

Sommario

ICARUS T600 è un rivelatore di grande massa ed elevata risoluzione dedicato allo studio sperimentale dei neutrini (cosmici e da fascio CNGS), della stabilità della materia e più in generale degli eventi rari. Le caratteristiche più importanti di questo rivelatore sono l'elevata risoluzione geometrica, paragonabile a quella di una camera a bolle, insieme con la possibilità di misura dell'energia depositata. Queste proprietà sono ottenute con un rivelatore elettronico che utilizza un mezzo omogeneo e di grande massa. La ridondanza delle informazioni e la possibilità di identificazione delle particelle lo rendono un rivelatore ideale in particolare per lo studio dei neutrini e consentono l'identificazione del tipo di neutrino interagente. Le interazioni di ν_τ possono essere riconosciute con selezioni cinematiche à la NOMAD, mentre le proprietà di identificazione delle particelle consentono di distinguere con elevata efficienza e contaminazioni trascurabili i ν_e CC dalle interazioni di corrente neutra del ν_μ a partire dalla identificazione di elettroni associati al vertice primario. A questo scopo sono stati studiati metodi adatti a distinguere questi due tipi di interazione a partire dalla discriminazione del segnale prodotto da un elettrone e da un pione neutro. Per ottenere questa separazione è importante in primo luogo ricostruire bene l'energia e pertanto è necessario ottenere una precisa calibrazione dei canali dell'elettronica di acquisizione insieme a una misura altrettanto precisa della vita media degli elettroni in Argon Liquido.

In questa tesi saranno descritti i metodi messi a punto sia per la calibrazione dei canali dell'elettronica, sia per la misura della purezza in Argon Liquido. Tali metodi sono stati in primo luogo sviluppati a partire dai dati sperimentali raccolti tramite una mini TPC situata presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Successivamente sono stati generalizzati in modo da essere applicati al rivelatore ICARUS T600 nella sua collocazione ai LNGS. Infine si sono analizzati eventi simulati di elettrone e pione neutro per studiare metodi di separazione fra i segnali prodotti da queste due particelle a partire dalla misura vicino al vertice di interazione ed in particolare dallo studio della perdita di energia all'inizio degli sciami elettromagnetici.

ICARUS T600 is a large mass detector with a high spatial resolution, devoted to the experimental study of neutrinos (both cosmic and from the CNGS beam), matter stability and, more generally, rare phenomena. The most important features of this detector are the high granularity, similar to a bubble chamber, and a good calorimetric capability. These features are obtained with an electronic detector using a large volume of a homogeneous medium. Thanks to its information redundancy and particle identification capability, ICARUS is ideal for the study of neutrinos, since it allows to identify the interacting neutrino flavour. ν_τ interactions are recognized by means of kinematic selections *à la* NOMAD, while the particle ID capabilities allow to distinguish with high efficiency and negligible contaminations the ν_e CC from the ν_μ NC, by studying the electrons emitted in the primary vertex. Some algorithms have been developed in order to distinguish these two classes of interactions, by discriminating between signals produced by electrons and neutral pions. In order to clearly distinguish such signals, a good energy reconstruction is necessary; a precise calibration of the DAQ electronic channels and an accurate measurement of electron lifetime in Liquid Argon are therefore necessary. In the present thesis, the methods that have been developed both for the calibration of electronic channels and the measurement of Liquid Argon purity are presented. These methods have first been set-up and applied to the experimental data collected in a small TPC located in the Legnaro National Laboratory. Later, they have been modified for the application to the ICARUS T600 detector. Finally, simulated electron and π^0 events have been considered, in order to study algorithms for the separation of signals from these two particles, by measuring the energy loss in the initial region of electromagnetic showers.

Indice

1	Il progetto ICARUS	4
1.1	Principi di funzionamento di una TPC ad Argon Liquido	5
1.2	Il rivelatore ICARUS T600	7
1.2.1	Situazione attuale di ICARUS T600 ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso	9
1.3	L'esperimento ICARINO presso i Laboratori Nazionali di Legnaro	13
2	Fisica del Neutrino	15
2.1	L'oscillazione dei neutrini	15
2.1.1	Oscillazione a due neutrini	17
2.1.2	Oscillazione di neutrini in un mezzo	18
2.2	Sorgenti di neutrini	19
2.2.1	Sorgenti naturali di neutrini: il Sole e l'atmosfera	20
2.2.2	Neutrini da acceleratori: il fascio CNGS	24
2.3	Risultati sperimentali dallo studio delle oscillazioni	26
2.3.1	Evidenze di oscillazione dallo studio delle sorgenti naturali	27
2.3.2	Risultati degli esperimenti ai reattori e agli acceleratori	31
2.4	Prospettive future nella fisica del neutrino	36
2.5	Il problema della massa assoluta dei neutrini	39
2.5.1	Misure dirette della massa dei neutrini	41
2.5.2	Limiti cosmologici sulla massa dei neutrini	43
2.6	Il programma di fisica di ICARUS T600	46
2.6.1	Studio del decadimento del nucleone in ICARUS	46
2.6.2	Studio dei neutrini atmosferici in ICARUS	47

2.6.3	Studio in ICARUS dei neutrini da fascio CNGS	48
2.7	Il progetto MODULAR	52
2.7.1	Dal T600 a MODULAR: l'esperimento al CERN-PS	54
3	Ricostruzione e simulazione di eventi in ICARUS	58
3.1	Ricostruzione di un evento	60
3.1.1	Identificazione e ricostruzione di una hit	60
3.1.2	Ricostruzione calorimetrica di una hit	64
3.2	Simulazione di eventi per il rivelatore ICARUS	65
4	Calibrazione in ICARINO ed in ICARUS T600	68
4.1	Calibrazione del rivelatore ICARINO	70
4.2	Primi risultati di un test di calibrazione per il rivelatore ICARUS	75
5	Metodi di misura della vita media degli elettroni in Argon Liquido	79
5.1	Un richiamo: la distribuzione di Landau	80
5.2	Presi dati e ricostruzione base degli eventi in ICARINO	82
5.3	Selezione degli eventi per la misura di τ_e	85
5.4	Misura della purezza: fit globale delle tracce di muone raccolte	88
5.5	Misura della purezza: analisi della singola traccia di muone	89
5.6	Misura della purezza con muoni cosmici nel T600	97
6	Ricostruzione di elettroni e π^0	116
6.1	Il campione di eventi simulati	116
6.2	Ricostruzione del segnale su un filo	123
6.3	Hit negli sciami elettromagnetici	132
6.4	Ricostruzione della direzione di uno sciame elettromagnetico	133
6.4.1	Metodo dell'asse vettoriale	133
6.4.2	Asse dal core dello sciame	139
6.4.3	Applicazioni della ricostruzione della direzione	143
6.5	Struttura degli sciami elettromagnetici	143
6.6	Discriminazione dell'elettrone dal pione neutro: studio del dE/dx	146
7	Conclusioni	156

Capitolo 1

Il progetto ICARUS

ICARUS è un progetto dedicato allo studio delle oscillazioni dei neutrini e della stabilità della materia basato sull'utilizzo di TPC riempite con Argon Liquido. Questa tecnica di rivelazione è stata proposta per la prima volta nel 1977 da Carlo Rubbia [1]. In Argon Liquido gli elettroni prodotti da tracce ionizzanti possono infatti essere trasportati da un campo elettrico uniforme e opportunamente raccolti su camere a fili fornendo un'immagine della traccia con grande accuratezza anche su grandi volumi. Inoltre la misura della carica raccolta consente di determinare la densità di ionizzazione, utile per la identificazione delle particelle oltre che l'energia depositata entro il rivelatore.

Questa tecnica è stata nel corso degli anni verificata e sviluppata per rivelatori di massa sempre maggiore. Nel 2001 è stata effettuata una presa dati con raggi cosmici in superficie a Pavia con uno dei 2 semimoduli di circa 300 tonnellate di LAr che costituiscono il rivelatore ICARUS T600: questo technical run ha permesso di dimostrare le grandi potenzialità di questo rivelatore, che riunisce l'ottima granularità spaziale con un'ottima risoluzione calorimetrica. Il rivelatore T600 presto entrerà in funzione presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso.

In questo capitolo sarà descritto più in dettaglio il principio di funzionamento utilizzato per le TPC ad Argon Liquido e saranno inoltre brevemente presentati il rivelatore ICARUS T600 e ICARINO, una mini TPC utilizzata presso i Laboratori INFN Nazionali di Legnaro per qualificare e mettere a punto alcuni miglioramenti dell'elettronica di acquisizione ed in generale per attività di ricerca e sviluppo relative a questa tecnologia.

1.1 Principi di funzionamento di una TPC ad Argon Liquido

La tecnica più semplice per poter rivelare il passaggio di una particella carica all'interno di un fluido dielettrico utilizza una coppia di elettrodi posti a potenziale diverso. Il campo elettrico così generato mette in moto verso gli elettrodi di polarità opposta gli elettroni e gli ioni positivi prodotti dalla ionizzazione. Il movimento delle cariche induce sugli elettrodi un segnale che può essere misurato. In particolare le velocità di deriva v^- degli elettroni e v^+ degli ioni risultano essere dipendenti in modulo dall'intensità del campo elettrico fra gli elettrodi e risultano inoltre ad esso parallele: pertanto la configurazione più semplice da realizzare per raccogliere il segnale prodotto risulta quella in cui anodo e catodo sono paralleli ed il campo elettrico E è uniforme e perpendicolare ad essi. In tal caso il lavoro dW compiuto nel tempo dt dal campo per mettere in moto le cariche risulta

$$dW = NeE(v^+ + v^-) = V_0 i_0 dt \quad i_0 = \frac{Ne(v^+ + v^-)}{d} \quad (1.1)$$

dove V_0 è la differenza di potenziale applicata agli elettrodi, separati da una distanza d , N è il numero di coppie ione elettrone generate e i_0 è la corrente indotta sugli elettrodi. Poiché gli elettroni hanno una mobilità molto maggiore rispetto agli ioni ($v_-/E = 500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $v_+/E = 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{Vs}$) la corrente indotta è sostanzialmente dominata dal segnale degli elettroni.

L'utilizzo dell'Argon Liquido come dielettrico per la rivelazione di tracce ionizzanti è possibile anche grazie, come accennato, all'elevata mobilità degli elettroni in questo particolare mezzo. Come tutti i gas nobili l'Argon non cattura gli elettroni liberati nella ionizzazione ma consente solo interazioni elastiche quindi in linea di principio permette il loro trasporto su grandi distanze. Diversamente dagli altri gas nobili l'Argon è molto abbondante in atmosfera e si presta pertanto a realizzare grandi masse a costi contenuti. Naturalmente la carica prodotta dalla ionizzazione primaria è molto maggiore in un liquido invece che in un gas ma non può essere amplificata per moltiplicazione in un campo elettrico intenso e quindi induce segnali relativamente piccoli. Eventuali impurezze elettronegative disciolte nell'Argon possono catturare gli elettroni durante il loro moto riducendo la carica

rivelabile. Per il buon funzionamento del rivelatore e soprattutto per ottenere distanze di propagazione dell'ordine del metro è quindi fondamentale ottenere e mantenere nel tempo un'ottima purezza dell'Argon Liquido.

L'utilizzo di elettrodi piani descritto permetterebbe solamente di rivelare il passaggio della particella e una misura calorimetrica dell'energia rilasciata senza però fornire informazioni sulla posizione spaziale in cui la particella ha attraversato il rivelatore. Per questa ragione l'anodo è realizzato con almeno due piani di fili paralleli, inclinati ad angoli diversi per una ricostruzione stereoscopica e posti ad opportuni potenziali. In tal modo le informazioni raccolte su ciascun piano di fili combinate con una misura del tempo di deriva necessario agli elettroni per raggiungere il piano di fili (che è direttamente proporzionale alla distanza di deriva percorsa) permette di ottenere una rappresentazione bidimensionale della traccia passante nel rivelatore. Le informazioni spaziali ottenute su piani diversi possono essere correlate grazie alla coordinata temporale comune (il tempo di deriva) fino ad ottenere una rappresentazione tridimensionale (3D) dell'evento. Tale tecnica è possibile solamente se la lettura dei segnali sui primi piani di fili attraversati è non distruttiva: la condizione perchè un piano sia trasparente al passaggio degli elettroni di ionizzazione è data da

$$\frac{E_{after}}{E_{before}} > \frac{1 + \rho}{1 - \rho} \quad (1.2)$$

dove E_{before} ed E_{after} rappresentano il campo elettrico prima e dopo il piano di fili considerato e $\rho=2\pi r/p$, con r raggio dei fili e p il passo fra i fili, tiene conto dei parametri geometrici .

Nel rivelatore ICARUS T600 si utilizzano 3 piani di fili, con passo uguale alla distanza fra i fili stessi (3 mm) e polarizzati in modo tale che la condizione di trasparenza 1.2 sia verificata per i primi due piani di fili. Gli elettroni di ionizzazione attraversano quindi i primi due piani di fili (Induzione 1 e 2) inducendo un segnale bipolare solamente sui fili vicini alla regione di passaggio, e vengono infine raccolti sull'ultimo piano di fili (Collezione). In questa configurazione il primo piano, Induzione 1, agisce anche da schermo elettrostatico per i due piani successivi bloccando il rumore generato nel volume di deriva e/o iniettato dal catodo. Infine poichè gli elettroni di ionizzazione attraversano i piani di Induzione senza essere assorbiti, l'ultimo piano può essere utilizzato per una misura precisa della

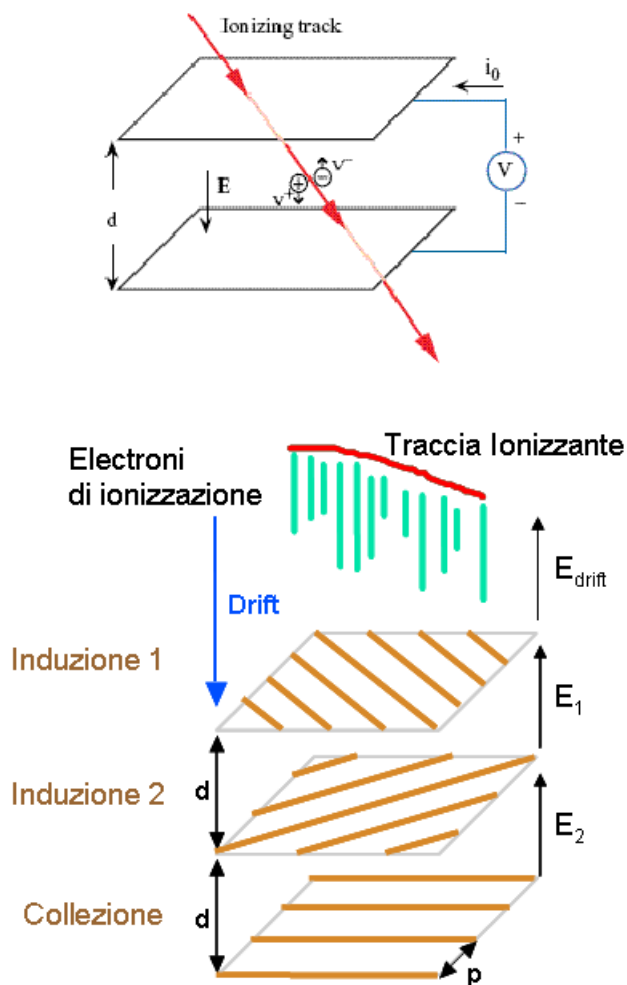


Figura 1.1: Semplici schemi del principio base di funzionamento di una TPC come nel rivelatore ICARUS.

carica prodotta per ionizzazione dalla traccia passante nel rivelatore e quindi in ultima analisi per la misura dell'energia depositata dalla particella nell'Argon.

1.2 Il rivelatore ICARUS T600

ICARUS T600 si compone di due criostati adiacenti identici, T300, di dimensioni $3.6 \times 3.9 \times 19.6 \text{ m}^3$, ciascuno dei quali a sua volta ospita due TPC identiche (*camera left* e *camera right*), con il catodo centrale in comune e l'anodo (parallelo al catodo) costituito da 3 piani di fili verticali e paralleli, sulle due pareti laterali (figura 1.2). La distanza

massima di deriva all'interno di ciascuna TPC risulta circa 1.5 m. Il primo piano, Induzione 1, è composto da 2112 fili orizzontali mentre i piani di Induzione 2 e Collezione sono costituiti ciascuno da 5728 fili inclinati a $\pm 60^\circ$ rispetto all'orizzontale. Il catodo ed i piani di fili sono posti ad opportuni potenziali per ottenere un campo elettrico uniforme nel volume attivo delle TPC di circa 500 V/cm. Il catodo è realizzato con una lastra di acciaio inox forato in modo da essere trasparente alla luce di scintillazione prodotta nell'Argon Liquido. Le altre pareti laterali sono delimitate da un sistema di elettrodi (tubi di acciaio inox a forma di anelli rettangolari) con potenziali linearmente crescenti dal catodo all'anodo in modo da generare un campo elettrico uniforme nel volume sensibile di Argon.

La catena elettronica necessaria per acquisire i segnali sui fili è posta all'esterno del rivelatore (1.3 e 1.4) ed è ottimizzata per permettere una lettura continua dei segnali raccolti sui fili. Una scheda di disaccoppiamento è presente per ciascun gruppo di 32 fili, la quale distribuisce l'alta tensione sui fili e riceve inoltre il segnale raccolto che viene processato dalla scheda analogica CAEN V791 che ospita 32 preamplificatori, 4 multiplexers e gestisce la conversione dei dati mediante 4 FADC. Infine i segnali giungono alla scheda digitale, CAEN V789, la quale gestisce la compressione dei dati e ospita i buffers di memoria e due chip DAEDALUS sui quali è implementato un algoritmo di identificazione dei segnali di tracce passanti e che possono quindi essere utilizzati per il trigger.

Ciascuna TPC è infine equipaggiata con un sistema di fotomoltiplicatori 9357FLA immersi in Argon Liquido di diametro 203 mm ed efficienza quantica $\sim 10\%$: al passaggio di una particella carica nel fluido non solo si ha la produzione di coppie ione elettrone (energia necessaria per produrre una coppia $W_{ion} = 23.6eV$) ma vengono emessi anche fotoni di scintillazione (circa 10^4 fotoni con $\lambda = 128$ nm per MeV di energia depositata) che possono essere raccolti ed utilizzati, per la rapidità di questo segnale ($\sim 2\mu s$), all'interno del sistema di trigger del rivelatore. Dato però che la lunghezza d'onda dei fotoni di scintillazione emessi risulta al di fuori dell'intervallo di sensibilità dei fotomoltiplicatori (300 - 500 nm) questi vengono ricoperti da una opportuna sostanza che agisce come *wavelength shifter* permettendone quindi la rivelazione.

Ciascun criostato è inoltre opportunamente equipaggiato per la purificazione e il controllo delle condizioni dell'Argon Liquido nel rivelatore. Obiettivo fondamentale del sistema di purificazione è riuscire a ridurre la concentrazione di impurità elettronegative al di sotto



Figura 1.2: Interno di ICARUS T300: è evidente la suddivisione nelle due TPC mediante il catodo centrale.

di 0.1 parti su 10^9 e mantenere tale purezza durante tutta la presa dati: in particolare la purezza dell'Argon all'interno del rivelatore può peggiorare a causa del rilascio da parte delle pareti del dewar o a causa di microfughe difficilmente evidenziabili data la grande dimensione del rivelatore. Per mantenere quindi il livello di impurità il più basso possibile l'Argon in fase sia liquida che gassosa viene continuamente filtrato attraverso i filtri Oxysorb e Hydrosorb, che catturano eventuali molecole di O_2 presenti.

1.2.1 Situazione attuale di ICARUS T600 ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso

Negli ultimi anni l'installazione del rivelatore ICARUS T600 presso i laboratori del Gran Sasso ha proceduto con grande rapidità. Dopo che, nel corso del 2007, l'installazione della struttura di isolamento del T600 è stata completata, nel corso del 2008 è stata comple-



Figura 1.3: Armadi dell'elettronica di acquisizione di ICARUS T600 installati sul tetto del rivelatore.

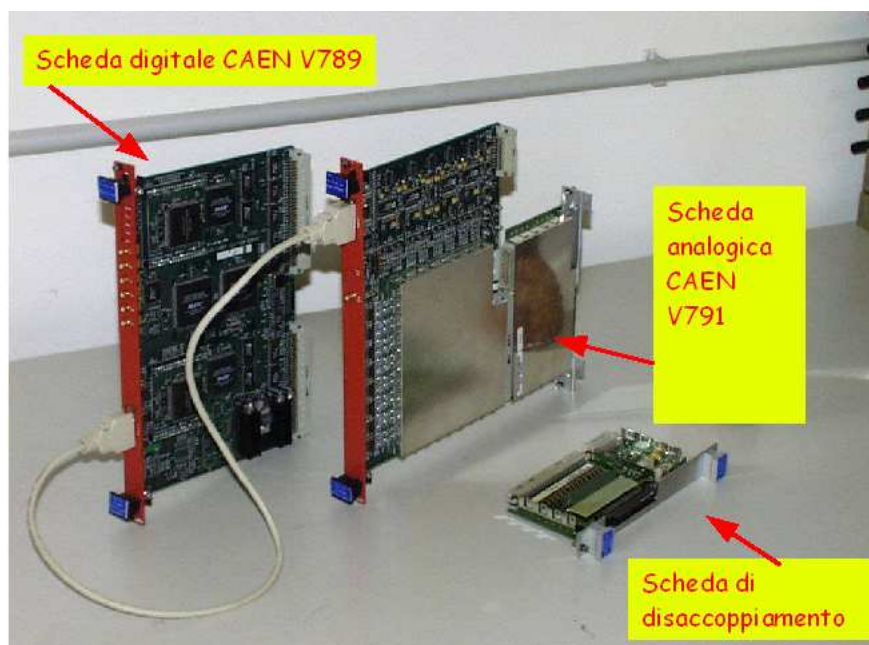


Figura 1.4: Immagine delle tre schede che costituiscono l'elemento base della catena di acquisizione di ICARUS. Queste schede sono ospitate negli armadi mostrati in figura 1.3.

tata anche sia l'installazione degli armadi dell'elettronica sia il cablaggio necessario per la distribuzione del segnale di clock e di trigger. Il sistema di acquisizione e di collegamento fra la sala di controllo ed il rivelatore sono stati inoltre messi a punto e testati: in particolare per quanto riguarda il DAQ, la verifica del perfetto funzionamento è stata ottenuta raccogliendo dei run di test pulse che sono stati anche utilizzati per iniziare ad eseguire una calibrazione dei singoli canali dell'elettronica, come sarà descritto successivamente. Inoltre sempre nel corso del 2008 è stato completato l'impianto criogenico da parte di Air Liquide e dell'impianto di riliquifazione da parte di Stirling e quindi il rivelatore risultava essere pronto per iniziare la fase che precede il riempimento con Argon Liquido, in particolare per quanto riguarda la messa in vuoto dei 2 moduli. Tale processo è stato però interrotto da due problematiche che sono state affrontate e risolte nel corso del 2009. La ricerca di fughe nel rivelatore ha messo in evidenza la necessità di sostituire le flange segnali, che permettono di connettere i cavi all'interno del rivelatore con gli armadi dell'elettronica, che erano state già installate in quanto esse presentavano eccessive fughe che non avrebbero permesso di raggiungere la condizione di vuoto necessaria per poter riempire il rivelatore. Si è quindi provveduto in modo tempestivo alla sostituzione di tutte le flange con passanti di nuova generazione (figura 1.5). Inoltre l'ispezione effettuata sul T600 dopo il terremoto che ha colpito la città dell'Aquila nell'aprile del 2009 hanno mostrato un danno notevole sul pannello verticale di isolamento lato nord: a causa di un erronea installazione di una frazione dell'isolante NOMEX, la parte inferiore del pannello di isolamento esterno in acciaio inox si è deformato. Per questa ragione si è deciso di sostituire l'intero pannello di NOMEX con il Divinycell, un nuovo materiale isolante che non necessita del vuoto per mantenere l'isolamento termico. La riparazione è stata eseguita nella seconda parte del 2009 da Air Liquide, che ha inoltre installato un sistema di controllo per verificare la stabilità e rivelare le eventuali deformazioni dei pannelli verticali. L'inizio del 2010 è stato inaugurato dalla collaborazione con il completamento della ricerca delle fughe e l'inizio della messa a vuoto dei 2 moduli, che precede l'ormai prossimo riempimento con l'Argon Liquido e l'inizio delle attività di questo promettente rivelatore.

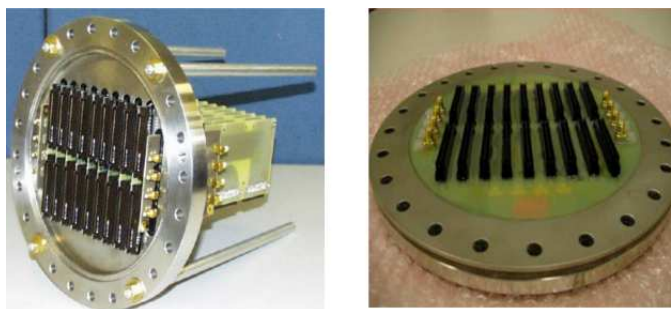


Figura 1.5: Flange segnali utilizzate in ICARUS T600: a sinistra il passante di vecchia generazione mentre a destra quello di nuova generazione.



Figura 1.6: L'esperimento ICARINO presso i Laboratori Nazionali di Legnaro.

1.3 L'esperimento ICARINO presso i Laboratori Nazionali di Legnaro

Presso i Laboratori Nazionali dell' INFN di Legnaro negli ultimi 3 anni è entrata in funzione una mini TPC ad Argon Liquido detta ICARINO che sfrutta i medesimi principi di funzionamento e la stessa elettronica del rivelatore ICARUS. In questa test-facility la TPC è immersa nel LAr contenuto in un dewar di acciaio inossidabile di forma cilindrica (diametro 60 cm e altezza 100 cm). Il sistema di purificazione e ricircolo è schematizzato in figura 1.7: l'Argon che evapora all'interno del dewar viene purificato mediante un filtro Oxysorb, che cattura le molecole di Ossigeno presenti, viene ricondensato passando attraverso una serpentina immersa in Argon Liquido e infine iniettato nel fondo del dewar.

L'anodo è composto da due piani di fili verticali e paralleli fra loro (Induzione e Collezione rispettivamente), distanti 3 mm e composti ciascuno di 96 fili di acciaio inox di 100 μm di diametro. Le orientazioni dei fili sui due piani formano un angolo di 90° (fili orizzontali in Collezione e verticali in Induzione) per consentire la ricostruzione stereoscopica dell'evento. Davanti al piano di Induzione ed ad una distanza di 3.5 mm è posta una griglia che funge da schermo elettrostatico verso il volume di deriva ed il catodo, opportunamente polarizzata. Dietro il piano di Collezione, a 2 cm di distanza, è situata una seconda griglia posta a massa per evitare di raccogliere gli elettroni di ionizzazione prodotti dietro il piano di Collezione. Il catodo, che si trova circa a 31 cm dalla griglia, è realizzato con una lastra in acciaio inossidabile forata per consentire il movimento dell'Argon all'interno della TPC. Il volume attivo della TPC è delimitato da 4 pareti di vetronite su cui sono disposte 30 striscie di rame dorato polarizzate a potenziali crescenti linearmente dal catodo all'anodo grazie ad una partizione con 30 resistenze ($R_{tot}=319\text{ M}\Omega$) tra il catodo e la massa. Le striscie, di larghezza 8 mm (5 mm per le due striscie agli estremi) e passo 10 mm, sono saldate tra loro nei quattro spigoli a formare anelli equipotenziali quadrati che, insieme con i piani dell'anodo e del catodo, generano un campo elettrico uniforme entro la TPC. In particolare il campo elettrico presente nella regione di deriva risulta pari a 474 V/cm ed è ottenuto ponendo il catodo ad un potenziale di -14.8 kV, la prima griglia a -350 V, il piano di Induzione a -100V ed infine il piano di Collezione a 350 V.

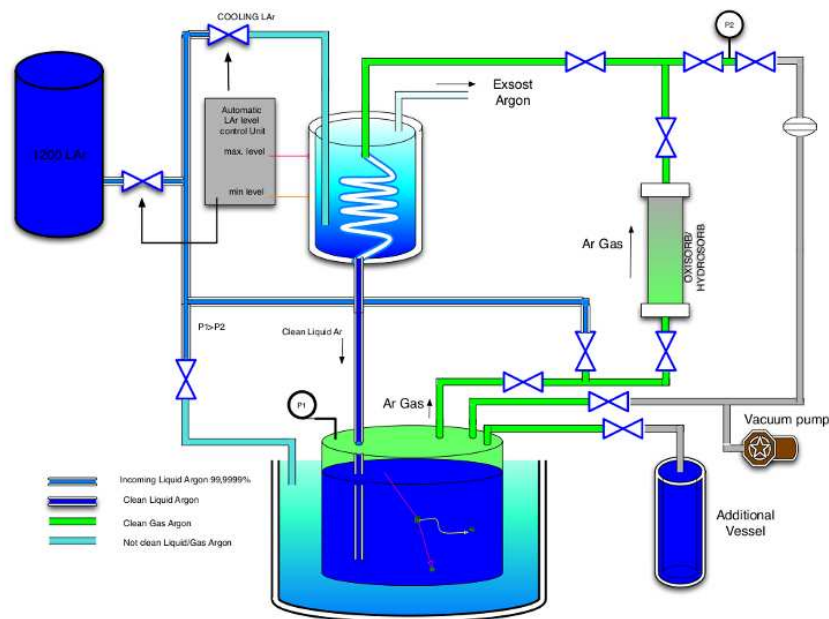


Figura 1.7: Schema del sistema di ricircolo utilizzato per la purificazione e la riliquefazione dell'Argon nell'esperimento ICARINO.

Per acquisire tracce passanti di muoni cosmici con un'opportuna inclinazione è stato utilizzato un sistema di trigger esterno ottenuto ponendo in coincidenza i segnali forniti da piccoli scintillatori plastici collegati a fotomoltiplicatori.

Grazie alle dimensioni molto ridotte di questo rivelatore (complessivamente il volume sensibile per questa mini TPC risulta essere di $29.4 \times 29.4 \times 31.8 \text{ cm}^3$ corrispondenti a 38 kg di Argon Liquido), ICARINO si è dimostrato uno strumento ideale per attività di ricerca e sviluppo e ha consentito di mettere a punto e verificare alcune innovazioni di ICARUS: in particolare grazie a questa test-facility si è validato il nuovo sistema di compressione dati ottenuto con l'elettronica di acquisizione. ICARINO è stato anche fondamentale per provare e realizzare un sistema di trigger locale basato sul segnale dei fili stessi. Infine le tracce acquisite sono state utilizzate per ottenere una misura precisa della vita media degli elettroni in Argon Liquido, come sarà descritto in seguito.

Capitolo 2

Fisica del Neutrino

Il neutrino è una particella fermionica descritta nel Modello Standard delle interazioni elettrodeboli sulla base delle prime osservazioni sperimentali come una particella solo debolmente interagente, priva di massa e con una chiralità ben definita, cioè il neutrino è una particella solo left-handed mentre l'antineutrino è una particella solo right-handed. Gli studi sperimentali effettuati alla fine degli anni 90 hanno messo però in evidenza che alcune delle sue caratteristiche erano errate: in particolare l'osservazione che il neutrino fosse dotato di massa ha evidenziato quindi la necessità di trovare una estensione del modello che permetta di descrivere anche queste nuove osservazioni sperimentali. Uno studio approfondito delle interazioni che coinvolgono i neutrini con lo scopo di determinare con sempre maggiore precisione le masse e i parametri che descrivono le oscillazioni di sapore risulta quindi ad oggi fondamentale.

2.1 L'oscillazione dei neutrini

Lo studio del flusso di neutrini provenienti da sorgenti naturali quali il sole e l'atmosfera ha messo in evidenza anomalie di natura tale da poter essere interpretate solamente con il fenomeno delle oscillazioni di sapore, che è intimamente connesso al fatto che i neutrini siano dotati di massa.

Se i neutrini hanno massa diversa da zero, è naturale assumere che i 3 autostati di sapore osservati in natura, corrispondenti ai 3 neutrini ν_α , con $\alpha = e, \mu, \tau$, accoppiati in corrente carica ai leptoni carichi, non coincidano con i tre autostati di massa ν_k con $k=1,2,3$. Nel caso più generale gli autostati di interazione possono essere espressi come una combi-

nazione lineare degli autostati di massa $\nu_\alpha = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} \nu_k$ dove U è una matrice unitaria 3×3 di mixing. Se si suppone che all'istante $t=0$ nel vuoto sia prodotto un neutrino autostato di sapore ν_α di energia E ed impulso \vec{p} , questo sarà anche una sovrapposizione di autostati di massa che, proprio perchè hanno autovalori-masse diverse, evolvono nel tempo in maniera diversa. Lo stato ottenuto al tempo t risulterà quindi una sovrapposizione dei 3 autostati di sapore e sarà possibile osservare all'interno di un fascio di neutrini di sapore iniziale ben definito anche la presenza di altri autostati di sapore ν_β con la probabilità

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 = \sum_{k,j=1}^3 U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j} \cdot e^{-i(E_k - E_j)t} \quad (2.1)$$

dove $E_k = \sqrt{(m_k)^2 + |\vec{p}|^2}$. Assumendo che $E_k \simeq |\vec{p}| + \frac{m_k^2}{2|\vec{p}|} = E + \frac{m_k^2}{2E}$ e definito $\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2$, si ottiene

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{k=1}^3 |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j} \cdot e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}} \quad (2.2)$$

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L, E) = \sum_{k=1}^3 |U_{\alpha k}|^2 |U_{\beta k}|^2 + 2\text{Re} \sum_{k>j} U_{\beta k}^* U_{\alpha k} U_{\alpha j} U_{\beta j} \cdot e^{-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}} \quad (2.3)$$

Una parametrizzazione utile della matrice di mixing U può essere ottenuta con 4 parametri: 3 distinti angoli di mescolamento θ_{ij} ed una fase δ_{CP} che descrive la violazione di CP nel settore leptónico. In termini di questi parametri la matrice di mixing si può fattorizzare nel prodotto di tre matrici di rotazione attorno a tre assi:

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{23} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{23} e^{i\delta_{CP}} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Come si nota, ciascuna delle tre matrici-fattore coinvolgono il mescolamento con un angolo θ_{ij} di due soli tipi di neutrino, i e j , e la scala di massa quadrata associata è $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$.

2.1.1 Oscillazione a due neutrini

Particolarmente interessante è il caso in cui solo due neutrini siano mescolati tra loro mentre il terzo neutrino non interviene: in questa particolare condizione il formalismo si semplifica ed è possibile interpretare in modo più semplice i parametri che intervengono nelle oscillazioni. Inoltre è importante osservare che, se $\Delta m^2_{12} \ll \Delta m^2_{23}$, gli effetti del mescolamento tra ν_1 e ν_2 e tra ν_2 e ν_3 possono con buona approssimazione essere disaccoppiati e che gli esperimenti attuali non hanno comunque una sufficiente sensibilità da richiedere una descrizione che tenga conto del mescolamento a tre neutrini. In tal caso la matrice unitaria di mescolamento U diviene semplicemente:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

essendo θ angolo di mixing e posto $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2 > 0$. Ne segue che

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\Delta m^2 \frac{L}{4E} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \Delta m^2 [eV^2] \frac{L [km]}{E [GeV]} \right) \quad (2.6)$$

Questa espressione risulta fattorizzata in un termine oscillante di fase $\Delta m^2 \frac{L}{E}$ ed un'ampiezza che dipende da θ che descrive l'accoppiamento fra gli auto-stati di differente sapore. Si definisce *lunghezza di oscillazione* la quantità $L_{\alpha\beta}^{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2_{\alpha\beta}} = 2.47m \times \frac{E [MeV]}{\Delta m^2_{\alpha\beta} [eV^2]}$. Attraverso questa quantità è possibile stimare una scala in distanza sulla quale risulta evidenziabile l'oscillazione: si osserva infatti che la probabilità di oscillazione presenta il primo massimo ad una distanza pari alla distanza di oscillazione $L_{\alpha\beta}^{osc}$ ed in tal caso la probabilità di oscillazione vale $\sin^2 2\theta$.

Dall'espressione sopra riportata si può infine dedurre che, essendo Δm^2 un parametro fissato, risulta quindi fondamentale in un esperimento la definizione dell'energia del fascio di neutrini da studiare e la distanza a cui viene posto il rivelatore per ricercare l'oscillazione in quanto la probabilità di oscillazione dipende fortemente da $\Delta m^2 \frac{L}{2E}$. Un esperimento sui neutrini può essere quindi classificato sulla base del suo caratteristico rapporto $\frac{L}{E}$. Inoltre fissato questo rapporto, l'esperimento risulterà sensibile ai valori di Δm^2 per cui $\Delta m^2 \frac{L}{2E} \sim 1$. Si parla quindi ad esempio di esperimenti *long baseline*

per indicare esperimenti in cui il rapporto $\frac{L}{E} \leq 10^3 km/GeV$ e che sono quindi sensibili a valori di $\Delta m^2 \geq 10^{-3} eV^2$, di esperimenti *very long baseline* quando il rapporto $\frac{L}{E} \leq 10^5 km/GeV$ e che sono quindi sensibili a valori di $\Delta m^2 \geq 10^{-5} eV^2$ ed infine di esperimenti *short baseline* se $\frac{L}{E} \leq 1m/MeV$ e che sono quindi sensibili a valori di $\Delta m^2 \geq 1eV^2$.

2.1.2 Oscillazione di neutrini in un mezzo

Anche se deboli, le interazioni dei neutrini con il mezzo in cui si propagano introducono effetti assolutamente non trascurabili ai fini dell'oscillazione. L'effetto complessivo delle interazioni dei neutrini nel mezzo può essere descritto introducendo nell'Hamiltoniana, utilizzata per descrivere l'evoluzione nel tempo del sistema, il potenziale efficace $V = V_{CC} + V_{NC}$. Mentre le interazioni di corrente neutra (NC), associate allo scambio di una Z_0 e descritte dal termine V_{NC} , sono identiche per ogni sapore di ν ($\bar{\nu}$), nel caso del ν_e ($\bar{\nu}_e$) è possibile anche una interazione di corrente carica (CC), associata allo scambio di una W, con gli elettroni del mezzo che può essere descritta dalla densità di potenziale efficace $V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e$ con N_e densità in numero degli elettroni e neutroni nel mezzo attraversato e con G_F la costante di accoppiamento di Fermi. Per quantificare l'effetto dovuto all'attraversamento del mezzo nel caso più semplice di mixing fra $\nu_e \nu_\mu$ e $\nu_1 \nu_2$ si introduce l'Hamiltoniana efficace che descrive l'evoluzione nel tempo dello stato iniziale ν_e

$$H_F = \frac{1}{4E} \begin{pmatrix} -\Delta m^2 \cos 2\theta + A_{CC} & \Delta m^2 \sin 2\theta \\ \Delta m^2 \sin 2\theta & \Delta m^2 \cos 2\theta - A_{CC} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

con $A_{CC} = 2EV_{CC}$. Dalla diagonalizzazione di questa matrice è possibile dedurre l'angolo di mixing θ_M e la differenza delle masse quadrate Δm_M^2 efficaci nella materia

$$\tan 2\theta_M = \frac{\tan 2\theta}{1 - \frac{a}{\cos 2\theta}} \quad \frac{\Delta m_M^2}{\Delta m^2} = \sqrt{\sin^2 2\theta + (\cos 2\theta - a)^2} \quad a \equiv \frac{2EV_{CC}}{\Delta m^2}. \quad (2.8)$$

Un importante fenomeno legato all'oscillazione dei neutrini nella materia è detto effetto MSW: si può infatti osservare la presenza di una risonanza, nel caso in cui $a \equiv \cos 2\theta$,

cioè $V_{CC} \equiv \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2E}$. In questo caso l'angolo di mixing è pari a 45° e $\Delta m_M^2 = \Delta m^2 \sin 2\theta$ ed il mescolamento risulta massimo: ciò implica la possibilità di una transizione totale fra i due sapori di neutrino. Per $A_{CC} > 0$ si può avere una risonanza solamente se $\theta < \frac{\pi}{4}$ nel caso dei neutrini e $\theta > \frac{\pi}{4}$ nel caso degli antineutrini dato che in tal caso il potenziale presenta il segno opposto. Inoltre definito

$$N_e^R = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}EG_F} \quad (2.9)$$

si osserva che per $N_e \ll N_e^R$ l'angolo di mixing efficace risulta essere praticamente identico all'angolo di mixing nel vuoto, per $N_e = N_e^R$ l'angolo di mixing diventa 45° (probabilità di oscillazione massima) e infine per $N_e > N_e^R$ θ_M cresce rapidamente e tende a 90° . In altre parole nel caso dell'attraversamento della materia da parte del ν_e , la materia può intensificare o ridurre l'effetto delle oscillazione e ciò dipende fortemente sia dalla densità di elettroni nel mezzo, sia dai parametri di oscillazione nel vuoto e dall'energia dei neutrini che attraversano il mezzo.

2.2 Sorgenti di neutrini

Le proprietà del neutrino sono state studiate sia utilizzando sorgenti naturali sia utilizzando sorgenti di tipo artificiale. Essendo nota la bassissima probabilità d'interazione dei neutrini, una condizione fondamentale richiesta ad una possibile sorgente utilizzata in un esperimento sui neutrini è di essere molto intensa in modo da aumentare la frequenza di eventi significativi per lo studio in corso.

La prima sorgente storicamente utilizzata fu il reattore nucleare a fissione: nella catena di decadimenti beta che coinvolgono i frammenti prodotti dal processo di fissione di particolari isotopi, fra i quali U^{235} , U^{238} , Pu^{239} e Pu^{241} viene emesso un flusso intenso di $\bar{\nu}_e$. In particolare in ciascun processo di fissione vengono liberati circa 200 MeV di energia e 6 antineutrini elettronici con un energia media dell'ordine del MeV: il flusso complessivo prodotto risulta quindi essere di circa $2 \cdot 10^{20} \bar{\nu}_e s^{-1} GWatt^{-1}$ e risulta inoltre isotropo con uno spettro caratteristico come mostrato in figura 2.1. Data la bassa energia, questi neutrini possono essere identificati mediante la reazione $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ che presenta

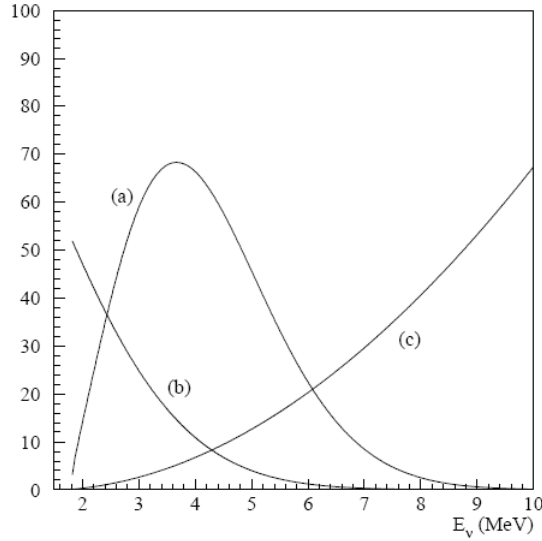


Figura 2.1: In figura la curva (b) rappresenta il flusso di $\bar{\nu}_e$ prodotto da un reattore di 12 GW in unità $10^8/(s \text{ MeV } cm^2)$; la curva (c) rappresenta invece la sezione d'urto $\sigma(E_\nu)$ relativa all'interazione $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ in unità $10^{-43} cm^2$ ed infine in (a) è rappresentato lo spettro di interazione atteso, in unità $1/(\text{giorno MeV})$, stimato per un rivelatore di massa fiduciale di 12 ton [37].

una soglia $E_\nu^{th} = 1.8 \text{ MeV}$. Il confronto fra il numero di interazioni di neutrini rivelate ed il flusso atteso diventa quindi uno strumento fondamentale per mettere in evidenza le eventuali oscillazioni ma ciò richiede una conoscenza precisa del flusso e dello spettro di energia dei neutrini prodotti dal reattore.

2.2.1 Sorgenti naturali di neutrini: il Sole e l'atmosfera

Il Sole risulta essere una fondamentale sorgente di neutrini dell'elettone. Il flusso di neutrini viene prodotto da una catena di reazioni termonucleari che avvengono nel nucleo del Sole: a partire dalle reazioni $p + p \rightarrow H^2 + e^+ + \nu_e$ e $p + e^- + p \rightarrow H^2 + \nu_e$ si ottiene la reazione netta

$$4p + 2e^- \rightarrow He^4 + 2\nu_e + 26.73 \text{ MeV} - E_\nu \quad (2.10)$$

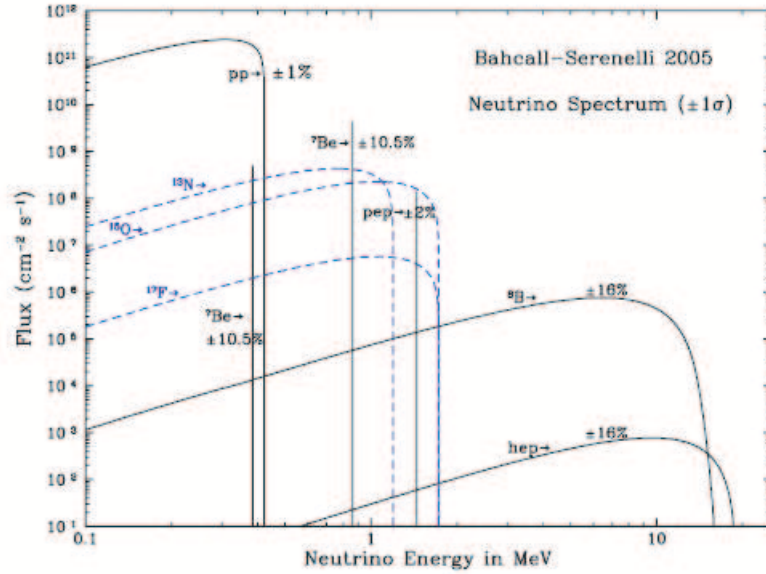


Figura 2.2: Spettro dei neutrini elettronici solari predetto dal modello solare standard BS05(OP) [3].

dove E_ν è l'energia dei neutrini prodotti nel ciclo di reazioni, il cui valor medio risulta $\sim 0.6 \text{ MeV}$. Il flusso di neutrini ed il loro spettro calcolato a partire dalle reazioni di questo ciclo è mostrato in figura 2.2 e riassunto in tabella 2.1: si può osservare che il 99% dei neutrini solari provengono dal ciclo pp . Inoltre essendo i flussi determinati con grande precisione, è sufficiente una piccola deviazione da queste predizioni per ottenere una forte indicazione di oscillazioni di neutrino.

Oltre ai neutrini del Sole un intenso flusso naturale e tuttora fondamentale per lo studio dei neutrini proviene dall'atmosfera: i neutrini vengono infatti prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici primari, composti principalmente da protoni e nuclei di He, con i nuclei nella parte superiore dell'atmosfera terrestre. Tali interazioni portano alla produzione dei raggi cosmici secondari costituiti da adroni e dai loro prodotti di decadimento, tra i quali fondamentali sono i pioni ed i kaoni. Queste particelle a loro volta decadono emettendo soprattutto muoni e ν_μ ed infine i muoni decadono emettendo, oltre ad elettroni, neutrini muonici ed elettronici (2.3): il flusso di neutrini prodotto presenta uno spettro in energia che spazia da 100 MeV a 100 GeV (2.4). Il flusso complessivo all'energia dell'ordine del GeV è circa $0.1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mentre il rapporto fra il flusso di neutrini muonici ed elettronici, in

Reazione	Simbolo	$Flusso(cm^{-2}s^{-1})$
$pp \rightarrow de^+\nu$	pp	$5.99(1.00 \pm 0.01) \cdot 10^{10}$
$pe^-p \rightarrow d\nu$	pep	$1.42(1.00 \pm 0.02) \cdot 10^8$
$He^3p \rightarrow He^4e^+\nu$	hep	$7.93(1.00 \pm 0.16) \cdot 10^3$
$Be^7e^- \rightarrow Li^7\nu\gamma$	Be^7	$4.84(1.00 \pm 0.11) \cdot 10^9$
$B^8 \rightarrow Be^{8*}e^+\nu$	B^8	$5.69(1.00 \pm 0.16) \cdot 10^6$
$N^{13} \rightarrow C^{13}e^+\nu$	N^{13}	$3.07(1.00_{-0.28}^{+0.31}) \cdot 10^8$
$O^{15} \rightarrow N^{15}e^+\nu$	O^{15}	$2.33(1.00_{-0.29}^{+0.33}) \cdot 10^8$
$F^{17} \rightarrow O^{17}e^+\nu$	F^{17}	$5.84(1.00 \pm 0.52) \cdot 10^6$

Tabella 2.1: Reazioni che portano alla prodzione nel Sole di neutrini dell'elettrone e flussi predetti (dati tratti da [3] e [4]).

assenza di oscillazioni, è previsto essere ~ 2 ad energie inferiori al GeV mentre ad energie superiori tale rapporto cresce in quanto la frazione di muoni prodotti nel decadimento dei pioni che giungono a terra senza decadere aumenta. Risulta fondamentale osservare che la stima di tali flussi presenta un'incertezza dell'ordine del 30% che si riduce al 5% se si studiano il rapporto fra i flussi di neutrini: tale indeterminazione è dovuta soprattutto alla non perfetta conoscenza dei flussi dei raggi cosmici e delle loro interazioni.

