

L'analisi che segue è stata sviluppata ponendo l'attenzione sui seguenti temi:

- misura di acoplanarità $\nu_\mu - \mu^- - p$ e di sbilanciamento in momento nel piano trasverso in eventi quasi-elastici al fine di studiare sperimentalmente gli effetti del moto di Fermi, dell'eventuale *rescattering* del protone all'interno del nucleo e dell'assorbimento di un pione
- comparsa di segni di attività nucleare attorno al vertice di interazione in eventi con topologia quasi-elastica $\mu^- - p$, dove si considerano segni di attività nucleare brevi tracce o 'bolle' di ionizzazione attorno al vertice

- una valutazione di uno dei fondi di questo *test* dovuto alla produzione di risonanze Δ^+ secondo la reazione



con successivo decadimento del π^0 in due γ che non vengono rivelati.

Le distribuzioni ottenute a partire dai dati raccolti sono state confrontate con il Montecarlo FLUKA e la bontà dell'accordo è stata valutata con il *test* di Kolmogorov.

In conclusione i dati raccolti risultano essere una prima importante occasione per verificare sperimentalmente sia il comportamento di un rivelatore di questo tipo su un fascio di neutrini di alta energia sia l'accordo o meno con le simulazioni degli effetti nucleari nelle interazioni di neutrino in argon liquido.

6.1 I dati raccolti

Per un rivelatore con un volume attivo di 50 l e una massa di 65 kg sono previste [44] 1000 interazioni di ν_{μ} quasi-elastiche e 29 000 interazioni in corrente carica per $2 \cdot 10^{19}$ p.o.t. (che corrispondono a poco più di un anno di operazione dell'SPS).

Il numero di interazioni realmente raccolte al termine del *run* dipende da diversi fattori:

- dal numero di p.o.t. effettivamente integrati nel corso della durata dell'esperimento
- dall'efficienza del sistema di *trigger*
- dall'efficienza di presa dati
- da eventuali 'tagli' cinematici presenti sul campione
- da eventuali riduzioni del volume fiduciale

Dall'inizio del mese di Agosto in poi si sono integrati $1.21 \cdot 10^{19}$ p.o.t. cioè il 60.5% rispetto a quelli aspettati, mentre per quanto riguarda l'efficienza di *trigger*, come si è detto nel capitolo 3 dedicato alla descrizione dell'apparato sperimentale, è stata continuamente monitorata nel corso della presa dati ed è risultata pari al 97%.

Per quanto riguarda le inefficienze di presa dati questa si compone di diversi fattori quali il tempo morto legato all'acquisizione della TPC (3%), quello dovuto agli eventi acquisiti durante il *busy* di NOMAD (circa il 15%) e infine i periodi durante i quali non si è acquisito per problemi legati al rivelatore o al fascio. Se vengono considerati tutti questi fattori l'efficienza di presa dati risulta pari al 75%.

In relazione alla raccolta degli eventi, invece, l'analisi preliminare è consistita in uno *scan* visuale finalizzato all'individuazione delle interazioni di neutrino e del sottocampione costituito da quelle con topologia quasi-elastica tra il totale dei *trigger* acquisiti che sono circa 94 000.

Ad oggi lo *scan* è stato completato su un totale di circa 81 000 *trigger* che corrispondono all'86% della statistica totale.

La 'definizione' di interazione quasi-elastica utilizzata ai fini dello *scan* è stata quella di una interazione con una o due tracce uscenti dal vertice e dalla camera e un numero qualsiasi di tracce contenute. Lo scopo era di adottare una definizione nella quale rientrassero sicuramente tutti gli eventi con la topologia alla quale si era interessati.

Da notare che in questo modo vengono catalogate come interazioni quasi-elastiche anche quelle con produzione di risonanze infatti il caso della produzione di una Δ^{++}



con protone contenuto e pioni uscente rientra nella definizione così come quello della produzione di una Δ^{+}



dove i due γ provenienti dal decadimento del π^{0} possono essere o meno visibili nella camera.

Eseguita questa prima selezione il campione di eventi quasi-elastici utilizzato per l'analisi è stato limitato alle interazioni con protone contenuto nella camera in quanto in questo caso la misura del momento del protone si può ottenere da una misura di *range* mentre la misura del momento del μ viene fatta grazie allo spettrometro magnetico di NOMAD (lo stato attuale dell'analisi per quanto riguarda gli eventi quasi-elastici con protone uscente è riportato in seguito in questo capitolo).

Un ulteriore taglio cinematico (la richiesta di contenimento è indirettamente un taglio superiore sul momento del protone) è stato fatto richiedendo uno e un solo protone con una energia cinetica superiore a 50 MeV (cioè circa 300 MeV/c di momento) e un numero qualsiasi di tracce con un *range* inferiore al *range* di un protone da 50 MeV che è pari a circa 2 cm.

Nel caso di più di una traccia a stop nella camera gli eventi sono stati accettati solo quando è stato possibile individuare un protone *leading* definito dal fatto di avere una energia cinetica superiore ai 50 MeV e inoltre superiore del 70% rispetto a quella di tutte le altre tracce presenti.

L'imposizione di un limite inferiore all'energia del protone si è resa necessaria in quanto nel caso di protoni con energia cinetica inferiore alla soglia data la traccia diventa così corta da interessare solo qualche filo rendendo l'errore sulla determinazione del *range* confrontabile con il *range* stesso (si ricorda che il passo dei fili è pari a 2.54 mm).

La riduzione del campione di eventi quasi-elastici dopo l'applicazione di questi tagli cinematici è stata valutata attraverso il Montecarlo FLUKA ed i risultati sono che su 10 000 eventi quasi-elastici generati

- 9748 hanno il muone nell'accettazione di NOMAD e cioè sono entro le dimensioni del T2 del quale si richiede la coincidenza nel *trigger*
- 5622 hanno

- massimo un protone con energia cinetica superiore a 50 MeV
 - qualsiasi numero di protoni con energia cinetica inferiore a 50 MeV
 - nessun π^+ con energia cinetica maggiore di circa 20 MeV che è un taglio equivalente in *range* a quello di 50 MeV sul protone
- 1731 soddisfano tutti i tagli precedenti ed inoltre la richiesta che il protone sia contenuto

dunque l'efficienza dei tagli cinematici considerati ammonta a circa il 17%.

Nessuna riduzione del volume fiduciale è stata considerata. Quello che si è considerato è che la richiesta di contenimento implica ovviamente una minore densità di interazioni vicino ai bordi dunque prendendo un sottovolume ottenuto riducendo di 2.5 cm ogni lato della camera (pari cioè a 27 cm \times 27 cm \times 42 cm) si sono contate il numero di interazioni quasi-elastiche del nostro campione registrate dentro e fuori questo sottovolume. I risultati sono stati 57 interazioni nel volume interno e 7 nel volume esterno a dare un rapporto pari al 12%.

A questo punto una valutazione analoga è stata eseguita con il Montecarlo FLUKA che prevede ha simulato 1561 interazioni nel sottovolume dunque ricordando che il numero totale di interazioni simulate era pari a 1731 si ottengono 170 interazioni nel volume esterno da cui

$$\frac{170}{1561} = 11\% \quad (6.4)$$

in accordo con quanto determinato sperimentalmente.

Il numero di interazioni quasi-elastiche aspettate è dunque ridotto (rispetto al valore previsto) di una percentuale che si ottiene considerando il contributo di tutti i fattori considerati:

$$0.605(\text{p.o.t.}) \times 0.97(\epsilon_{\text{trigger}}) \times 0.75(\epsilon_{\text{presa dati}}) \times 0.86(\text{stat.}) \times 0.17(\epsilon_{\text{tagli}}) \simeq 64\% \Rightarrow$$

$$1000 \text{ eventi aspettati} \times 0.64 \text{ efficienza complessiva} = 64 \text{ eventi previsti}$$

assumendo 1 l'efficienza di *scan* degli eventi quasi-elastici con le caratteristiche cinematiche descritte.

A questo livello della selezione degli eventi il campione comprendeva 65 interazioni di neutrino quasi-elastiche con protoni contenuti, il controllo successivo che è stato eseguito ha riguardato i criteri di associazione del muone visualizzato dalla camera con quello ottenuto tracciando indietro il muone rivelato da NOMAD.

Per poter dare un criterio univoco che permettesse di determinare quando l'associazione poteva essere considerata buona e quando no si sono considerati i *pull* delle differenze dei versori del muone misurati dalla camera e di quelli ottenuti dalla misura del momento effettuata da NOMAD nelle due direzioni *x* e *y* e si sono scartati quegli eventi che distavano dallo zero della gaussiana che si ottiene per più di 3σ .

Il numero totale di eventi che hanno passato questa ulteriore selezione e che costituisce il campione utilizzato per questa analisi è pari a 61.

6.2 La misura del momento del protone

Il campione di eventi considerato nell'ambito di questa analisi è costituito da interazioni di neutrino quasi-elastiche con protone contenuto nella camera.

La richiesta del contenimento viene fatta in quanto permette di calcolare il momento del protone a partire da una semplice misura di *range* sfruttando quindi le ottime capacità di visualizzazione dell'evento di questo tipo di rivelatore (in fig. 6.1 è mostrata la relazione *range*-momento per il protone). L'ulteriore vantaggio di questo metodo è di non richiedere la calibratura del rivelatore mentre l'inconveniente consiste nella notevole riduzione del campione che si ha con la richiesta del contenimento.

Riconducendo la misura del momento del protone ad una misura del suo *range* diventa fondamentale stabilire dei criteri di definizione della lunghezza della traccia (si pensi soprattutto a tracce che coprono pochi fili) anche se, come si vedrà, per la determinazione dell'energia totale dell'evento questa misura non sarà mai particolarmente critica a causa del basso momento del protone rispetto a quello del muone il cui errore dominerà sempre.

Il discorso si inverte quando si considerano delle misure di angoli: in questo caso l'errore dominante è quello che si compie nella determinazione della direzione del protone infatti se prendiamo un muone di 30 GeV (che è l'energia media dei muoni relativi agli eventi quasi-elastici del campione in considerazione) l'incertezza sulla sua direzione sarà pari a

$$\frac{140 \text{ MeV}}{30 \text{ GeV}} \simeq 4.7 \text{ mrad}$$

dunque, come si mostrerà più avanti, sempre trascurabile rispetto all'errore che si compie nella misura della direzione del protone.

La misura della lunghezza della traccia

La maggiore fonte di incertezza nella misura della lunghezza della traccia del protone risiede nello stabilire il punto di inizio e di fine della traccia.

La precisione con la quale si riesce a determinare l'inizio della traccia, e cioè il vertice dell'interazione, può essere limitata dalla presenza di 'bolle' di ionizzazione (anche se attualmente la lunghezza della traccia è calcolata attraverso il *fit* sia della traccia del protone che di quella del muone e dunque il vertice viene determinato dall'intersezione di queste due rette) mentre per quanto riguarda la fine della traccia il criterio adottato considera come ultimo filo valido l'ultimo filo sul quale la ionizzazione cresce.