Per quanto riguarda invece la direzione dei neutrini atmosferici, si può osservare che a basse energie i raggi cosmici primari e secondari risentono degli effetti del campo magnetico terrestre mentre tale effetto scompare ad alta energia e pertanto per i neutrini ad alta energia il flusso risulta essere isotropo. Ciò vuol dire inoltre che in assenza di oscillazioni in qualsiasi punto della superficie terrestre, i flussi dei neutrini di ciascun sapore da direzioni opposte risulta essere identico $\phi_{\nu_\alpha}(\theta_z) = \phi_{\nu_\alpha}(\pi - \theta_z)$. Questa proprietà geometrica del flusso di neutrini implica quindi che l'oscillazione dei neutrini atmosferici può essere rivelata, in modo del tutto indipendente dal modello utilizzato per descrivere i flussi, misurando una differenza fra i flussi di neutrini di un determinato sapore e di alta energia diretti verso il basso, che sono prodotti nell'atmosfera sopra il rivelatore, e quelli verso l'alto, che invece sono stati prodotti nell'atmosfera dall'altra parte del pianeta: questi ultimi hanno attraversato il pianeta prima di giungere nel rivelatore e quindi presentano una maggiore probabilità di oscillazione.

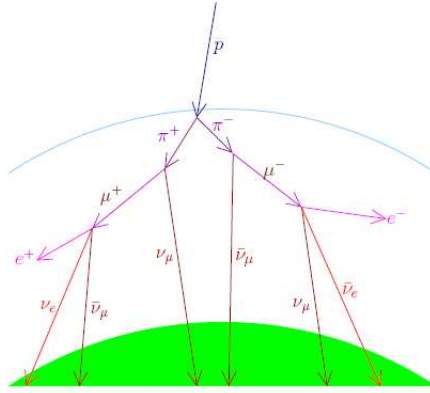


Figura 2.3: Semplice schema della produzione dei neutrini atmosferici.

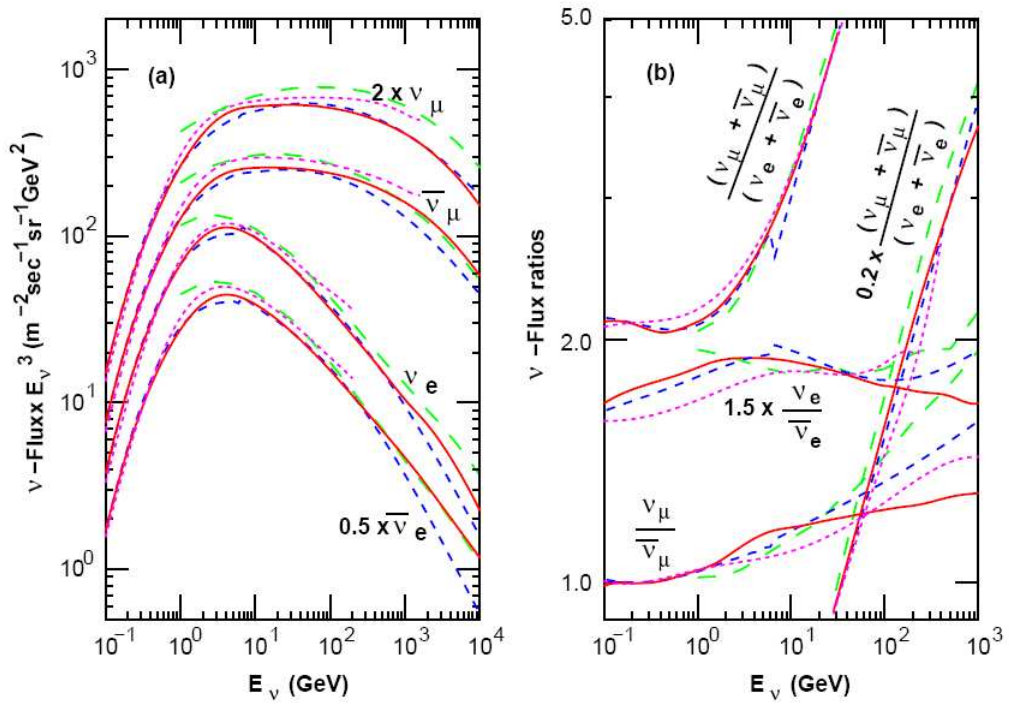


Figura 2.4: A sinistra spettri dei neutrini atmosferici predetti mediante differenti simulazioni Monte Carlo ed a destra stima dei rapporti fra i flussi in funzione dell'energia [38].

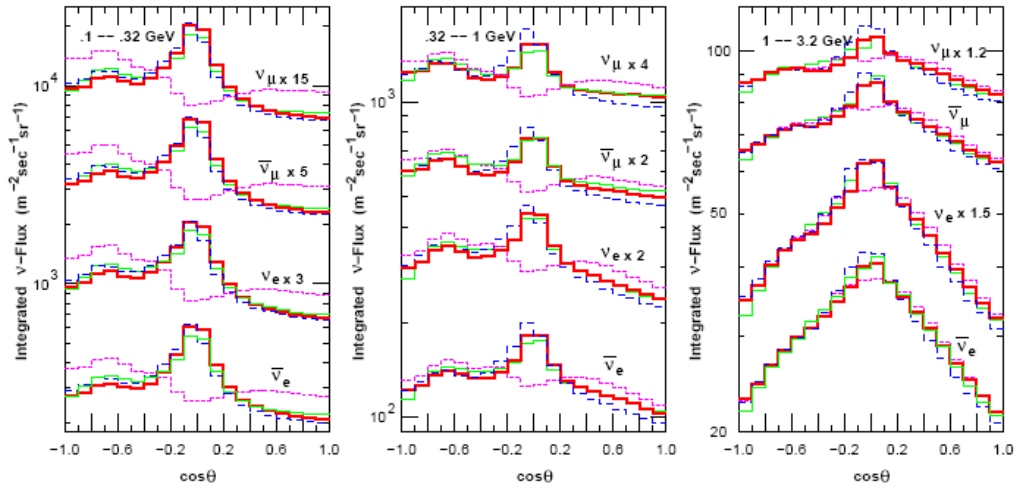


Figura 2.5: Spettri, divisi in tre intervalli di energia, dei neutrini atmosferici in funzione dell'angolo $\theta = \pi - \theta_z$ con θ_z angolo di zenith, presso Kamioka, dove è situato l'esperimento KAMIOKANDE [38].

2.2.2 Neutrini da acceleratori: il fascio CNGS

Un altro strumento che ha permesso un grande sviluppo della fisica del neutrino è sicuramente la produzione di fasci di neutrini agli acceleratori. Questa tecnica, tuttora in fase di sviluppo e fortemente utilizzata, si basa sulla produzione, mediante un fascio di protoni di una ben determinata energia contro un opportuno bersaglio, di pioni e kaoni che vengono focalizzati da un sistema magnetico che ha l'obiettivo non solo di convogliare queste particelle lungo un tunnel dove decadendo producono i neutrini ma anche di selezionare un solo segno di carica di queste particelle. In questo modo alla fine del decay tunnel si ottiene principalmente un fascio di muoni e neutrini muonici: introducendo dei sistemi di assorbimento dei μ si può ottenere un fascio contenente prevalentemente neutrini o antineutrini in base alla carica di pioni e kaoni selezionati.

Un esempio fondamentale di fasci di neutrini prodotti con questa tecnica e soprattutto di particolare interesse per l'esperimento ICARUS è il fascio CNGS cioè il fascio di neutrini che viene prodotto al CERN di Ginevra e diretto verso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso. Il fascio di protoni utilizzato in questo caso viene accelerato tramite il Super Proton Synchrotron (SPS) del CERN e viene estratto con un impulso di 400 GeV/c: per

anno vengono inviati circa 4.5×10^{19} protoni verso il bersaglio, costituito da 13 barrette cilindriche di grafite lunghe ognuna 10 cm e posizionate tramite una serie di supporti in un tubo contenente Elio. La lunghezza di questo bersaglio assicura che il 97 % dei protoni che lo attraversano interagiscano producendo mesoni π e K . Come già accennato, i mesoni prodotti dall'interazione fascio bersaglio vengono focalizzati e selezionati in carica attraverso due lenti magnetiche che sono posizionate subito dopo il bersaglio chiamate Horn e Reflector. Queste lenti presentano conduttori di forma parabolica e coassiale al fascio attraverso i quali viene impulsata corrente elettrica di alta intensità che genera un opportuno campo magnetico di intensità inversamente proporzionale alla distanza dal centro del fascio. In particolare l'Horn ha lo scopo di focalizzare i mesoni aventi un ben determinato impulso e carica positiva e allo stesso tempo di defocalizzare quelli di carica opposta riducendo inoltre la componente trasversa del momento. Successivamente il Reflector incrementa l'intensità dei mesoni focalizzati avendo una maggiore accettazione in impulso rispetto alla prima lente magnetica: l'azione combinata di queste due lenti permette di focalizzare mesoni di energia che varia fra i 20 e i 50 GeV.

L'ultimo elemento fondamentale per la produzione del fascio di neutrini è il decay tunnel: percorrendo questo tubo in acciaio, lungo circa 1 km e al cui interno è mantenuta una pressione di 1 mbar, una frazione elevata dei mesoni prodotti e focalizzati decade emettendo i neutrini che costituiranno il fascio mentre i mesoni che, a causa della lunghezza limitata del tunnel, non decadono vengono bloccati da un hadron stop posto al termine del tunnel. È importante osservare anche la presenza di due tubi ad Elio posti fra le due lenti magnetiche e fra il Reflector ed il decay tunnel, utilizzati per ridurre al minimo le interazioni fra i mesoni e l'aria. Uno schema dettagliato della struttura appena descritta è mostrato in figura 2.6 mentre in figura 2.7 sono riportati gli spettri in energia delle componenti del fascio: oltre alla componente fondamentale di ν_μ sono presenti anche contaminazioni di $\bar{\nu}_\mu$ ($< 2\%$), di ν_e ($\approx 0.8\%$) e $\bar{\nu}_e$ ($< 0.2\%$), dovute principalmente ai decadimenti di π^+ e K^+ in ν_e , al decadimento dei μ^+ nel decay tunnel ed alla presenza di π^- e K^- che raggiungono il decay tunnel. Inoltre la contaminazione di ν_τ risulta praticamente trascurabile ($< 10^{-6}$) e ciò rende questo fascio ideale per la ricerca dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in assenza di fondi [29].

Oltre al fascio CNGS, hanno giocato un ruolo fondamentale nello studio delle oscillazioni dei neutrini anche il fascio di neutrini dell'esperimento K2K, i cui eventi sono rivelati dal

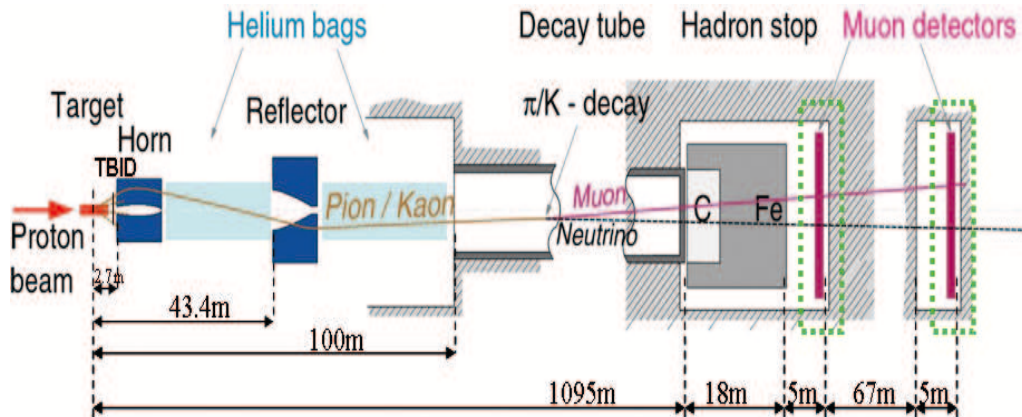


Figura 2.6: Schema dei principali elementi la cui azione porta alla produzione del fascio di neutrini CNGS.

rivelatore SUPERKAMIOKANDE, che sarà descritto in seguito: in tal caso il fascio di ν_μ è prodotto mediante l'interazione di protoni di 12 GeV su un bersaglio cilindrico di alluminio. Infine importante è anche il fascio NuMI i cui neutrini vengono rivelati dall'esperimento MINOS: come per il fascio CNGS il bersaglio è di grafite e su di esso vengono fatti interagire protoni di 120 GeV.

2.3 Risultati sperimentali dallo studio delle oscillazioni

Gli esperimenti dedicati alle oscillazioni di neutrini possono sostanzialmente dividersi in due tipologie. Gli esperimenti in comparsa evidenziano l'oscillazione riconoscendo lo sviluppo nel fascio di una componente di sapore diverso da quello inizialmente prodotto: per raggiungere questo scopo è fondamentale quindi che l'esperimento sia in grado di distinguere in modo non ambiguo eventi generati da neutrini di sapore diverso. Si parla invece di esperimenti in scomparsa quando si studia l'oscillazione cercando di misurare una diminuzione nel fascio del flusso di neutrini del sapore inizialmente generato rispetto ai valori attesi in assenza di oscillazione. In questo caso, poichè l'evidenza dell'oscillazione è il deficit nel flusso, è fondamentale la conoscenza accurata dei flussi in assenza di oscillazione, che devono essere predetti con elevata precisione.

A partire dallo studio degli eventi raccolti è possibile in generale estrarre una stima della

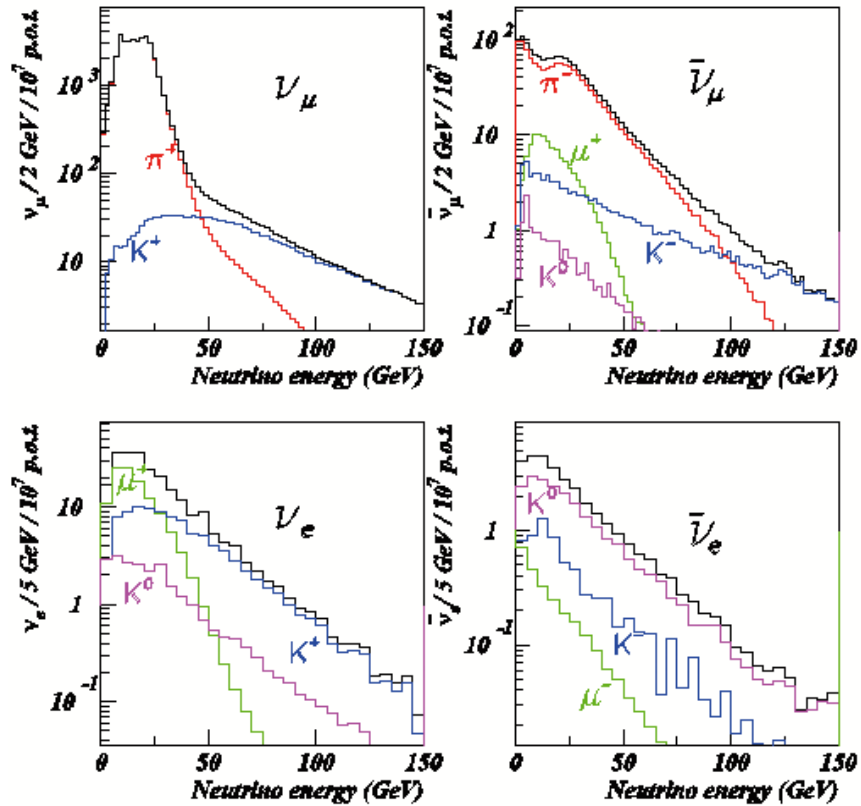


Figura 2.7: Spettro in energia dei neutrini nel fascio CNGS: in figura è anche riportata l'indicazione del mesone da cui hanno avuto origine i neutrini.

probabilità dell'oscillazione cercata e, da questa, estrarre quali valori dei parametri che descrivono l'oscillazione sono compatibili con le misure osservate definendo quindi, ad esempio, la regione permessa nello spazio dei parametri Δm^2 - $\sin^2 2\theta$.

2.3.1 Evidenze di oscillazione dallo studio delle sorgenti naturali

La prima evidenza sperimentale dell'oscillazione dei neutrini risale allo studio dei neutrini solari. Esperimenti come HOMESTAKE, GALLEX, SAGE e GNO, hanno messo in evidenza più di trent'anni fa che il flusso misurato risultava nettamente inferiore alle previsioni del modello solare standard ma la tecnica sperimentale utilizzata (rivelazione dei nuclei prodotti dalla reazione $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$) non permetteva di dimostrare che

tale differenza fosse dovuta all'oscillazione in quanto questi rivelatori erano sensibili solo al neutrino ν_e . La conferma che la soluzione del problema dei neutrini solari si trovasse proprio nel fenomeno delle oscillazioni e non nella eventuale scorrettezza del SSM è stata fornita dall'esperimento SNO nel 2001. La tecnica di rivelazione in questo esperimento si basa sulla misura della luce Čerenkov emessa dal passaggio di particelle cariche in acqua pesante: in tal caso quindi è possibile, a differenza degli esperimenti precedenti, uno studio evento per evento ed inoltre la determinazione delle caratteristiche del moto del neutrino che interagisce nel rivelatore. In questo esperimento quindi si possono identificare i processi di diffusione elastica neutrino-elettrone, le reazioni in corrente carica $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$, che coinvolgono i soli neutrini elettronici, e le interazioni in corrente neutra $\nu + d \rightarrow \nu + p + n$, che coinvolgono tutti i sapori. Questo esperimento ha evidenziato e confermato la diminuzione del flusso di ν_e tramite la misura delle interazioni in corrente carica ma al tempo stesso ha misurato un flusso di neutrini che producono interazioni NC compatibile con le previsioni del SSM: ciò significa che parte dei neutrini ν_e erano scomparsi ma siccome il flusso totale $\phi(\nu_e) + \phi(\nu_\mu) + \phi(\nu_\tau)$ era immutato i ν_e mancati avevano cambiato sapore! Inoltre è stata studiata in SNO anche la differenza fra i flussi misurati di giorno e di notte, per tenere conto di eventuali effetti di rigenerazione dei ν_e nell'attraversamento del nostro pianeta, e le variazioni stagionali dei flussi.

Un importante contributo per lo studio dei neutrini solari e soprattutto atmosferici proviene anche dagli esperimenti KAMIOKANDE e successivamente SUPERKAMIOKANDE: questi rivelatori sono in grado di rivelare l'emissione di luce Čerenkov prodotta dai leptoni liberati nell'interazione e, tramite questa, discriminare il tipo di neutrino interagente e stimare le caratteristiche cinematiche dell'evento rivelato (energia e direzione del leptone emesso). Questa tecnica di rivelazione permette quindi di misurare gli eventi dovuti sia ai neutrini solari sia agli atmosferici e distinguerli dagli eventi di fondo fornendo informazioni fondamentali sui flussi. L'analisi combinata dei dati raccolti da SNO, da SUPERKAMIOKANDE e dagli esperimenti radiochimici sui neutrini solari favorisce fortemente per descrivere i parametri dell'oscillazione alla soluzione *Small Mixing Angle (SMA)*, caratterizzata da un piccolo angolo di mixing, la soluzione *Large Mixing Angle (LMA)*: i parametri di best fit per descrivere l'oscillazione risultano $\Delta m_{12}^2 = 4.9 \cdot 10^{-5} eV^2$ e $\tan^2 \theta_{12} = 0.437$, come è mostrato in figura 2.9 (b).

Un importante contributo per la stima dei parametri che descrivono le oscillazioni è

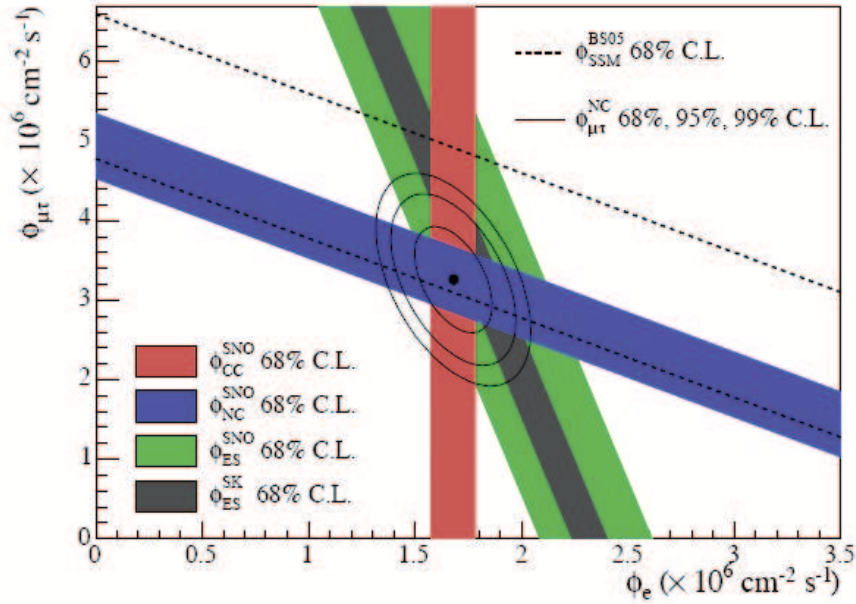


Figura 2.8: Flusso dei neutrini solari provenienti dalla reazione del B^8 : le misure di SNO e di SUPERKAMIOKANDE sono riportate con bande che rappresentano l'errore di 1σ .

stato dato dallo studio dei neutrini prodotti in atmosfera. In questo campo di ricerca fondamentale è stato il contributo fornito dall'esperimento SUPERKAMIOKANDE. Lo studio del rapporto fra gli eventi raccolti di ν_e e di ν_μ e il confronto di questo rapporto rispetto alle attese, stimate via Monte Carlo, combinato con lo studio della dipendenza del numero di eventi raccolti in funzione dell'angolo di zenith θ_z ha messo in evidenza una diminuzione del flusso di ν_μ ed una conferma del flusso di ν_e interpretabili quindi con l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ e la misura dei parametri di oscillazione ottenuta risulta essere $1.5 \cdot 10^{-3} eV^2 < \Delta m_{23}^2 < 3.4 \cdot 10^{-3} eV^2$ e $\sin^2 \theta_{23} > 0.92$, come mostrato in figura 2.10.

I risultati ottenuti dallo studio dei neutrini solari ed atmosferici mettono in evidenza che i Δm^2 differiscono almeno di un fattore 30 e per questa ragione è possibile studiare le due oscillazioni come disaccoppiate approssimando quindi la probabilità di oscillazione con l'espressione ottenuta nel caso della sola oscillazione a due neutrini (2.6).

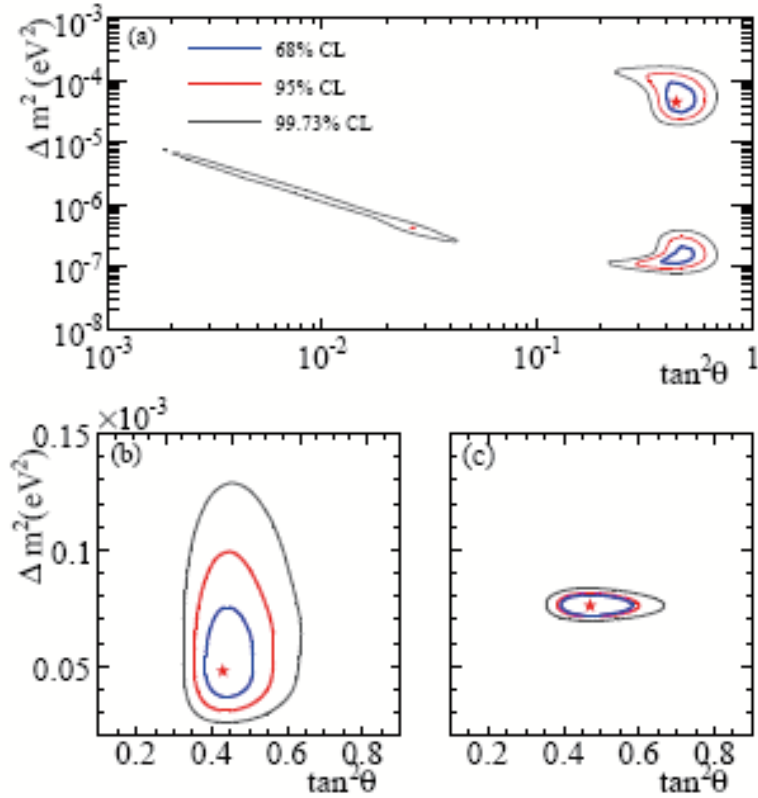


Figura 2.9: Regioni permesse nello spazio dei parametri, ottenute dallo studio dei neutrini solari: nella figura (a) i risultati dell'esperimento SNO, in (b) invece i risultati di un'analisi globale degli esperimenti sui neutrini solari: il best-fit fornisce $\Delta m_{12}^2 = 4.9 \cdot 10^{-5} eV^2$ e $\tan^2 \theta_{12} = 0.437$; infine nella figura (c) è presentata l'analisi combinata dei risultati sui neutrini solari e i risultati di KamLAND: best fit $\Delta m_{21}^2 = 7.59_{-0.21}^{+0.19} \cdot 10^{-5} eV^2$ e $\theta_{12} = 34.4_{-1.2}^{+1.3}$. ([5])

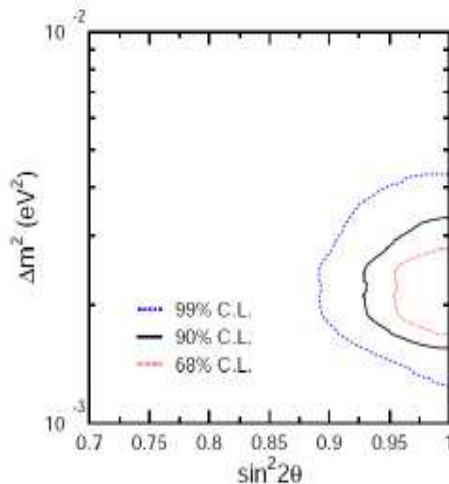


Figura 2.10: Regioni permesse nello spazio dei parametri a 3 diversi livelli di confidenza estratti dallo studio degli eventi di neutrino atmosferico raccolti in SK

2.3.2 Risultati degli esperimenti ai reattori e agli acceleratori

Lo studio dei neutrini prodotti da sorgenti non naturali è iniziato alla fine degli anni 70 e gioca tuttora un ruolo fondamentale nello studio della fisica del neutrino. I neutrini di origine naturale hanno mostrato i primi segnali del fenomeno dell'oscillazione fornendo una prima stima di alcuni dei parametri associati all'oscillazione ma per la determinazione dei parametri e soprattutto la ricerca di θ_{13} l'utilizzo di fasci di neutrini da reattori e da fasci risulta fondamentale in quanto permette di variare, definendo opportunamente la distanza di propagazione e l'energia del fascio di neutrini, la sensibilità dell'esperimento al Δm^2 andando a sondare le regioni dello spazio dei parametri di maggiore interesse.

Gli antineutrini dell'elettrone prodotti ad un reattore nucleare possono essere rivelati, come nei primi esperimenti di Reines e Cowan che hanno provato l'esistenza dell'antineutrino, con la reazione $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. La rivelazione della presenza di un positrone insieme ad un neutrone risulta fondamentale per abbattere i segnali di fondo. Le scale di tempo associate ai segnali di queste due particelle risultano completamente diverse: il positrone perde energia per ionizzazione e poi annichila in pochi nanosecondi mentre il neutrone, prima di essere catturato con la conseguente emissione di un γ , termalizza in scale di tempo dell'ordine di qualche microsecondo. Pertanto risulta importante rivelare la coincidenza ritardata tra il segnale veloce del positrone e quello successivo di cattura

del neutrone.

Gli esperimenti ai reattori KamLAND [6] e CHOOZ [8] hanno studiato, utilizzando per la rivelazione dei $\bar{\nu}_e$ la tecnica appena descritta, la probabilità di scomparsa dell'antineutrino elettronico. Fondamentale è il contributo fornito dall'esperimento KamLAND, un rivelatore di 1 kton di scintillatore liquido esposto ai $\bar{\nu}_e$ prodotti dai reattori nucleari giapponesi che ha permesso di stimare con maggiore precisione i parametri che descrivono l'oscillazione rispetto a quella fornita dallo studio dei neutrini solari. In particolare considerando i soli dati raccolti da questo esperimento si ottiene $\Delta m_{21}^2 = (7.58_{-0.13}^{+0.14}(stat) \pm 0.15(syst)) \cdot 10^{-5} eV^2$ e $\tan^2 \theta_{12} = 0.56_{-0.07}^{+0.10}(stat)_{-0.06}^{+0.10}(syst)$ ([6]), mentre l'analisi combinata dei dati raccolti dagli esperimenti sui neutrini solari e da KamLAND fornisce la regione permessa nello spazio dei parametri rappresentata in figura 2.9 (c).

Oltre all'importante contributo per lo studio dei neutrini solari, KamLAND è stato il primo esperimento in grado di rivelare gli $\bar{\nu}_e$ emessi nella catene di decadimento degli isotopi presenti nel nostro pianeta: questi neutrini, noti come geoneutrini, risultano essere un importante strumento per uno studio accurato della composizione del nostro pianeta. In particolare KamLAND ha potuto confermare le predizioni dei modelli geofisici studiando i neutrini prodotti dai decadimenti di ^{238}U e ^{232}Th (i neutrini prodotti dal decadimento del ^{40}K presentano un'energia inferiore alla soglia di rivelazione di 1.8 MeV)[7].

L'esperimento CHOOZ ha fornito risultati importanti in particolare riguardo alla ricerca dell'angolo θ_{13} , tuttora uno dei parametri incogniti. Questo rivelatore, situato in Francia a circa 1 km da due reattori nucleari ed ad una profondità di circa 100 m, utilizza come bersaglio per la rivelazione dei neutrini 5 tonnellate di scintillatore liquido arricchito con gadolinio, che presenta un'alta sezione d'urto di cattura dei neutroni con il rilascio di fotoni di 8 MeV utilizzabili per identificare il processo $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. Il confronto fra lo spettro misurato e lo spettro atteso (figura 2.11) ha escluso la possibilità di oscillazioni $\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_x$ per $\Delta m^2 \geq 8 \cdot 10^{-4} eV^2$; inoltre questo rivelatore ha determinato il limite $\sin^2 2\theta_{13} \leq 0.13$ al 90 % di C.L. ottenuto per il valore di Δm^2 stimato mediante lo studio dei neutrini atmosferici.

Gli esperimenti che studiano fasci di neutrini prodotti agli acceleratori vengono in genere

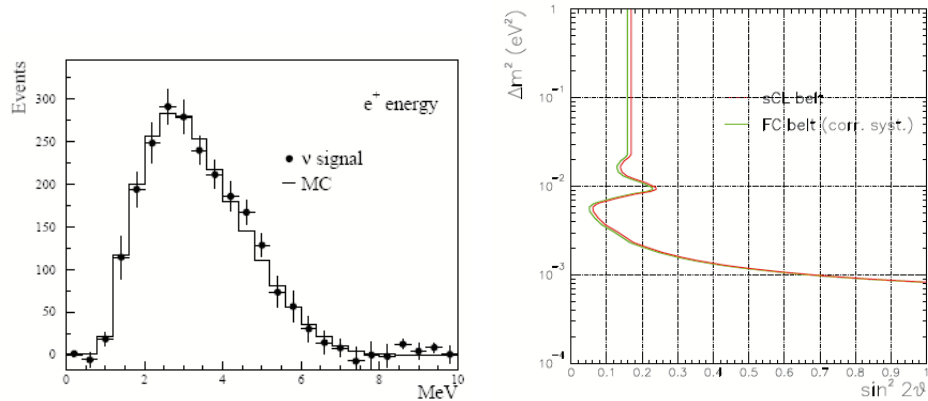


Figura 2.11: A sinistra spettro in energia dei positroni misurato nell'esperimento CHOOZ confrontato con lo spettro previsto via MC. A destra invece è riportato il plot di esclusione per i parametri di oscillazione al 90% di C.L. ([8]).

classificati in esperimenti short o long baseline come descritto in precedenza.

Gli esperimenti long-baseline hanno come obiettivo primario di confermare i risultati ottenuti attraverso lo studio dei neutrini atmosferici: fra questi, importanti contributi sono stati dati recentemente dall'esperimento K2K [9] e dall'esperimento MINOS [11]. K2K ha utilizzato per la sua presa dati un fascio di neutrini muonici di energia media circa 1 GeV le cui interazioni venivano studiate dal rivelatore SuperKamiokande posto ad una distanza di 250 km e da un rivelatore posto a soli 300 m dalla sorgente. L'utilizzo di due rivelatori ha permesso di studiare in maniera dettagliata il flusso di neutrini, quantità fondamentale per evidenziare l'oscillazione: infatti la comparsa di ν_τ per oscillazione non può essere rivelata direttamente essendo l'energia del fascio troppo bassa per la produzione di eventi di corrente carica e quindi l'oscillazione può essere evidenziata solamente tramite una diminuzione del flusso dei ν_μ . L'analisi dei dati raccolti ha fornito come valore di best-fit $\Delta m_{23}^2 = 2.8 \cdot 10^{-3} eV^2$ per $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ mentre la ricerca della possibile comparsa di ν_e dovuta all'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ non ha fornito alcuna evidenza fornendo quindi un limite $\sin^2 2\theta_{\mu e} < 0.13$ al 90% C.L. ([10]). In modo analogo, anche l'esperimento MINOS studia la scomparsa dei ν_μ utilizzando due rivelatori, il primo posto ad 1 km dalla sorgente (profondità 100 m) mentre il secondo è situato alla distanza di 735 km a circa 700 m di profondità. Entrambi i rivelatori presentano un'alternanza di piastre in ferro di spessore 2.54 cm e strip di scintillatore plastico di dimensioni $4.1 \times 1 \text{ cm}^2$ per una massa

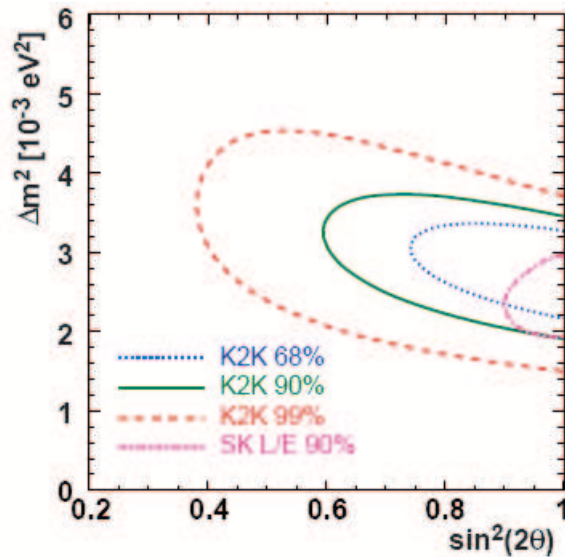


Figura 2.12: Confronto dei risultati ottenuti nello spazio dei parametri da K2K e da SUPERKAMIOKANDE: le percentuali riportate in figura si riferiscono al livello di confidenza utilizzato per ottenere i risultati mostrati ([9]).

complessiva di 5.4 kton (rivelatore lontano) e 1 kton (rivelatore vicino). I dati raccolti nel periodo 2005 - 2007 al fascio di neutrini NuMI hanno dimostrato l'oscillazione dei ν_μ fornendo come parametri per descrivere l'oscillazione $|\Delta m_{23}^2| = (2.43 \pm 0.13) \cdot 10^{-3} eV^2$ al 68% di C.L. e $\sin^2 2\theta_{23} > 0.9$ al 90% di C.L..

Fra gli esperimenti short-baseline fondamentale e tuttora fortemente discusso è il risultato ottenuto da LSND: in questo caso il fascio, prodotto a partire dall'interazione di protoni di energia 800 MeV e dal successivo decadimento a riposo e in piccola parte in volo dei pioni è composto principalmente da $\bar{\nu}_\mu$, ν_μ e ν_e con una piccola contaminazione di $\bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu \leq 10^{-3}$). Questo perchè dall'interazione di protoni a bassa energia sul bersaglio si ha la produzione per circa il 90% di π^+ dai quali per decadimento si ha la produzione di $\mu^+ + \nu_\mu$ e dai μ^+ la produzione di ν_e e $\bar{\nu}_\mu$; per il restante 10% di π^- emessi invece solamente il 5% circa di questi decade emettendo μ^- e di questi solamente il 12% circa decade emettendo ν_μ e $\bar{\nu}_e$ mentre nei restanti casi il π^- ed il μ^- vengono assorbiti nel mezzo. I neutrini prodotti percorrono una distanza di circa 30 m prima di raggiungere il rivelatore, costituito da 167 tonnellate di olio minerale circondati da 1220 fotomoltiplicatori per lo studio della luce Cerenkov e di scintillazione. È possibile quindi studiare l'oscillazione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ dalla reazione $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ mentre rivelando il processo $\nu_e + C \rightarrow e^- + N$ in

cui gli elettroni abbiano energia maggiore dell'endpoint dello spettro di Michel è possibile studiare l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. L'analisi dei dati raccolti fra il 1993 ed il 1998 ha messo in evidenza un eccesso di eventi $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ che fornisce evidenza di oscillazione con valori preferiti dall'analisi $\Delta m^2 = 1.2 eV^2$ e $\sin^2 2\theta = 0.003$ (figura 2.13).

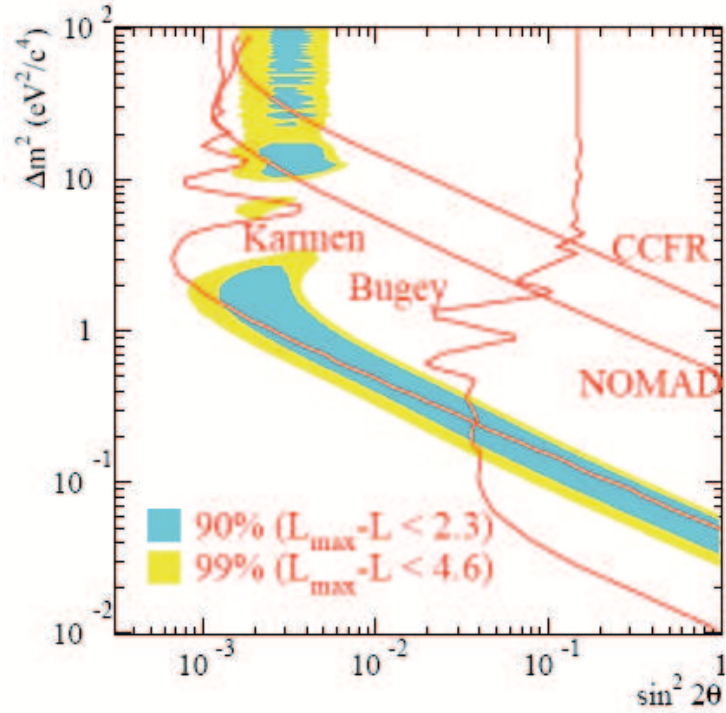


Figura 2.13: Regione permessa dello spazio dei parametri ottenuta considerando l'intero campione di eventi raccolto da LSND nel range di energia fra i 20 e i 200 MeV ed includendo nel fit sia l'oscillazione primaria $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ sia l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. ([14]).

Come si vede l'intervallo di Δm^2 che possa spiegare l'eccesso evidenziato da LSND è totalmente incompatibile con i precedenti risultati trovati studiando le oscillazioni dei neutrini solari ed atmosferici e richiede quindi per essere spiegato l'introduzione di nuova fisica. Una possibilità particolarmente interessante è l'esistenza di un quarto neutrino da considerarsi sterile e di massa molto maggiore rispetto ai tre neutrini attivi fino ad oggi osservati: risulta quindi essenziale verificare al più presto la validità dei risultati trovati da LSND tramite nuovi esperimenti e nuove tecniche sperimentali in grado di evidenziare l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Fra questi sta già fornendo risultati significativi l'esperimento Mini-Boone al Fermilab che utilizza un fascio di energia $E_\nu \sim 0.8$ GeV ed una distanza $L \sim 500$

m: gli eventi fino ad ora raccolti per energie maggiori di 475 MeV sono compatibili con l'assenza di oscillazioni e non confermerebbero i risultati da LSND ([12]). Tuttavia un eccesso di eventi electronlike per energia inferiore ai 450 MeV (figura 2.14), risulta tuttora inspiegato e quindi ha riaperto la discussione.

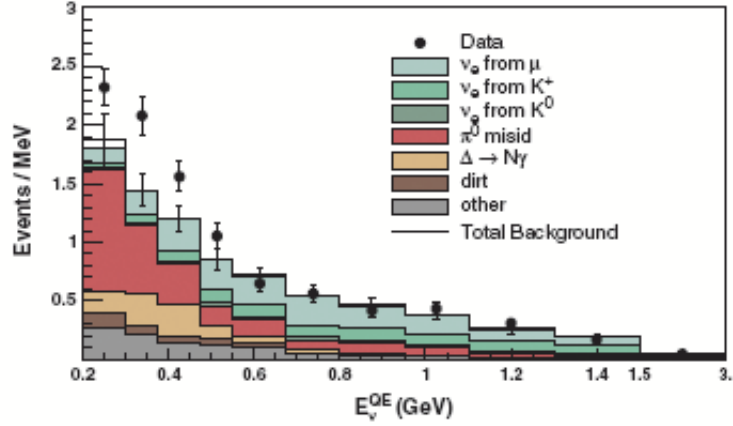


Figura 2.14: Distribuzione degli eventi di neutrino rivelati in Miniboone e degli eventi di fondo attesi in funzione dell'energia E_ν^{QE} : risulta evidente un eccesso di eventi ad energie inferiori a 475 MeV. Il numero di eventi acquisiti è 544 da confrontarsi con il numero di eventi attesi che risulta essere 415.2 ± 43.4 ([13]).

2.4 Prospettive future nella fisica del neutrino

Attualmente nello studio dei parametri fondamentali per descrivere le oscillazioni dei neutrini, risultano essere ancora indeterminati tre parametri: l'angolo di mixing θ_{13} , la gerarchia di massa, descritta dal segno di Δm_{13}^2 , ed infine la fase che descrive la violazione di CP δ_{CP} . Fra questi fondamentale è riuscire a determinare θ_{13} in quanto questo parametro regola al primo ordine tutti i processi che possono contribuire alla misura degli altri 2 parametri. Ad oggi il miglior limite sperimentale su quest'angolo di mixing è stato fornito dall'esperimento Chooz ($\theta_{13} \lesssim 11^\circ$ al 90% C.L.) ma sono già in fase di sviluppo nuove generazioni di esperimenti dedicati alla misura di questo parametro (gli esperimenti attuali non sono stati in realtà concepiti per la misura dell'angolo θ_{13} , ma possono comunque migliorare in modo apprezzabile l'attuale sensibilità di Chooz). Il

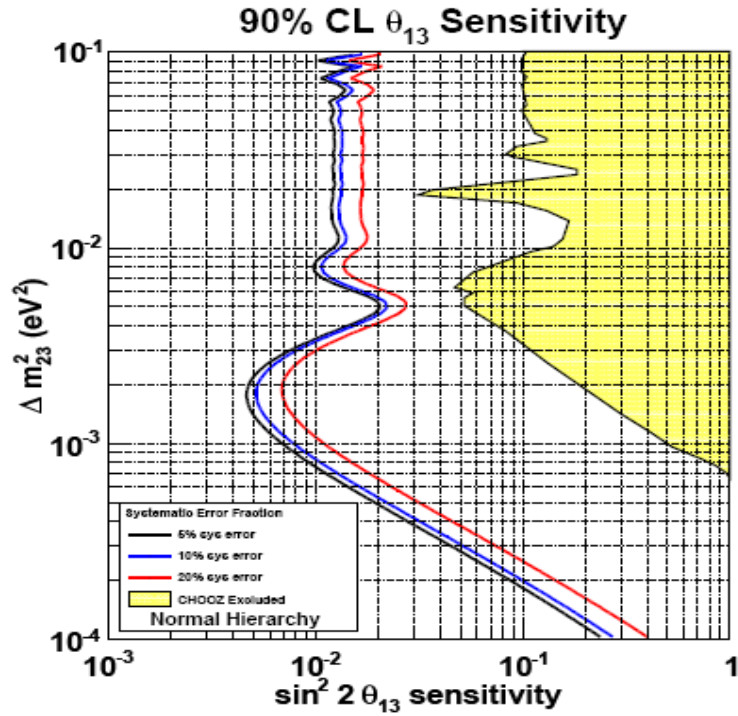


Figura 2.15: Regione di esclusione fornita dall'esperimento CHOOZ e curve di sensibilità a θ_{13} (90 % di C.L.) per l'esperimento T2K: sono riportate le 3 differenti curve al variare dell'errore sistematico considerato.

principale canale su cui si concentrerà nei prossimi anni lo studio di θ_{13} sarà l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ in comparsa in esperimenti long-baseline basati sull'utilizzo di fasci di ν_μ . Fra gli esperimenti che presto forniranno importanti contributi fondamentale sarà l'esperimento T2K [27], che utilizzerà il rivelatore di SuperKamiokande per ricevere i ν_μ del fascio proveniente da J-PARC. Questo esperimento utilizza un fascio di ν_μ di elevata intensità (0.75 MW), con una bassa contaminazione di ν_e essendo l'energia del fascio ottimizzata per lo studio delle oscillazioni dei neutrini atmosferici ($L/E \approx 1/\Delta m_{23}^2$). Inoltre il rivelatore è situato, rispetto all'asse del fascio, *Off-Axis* a circa 2° in modo da disporre di un fascio intenso di bassa energia e con uno spettro più definito, con una netta riduzione della contaminazione intrinseca di ν_e allo 0.4 %. Tale riduzione risulta fondamentale in quanto i ν_e intrinseci risultano essere il fondo principale nella ricerca dell'oscillazione per la misura di θ_{13} . La sensibilità su $\sin^2 2\theta_{13}$ che potrà essere ottenuta grazie a questo esperimento è mostrata in figura 2.15.

Un'altra possibile via per misurare l'angolo θ_{13} si basa sulla realizzazione di fasci di concezione totalmente nuova. Un esempio fondamentale sono i Beta Beams, fasci di ν_e o $\bar{\nu}_e$ prodotti dal decadimento β di isotopi radioattivi accelerati ad un γ stabilito

in anelli di decadimento lunghi qualche Km. Il fascio prodotto, che può essere per lo stesso acceleratore sia di neutrini sia di antineutrini, contiene un unico sapore e possono esserne determinate con precisione l'intensità e l'energia in quanto dipendono solamente dalla cinematica degli ioni. Con una tecnologia di questo tipo si possono ottenere fasci di neutrini con energia che varia dal centinaio di MeV al GeV.

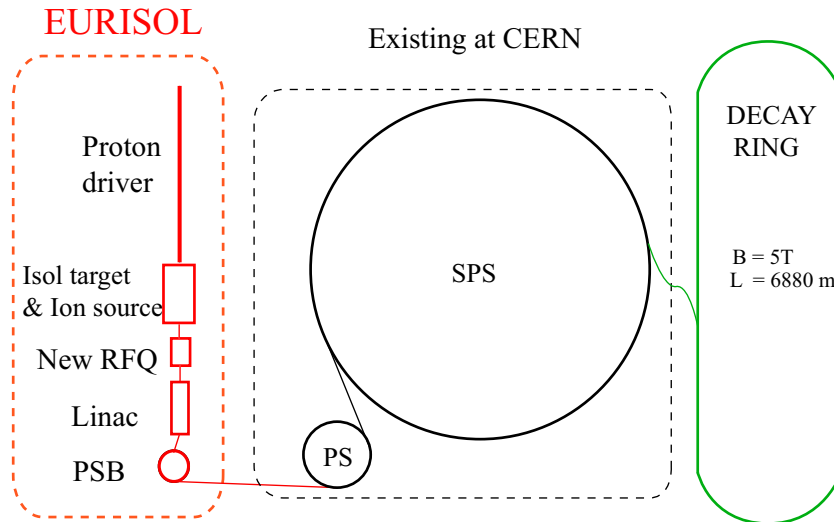


Figura 2.16: Schema di base di una possibile facility per Beta Beam da realizzare al CERN.