Data un'incertezza sulla proiezione della traccia in collezione e induzione pari a $\sqrt{2} \times 2.54 \text{ mm}$ (che corrisponde a ± 1 filo sia all'inizio che alla fine della traccia stessa) e trascurando l'errore lungo la componente temporale (che è molto inferiore) l'errore che si compie nella determinazione della lunghezza totale della traccia è:

$$\frac{L\sqrt{2} \times 0.254 \text{ cm}}{L_{tot}} \quad (6.5)$$

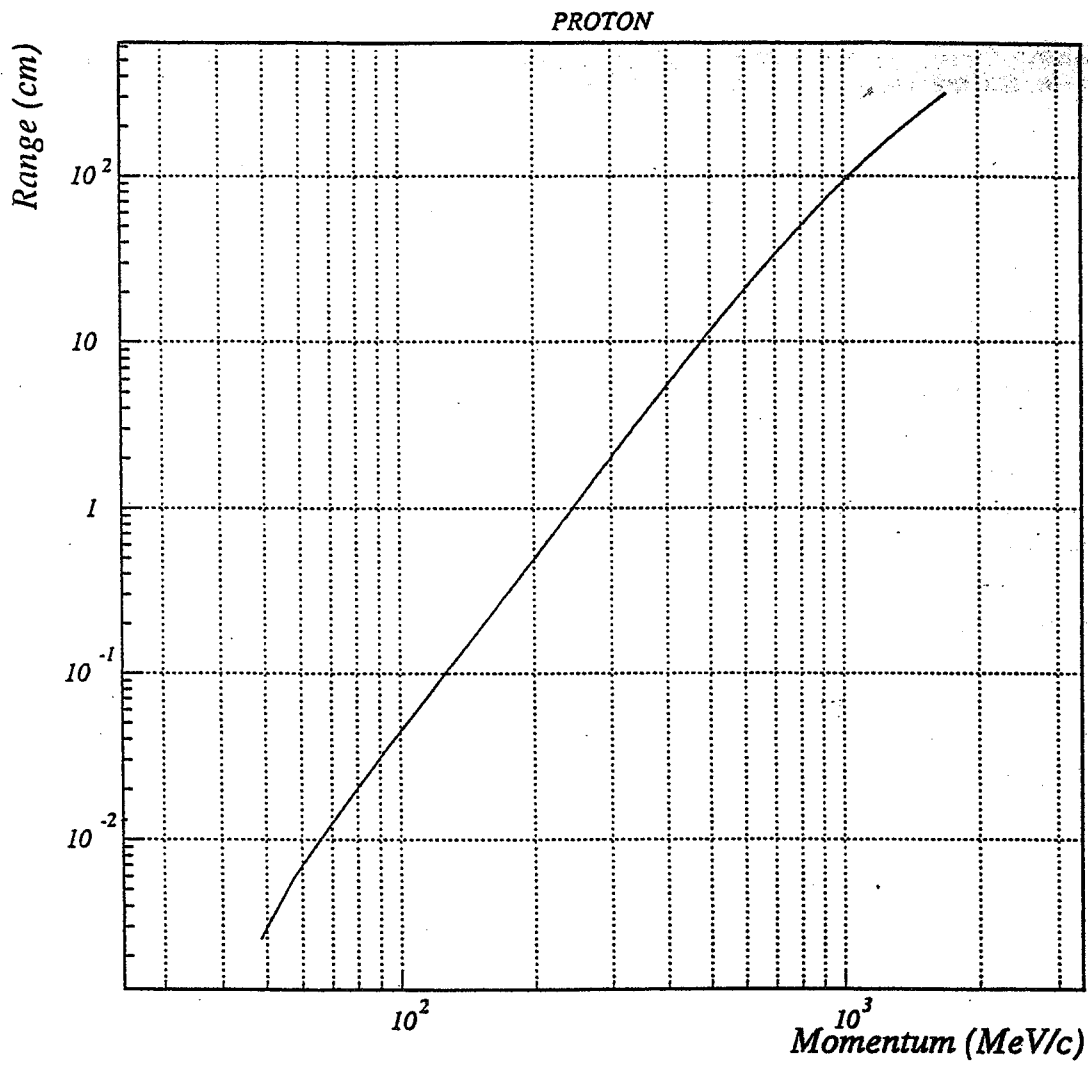


Figura 6.1: Relazione tra il range e il momento di un protone in argon liquido

dove L è la proiezione della traccia nel piano collezione/induzione e L_{tot} è la lunghezza totale della traccia.

Questo errore si riflette però in maniera del tutto trascurabile nella determinazione del momento protone: infatti una valutazione dell'errore che si compie aggiungendo o togliendo un filo eseguita su diverse tracce di protoni a stop nella camera con un momento medio di circa $400 \text{ MeV}/c$, che corrisponde ad un range di circa 5 cm in argon, ha dato un errore medio sul momento pari a $6.63 \text{ MeV}/c$ (1.7%).

In relazione al basso momento del protone rispetto a quello del muone l'errore predominante sarà sempre quello associato alla misura del momento del muone.

La risoluzione angolare

La peggior risoluzione angolare nei piani induzione-tempo e collezione-tempo si ha per protoni di basso momento le cui tracce coprono pochi fili, infatti (in linea di principio) l'errore in angolo è quello che si commette nel determinare la pendenza di una retta da un campione di N punti dove N è il numero di fili coperti dalla traccia.

Se consideriamo trascurabile l'errore nella determinazione della posizione sul singolo filo e se consideriamo l'errore lungo l'asse temporale (σ_y) pari a 0.36 mm (inverso della frequenza di campionamento per la velocità di deriva degli elettroni) allora l'errore sull'angolo nel piano di collezione (o di induzione) che si ottiene dal fit della traccia con il metodo dei minimi quadrati è:

$$\sigma = \frac{\sigma_y}{\sqrt{N(\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2)}} \quad (6.6)$$

dove $\langle x^2 \rangle - \langle x \rangle^2$ è la varianza lungo l'asse individuato dai fili di lettura e poichè i fili sono equispaziati sarà proporzionale al numero di fili interessati N , quindi si ha

$$\sigma = \frac{0.36\sqrt{12}}{2.54N^{3/2}} [\text{rad}] \quad (6.7)$$

che per un protone che copre 10 fili sia in collezione che in induzione significa un errore di circa 15 mrad .

Se ora teniamo presente che tutte le misure angolari significative sono riferite al piano trasverso rispetto alla direzione di incidenza del neutrino e che l'angolo medio $p - \nu$ degli eventi quasi-elastici raccolti è pari a 70° l'errore che si compie nella determinazione dell'angolo del protone nel piano trasverso risulta pari a 17 mrad dunque non molto diverso da quello precedentemente determinato.

Questo risultato mette in evidenza come in effetti nell'ambito delle misure angolari l'incertezza dominante sia sempre quella legata alla misura della direzione del protone mentre è sempre trascurabile quella sulla misura del muone.

6.3 Una valutazione preliminare dei fondi

Il fondo relativo alle interazioni quasi-elastiche oggetto di studio di questo test è costituito sostanzialmente dalla produzione di risonanze Δ^+ e Δ^{++} che può avvenire

secondo le seguenti modalità:

$$\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + \Delta^{+} \quad (6.8)$$

$$\nu_{\mu} + p \rightarrow \mu^{-} + \Delta^{++} \quad (6.9)$$

e le cui sezioni d'urto di produzione sono circa uguali a quella del canale di interazione quasi-elastico.

Per quel che riguarda la Δ^{+} i principali canali di decadimento sono i seguenti:

$$\Delta^{+} \rightarrow p + \pi^{0} \quad B.R. 67\% \quad (6.10)$$

$$\Delta^{+} \rightarrow n + \pi^{+} \quad B.R. 33\% \quad (6.11)$$

Il primo caso simula la topologia quasi-elastica nell'eventualità che entrambi i γ provenienti dal decadimento del π^{0} escano dal volume attivo della camera prima di convertire o nel caso in cui il π^{0} venga assorbito nel nucleo, mentre nel secondo caso bisogna supporre di non rivelare il neutrone e di confondere il π^{+} con un protone.

Analogamente vale per la Δ^{++}

$$\Delta^{++} \rightarrow p + \pi \quad (6.12)$$

che può simulare un'interazione quasi elastica nel caso in cui il pione venga assorbito nel nucleo.

L'analisi dei fondi è in una fase del tutto preliminare e per il momento si limita allo studio della contaminazione del campione dovuta al decadimento (6.12). Si sottolinea il fatto che il decadimento (6.12) è l'unico vero fondo di questo *test* ed è legato alle piccole dimensioni della camera mentre il fondo legato alla non discriminazione protone/ π^{+} o all'assorbimento di un pione è presente in qualsiasi caso e soprattutto non costituisce un vero fondo in quanto, in relazione allo scopo di queste misure, l'interesse è per tutte quelle interazioni con topologia quasi-elastica.

Inizialmente si è proceduto ad una stima del fondo dovuto alle risonanze Δ^{+} attraverso i 10 000 eventi di risonanza generati dalla simulazione Montecarlo FLUKA e successivamente è stato eseguito un controllo sul totale degli eventi sperimentalmente raccolti.

6.3.1 Valutazione teorica del fondo dovuto ai π^{0}

Per poter ottenere una valutazione del fondo dovuto ai π^{0} a partire dai 10 000 eventi di risonanza generati dal Montecarlo è stato innanzitutto necessario individuare quegli eventi con uno stato finale $\mu^{-} - p - \pi^{0}$ ai quali sono state imposte le medesime selezioni cinematiche poste sul campione di quasi-elastici oggetto di questa analisi. I risultati dei tagli applicati sono i seguenti:

- 1778 eventi simulati con la presenza nello stato finale di un π^{0}
- 1323 eventi con la presenza di un π^{0} e di un solo protone.

- 254 eventi con un π^0 , un solo protone contenuto con energia cinetica maggiore di 50 MeV e un numero qualsiasi di protoni con energia inferiore.

Su questo sottocampione si è valutata la probabilità di perdere tutti gli sciami elettromagnetici associati al decadimento del π^0 nei seguenti modi:

$$\begin{aligned}\pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma & B.R. &\simeq 98\% \\ \pi^0 &\rightarrow \gamma + e^+ + e^- & B.R. &\simeq 2\% \quad \text{decadimento Dalitz}\end{aligned}$$

La procedura che è stata implementata genera random l'angolo di decadimento dei γ prodotti nel riferimento di quiete del π^0 , successivamente, attraverso un'opportuna trasformazione di Lorentz, il valore dell'energia dei γ e dell'angolo che formano con il pione vengono espressi nel sistema di riferimento del laboratorio.

Da notare che nel riferimento di quiete del π^0 si considera

$$E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2} = \frac{m_{\pi^0}}{2} \quad (6.13)$$

cioè i due γ prodotti hanno la stessa energia e un'apertura angolare di 180° .

Una volta determinati i coseni direttori dei due γ nel sistema di riferimento del laboratorio si assume che l'efficienza di rivelazione sia nulla per γ con un'energia inferiore ai 30 MeV e per tutti gli altri si va a determinare la distanza dal bordo della camera più vicino (dist).

Infine la probabilità di materializzazione vale

$$P_{int} = 1 - e^{-\frac{dist}{\lambda X_0}} \quad (6.14)$$

dove $X_0 = 14 \text{ cm}$ è la lunghezza di radiazione in argon, e per decidere se il γ converte o meno il valore di P_{int} viene confrontato con un numero generato random: se questo numero è minore il γ viene considerato rivelato.

I risultati della simulazione hanno dato

- 52 π^0 non rivelati (entrambi i γ sono usciti dal volume fiduciale della camera prima di convertire)
- 105 π^0 di cui viene rivelato almeno un γ
- 97 π^0 di cui vengono rivelati entrambi i γ .

a partire da questi dati si calcola una probabilità pari al 20% di non rivelare nessuno dei due γ e dunque di confondere una produzione di risonanza con un evento quasi-elastico.

Ricordando inoltre (vedi (1.10,1.11)) che il numero atteso di eventi con uno stato finale $\mu^- - p - \pi^0$ è circa due terzi degli eventi quasi-elastici raccolti si ottiene una contaminazione del campione pari a circa il 13%.

Si tenga presente che la procedura utilizzata nel calcolo Montecarlo introduce una correlazione tra i due γ del decadimento del pione.

6.3.2 Valutazione del fondo dovuto ai π^0 sui dati sperimentali

Una valutazione del fondo associato alla produzione risonante di π^0 a partire dai dati sperimentali è stata ottenuta andando ad individuare, all'interno dell'intero campione di interazioni classificate come quasi-elastiche nel corso della fase preliminare di questa analisi, quelle che presentavano la topologia quasi-elastica del campione in analisi (compresi i tagli cinematici) ma con un minimo di uno ed un massimo di due γ visibili nella camera e puntanti al vertice dell'interazione.