Una seconda possibile tecnica innovativa è quella delle Neutrino Factories: in questo caso sono i muoni, prodotti in modo molto simile ai fasci di vecchia generazione, ad essere selezionati in carica, raffreddati ed accelerati fino ad un energia fissata in un acceleratore lineare e poi iniettati in un anello di decadimento (2.17). Dai decadimenti vengono prodotti fasci di ν_μ e $\bar{\nu}_e$ se il muone primario ha carica negativa o di ν_e e $\bar{\nu}_\mu$ se il muone ha carica positiva. Le intensità previste dovrebbero risultare 100 volte maggiori rispetto ai fasci di vecchia generazione, aumentando quindi la statistica che può essere studiata per la ricerca delle oscillazioni. Un'altra caratteristica fondamentale che accomuna la Neutrino Factory al Beta Beam è la netta riduzione dei fondi intrinseci del fascio: nel caso particolare della Neutrino Factory, però, data la presenza di neutrini e di antineutrini di sapore diverso, il rivelatore da utilizzare per studiare tale fascio deve essere necessariamente in grado di distinguere il segno di carica dei leptoni prodotti dalle interazioni dei neutrini.

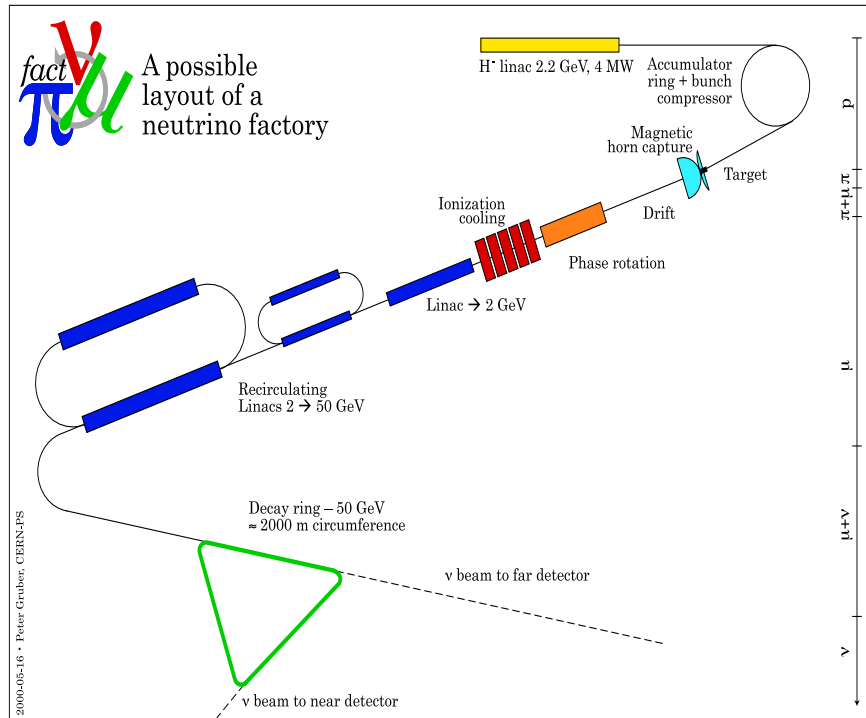


Figura 2.17: Schema di base di una possibile facility per Neutrino Factory da realizzare al CERN.

Si può infine osservare che accanto a queste due possibili nuovi sviluppi tecnologici, giocherà un ruolo fondamentale lo sviluppo di rivelatori di massa sempre maggiore e di granularità sempre migliore per poter raccogliere una sempre maggiore statistica ed al tempo stesso migliorare la capacità di escludere gli eventi di fondo, permettendo così misure sempre più precise sui parametri che descrivono le oscillazioni.

2.5 Il problema della massa assoluta dei neutrini

L'osservazione sperimentale delle oscillazioni, ha messo in evidenza che il neutrino è in effetti dotato di massa sconvolgendo quanto fino ad ora era descritto dal Modello Standard. La via più semplice per tenere conto di queste nuove osservazioni ed introdurre quindi la massa dei neutrini nel Modello Standard sarebbe quella di ipotizzare che per il neutrino non sia presente solo la componente left-handed ν_L ma anche la corrispondente componente right-handed ν_R : in tal modo il neutrino può essere descritto come gli altri leptoni carichi ed ad esso può essere associata una massa di Dirac.

Inoltre, essendo il neutrino un fermione neutro, oltre ai termini di massa di Dirac è pos-

sibile che intervengano termini di accoppiamento alla Majorana. Un fermione massivo neutro descritto da uno spinore ψ si dice di Majorana se $\psi = \psi^C$, dove ψ^C è lo spinore ottenuto applicando l'operatore coniugazione di carica: per un fermione di Majorana particella e antiparticella coincidono. Da questa eguaglianza, separando lo spinore nella componente left e right-handed si può verificare che $\psi_L = \psi^C_R$, cioè le componenti left e right dello spinore non sono indipendenti.

Non essendo ancora dimostrato se il neutrino sia una particella di Dirac o di Majorana è necessario tenere conto nella lagrangiana che descrive l'interazione elettrodebole dei termini sia per descrivere la massa di Dirac, $L^D = -m_\nu(\bar{\nu}_R\nu_L + \bar{\nu}_L\nu_R)$, sia i termini di massa per i fermioni di Majorana sia per la componente left-handed ν_L sia per la right-handed ν_R , $L^M_L = -\frac{1}{2}m_L(\bar{\nu}^C_L\nu_L + \bar{\nu}_L\nu_L^C)$ e $L^M_R = -\frac{1}{2}m_R(\bar{\nu}^C_R\nu_R + \bar{\nu}_R\nu_R^C)$. La somma di questi termini di massa può essere scritta in modo compatto come $L^{D+M} = \frac{1}{2}\bar{N}^C_L M N_L + H.c.$ con

$$M = \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad N_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_L^C \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Nel caso particolare in cui si assume $m_L = 0$ e $m_D \ll m_R$ la matrice di massa M presenta due autovalori

$$m_1 \approx \frac{(m_D)^2}{m_R} \quad m_2 \approx m_R \quad (2.12)$$

con autostati $\nu_1 \approx \nu_L$ e $\nu_2 \approx \nu_R$.

Tale meccanismo, detto see-saw, permetterebbe di spiegare in maniera naturale perchè la massa dei neutrini risulti molto più piccola rispetto alla massa di tutti gli altri fermioni del Modello Standard e di collegare inoltre la soppressione della massa dei neutrini con il meccanismo che rompe la simmetria *left-right* per i neutrini. Infatti questo modello prevede la presenza di un neutrino sterile, di massa confrontabile con la scala GUT che con le tecnologie sperimentali attuali non può essere osservato, e che risulta responsabile della soppressione della massa di Dirac del neutrino. Infine alla componente right-handed del neutrino corrisponderebbe proprio questo autostato fortemente massivo: questo spiegherebbe perchè fino ad oggi si è osservata solamente la componente left-handed del neutrino.

2.5.1 Misure dirette della massa dei neutrini

Lo studio delle oscillazioni consente di ottenere informazioni sulle differenze di massa Δm^2 ma non sui valori assoluti delle masse. Per questa ragione risulta fondamentale analizzare particolari processi che permettano una stima diretta della massa del neutrino. La tecnica più sensibile per la misura diretta della massa consiste nello studio dell'*end point* dello spettro β , selezionando decadimenti β con Q-valore basso. La forma della spettro prossima all'endpoint E_0 del processo β è in effetti fortemente dipendente dal eventuale valore non nullo di $m_\beta = \sum_k |U_{ek}|^2 m_k^2$ e pertanto uno studio accurato di tale regione può permettere di ottenere un limite superiore su tale massa. In particolare lo studio del decadimento β del trizio ha fornito negli anni passati un limite superiore di 2.2 eV per la massa del ν_e ; inoltre nel prossimo futuro un ruolo importante in questo studio sarà giocato dall'esperimento KATRIN [28], che raggiungerà una sensibilità di circa 0.2 eV. Nell'ipotesi in cui siano possibili interazioni che violano la conservazione del numero leptonico e che i neutrini siano particelle di Majorana lo studio del doppio decadimento β senza emissione di neutrini diventa uno strumento di fondamentale importanza per estrarre informazioni sulla massa assoluta dei neutrini. Questo raro processo deve chiaramente essere distinto dal meno raro e ben noto decadimento $\beta\beta 2\nu$ e dagli altri decadimenti β che possono interessare il nucleo in fase di studio. Uno strumento fondamentale è l'analisi della cinematica degli elettroni emessi: infatti nel caso in cui non siano emessi neutrini l'energia totale dei due e^- coincide con il Q-valore del processo, che tipicamente per i nuclei interessati da questo processo è circa 2-4 MeV, mentre nel caso in cui siano emessi i neutrini lo spettro in energia diventa continuo e limitato superiormente da Q. Per poter distinguere questi tipi di eventi ed abbattere le altre sorgenti di fondi radioattivi è quindi necessario che il rivelatore posseda un'ottima risoluzione in energia.

Fisicamente le ampiezze di decadimento $\beta\beta 0\nu$ dipendono dal parametro

$$m_{\beta\beta} = \sum_k U_{ek}^2 m_k = \cos^2 \theta_{13} (m_1 e^{2i\beta} \cos^2 \theta_{12} + m_2 e^{2i\alpha} \sin^2 \theta_{12}) + m_3 \sin^2 \theta_{13} \quad (2.13)$$

che risulta essere una sorta di media pesata di tutti i tipi di neutrino e che, in effetti, dipende dalle masse assolute m_i e dagli angoli di mixing θ_{ij} e anche dalle fasi di Majorana α e β .

La prima indicazione importante di doppio decadimento β senza emissione di neutrini è stata ottenuta presso i Laboratori del Gran Sasso dall'esperimento HEIDERBERG -

MOSCOW studiando il processo $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se} + 2e^- (+2\nu)$ indicando come valore effettivo della massa del neutrino $\langle m \rangle = 0.11 - 0.56\text{eV}(95\%C.L.)$ con valore di best fit 0.39 eV [19]. Successivamente i dati raccolti fra il 1999 ed il 2003 hanno permesso di incrementare il Confidence Level relativo all'evidenza di doppio decadimento senza neutrini a 4.2σ confermando quanto visto in precedenza [20].

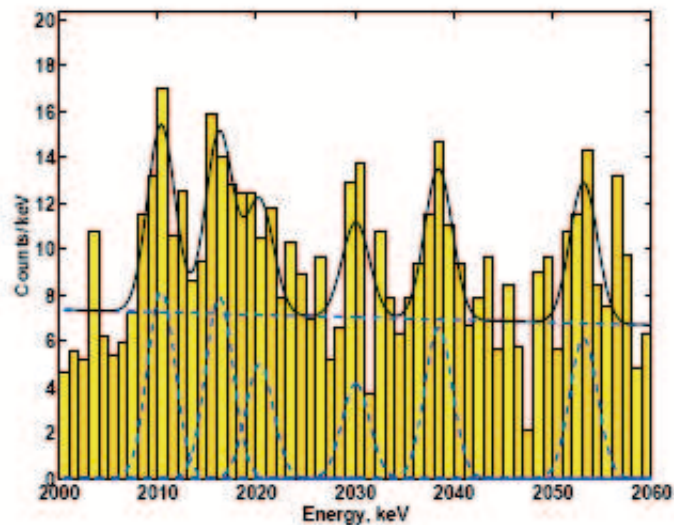


Figura 2.18: Spettro raccolto dall'esperimento Heiderberg Moscow nel periodo Novembre 1995 - Maggio 2003: sono evidenti i segnali relativi al ^{214}Bi a 2010.7, 2016.7, 2021.8 e 2052.9 keV e l'ulteriore segnale a 2039 keV che può essere attribuito al doppio decadimento beta cercato: a partire da questi dati è stato ottenuto un valore della massa del neutrino di $0.44(0.24 - 0.58)$ ([20]).

La significatività statistica di questi risultati è ancora controversa e perciò sono in corso vari progetti sperimentali in grado di studiare questa regione di parametri e di migliorarne la sensibilità sperimentale. Qui di seguito sono riportati solo alcuni esempi importanti di tecniche sperimentali attualmente utilizzate o in fase di sviluppo:

- l'esperimento NEMO3 [23] utilizza una sorgente passiva circondata da tracking detectors in grado di rivelare la traccia degli elettroni emessi: utilizzando questa tecnica è possibile rigettare in modo efficace i segnali di fondo ma si ha una bassa risoluzione in energia; in particolare studiando i decadimenti del ^{100}Mo e del ^{82}Se

si sono ottenuti i limiti superiori $m_{\beta\beta} < (0.7 - 2.8)$ eV e $m_{\beta\beta} < (1.7 - 4.9)$ eV rispettivamente;

- l'esperimento GERDA [24] studia il doppio decadimento β del ^{76}Ge e stima l'energia degli elettroni emessi raccogliendo la carica prodotta per ionizzazione dalle particelle nell'Argon Liquido contenuto nel rivelatore;
- l'esperimento SNO+ [25] utilizza 1000 tonnellate di scintillatore liquido e la strumentazione già utilizzata dall'esperimento SNO per rivelare e misurare l'energia degli elettroni emessi nel decadimento del ^{150}Nd
- infine l'esperimento CUORICINO presso i LNGS utilizza la tecnica bolometrica per studiare i possibili decadimenti $\beta\beta 0\nu$ del ^{130}Te : i dati raccolti finora non hanno fornito l'evidenza cercata fornendo quindi un limite superiore sulla massa effettiva del neutrino $\langle m_\nu \rangle$ fra 0.19 e 0.68 eV dipendente dal modello nucleare utilizzato [21]; la tecnica bolometrica sarà in futuro utilizzata anche nell'esperimento CUORE.

Per poter ottenere nei prossimi anni una verifica non ambigua dell'evidenza trovata dall'esperimento HEIDERBERG - MOSCOW e per poter estendere la sensibilità sperimentale è necessario aumentare l'esposizione (massa \times tempo di misura) e ridurre i fondi residui mantenendo o migliorando la risoluzione in energia. L'estrazione dei parametri fisici della vita media $\tau(\beta\beta 0\nu)$ è condizionata anche dalla conoscenza degli elementi di matrice nucleare che descrivono le interazioni che coinvolgono i nuclei studiati: ad oggi è presente una grande indeterminazione che si riflette nella presenza di grandi errori sistematici nella stima della massa del neutrino e pertanto risulta fondamentale nel prossimo futuro riuscire ad ottenere una sempre migliore conoscenza dei processi nucleari analizzati.

2.5.2 Limiti cosmologici sulla massa dei neutrini

I neutrini risultano essere le particelle più abbondanti nell'universo, pertanto la conoscenza della massa e delle proprietà di queste particelle risulta di fondamentale importanza anche nella cosmologia. Nell'universo primordiale si è infatti formato, dopo il Big Bang, un mare di neutrini che si è successivamente disaccoppiato dal plasma primordiale a causa della continua espansione e raffreddamento dell'universo: dopo il disaccoppiamento la densità in numero, la temperatura e la densità di energia dei neutrini risultano essere

fortemente correlate alle proprietà del fondo cosmico di radiazione (CMB). In particolare ad oggi il Cosmic Neutrino Background presenta una temperatura $T_\nu = 1.945K$ ed una densità in numero di 112 neutrini per sapore e per cm^3 . Data la loro elevata densità, i neutrini hanno giocato un ruolo fondamentale nella formazione delle strutture cosmiche osservabili nell'universo. In particolare a causa del fenomeno del free-streaming dei neutrini si ha in effetti una soppressione del power spectrum ¹ della densità di materia $P(k)$ fortemente dipendente dalla somma delle masse dei neutrini. Lo studio approfondito del power spectrum della materia, estratto combinando i dati raccolti in vari campi di ricerca cosmologici, può quindi permettere di estrarre informazioni anche sulla somma delle masse dei neutrini.

Di fondamentale importanza per estrarre i parametri cosmologici che descrivono il nostro universo attuale sono i dati raccolti da WMAP: l'obiettivo di questo esperimento è riuscire a costruire una mappa sull'intero cielo e con elevata precisione delle differenze rispetto alla media della temperatura del CMB e a partire da questi dati ricostruire anche la polarizzazione presente. Un altro strumento fondamentale per stimare i parametri cosmologici è lo studio della distribuzione delle galassie nel nostro universo in funzione del redshift e la conseguente stima del power spectrum della materia, eseguito dagli esperimenti Sloan Digital Sky Survey e 2df Galaxy Redshift Survey. L'analisi dei dati raccolti in questi due settori della cosmologia mostra che il nostro universo può essere descritto dal modello *flat* Λ CDM cioè su larga scala l'universo risulta geometricamente piatto con una densità di energia composta per il 5% circa da barioni, per il 25% circa da materia oscura e per il restante 70% circa da energia oscura. A partire da questo modello è possibile studiare i dati cosmologici raccolti per estrarre informazioni dettagliate anche sulla massa dei neutrini: in primo luogo si definisce il power spectrum angolare come

$$C_\ell = \frac{1}{2\ell + 1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} |a_{\ell m}|^2 \quad (2.14)$$

dove $a_{\ell m}$ sono i parametri utilizzati nello sviluppo in armoniche sferiche delle anisotropie della temperatura

¹Con Power Spectrum si intende la varianza della distribuzione delle fluttuazioni nello spazio di Fourier

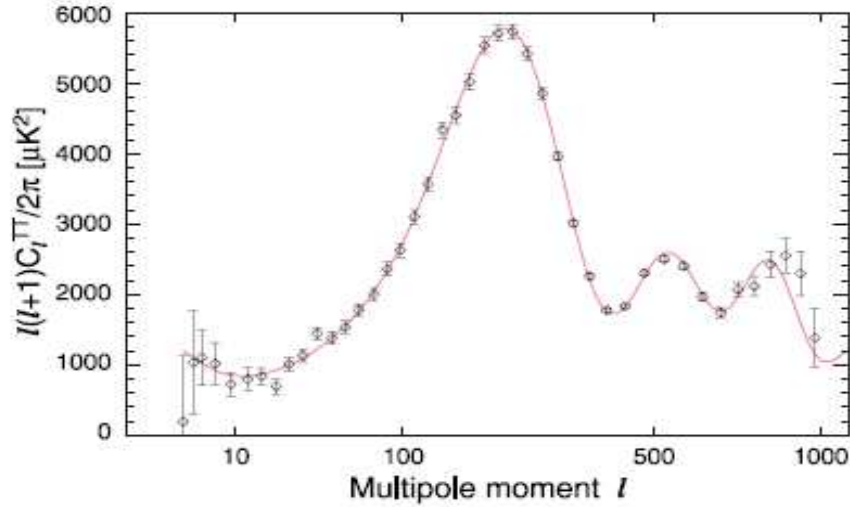


Figura 2.19: Power Spectrum della temperatura ottenuto dall'analisi dei dati raccolti in 5 anni da WMAP. La curva in rosso rappresenta il best-fit ottenuto utilizzando per descrivere i dati raccolti il modello *flat* Λ CDM.([16])

$$\frac{\Delta T_\gamma}{T_\gamma} = \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} a_{\ell m} Y_\ell^m(\theta, \phi). \quad (2.15)$$

L'analisi del power spectrum angolare ottenuto dai soli dati raccolti in 5 anni dall'esperimento WMAP e riportato in figura 2.19 permette di estrarre al 95 % di C.L. un limite superiore sulla somma delle masse dei neutrini ([17])

$$\sum m_\nu < 1.3eV. \quad (2.16)$$

Tale limite può essere ridotto di un ordine di grandezza se i dati di WMAP vengono combinati con le informazioni raccolte tramite lo studio della struttura su larga scala dell'universo e la distribuzione delle galassie, lo studio della *Lyman* - α Forest, cioè delle righe di assorbimento nello spettro di quasars distanti dovuto alla presenza di nubi di idrogeno che assorbono la linea *Lyman* - α corrispondente alla transizione dallo stato di

minima energia al primo stato eccitato, e lo studio delle SuperNovae di tipo 1a ([18]). I limiti ottenuti devono però essere considerati con la massima cautela in quanto i valori ottenuti per la massa dei neutrini sono tuttora fortemente dipendenti dal modello cosmologico utilizzato, dalle assunzioni e dal metodo d'analisi utilizzato. I risultati ottenuti in questi campi di ricerca sono in rapido miglioramento grazie soprattutto ad una continua crescita della sensibilità degli esperimenti e pertanto la cosmologia potrà presto fornire risultati sempre più precisi per determinare la massa dei neutrini.

2.6 Il programma di fisica di ICARUS T600

L'esperimento ICARUS rappresenta nel campo di ricerca della fisica del neutrino un'innovativa tecnica di rivelazione: infatti la tecnologia sviluppata per le TPC ad Argon Liquido permette di ottenere con grande accuratezza sia una visualizzazione tridimensionale dell'evento ionizzante che attraversa il rivelatore sia una precisa identificazione delle particelle mediante lo studio dell'energia depositata e del dE/dx . Il rivelatore ICARUS T600 nei laboratori nazionali sotterranei al Gran Sasso e quindi in assenza di segnali di fondo di raggi cosmici, consente di studiare un largo spettro di eventi, in particolare le interazioni dei neutrini del fascio CNGS ed atmosferici e svariati canali di decadimento del nucleone. Naturalmente questo rivelatore consentirà anche di validare la tecnica basata sull'Argon Liquido nella ricerca di eventi rari, prevedendone l'efficacia anche in vista di evoluzioni naturali verso masse molto maggiori (dell'ordine della decina di kton), come proposto ad esempio nel progetto MODULAR [36] di cui si parlerà nel paragrafo successivo.

2.6.1 Studio del decadimento del nucleone in ICARUS

Come è stato accennato all'inizio del capitolo, per descrivere le oscillazioni dei neutrini risulta necessario estendere il Modello Standard: molte delle nuove teorie di estensione di questo modello predicono in modo naturale anche una violazione del numero barionico e quindi introducono la possibilità di osservare fenomeni rari quali il decadimento del nucleone. Le caratteristiche di ICARUS permettono di fornire un contributo importante anche in questo campo di ricerca: grazie alla superiore qualità della ricostruzione degli eventi in ICARUS sarà possibile in alcuni canali di decadimento migliorare la sensibilità ottenuta con rivelatori di massa molto maggiore come SUPERKAMIOKANDE. La tabella

Canale	Efficienza %	Fondo (5kt×y)	Limite τ/B $10^{30}y$ (5kt×y)	Limite PDG $10^{30}y$	Esposizione (kt×y) per raggiungere PDG
$p \rightarrow \mu^- \pi^+ K^+$	97.55	0.005	570	245	2.15
$p \rightarrow e^+ \pi^+ \pi^-$	18.60	0.125	109	82	3.78
$p \rightarrow \mu^+ \bar{\nu}$	41.85	3.91	117	25	0.52
$p \rightarrow \mu^+ \pi^0$	44.80	0.04	262	473	9.04
$n \rightarrow K^+ e^-$	95.95	0.000	685	32	0.24
$n \rightarrow \pi^- e^+$	44.35	0.040	317	158	2.50
$n \rightarrow \mu^+ \pi^-$	44.75	0.120	319	100	1.57
$n \rightarrow \pi^0 \bar{\mu}$	45.10	2.370	199	112	2.43

Tabella 2.2: Tabella riassuntiva per i risultati relativi ai più importanti canali di decadimento dei nucleoni: in particolare sono riportati i limiti attuali del PDG e, nell'ultima colonna, l'esposizione necessaria per raggiungere la corrispondente sensibilità [30].

2.2riporta per alcuni canali di decadimento le sensibilità previste per un'esposizione di 5 kton×anno, insieme con le esposizioni necessarie per raggiungere le sensibilità del PDG.

2.6.2 Studio dei neutrini atmosferici in ICARUS

Grazie alla capacità di osservare e distinguere con grande precisione le interazioni in corrente carica e neutra ed i differenti sapori di neutrino anche a basse soglie di energia, ICARUS T600 può fornire una ulteriore stima molto precisa dei parametri di oscillazione minimizzando le incertezze sistematiche.

In tabella 2.3 sono riportati gli eventi attesi da neutrini atmosferici per una esposizione di 2 kton×anno: si indicano come eventi *Electron-Like* gli eventi in CC del ν_e in cui quindi viene identificato un elettrone mentre con eventi *Muon-Like* si indicano gli eventi in CC del ν_μ contenenti invece un muone identificato; questi ultimi si possono poi distinguere in *totalmente contenuti* o *parzialmente contenuti* nel volume sensibile del rivelatore. Gli eventi possono essere infine suddivisi sulla base della presenza o meno di protoni/jet adronici nello stato finale e sulla base dell'impulso del leptone: è importante osservare che $P_{lepton} = 400MeV$ risulta la soglia applicata in SUPERKAMIOKANDE.

In particolare sono anche attesi circa 200 eventi in corrente neutra, per distinguere i quali risulta fondamentale la distinzione fra il segnale dovuto ad un elettrone (contenuto negli eventi di $\nu_e\text{CC}$) ed un pione neutro (in generale emesso negli eventi NC del ν_μ): l'analisi di questo aspetto fondamentale per lo studio delle interazioni del neutrino e per lo studio delle oscillazioni è il tema centrale di questa tesi e sarà ampiamente discusso nei prossimi capitoli.

L'ottima capacità di ricostruzione permette di stimare il rapporto R fra gli eventi *Muon-Like* ed *Electron-Like* e verificare l'oscillazione dei neutrini atmosferici esplorando anche interazioni di energie inferiori a quelle studiate sinora.

2.6.3 Studio in ICARUS dei neutrini da fascio CNGS

ICARUS T600 utilizzerà inoltre il fascio di neutrini CNGS descritto nelle pagine precedenti ed ottimizzato per evidenziare l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Per stimare le possibilità di questo rivelatore è stata effettuata una intera simulazione del fascio CNGS che prevede di osservare al Gran Sasso, se il fascio di protoni presenta l'intensità nominale, circa 2900 eventi/(kton×anno) di $\nu_\mu\text{CC}$ di energia media 17.4 GeV con una contaminazione dello 0.8 % di ν_e e una contaminazione totalmente trascurabile di ν_τ , che favorisce la ricerca di oscillazioni.

Lo studio della comparsa del ν_τ prodotta dall'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ si basa sostanzialmente su di uno studio dettagliato delle variabili cinematiche delle particelle coinvolte nell'evento. Dall'interazione in corrente carica del ν_τ si ha l'emissione del leptone τ che subito decade e fra i possibili canali di decadimento fondamentale è $\tau \rightarrow e\nu_\tau\nu_e$: le grandi possibilità di discriminazioni degli elettroni fornita dal rivelatore, combinata con lo studio dell'energia totale depositata e del momento trasverso mancante nell'evento, può permettere di identificare tali eventi separandoli dagli eventi in corrente carica dei ν_e che contaminano il fascio. In particolare per energie del neutrino attorno a 20 GeV, se si considera $\Delta m^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$ sono attesi su 6000 eventi CNGS nel T600 84 eventi di ν_τ . Il canale di decadimento $\tau \rightarrow e$ presenta un branching ratio del 18% pertanto nel T600 sarebbero attesi a causa dell'oscillazione 13.4 interazioni di elettrone fortemente inelastiche in aggiunta alle 14 dovute alla contaminazione del fascio: quindi l'identificazione di questi 27 eventi rispetto ai 14 attesi risulterebbe già un segnale forte di oscillazione. L'introduzione ulteriore di uno studio sul momento mancante nell'evento

$\Delta m_{23}^2 (eV^2)$	No oscill.	5×10^{-4}	10^{-3}	3.5×10^{-3}	5×10^{-3}
Muon Like	270±16	206±14	198±14	188±14	182±13
Contenuti	134±12	100±10	96±10	88±9	86±9
Parzialmente contenuti	136±12	106±10	102±10	100±10	96±10
No protoni	104±10	76±9	74±9	68±8	66±8
1 protone	82±9	64±8	60±8	58±8	56±7
Multi-prong	84±9	66±8	64±8	62±8	60±8
$P_{leptone} < 400 MeV$	114±11	82±9	80±9	74±9	70±8
$P_{leptone} > 400 MeV$	156±12	124±11	118±11	114±11	112±11
Electron Like	152±12	152±12	152±12	152±12	152±12
Contenuti	100±10	100±10	100±10	100±10	100±10
Parzialmente contenuti	52±7	52±7	52±7	52±7	52±7
No protoni	64±8	64±8	64±8	64±8	64±8
1 protone	48±7	48±7	48±7	48±7	48±7
Multi-prong	40±6	40±6	40±6	40±6	40±6
$P_{leptone} < 400 MeV$	74±9	74±9	74±9	74±9	74±9
$P_{leptone} > 400 MeV$	78±9	78±9	78±9	78±9	78±9
NC Like	192±14	192±14	192±14	192±14	192±14
Eventi totali	614±25				

Tabella 2.3: Tabella riassuntiva per gli eventi di neutrini atmosferici attesi in ICARUS con esposizione di 2 kton×anno, cioè circa 4 anni di presa dati del T600 e per diversi valori di Δm_{23}^2 : gli errori riportati sono solo statistici [31].

dovuto all'emissione dei neutrini e l'applicazione di selezioni sulle variabili cinematiche dell'evento può portare infine alla separazione fra gli eventi di fondo e di oscillazione con un'efficienza $\sim 50\%$, riconoscendo quindi circa 7 ± 2.6 eventi di ν_τ : questo segnale è sufficiente per verificare l'oscillazione ma non risulta idonea ad ottenere una stima significativa dei parametri di oscillazione, che può essere ottenuta invece con un rivelatore molto più massivo ([32]).

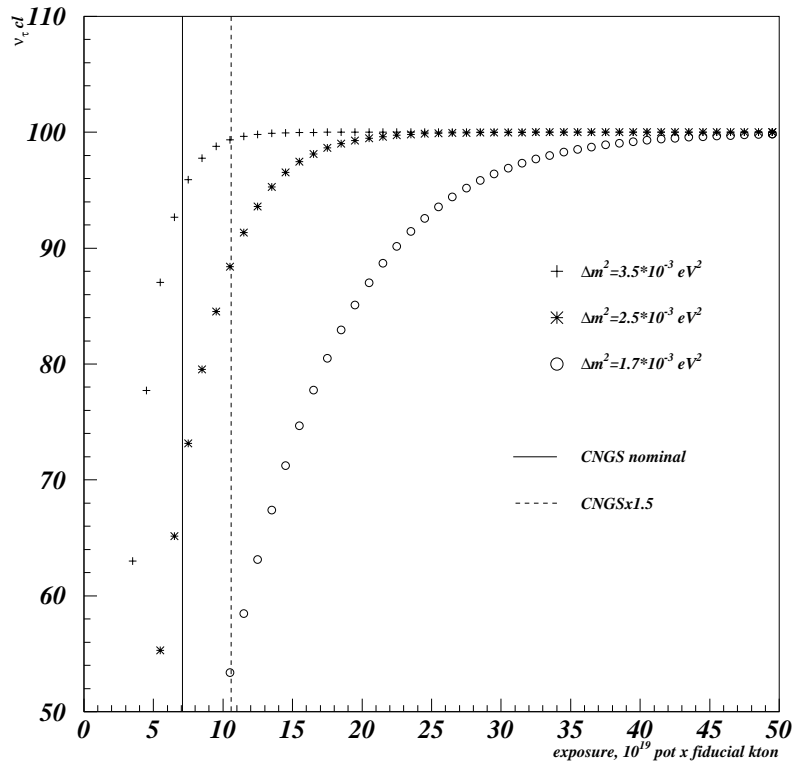


Figura 2.20: Il livello di confidenza per la scoperta dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ in funzione dell'esposizione di ICARUS. In particolare con Le linee verticali sono indicate le esposizioni di 5 anni con il T600 con l'intensità nominale del fascio CNGS e con un intensità aumentata del 50% .

Uno studio per mettere in evidenza effetti legati ad un valore non nullo di θ_{13} dovrebbe basarsi sulla osservazione di una comparsa di eventi di ν_e in aggiunta al fondo intrinseco del fascio. Alla baseline CERN \rightarrow LNGS il segnale di ν_e per $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} eV^2$ sarebbe concentrato ad energie E_ν al di sotto di 20-30 GeV (figura 2.22). Il fatto di utilizzare un

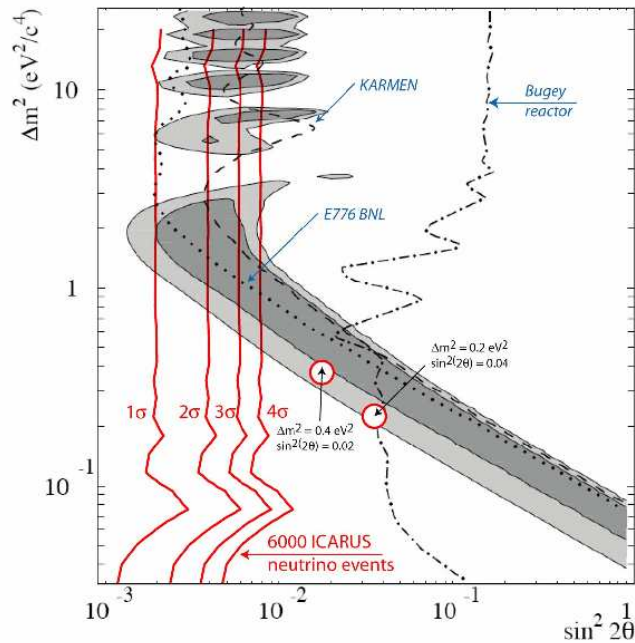


Figura 2.21: Confronto fra la regione di sensibilità per 5 anni di presa dati con ICARUS T600 ed il risultato di LSND rappresentato in grigio [32].

fascio ottimizzato per le oscillazioni in ν_τ , insieme alla ridotta massa del T600, non rendono questo rivelatore competitivo per una misura di θ_{13} . Invece un contributo significativo che può essere fornito dal T600 è relativo alla verifica dei risultati di LSND in quanto può raggiungere una sensibilità migliore rispetto all'esperimento MiniBOONE, come mostrato in figura 2.21: ancora una volta gioca un ruolo fondamentale una precisa distinzione fra il segnale dovuto ad elettroni e fotoni che permette una distinzione fra gli eventi in corrente carica di ν_e dagli eventi in corrente neutra e di conseguenza una riduzione degli eventi di fondo. Questa analisi, combinata allo studio cinematico utilizzato per riconoscere gli eventi di ν_τ , permette di identificare gli eventi di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$: per $\Delta m^2 = 0.2 eV^2$ e $\sin^2 2\theta = 0.04$ sono attesi circa 95 eventi di oscillazione rispetto a 19 eventi di fondo per energie E_ν fra i 10 ed i 30 GeV.

In ogni caso lo studio della componente minoritaria intrinseca di ν_e del fascio è di primaria importanza per qualificare la tecnica del Liquid Argon in vista di esperimenti di successiva generazione con masse dell'ordine della decina di kton e con fasci ottimizzati per lo studio di θ_{13} .

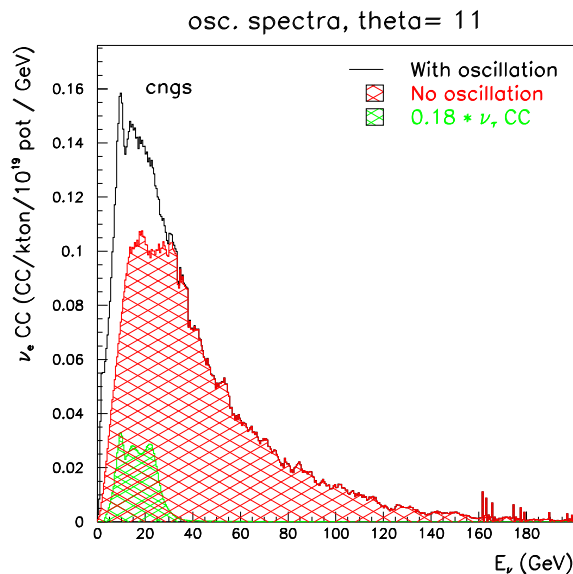


Figura 2.22: Spettro dei ν_e attesi in caso di oscillazioni con $\theta_{13} = 11^\circ$ (sensibilità di CHOOZ) ottenuto assumendo $\Delta m_{23}^2 = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ e $\sin^2 2\theta_{23} = 1$, dei ν_e attesi in assenza di oscillazioni e il fondo atteso dai ν_τ .

2.7 Il progetto MODULAR

La presente generazione di esperimenti long-baseline, come descritto in precedenza ad esempio per l'esperimento ICARUS, sono stati ideati soprattutto per lo studio dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, mentre possono dare contributi non competitivi per quanto riguarda gli argomenti di ricerca di maggiore interesse attualmente per la fisica del neutrino, cioè la misura di θ_{13} e δ_{CPE} la ricerca di un evidenza di neutrini sterili. Il progetto MODULAR propone un evoluzione dei rivelatori basati sulle TPC ad Argon Liquido con l'obiettivo fondamentale di studiare l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. In primo luogo propone un rivelatore che sfrutta la tecnologia sviluppata dal gruppo ICARUS per le TPC ad Argon Liquido costituito da un insieme di unità modulari di massa fiduciale di 5 kton per raggiungere una massa complessiva di almeno 20 kton in una nuova area sperimentale posta a circa 10 km off-axis rispetto ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso dove attualmente è installato ICARUS. Inoltre questo progetto prevede un nuovo fascio di neutrini derivato dal fascio CNGS ma ottimizzato sia per una maggiore intensità (almeno 1.2×10^{20} protoni

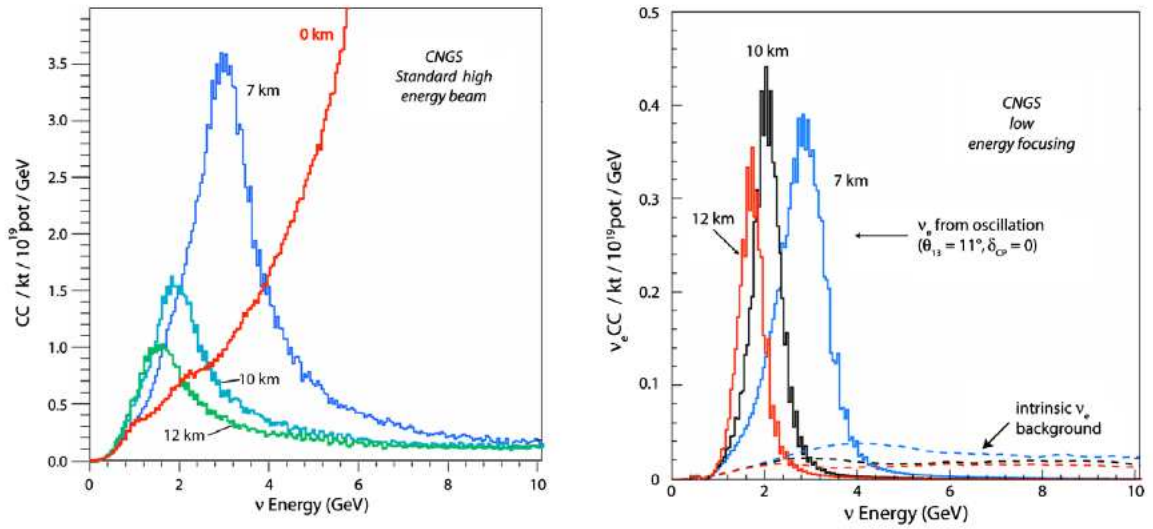


Figura 2.23: A sinistra spettro delle interazioni in corrente carica attese considerando l'attuale fascio CNGS ma rivelando i neutrini in varie posizioni off-axis. In rosso è invece riportato lo spettro atteso ai Laboratori del Gran Sasso. A destra invece spettri degli eventi in CC dei ν_e da oscillazione confrontati con il fondo intrinseco: anche in questo caso l'analisi è effettuata per diverse posizioni off-axis del rivelatore [36].

su bersaglio per anno), sia per una migliore focalizzazione a bassa energia. La scelta di porre il rivelatore lontano rispetto alla direzione principale del fascio è dettata dal fatto che in tal modo viene ridotta nettamente l'energia media del fascio, che diventa tanto minore tanto più aumenta la distanza dall'asse del fascio, come si può vedere in figura 2.23, rendendo il fascio più adatto allo studio dell'oscillazione ricercata.

L'ottima granularità e precisione fornita dalle TPC ad Argon Liquido assicura una maggiore potenzialità per l'osservazione e scoperta di eventi rari rispetto ai rivelatori a scintillazione o ai rivelatori ad acqua ed in particolare si possono raggiungere sensibilità confrontabili con questi rivelatori utilizzando masse molto inferiori: ad esempio 5 anni di presa dati del rivelatore MODULAR esposto al nuovo fascio CNGS appena accennato può fornire una sensibilità per la stima di θ_{13} di almeno un ordine di grandezza maggiore rispetto a T2K. Inoltre MODULAR può fornire un contributo importante anche nello studio dei neutrini da supernovae e per la ricerca di eventi di decadimento del protone.

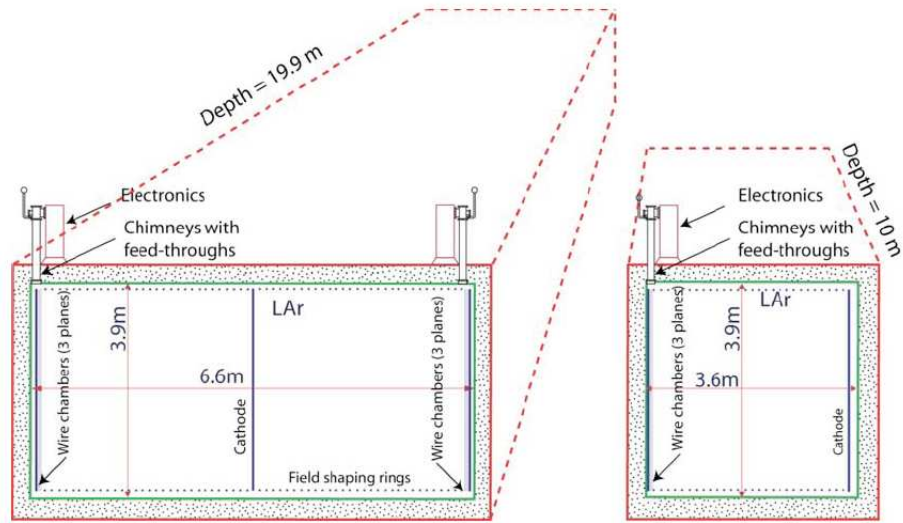


Figura 2.24: Schema dei due rivelatori esposti al CERN-PS [34].

2.7.1 Dal T600 a MODULAR: l'esperimento al CERN-PS

Per poter giungere alla costruzione di una nuova unità di circa 5 kton per il rivelatore MODULAR risulta fondamentale in primo luogo sviluppare ed adattare le tecnologie già applicate al T600: in particolare devono essere adattati non solo l'elettronica ed il DAQ ma soprattutto i sistemi per l'isolamento termico, per la purificazione, la riliquefazione ed il monitoraggio dell'Argon nel rivelatore. Per raggiungere questo obiettivo, come è stato già fatto per il T600, è in fase di progettazione un prototipo simile all'unità base di MODULAR ma con una scala longitudinale molto più piccola ([34]). Questo prototipo installato presso i laboratori del CERN ad un fascio di ν_μ a bassa energia prodotto da protoni di 20 GeV e il cui spettro è mostrato in figura: tale fascio risulta essere ottimizzato per la ricerca dell'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, che può essere osservata evidenziando la comparsa del ν_e tramite il confronto fra il numero di eventi di ν_e raccolti in un rivelatore posto a circa 850 m dal bersaglio utilizzato per generare il fascio con il flusso stimato attraverso un rivelatore di dimensioni ridotte ma posto a 127 metri dal bersaglio. Uno schema rappresentativo dei due rivelatori è riportato in figura 2.24 mentre in tabella 2.4 è riportato il numero di eventi attesi: ancora una volta lo studio di questi eventi richiede un'ottima ricostruzione dell'energia ed identificazione degli eventi di corrente neutra del ν_μ rispetto alle interazioni ricercate del ν_e , cioè in altre parole risulta fondamentale l'identificazione

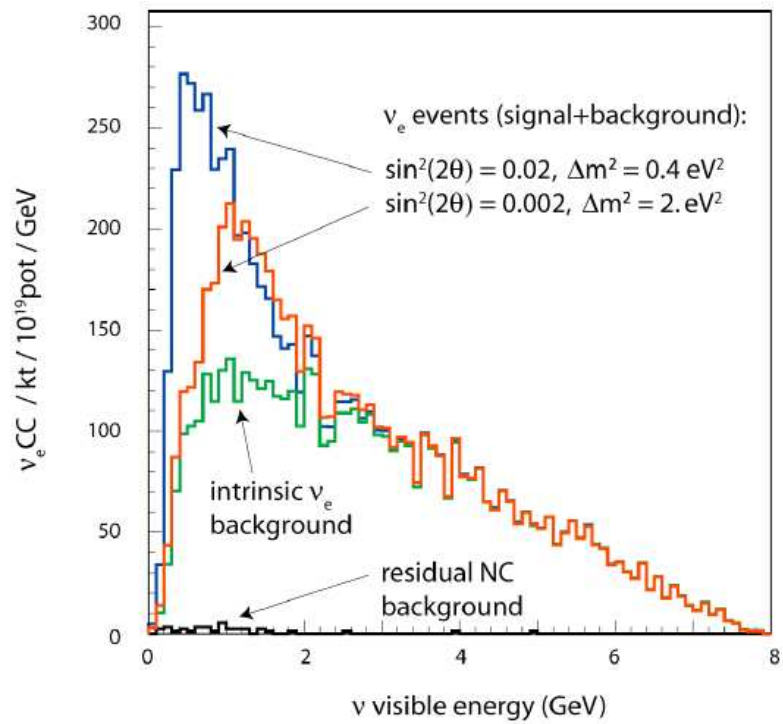


Figura 2.25: Eccesso di eventi di ν_e in corrente carica attesi nel rivelatore esposto al CERN-PS rispetto agli eventi di fondo dovuti alla contaminazione del fascio. Per questa stima è stata utilizzata una simulazione completa del fascio con una statistica di 1.25×10^{20} e 5×10^{20} protoni su bersaglio per kt. ([34])

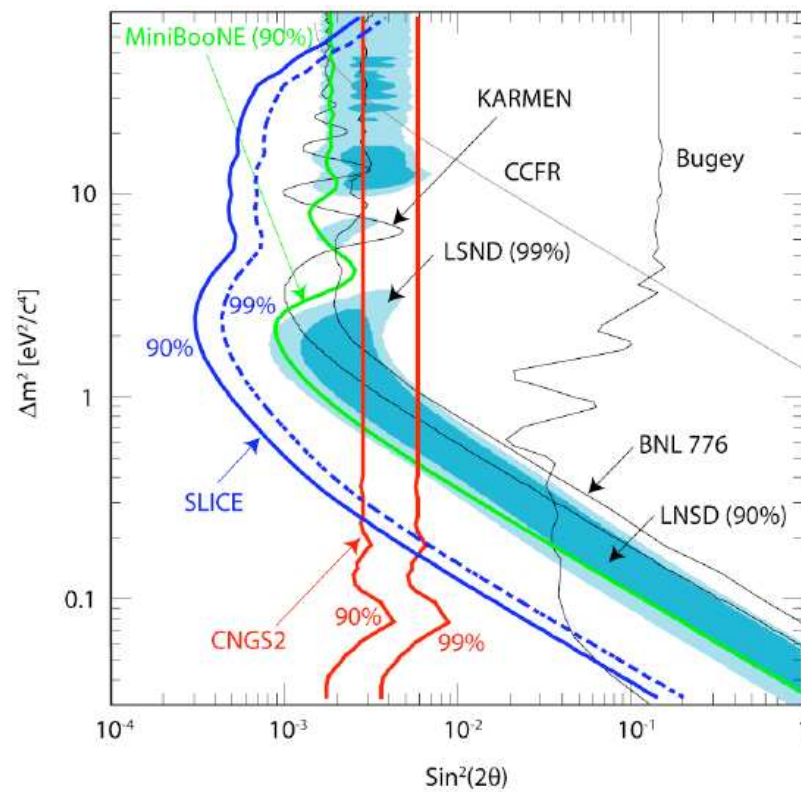


Figura 2.26: Risultati attesi al 90 % e al 99 % di C.L. dall'esperimento ICARUS e dal rivelatore esposto al CERN-PS, confrontati con il risultato già ottenuto da LNSD ed con il risultato negativo ottenuto al 90 % di C.L. dall'esperimento MiniBooNE.([33])

	FAR	NEAR
Massa fiduciale	500 t	150 t
Distanza dal bersaglio	850 m	127 m
Interazioni di ν_μ	1.2×10^6	18×10^6
Interazioni QE di ν_μ	4.5×10^5	66×10^5
ν_e intrinseci dal fascio	9000	120000
ν_e intrinseci dal fascio con $E_\nu < 3$ GeV	3900	54000
ν_e da oscillazione $\Delta m^2 = 2 \text{ eV}^2$; $\sin^2 2\theta = 0.002$	1194	1050
ν_e da oscillazione $\Delta m^2 = 0.4 \text{ eV}^2$; $\sin^2 2\theta = 0.02$	2083	2340

Tabella 2.4: Tabella riassuntiva degli eventi attesi nei due rivelatori lontano (FAR) e vicino (NEAR) al bersaglio per un fascio con energia $E_\nu < 8$ GeV. Gli eventi associati all'oscillazione sono caratterizzati da un energia visibile $E_\nu < 3$ GeV [35].

dell'elettrone rispetto al π^0 con altissima efficienza. In figura 2.25 è mostrato lo spettro degli eventi attesi e si osserva che risulta essere decisamente maggiore rispetto agli eventi di fondo mentre in figura 2.26 è riportata la sensibilità attesa per l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ confrontata con la sensibilità di LSND, di MiniBooNE e per quella attesa per ICARUS: raccogliendo una grande statistica questo rivelatore può escludere l'importante evidenza trovata da LSND. Questo rivelatore può quindi fornire, nonostante la sua piccola massa fiduciale, un contributo davvero importante nella ricerca del neutrino sterile, oltre che confermare ulteriormente le potenzialità di un rivelatore come MODULAR.

Capitolo 3

Ricostruzione e simulazione di eventi in ICARUS

La tecnica di ICARUS, come già ricordato, è ottimizzata per realizzare rivelatori di grande massa, omogenei e capaci di ricostruire gli eventi con grande ridondanza e risoluzioni spaziali simili a quelle tipiche delle camere a bolle, che ne fanno una tecnica di rivelazione ideale per gli eventi rari. Nell'ambito dello studio della fisica del neutrino, quella dell'Argon Liquido è la tecnica più promettente per la prossima generazione di esperimenti. La proprietà più interessante è la capacità di identificare il tipo di interazione di neutrino ed il sapore del neutrino interagente, con alta efficienza e fondi trascurabili, insieme ad una ricostruzione della cinematica dell'evento.

Un elemento fondamentale per la fisica del neutrino è sicuramente distinguere le interazioni del ν_e . In questo caso è fondamentale la possibilità di identificare con alta efficienza i segnali dovuti agli elettroni mantenendo molto basso il fondo dovuto ai pioni neutri. Il π^0 decade nel 98.8% dei casi in due fotoni che a loro volta convertono ciascuno in una coppia e^+e^- producendo così uno sciame elettromagnetico simile a quello prodotto da un solo elettrone. Tanto più l'elettrone ed il positrone emessi dal fotone risultano essere collimati tanto più complesso risulta essere separare uno sciame prodotto dal fotone da quello di un singolo elettrone.

Per quanto gli sciami elettromagnetici sono prodotti anche nelle interazioni dei ν_μ , la presenza del μ nelle interazioni di CC dei ν_μ è un elemento identificativo molto chiaro. Per il riconoscimento delle interazioni in corrente carica dei ν_e è necessario identificare l'elettrone primario, distinguendolo dagli sciami elettromagnetici da π^0 nelle interazioni in corrente

neutra del ν_μ . Lo studio di algoritmi di ricostruzione appropriati per riconoscere lo sciame elettromagnetico prodotto da un fotone e da un elettrone risulta quindi un elemento cardine per la separazione fra gli eventi $\nu_\mu\text{NC}$ e $\nu_e\text{CC}$. A questo scopo si può approfittare di alcune caratteristiche fisiche dei due tipi di particelle. In un decadimento ordinario il π^0 genera due fotoni, la cui massa invariante deve coincidere con quella del π^0 . Inoltre l'elettrone negli eventi $\nu_e\text{CC}$ è una particella primaria mentre il fotone converte ad una certa distanza dal vertice primario determinata dalla lunghezza di radiazione in Argon Liquido (~ 14 cm). Infine ci si aspetta che all'inizio dello sciame la densità di ionizzazione per un fotone sia circa doppia (coppia e^+e^-) rispetto al caso di uno sciame da elettrone. La ricostruzione dell'energia e la misura del dE/dx assumerà quindi un ruolo da protagonista. Nel caso di un fotone, infatti, lo sciame è prodotto dalla conversione in una coppia e^+e^- e pertanto all'inizio dello sciame è attesa una ionizzazione maggiore (circa il doppio) rispetto al caso dello sciame prodotto da un singolo elettrone: dallo studio del dE/dx , come descritto più in dettaglio in seguito, si può avere quindi un segnale forte per distinguere i due tipi di evento.

Gli algoritmi studiati per il riconoscimento degli eventi di neutrino utilizzano come elemento di base il codice di ricostruzione degli eventi che è stato messo a punto dalla collaborazione ICARUS e che permette di individuare i segnali dovuti al passaggio di particelle cariche nell'Argon Liquido e registrati su ciascun filo nei piani di Collezione ed Induzione distinguendoli dal rumore elettronico. A partire da questi segnali fisici, comunemente indicati con il termine *hit*, il programma di ricostruzione permette di estrarre il maggior numero di informazioni possibili, in particolare l'energia depositata dalla particella nel mezzo. Successivamente le informazioni raccolte su ciascun filo e nelle varie proiezioni vengono combinate per fornire con la maggiore efficienza possibile una identificazione delle particelle che hanno attraversato il mezzo e del tipo di interazione che ha coinvolto la particella ed insieme una ricostruzione tridimensionale dell'evento.

La messa a punto degli strumenti di analisi e l'ottimizzazione degli algoritmi di identificazione è possibile grazie alla simulazione realistica degli eventi con il codice Fluka [42]. In questo capitolo saranno brevemente presentati gli elementi base che costituiscono il programma di ricostruzione preparato per analizzare e per simulare gli eventi in ICARUS.

3.1 Ricostruzione di un evento

3.1.1 Identificazione e ricostruzione di una hit

In ciascuna camera di cui è composto il rivelatore ICARUS, il segnale dovuto agli elettroni di ionizzazione prodotti al passaggio di una particella carica in Argon Liquido viene rivelato su tre piani di fili detti anche viste. Il primo piano di fili orizzontali (Induzione 1) funge anche da schermo elettrostatico per le due viste successive ed è direttamente affacciato al volume sensibile e al piano catodico cui è applicata l'alta tensione. Per queste ragioni risulta essere il più rumoroso e in questa analisi sarà in genere trascurato. Nel secondo piano di fili (Induzione 2) il segnale registrato, che risulta campionato ogni 400 ns (si indicherà per comodità questo tempo di campionamento $t\text{-sample}$) è prodotto dalla corrente indotta al passaggio degli elettroni e quindi risulta essere bipolare mentre nell'ultimo piano di fili (Collezione) il segnale registrato è strettamente correlato alla carica raccolta sul filo.

L'algoritmo di ricostruzione utilizzato deve essere in grado in primo luogo di identificare su ciascun filo i segnali effettivamente prodotti dal passaggio della particella, le hits, dal rumore elettronico inevitabilmente presente. Un esempio chiarificatore del tipico segnale su di un filo della vista di Collezione acquisito durante il technical run di Pavia è mostrato in figura 3.1: il segnale tipico di una particella m.i.p. in Collezione è di circa 15 conteggi ADC sopra la linea di base (baseline) ed ha una durata FWHM di circa 10 $t\text{-sample}$; come si vede dalla figura 3.1 per poter identificare i segnali fisici è necessario tenere conto della presenza di un rumore elettronico ad alta frequenza, che produce un'oscillazione attorno alla baseline di qualche conteggio ADC, e di un rumore a bassa frequenza che produce una variazione lenta ma evidente della baseline. A ciascun $t\text{-sample}$ in Collezione si associa quindi la baseline locale calcolata come media del segnale $S(t)$ sui 25 $t\text{-samples}$ precedenti escludendo però il segnale dei $t\text{-samples}$ in cui $|S(t_i) - S(t_{i-1})| > 10$. Il segnale su ciascun $t\text{-sample}$ viene poi confrontato con la baseline locale B_{loc} : si ha un candidato per una hit se $S(t) - B_{loc} > Thre$ ove $Thre=4$. Nella hit vengono inclusi tutti i $t\text{-sample}$ consecutivi a quello trovato che soddisfano la condizione di superamento della soglia $Thre$ applicata. Infine una hit candidata viene classificata come hit effettiva solamente se la sua larghezza, pari al numero di $t\text{-samples}$ consecutivi sopra soglia, risulta essere almeno 8 e fra il tempo del picco della hit, cioè l'istante in cui il segnale è massimo, ed il $t\text{-sample}$

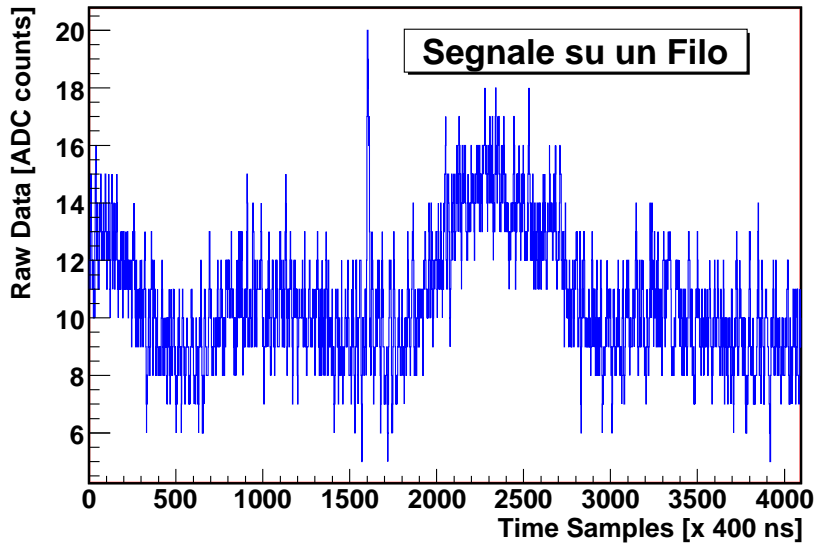


Figura 3.1: Segnale su di un filo di Collezione: è presente al t-sample 1600 il segnale dovuto al passaggio di un muone nel rivelatore.

finale sono presenti almeno 4 t-sample. Queste ultime due condizioni sono efficienti per distinguere i segnali fisici dal rumore ad alta frequenza. Tutti i parametri descritti, (larghezza minima, soglia sopra la linea di base, finestra per il calcolo della linea di base e distanza picco-fine della hit) sono stati ottimizzati ([39]) utilizzando gli eventi raccolti durante il technical run di Pavia per ottenere la massima efficienza di identificazione della hit e il minor numero possibile di segnale di rumore. Per riconoscere le hits sui fili di Induzione 2, è utilizzato un algoritmo simile ma opportunamente adattato ad un segnale bipolare. La distinzione di segnali adiacenti e spazialmente sovrapposti dovuti ad esempio a due diverse tracce ionizzanti è ottenuta, durante il processo di identificazione della hit, applicando criteri locali: all'interno di una hit candidata si studia la dipendenza dal tempo del segnale identificando la presenza di più massimi relativi fra l'inizio e la fine della hit.

Una volta identificate le hits risulta fondamentale studiarne il segnale in maniera più precisa per estrarre i parametri fisici fondamentali, cioè la posizione spaziale e soprattutto l'area che, nel caso della vista di collezione, risulta essere proporzionale alla carica depositata e pertanto collegata direttamente all'energia depositata sul segmento di traccia registrato sul filo dalla particella. Per quanto riguarda la posizione spaziale nella

proiezione bidimensionale fornita dalla vista, a ciascuna hit viene associata la coordinata *filo* e la posizione in t-sample del picco della hit, che sarà indicato per comodità *t-sample* della hit.

La stima dell'area della hit richiede una stima precisa della linea di base del segnale: per prima cosa vengono identificati prima dell'inizio e dopo la fine della hit, due gruppi di 100 t-samples consecutivi, escludendo ovviamente i t-sample che appartengono ad altre hit vicine a quella considerata. In ciascun gruppo vengono costruiti tutti i possibili sottogruppi di 30 t-sample consecutivi e per ciascun sottogruppo l'algoritmo calcola la media del segnale ed infine fra tutte le medie calcolate seleziona per ciascun lato della hit la media minima. Si definisce dunque come baseline B della hit il massimo fra le due baseline individuate prima e dopo la hit. Infine l'Area della hit viene quindi stimata a partire dai campionamenti $S(t)$ come:

$$Area = \sum_{t_{iniziale}}^{t_{finale}} (S(t) - B) \quad (3.1)$$

Un'alternativa per la stima dell'area, più impegnativa dal punto di vista del calcolo, consiste nella interpolazione del segnale con una funzione che tiene conto della risposta dell'elettronica di front-end, illustrata in figura 3.2:

$$f(t) = B + A \frac{e^{-\frac{(t-\tau_0)}{\tau_1}}}{1 + e^{-\frac{(t-\tau_0)}{\tau_2}}} \quad (3.2)$$

essendo B ancora una volta la baseline, A è legata all'ampiezza del segnale, τ_0 l'istante in cui l'altezza del segnale vale $A/2$, mentre τ_2 e τ_1 indicano il tempo caratteristico di salita e di discesa del segnale.

Dopo aver completato la ricostruzione del segnale sui fili, le hits di ciascuna vista vengono raggruppate in “*cluster*”, cioè insiemi di hit contigue da utilizzare come base per identificare le tracce.

Infine le informazioni presenti nelle differenti viste di ciascuna camera possono essere correlate per ottenere una ricostruzione tridimensionale. A partire dalle hit in vista di

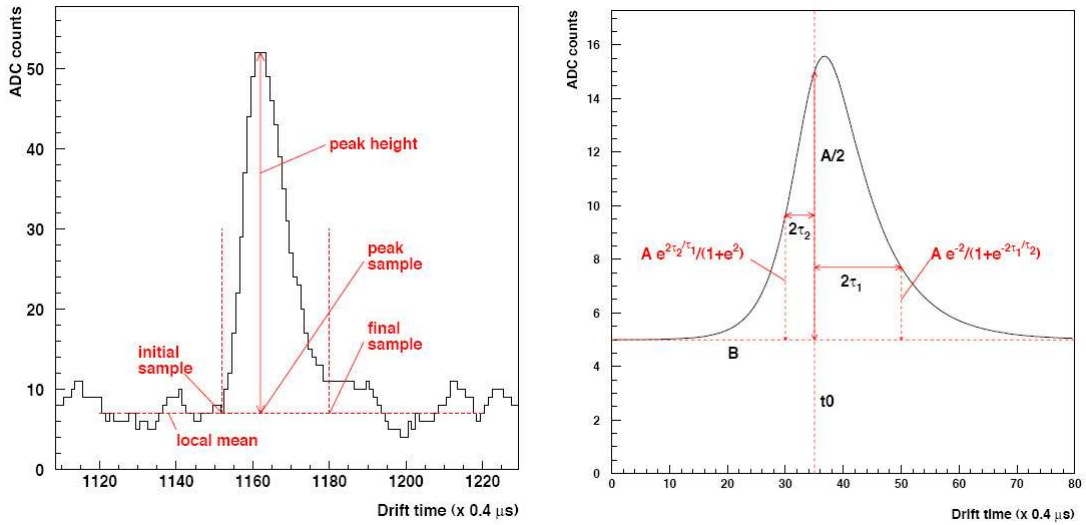


Figura 3.2: A sinistra forma tipica di una hit con i parametri che la caratterizzano; a destra la funzione usata per il fit delle hit.

Collezione, selezionata come vista principale in quanto risulta essere la vista con maggiore efficienza di rivelazione ed il minore rumore elettronico, l'algoritmo cerca di associare ad ogni hit la corrispondente presente in una delle altre due viste restanti sulla base della coordinata temporale. Grazie alla disposizione stereoscopica dei fili sui diversi piani anodici per ogni coppia di hit correlate su due viste differenti è possibile ricostruire un punto tridimensionale che può essere visualizzato dal programma di ricostruzione.

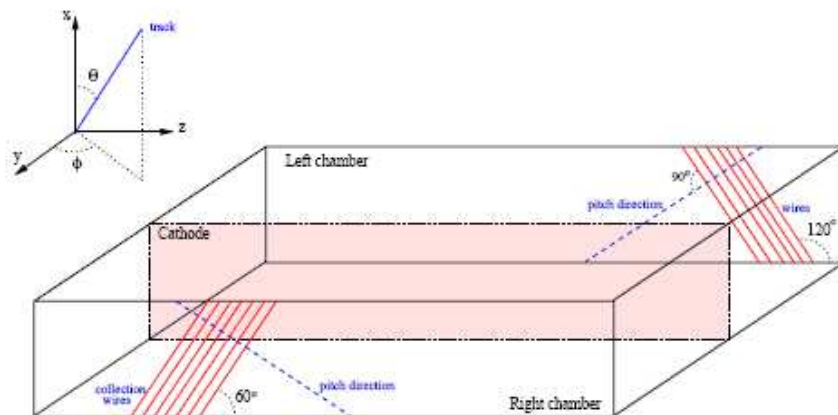


Figura 3.3: Schema del sistema di riferimento xyz utilizzato in ICARUS T600.

3.1.2 Ricostruzione calorimetrica di una hit

È possibile associare a ciascuna hit identificata in Collezione il valore dell'energia ΔE depositata per ionizzazione dal corrispondente segmento di traccia. La carica depositata è proporzionale all'integrale del segnale in vista di Collezione e può essere ottenuto calcolando l'integrale dalla funzione di fit oppure tramite l'area della hit prima definita. L'energia corrispondente alla hit i -esima è:

$$\Delta E_i = \frac{CW}{R(dE/dx)} e^{(t_i - t_0)/\tau_e} A_i \quad (3.3)$$

in cui:

- \mathbf{C} è il fattore di conversione dell'elettronica da conteggi ADC a fC;
- $\mathbf{W} = (23.6_{-0.3}^{+0.5})$ eV è l'energia media necessaria per creare una coppia ione-elettrone in LAr;
- il fattore \mathbf{R} tiene conto della ricombinazione degli elettroni in Argon. R dipende dal campo elettrico di deriva e dalla densità di ionizzazione dE/dx della particella nel mezzo, con una dipendenza esplicita descritta dalla legge di Birks.

$$R = \frac{a}{1 + k_B \frac{\Delta E}{\Delta x}} \quad (3.4)$$

con a adimensionale che varia fra 0 ed 1 e con k_B fattore di Birks.

- il fattore esponenziale $e^{(t_i - t_0)/\tau_e}$, dipendente dal tempo di deriva $t_i - t_0$ e dalla vita media degli elettroni in Argon τ_e , corregge l'attenuazione del segnale degli elettroni di deriva dovuto alle impurità elettronegative. t_0 indica il tempo dell'evento, corrispondente alla ionizzazione.

Come risulta evidente dalla espressione sopra riportata, la misura dell'energia risulta essere strettamente collegata alla determinazione del fattore di calibrazione elettronica, che definisce la conversione fra conteggi ADC misurati su ciascun filo e la carica di ionizzazione raccolta, e della vita media degli elettroni τ_e . Nel caso del technical run di Pavia si era misurato un fattore di calibrazione $\mathbf{C} = 0.0152 \pm 0.005$ fC/(conteggio ADC $\times \mu$ s) mentre

Definizione del sistema di coordinate	
coordinata X	direzione verticale
coordinata Y	direzione di deriva
coordinata Z	direzione del fascio CNGS
Coordinate	Volume attivo di LAr
Coordinata X	$233.30cm \rightarrow 549.70cm$
Coordinata Y 1o semimodulo	$-356.00cm \rightarrow -59.60cm$
Coordinata Y 2o semimodulo	$59.60cm \rightarrow 356.00cm$
Coordinata Z	$-5698.05cm \rightarrow -3902.25cm$

Tabella 3.1: Informazioni sulla geometria utilizzata per simulare gli eventi Monte Carlo con Fluka.

quanto riguarda la vita media, questa era stata misurata continuamente ed assumeva un valore medio di 1.4 ms. Una stima precisa dell'energia richiede necessariamente una stima molto precisa del fattore di calibrazione per tutti i fili e un costante controllo e misura della vita media degli elettroni. Di questi due importanti aspetti si discuterà in maniera approfondita in seguito.

3.2 Simulazione di eventi per il rivelatore ICARUS

Per sviluppare gli algoritmi necessari all'analisi di particolari categorie di eventi osservabili in ICARUS, è possibile simulare tali eventi utilizzando Fluka [42], un codice di simulazione di tipo Monte Carlo. Questo programma simula con elevata accuratezza la propagazione e le interazioni della particella primaria generata nel mezzo e memorizzando poi tutte le informazioni sulle interazioni avvenute, sulle particelle secondarie emesse e sull'energia depositata dalle particelle in ogni punto del rivelatore. La descrizione della geometria e dei materiali presenti nel rivelatore in fase di studio, nel caso in analisi il rivelatore ICARUS T600, e tutte le caratteristiche relative agli eventi da simulare possono essere impostati mediante opportuni file di input. Alcune informazioni sulla geometria utilizzata per descrivere il rivelatore ICARUS in Fluka sono riportate in tabella 3.1. Fluka produce un file che contiene la descrizione dettagliata di tutti i vertici di interazione nell'evento e, per

ogni filo di ciascuna vista, vengono memorizzate le energie depositate per ionizzazione in celle di profondità pari ad un campionamento dell'elettronica e larghezza corrispondente al passo di un filo (i.e. $3 \times 3 \times 0.6mm^3$). Fra le impostazioni di Fluka, fondamentale per questa analisi risulta anche la possibilità di simulare la ricombinazione degli elettroni in Argon, che ha come effetto una diminuzione della carica raccolta e quindi dell'energia depositata nell'evento. Inoltre fondamentale è la possibilità sia di seguire le interazioni di una sola delle particelle emesse al vertice primario e di applicare opportune soglie in energia al di sotto delle quali le particelle generate non vengono più seguite. In particolare per l'analisi qui descritta è stata applicata in Argon Liquido una soglia di 10 keV sull'energia cinetica degli elettroni e di 3 keV sull'energia dei fotoni emessi.

Il file di output da parte di Fluka, questo viene analizzato dal programma di ricostruzione, che a partire dalle celle di energia depositata salvate nel file ricostruisce un tipico evento osservato in ICARUS: in primo luogo per tutti i depositi di energia su ciascun campionamento di ciascun filo viene simulata l'opportuna risposta dell'elettronica sulla base della vista in analisi. In figura 3.4 si può vedere la risposta dell'elettronica simulata in Fluka per una carica unitaria raccolta nella vista di Collezione ed Induzione 2: i parametri e la funzione di risposta utilizzata sono stati selezionati tramite lo studio degli eventi raccolti durante il technical run. In particolare per il segnale simulato nella vista di collezione si è usato un tempo di salita $0.9 \mu s$ e per il tempo di discesa $3 \mu s$.

Successivamente tutti i segnali corrispondenti ai singoli depositi di carica vengono sovrapposti in modo da creare il segnale su ciascun filo in assenza di rumore. Viene inoltre simulato la riduzione del segnale prodotto da una vita media degli elettroni di 1.4 ms. L'ultimo passo è quello di introdurre un rumore elettronico il più rappresentativo possibile del rumore presente in un evento reale.

Alla fine di questo processo di simulazione del rumore l'evento risulta pronto per essere analizzato esattamente come un evento reale ma per esso risultano essere presenti molte informazioni aggiuntive che possono essere utilizzate per ottimizzare gli algoritmi di ricostruzione. Ad esempio è possibile conoscere per ciascun t-sample l'energia effettivamente depositata dall'evento in quel segmento di traccia, conoscere i punti del rivelatore in cui sono avvenute le interazioni e quindi in modo relativamente semplice, tramite trasformazioni di coordinate, è possibile risalire in ciascuna vista alla coordinata filo - sample in cui si ha il vertice di interazione.

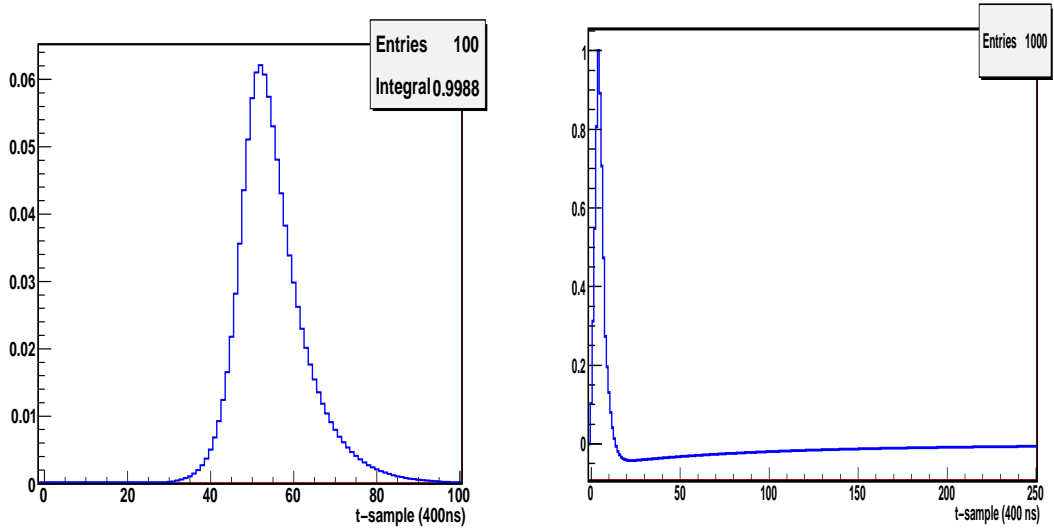


Figura 3.4: Segnali simulati dal programma di ricostruzione come risposta ad una carica unitaria sui fili di Collezione, a sinistra, e di Induzione, a destra. Nel caso della collezione l'informazione sulla carica è contenuta nell'integrale del segnale, prossimo ad 1, mentre nel caso dell'Induzione, essendo un segnale in corrente, tale informazione è contenuta nell'altezza del picco del segnale mentre l'integrale è prossimo a zero.

Capitolo 4

Calibrazione in ICARINO ed in ICARUS T600

La misura precisa dell'energia depositata in un evento richiede di conoscere con elevata precisione il fattore di conversione fra i conteggi ADC registrati in ciascun filo e la carica depositata. Inoltre è importante, per poter analizzare i dettagli degli eventi sui singoli fili, essere certi di avere equalizzato tutti i canali, in modo da garantire l'uniformità della risposta di tutti i fili ed in particolare di quelli di collezione - dedicati alla misura della carica prodotta dalla ionizzazione - in modo da sfruttare appieno la omogeneità del rivelatore.

Per questo scopo, nella catena elettronica sono previsti vari sistemi per la iniezione di segnali di calibrazione, grazie ad opportuni condensatori (capacità di test). Per ciascun canale è possibile utilizzare un condensatore di capacità $2.2 \text{ pF} \pm 3\%$ (RMS), situato sulla scheda analogica subito prima del preamplificatore, in alternativa si può utilizzare una capacità di $1 \text{ pF} \pm 3\%$, posizionata invece sulla scheda di disaccoppiamento. Oltre a questi due condensatori, è presente una terza capacità - realizzata con la tecnica del circuito stampato sull'estremità del filo opposta a quella da cui si preleva il segnale e quindi immersa in Argon - che potrebbe essere utile per iniettare lo stesso segnale su tutti i fili, fornendo un ulteriore livello di ridondanza per la calibrazione. Ci si aspetta che i 32 condensatori che equipaggiano la stessa scheda elettronica siano omogenei tra loro - provenendo dallo stesso campione di produzione - mentre sono possibili maggiori variazioni tra gruppi di condensatori appartenenti a schede diverse ed a differenti campioni di produzione. Queste caratteristiche - in particolare la presenza di fluttuazioni

dell'ordine del 10% tra schede diverse - sono state verificate con la calibrazione del primo semimodulo di ICARUS durante il technical run di Pavia. La ridondanza sopra ricordata (tra scheda analogica e scheda di disaccoppiamento) ha mostrato di poter efficacemente eliminare questo problema; in ogni caso la precisione limitata delle capacità utilizzate si riflette direttamente sulla misura del fattore di calibrazione [44].

Per ottenere la misura del fattore di calibrazione globale e della risposta relativa fra fili vicini per equalizzare il guadagno, è necessario iniettare un segnale di carica e tempo di salita note sulle capacità di test in modo da simulare i segnali provenienti dai fili della camera. Gli eventi così generati (eventi di test pulse) debbono essere poi analizzati per estrarre, per ciascun filo, il valore dell'area e dell'ampiezza massima corrispondente al segnale iniettato e misurare quindi la risposta di ciascun canale sia ad un valore di carica fissato che al variare della carica iniettata. In questo modo si ottiene la misura del fattore di calibrazione globale oltre che una verifica della risposta e della linearità di ciascun canale. Naturalmente l'utilizzo di segnali elettronici iniettati sui singoli canali permette una calibrazione veloce della catena elettronica, oltre che il controllo della stabilità. Va osservato che sarà possibile ottenere una calibrazione fisica della risposta completa del rivelatore utilizzando direttamente gli eventi dei muoni cosmici che attraversano il rivelatore. In questo caso la ridotta frequenza degli eventi richiederà, per accumulare su ciascun filo una statistica sufficiente, una analisi estesa a periodi di raccolta dati sufficientemente lunghi (dell'ordine di un mese): le eventuali variazioni a più breve termine potranno essere tenute sotto controllo con il sistema di test elettronico.

E' stato predisposto un algoritmo completo che consente, a partire dai dati di test pulse, la identificazione dei segnali e la loro interpolazione, estraendo tutti i parametri necessari per calcolare i fattori di calibrazione e per verificare le condizioni di rumore elettronico su ciascun filo. Questo codice è stato dapprima sviluppato per ICARINO e poi è stato generalizzato per il rivelatore T600, applicandolo ad un'analisi su un campione di dati raccolti in ICARUS, come verrà descritto nel seguito.

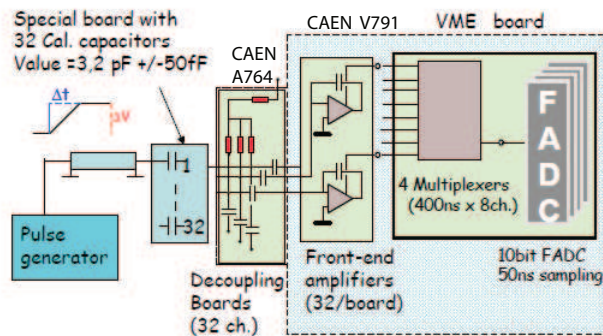


Figura 4.1: Circuito utilizzato per eseguire la calibrazione dei fili di Collezione nel rivelatore ICARINO

4.1 Calibrazione del rivelatore ICARINO

Le tecniche di riempimento e purificazione in ICARINO hanno consentito di ottenere una purezza molto elevata. Per ottenere una misura della vita media - descritta ai paragrafi 5.5 e 5.4 - è stato necessario ridurre tutti i contributi di incertezza sistematica ed in particolare quello associato alla equalizzazione dei vari canali. Per ottenere la calibrazione dei 96 fili di Collezione del rivelatore si è utilizzato il circuito riportato in figura 4.1: il segnale in tensione prodotto da un generatore di impulsi, che permette di produrre un gradino di ampiezza e tempo di salita variabili, è stato applicato alla scheda di disaccoppiamento per ciascun gruppo di 32 fili mediante una piccola scheda ancillare, sulla quale sono stati installati 32 condensatori da 3.22 pF ciascuno, selezionati con una tolleranza massima di 0.05 pF. L'utilizzo di queste capacità calibrate con elevata precisione permette di ottenere velocemente una calibrazione con errori molto piccoli - pari a circa 0.8% - indispensabili per la misura di τ_e . La carica iniettata è stata variata da 2.5 fC - pari a un segnale sul filo di altezza ~ 10 conteggi ADC e quindi leggermente più debole di una m.i.p - fino a 75 fC - cui corrisponde un segnale con ampiezza di circa 330 conteggi ADC. Il tempo di salita è stato fatto variare da 0 a 4 μs (i segnali tipici per i muoni selezionati presentano un tempo di salita di circa 3 μs). La statistica raccolta è pari a 500 eventi per ciascuna combinazione di ampiezza-tempo di salita e per ciascun gruppo di 32 fili. Il codice di calibrazione per ogni evento e per ciascun filo individua in

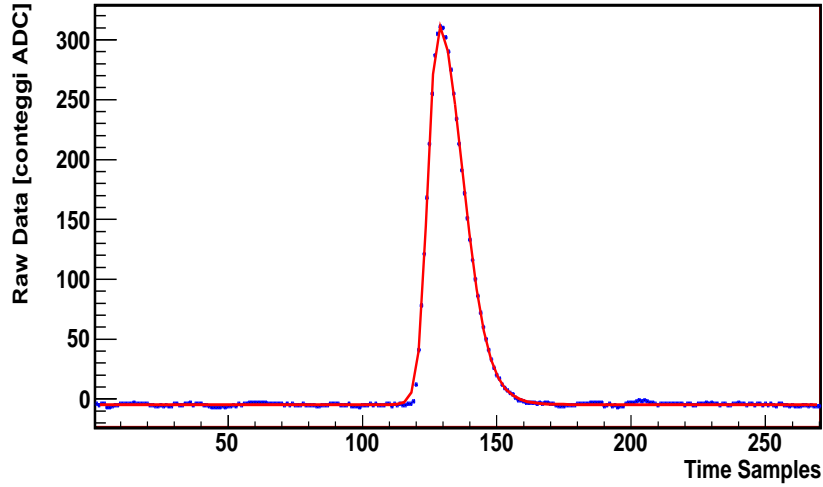


Figura 4.2: Esempio di un tipico segnale di test pulse su di un filo.

modo automatico l'inizio e la fine del segnale di test-pulse, calcola la linea di base ed il rumore (sia RMS che ampiezza picco-picco).

L'ampiezza e l'integrale del segnale possono essere stimati direttamente dai dati, rispettivamente come valore massimo e come somma dei conteggi ADC sopra la linea di base fra inizio e fine del segnale di test pulse. Le stesse due grandezze sono anche calcolate a partire da una funzione analitica usata per la interpolazione del segnale. Per la funzione di risposta si è applicata oltre alla espressione utilizzata per l'interpolazione delle hit (vedi eq. 3.2) anche una versione modificata con un parametro aggiuntivo:

$$f(t) = B + A \frac{1}{1 + e^{-(t-t_{01})/\tau_1}} \cdot \frac{1}{1 + e^{(t-t_{02})/\tau_2}} \quad (4.1)$$

che è più flessibile per descrivere il segnale, anche nel caso in cui esso assuma valori molto grandi. Questa funzione oltre ai parametri che descrivono la linea di base (B) l'ampiezza (A) e i tempi di salita e di discesa (τ_1 e τ_2), introduce due tempi diversi per l'inizio e la fine del segnale (t_{01} e t_{02} rispettivamente) e quindi si adatta meglio alla larghezza del segnale. I risultati ottenuti relativi al caso del segnale iniettato con carica massima e tempo di salita $4 \mu s$ sono riportati in figura 4.3 e 4.4: per ciascun filo sono stati calcolati i valori caratteristici citati e dalla distribuzione di questi sui 500 eventi raccolti si è estratto il

valore medio con il suo errore. Si noti prima di tutto che il filo 65, a causa di un problema su di un pin sulla scheda di disaccoppiamento, risulta non perfettamente funzionante e pertanto i risultati relativi ad esso non sono stati considerati. Le fluttuazioni del segnale attorno alla linea di base (sia in RMS che in valore picco-picco) mostrano che il livello di rumore elettronico nella misura risulta essere molto basso.

Per l'estrazione delle costanti di calibrazione si è deciso di utilizzare le misure effettuate con in segnale iniettato massimo. Infatti nel caso dei segnali più piccoli la dispersione delle costanti di calibrazione tra i vari canali aumenta molto e soprattutto diminuisce la correlazione tra le misure effettuate per tempi di salita differenti. Invece, quando il segnale iniettato è grande, la dispersione delle costanti di calibrazione si riduce, ma soprattutto esse sono ben correlate quando si confrontano misure effettuate con tempi di salita differenti e sono riproducibili a meglio dello 0.5%. Entrambe queste circostanze confermano che, in questo caso, si stanno misurando le differenze autentiche nel guadagno dei vari canali elettronici.

Si noti che, eccettuato il caso del filo 66 che presenta una risposta particolarmente alta, gli altri canali hanno una risposta omogenea, cioè la risposta elettronica è ben equalizzata già in partenza ¹. I valori ottenuti per l'area fornita dal fit normalizzata al valore medio su tutti i canali, nel caso di massima carica iniettata e tempo di salita $4\mu s^2$, ha fornito le costanti di calibrazione relative, necessarie per correggere i differenti guadagni su ciascun filo. Inoltre mantenendo fisso il valore di tempo di salita si è eseguito un fit lineare sui valori medi dell'area ottenuti su ciascuna scheda in funzione della carica iniettata: è stato così estratto il valore della costante di calibrazione $C = (1.394 \pm 0.001) \cdot 10^{-2}$ fC per conteggi ADC·t-sample dove l'errore riportato è puramente statistico. Per quanto riguarda invece l'errore sistematico da attribuire alle costanti di calibrazione, questo è dovuto principalmente alle capacità presenti nella scheda con 32 capacità utilizzata per calibrare, che può essere stimato in circa 0.8 %. A questo deve aggiungersi un contributo dello 0.3% stimato studiando la variazione dei valori delle costanti di calibrazione al variare del tempo di salita utilizzato: complessivamente si ottiene $C = (1.394 \pm 0.012) \cdot 10^{-2}$ fC per conteggi ADC·t-sample.

¹Ovviamente si è potuto osservare questa omogeneità grazie all'uso di capacità di test molto omogenee tra loro.

²Si è scelto questo valore per la durata del segnale iniettato poichè corrisponde meglio alla durata dei segnali fisici dei muoni selezionati in ICARINO.

	Tempo di salita	2.39 fC 2.39 fC	7.56 fC 7.56 fC	23.9 fC 23.9 fC	75.6 fC 75.6 fC
Picco	$4\mu s$	10.28 ± 0.02	31.97 ± 0.05	98.58 ± 0.03	311.27 ± 0.04
Picco dal fit	$4\mu s$	9.66 ± 0.02	31.83 ± 0.07	99.7 ± 0.03	315.9 ± 0.04
Area	$4\mu s$	163.1 ± 0.4	534 ± 1	1706.3 ± 0.5	5355.0 ± 0.6
Area dal fit	$4\mu s$	186 ± 3	554 ± 1	1716.0 ± 0.5	5380.1 ± 0.6
Picco	$2\mu s$	11.67 ± 0.02	37.69 ± 0.04	117.01 ± 0.02	370.72 ± 0.04
Picco dal fit	$2\mu s$	11.26 ± 0.03	37.81 ± 0.06	118.8 ± 0.03	377.7 ± 0.05
Area	$2\mu s$	162.8 ± 0.5	532.5 ± 0.7	1691.0 ± 0.4	5393.7 ± 0.63
Area dal fit	$2\mu s$	173 ± 2	549 ± 1	1696.1 ± 0.4	5398.6 ± 0.6
Picco	$0\mu s$	12.57 ± 0.02	41.21 ± 0.02	120.01 ± 0.02	405.79 ± 0.05
Picco dal fit	$0\mu s$	12.2 ± 0.02	41.38 ± 0.03	129.96 ± 0.02	413.37 ± 0.05
Area	$0\mu s$	173.1 ± 0.4	540.8 ± 0.3	1709.1 ± 0.3	5459.5 ± 0.5
Area dal fit	$0\mu s$	170 ± 2	546.6 ± 0.5	1704.3 ± 0.3	5445.1 ± 0.5

Tabella 4.1: Risultati dagli eventi di test pulse raccolti sulla seconda delle tre schede di Collezione di Icarino.

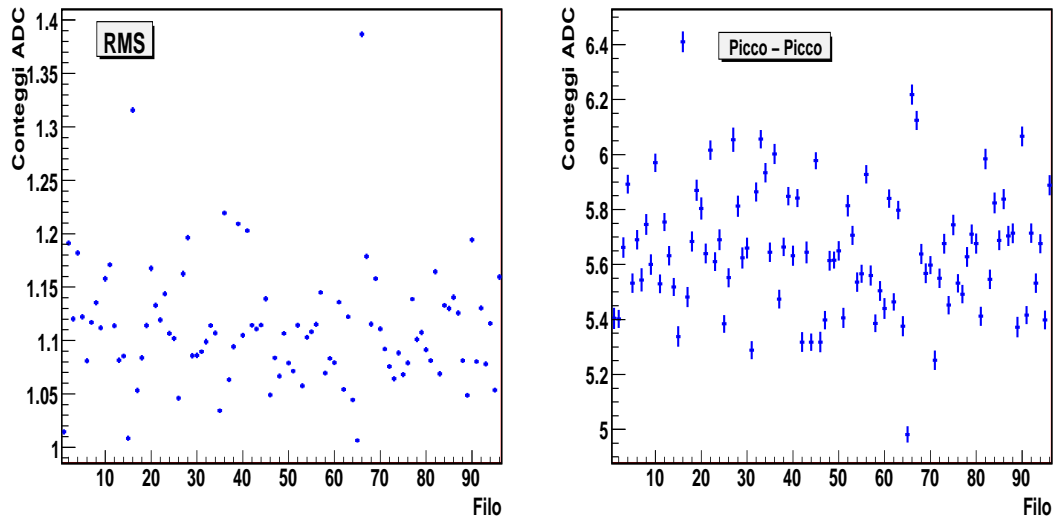


Figura 4.3: Valor medio, filo per filo, del RMS e del picco-picco del segnale nel caso di carica iniettata 75.6 fC e tempo di salita $4\mu s$.

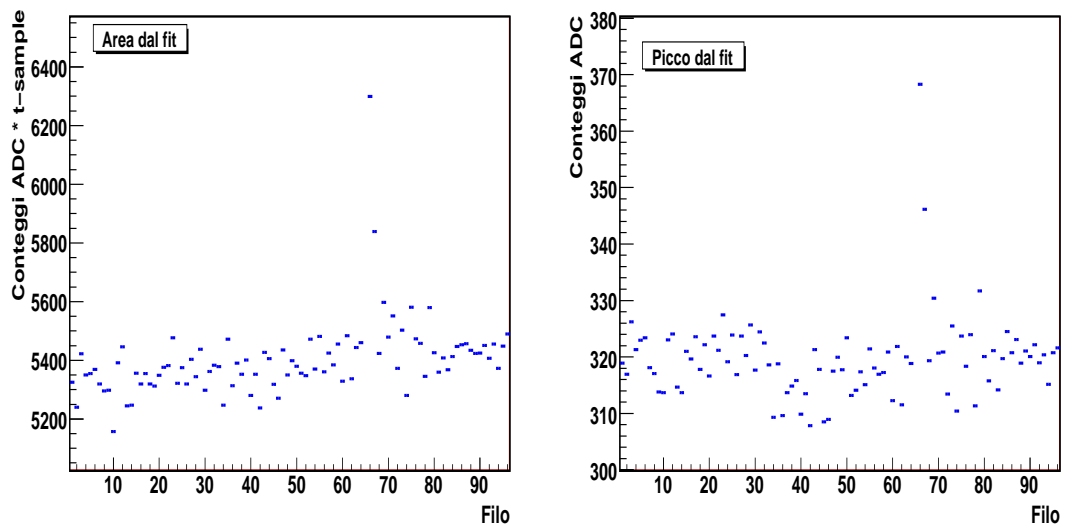


Figura 4.4: Valor medio, filo per filo, dell'area e del valore massimo del segnale ottenuti dal fit nel caso di carica iniettata 75.6 fC e tempo di salita 4 μ s.

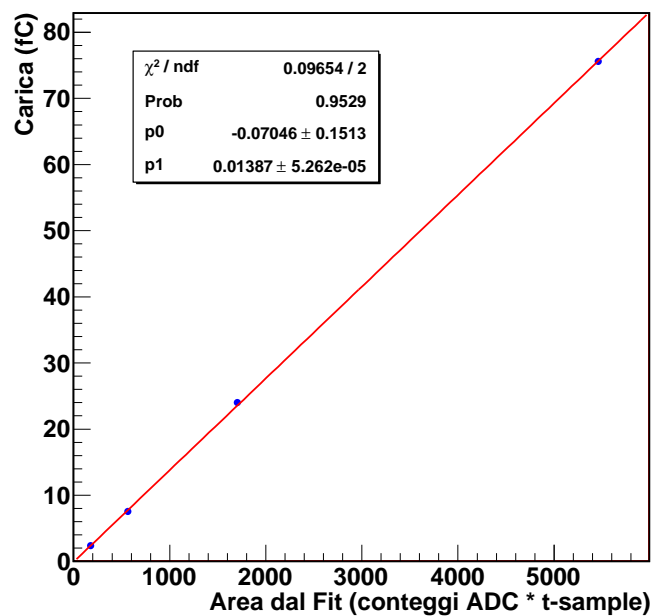


Figura 4.5: Estrazione del fattore di calibrazione per una delle tre schede corrispondente a 32 fili di ICARINO.

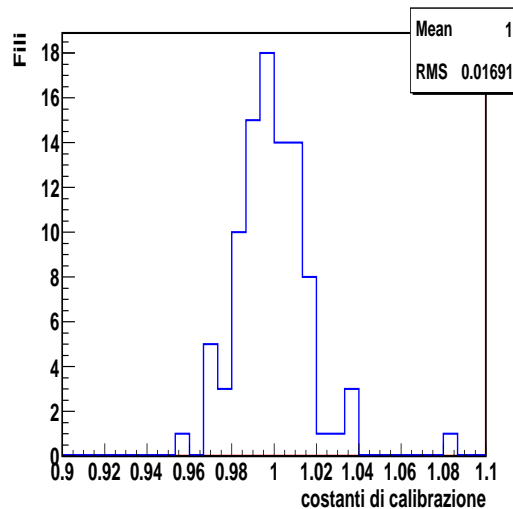


Figura 4.6: Distribuzione delle costanti di calibrazione relative utilizzate per equalizzare i fili di ICARINO.

4.2 Primi risultati di un test di calibrazione per il rivelatore ICARUS

L'algoritmo preparato utilizzando gli eventi raccolti per il rivelatore ICARINO è pronto per essere utilizzato per eseguire una calibrazione precisa anche sui fili del rivelatore T600. Per fare ciò si è quindi iniziata una campagna di misure per raccogliere gli eventi di test pulse in modo analogo a quanto fatto in passato, utilizzando cioè sia la scheda analogica sia la scheda di disaccoppiamento.

Durante la prima campagna di misure - effettuata nel dicembre 2009 - si è iniettato il segnale prodotto da un generatore attraverso la scheda di disaccoppiamento su 33 armadi dell'elettronica appartenenti al nuovo modulo T300 (594 schede di cui 297 di COLlezione). In modo analogo a quanto fatto a Legnaro si sono utilizzati quattro distinti valori di carica iniettata e tre differenti tempi di salita.