Il campione individuato comprende:

- 8 eventi con un solo γ visibile nella camera
- 3 eventi con due γ visibili nella camera

e per calcolare la percentuale della contaminazione del campione di eventi quasi-elastici è stato necessario considerare i due γ scorrelati. Se ora indichiamo con p la probabilità di non rivelare uno dei due γ e con N il numero totale di eventi con uno stato finale $\mu^- - p - \pi^0$ si hanno

$$8 = 2N(1 - p)p \quad (6.15)$$

$$3 = N(1 - p)^2 \quad (6.16)$$

dalle quali relazioni si ricava $p = 57\%$ e dunque la probabilità di non rivelare nessuno dei due γ diventa pari al 32%.

Dalla relazione (1.16) è ora possibile calcolare il numero totale di eventi di risonanza con produzione di π^0 attesi che risulta pari a 16, quindi il numero di eventi di fondo del campione in esame (cioè quegli eventi dove entrambi i gamma sono usciti dalla camera prima di convertire e dunque vengono scambiati per degli eventi quasi-elastici) è uguale a 5.

Si conclude che la contaminazione del campione prevista (in relazione a questo particolare canale di produzione del fondo) considerando i due γ scorrelati è pari a circa l'8%.

Se ora applichiamo le relazioni (6.15), (6.16) sostituendo i valori ottenuti dalla simulazione Montecarlo (cioè consideriamo anche in questo caso i due γ scorrelati) si ottiene una probabilità pari al 12% di perdere entrambi i γ e dunque una contaminazione del campione di eventi quasi-elastici pari all'8% che è la stessa determinata a partire dagli eventi raccolti.

Osservando che il calcolo corretto deve tenere conto della correlazione dei due γ , questa verifica ci permette di dire che il risultato del Montecarlo è attendibile e dunque la contaminazione del campione da considerare è il 13% che sul campione di 61 eventi quasi-elastici corrisponde a 8 eventi.

6.4 Confronto dei dati con il Montecarlo FLUKA

Le grandezze che sono state ritenute significative per questa analisi possono essere suddivise in due categorie: in una sono presenti quelle variabili che si riferiscono all'energia dell'interazione mentre nell'altra vengono prese in considerazione quelle che riguardano l'analisi angolare.

L'analisi energetica considera innanzitutto le distribuzioni di energia cinetica del muone e del protone ma la variabile di gran lunga più significativa è lo sbilanciamento del momento nel piano trasverso.

L'importanza di quest'ultima variabile risiede nel fatto che l'effetto maggiore prodotto dagli effetti nucleari è l'apparente momento mancante dovuto sia all'iniziale moto di Fermi dei nucleoni sia portato da eventuali nuclei residui o dovuto a fenomeni di reinterazione del protone all'interno del nucleo: per questo motivo mentre le interazioni di ν_μ su nucleoni liberi sono caratterizzate da momento mancante nullo per le interazioni su nuclei questo non è mai vero.

In particolare dunque è possibile verificare quanto si allontana da zero la somma delle componenti del momento del muone e del protone nel piano trasverso alla direzione di incidenza del neutrino al fine di determinare l'entità dello sbilanciamento provocato dagli effetti nucleari.

Questa valutazione diventa fondamentale se si vuole discriminare attraverso selezioni cinematiche l'interazione di un neutrino μ (che come già sottolineato ha la stessa cinematica di un'interazione di ν_e) da quella di un neutrino τ infatti in questo secondo caso la situazione è completamente diversa in quanto, considerando il decadimento leptonic del τ ($\tau \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$), è presente un reale sbilanciamento in momento ($\langle p_{miss} \rangle \sim 700 \text{ MeV}/c$) dovuto alla non rivelazione dei due neutrini che dovrebbe essere tale da coprire quello pur tuttavia presente dovuto agli effetti nucleari.

Solo una precisa conoscenza delle distribuzioni di momento mancante dovuto agli effetti nucleari permette quindi di distinguere i due sapori di neutrino attraverso tagli cinematici.

L'analisi in angolo, oltre a studiare l'angolo $\mu - \nu$ e $p - \nu$, valuta l'acoplanarità e l'acolinearità dell'interazione.

L'acoplanarità è definita

$$acopl. = \arccos\{\vec{p}_{\nu_\mu} \cdot (\vec{p}_\mu \times \vec{p}_p)\} \quad (6.17)$$

dunque normalizzando e sviluppando quella espressione si ottiene

$$acopl. = \arccos \left\{ \frac{p_{yp}p_{x\mu} - p_{xp}p_{y\mu}}{\sqrt{p_{xp}^2 + p_{yp}^2 + p_{zp}^2} \sqrt{p_{x\mu}^2 + p_{y\mu}^2 + p_{z\mu}^2}} \right\} [rad] \quad (6.18)$$

e rende conto di quanto neutrino, muone e protone non giacciono nello stesso piano mentre l'acolinearità

$$acol. = \arccos \left\{ \frac{p_{xp}p_{x\mu} + p_{yp}p_{y\mu}}{\sqrt{p_{xp}^2 + p_{yp}^2} \sqrt{p_{x\mu}^2 + p_{y\mu}^2}} \right\} [rad] \quad (6.19)$$

è una misura di quanto muone e protone non sono *back to back* nel piano trasverso come invece sarebbero se l'interazione avvenisse su nucleone libero. L'acollinearità è dunque un'altra variabile che permette di studiare gli effetti nucleari che tendono a rendere l'emissione del protone isotropa contro un preciso sviluppo spaziale delle interazioni quasi-elastiche.

L'ultima grandezza presa in considerazione è il quadrato della massa adronica invariante che in assenza di effetti nucleari sarebbe uguale alla massa del protone al quadrato e che è definita

$$W^2 = m_p^2 + 2m_p E_p - 2E_{vis} E_\mu (1 - \cos\theta) \quad (6.20)$$

con E_p = energia cinetica del protone
 E_μ = energia totale del muone
 θ = angolo $\nu - \mu$

Nelle pagine seguenti si possono vedere i grafici che riportano l'andamento delle variabili appena descritte. È mostrato il confronto dei dati sperimentali (punti) con il Montecarlo FLUKA (linea rossa) e con una simulazione che tiene conto del moto di Fermi dei nucleoni (modellizzando il nucleo con una Saxon-Woods) e della soppressione Pauli (linea verde).

Perché il confronto tra i dati sperimentali e il Montecarlo fosse significativo è stato necessario applicare agli eventi simulati i medesimi tagli applicati ai dati con il risultato della riduzione del campione di cui si è già detto. Inoltre ai dati del Montecarlo è stata sovrapposto lo *smearing* dovuto alla risoluzione sperimentale sulla misura del momento (e dunque sull'angolo) del muone: l'errore è stato considerato gaussiano con $\sigma = 140 \text{ MeV}/c$ per ciascuna delle due componenti del momento nel piano trasverso.

Non si è invece tenuto conto della risoluzione sperimentale della camera sulla misura del momento del protone.

Quello che si può osservare è in generale un discreto accordo dei dati sperimentali con il Montecarlo.

Le distribuzioni relative all'angolo $\mu - \nu$ e $p - \nu$ mostrano chiaramente come nel primo caso l'angolo sia molto stretto (come ci si aspetta in eventi con topologia quasi-elastica) mentre nel secondo caso risulta piccato intorno ai 70° .

La distribuzione dell'energia cinetica del protone è una variabile significativa nella misura in cui permette di verificare che i tagli cinematici applicati al Montecarlo riproducono bene quelli sui dati sperimentali, condizione indispensabile perché i successivi confronti siano sensati.

Per quanto riguarda il momento del muone e del protone nel piano trasverso si nota nel secondo caso una leggera sovrappopolazione dei dati per $P_t < 0.3 \text{ GeV}$ da confrontare con l'eccesso di eventi a basso angolo nella distribuzione dell'angolo $p - \nu$.

Nelle distribuzioni angolari di acoplanarità e acollinearità si osserva la poca sensibilità della prima allo sbilanciamento nel piano trasverso in quanto contiene il termine $(p_\mu \times p_\nu)$ che è sempre piccolo; più significativa la distribuzione dell'acollinearità

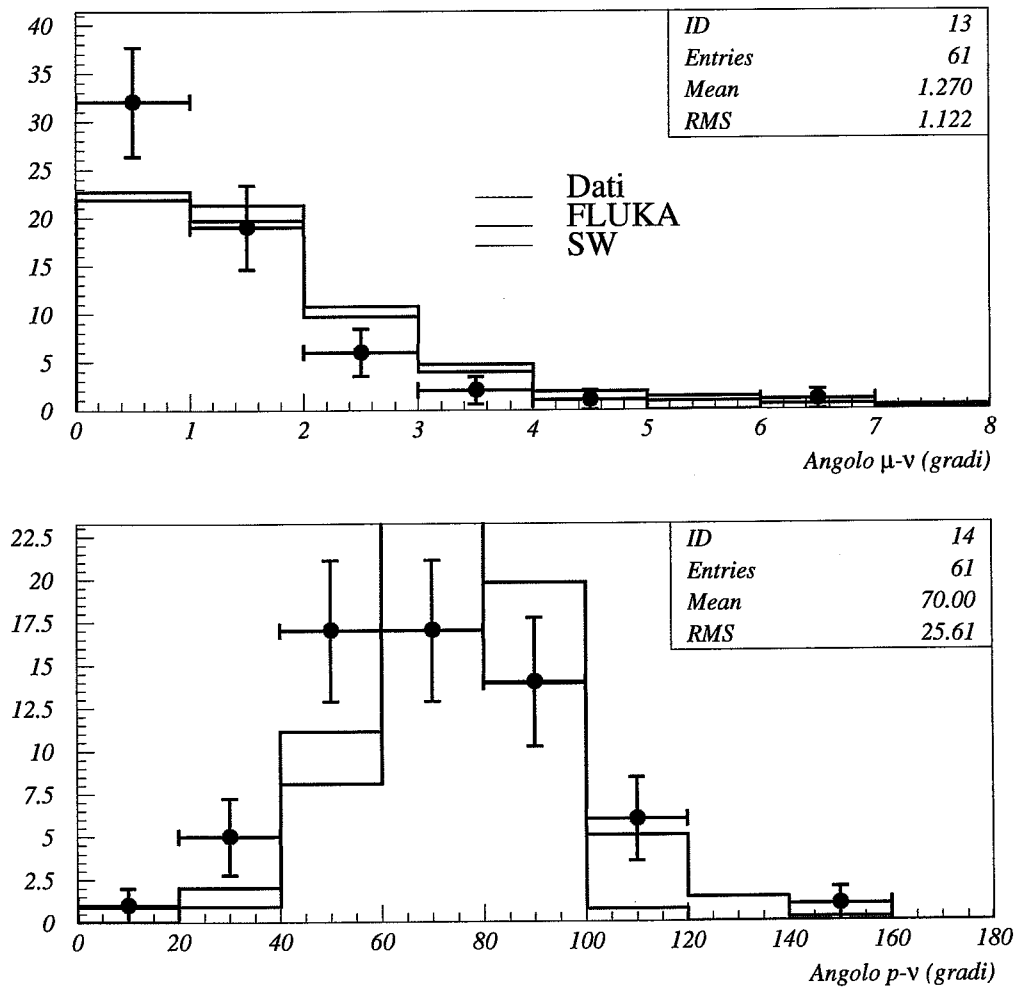
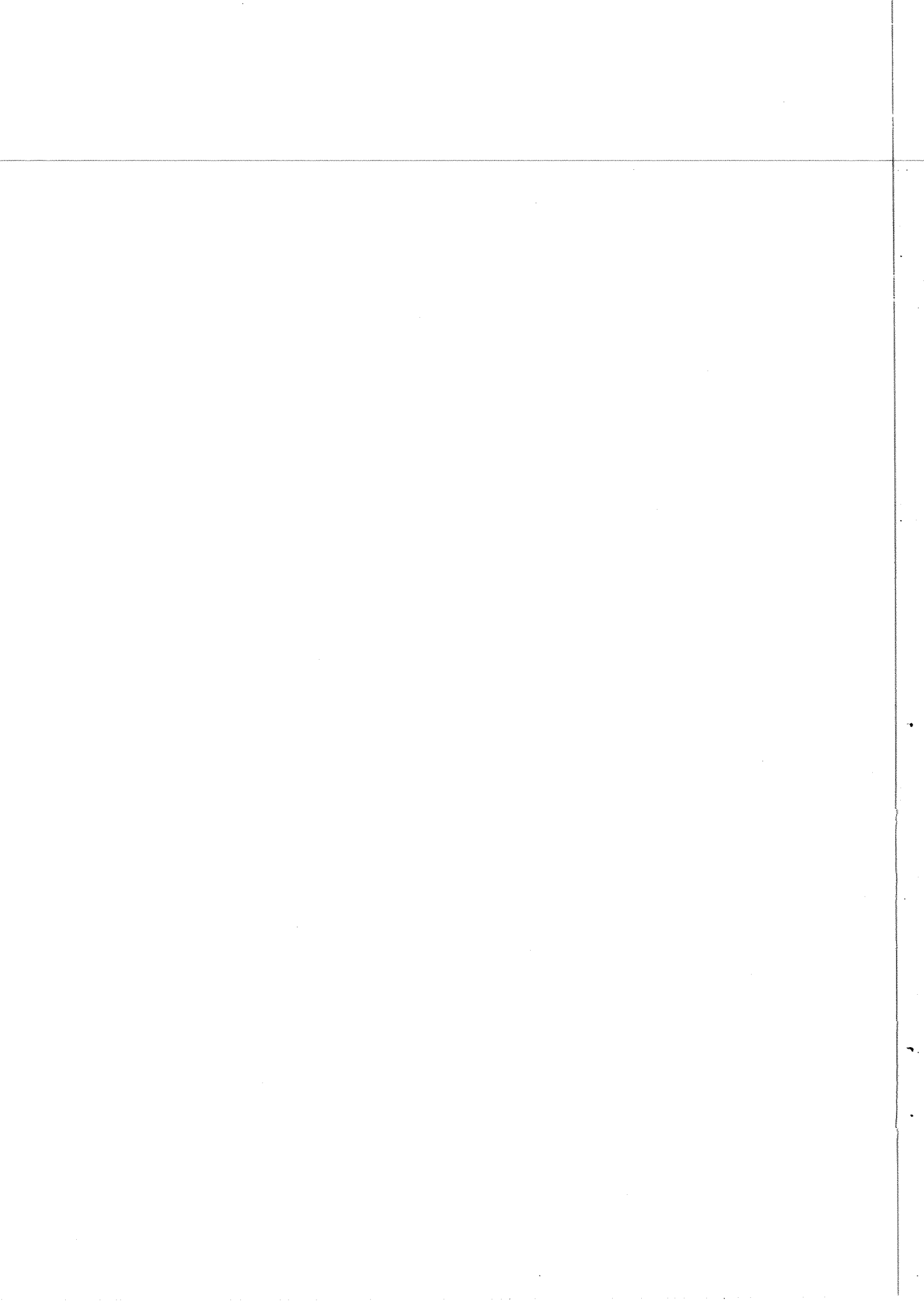