Purtroppo i primi dati raccolti hanno messo subito in evidenza che le condizioni in cui si trovava il rivelatore non risultavano essere ancora idonee ad una vera e propria campagna di misure. Effettivamente le condizioni sperimentali non erano ottimali: in contemporanea si stavano effettuando lavori per la messa in vuoto dei criostati e per la ricerca delle fughe. Questa attività - prioritaria per predisporre il rivelatore al riempimento con Argon

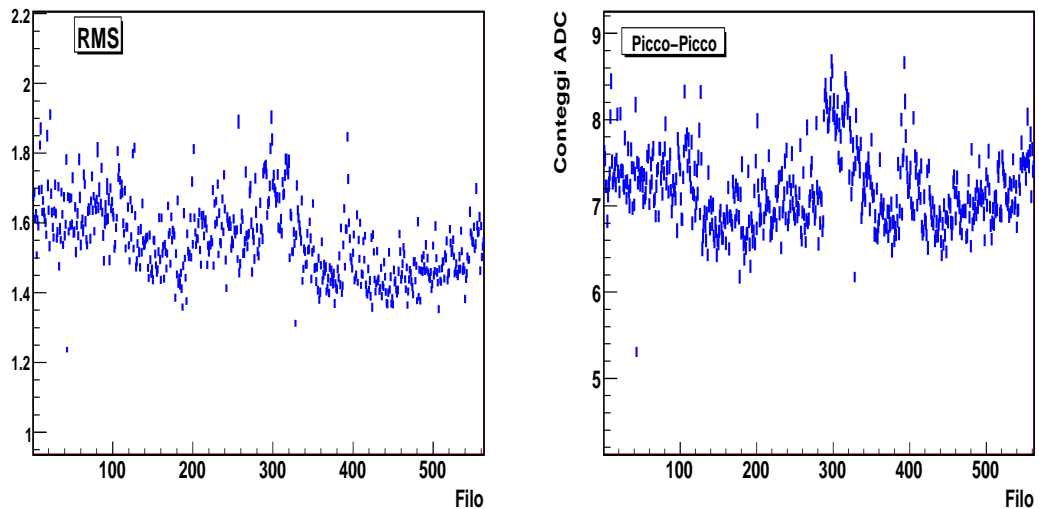


Figura 4.7: Valor medio, filo per filo, del RMS e del picco-picco del segnale nel caso di massima carica iniettata e tempo di salita $4\mu s$.

Liquido - ha limitato moltissimo l'accesso alla sommità del rivelatore dove sono collocati gli armadi con l'elettronica di front-end, rendendo impossibili di fatto tutti gli interventi di schermatura accurata dei cavi dal rivelatore alle schede di disaccoppiamento e di ottimizzazione del rumore elettronico. Inoltre, proprio le attività connesse con il vuoto, con l'operazione di pompe ed altra strumentazione, erano sorgenti importanti di rumore elettronico generato in prossimità proprio dei punti più delicati e sensibili del rivelatore. In taluni casi queste sorgenti di rumore rendevano inutilizzabili per questa misura interi armadi di elettronica (ciascuno contenente 18 schede per un totale di $32 \times 18 = 576$ fili). Le misure effettuate sono quindi solamente una prova generale del sistema, ma non consentono di ottenere risultati conclusivi o di stimare precisamente la risposta elettronica. Pertanto tra tutte le schede che sono state acquisite sono state prese in considerazione solo quelle in cui il rumore elettronico non fosse inaccettabile: escludendo i casi in cui il rumore fosse superiore a 11 conteggi ADC o ad un valore di 4 in RMS. Questa richiesta è soddisfatta solo dal 10 % delle schede acquisite. In queste pagine sono riportati i risultati ottenuti su alcune di queste schede.

Come previsto, dato l'elevato numero di capacità presenti nei fili studiati su differenti schede che possono far parte di partite di produzioni diverse, la risposta tra gruppi di

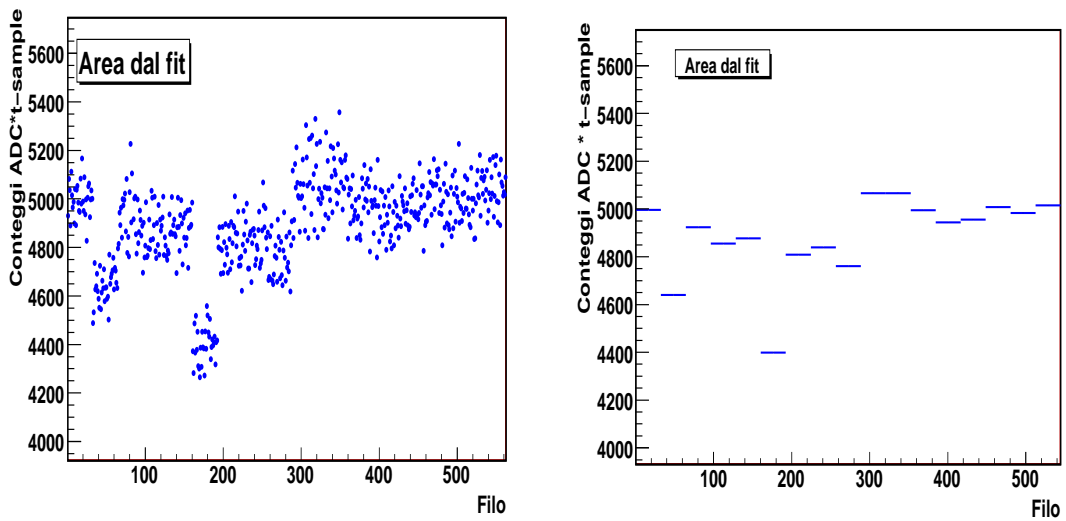


Figura 4.8: Valor medio filo per filo (a sinistra) e scheda per scheda (in basso) dell'area del segnale ottenuta dal fit nel caso di massima carica iniettata e tempo di salita $4\mu s$.

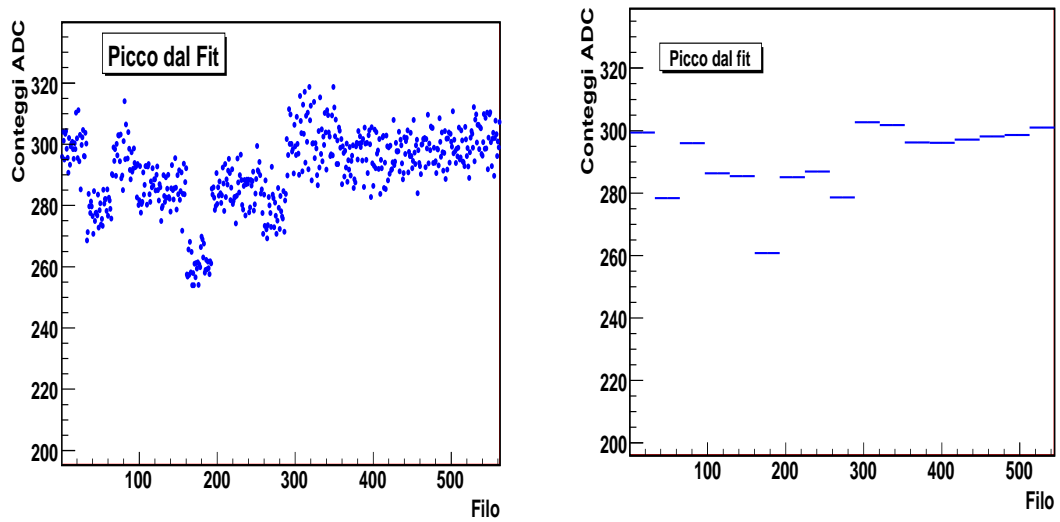


Figura 4.9: Valor medio filo per filo (a sinistra) e scheda per scheda (a destra) del valore massimo del segnale, ottenuto dal fit nel caso di massima carica iniettata e tempo di salita $4\mu s$.

32 fili diversi può essere in media diversa, come mostrato nelle figure in basso 4.8 e 4.9, mentre le fluttuazioni tra i canali di ciascuna scheda sono molto inferiori, grazie alla maggiore omogeneità dei valori delle capacità montate su ciascuna scheda.

Naturalmente, come già accennato, la precisione delle costanti di calibrazione sarà limitata dalla precisione del valore di queste capacità sulle singole schede, con un contributo di circa il 3% all'errore sistematico della calibrazione elettronica. Si potrebbe quindi valutare la possibilità di eseguire una campagna di misure analoga a quella descritta per il rivelatore ICARINO, utilizzando cioè circuiti ancillari con capacità selezionate su valori molto precisi, così da poter arrivare a precisioni di circa 1%. Procedendo in questo modo però le operazioni di calibrazione divengono molto più laboriose, richiedendo una procedura manuale di applicazione temporanea di questi circuiti a ciascuna scheda di disaccoppiamento³. Se si decidesse di utilizzare questo approccio, la misura verrebbe comunque eseguita una sola volta, utilizzando poi le altre capacità di test per seguire l'evoluzione del sistema nel tempo.

In ogni caso, come già ricordato, una calibrazione fisica potrà essere ottenuta anche grazie ad i muoni cosmici.

³Nel T600 sono presenti $(5728/32)*4=716$ schede per la lettura dei fili di collezione!

Capitolo 5

Metodi di misura della vita media degli elettroni in Argon Liquido

La misura dell'energia depositata a partire dalla carica raccolta sui fili richiede la conoscenza accurata della vita media degli elettroni τ_e , indispensabile per correggere l'attenuazione del segnale dovuto alla presenza delle impurità elettronegative nel mezzo. In un rivelatore come ICARUS gli elettroni di ionizzazione prodotti per ionizzazione possono percorrere anche lunghezze di drift molto lunghe (nel caso di ICARUS T600 ad esempio la lunghezza massima di deriva è 150 cm corrispondente ad un tempo di drift di circa 1 ms) pertanto la vita media degli elettroni deve essere mantenuta sufficientemente alta affinché il segnale non venga ridotto al punto da non essere misurabile una volta giunto sull'anodo. Inoltre è chiaro che la necessità di costruire rivelatori di massa fiduciale sempre maggiore e quindi con lunghezza di deriva sempre maggiore porta con sé la necessità di poter raggiungere vite medie degli elettroni sempre più alte.

ICARUS ha messo a punto metodologie di riempimento del rivelatore capaci di ottenere una buona purezza iniziale, insieme ad un sistema di purificazione che durante tutta la presa dati riduce le impurità presenti nell'Argon liquido.

Naturalmente poter misurare in modo frequente τ_e durante tutta la presa dati è cruciale per conoscere l'evoluzione nel tempo del rivelatore e migliorare la ricostruzione dell'energia, soprattutto se una discriminante per lo studio degli eventi rari come quelli di neutrino risulta essere proprio una misura precisa dell'energia. A questo scopo in ICARUS sono stati predisposti i cosiddetti monitor di purezza che misurano su una piccola distanza l'attenuazione di una carica liberata artificialmente da un catodo con un laser. E' però

fondamentale poter effettuare la misura di τ_e anche con le tracce di muoni passanti, che verificano la risposta del rivelatore a segnali fisici e direttamente nel volume sensibile.

L'esperienza della misura di muoni dai raggi cosmici presso la mini TPC ad Argon Liquido ICARINO, ha consentito di mettere a punto due diversi metodi per la misura accurata di τ_e . Grazie a questo studio non solo si è messa in evidenza la possibilità di una stima della vita media utilizzando le singole tracce di muone raccolte, ma soprattutto si è mostrata la possibilità di raggiungere valori di vita media degli elettroni molto alti, almeno di un ordine di grandezza maggiore rispetto a quelli ottenuti durante il technical run di Pavia, che costituiscono una tappa importante nella prospettiva della costruzione di rivelatori di grande massa come MODULAR. Questi metodi saranno qui di seguito presentati.

5.1 Un richiamo: la distribuzione di Landau

La perdita di energia media di una particella carica è descritta dalla formula di Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a^2 r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2 W_{max}}{I^2} - 2\beta^2 - \delta \right] \quad (5.1)$$

in cui compaiono il numero di Avogadro N_a , la massa ed il raggio classico dell'elettrone m_e ed r_e , la densità ρ , il numero atomico Z ed il peso atomico A del mezzo attraversato, i parametri relativistici γ e β , W_{max} , che descrive la massima energia che può essere ceduta ad un elettrone in un singolo urto, I , che rappresenta l'energia media di ionizzazione, ed infine in δ , che è definito "parametro di densità".

La fluttuazione attorno alla media della perdita dell'energia Δ ceduta da una particella carica di energia E nel tratto Δx , a causa della natura statistica del processo di ionizzazione è descritta invece da una distribuzione asimmetrica detta di Landau:

$$f_L(\lambda) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{u \ln u - \lambda u} \sin \pi u du \quad \lambda = \frac{\Delta - \Delta_{mp}}{\xi} \quad (5.2)$$

ove :

$$\Delta_{mp} = \xi [\ln(\xi/\epsilon + 0.198 - \delta)]$$

$$\xi = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \left(\frac{z}{\beta}\right)^2 \Delta x$$

$$\ln \epsilon = \ln \frac{(1 - \beta^2) I^2}{2mc^2 \beta^2} + \beta^2 \quad .$$

Il valore del picco di Landau (Δ_{mp}) risulta essere sperimentalmente una stima migliore della perdita di energia del muone rispetto alla perdita di energia media in quanto immune dalle code della distribuzione e dalle loro fluttuazioni. Il valore medio della perdita di energia del muone dipende invece fortemente dalla coda della distribuzione (e dalla sua stima) e quindi dipende dalla soglia utilizzata per identificare i raggi δ ed è anche più soggetto a fluttuazioni statistiche. Naturalmente la distribuzione sperimentale della perdita di energia sarà meglio descritta dalla convoluzione di una funzione di Landau con una distribuzione gaussiana che tenga conto di tutte le sorgenti di fluttuazione della carica misurata (dovute ad es. al rumore elettronico ed agli effetti di diffusione e geometrici). La distribuzione così ottenuta sarà quindi della forma:

$$f(x, \epsilon) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{+\infty} f_L(s, x) e^{-\frac{(\epsilon-s)^2}{2\sigma^2}} ds \quad (5.3)$$

I parametri che compaiono in questa funzione sono K, che rappresenta il fattore di normalizzazione, Δ_{mp} che ancora una volta è il valore più probabile di perdita di energia, ξ è collegato al valor medio della perdita di energia e σ è la larghezza della distribuzione gaussiana introdotta.

L'introduzione della convoluzione con la gaussiana ha come effetto l'allargamento della distribuzione e lo spostamento del picco, che non coincide più con il picco di Landau Δ_{mp} : se però si utilizza tale funzione per eseguire un fit della distribuzione sarà ancora possibile estrarre il valore effettivo del picco di Landau e al tempo stesso ottenere dalla distribuzione una stima delle fluttuazioni presenti nella misura della carica non dovute ad effetti fisici.

5.2 Presa dati e ricostruzione base degli eventi in ICARINO

Il rivelatore ICARINO, per le sue piccole dimensioni, risulta essere uno strumento fondamentale per effettuare test innovativi ed effettuare misure strettamente correlate alla tecnologia di base del rivelatore ICARUS. In particolare nel corso del 2009 questa mini TPC è stata preparata ed utilizzata per raccogliere eventi di muoni cosmici da utilizzare per una misura della vita media degli elettroni.

Il primo elemento fondamentale per questa misura di precisione è stato ottimizzare (valendosi anche di una simulazione del campo elettrostatico) i valori delle resistenze del partitore resistivo che consente di polarizzare gli elettrodi sulle pareti laterali in modo da generare un campo di deriva uniforme. Ogni disuniformità residua del campo elettrico di deriva può deformare (con effetti di focalizzazione - defocalizzazione) il segnale di carica raccolto su ciascun filo, limitando fortemente la misura dell'attenuazione della carica dovuta alle impurezze in Argon. Inoltre è risultato importante fare in modo che le tracce misurate attraversino gran parte della regione di deriva (30 cm) in modo da rendere massima l'attenuazione che si intendeva misurare ed ottimizzare la sensibilità della misura di τ_e . Per questa ragione è stato studiato un sistema di trigger esterno al rivelatore per selezionare tracce di muoni cosmici passanti attraverso la TPC: questo trigger è fornito da 4 telescopi costituiti ciascuno da 3 contatori a scintillazione equipaggiati con fotomoltiplicatori posti in una logica di coincidenze per selezionare sia tracce verticali, sia tracce inclinate a -45° rispetto all'asse verticale che attraversino tutta la regione di deriva. Durante la presa dati i telescopi per selezionare le sole tracce inclinate hanno fornito una frequenza media di trigger di circa 4 mHz.

Durante tutta la presa dati temperatura, pressione e livello dell'Argon all'interno del dewar sono stati monitorati: in particolare veniva costantemente monitorata la differenza di temperatura del liquido fra due distinti e lontani punti nel dewar in modo da garantire che nei dati raccolti la temperatura fosse stabile ed uniforme, e di conseguenza tale fosse anche la velocità di deriva degli elettroni. La temperatura media misurata in condizioni di stabilità dei parametri criogenici è di circa 89 K. Per assicurare una stabilità delle condizioni criogeniche dell'Argon nel dewar si sono analizzati solamente i dati raccolti dopo una settimana dal riempimento: in questa prima settimana dopo il riempimento si

è messa a punto l'elettronica di acquisizione, il sistema di trigger, ottimizzando anche i potenziali dei piani di fili anodici per realizzare la condizione di trasparenza sulla griglia e sui fili di induzione e la migliore uniformità del campo elettrico all'interno della TPC, che risulta mediamente 474 V/cm.

Per ciascun evento raccolto, il sistema di acquisizione salvava in un file 1024 campionamenti dell'elettronica: di questi i primi 120 sono in realtà un precampionamento impostato nel sistema di acquisizione e quindi non contengono alcuna informazione fisica, così come gli ultimi 400. Questi t-sample risultano essere comunque importanti in quanto permettono di stimare il rumore elettronico presente nell'evento. Per gli eventi in ICARINO l'osservazione del segnale raccolto in ciascun filo ha messo in evidenza una ridotta presenza della componente di rumore elettronico di bassa frequenza che, come descritto precedentemente, produce una modulazione nel tempo della linea di base. Pertanto l'individuazione dei segnali fisici, hit, su ciascun filo risulta più semplice rispetto a quanto descritto in ICARUS: si individua un candidato hit inizia quando il segnale sul filo supera i 5 conteggi ADC (la baseline è mediamente attorno a 0) e termina quando il segnale sul filo torna al di sotto dei 6 conteggi ADC. Tale candidata diventa una hit effettiva solamente se il tempo che intercorre fra inizio e fine della hit è almeno maggiore di 6 t-sample. Per ciascuna hit viene inoltre eseguito un fit del segnale su 256 t-sample che contengono e circondano la hit utilizzando la funzione 3.2 e vengono infine registrate tutte le informazioni che ne descrivono le proprietà, in particolare filo, t-sample del picco ed area sopra la baseline. Successivamente, in modo simile a quanto fatto in ICARUS, le hit vengono raggruppate in cluster sulla base di criteri di contiguità spaziale: due hit fanno parte dello stesso cluster se la loro distanza nella direzione dei fili risulta essere minore di 1 cm e se inoltre la distanza lungo la direzione drift fra la fine di una hit e l'inizio della successiva è minore di 4 mm.

Infine la velocità di deriva v_d è stata stimata utilizzando gli stessi dati raccolti. La conoscenza di v_d è fondamentale per poter associare a ciascuna coordinata temporale la corrispondente coordinata spaziale in mm lungo la direzione di deriva. Per questa misura si sono selezionate tracce che attraversano tutta la TPC dall'anodo al catodo; misurando il tempo massimo t_{max} di deriva degli elettroni ed essendo nota la distanza massima di deriva nella camera d_{max} v_d può essere ottenuto come:

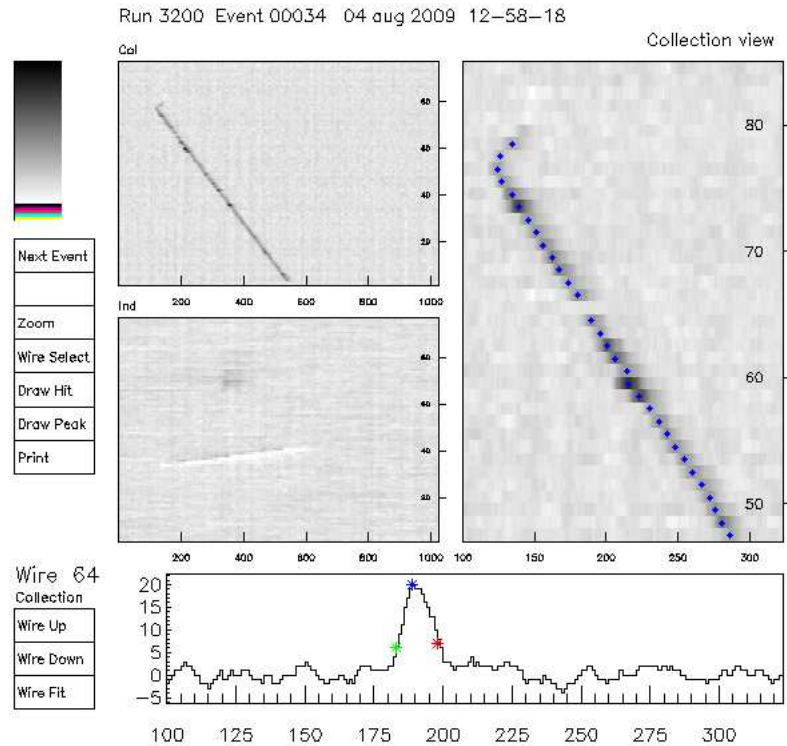


Figura 5.1: Tipica traccia raccolta durante la presa dati di Legnaro: in alto a sinistra la vista di Collezione; al centro a sinistra la vista di Induzione; a destra lo zoom della vista di Collezione ed in basso il tipico segnale su un filo.

$$v_{drift} = \frac{d_{max}}{t_{max}} = \frac{31.8cm}{0.4\mu s \times (t_f - 120)} = 1.49mm/\mu s \pm 1\% \quad (5.4)$$

Questa misura è stata ripetuta durante tutta la raccolta dati verificando che essa rimaneva pressochè costante, confermando la stabilità di temperatura e campo elettrico.

Infine prima di iniziare l'analisi, la carica raccolta su ciascun filo è stimata tramite l'area è stata opportunamente corretta applicando i fattori di calibrazione ottenuti mediante l'analisi descritta nel capitolo precedente.

5.3 Selezione degli eventi per la misura di τ_e

L'analisi per misurare la vita media degli elettroni è stata eseguita solamente su di un campione di eventi selezionato con criteri applicati alla vista di Collezione che garantissero di analizzare eventi contenenti solo una traccia di muone.

- In primo luogo per ciascun evento sono state ricostruite tutte le hit e sono stati scartati gli eventi vuoti, cioè eventi acquisiti in cui non fosse presente alcuna traccia fisica nel volume sensibile, e gli eventi in cui invece fosse presente uno sciame elettromagnetico. L'esclusione di queste due tipologie di evento può essere ottenuta semplicemente applicando una selezione sul numero N_h di hit presenti nell'intervallo di t-sample 120-655, corrispondente al volume sensibile: un evento è analizzato solamente se $9 < N_h < 200$.
- In modo analogo vengono rigettati gli eventi eccessivamente rumorosi studiando il numero di hit presenti nei t-sample che non corrispondono alla regione di drift: se nella regione prima del t-sample 118 e dopo il t-sample 665 ci sono più di 3 hit l'evento viene scartato. Questi primi due criteri di selezione portano all'esclusione del 20 % delle tracce raccolte.
- Per selezionare eventi in cui ci siano segnali dovuti ad una sola traccia di muone sono stati costruiti i cluster presenti nell'evento. L'algoritmo di selezione degli eventi esclude i casi in cui sono presenti più di 9 cluster, se il cluster più esteso (cluster principale) ha meno di 10 hit o se ci sono più di 3 cluster con più di 10 hit. Questo criterio permette di eliminare, ad esempio, eventi di sciame elettromagnetico che producono meno di 200 hit ma che sono caratterizzati da tante tracce separate di elettrone.
- negli eventi sopravvissuti viene richiesto che le hits della traccia candidata siano allineate tra loro: si costruisce per il cluster principale la retta nel piano filo-tsample che meglio descrive la traccia, cioè quella che rende massimo il numero di hit contenuti entro una banda larga 6 mm e centrata sulla retta stessa. Un evento viene selezionato solo se i segnali all'interno della banda sono almeno 80 e se costituiscono almeno il 95 % del numero di hit dell'evento. In questo modo si escludono le

Criterio di selezione evento	Eventi rigettati	Eventi che soddisfano la selezione
Eventi vuoti o sciami e.m.	1184	5136 (81.3%)
Eventi rumorosi	62	5074 (80.3%)
Costruzione cluster	649	4425 (70.0%)
Raggi δ	2723	1702 (26.9%)
Tracce troppo corte	530	1172 (18.5%)

Tabella 5.1: Effetto dei vari criteri di selezione applicati sul campione iniziale di 6320 eventi raccolti in ICARINO.

tracce multiple non riconosciute precedentemente, ma al tempo stesso si eliminano le tracce in cui siano presenti raggi delta particolarmente energetici che rischiano di falsare la misura della purezza. Questo ultimo criterio risulta essere il più selettivo in quanto taglia circa il 60 % degli eventi fino ad ora sopravvissuti.

- Per escludere dall'analisi i segnali prodotti dagli elettroni di ionizzazione prodotti nella regione oltre il piano di Collezione e quindi esterno alla TPC, le hit ricostruite prima del t-sample 155 vengono escluse dall'analisi mentre le restanti vengono utilizzate per eseguire un fit lineare per determinare in modo preciso la direzione della traccia.
- Infine, per garantire che tutte le tracce occupino la stessa regione di drift, sono state selezionate tutte le tracce in cui la prima e l'ultima hit utilizzata per il fit, e quindi contenuta nella banda precedentemente selezionata, si trovano rispettivamente prima del t-sample 187 e dopo il t-sample 580: la regione compresa fra questi due t-sample corrisponde ad una distanza di drift di circa 23 cm.

Poiché è evidente già all'osservazione visuale che la purezza è molto buona, ci si attende che la vita media degli elettroni sia grande rispetto al tempo massimo di deriva (200 μ s) e che il segnale sia poco attenuato. In questo caso è importante verificare l'assenza di distorsioni significative del campo elettrico, che potrebbero introdurre effetti di focalizzazione/defocalizzazione della carica raccolta sui fili falsando in tal modo la misura della vita media.

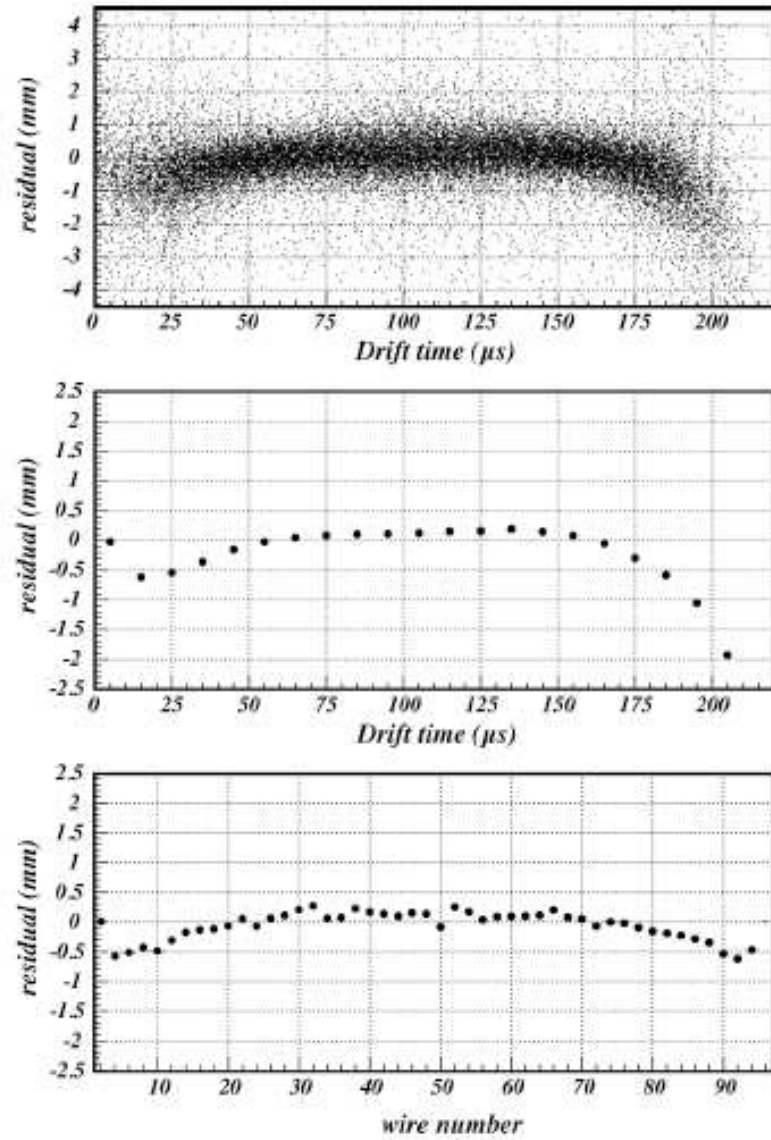


Figura 5.2: Distribuzione dei residui delle hit rispetto alla linea di traccia in funzione del tempo di deriva nella vista di Collezione: in alto evento per evento mentre al centro il valor medio. In basso i valori medi calcolati in funzione del filo occupato dalla hit.

Uno strumento importante per verificare l'uniformità del campo elettrico è lo studio della deviazione dalla linearità della traccia: per ciascuna hit della traccia nella vista di collezione è stata calcolata la distanza dalla retta di fit della traccia nella direzione di drift, riportata in figura 5.2 sia in funzione del t-sample sia in funzione del numero di filo della hit considerata. In particolare, limitandosi all'intervallo di drift fra 187 e 580 t-sample, le distorsioni sono inferiori a 0.5 mm, e l'uniformità del campo elettrico è tale da non introdurre effetti sistematici di sovrastima della vita media. Analogamente, sempre per contenere le distorsioni della traccia, sono stati esclusi dallo studio della purezza i 4 fili esterni ad entrambi i lati.

Le tracce selezionate come discusso sopra sono state utilizzate per ottenere una stima della vita media degli elettroni e quindi della purezza dell'Argon Liquido. A questo scopo sono stati messi a punto due metodi di misura diversi e complementari, basati rispettivamente su un fit globale su tutti gli eventi e su un fit evento per evento.

5.4 Misura della purezza: fit globale delle tracce di muone raccolte

La prima analisi delle tracce di muone raccolte in ICARINO studia il campione senza distinguere i singoli eventi: la stima della purezza è ottenuta da una interpolazione della distribuzione cumulativa di tutti gli eventi. Come già ricordato la carica (area della hit) prodotta in uno spessore Δx è distribuita come una funzione di Landau, convoluta con una gaussiana che tenga conto degli effetti di risoluzione del rivelatore, del contributo del rumore elettronico, della non monocromaticità del campione utilizzato, delle fluttuazioni geometriche nel pitch da traccia a traccia etc. Per esempio la distribuzione angolare delle tracce in collezione presenta una larghezza r.m.s. di 1.6° , come mostrato in figura 5.5, che corrisponde ad una larghezza r.m.s. del pitch pari a circa il 5%.

Per studiare l'attenuazione del segnale in funzione del tempo di deriva si suddivide l'intervallo Δt selezionato (circa $160 \mu s$) in 16 sottointervalli uguali. Per ciascuno di essi si costruisce la distribuzione dell'area delle hit di tutte le tracce selezionate e la si interpola con una funzione di Landau convoluta con una gaussiana. Un esempio di queste distribuzioni con il corrispondente fit è riportato in figura 5.3. Si ottengono così per ciascun intervallo il valore del picco di Landau $Q_{mp}(t)$, corrispondente al valore più probabile della

carica, e la stima dell'errore statistico. Ci si aspetta che, a causa dell'attenuazione, $Q_{mp}(t)$ dipenda dal tempo medio dell'intervallo t con legge esponenziale: $Q_{mp}(t) = Q_0 e^{-t/\tau_e}$. La dipendenza dal tempo t dei valori $Q_{mp}(t)$ è mostrata in figura 5.4 insieme con il fit esponenziale. All'errore statistico di $Q_{mp}(t)$ si somma quadraticamente l'errore sistematico complessivo. Un primo contributo è dovuto alla misura della linea di base: variando gli intervalli utilizzati attorno alla hit è possibile quantificare in uno 0.1% il contributo all'area dalla stima della baseline. Un analogo contributo di 0.1% si ottiene come effetto di una possibile variazione della linea di base in funzione del tempo di deriva. La fonte maggiore d'errore proviene invece dalla costanti di calibrazione: come già detto fondamentale è assicurarci che tutti i fili rispondano allo stesso modo allo stesso segnale di carica e per ottenere questo sono state stimate le costanti di calibrazione per ciascun filo e l'area di ciascuna hit è stata moltiplicata per la costante di calibrazione corrispondente al filo di appartenenza. Ciascuna costante di calibrazione risulta affetta da un errore sistematico dello 0.8 % dovuto alle capacità utilizzate nella procedura di calibrazione a cui va aggiunto un ulteriore contributo dello 0.3 % osservato confrontando i risultati ottenuti variando la durata dell'impulso utilizzato per la calibrazione. Il risultato complessivo fornito dal fit è $\tau_e = (21_{-4}^{+7})$ ms.

Per apprezzare la significatività di questo livello di purezza e le sue implicazioni per la realizzazione di nuovi rivelatori di grande massa, basta ricordare che, con un $\tau_e = 17$ ms, ci si aspetta che ad una distanza di deriva di 4 m il segnale sia attenuato solo del 15%.

5.5 Misura della purezza: analisi della singola traccia di muone

Il secondo metodo di misura si basa sull'analisi della singola traccia raccolta: in ogni evento la carica misurata Q_{mis} ¹ su ciascun filo risulta essere legata alla carica effettivamente depositata Q_{dep} mediante la relazione $Q_{mis}(t_d) = Q_{dep} \cdot e^{-t_d/\tau_e}$ dove t_d è il tempo di deriva e τ_e la vita media degli elettroni. Passando ai logaritmi la relazione diviene lineare: $\ln(Q_{mis}) = \ln(Q_{dep}) - t_d/\tau_e$. Per ciascuna traccia è quindi possibile eseguire un fit lineare del $\ln(Q_{mis})$ in funzione del tempo di deriva: dalla pendenza della retta

¹ Q_{mis} è stimata con l'integrale della funzione che interpola la hit (eq. 3.2) considerata misura più stabile e precisa dell'area della hit.

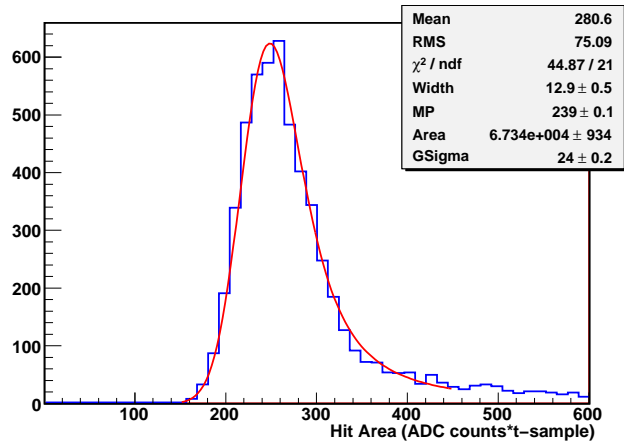


Figura 5.3: Esempio di distribuzione dell'area $Q_{mis}(t)$ delle hit di tutte le tracce raccolte in uno dei 16 bin temporali in cui è stato diviso il tempo complessivo di drift. In figura è riportato anche il fit eseguito con una Landau convoluta con una gaussiana.

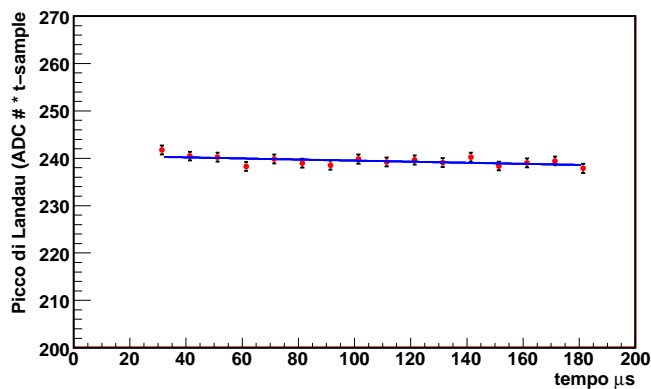


Figura 5.4: Andamento nel tempo dei picchi di Landau ottenuti dallo studio dei 16 bin temporali. Il fit esponenziale fornisce $1/\tau_e = 0.047 \pm 0.0012$ con χ^2 per grado di libertà pari a 11/14.

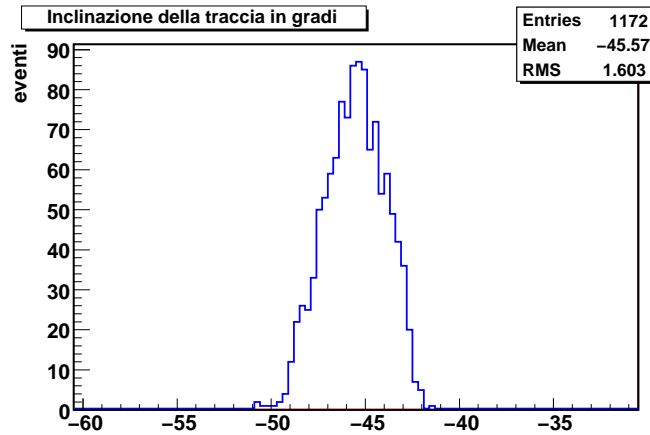


Figura 5.5: Distribuzione dell'inclinazione della traccia misurata nel piano di Collezione per le tracce di muone utilizzate nell'analisi della purezza.

interpolante si può ottenere quindi in modo semplice una stima della vita media degli elettroni (o meglio del suo reciproco).

Naturalmente il problema in questo caso è che la distribuzione delle aree è fortemente asimmetrica con una lunga coda positiva, solo leggermente attenuata nel passaggio ai logaritmi (vedi fig.5.7). Alle code della distribuzione possono contribuire anche raggi δ non sufficientemente robusti da dar luogo a tracce secondarie separate dal muone come si può vedere in figura 5.6. Di conseguenza la stima di $1/\tau_e$ è affetta da grandi fluttuazioni non gaussiane, per limitare le quali si rende necessario eliminare dall'interpolazione le hit troppo energetiche. Il metodo scelto è quello della *media logaritmica troncata*: le hit della traccia vengono ordinate in ordine di area crescente e viene esclusa dall'analisi una frazione f_H delle hit con area più elevata insieme a tutte le hit con area inferiore a 150 conteggi ADC. L'effetto dell'applicazione di questa selezione delle hit sulla distribuzione di Landau è mostrata in figura 5.8 al variare della frazione f_H . Per l'analisi in corso è stata selezionato il valore di f_H pari al 10 % il cui effetto è mostrato più in dettaglio in figura 5.9: la distribuzione diviene più simmetrica e più vicina ad una gaussiana, con una riduzione della larghezza r.m.s. da 0.29 a 0.18. Dopo aver escluso dalla traccia la frazione $f_H = 10\%$ con carica maggiore si procede al fit lineare del $\ln(Q_{mis})$ in funzione del tempo di deriva, attribuendo a ciascuna hit un errore costante 0.14 - pari al fit gaussiano in fig.5.9 - determinando il valore di $1/\tau_e$. La figura 5.6 esemplifica la procedura di selezione

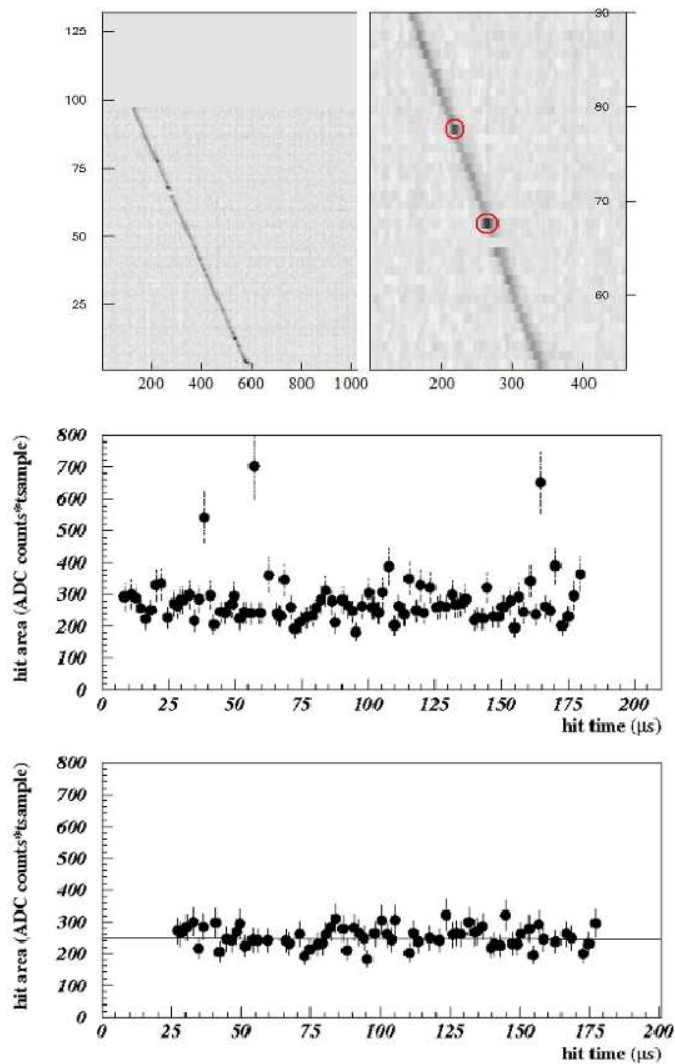


Figura 5.6: Esempio del metodo applicato sulla singola traccia per la stima della purezza. In alto esempio di traccia di muone raccolta in ICARINO e selezionata per l'analisi. In particolare in alto a sinistra parte della traccia è mostrato uno zoom della traccia e sono stati evidenziati i punti caldi, dovuti ai raggi delta. Al centro è mostrata l'area delle hit ricostruite in funzione del tempo: risultano evidenti le hit ad alta carica depositata che possono falsare la misura della vita media. Infine in basso sono riportate le sole hit che sopravvivono alla selezione mediante media troncata logaritmica ed è stato eseguito il fit esponenziale della carica in funzione del tempo che ha fornito $1/\tau_e = 0.11 \pm 0.39 \text{ms}^{-1}$ con χ^2 per grado di libertà pari a 61/65.

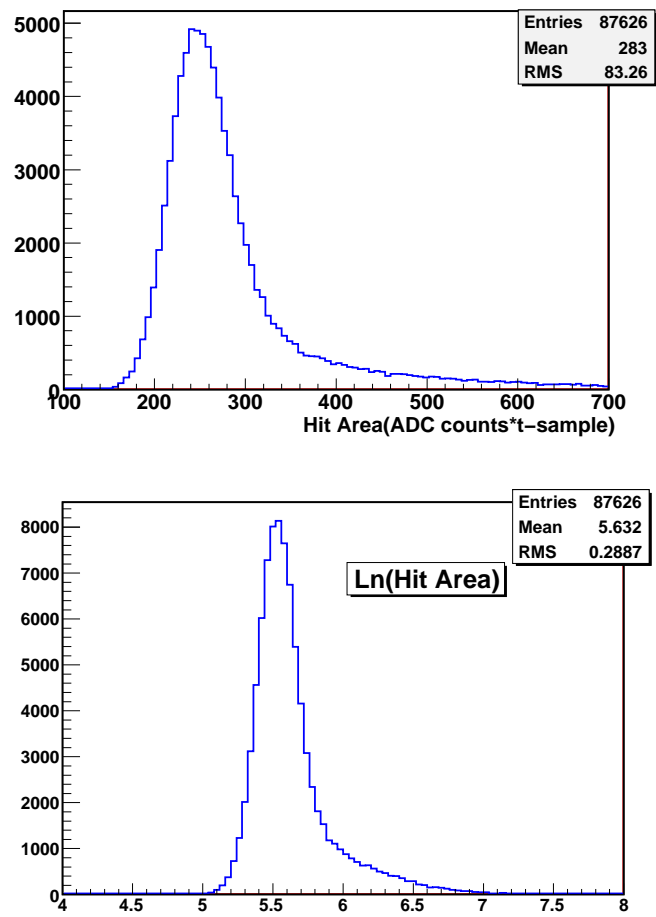


Figura 5.7: Distribuzione in alto dell'area Q_{mis} e in basso di $\ln(Q_{mis})$ per tutte le hit di tutte le tracce raccolte.

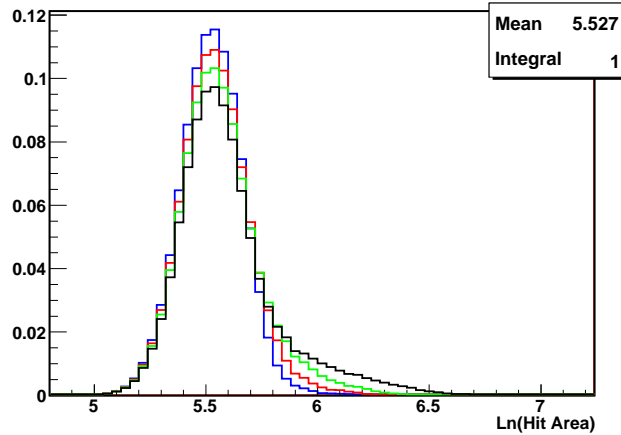


Figura 5.8: Effetto dell'applicazione della media troncata logaritmica sulla distribuzione, per comodità normalizzata ad 1, del $\ln(Q_{mis})$: in nero la distribuzione nel caso $f_H = 95\%$, in verde il caso $f_H = 90\%$, in rosso $f_H = 85\%$ ed infine in blu $f_H = 80\%$. Tanto maggiore è la frazione di hit escluse tanto più viene eliminata la coda di hit corrispondente ad alti depositi di energia.

e fit.

Come si vede in figura 5.11 il χ^2 per grado di libertà del fit mostra che la stima dell'errore delle singole hit è corretto. La distribuzione di $1/\tau_e$ per tutte le tracce analizzate è gaussiana, come si vede in figura 5.10, ed il valore medio vale: $1/\tau_e = 0.052 \pm 0.015 \text{ms}^{-1}$. L'errore appena riportato è solo statistico, ad esso vanno aggiunti quadraticamente i contributi sistematici sulla stima dell'area della hit. Il risultato complessivo fornito da questo metodo risulta quindi $\tau_e = (19_{-5}^{+11}) \text{ms}$.

E' utile sottolineare qualche implicazione del metodo della media logaritmica troncata. Il vantaggio di questo approccio è evidente: si riducono l'asimmetria e le code non gaussiane, riducendo significativamente anche la larghezza r.m.s. della distribuzione, con una drastica riduzione delle fluttuazioni nel fit delle tracce. Il metodo però potrebbe introdurre una distorsione (bias) verso la sovrastima di τ_e . Infatti è più probabile eliminare le fluttuazioni dove il valore medio del segnale è maggiore, cioè ai tempi brevi, con la conseguenza di "piallare" la dipendenza temporale ed ottenere un valore più alto di τ_e . Il bias sarà tanto maggiore tanto è minore il valore di τ_e e diviene trascurabile per grandi vite medie. Una

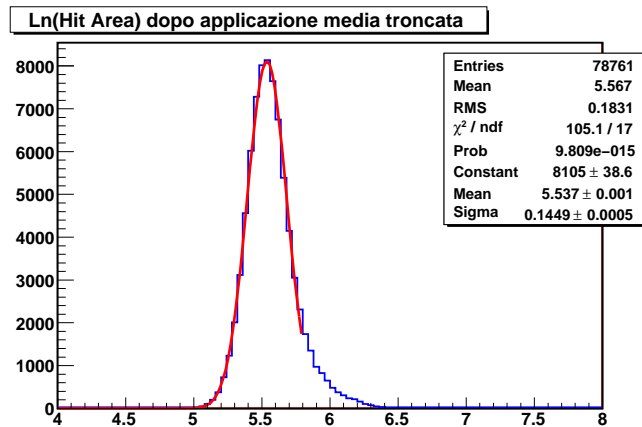


Figura 5.9: Distribuzione del logaritmo dell'area delle hit nella traccia dopo l'applicazione della media troncata logaritmica. Si è eseguito anche un fit gaussiano per stimare la larghezza di tale distribuzione e quindi l'errore da attribuire a ciascun punto nel fit di $\ln(Q_{mis})$

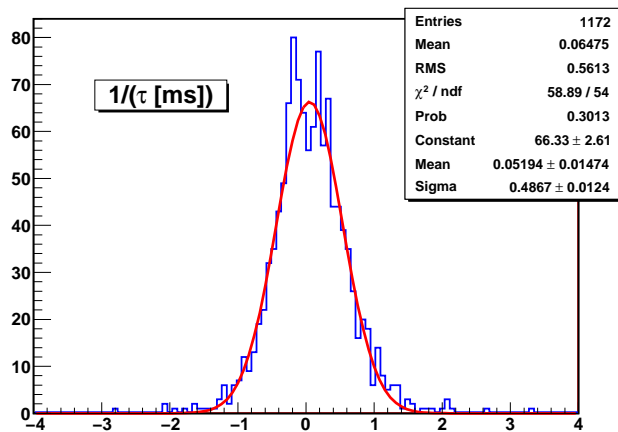


Figura 5.10: Distribuzione dell'inverso di τ_e stimata evento per evento mediante un fit lineare di $\ln(Q_{mis}(t))$.

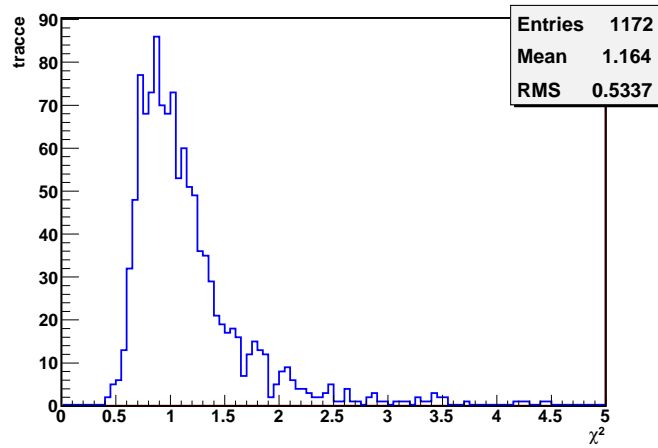


Figura 5.11: Distribuzione dei χ^2 per grado di libertà dei fit eseguiti per estrarre il valore di τ_e nel caso di $f_H = 10\%$.

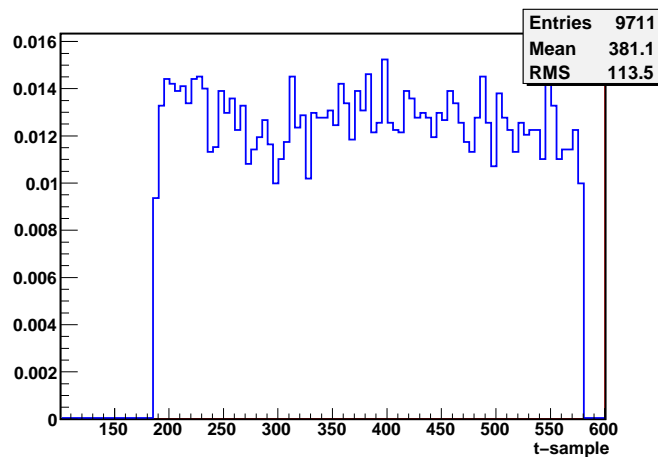


Figura 5.12: Distribuzione, normalizzata per semplicità ad 1, del t-sample delle hit escluse mediante l'applicazione della media troncata logaritmica.

verifica quantitativa è ottenuta con una semplice simulazione in cui si sono generati, per vari valori (da 1 a 30 ms) di τ_e , campioni di 5000 tracce di 100 hit equispaziate su un intervallo di 200 μs . Le hit sono generate secondo la distribuzione misurata nella cameretta e poi attenuate per tener conto della vita media. Le tracce vengono poi selezionate ed analizzate con le stesse procedure usate per i dati veri, fino ad ottenere una stima di $1/\tau_e$.

A ciascun campione è stata applicata una frazione f_H pari a 5%, 10%, 15% e 20%. I risultati sono riportati in tabella 5.2. Come atteso si osserva un bias decrescente al crescere della vita media, che si accentua all'aumentare di f_H . D'altra parte già per $f_H=10\%$ si ha una importante riduzione (30%) della larghezza della distribuzione di $1/\tau_e$ dal fit delle tracce. Ad esempio già a partire da $\tau_e = 20ms$ i risultati ottenuti sono (con la statistica simulata) compatibili con il valore usato in generazione per f_H da 5% a 15%. Per ottenere il miglioramento in risoluzione senza introdurre bias significativi si è provato a procedere in modo iterativo: in un primo passaggio si stima τ_{e0} senza applicare nessun troncamento e mediando su tutte le tracce. Con il valore così ottenuto si procede ad una iterazione in cui ad ogni traccia si elimina la frazione f_H delle hit più grandi - utilizzando però la carica corretta $Q = Q_{mis} \cdot \exp(t/\tau_{e0})$ - si esegue il fit evento per evento e, dalla distribuzione di $1/\tau_e$, si estrae la stima finale di $1/\tau_e$ e della vita media. La tabella 5.3 riassume i risultati ottenuti in questo secondo approccio: è evidente che in questo caso si evita il bias precedentemente discusso ed allo stesso tempo si conserva la prerogativa fondamentale del metodo di migliorare la risoluzione sulla vita media, riducendo le fluttuazioni dovute alle code.

5.6 Misura della purezza con muoni cosmici nel T600

L'esperienza acquisita con la cameretta ICARINO è preziosa per estendere l'uso di muoni cosmici alla misura della purezza nel ben maggiore rivelatore T600. Naturalmente si deve tenere conto delle notevoli differenze tra i due casi, in particolare:

- il flusso di muoni in superficie è ben diverso da quello sotterraneo: il primo è di circa $1 \mu/cm^2/min$ mentre ai LNGS è di circa $1\mu/m^2/h$, cioè quasi 6 ordini di grandezza più piccolo;
- la lunghezza di deriva del T600 è di 150 cm contro i 30 cm di ICARINO;

$1/\tau_e ms^{-1}$ simulato	$1/\tau_e ms^{-1}$ $f_H = 0\%$	$1/\tau_e ms^{-1}$ $f_H = 5\%$	$1/\tau_e ms^{-1}$ $f_H = 10\%$	$1/\tau_e ms^{-1}$ $f_H = 15\%$	$1/\tau_e ms^{-1}$ $f_H = 20\%$
1	1 ± 0.009	0.87 ± 0.007	0.84 ± 0.006	0.8 ± 0.005	0.74 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.48 ± 0.005	0.41 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.34 ± 0.003
0.333	0.34 ± 0.009	0.29 ± 0.007	0.29 ± 0.006	0.27 ± 0.005	0.25 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.47 ± 0.005	0.40 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.34 ± 0.003
0.2	0.21 ± 0.009	0.18 ± 0.007	0.17 ± 0.006	0.16 ± 0.005	0.15 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.47 ± 0.005	0.40 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.34 ± 0.003
0.1	0.11 ± 0.009	0.089 ± 0.007	0.09 ± 0.006	0.081 ± 0.005	0.079 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.47 ± 0.005	0.40 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.33 ± 0.003
0.05	0.063 ± 0.009	0.58 ± 0.007	0.047 ± 0.006	0.042 ± 0.005	0.035 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.48 ± 0.005	0.40 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.34 ± 0.003
0.033	0.045 ± 0.009	0.032 ± 0.007	0.034 ± 0.006	0.028 ± 0.005	0.026 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.48 ± 0.005	0.40 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.34 ± 0.003

Tabella 5.2: Risultati dell'effetto di applicazione della media troncata logaritmica ottenuti su tracce di muone simulate. In particolare sono riportate la media e la larghezza della distribuzione ottenuta, stimate mediante un fit gaussiano.

$1/\tau_e m s^{-1}$ simulato	$1/\tau_e m s^{-1}$ $f_H = 0\%$	$1/\tau_e m s^{-1}$ $f_H = 5\%$	$1/\tau_e m s^{-1}$ $f_H = 10\%$	$1/\tau_e m s^{-1}$ $f_H = 15\%$	$1/\tau_e m s^{-1}$ $f_H = 20\%$
1	1 ± 0.009	1.003 ± 0.007	1 ± 0.006	1 ± 0.005	1 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.47 ± 0.005	0.401 ± 0.004	0.359 ± 0.004	0.341 ± 0.003
0.333	0.34 ± 0.009	0.339 ± 0.007	0.34 ± 0.006	0.336 ± 0.005	0.337 ± 0.006
σ	0.6 ± 0.006	0.475 ± 0.005	0.4 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.342 ± 0.003
0.2	0.21 ± 0.009	0.204 ± 0.007	0.207 ± 0.006	0.203 ± 0.005	0.205 ± 0.006
σ	0.6 ± 0.006	0.475 ± 0.005	0.4 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.341 ± 0.003
0.1	0.11 ± 0.009	0.105 ± 0.007	0.107 ± 0.006	0.103 ± 0.005	0.105 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.475 ± 0.005	0.4 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.34 ± 0.003
0.05	0.063 ± 0.009	0.056 ± 0.007	0.056 ± 0.006	0.054 ± 0.005	0.054 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.475 ± 0.005	0.4 ± 0.004	0.359 ± 0.004	0.34 ± 0.003
0.033	0.045 ± 0.009	0.039 ± 0.007	0.040 ± 0.006	0.037 ± 0.005	0.038 ± 0.005
σ	0.6 ± 0.006	0.475 ± 0.005	0.401 ± 0.004	0.36 ± 0.004	0.342 ± 0.003

Tabella 5.3: Risultati ottenuti con il metodo iterativo per la misura della vita media sulle tracce di muone simulate.

- i muoni che, prodotti in atmosfera da primari cosmici, riescono a raggiungere il rivelatore hanno uno spettro energetico più duro rispetto ai muoni in superficie;
- la purezza sarà, almeno nelle fasi iniziali, inferiore a quella ottenuta nel piccolo rivelatore (un tipico valore ottenuto durante il run di Pavia è $\tau_e = 1.4$ ms).

Nonostante le maggiori dimensioni del T600 parzialmente compensino il ridotto flusso di muoni (per un fattore circa 500), è evidente che in galleria non sarà possibile selezionare tracce che attraversino il rivelatore tutte entro un piccolo intervallo angolare, come è stato fatto con ICARINO, ma sarà necessario allargare i criteri di selezione dei muoni passanti in modo da raccogliere una statistica utile in tempi sufficientemente brevi da poter seguire il comportamento del rivelatore nel tempo.

Ci si aspetta che circa 1440 muoni al giorno attraversino il rivelatore. Per studiare in modo più quantitativo queste tracce, è stato generato, con un codice Fluka, un campione di 4320 (equivalenti a 3 giorni di presa dati) muoni prodotti in atmosfera da primari cosmici, propagati alla profondità della galleria. Con il codice MC di ICARUS questi muoni vengono poi propagati all'interno del rivelatore simulando in dettaglio le loro interazioni e la risposta del rivelatore stesso.

La distribuzione angolare di queste tracce è mostrata in figura 5.13. La lunghezza percorsa dentro le camere (calcolata dalla ricostruzione tridimensionale dei punti di ingresso e di uscita) può variare su un largo intervallo come mostra la figura 5.13.

A causa della distribuzione angolare e dei punti di ingresso nel rivelatore, la proiezione della traccia lungo la direzione di deriva ha una distribuzione molto larga - che copre tutti i valori possibili tra 0 ed il tempo massimo di deriva ($960 \mu\text{s}$) - come anche il numero di fili occupati, in vista collezione, può variare da poche decine a oltre 1000 (vedi figura 5.15).

A causa dello spettro più duro che in superficie e del maggiore spessore di LAr attraversato è più probabile che il muone sia accompagnato da attività elettromagnetica importante. La presenza di questo tipo di interazioni è visibile studiando la densità lineare di energia depositata dal muone, mediata su tutto il suo percorso (vedi fig.5.16): le code della distribuzione sono proprio associate ad eventi con presenza di grande attività e.m (figura 5.14).

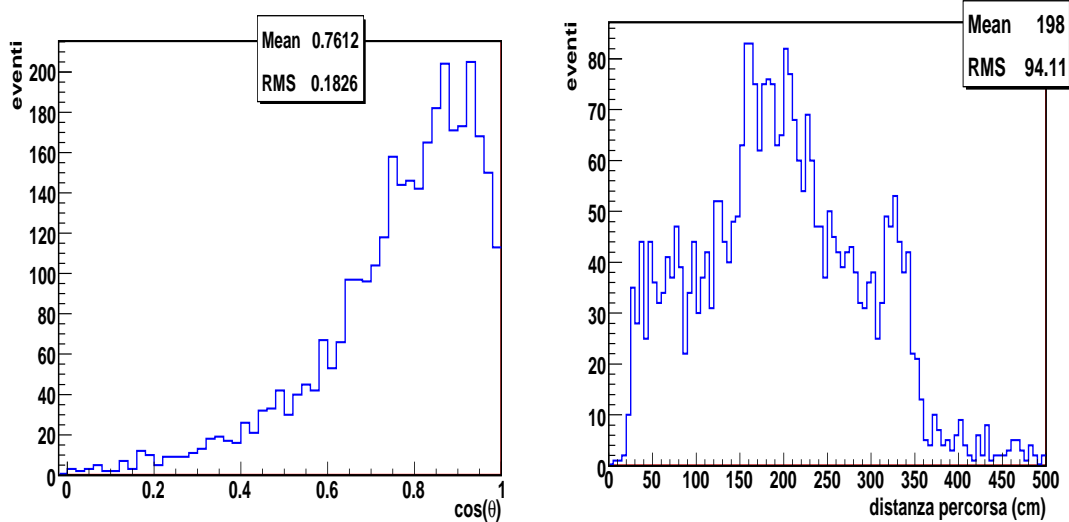


Figura 5.13: Distribuzione dell'angolo zenitale dei muoni cosmici (a sinistra) e della distanza percorsa dai muoni nelle camere del T600 (a destra) per gli eventi con $\tau_e = 1.4$ ms.

Desiderando sviluppare un meccanismo il più possibile automatico per ottenere una stima di τ_e , in questa analisi non si è utilizzata nessuna delle informazioni ulteriori che il programma di simulazione fornisce sulle proprietà delle particelle in generazione, ma si è invece predisposto un programma automatico di selezione e ricostruzione. Per studiare il comportamento dell'algorithmo sviluppato al variare di τ_e , la risposta del rivelatore è stata simulata a 4 diversi valori di τ_e : 1.0 ms, 1.4 ms, 2.5 ms e 5 ms. Nei 4 casi la attenuazione massima del segnale vale rispettivamente 0.38, 0.50, 0.68 e 0.83, da confrontare con il valore 0.99 misurato in ICARINO.

Ciascun evento simulato è stato ricostruito, salvando le informazioni relative alle hit ed ai cluster riconosciuti solamente nella vista di Collezione ed Induzione 2. Per rapidità se l'evento interessa più di una delle quattro camere del T600, si è deciso di considerare solamente la camera in cui il cluster in vista di Collezione ha il maggior numero di hit (cluster primario)² che costituisce l'elemento di base per l'analisi della traccia. Si escludono dall'analisi gli eventi con meno di 70 hit nel cluster primario.

Si applicano quindi una serie di condizioni per selezionare un campione pulito di tracce

²Questa scelta riduce un poco la statistica analizzata, si potrà successivamente studiare l'estensione del metodo anche ad eventuali altre porzioni di traccia sufficientemente lunghe.

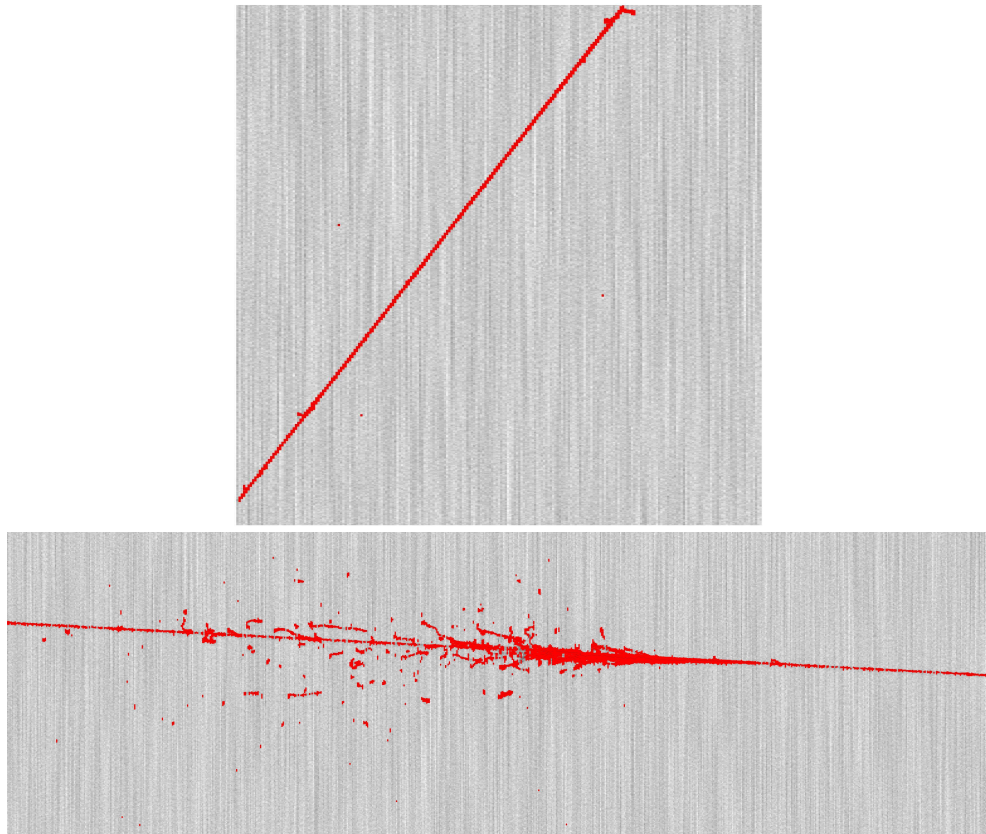


Figura 5.14: Esempi di muoni cosmici: in alto traccia selezionata per la misura della purezza mentre in basso traccia esclusa a causa della elevata attività elettromagnetica.

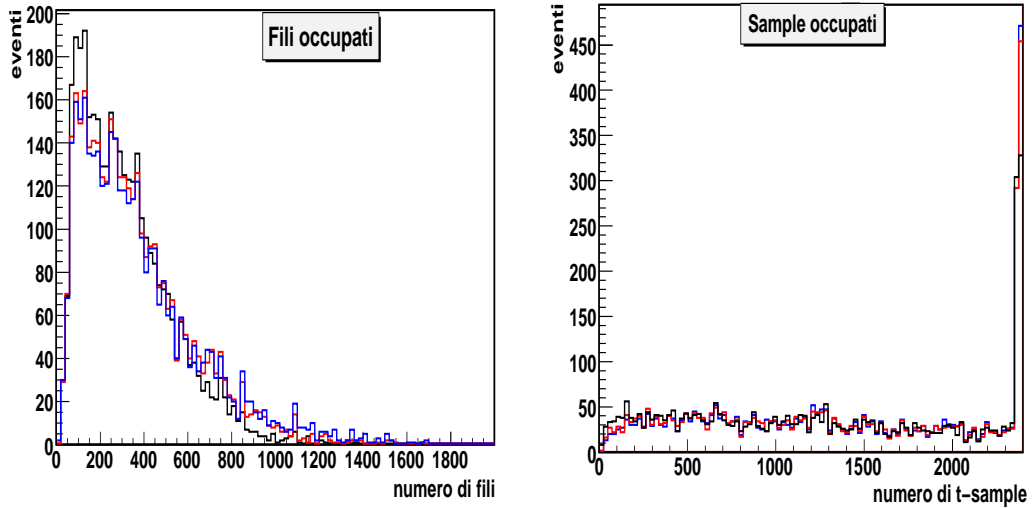


Figura 5.15: Numero di fili in collezione (a sinistra) ed intervallo di t-sample (a destra) occupati dalla traccia di muone: $\tau_e = 1.4$ ms (nero). 2.5 ms (rosso), 5.0 ms (blu).

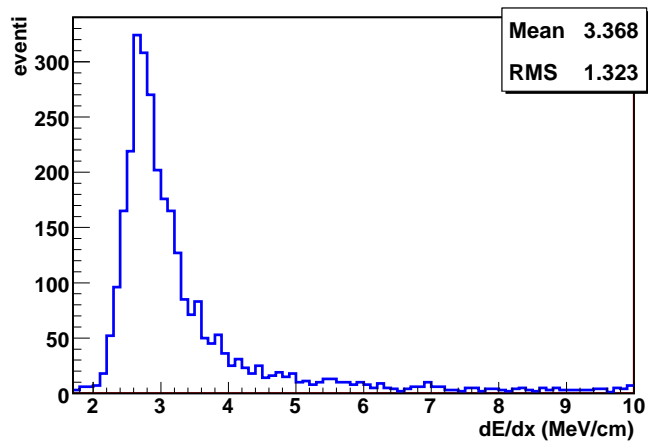


Figura 5.16: Distribuzione del dE/dx perso in media dalla traccia studiata, stimato come rapporto fra l'energia totale del cluster selezionato per l'analisi e la distanza 3D percorsa nel rivelatore.

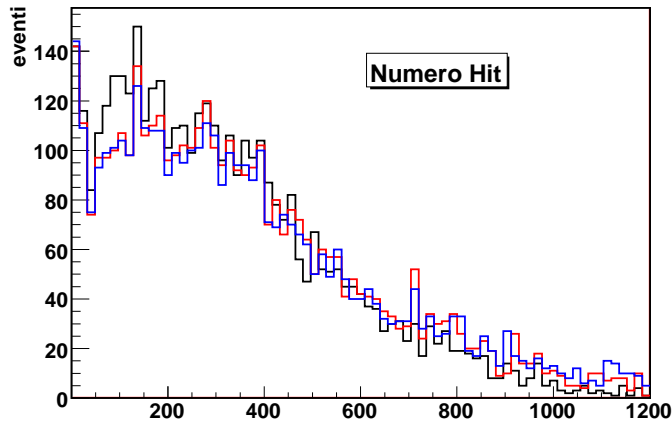


Figura 5.17: Numero di hit presenti nel cluster principale utilizzato come base per l'analisi: in nero è rappresentata la distribuzione per gli eventi a cui è stata applicata una attenuazione simulata di 1.4 ms, in rosso nel caso di 2.5 ms ed infine in blu il caso 5 ms.

abbastanza lunghe da coprire un intervallo sufficientemente ampio di tempi di deriva da essere sensibili a τ_e ed omogenee tra loro, restringendo le fluttuazioni geometriche. Si richiede:

- almeno 100 fili occupati dalla traccia;
- una buona ricostruzione 3D della traccia, necessaria per la stima del dE/dx ;
- $\langle dE/dx \rangle \leq 4.5$ MeV/cm per escludere eventi con forte attività e.m. Naturalmente per poter applicare correttamente questo criterio è necessaria una stima di τ_e . Operativamente si procede in modo iterativo, utilizzando ad ogni iterazione il valore aggiornato di τ_e (all'inizio si pone $\tau_e = \infty$);
- il muone attraversa tutta la regione di deriva compresa tra 500 e 1900 t-sample; per rendere più omogeneo il campione e selezionare sempre lo stesso intervallo di tempi di deriva, per la stima di τ_e si escluderanno poi le hit al di fuori della regione 500÷1900 t-sample (equivalente ad escludere i 30 cm di deriva esterni verso il catodo e verso l'anodo);
- più del 95% delle hit del cluster primario in collezione sono a distanza $d \leq 3$ mm dalla traccia del muone. Lo scopo è di eliminare gli eventi con raggi δ importanti

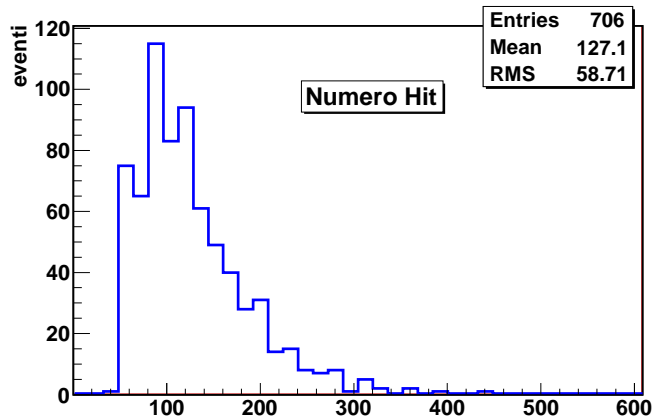


Figura 5.18: Numero di hit per traccia utilizzate per eseguire il fit del logaritmo dell'area in funzione del tempo nel metodo evento per evento nel caso di τ_e simulato 1.4 ms. Per eseguire questo fit vengono escluse: le hit fuori dalla banda di larghezza 3 mm attorno al fit lineare della traccia (esclusione dei raggi δ); le hit con t-sample inferiore a 500 e superiore a 1900; il 10 % delle hit con carica eccessiva (metodo della media troncata logaritmica).

che potrebbero falsare la misura di τ_e . In modo iterativo si identificano le hit appartenenti al muone, eliminando gli eventuali raggi δ . Ad ogni iterazione si esegue un fit lineare delle hit del muone e se ci sono hit con $d > 3$ mm si esclude quella con d maggiore. La procedura si ferma quando non ci sono più hit con $d > 3$ mm o se si sono escluse più del 5% delle hit.

I criteri applicati sono abbastanza restrittivi e riducono la statistica a circa 250 eventi al giorno ³. Le selezioni utilizzate sono state ottimizzate per eliminare possibili effetti sistematici nella misura di τ_e , anche se non si sono regolati i tagli in modo da ottimizzare la statistica selezionata in modo da massimizzare la precisione della misura a parità di tempo di osservazione.

Con le tracce così selezionate si è cercato di estendere i due metodi già sviluppati per ICARINO e precedentemente descritti, generalizzandoli alla nuova configurazione e statistica.

³@ $\tau_e = 1.4$ ms. Per valori maggiori di τ_e la statistica aumenta leggermente a causa della ridotta attenuazione dell'ampiezza delle hit.

Selezione applicata	Eventi esclusi	eventi idonei
Minimo 70 hit nel cluster primario	670	3650 (84.5%)
Buona ricostruzione 3D	347	3303 (76.5%)
Minimo 100 fili	292	3011 (69.7%)
dE/dx	560	2451 (56.7%)
Occupazione del drift in t-sample	1685	766 (17.7%)
Fit della traccia	60	706 (16.3%)

Tabella 5.4: Criteri di selezione applicati su un campione di 3 giorni di muoni cosmici da utilizzare per una misura di purezza in ICARUS T600. In questo campione è stata simulata una vita media di 1.4 ms.

Il primo metodo (evento per evento, già descritto per ICARINO in sez.5.5) è basato sul fit di ciascuna traccia. Nel caso del T600 però la attenuazione tra l'inizio e la fine della traccia può essere molto importante (vicino al catodo, per τ_e piccoli come all'inizio del funzionamento, il segnale può addirittura scendere sotto la soglia di riconoscimento). Pertanto la media troncata logarimica rischia di introdurre una forte distorsione, soprattutto nel ciclo iniziale, in cui τ_e è incognito: procedendo come in ICARINO le hit tagliate sarebbero concentrate all'inizio del tempo di deriva, escludendo non solo le code di Landau ma anche la zona del picco. L'effetto inevitabile sarebbe di appiattire la dipendenza dal tempo, con conseguente importante sovrastima di τ_e .

Per ovviare a questo problema la traccia viene suddivisa in intervallini uguali tra loro (50 hit), escludendo in ciascun intervallino la frazione $f_H=10\%$ di hit più grandi: il troncamento si distribuisce così in modo uniforme lungo la traccia ed il bias su τ_e è ridotto drasticamente. Con questo accorgimento si può applicare il metodo iterativo descritto in sez. 5.5 agli eventi simulati e selezionati precedentemente, suddivisi in campioni corrispondenti a 6, 12 e 24 ore di esposizione. Esattamente come in ICARINO il valore di $1/\tau_e$ calcolato per ciascun evento è distribuito con un picco gaussiano (vedi fig.5.22), il cui valore medio consente la misura di τ_e . I risultati ottenuti per le varie statistiche e per i 4 valori di purezza simulati sono riassunti in tabella 5.6. Si può notare che in ogni caso il valore ottenuto dalla misura è sempre compatibile, entro l'errore, con il valore simulato, che la precisione, come atteso, cresce con la durata dell'esposizione e che naturalmente la precisione ottenuta diminuisce all'aumentare della purezza.

Nel caso della cameretta si è già discusso un metodo globale (vedi sez.5.4) che ottiene una stima di τ_e a partire da una interpolazione delle distribuzioni cumulative su tutti gli eventi della carica depositata, suddivise in intervallini (bin) di tempo di deriva. Questo secondo metodo, che interpola il picco della distribuzione di Landau - e quindi è poco sensibile alle code - è più preciso del fit evento per evento - più sensibile alle fluttuazioni dovute alle code di Landau.

Ricordiamo però le due condizioni necessarie implicitamente per il suo utilizzo:

- tutte le tracce utilizzate devono popolare uniformemente la *stessa* regione di tempi di deriva;
- in ciascun intervallo di tempo di deriva tutte le tracce depositano *in media* la stessa energia, per garantire che la carica depositata sia distribuita con un picco alla Landau.

Evidentemente la prima condizione è verificata grazie alla selezione effettuata per le tracce. Per soddisfare in modo approssimato la seconda condizione si è pensato di studiare il dE/dx (i.e. la carica *normalizzata* alla lunghezza del corrispondente segmento di traccia) al posto della carica. Le selezioni delle tracce precedentemente descritte restringono la distribuzione del pitch dei muoni (figura 5.20) pertanto ci si aspetta che in ogni intervallino di tempo di deriva la distribuzione di dE/dx per tutte le tracce sia ragionevolmente descritta da una funzione di Landau convoluta con una gaussiana 5.19.

Operativamente l'intervallo di $560 \mu s$ studiato è stato suddiviso in 7 bin di $80 \mu s$. Per ciascuno di essi si è costruita la distribuzione dell'area Q_n delle hit, normalizzata alla lunghezza del pitch per sopprimere la dipendenza dalla inclinazione della traccia. Ciascuna di queste 7 distribuzioni è stata interpolata con una Landau convoluta con una gaussiana. I valori del logaritmo del picco di Landau sono poi stati interpolati con un retta per ottenere una stima della vita media (in realtà di $1/\tau_e$) come mostrato in fig.5.21 e riassunto in tabella 5.6. Si può notare che entro gli errori si ottiene sempre una stima compatibile con il valore di τ_e simulato e che, come atteso, la precisione è migliore che nel caso del metodo evento per evento.

Una osservazione importante da fare riguarda la statistica riportata: in effetti per questa analisi non si è tenuto conto della divisione in due distinti T300 del rivelatore pertanto,

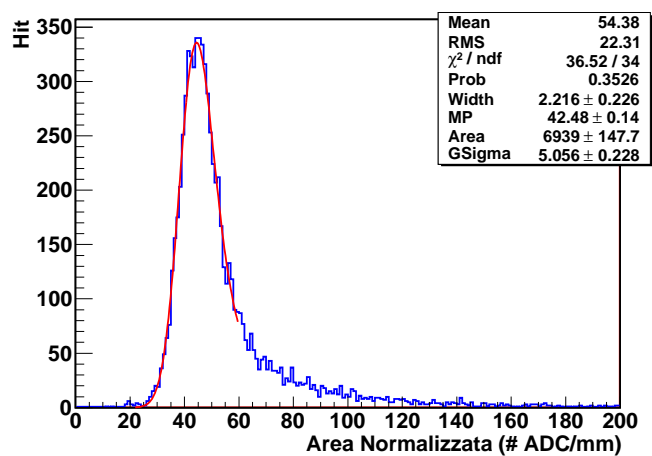


Figura 5.19: Distribuzione dell'area della hit normalizzata al pitch in uno dei bin temporali utilizzati per il metodo globale. In figura è riportato anche il fit con una Landau convoluta con una gaussiana.

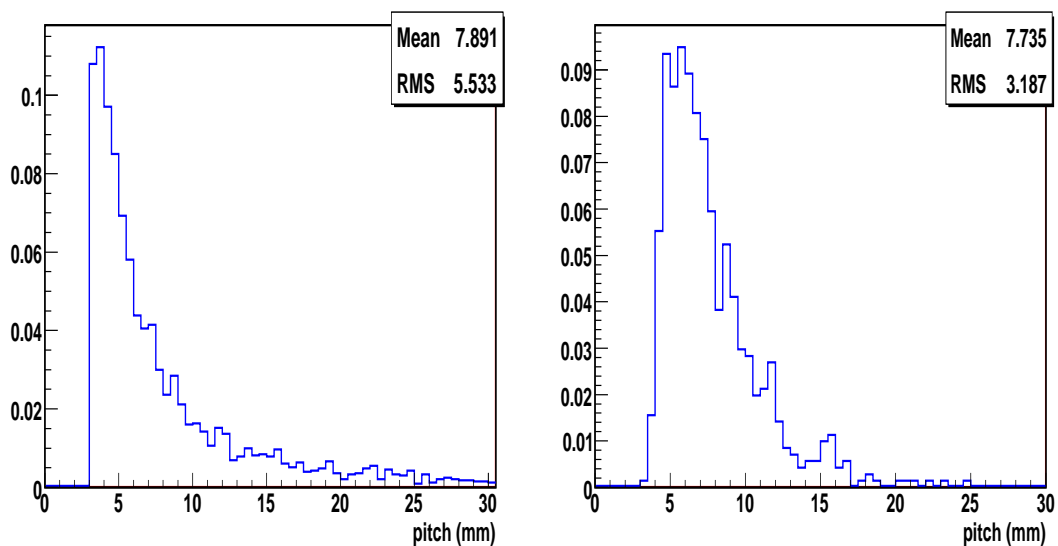


Figura 5.20: Distribuzioni normalizzate a 1 del pitch: a sinistra per tutti gli eventi raccolti mentre a destra per i soli eventi che sopravvivono ai criteri di selezione applicati.

dato che il numero di tracce attese in ciascuna camera è mediamente lo stesso, il tempo equivalente per ottenere i medesimi risultati in ciascun T300 risulta il doppio di quello indicato. Si deve però anche ricordare che al momento si è esaminato per ciascun evento solo il cluster con il maggior numero di hit in una delle 4 viste di Collezione senza verificare ad esempio se la traccia attraversa più camere. Nel caso in cui il muone attraversa più semimoduli si può considerare la parte di traccia in ciascun semimodulo come un evento distinto e ciò permette di aumentare la statistica in media ad esempio di circa il 15 % nel caso della simulazione con τ_e pari a 1.4 ms. Un'altra ottimizzazione che verrà studiata sarà la definizione della frazione troncata f_H in modo da migliorare la precisione del metodo evento per evento. Si può osservare che nella maggioranza dei campioni studiati si è ottenuto il risultato desiderato entro al massimo 2σ e, cosa di fondamentale importanza, i metodi descritti hanno evidenziato che anche raccogliendo un piccolo campione di tracce risulta possibile fornire almeno una stima indicativa della vita media degli elettroni. Per quanto riguarda gli errori, nelle tabelle sono stati riportati gli errori solamente statistici: si può osservare ad esempio nel caso di $\tau_e = 1.4$ ms che l'errore fornito varia da 1.5 % nel caso del metodo globale con 1 giorno di presa dati a circa 8% nel caso del metodo evento per evento con una presa dati di 6 ore e risultano essere inoltre chiaramente crescenti all'aumentare di τ_e . Per quanto riguarda invece il caso 1 ms, i due metodi sono stati applicati ai campioni di tracce suddivise in bin temporali di 12 e 24 ore e si è solamente effettuato lo studio di alcuni dei campioni ottenuti suddividendo le tracce in bin temporali di 6 ore in quanto si è osservato che la statistica risultava essere molto ridotta in quest'ultimo caso rendendo più complessa l'analisi. Si può però osservare che in tal caso l'attenuazione risulta essere talmente elevata che è possibile ottenere una stima della purezza anche considerando un intervallo temporale più breve. Inoltre per poter confrontare i due metodi si è utilizzato lo stesso campione di tracce e quindi anche per il metodo evento per evento si è richiesto che le tracce attraversino l'intero intervallo fra 500 e 1900 t-sample. Nel caso quindi di vite medie brevi per applicare il metodo evento per evento si potrebbe utilizzare una richiesta meno restrittiva con un intervallo di fit fra 500 e 1500 t-sample ottenendo così un netto aumento della statistica: in un giorno di passerebbe da 176 a 260 tracce selezionate! Si è pertanto applicato quest'ultimo criterio di selezione nel caso delle tracce in cui è stato simulato un τ_e pari ad 1 ms e si è applicato l'algoritmo ai campioni equivalenti a 6 ore di

Tempo di run	eventi raccolti	valore ottenuto metodo globale	valore ottenuto metodo evento per evento
6 ore	53	$1.47^{+0.06}_{-0.05}$	$1.29^{+0.11}_{-0.09}$
6 ore	52	$1.45^{+0.06}_{-0.06}$	$1.49^{+0.24}_{-0.18}$
6 ore	56	$1.39^{+0.04}_{-0.04}$	$1.28^{+0.20}_{-0.15}$
6 ore	56	$1.47^{+0.06}_{-0.05}$	$1.50^{+0.08}_{-0.07}$
6 ore	58	$1.41^{+0.05}_{-0.05}$	$1.43^{+0.18}_{-0.14}$
6 ore	70	$1.39^{+0.05}_{-0.05}$	$1.49^{+0.16}_{-0.13}$
6 ore	58	$1.30^{+0.05}_{-0.05}$	$1.27^{+0.07}_{-0.06}$
6 ore	65	$1.45^{+0.05}_{-0.05}$	$1.28^{+0.07}_{-0.06}$

Tabella 5.5: Risultati ottenuti nei due differenti metodi applicati al variare del tempo di run nel caso di $\tau_e=1.4$ ms.

prese dati: i risultati sono mostrati in tabella 5.6 e si può osservare che, eccetto un paio di casi, l'errore statistico ottenuto oscilla fra il 4 ed il 6%.

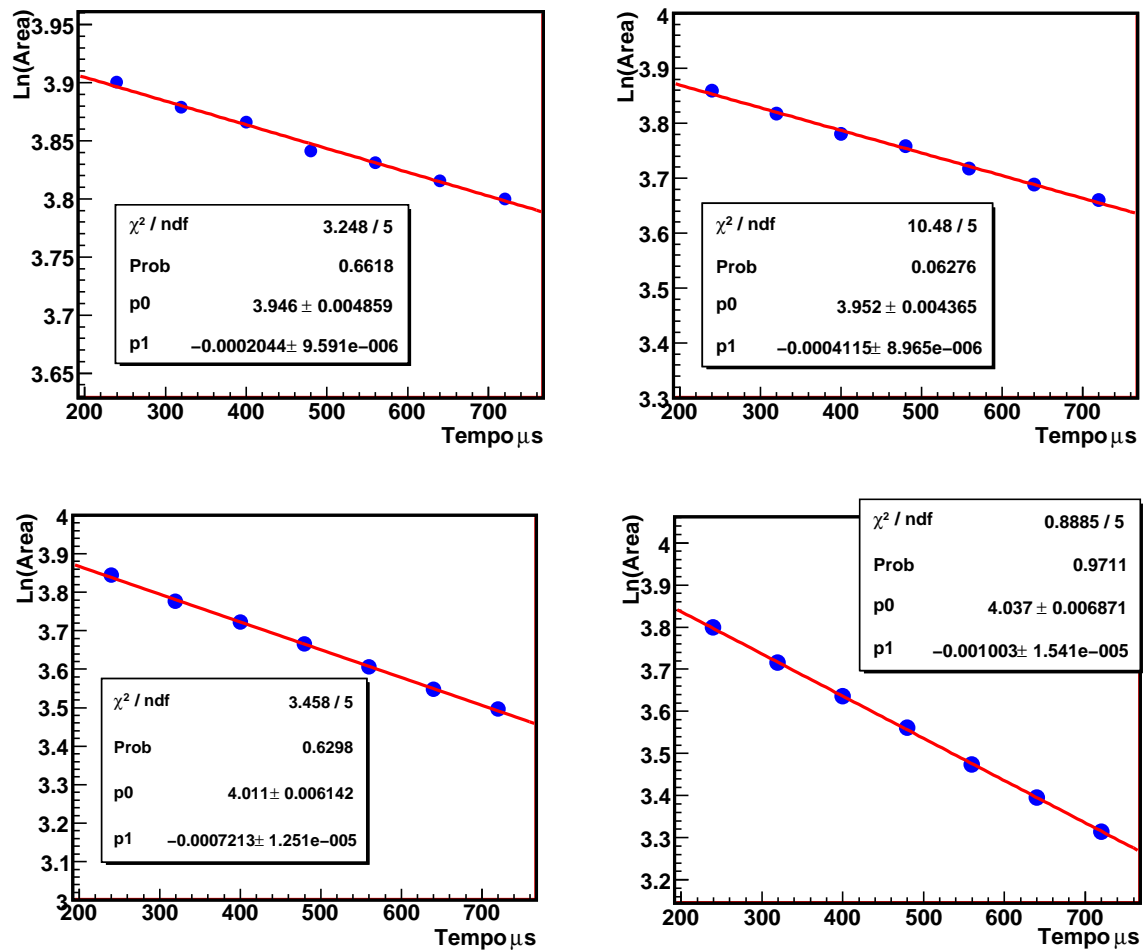


Figura 5.21: Risultati dell'applicazione del metodo globale su un campione di 24 ore di presa dati: in alto a sinistra per $\tau_e=5$ ms, in alto a destra $\tau_e=2.5$ ms, in basso a sinistra $\tau_e=1.4$ ms e infine in basso a destra $\tau_e=1$ ms.

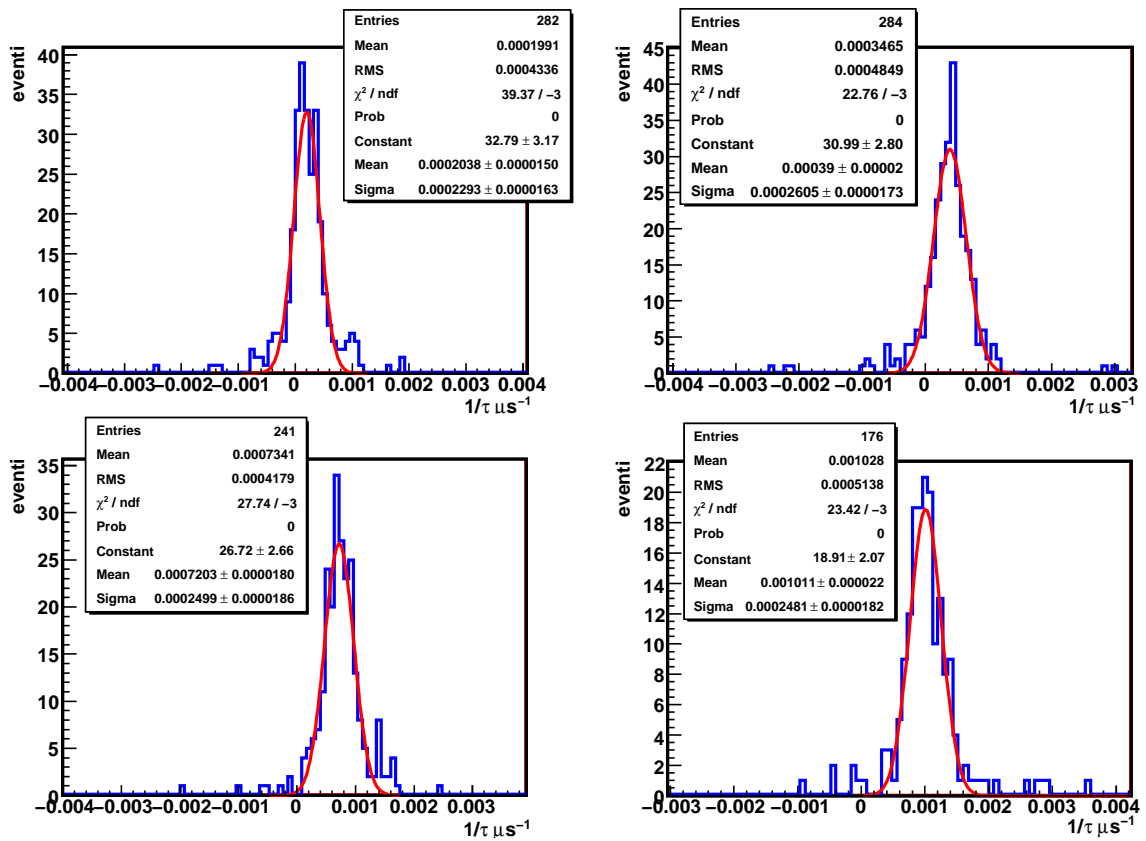


Figura 5.22: Risultati dell'applicazione del metodo evento per evento su un campione di 24 ore di presa dati: in alto a sinistra per $\tau_e=5$ ms, in alto a destra $\tau_e=2.5$ ms, in basso a sinistra $\tau_e=1.4$ ms e infine in basso a destra $\tau_e=1$ ms.

Valore atteso	Tempo di run	eventi raccolti	valore ottenuto metodo globale	valore ottenuto metodo evento per evento
$\tau_e=1$ ms	6 ore	40	$1.03^{+0.04}_{-0.04}$	$0.99^{+0.05}_{-0.05}$
$\tau_e=1$ ms	6 ore	45	$0.98^{+0.04}_{-0.03}$	$1.01^{+0.15}_{-0.12}$
$\tau_e=1$ ms	6 ore	47	$1.01^{+0.04}_{-0.03}$	$1.00^{+0.05}_{-0.05}$
$\tau_e=1$ ms	6 ore	44	$0.98^{+0.02}_{-0.02}$	$1.03^{+0.07}_{-0.06}$
$\tau_e=1.4$ ms	6 ore	61	$1.39^{+0.05}_{-0.05}$	$1.36^{+0.08}_{-0.07}$
$\tau_e=1.4$ ms	6 ore	61	$1.38^{+0.04}_{-0.04}$	$1.33^{+0.07}_{-0.06}$
$\tau_e=1.4$ ms	6 ore	62	$1.35^{+0.04}_{-0.04}$	$1.32^{+0.15}_{-0.12}$
$\tau_e=1.4$ ms	6 ore	61	$1.40^{+0.05}_{-0.04}$	$1.36^{+0.05}_{-0.05}$

Tabella 5.6: Risultati ottenuti nei due differenti metodi applicati al variare del tempo di run per il valore di τ_e simulato pari a 1 ms.

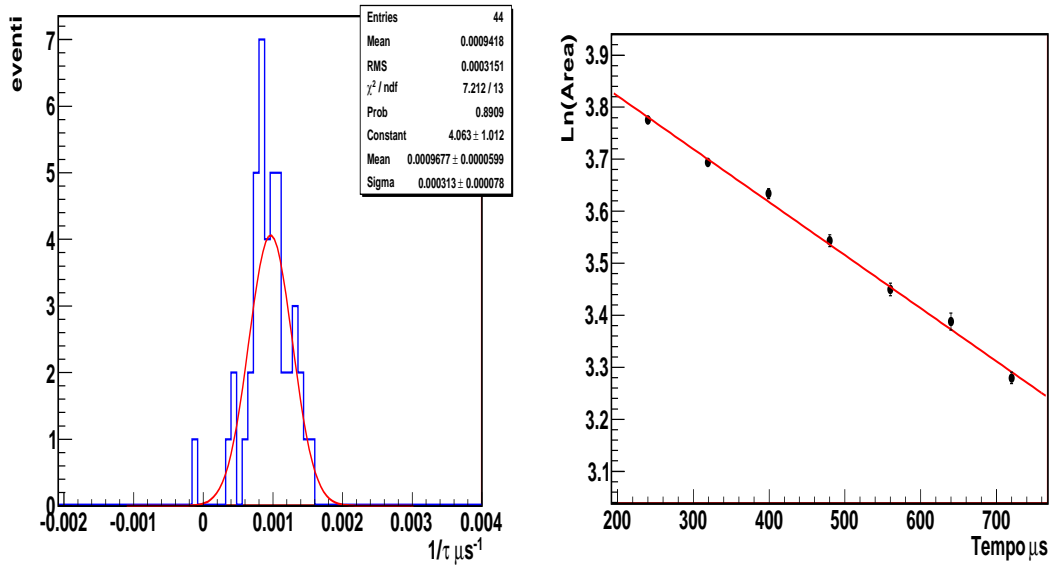


Figura 5.23: Analisi di un campione di muoni cosmici corrispondente a 6 ore di presa dati con τ_e simulata 1 ms. A sinistra distribuzione di $1/\tau_e$ evento per evento: il fit gaussiano della distribuzione fornisce $1/\tau_e = (0.97 \pm 0.06)ms^{-1}$ con χ^2 per grado di libert a 7/13. A destra il fit lineare del logaritmo dei picchi di Landau fornisce $1/\tau_e = (1.02 \pm 0.02)ms^{-1}$ con χ^2 per grado di libert a pari a /5.