Figura 6.2: Confronto dati-Montecarlo (FLUKA e Saxon-Woods) delle distribuzioni dell'angolo $\mu-\nu$ e $p-\nu$



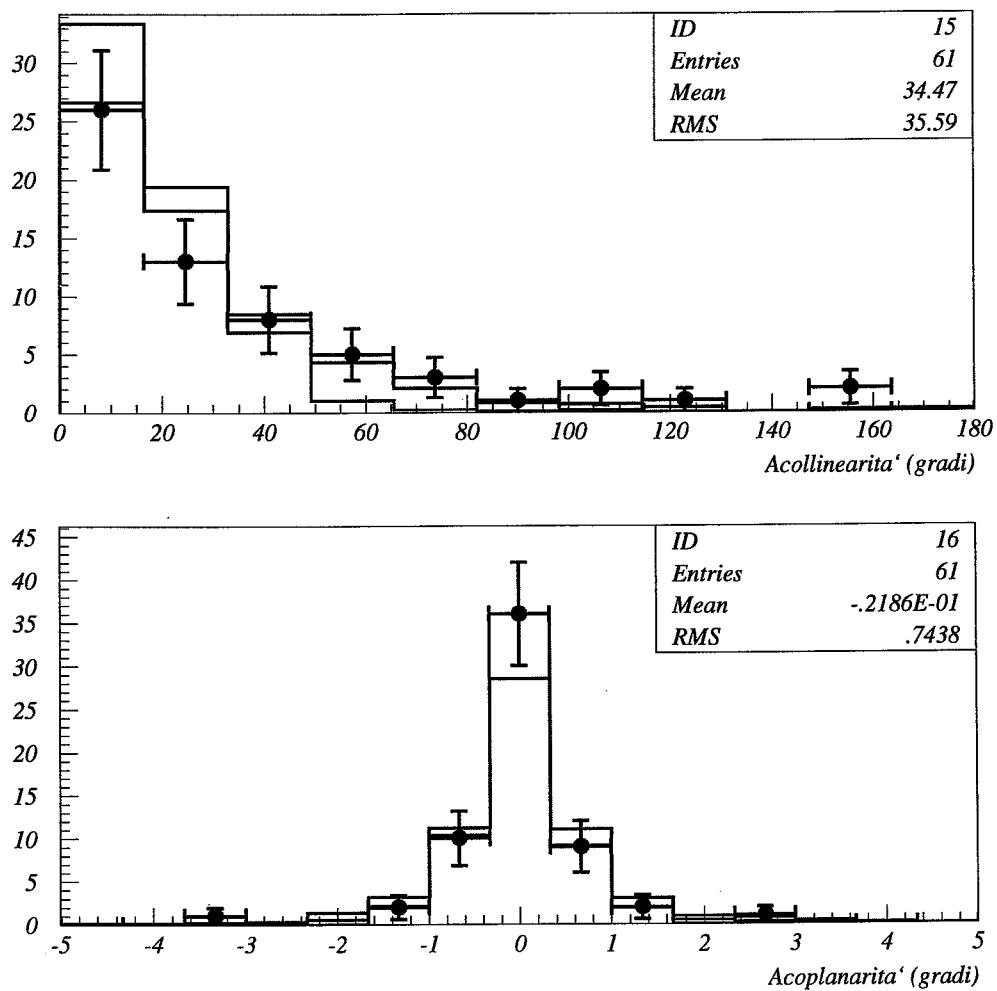
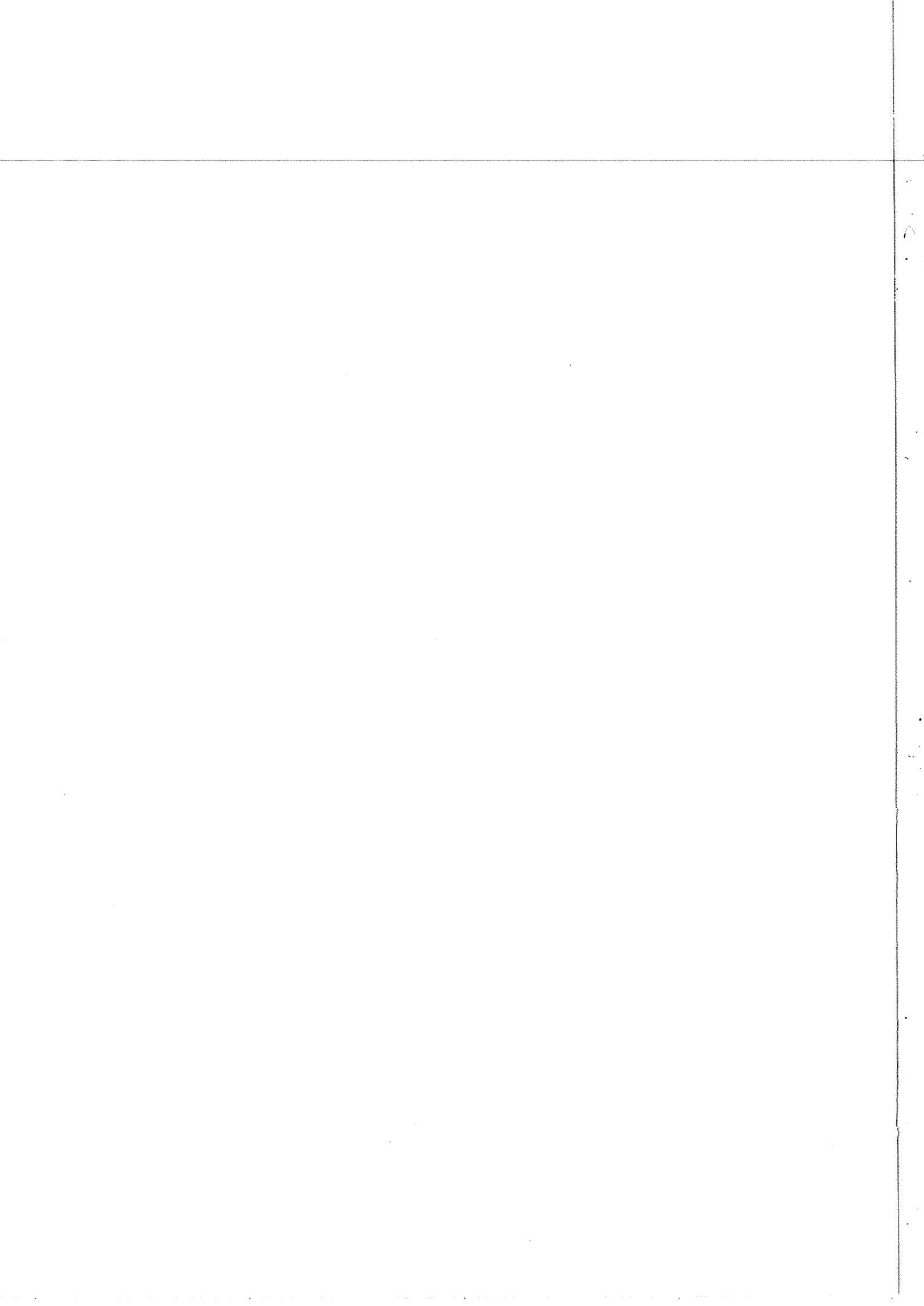


Figura 6.3: Confronto dati-Montecarlo (FLUKA e Saxon-Woods) delle distribuzioni di acollinearità e di acoplanarità



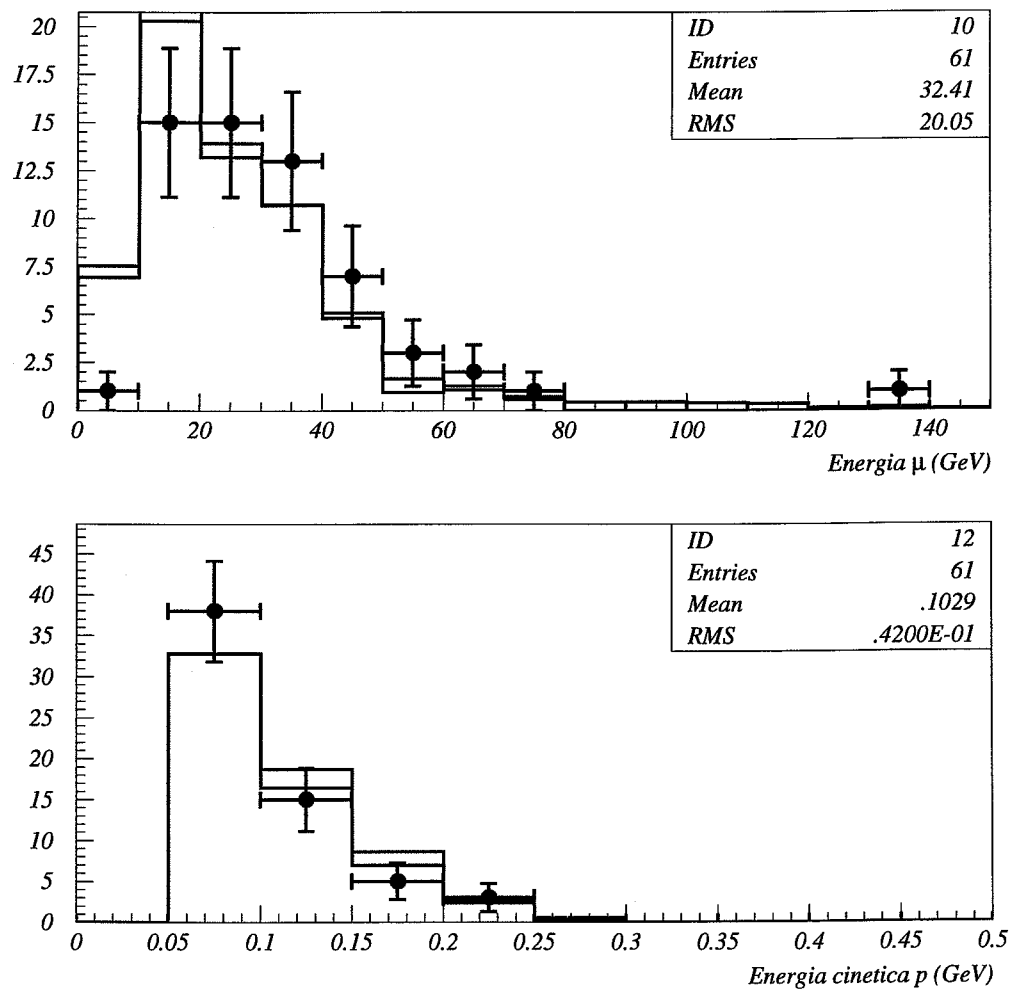
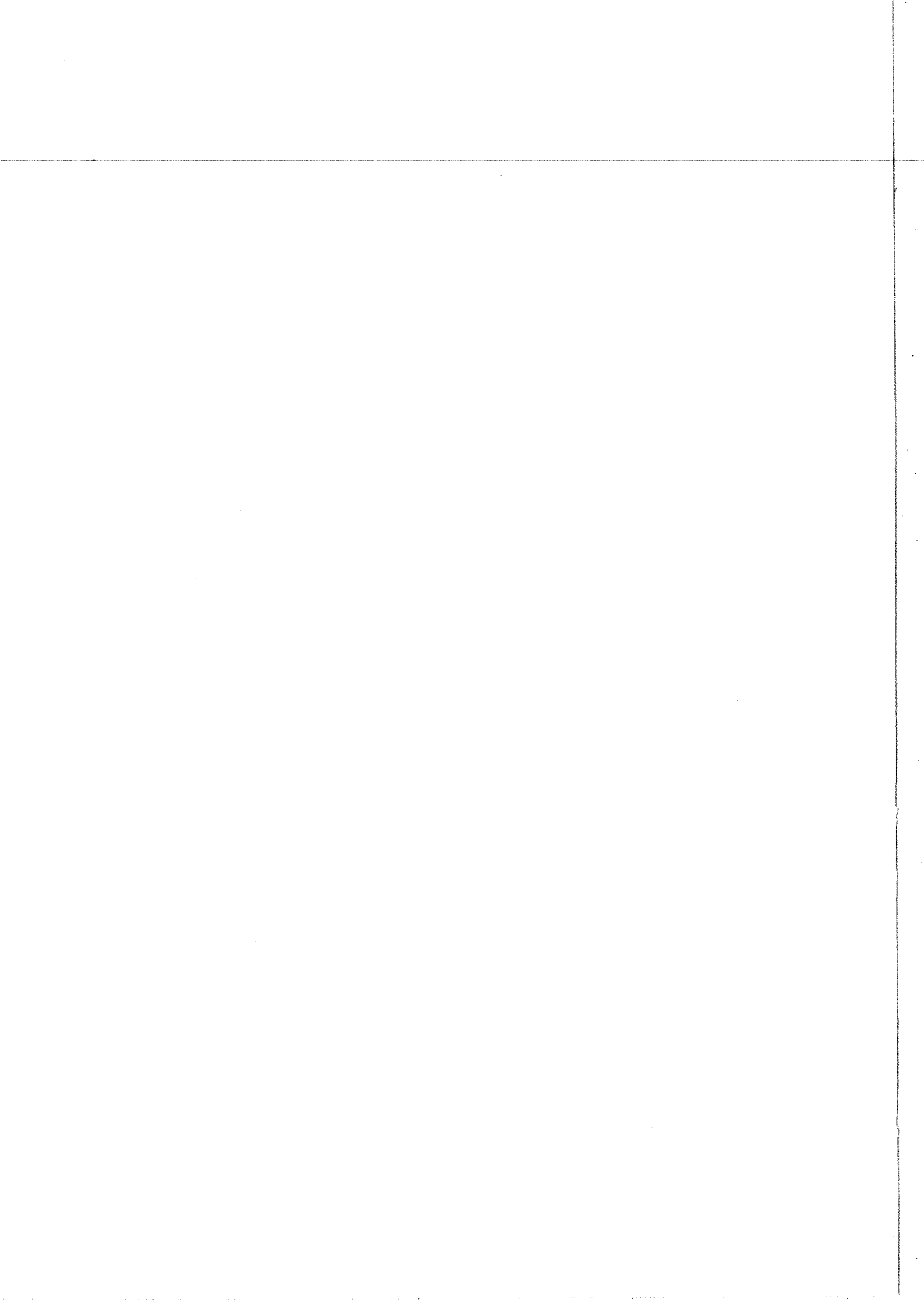


Figura 6.4: Confronto dati-Montecarlo (FLUKA e Saxon-Woods) delle distribuzioni di energia del μ e di energia cinetica del protone



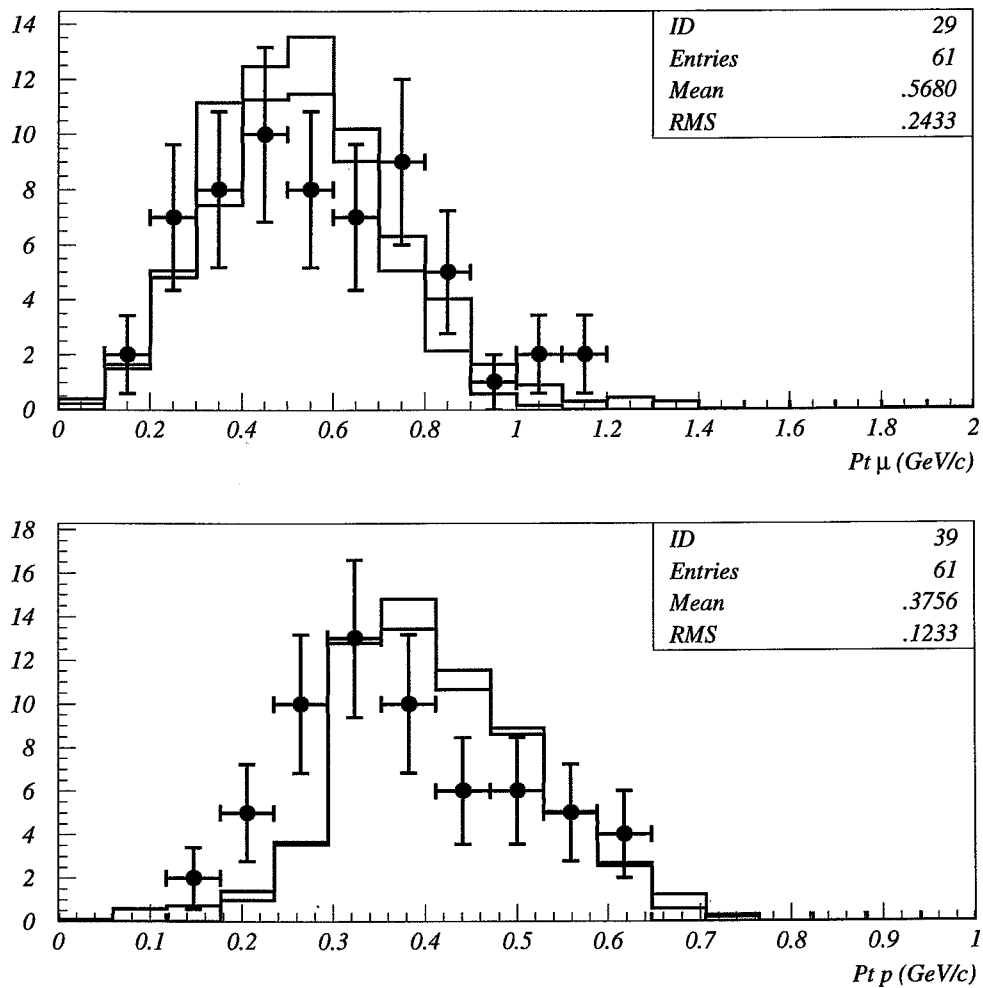
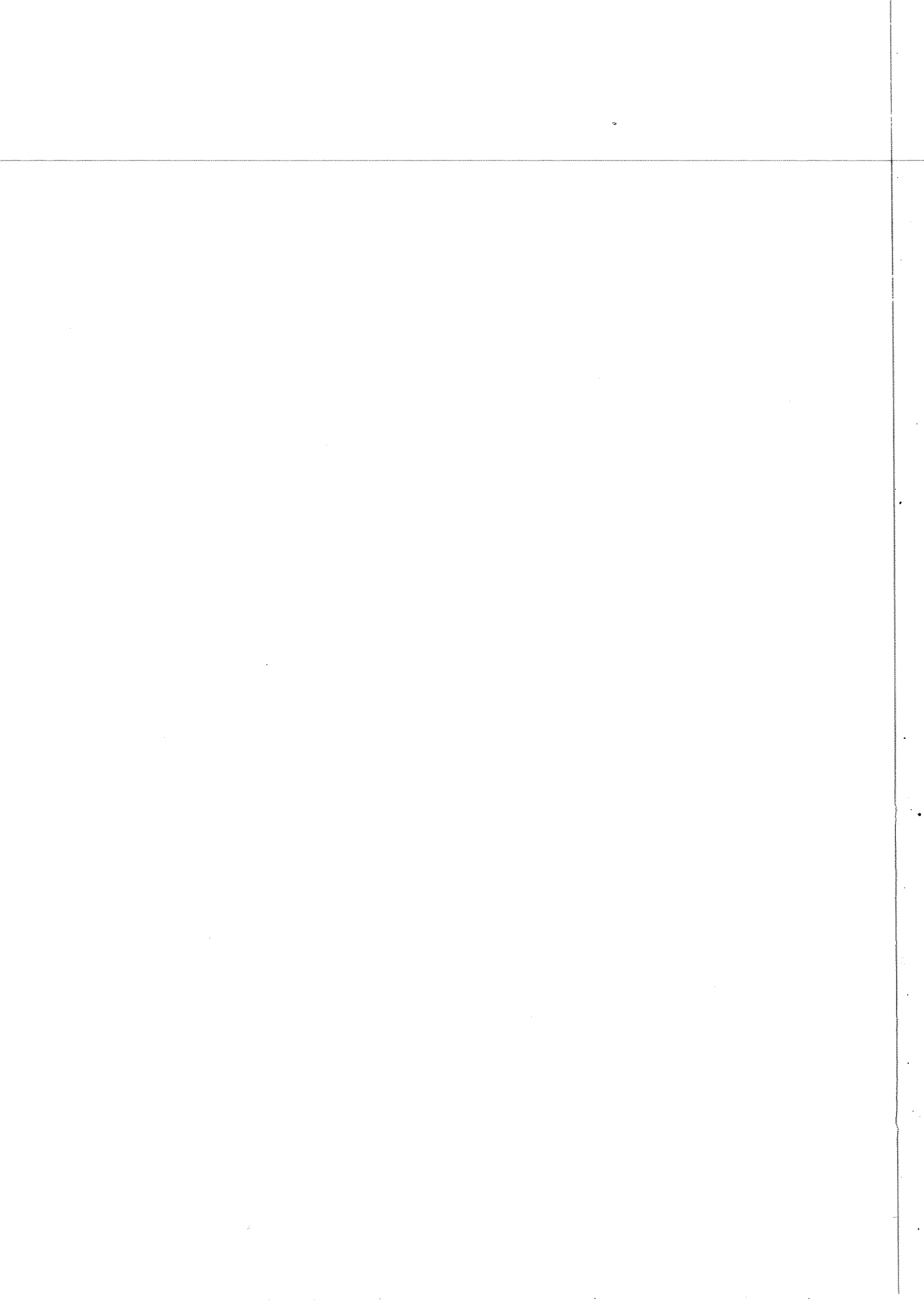