Valore atteso	Tempo di run	eventi raccolti	valore ottenuto metodo globale	valore ottenuto metodo evento per evento
$\tau_e=1$ ms	24 ore	176	$1.00^{+0.02}_{-0.01}$	$0.99^{+0.02}_{-0.02}$
$\tau_e=1$ ms	24 ore	192	$0.99^{+0.02}_{-0.01}$	$0.98^{+0.02}_{-0.02}$
$\tau_e=1$ ms	12 ore	91	$0.99^{+0.02}_{-0.02}$	$1.04^{+0.04}_{-0.04}$
$\tau_e=1$ ms	12 ore	101	$1.01^{+0.02}_{-0.02}$	$1.00^{+0.02}_{-0.02}$
$\tau_e=1$ ms	12 ore	104	$0.99^{+0.03}_{-0.02}$	$1.03^{+0.07}_{-0.06}$
$\tau_e=1.4$ ms	24 ore	223	$1.40^{+0.02}_{-0.02}$	$1.37^{+0.04}_{-0.04}$
$\tau_e=1.4$ ms	24 ore	251	$1.39^{+0.02}_{-0.02}$	$1.38^{+0.04}_{-0.04}$
$\tau_e=1.4$ ms	12 ore	117	$1.38^{+0.03}_{-0.03}$	$1.40^{+0.06}_{-0.05}$
$\tau_e=1.4$ ms	12 ore	124	$1.37^{+0.03}_{-0.03}$	$1.36^{+0.06}_{-0.05}$
$\tau_e=1.4$ ms	12 ore	117	$1.43^{+0.04}_{-0.03}$	$1.42^{+0.05}_{-0.04}$
$\tau_e=2.5$ ms	24 ore	275	$2.43^{+0.05}_{-0.05}$	$2.54^{+0.10}_{-0.09}$
$\tau_e=2.5$ ms	24 ore	284	$2.51^{+0.06}_{-0.06}$	$2.56^{+0.12}_{-0.11}$
$\tau_e=2.5$ ms	12 ore	134	$2.42^{+0.08}_{-0.07}$	$2.36^{+0.19}_{-0.16}$
$\tau_e=2.5$ ms	12 ore	134	$2.54^{+0.09}_{-0.08}$	$2.52^{+0.16}_{-0.14}$
$\tau_e=2.5$ ms	12 ore	147	$2.46^{+0.09}_{-0.09}$	$2.58^{+0.18}_{-0.16}$
$\tau_e=5$ ms	24 ore	266	$5.41^{+0.28}_{-0.25}$	$5.46^{+0.63}_{-0.51}$
$\tau_e=5$ ms	24 ore	293	$4.90^{+0.25}_{-0.23}$	$5.18^{+0.47}_{-0.40}$
$\tau_e=5$ ms	12 ore	143	$4.41^{+0.22}_{-0.20}$	$4.78^{+0.50}_{-0.42}$
$\tau_e=5$ ms	12 ore	139	$5.41^{+0.28}_{-0.25}$	$4.95^{+0.67}_{-0.53}$
$\tau_e=5$ ms	12 ore	142	$5.35^{+0.40}_{-0.35}$	$4.90^{+0.72}_{-0.55}$

Tabella 5.7: Risultati ottenuti nei due differenti metodi applicati al variare del tempo di run e del valore di τ_e .

Tempo di run	eventi raccolti	valore ottenuto metodo evento per evento
24 ore	260	$0.99^{+0.02}_{-0.02}$
6 ore	62	$0.97^{+0.04}_{-0.04}$
6 ore	63	$0.95^{+0.04}_{-0.04}$
6 ore	70	$0.99^{+0.04}_{-0.04}$
6 ore	72	$0.93^{+0.04}_{-0.03}$
6 ore	68	$0.95^{+0.03}_{-0.03}$
6 ore	64	$1.05^{+0.04}_{-0.04}$
6 ore	66	$1.05^{+0.07}_{-0.06}$
6 ore	63	$0.96^{+0.04}_{-0.03}$

Tabella 5.8: Risultati ottenuti nel caso del metodo evento per evento in cui si è considerata però la selezione meno restrittiva per l'intervallo di t-sample che la traccia deve attraversare (caso di $\tau_e=1$ ms).

Capitolo 6

Ricostruzione di elettroni e π^0

L'obiettivo principale di questa tesi è lo studio di metodi e strumenti di ricostruzione da applicare agli eventi di neutrino che saranno raccolti in ICARUS T600 e più in generale anche nei rivelatori ad Argon Liquido di nuova generazione. In particolare l'interesse è focalizzato sullo studio degli elettroni/sciami elettromagnetici che possono essere associati al vertice primario delle interazioni di neutrini del fascio CNGS.

6.1 Il campione di eventi simulati

Il primo campione simulato consiste in elettroni monocromatici singoli al centro di una camera del rivelatore. Questo campione è stato dedicato allo studio della ricostruzione degli elettroni in ICARUS (già iniziata per le basse energie in ([43])). La statistica simulata per le varie energie è riassunta in tabella 6.1. Analogamente sono stati studiati eventi con π^0 singoli monocromatici al centro di una camera, in direzione parallela al fascio CNGS e con energia variabile nell'intervallo tipico di produzione di pioni nelle interazioni di neutrino del CNGS.

Un primo utilizzo importante di questi eventi ad energia fissata è stato quello di stimare il fattore di correzione $R(dE/dx)$ per la ricombinazione degli elettroni in Argon Liquido. Durante la simulazione, per tutti gli eventi, il codice Fluka applica una ricombinazione per gli elettroni di ionizzazione caratterizzata da una saturazione à la Birks:

$$dE_{quench} = \frac{dE}{1 + k_B \frac{\Delta E}{\Delta x}} \quad (6.1)$$

Energia	Elettroni direzione CNGS	Elettroni direzione casuale	Pioni direzione CNGS
80 MeV	-	1200	-
100 MeV	500	-	-
250 MeV	1500	1200	1500
500 MeV	1500	1200	1500
750 MeV	-	1200	-
1 GeV	1500	1200	1500
1.25 GeV	-	1200	-
1.5 GeV	-	1200	-
2 GeV	1500	-	1500
2.5 GeV	-	1200	-
3 GeV	1500	-	1500
5 GeV	1000	1200	1000
7 GeV	1000	-	1000
10 GeV	1000	1200	1000
15 GeV	500	1200	-
20 GeV	500	1200	-
25 GeV	-	1200	-
30 VeV	500	1200	-
40 GeV	500	-	-
50 VeV	500	1000	-
100 GeV	-	1000	-

Tabella 6.1: Numero di eventi Monte Carlo generati contenenti elettroni o pioni di energia fissata; in tabella è riportata anche la direzione iniziale della particella.

impostando come fattore di Birks $k_B = 0.12250g/(MeVcm^2)$. In linea teorica per correggere la carica misurata su ciascuna hit ed ottenere quindi una stima corretta della carica depositata si dovrebbe calcolare per ciascuna hit il dE/dx della particella. Questo risulta semplice nel caso di particelle quali il muone, in cui sostanzialmente la traccia risulta essere rettilinea ed è quindi semplice stimare per ciascuna hit la dimensione del segmento di traccia dx osservato. Nel caso degli sciami elettromagnetici invece, data la complessità degli eventi soprattutto ad energie elevate, è risultato più semplice stimare un fattore di correzione R medio che sarà poi applicato a tutte le hit. Per ciascun evento, dopo aver verificato che questo fosse completamente contenuto all'interno del rivelatore, è stata quindi stimata l'energia totale depositata in ciascuna vista come somma delle energie raccolte su ciascun campionamento fornito da Fluka. Successivamente è stata confrontata tale energia totale depositata con l'energia iniziale dell'elettrone simulato e si è osservato che il rapporto $E_{depositata}/E_{totale} \approx 0.646$. Dato che l'energia depositata e fornita da Fluka risulta essere direttamente proporzionale alla carica raccolta (la simulazione della diminuzione del segnale dovuto alla vita media elettronica viene introdotta solo successivamente e quindi in questa analisi non interviene), si è quindi fissato $R(dE/dx) = 0.646$.

Oltre agli eventi di elettrone di energia fissata sono stati simulati anche eventi di neutrino con la direzione e gli spettri in energia attesi per il fascio CNGS e con vertice di interazione distribuito uniformemente su tutto il rivelatore. In particolare sono stati simulati circa 14000 eventi di $\nu_e CC$ e 10000 eventi di $\nu_\mu NC$ con lo spettro dei neutrini intrinseci presenti nel fascio (indicheremo per comodità questi come eventi completi). Inoltre utilizzando i medesimi spettri sono stati simulati 5000 eventi di $\nu_e CC$ in cui però è stata seguita solamente la traccia dell'elettrone emesso al vertice primario e allo stesso modo sono stati simulati 10000 eventi di $\nu_\mu NC$ in cui si è seguita solamente la traccia prodotta da uno dei pioni neutri emessi al vertice primario. Fra tutti questi eventi di neutrino vengono poi selezionati e ricostruiti solamente gli eventi che presentano il vertice primario dell'interazione all'interno del volume sensibile del rivelatore.

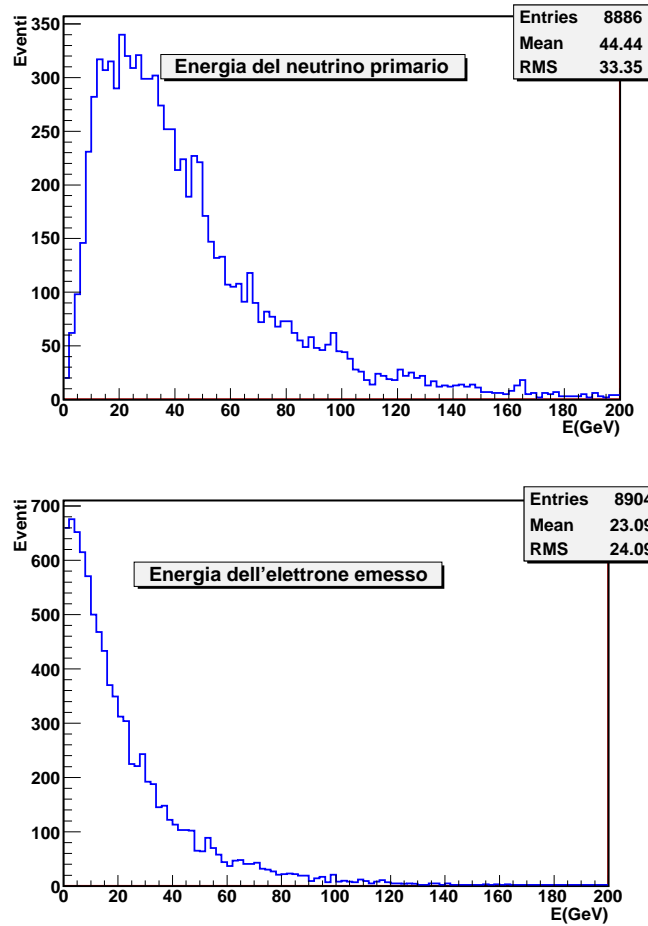


Figura 6.1: Eventi di ν_e CC da ν_e intrinseci del fascio CNGS con vertice nel volume sensibile del rivelatore: spettro dell'energia del neutrino (in alto) e degli elettroni emessi al vertice primario (in basso). Distribuzioni ottenute dal campione in cui è stata simulata l'interazione completa dei ν_e .

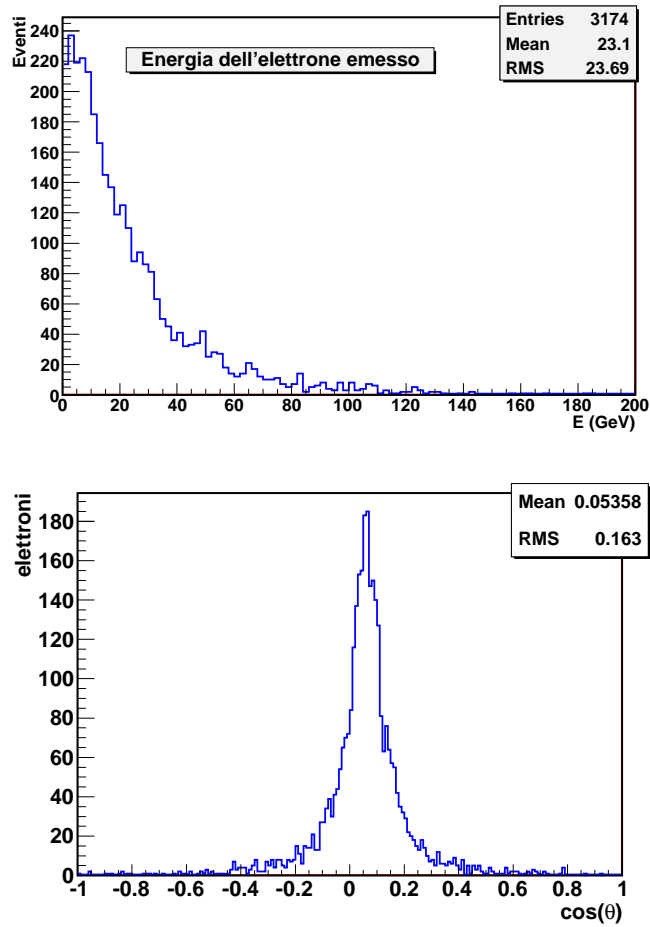


Figura 6.2: Interazione in CC di ν_e , negli eventi in cui è simulato solo l'elettrone primario: spettro dell'energia degli elettroni primari (in alto) e distribuzione dell'angolo zenitale dell'elettrone primario (in basso).

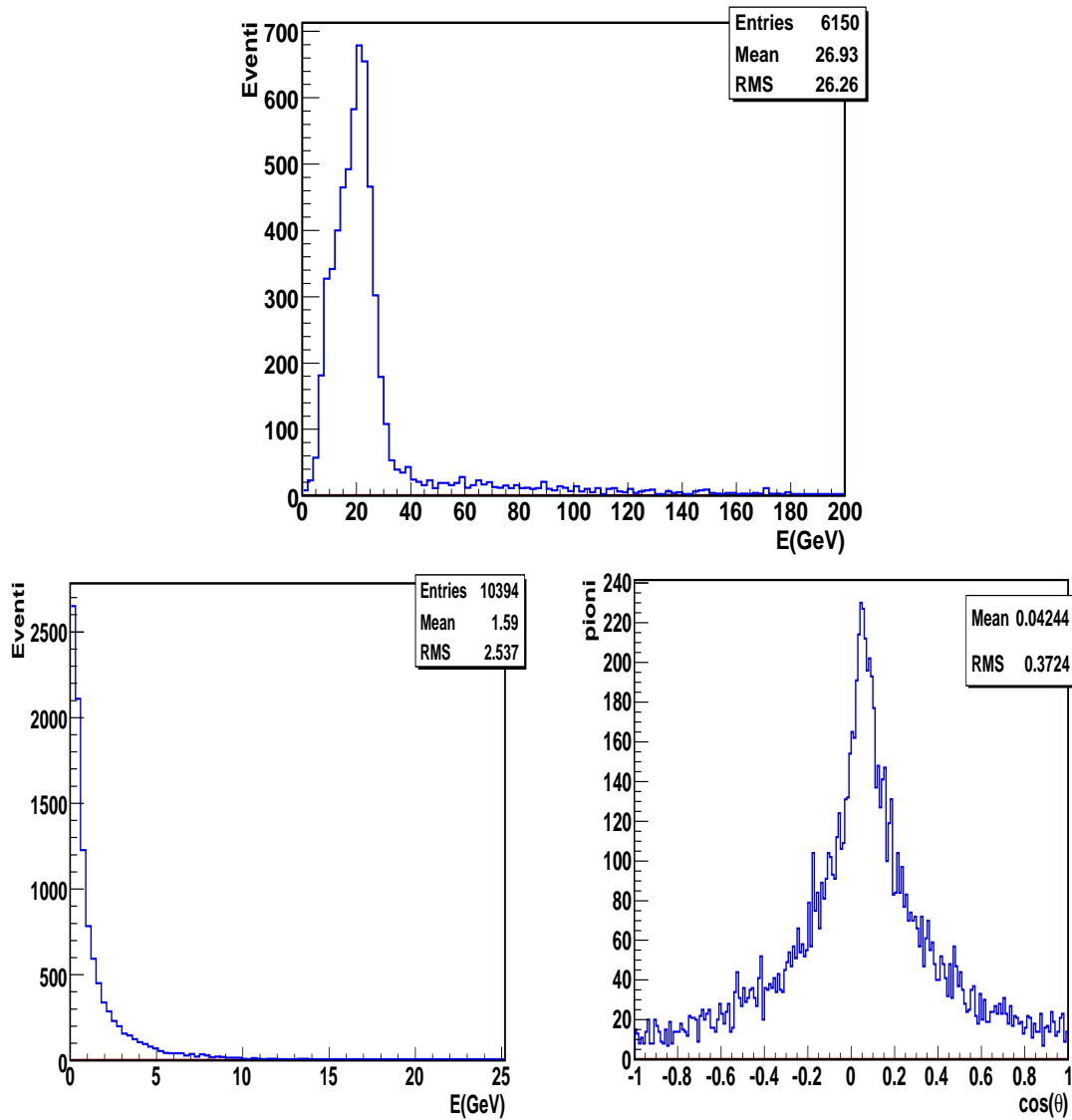


Figura 6.3: Eventi di interazione in corrente neutra dei ν_μ in cui il vertice primario è contenuto nel volume sensibile del rivelatore: in alto a sinistra spettro di energia del neutrino per la simulazione dell'evento completo; in basso spettro dell'energia dei pioni neutri emessi al primario (sinistra) e distribuzione dell'angolo zenitale dei π^0 (destra) per gli eventi in cui solo il π^0 viene simulato.

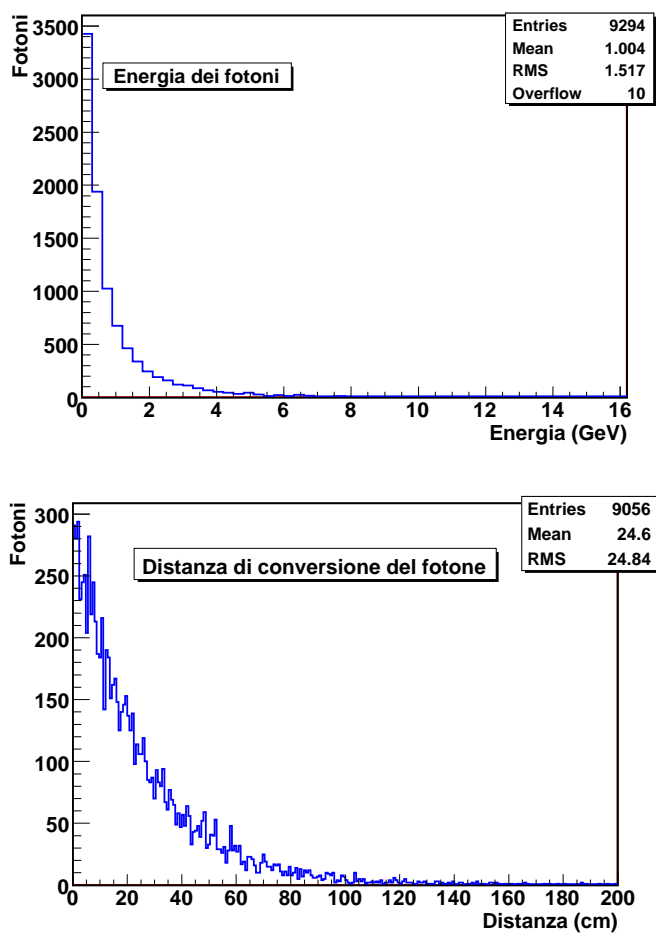


Figura 6.4: I fotoni dal decadimento del π^0 : lo spettro in energia (sopra) e la distanza (in cm) tra vertice e punto di conversione del fotone (in basso). Solo il π^0 viene simulato.

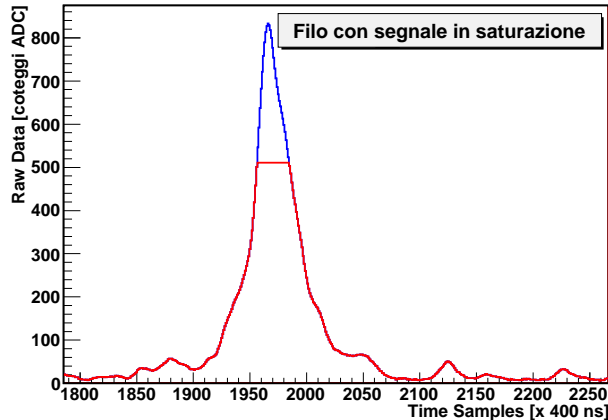


Figura 6.5: Esempio di filo in saturazione: in blu il segnale che dovrebbe essere osservato se non ci fosse alcun problema di saturazione mentre in rosso il segnale osservato una volta simulata la saturazione.

6.2 Ricostruzione del segnale su un filo

Gli eventi di neutrino in cui sia presente uno sciame elettromagnetico sono caratterizzati da grandi densità di energia. Di conseguenza nel caso del core dello sciame il picco delle hit ricostruite è mediamente molto più alto rispetto al caso delle altre tracce ionizzanti ed addirittura per eventi ad alta energia si può verificare la saturazione (*overflow*) del segnale sul filo. I segnali sono convertiti, come già ricordato, da flash ADC a 10 bit, corrispondenti all'intervallo $0 \div 1023$ conteggi ADC. Per poter analizzare anche la porzione negativa del segnale, la linea di base viene fissata generalmente a mezza scala, pertanto l'intervallo utile per il segnale diviene $-511 \div +511$. Di conseguenza valori maggiori di 511 vengono troncati (*overflow*). Con la simulazione è possibile studiare le distorsioni introdotte da questa saturazione. Come si vede in figura 6.7, il segnale perso a causa della saturazione sul filo può anche essere molto grande e corrisponde naturalmente ad una energia che non viene rivelata. Si è provato a predisporre un algoritmo di correzione che, a partire dal segnale misurato, consenta di dare una stima della frazione persa a causa della saturazione. La varietà della forma dei segnali dei segnali (come confermato anche da uno studio visuale) è talmente ampia da rendere impossibile ottenere una ricostruzione precisa del segnale sul filo a partire dalla misura sotto la soglia di saturazione.

Il metodo utilizzato è molto semplice. Innanzi tutto si individua l'intervallo di t-sample

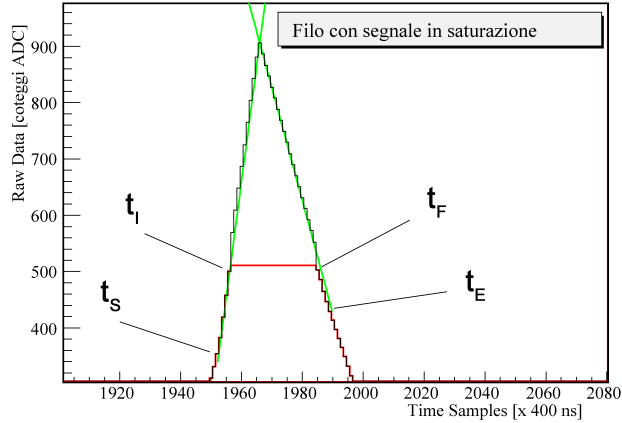


Figura 6.6: Esempio di ricostruzione di un filo in saturazione: in rosso il segnale sul filo in cui è presente una saturazione; in verde le rette di interpolazione del segnale utilizzate per stimare il segnale nella regione di overflow; in figura sono indicati anche i punti individuati ed utilizzati nell’algoritmo.

in overflow $[t_I, t_F]$ ¹. Si richiede poi che siano presenti almeno 5 t-sample non in overflow sia prima del tempo t_I , sia dopo il tempo t_F . Tale richiesta è imposta per garantire un intervallo di t-sample sufficiente per poter stimare l’andamento medio del segnale e non è soddisfatta solo se è presente un altro intervallo di t-sample in overflow vicino a quello analizzato: in tal caso i due intervalli vengono uniti a ottenere un unico intervallo di overflow piú lungo. Si individuano poi, a sinistra ed a destra di t_I e di t_F rispettivamente, i due t-sample t_S e t_E che soddisfano alle condizioni: $t_I - t_S \geq 5$, $t_E - t_F \geq 5$, $S(t_S) < S(t_I)$ e $S(t_E) < S(t_F)$. Il segnale in overflow si assume triangolare, con lati dati dalle rette che passano per i due punti $(t_S; S(t_S))$ e $(t_I; S(t_I))$ e per i due punti $(t_E; S(t_E))$ e $(t_F; S(t_F))$ rispettivamente, come rappresentato graficamente in figura 6.6.

Nelle distribuzioni in figura 6.8 sono mostrati i risultati ottenuti da questo algoritmo di ricostruzione: in queste distribuzioni, così come in tutta la descrizione di questo algoritmo con il termine *area* si intende la quantità $\sum_{t_I+1}^{t_F-1} S(t)$ in analogia alla definizione data per la hit. In particolare si può osservare che la distribuzione del rapporto fra l’area attesa e l’area ottenuta nel modo sopra descritto (indicata con *area corretta*) visibile in figura

¹ t_I e t_F sono i t-sample piú vicini all’intervallo di overflow (rispettivamente prima e dopo) e non in saturazione.

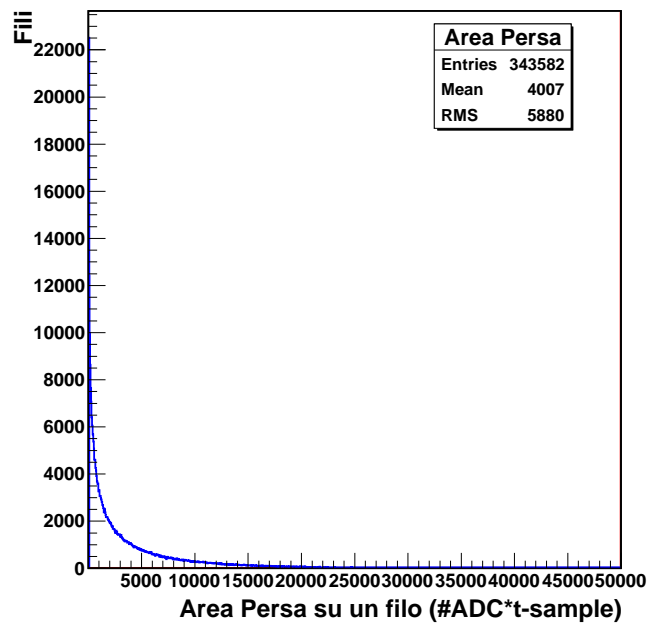


Figura 6.7: Segnale perso su i fili di Collezione in cui sono presenti degli overflow e corrispondente quindi al segnale complessivo che nella hit non potrebbe essere osservata: questa quantità è stimata tramite la relazione $Area = \sum_{t_{overflow}} (S(t) - 511)$ dove con $t_{overflow}$ sono indicati i t-sample in overflow e con $S(t)$ si indica il segnale previsto dalla simulazione MC.

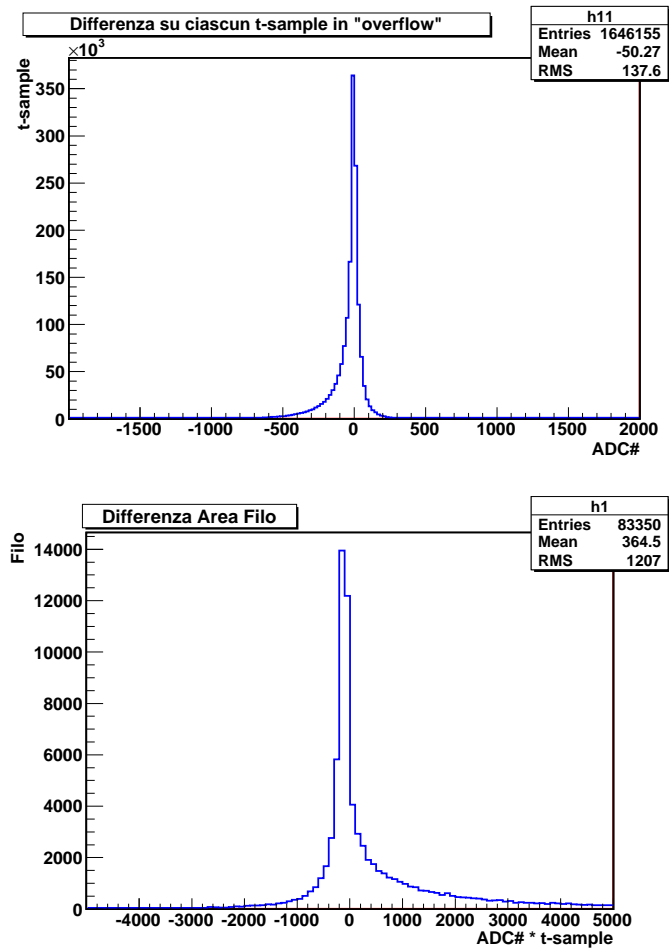


Figura 6.8: In alto distribuzione della differenza, per ciascun t-sample in cui è presente un overflow, fra il segnale ricostruito ed il segnale atteso. In basso, invece, differenza, filo per filo, fra l'area attesa e l'area corretta.

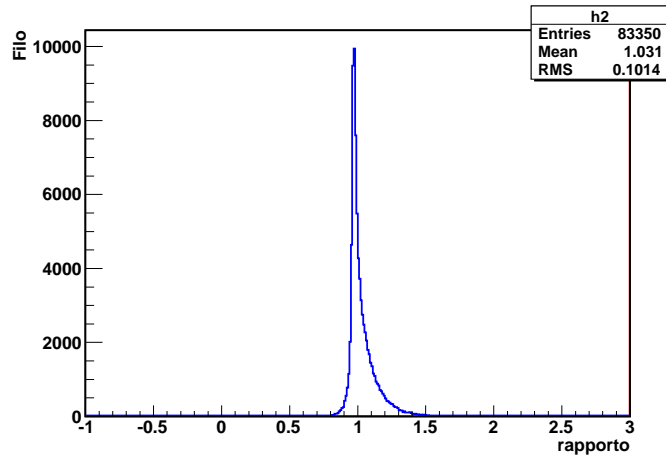


Figura 6.9: Distribuzione del rapporto fra l'area attesa su ciascun filo e l'area ricostruita mediante l'algoritmo descritto.

6.9 mostra che in media si sottostima il segnale ma soprattutto tale distribuzione risulta essere asimmetrica. La ragione dell'asimmetria si può capire se si studia la correlazione tra l'area vera del segnale e l'area corretta come sopra, visibile ad esempio in figura 6.10. La non linearità può essere descritta approssimativamente da una funzione del tipo:

$$y = \frac{Ax}{1 - Bx - CA_{corr}^2} \quad (6.2)$$

ove x ed y rappresentano rispettivamente l'area corretta per gli overflow e l'area vera. I parametri $A=0.957$, $B = 5 \times 10^{-6}$ e $C = 2 \times 10^{-11}$ sono stati ottenuti mediante fit (avendo misurato le aree in $\text{ADC} \cdot \text{t-sample}$). In questo modo è possibile calcolare un fattore di correzione R_c che tenga conto in media dell'errore del metodo di stima del segnale in overflow: $R_c = \frac{A}{1 - Bx - Cx^2}$. I risultati ottenuti dopo aver applicato questa ulteriore correzione sono mostrati nelle figure 6.11 e 6.12 che dimostrano come si sia eliminata la asimmetria ed aumentata la precisione nella stima della porzione di segnale in overflow.

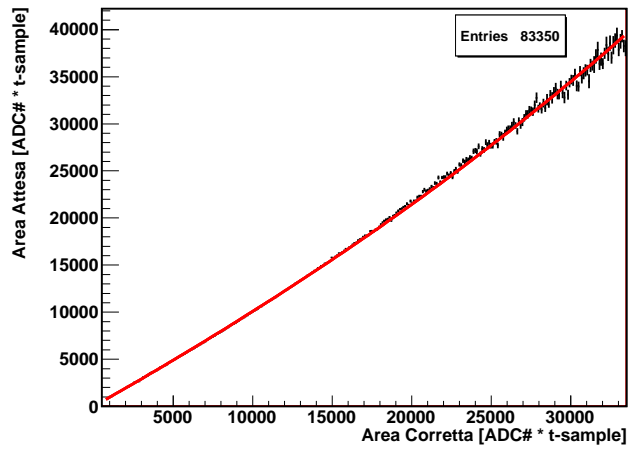
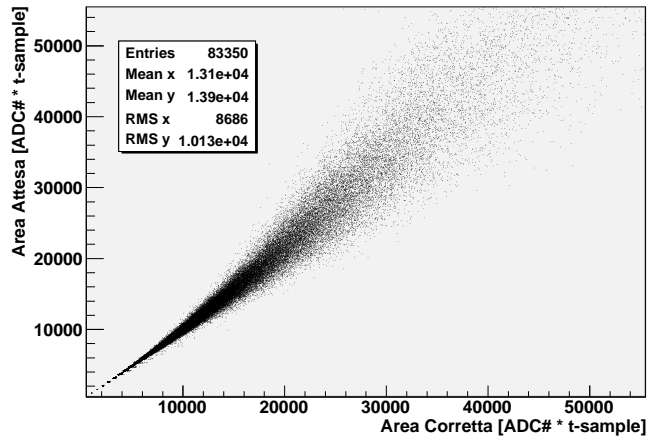


Figura 6.10: Confronto fra i valori dell'area attesa e dell'area corretta per ciascun filo. In particolare in basso è riportato in rosso l'andamento medio utilizzato per correggere a posteriori il segnale ricostruito.

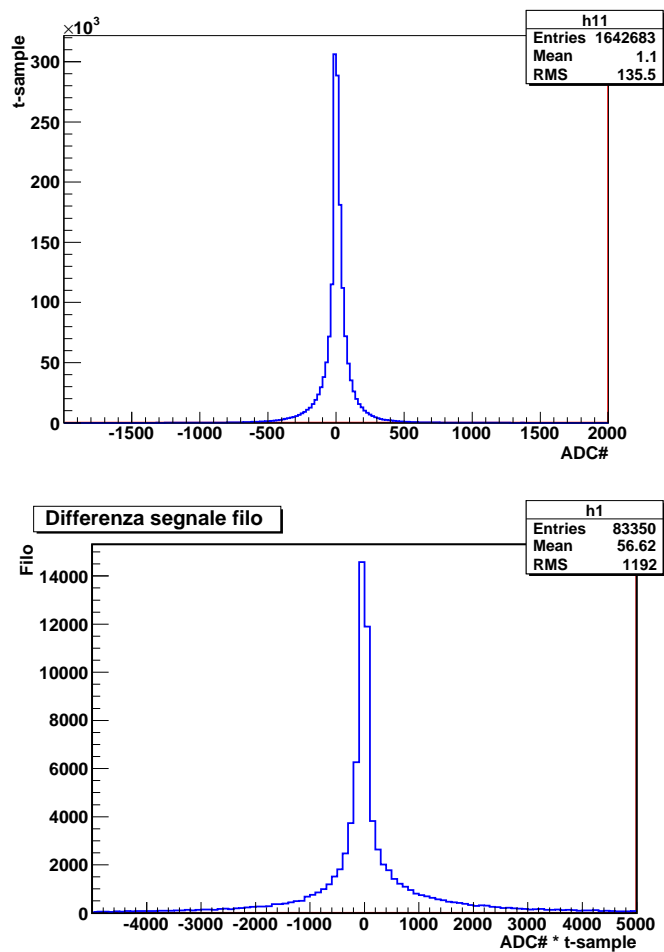


Figura 6.11: Distribuzione della differenza, per ciascun t-sample in cui è presente un overflow, fra il segnale ricostruito ed il segnale atteso dopo aver applicato la correzione R_c (in alto). In basso, invece, differenza, filo per filo, fra l'area attesa e l'area corretta ancora una volta dopo l'applicazione della correzione.

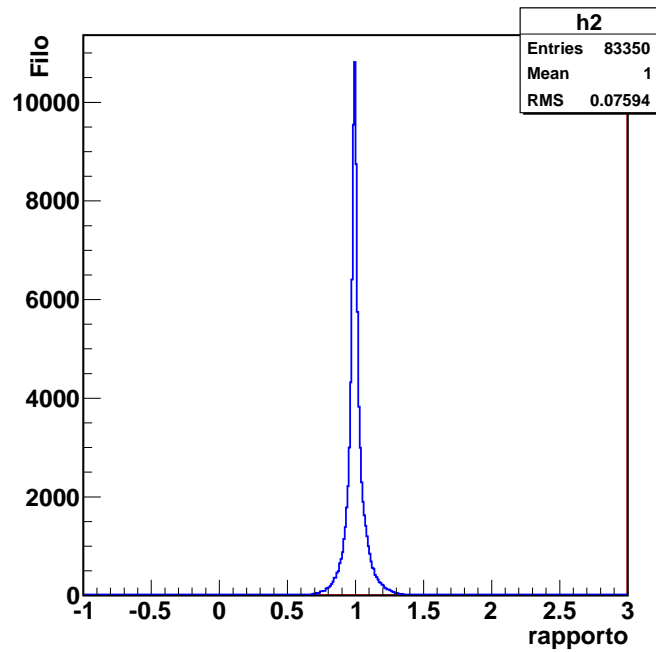


Figura 6.12: Distribuzione del rapporto fra l'area attesa su ciascun filo e l'area ricostruita dopo aver applicato anche il fattore di correzione R_c .

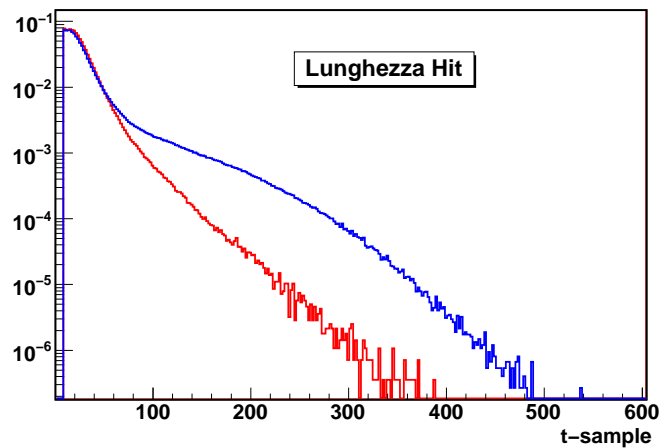


Figura 6.13: Distribuzioni normalizzate a 1 e in scala logaritmica della lunghezza delle hit, in rosso nel caso degli eventi contenenti pioni e in blu negli eventi contenenti elettroni.

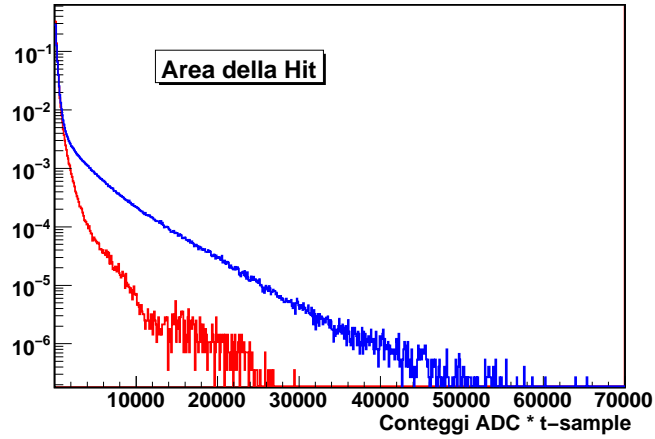


Figura 6.14: Distribuzioni normalizzate a 1 e in scala logaritmica dell'area delle hit, in rosso nel caso degli eventi contenenti pioni e in blu negli eventi contenenti elettroni.

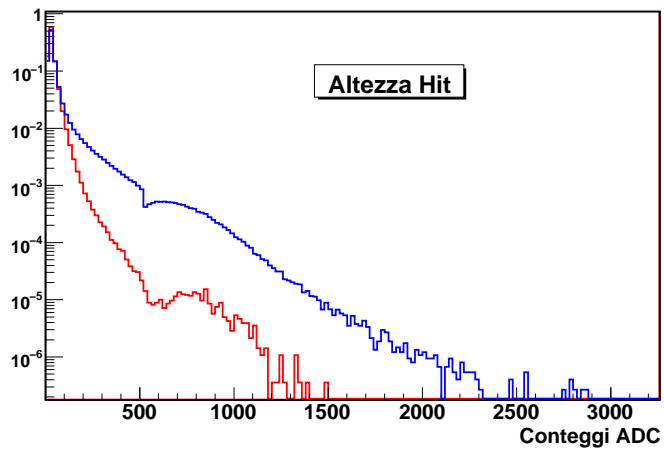


Figura 6.15: Distribuzioni normalizzate a 1 e in scala logaritmica del valore massimo delle hit raccolte, in rosso nel caso degli eventi contenenti pioni e in blu negli eventi contenenti elettroni.

6.3 Hit negli sciame elettromagnetici

La ricostruzione degli eventi contenenti sciame elettromagnetici è ottenuta inizialmente a partire dalla ricostruzione delle hit. Nel caso di sciame elettromagnetici i segnali sui fili possono essere molto variabili, con forma e durate (fino a centinaia di t-sample) dominate dalla fisica dello sciame e non dalla formatura dell'elettronica di front-end, al contrario di quanto si verifica per le tracce m.i.p. quali ad esempio i muoni. Le distribuzioni dell'altezza, della durata e dell'area delle hit, separatamente per le hit prodotte dagli elettroni primari nelle interazione in corrente carica di ν_e e dai π^0 generati nelle interazioni in corrente neutra di ν_μ , sono mostrate in figura 6.13, 6.14 e 6.15. In particolare si può osservare la anomalia intorno al valore 511 della distribuzione del valore di picco della hit in figura 6.15. Si tratta dell'effetto della saturazione precedentemente discussa in sez. 6.2: sopra a tale valore il picco della hit è stimato con la correzione descritta e può essere leggermente sovrastimato. Data la varietà dei segnali, per la misura dell'energia risulta in questo caso preferibile calcolare l'integrale del segnale direttamente come somma sulla durata del segnale dei conteggi sopra la linea di base, invece che dal fit della hit. Soprattutto per gli sciame di energia di almeno qualche GeV sono frequenti hit molto lunghe (di durata anche superiore a qualche centinaio di t-sample, vedi fig. 6.13) per le quali non è trascurabile la variazione di attenuazione nel corso della hit stessa ², con distorsione dell'energia ricostruita. Per questa ragione l'area A della hit viene stimata come:

$$A = \sum_{t_{iniziale}}^{t_{finale}} (S(t) - B) * \exp(t/\tau_e) \quad (6.3)$$

ove B è la linea di base locale e S(t) indica i conteggi ADC registrati sul filo al t-sample t. L'energia associata alla hit è infine calcolata mediante la relazione

$$E = \frac{CW}{R(dE/dx)}A \quad (6.4)$$

dove C, W ed R sono i parametri definiti in precedenza.

²Tale effetto è tanto maggiore quanto più è piccola τ_e : ad esempio già nel caso di $\tau_e \sim 2ms$ in 100 t sample si ha una variazione di attenuazione dell'ordine del 2%

6.4 Ricostruzione della direzione di uno sciame elettromagnetico

Una prima misura necessaria per studiare le caratteristiche di un evento contenente uno sciame elettromagnetico è la ricostruzione della direzione dello sciame elettromagnetico: i.e. la ricostruzione, in ciascuna vista, dell'asse longitudinale - coincidente con la direzione della particella e/γ che lo genera - e della direzione ad esso trasversa. Tra l'altro, questa ricostruzione è necessaria per stimare il dE/dx iniziale, indispensabile per la separazione e^\pm/γ .

La misura dell'asse longitudinale diviene via via più precisa al crescere dell'energia cioè quando le fluttuazioni nello sviluppo dello sciame si riducono ed esso appare come un unico cluster circondato da numerosi ma piccoli gruppi di hit sparsi. Invece, alle energie più basse, lo sciame ha grosse fluttuazioni ed appare ramificato, come un insieme di sotto-tracce con una direzione che varia molto a causa del forte effetto dello scattering multiplo. Nelle figure 6.16 e 6.17 si possono vedere alcuni esempi rispettivamente a bassa e ad alta energia.

Per stimare la direzione iniziale sono stati studiati due differenti metodi: il primo, che fornisce quello che verrà definito asse vettoriale, utilizza come elemento base della ricostruzione la hit mentre il secondo metodo utilizza direttamente il segnale sui fili - saltando quindi la ricostruzione delle hit - cercando di ricostruire il nucleo (core) dello sciame.

6.4.1 Metodo dell'asse vettoriale

La ricostruzione dell'asse vettoriale dell'elettrone si basa sostanzialmente sul fatto che per le caratteristiche di propagazione di uno sciame il maggior deposito di energia si ha proprio in prossimità dell'asse lungo cui si muove la particella primaria. Per questa ragione si è deciso di considerare ciascuna hit che fa parte dell'evento e calcolare il vettore direzione di tale hit rispetto alla hit corrispondente al vertice di interazione da cui inizia a propagarsi lo sciame nel piano 2D di coordinate filo e sample convertiti in millimetri. Infine viene calcolata una media pesata dei vettori direzione utilizzando come peso per ciascuna hit l'energia ricostruita ad essa associata: in termini algebrici se si indica con

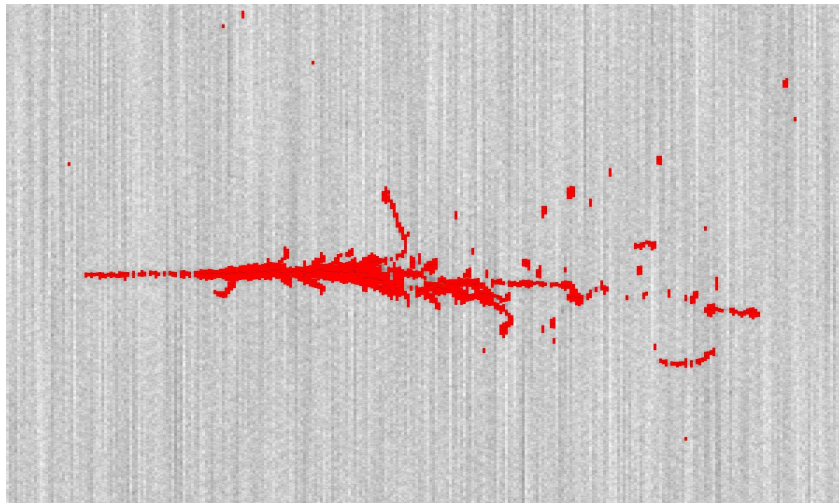
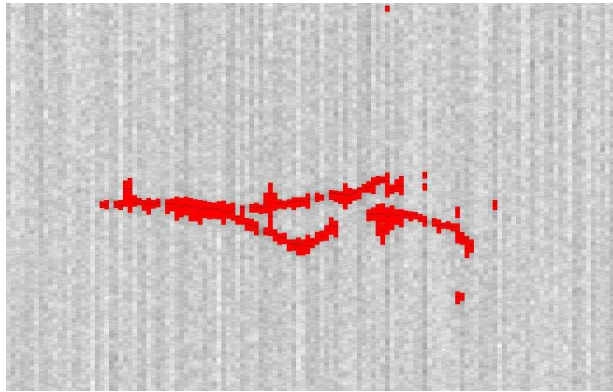


Figura 6.16: Esempi di evento di elettrone di energia 250 MeV in alto e 1 GeV in basso: si nota che a queste energie non si è ancora iniziato a sviluppare lo sciame elettromagnetico e pertanto si osserva la presenza di una traccia di elettrone a cui si sovrappongono i segnali prodotti dai fotoni emessi che possono convertire sia nelle vicinanze sia ben distanti dalla traccia principale.