Figura 6.5: Confronto dati-Montecarlo (FLUKA e Saxon-Woods) delle distribuzioni di momento trasverso del μ e del protone



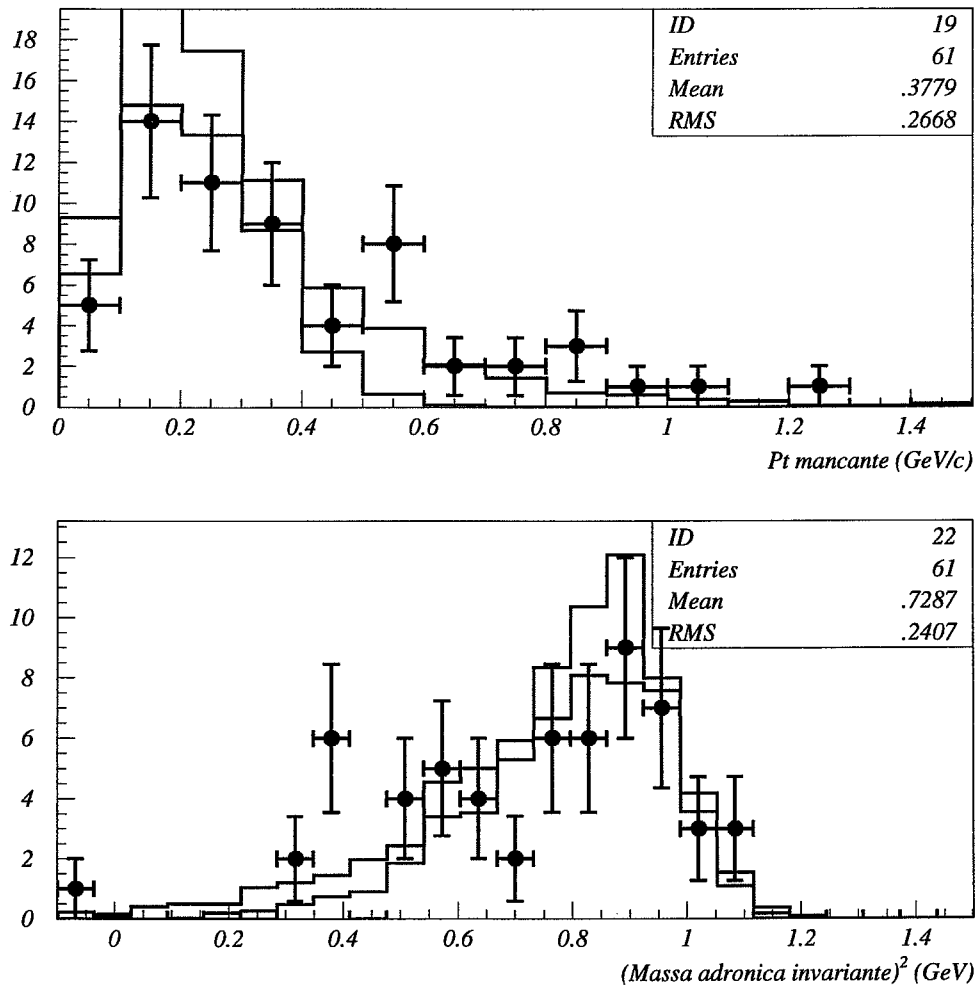
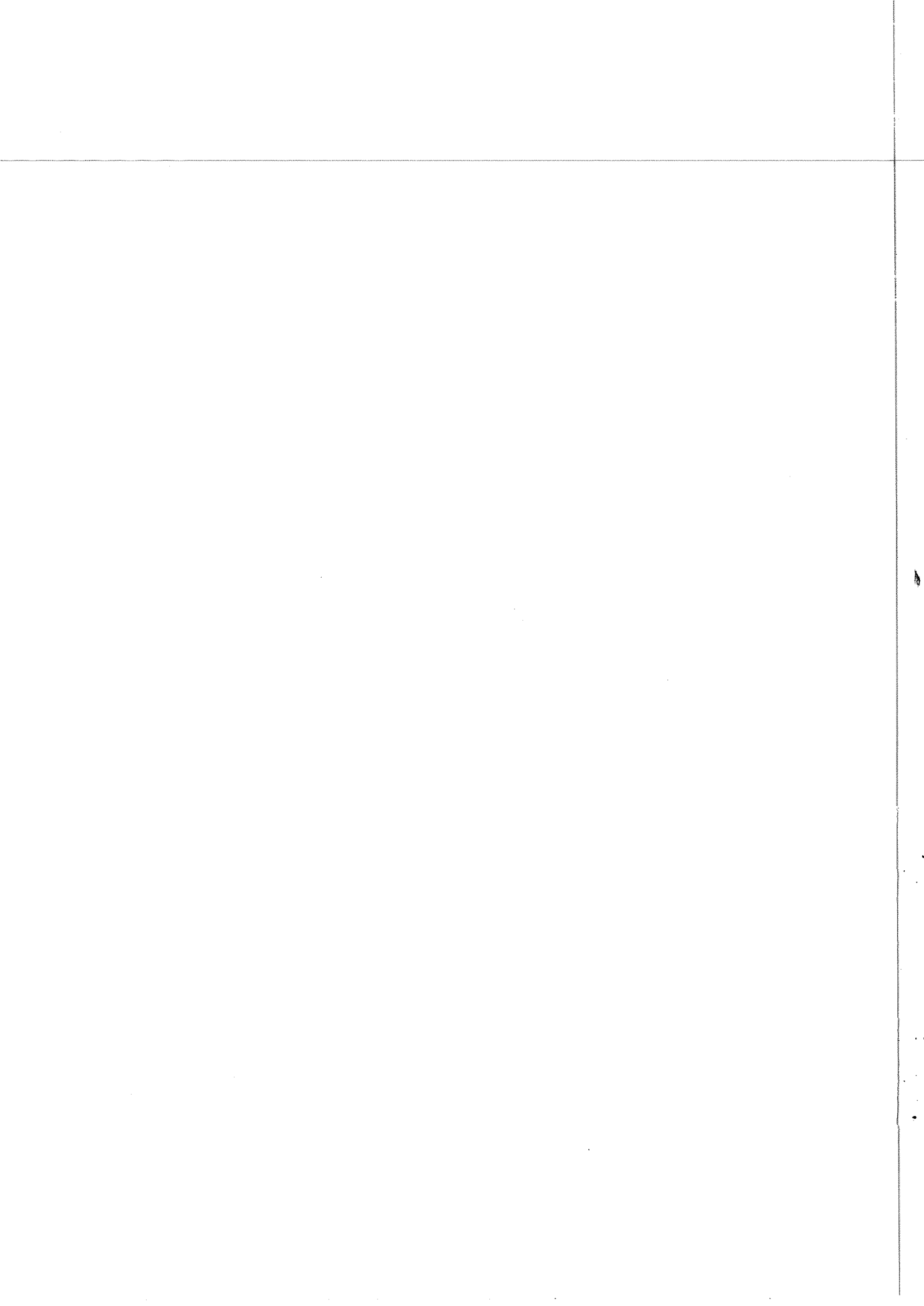


Figura 6.6: Confronto dati-Montecarlo (FLUKA e Saxon-Woods) delle distribuzioni di momento mancante nel piano trasverso e del quadrato della massa adronica invariante



A questo punto si valuta la massima differenza tra le due curve cioè

$$D = \max |int(x) - int(M)|$$

dove $int(x)$ indica la distribuzione integrale dei dati sperimentale e $int(M)$ quella dei dati simulati.

L'accordo tra le due distribuzioni è infine valutato attraverso la grandezza

$$d = D\sqrt{N} \quad (6.21)$$

più questo valore risulta piccolo migliore è l'accordo.

La variabile d ha inoltre una distribuzione di probabilità nota (è un χ^2) dunque è possibile convertirla in un 'confidence level' per la distribuzione che si vuole testare.

Il confronto tra i dati e le simulazioni è stato eseguito sottraendo ai dati il fondo relativo alla non rivelazione dei due γ prodotti dal decadimento del π^0 .

Come mostrato in precedenza questo fondo è pari al 13% dunque la distribuzione integrale è stata costruita considerando l'altezza del gradino di salita pari a:

$$W_s = \frac{1}{(1-f) \times N_{dati}} \quad (6.22)$$

e quella del gradino di discesa (che corrisponde alla sottrazione del fondo) pari a

$$W_f = \frac{f}{(1-f) \times N_{fondo}} \quad (6.23)$$

$$\begin{aligned} \text{con } N_{dati} &= 61 \\ N_{fondo} &= 11 \\ f &= 0.13 \end{aligned}$$

Nelle fig. 6.7, 6.8 è riportato il confronto tra la distribuzione integrale dei dati sperimentali e quelle relative al Montecarlo FLUKA e alla simulazione Saxon-Woods (per le variabili cinematiche più significative) prima e dopo la sottrazione del fondo.

Quello che si osserva è che prima della sottrazione del fondo e nel caso della distribuzione di acollinearità, se si considera la simulazione FLUKA, la probabilità che eseguendo un'altra misura con la stessa statistica il valore di d venga più grande è pari al 28% mentre è dell'1% nel caso della Saxon-Woods: questo significa che FLUKA è una discreta descrizione dei dati sperimentali mentre la Saxon-Woods è pessima.

Dopo la sottrazione del fondo l'accordo con la simulazione FLUKA migliora ulteriormente e vale il 51% mentre aumenta l'allontanamento dalla simulazione Saxon-Woods.

Analogamente quando si considera la distribuzione del momento mancante nel piano trasverso: la probabilità che eseguendo un'altra misura questa dia un valore

di d maggiore nel caso di FLUKA è pari al 20% prima della sottrazione del fondo e diventa del 64% dopo la sottrazione mentre per la Saxon-Woods è inferiore all'1%.

Questo confronto permette di concludere che l'accordo con il calcolo Montecarlo FLUKA è buono mentre è possibile rigettare l'ipotesi della sola Saxon-Woods, o meglio, che nel trattare interazioni di neutrino quasi-elastiche non è possibile trascurare la presenza degli effetti nucleari.

6.5 Stato attuale dell'analisi di interazioni QE con protone uscente

L'analisi svolta fino a questo momento si riferisce ai soli eventi quasi-elastici con protone contenuto nella camera per i quali la misura del momento del protone viene ricondotta ad una misura del suo *range*.

La riduzione del campione di eventi ad opera di questo taglio è notevole, per questo motivo si pone ora il problema di inserire nell'analisi anche gli eventi quasi-elastici con protone uscente.

Le complicazioni legate a questa integrazione sono almeno due:

- determinare la natura della traccia uscente e cioè, sostanzialmente, riuscire a distinguere i protoni dai π^+
- una volta accertato che si tratta di un protone determinare il suo momento

La discriminazione tra protoni e pioni può essere ottenuta da una misura della carica totale depositata, questo però è vero solo in quei casi in cui, considerando la traccia uscente come un pione, il deposito di energia sia tale da portare il pione a fermarsi all'interno della camera.

Una volta identificata una traccia uscente con un protone l'unica informazione che è possibile utilizzare per la determinazione del suo momento, e dunque per valutare il bilancio energetico dell'interazione, è il valore della perdita di energia per unità di lunghezza (dE/dx). Si tratta dunque di eseguire una precisa calibrazione del rivelatore in modo tale da poter risalire all'effettiva perdita di energia della particella e dunque attraverso il *fit* dei punti sperimentali con la legge di Bethe-Bloch alla sua energia iniziale.

Come esposto nel cap.4, dedicato alla caratterizzazione del rivelatore, uno studio congiunto su un campione di muoni passanti e di protoni a stop nella camera ha permesso di determinare l'entità della perdita di carica per ricombinazione e dell'allontanamento dalla linearità della raccolta di carica. Entrambe queste correzioni sono risultate di pochi percento.

Attualmente ha avuto inizio la prima fase del lavoro che riguarda lo studio di interazioni quasi-elastiche con protone uscente e che consiste nella discriminazione tra protoni e π^+ .

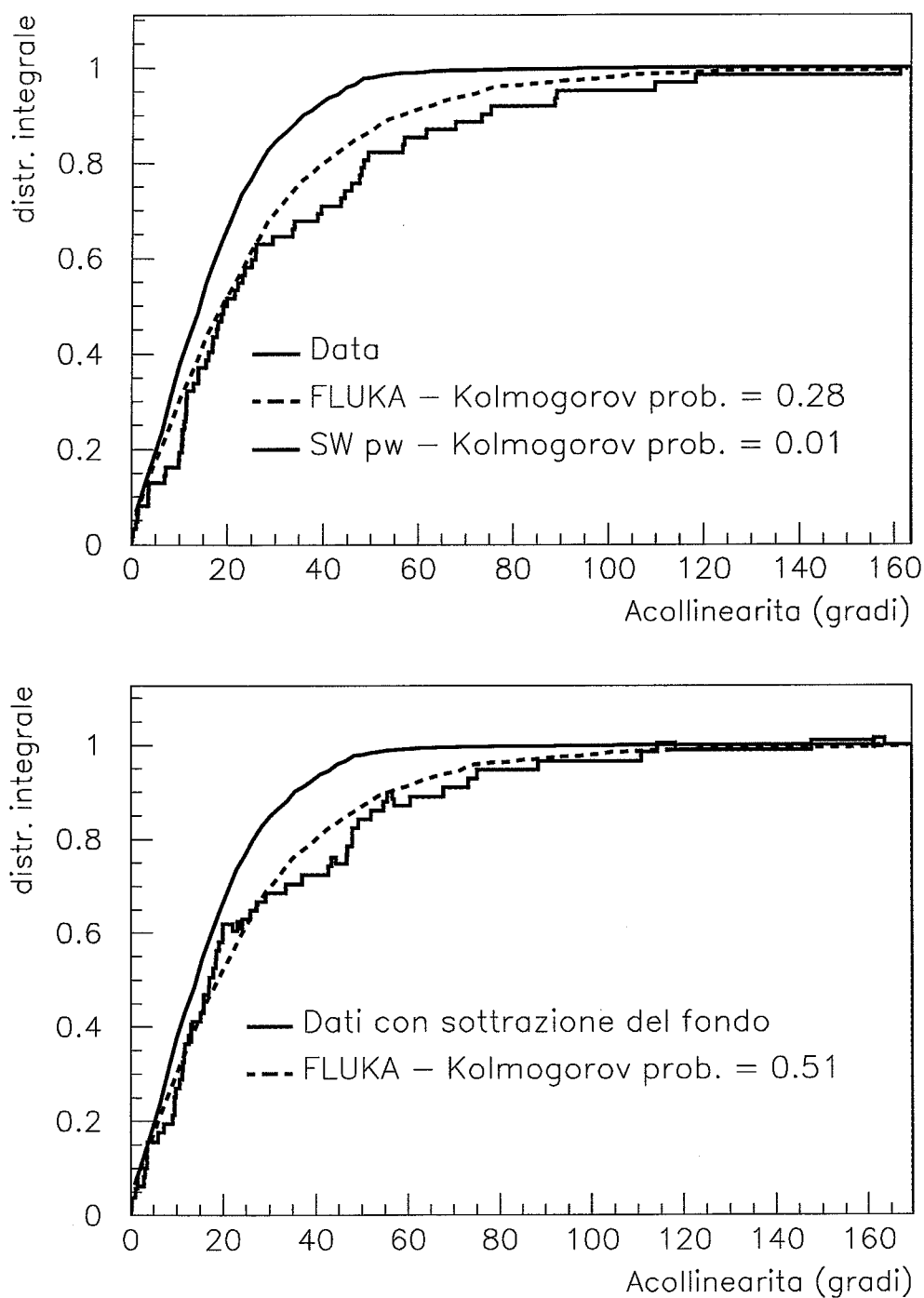
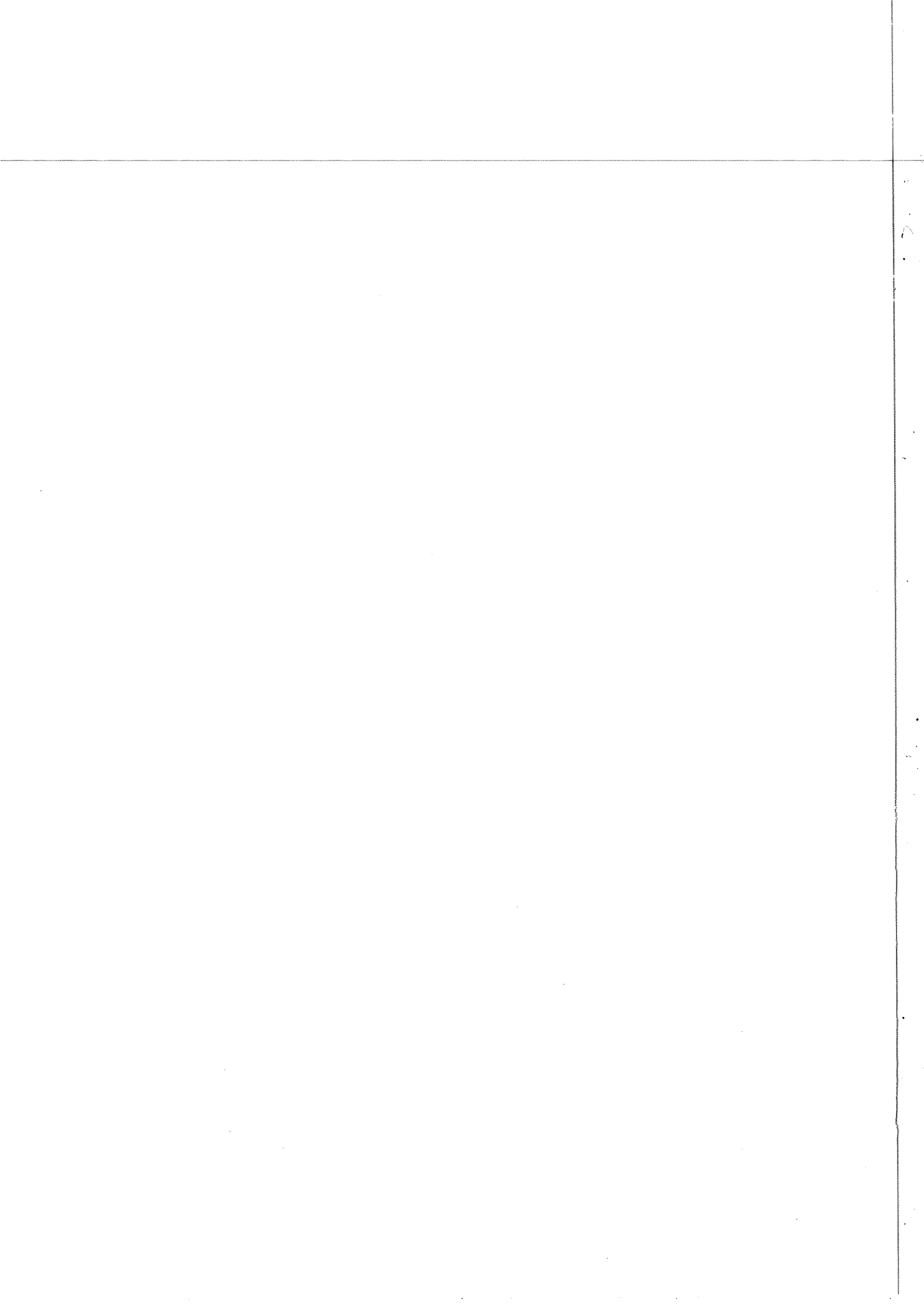


Figura 6.7: Valutazione della bontà dell'accordo tra la distribuzione di acollinearità dei dati sperimentali con il Montecarlo FLUKA e con la simulazione Saxon-Woods attraverso il test di Kolmogorov. Nel riquadro in alto confronto con i dati sperimentali senza la sottrazione del fondo, in quello in basso dopo la sottrazione del fondo



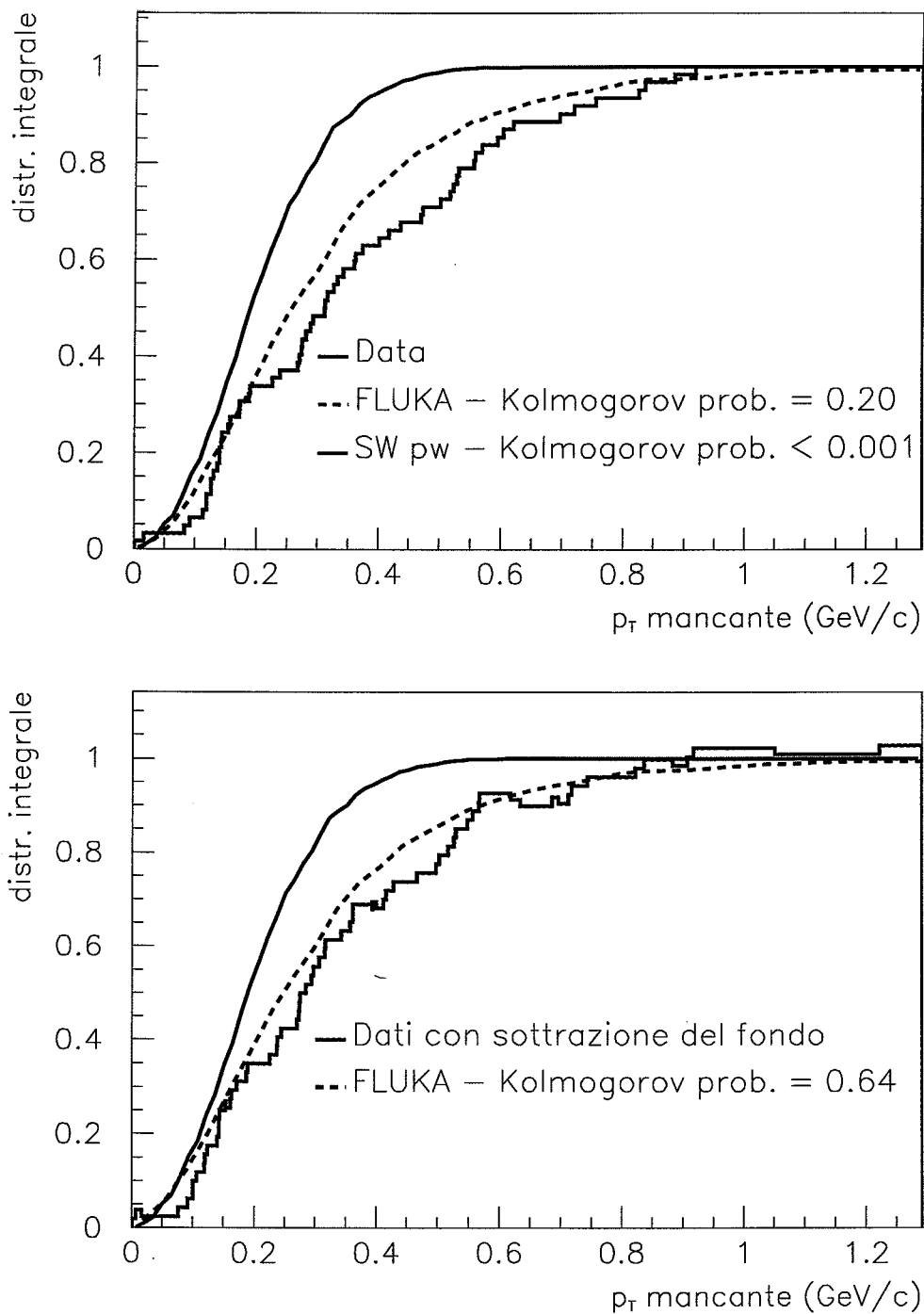
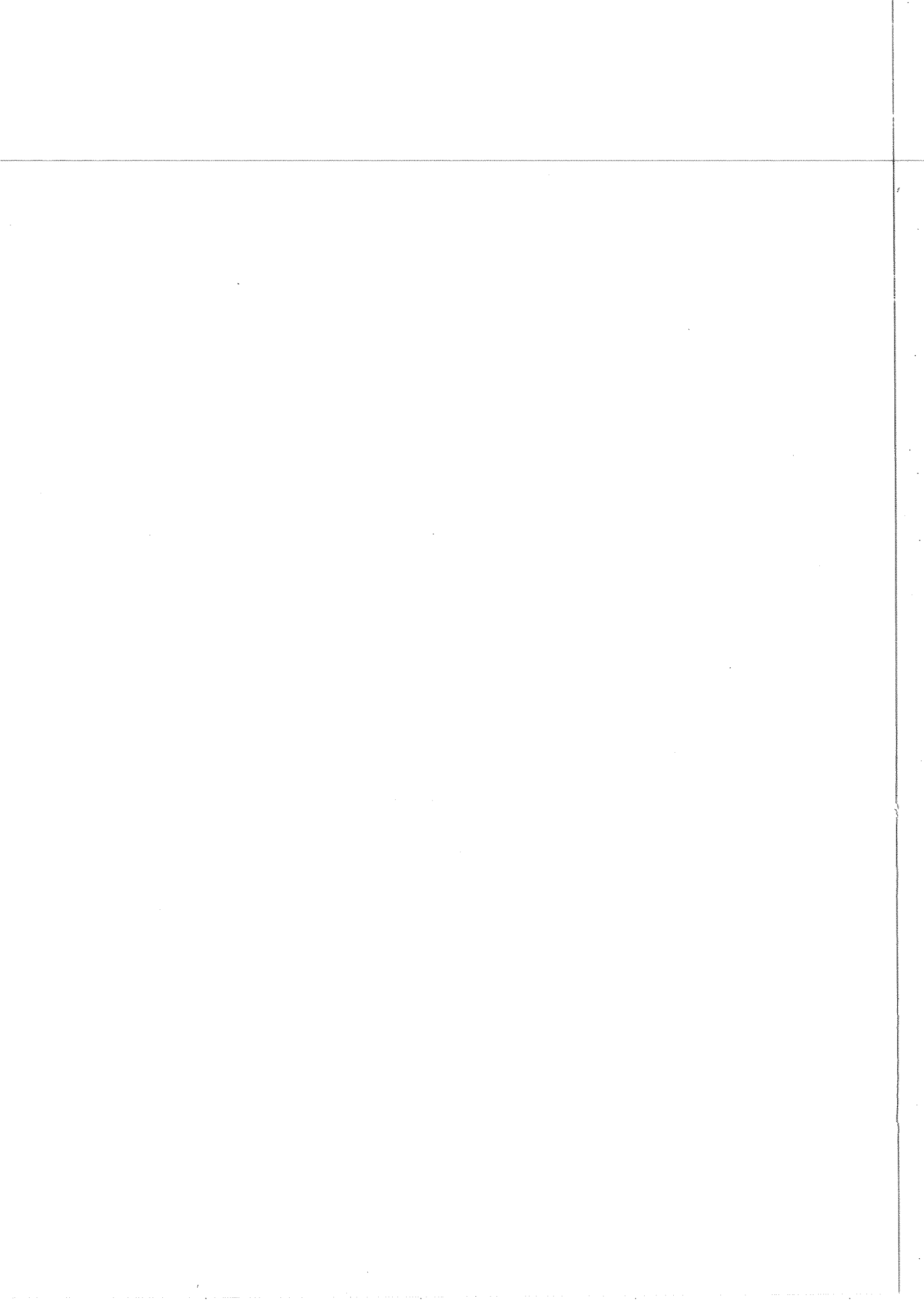


Figura 6.8: Valutazione della bontà dell'accordo tra la distribuzione di P_t mancante dei dati sperimentali con il Montecarlo FLUKA e con la simulazione Saxon-Woods attraverso il test di Kolmogorov. Nel riquadro in alto confronto con i dati sperimentali senza la sottrazione del fondo, in quello in basso dopo la sottrazione del fondo



Conclusioni

L'argomento di questa tesi è stato l'analisi di un campione di interazioni di neutrino quasi-elastiche raccolto nel corso del 1997 con una TPC da 50 l ad argon liquido posta sul fascio di neutrini dell'SPS del CERN.

Si sottolinea come sia la prima volta che un rivelatore di questo tipo viene posto su un fascio di neutrini di alta energia e come per la prima volta si abbia a disposizione un campione di eventi abbastanza consistente.

I dati raccolti nel corso di questo *test* costituiscono una prima possibilità di indagare le distorsioni alla cinematica dovute alla presenza degli effetti nucleari in eventi con una topologia semplice come quella quasi-elastica.

Ad una prima fase di caratterizzazione del rivelatore che è servita alla determinazione di alcuni parametri come la velocità di deriva della carica e gli angoli di allineamento della camera con il fascio è seguita l'analisi vera e propria.

Il lavoro svolto finora riguarda l'analisi di un campione di 61 eventi di interazioni quasi-elastiche di ν_μ con protone contenuto all'interno della camera e una valutazione del fondo di questo campione in relazione alla produzione della risonanza Δ^+ con successivo decadimento in $p + \pi^0$.

I dati sperimentali raccolti (prima e dopo la sottrazione del fondo) sono stati confrontati con il Montecarlo FLUKA che simula interazioni di neutrino in argon tenendo conto anche di effetti nucleari quali il moto di Fermi dei nucleoni e fenomeni di *rescattering* del protone nel nucleo.

La bontà dell'accordo dei dati sperimentali con il Montecarlo FLUKA e con una simulazione Saxon-Woods che tiene conto solo del moto di Fermi dei nucleoni e della soppressione Pauli è stata valutata con il *test* di Kolmogorov. Il risultato ottenuto mostra un buon accordo con FLUKA (circa il 50% di *confidence level* sulle variabili più significative) mentre mette in evidenza la non idoneità, per la descrizione di interazioni di neutrino quasi-elastiche, di una simulazione che non tenga conto degli effetti nucleari.

L'incremento della statistica che si avrà con la presa dati nel corso del 1998 dovrebbe permettere di dare indicazioni più stringenti riguardo l'incidenza degli effetti nucleari nelle interazioni ν -nucleo.

Bibliografia

- [1] E. Fermi, *Z. Phys.* **60** (1934) 143
- [2] H. Bethe e R. Peierls, *Nature* **133** (1934) 532
- [3] C. L. Cowan e F. Reines, *Phys. Rev. Lett.* **113** (1959) 273
- [4] Danby et al., *Phys. Rev. Lett.* **9** (1962) 36
- [5] Perl et al., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489
- [6] Z. Maki, M. Nakazawa e S. Sakata, *Progr. Theor. Phys.* **28** (1962) 870
- [7] E. Majorana, *Nuovo Cimento* **14** (1937) 171
- [8] B. Pontecorvo, *Z. Eksp. Teor. Fiz.* **53** (1957) 549
- [9] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264
- [10] A. Salam in *Nobel Symposium, No. 8*, Almquist e Wiksells, Stoccolma (1968)
- [11] S. L. Glashow et al., *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285
- [12] Cheng, Li, '*Gauge Theory of Elementary Particle Physics*' Clarendon Press, Oxford (1984)

- [13] F. Boehm e P. Vogel, '*Physics of Massive Neutrinos*',
Cambridge University Press, Cambridge (1992)
- [14] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531
- [15] M. Kobayashi e K. Maskawa, Progr. Theor. Phys. **49** (1972) 282
- [16] J. Brunner, CERN-PPE/97-38 (1997)
- [17] K. K. Young, '*First Results from the Super-Kamiokande Experiment*',
Departement of Physics, University of Washington, Seattle WA (1997)
- [18] M. Apollonio et al., Phys. Lett. B **420** (1998) 397
- [19] M. Bonesini et al., ICARUS coll., CERN/SPSLC 96-58 SPSLC/P 304
(1996)
- [20] ICARUS-TM-97/01 (1997), Internal Report della ICARUS coll.
- [21] E. H. M. Hejine, CERN 83-06 Experimental Physics Facilities Division
(1983)
- [22] G. Aquistapace et al., CERN-ECP/95-14 (1995)
- [23] M. de Jong et al., CHORUS coll., preprint CERN-PPE/93-131 (1993)
- [24] G. F. Knoll, '*Radiation Detection and Measurement*', seconda edizione,
Cambridge University Press, Cambridge (1989)
- [25] T. Doke, Portugal Phys., Vol. 12, fasc. 1-2, p. 9 (1981)
- [26] U. Fano, Phys. Rev. **72** (1974) 26

- [27] L. Onsager, Phys. Rev. **54** (1938) 554
- [28] P. Benetti et al., Nucl. Instrum. Methods A **332** (1993) 395
- [29] A. Bettini et al., Nucl. Instrum. Methods A **305** (1991) 177
- [30] P. Cennini et al., Nucl. Instrum. Methods A **333** (1993) 567
- [31] P. Cennini et al., Nucl. Instrum. Methods A **355** (1995) 660
- [32] A. Hitachi, '*Photon-Mediated and Collisional Processes in Liquid Rare Gases*' (1992)
- [33] J. P. Birks, '*The Theory and the Practice of Scintillation Counting*', Pergamon Press, Oxford (1964)
- [34] P. Cennini et al. (ICARUS coll.), '*A Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory*', Experiment Proposal Vol. 1 e 2, LNGS-94/99
- [35] P. Astier et al. (NOMAD coll.), CERN-SPSLC/91-21 (1991), SP-SC/P261
- [36] L. B. Okun, 'Leptoni e quark', Editori Riuniti, Edizioni Mir
- [37] S. Bonetti et al., Il Nuovo Cimento, Vol. 38A (1977) 260
- [38] E. Segrè, '*Nuclei e Particelle*', seconda edizione, Zanichelli (1982)
- [39] N. A. Jelley, '*Fundamental of Nuclear Physics*', Cambridge University Press, Cambridge (1980)
- [40] V. F. Weisskopf, Phys. Rev. **52** (1937) 295

-
- [41] T. Ericson e W. Weise, '*Pions and Nuclei*', Clarendon Press, Oxford (1988)
- [42] Cortesemente dalla collaborazione ICARUS
- [43] R. J. Barlow, '*Statistics*', John Wiley e son's ltd (1989)
- [44] S. Ragazzi, CERN/SPSLC 96-97, SPSLC/M594 (1996)