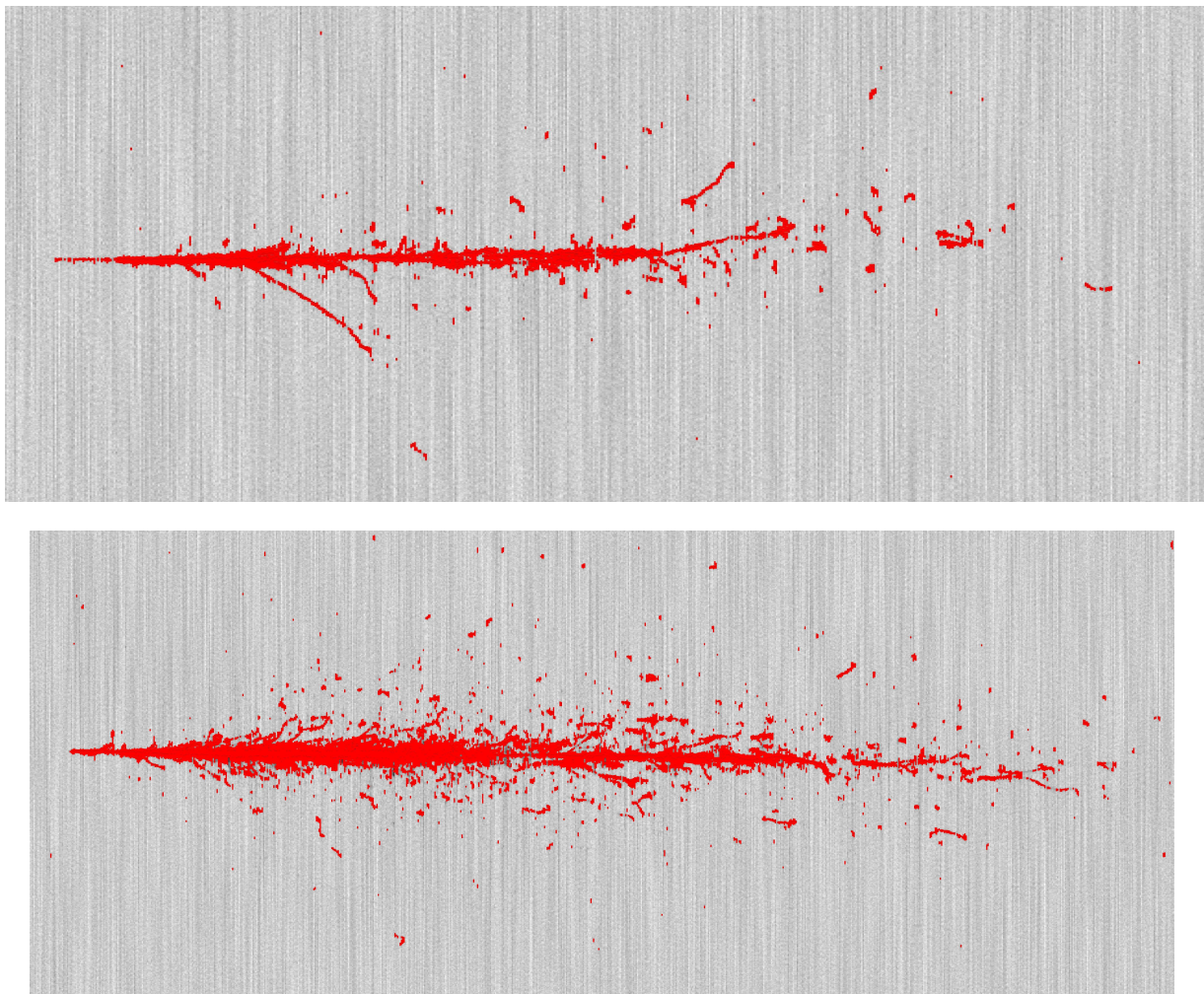


Figura 6.17: Esempi di evento di elettrone in alto di energia 3 GeV ed in basso di energia 20 GeV: a queste energie lo sciame risulta essere già ben sviluppato. Si nota l'elevato sviluppo in particolare lungo la direzione di propagazione e al tempo stesso come lo sciame si sviluppi molto poco trasversalmente, soprattutto nella parte iniziale.

\vec{v} l'asse vettoriale ricercato, con \vec{u}_{0i} il versore dalla prima hit alla hit i-esima e con E_i l'energia associata alla hit i-esima si ha

$$\vec{p} = \sum_{i \neq 0} \vec{u}_{0i} E_i \quad ; \quad \vec{v} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|} \quad (6.5)$$

Da questa definizione si può capire come la direzione sopra definita sia la congiungente tra la prima hit ed il baricentro dell'energia dello sciame.

Le prestazioni di questo metodo di misura sono state verificate in primo luogo sugli eventi di elettrone ad energia fissata con direzione lungo il fascio CNGS. In figura 6.18 sono riportate le distribuzioni degli angoli fra l'asse vettoriale ricostruito e la direzione attesa, fornita dal codice di simulazione, ottenute per le differenti energie simulate: l'asse vettoriale fornisce una buona ricostruzione della direzione e la precisione aumenta al crescere dell'energia. In questa analisi per semplicità si è utilizzato come prima hit dello sciame la hit associata al punto più vicino rispetto al vertice di generazione fornito dalla simulazione Monte Carlo. In taluni casi non viene selezionato il punto corretto e questo costituisce una delle ragioni di deterioramento della ricostruzione a bassa energia. Va osservato che questa assegnazione automatica, in fase di analisi vera e propria, potrebbe essere corretta manualmente da un osservatore, migliorando la ricostruzione. Comunque al crescere dell'energia l'eventuale errore sulla prima hit è poco influente sul risultato poiché aumenta la distanza del baricentro dall'inizio dello sciame (inoltre si riducono le fluttuazioni sulla posizione del baricentro con conseguente miglioramento della precisione).

Si può anche osservare che per gli eventi a bassa energia una fonte di errori nella stima dell'asse è associata a singoli fotoni emessi fuori asse che, convertendo ad una certa distanza, introducono importanti fluttuazioni nella posizione del baricentro.

In ogni caso le distribuzioni riportate come esempio mostrano che tale metodo fornisce una buona stima della direzione dello sciame. sostanzialmente non richiede un numero minimo di hit per essere applicato.

Tale metodo è stato infine applicato anche alla vista di Induzione 2 dimostrando di essere altrettanto efficiente, come si osserva nelle distribuzioni in figura 6.19.

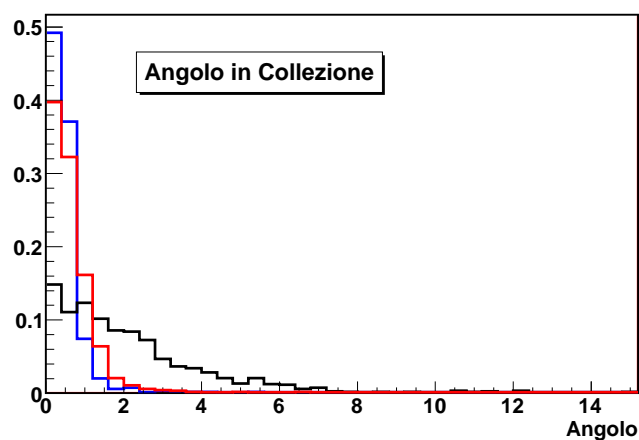


Figura 6.18: Distribuzioni dell'angolo formato fra la direzione ricostruita in collezione mediante l'asse vettoriale e la direzione reale dello sciame. In blu è riportata la distribuzione per gli elettroni di 25 GeV, in rosso quelli di 10 GeV ed infine in nero gli eventi di 750 MeV.

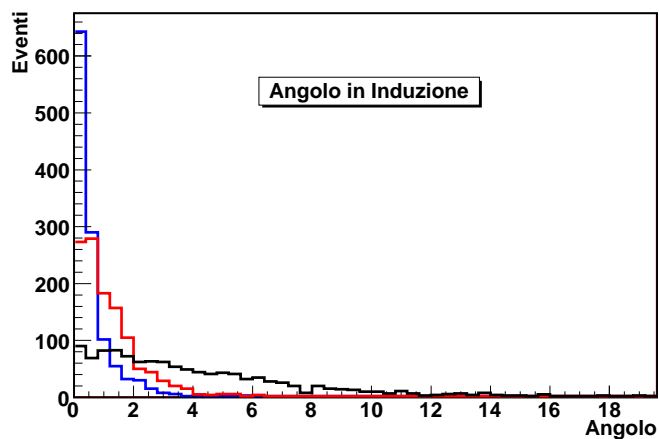


Figura 6.19: Distribuzioni dell'angolo formato fra la direzione ricostruita in induzione mediante l'asse vettoriale e la direzione reale dello sciame. In blu è riportata la distribuzione per gli elettroni di 25 GeV, in rosso quelli di 2,5 GeV ed infine in nero gli eventi di 250 MeV.

Energia (GeV)	Asse vettoriale angolo medio	Asse dal core angolo medio
0.25	3.89	6.7
0.5	2.41	5.4
1	1.67	3.61
2	1.1	1.87
3	0.9	1.2
5	0.72	0.69
7	0.6	0.56
10	0.5	0.45
20	0.45	0.29
30	0.4	0.22
40	0.39	0.21
50	0.37	0.17

Tabella 6.2: Angolo medio fra la direzione ricostruita e la direzione reale dello sciame generato da un elettrone di energia fissata, in centro della camera e con direzione parallela al CNGS.

6.4.2 Asse dal core dello sciame

Il secondo metodo sviluppato per la ricostruzione dell'asse fa uso soltanto della distribuzione dell'energia, senza nessuna informazione sulla posizione dello sciame stesso ma sfruttando la regione di massima densità di energia depositata, associata al core dello sciame, che è allineato con la direzione del primario.

Per descrivere la distribuzione di energia si è seguito un nuovo approccio in cui non si utilizzano più le hit ma si suddivide il rivelatore in ciascuna vista in cellette (pixel) di dimensione $6 \times 5 \text{ mm}^2$. In ciascun pixel si somma il segnale su due fili contigui ed 8 t-sample consecutivi. Il rivelatore risulta così rappresentato, in ciascuna vista, da una matrice di 2864 nuovi “fili” e 300 campionamenti lungo la direzione di deriva.

I pixel così costruiti possono essere utilizzati per visualizzare l'evento: alcuni esempi sono mostrati alla figura 6.20.

Naturalmente le dimensioni del pixel possono essere facilmente variate manualmente da un osservatore per migliorare la visualizzazione dell'evento.

Va osservato che basta variare la soglia inferiore per la visualizzazione dei pixel per mettere in evidenza la struttura del core dello sciame.

Operativamente, fissata la soglia E_{th} sull'energia di pixel, si cerca, per ciascun nuovo “filo” il pixel con energia massima. Se si trovano almeno 10 “fili” sopra soglia, si esegue un fit lineare dei pixel massimi trovati, iterando l'interpolazione dopo aver escluso i pixel con distanza maggiore di 15 mm dalla retta, per eliminare eventuali grosse fluttuazioni.

Un punto cruciale è la definizione della soglia migliore da applicare all'evento per selezionare i pixel su cui effettuare il fit. Dato che la distribuzione dell'energie sulle cellette è molto variabile da evento a evento, oltre che dipendente da energia e direzione dello sciame, il valore di E_{th} deve essere ottimizzato per ciascun evento. Visualizzando l'evento al variare di E_{th} si può facilmente definire l'intervallo di valori che meglio descrivono la direzione dello sciame (la retta interpolante viene mostrata sovrapposta all'evento). La scelta automatica della soglia procede come segue: per prima cosa si eliminano tutte le celle al di sotto di 150 conteggi per escludere il contributo del rumore. Sulle celle che sopravvivono si applica un meccanismo di decimazione in cui viene selezionata solo la frazione f_W dei “fili”. Uno studio degli eventi simulati ha consentito di fissare un valore ragionevole in $f_W = .20$ come un compromesso per selezionare il core senza ridurre troppo

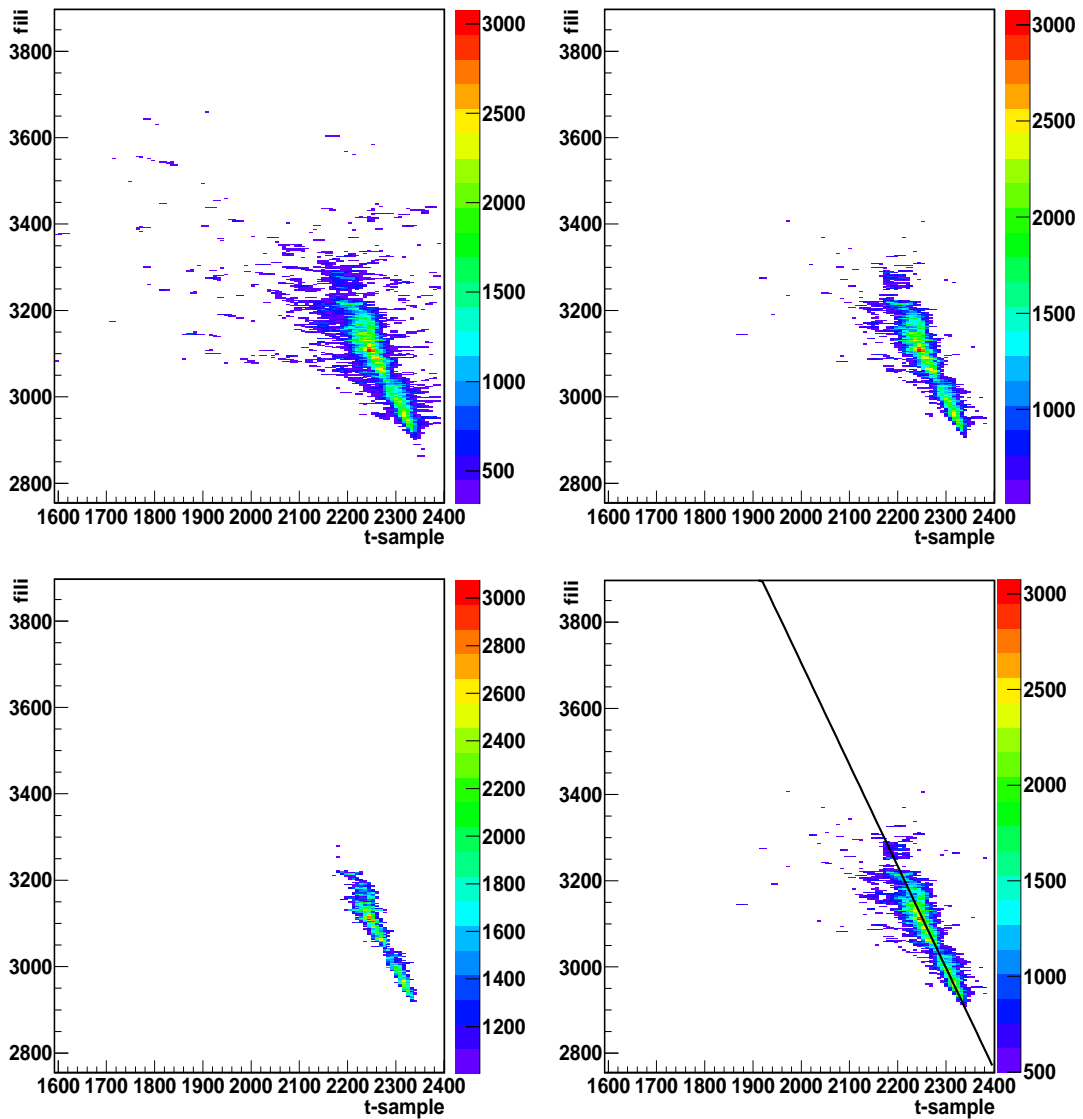


Figura 6.20: Esempio della visualizzazione di uno sciame elettromagnetico utilizzando i pixel: in alto a sinistra è stata applicata una soglia di 300 conteggi ADC, in alto a destra 500 conteggi e in basso a sinistra 1000 conteggi. Infine in basso a destra è riportato anche l'asse stimato.

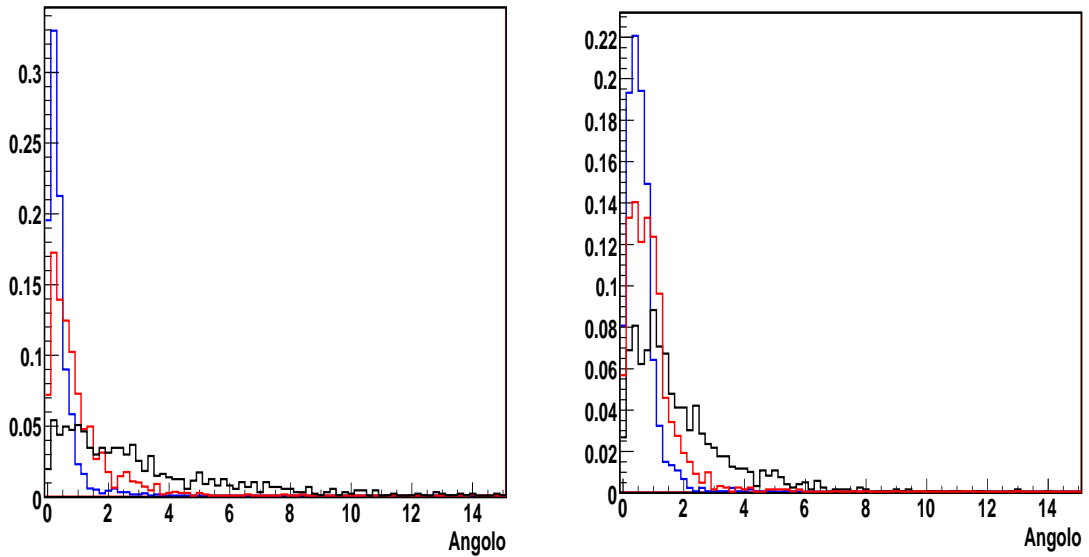


Figura 6.21: Distribuzioni dell'angolo formato fra la direzione ricostruita in collezione e la direzione reale dello sciame a sinistra nel caso del metodo che utilizza la matrice ed esegue un fit dei massimi e a destra nel caso del metodo ibrido. In entrambi i casi in blu è riportata la distribuzione per gli eventi di energia 30 GeV, in rosso quelli di 5 GeV ed infine in nero gli eventi di 1 GeV.

il numero di punti usati poi per il fit.

Questo algoritmo risulta molto preciso alle energie elevate ma, se usato con il meccanismo automatico di selezione della soglia, diviene poco efficiente per gli eventi di bassa energia.

Per ovviare a questo inconveniente preservando la qualità della risoluzione, si è provato a combinarlo con il metodo precedente, calcolando l'asse vettoriale a partire dai pixel massimi selezionati (usando come peso l'energia depositata nella corrispondente celletta) invece che dalle hit dello sciame.

Questo algoritmo ibrido migliora le prestazioni alle energie più basse. Il confronto fra le distribuzioni degli angoli fra la direzione reale dello sciame e la direzione ricostruita utilizzando questi 3 distinti metodi è riportato. Il confronto fra le distribuzioni degli angoli fra la direzione reale dello sciame e la direzione ricostruita utilizzando questi 3 distinti metodi è riportato in figura 6.22, mentre le prestazioni in termini di errori angolari medi sono riportati alla tabella 6.4.1. Ad alte energie i metodi basati sulla matrice forniscono

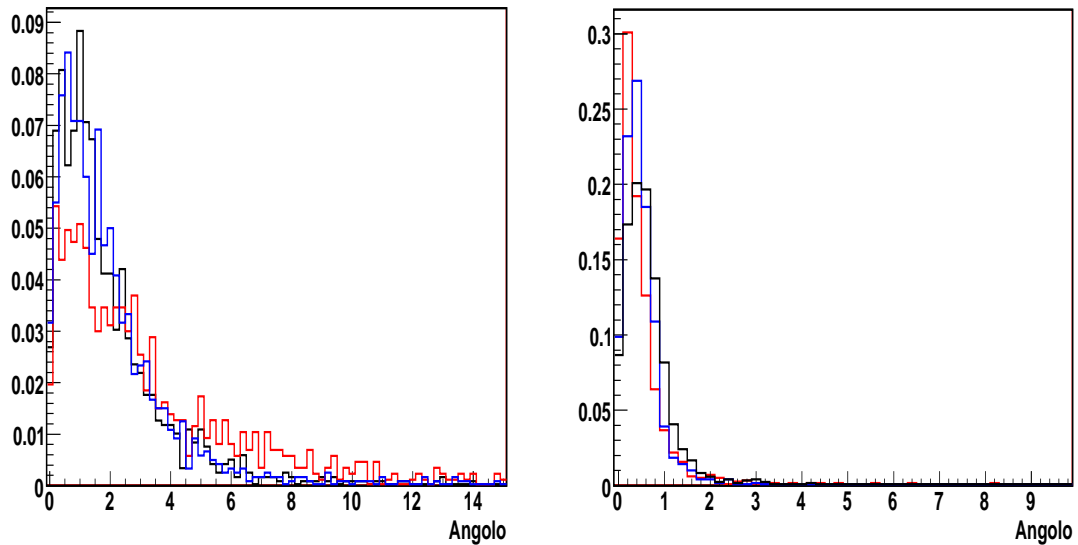


Figura 6.22: Distribuzioni dell'angolo formato fra la direzione ricostruita in collezione e la direzione reale dello sciame per gli elettroni di energia 1 GeV (sinistra) e di 20 GeV (destra). In blu è riportata la distribuzione ottenuta applicando l'asse vettoriale, in rosso per l'asse direzionale e infine in nero per l'asse ibrido.

una ricostruzione migliore della direzione - a basse energie il metodo basato sul fit ha una efficienza ridotta mentre la variante che calcola il baricentro del core mantiene una buona efficienza ovunque. Viceversa il metodo vettoriale fornisce una descrizione migliore alle basse energie per le quali risulta anche essere il più efficiente. La combinazione migliore potrebbe essere il metodo del baricentro delle hit per le energie inferiori a 5 GeV mentre per le energie superiori si dovrebbe usare il metodo basato sul baricentro del core.

Per quanto riguarda infine la ricostruzione del segnale in Induzione 2, l'utilizzo del metodo della matrice risulta essere in genere meno efficace a causa della natura bipolare del segnale: la coda negativa può infatti abbassare il valore del segnale sul pixel, rendendo più difficoltosa l'individuazione dei massimi e falsando quindi la ricostruzione dell'asse.

Il confronto dei tre metodi mostra che il primo - che usa le hit - è più preciso alle energie più basse, mentre l'ultimo - che usa i pixel - diviene migliore ad energie più elevate.

6.4.3 Applicazioni della ricostruzione della direzione

Una semplice applicazione della conoscenza della direzione media dello sciame è la possibilità di costruire una matrice dei segnali del tutto analoga a quella descritta precedentemente ma ruotando le coordinate in modo da renderle parallele alla direzione longitudinale ed alla direzione trasversale. Un esempio di tale trasformazione è riportato in figura 6.23: come si è accennato in precedenza la maggior concentrazione di energia si trova lungo la direzione di propagazione dello sciame e al tempo stesso si può osservare che, soprattutto nella parte iniziale, il segnale risulta essere contenuto entro una piccola distanza trasversa. Un ulteriore sviluppo di questa applicazione è la possibilità di ricostruire insieme il segnale presente nei due semimoduli che costituiscono uno dei due T300 in particolare alle energie tipiche dei ν_e CC: data infatti la grande dimensione di questi sciami può accadere che esso occupi entrambe le camere, soprattutto se il vertice di interazione è situato vicino al catodo. In questo caso per la ricostruzione corretta dell'energia e dello sviluppo dello sciame è necessario connettere le due collezioni. Questa operazione richiede la conoscenza della direzione longitudinale nello spazio, poiché i fili di collezione non sono paralleli sulle due camere affacciate, ma formano un angolo di 60° . In tal caso uno studio della direzione dello sciame nella vista di Collezione e di Induzione 2 in una camera permette di stimare la direzione tridimensionale dello sciame e, da questa, ottenere le coordinate longitudinale e trasversa nella proiezione di Collezione dell'altra camera. Due esempi dell'applicazione di questo metodo, che è molto utile alla visualizzazione di questo tipo di eventi, sono mostrati in figura 6.24.

6.5 Struttura degli sciami elettromagnetici

Le scale di sviluppo degli sciami elettromagnetici nella direzione longitudinale e trasversale, come già osservato sono molto diverse. Nella direzione longitudinale ci si aspetta che la densità di energia abbia una distribuzione molto larga, caratterizzata da una crescita ed una coda esponenziali con un massimo piuttosto ampio ad una distanza $x_{MAX} \simeq X_0 \cdot \ln(E/E_c)$ essendo la lunghezza di radiazione $X_0 = 14$ cm e l'energia critica $E_c = 44$ MeV (e.g. @10 GeV $x_{MAX} \simeq 68$ cm). Nella direzione trasversale invece le dimensioni sono governate dal cosiddetto raggio di Molière R_M ³ pari a circa 7 cm per

³Entro una distanza R_M dall'asse ci si aspetta circa il 90% dell'energia, ed entro $3.5 R_M$ circa il 99%

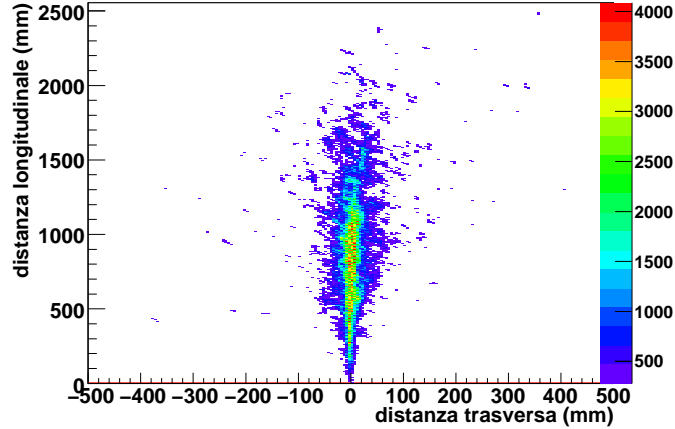


Figura 6.23: Esempio di applicazione della matrice dei segnali nel sistema di riferimento solidale con lo sciame per un evento di elettrone di energia 30 GeV: il pixel utilizzato in questo caso è $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

l'Argon liquido.

Naturalmente per poter tenere separate le due scale è necessario ricostruire la direzione di propagazione dello sciame stesso. Lo studio e l'uso dei profili longitudinali e trasversale è dunque la più diretta applicazione della ricostruzione dell'asse precedentemente descritta. Utilizzando il campione di elettroni simulati alle varie energie e gli algoritmi precedentemente introdotti per la ricostruzione dell'asse si sono costruiti i profili medi longitudinali al variare dell'energia, utilizzando istogrammi con canali larghi circa $1/2 X_0$ fino a 120 cm e poi più larghi per mediare le fluttuazioni delle code dello sciame; le figure 6.25 mostrano i profili longitudinali medi ottenuti per elettroni di 10 GeV e 30 GeV.

La forma analitica utilizzata per la interpolazione corrisponde ad una distribuzione Gamma [40]:

$$\frac{dE}{dx} = p_0 \cdot (x + p_3)^{p_1} e^{p_2 x} \quad (6.6)$$

Come si vede alle figure 6.25 la forma analitica utilizzata descrive bene l'andamento medio degli sciami.

Ovviamente il singolo sciame può presentare grandi fluttuazioni rispetto all'andamento

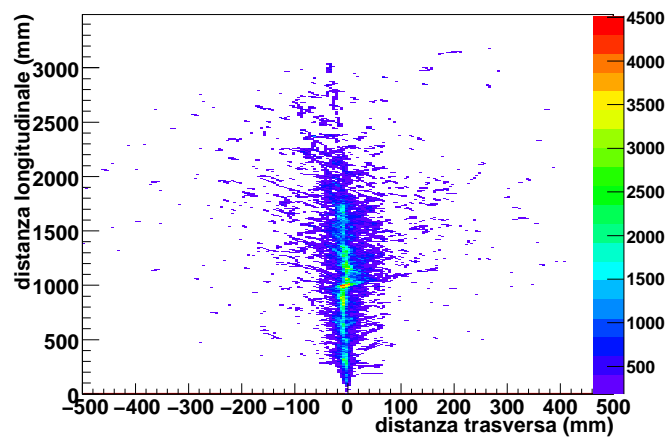
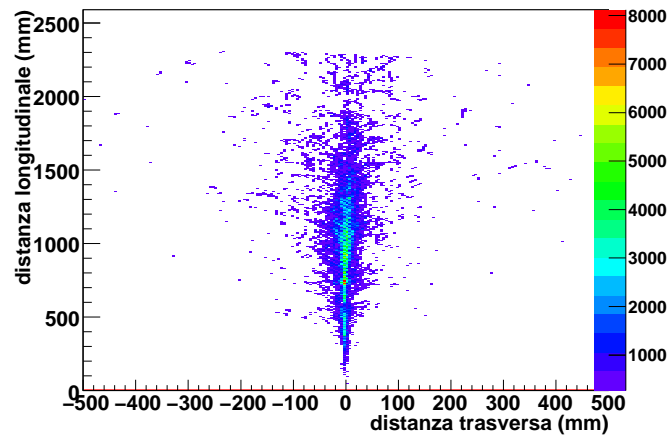


Figura 6.24: Due esempi di applicazione della matrice dei segnali nel sistema di riferimento solidale con lo sciame. In tal caso si è utilizzato tale metodo per completare un evento che occupa due differenti camere.

medio (la figura 6.26 mostra un esempio di distribuzione per un singolo evento), tanto più piccole percentualmente quanto maggiore è l'energia.

L'uso dei profili degli sciami può essere molto utile per la ricostruzione degli eventi, in particolare per: a) stimare l'energia uscita nel caso di un evento in prossimità delle pareti e quindi non completamente contenuto; b) fornire uno strumento utile per separare sciami vicini e ricostruire l'energia in situazioni di maggiore affollamento.

Gli studi fatti sulle simulazioni mostrano che per la interpolazione evento per evento è necessario tenere conto delle correlazioni tra bin vicini, che permettono di descrivere fluttuazioni nello sviluppo complessivo degli sciami. In figura 6.26 si vede l'effetto sulla interpolazione di un singolo evento dell'utilizzo della correlazione tra i vari bin di distanza longitudinale.

6.6 Discriminazione dell'elettrone dal pione neutro: studio del dE/dx

Un obiettivo fondamentale nella ricostruzione degli eventi di neutrino in ICARUS è riuscire ad identificare con alta efficienza gli eventi di interazione in corrente carica del ν_e distinguendo al contempo gli eventi di corrente neutra di ν_μ . E' proprio la discriminazione e / π^0 una proprietà fondamentale della tecnica di ICARUS, che la rende ideale nello studio delle oscillazioni di neutrino, permettendo di massimizzare la sua sensibilità alla presenza di eventuali eccessi di eventi associati alla comparsa di neutrini ν_e da oscillazione: sopprimendo il contributo degli eventi di corrente neutra infatti, rimane solo il fondo naturale dalla contaminazione intrinseca dei ν_e del fascio, che è in genere piccolo e meglio conosciuto.

Elemento di base per ottenere questa discriminazione è il riconoscimento di uno sciame generato da un elettrone rispetto a quello generato da un fotone da un π^0 prodotto in una corrente neutra del ν_μ .

E' questa la motivazione più importante per lo studio dettagliato del diverso comportamento delle tracce prodotte dagli elettroni e dai fotoni emessi dal pione neutro per sviluppare strumenti utili a distinguerli.

Il primo elemento di distinzione naturalmente è la distanza dal vertice primario di interazione del neutrino: l'elettrone da ν_e CC è una particella primaria carica che dunque

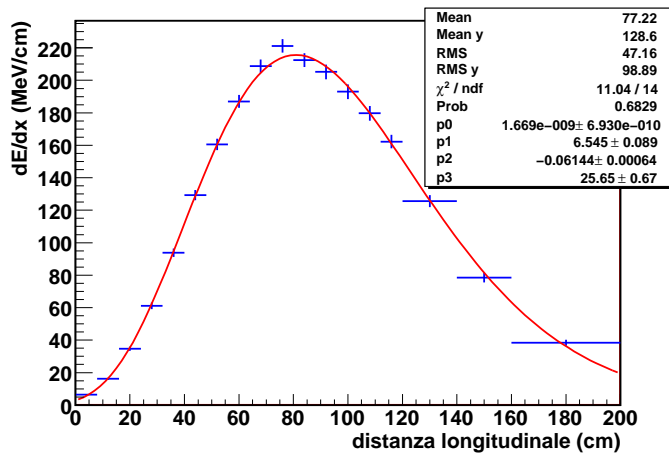
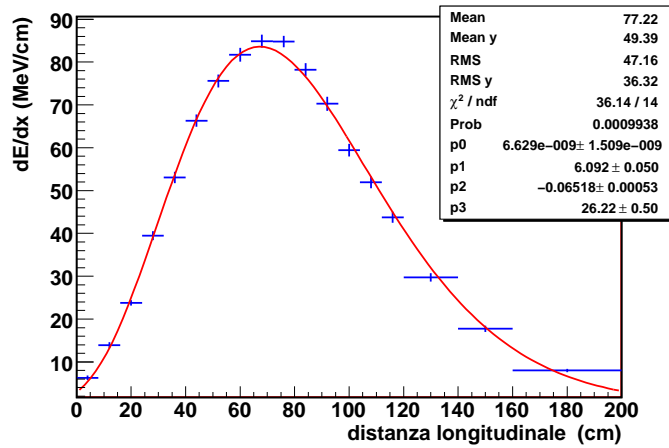


Figura 6.25: Due esempi dell'andamento della distribuzione longitudinale dell'energia per sciami originati da elettroni distribuiti uniformemente sull'angolo solido. Vengono riportati i valori medi ottenuti su un campione di 400 eventi ad energie $E=10$ GeV (in alto) ed $E=30$ GeV (in basso). Le curve sovrapposte sono il risultato del fit con la funzione 6.6

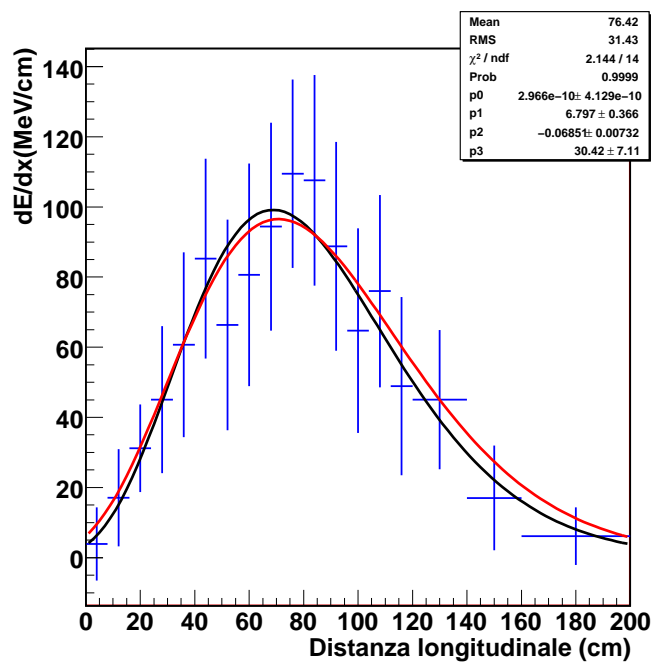


Figura 6.26: Studio del dE/dx per un singolo evento: è stato eseguito il fit con la funzione Gamma sia senza tenere conto della correlazione fra bin vicini (in nero) sia tenendone conto (in rosso).

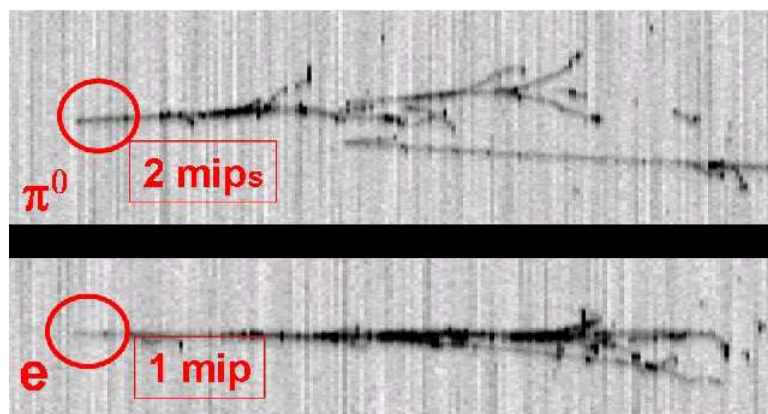


Figura 6.27: Evento di elettrone e di π^0 .

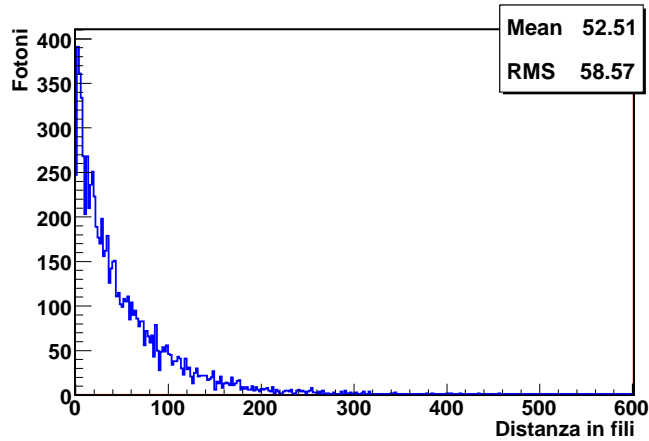


Figura 6.28: Distribuzione del numero di fili in collezione tra il vertice di interazione ed il punto di conversione dei fotoni da π^0 .

deve essere connessa al vertice, i fotoni invece danno segnale solo dopo avere convertito e danno luogo a sciame che iniziano ad una certa distanza dal vertice e quindi sono ben distinguibili. La distribuzione della distanza di conversione (nello spazio) è mostrata in figura 6.4 mentre la figura 6.28 mostra la distribuzione del numero di fili di collezione senza segnale compresi tra il vertice di interazione ed il punto di conversione dei fotoni. Come si vede da queste figure solamente il 10% dei fotoni da π^0 convertono entro una distanza minore in modulo di 5 fili dal vertice di interazione.

Un elemento identificativo fondamentale per identificare i fotoni dal π^0 è naturalmente la ricostruzione della loro massa invariante. Uno studio eseguito sulle correnti neutre ha mostrato che, assumendo di identificare il π^0 quando la massa invariante dei 2 fotoni è compatibile entro il 10% con il valore della massa del π^0 , la frazione di eventi non identificati come π^0 e con un fotone convertito entro 5 fili si riduce al 4%.

L'ultima caratteristica che consente di identificare una traccia da elettrone da una traccia da fotone è la densità di ionizzazione in prossimità dell'inizio dello sciame. Infatti lo sciame prodotto da un fotone si sviluppa a partire dalla prima coppia di conversione e^+e^- e pertanto ci si aspetta che la sua densità di ionizzazione sia doppia rispetto al caso di uno sciame prodotto da un elettrone. Per studiare questa differenza, utilizzando le informazioni fino ad ora presentate ed a partire dagli eventi di elettrone e di π^0 di

energia fissata e direzione di generazione simile a quella del fascio CNGS si è preparato un algoritmo che permetta di stimare, per un candidato elettrone/fotone, la perdita di energia media all'inizio della traccia, una volta ricostruita la direzione di propagazione dello sciame.

La conoscenza della direzione spaziale di propagazione è necessaria per calcolare la lunghezza media (pitch) percorsa dallo sciame in corrispondenza ad ogni filo di collezione attraversato. Noto il pitch ed il segnale depositato su ciascun filo, si può calcolare il valore di $\frac{dE}{dx}$ in corrispondenza al filo stesso eliminando le fluttuazioni dovute agli effetti geometrici. Per evitare possibili sovrapposizioni da sciame diversi si utilizzano solo le hit in collezione entro 2 cm in direzione trasversale dall'asse dello sciame.

L'analisi è stata eseguita stimando il $\frac{dE}{dx}$ medio su un numero N di fili, con variabile da N=1 ad N=10. Inizialmente si confrontano i candidati sulla base della loro energia. Come visibile in figura 6.29 le distribuzioni di $\frac{dE}{dx}$ per elettroni e fotoni sono ben separate, con una piccola frazione di sovrapposizione. È interessante studiare come cambi la capacità di reiezione dei fotoni al variare del numero di fili utilizzati, a parità di efficienza per gli elettroni. Per ogni N, si definisce innanzi tutto il valore di soglia di $\frac{dE}{dx}$ che garantisce una efficienza del 90% per gli elettroni e poi si determina la frazione F_γ di fotoni con $\frac{dE}{dx}$ al di sotto di questo valore. I risultati di questa analisi sono riportati nelle tabelle 6.6 e 6.6. Nel caso di N=1 i fotoni possono depositare un segnale anche piccolo, poiché la conversione del fotone potrebbe anche avvenire verso la fine del pitch misurato dal filo. Come ci si aspetta al crescere del numero N si osserva in generale dapprima una diminuzione di F_γ grazie alla riduzione delle fluttuazioni della media di $\frac{dE}{dx}$ su più fili, e poi un aumento causato dalla crescita del segnale lungo lo sciame. Il valore ottimale si ha per N compreso tra 6 ed 8. La discriminazione poi migliora al crescere dell'energia.

Questa analisi, con i tagli definiti sopra e selezionando il valore ottimale di N, è stata poi applicata ai pioni neutri generati nelle interazioni di corrente neutra dei ν_μ del CNGS. Per semplicità si è simulato solo il π^0 prodotto nell'interazione primaria. Come risultato si trova che, con una efficienza del 90% per gli elettroni, la frazione di eventi in cui il fotone è identificato come elettrone è pari al 2.9%.

Come risultato, combinando con il riconoscimento basato sulla distanza di conversione e sulla massa invariante ricostruita, solo lo 0.12% dei π^0 che sono prodotti nelle correnti

Energia	N	$\frac{dE}{dx_c}$ (MeV/cm)	F_γ	Energia	N	$\frac{dE}{dx_c}$ (MeV/cm)	F_γ
250 MeV	1	3.49	24.6	250 MeV	2	3.30	9.15
250 MeV	3	3.15	4.12	250 MeV	4	3.14	3.82
250 MeV	5	3.15	3.97	250 MeV	6	3.18	3.97
250 MeV	7	3.17	4.15	250 MeV	8	3.17	4.30
250 MeV	9	3.25	4.52	250 MeV	10	3.27	5.07
500 MeV	1	3.62	28.9	500 MeV	2	3.33	9.61
500 MeV	3	3.21	4.40	500 MeV	4	3.18	3.74
500 MeV	5	3.24	4.05	500 MeV	6	3.24	4.26
500 MeV	7	3.24	4.36	500 MeV	8	3.35	4.68
500 MeV	9	3.39	4.99	500 MeV	10	3.48	5.62
1 GeV	1	3.50	23.5	1 GeV	2	3.41	8.76
1 GeV	3	3.42	4.70	1 GeV	4	3.34	2.93
1 GeV	5	3.41	2.72	1 GeV	6	3.37	2.32
1 GeV	7	3.41	2.42	1 GeV	8	3.47	2.49
1 GeV	9	3.51	2.76	1 GeV	10	3.56	2.93
2 GeV	1	3.59	23.9	2 GeV	2	3.38	6.85
2 GeV	3	3.41	3.49	2 GeV	4	3.40	2.20
2 GeV	5	3.47	1.93	2 GeV	6	3.48	1.45
2 GeV	7	3.57	1.93	2 GeV	8	3.65	2.07
2 GeV	9	3.65	2.00	2 GeV	10	3.8	2.58

Tabella 6.3: Risultati ottenuti sulla discriminazione fra elettrone e fotone a partire dallo studio del dE/dx : al variare dell'energia della traccia e per ciascuna combinazione N da 1 a 10 su cui è stato calcolato il dE/dx è riportato il valore di $\frac{dE}{dx_c}$, cioè il valore al di sopra del quale sono presenti solo il 10% degli eventi di elettrone, ed F_γ , che indica la percentuale di tracce di fotone che presenta un dE/dx inferiore a $\frac{dE}{dx_c}$.

Energia	N	$\frac{dE}{dx_c}$ (MeV/cm)	F_γ	Energia	N	$\frac{dE}{dx_c}$ (MeV/cm)	F_γ
3 GeV	1	3.65	24.1	3 GeV	2	3.45	8.84
3 GeV	3	3.40	3.76	3 GeV	4	3.57	3.99
3 GeV	5	3.59	2.67	3 GeV	6	3.70	2.98
3 GeV	7	3.73	2.20	3 GeV	8	3.73	1.56
3 GeV	9	3.80	1.76	3 GeV	10	4.01	4.27
5 GeV	1	3.65	20.9	5 GeV	2	3.46	8.02
5 GeV	3	3.39	3.56	5 GeV	4	3.27	1.12
5 GeV	5	3.40	0.91	5 GeV	6	3.54	0.96
5 GeV	7	3.83	2.69	5 GeV	8	3.94	3.70
5 GeV	9	4.07	5.79	5 GeV	10	4.28	11.53
7 GeV	1	3.74	23.2	7 GeV	2	3.66	12.2
7 GeV	3	3.70	8.70	7 GeV	4	3.54	3.09
7 GeV	5	3.51	1.97	7 GeV	6	3.56	1.72
7 GeV	7	3.62	1.62	7 GeV	8	3.74	1.82
7 GeV	9	3.79	2.13	7 GeV	10	4.00	4.45
10 GeV	1	3.63	19.9	10 GeV	2	3.44	7.83
10 GeV	3	3.40	3.17	10 GeV	4	3.45	2.05
10 GeV	5	3.50	1.13	10 GeV	6	3.56	1.13
10 GeV	7	3.68	1.28	10 GeV	8	3.84	1.90
10 GeV	9	3.98	3.12	10 GeV	10	4.15	5.58

Tabella 6.4: Risultati ottenuti sulla discriminazione fra elettrone e fotone a partire dallo studio del dE/dx : al variare dell'energia della traccia e per ciascuna combinazione N da 1 a 10 su cui è stato calcolato il dE/dx è riportato il valore di $\frac{dE}{dx_c}$, cioè il valore al di sopra del quale sono presenti solo il 10% degli eventi di elettrone, ed F_γ , che indica la percentuale di tracce di fotone che presenta un dE/dx inferiore a $\frac{dE}{dx_c}$.

neutre di $\nu_\mu e$ che decadono in due fotoni può essere confuso con un elettrone, mantenendo una efficienza del 90% per quest'ultimo.

Una considerazione a parte meritano i decadimenti Dalitz dei pioni neutri: come noto il π^0 decade nel 98.8 % di casi in una coppia di fotoni (caso precedentemente studiato) e nel 1.2% in un fotone ed una coppia elettrone positrone (decadimento Dalitz).

Per studiare esplicitamente questo canale sono stati generati 750 eventi di interazioni di $\nu_\mu \text{NC}$ in cui viene prodotto un π^0 che decade Dalitz. La distribuzione dell'energia e dell'angolo formato tra elettrone e positrone sono mostrate alle figure 6.30. In questo caso, l'evento può essere identificato e rigettato se si riconoscono due elettroni attaccati al primario. Questa identificazione è possibile se entrambi hanno una energia sufficiente per essere misurati: in questo caso sono rigettati indipendentemente dall'angolo che formano poiché nel caso esso sia così piccolo da farli sovrapporre, continuano ad essere riconosciuti grazie alla misura di dE/dx . La configurazione più difficile da distinguere è quella in cui la coppia e^+e^- è molto asimmetrica e si riesce ad identificare un solo elettrone al vertice primario. Anche in questo caso richieste molto semplici sono in grado di sopprimere questi eventi: ad esempio la frazione di eventi in cui il partner carico più lento ha una energia inferiore a 30 MeV (corrispondente ad una traccia di circa 15 cm) mentre quello più veloce ha una energia di almeno 200 MeV è inferiore al 5.6% dei decadimenti Dalitz. In conclusione, anche senza utilizzare l'informazione associata al γ presente nel decadimento, la frazione di eventi che sopravvivono alle richieste piuttosto semplici sopra delineate è inferiore allo 0.07% degli eventi di $\nu_\mu \text{NC}$ e dunque costituisce un contributo ai fondi piccolo rispetto al decadimento ordinario del π^0 .

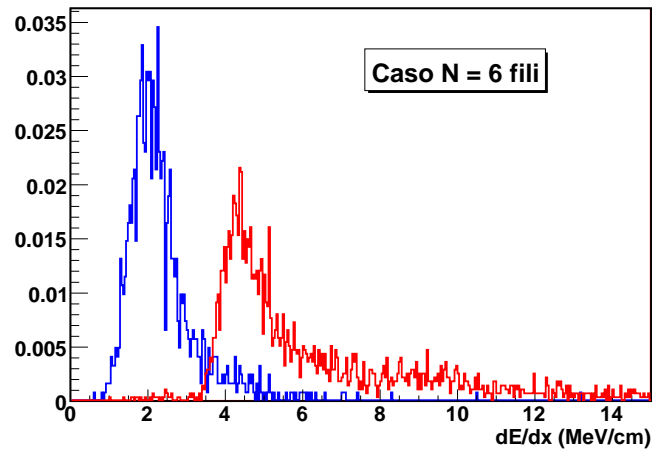
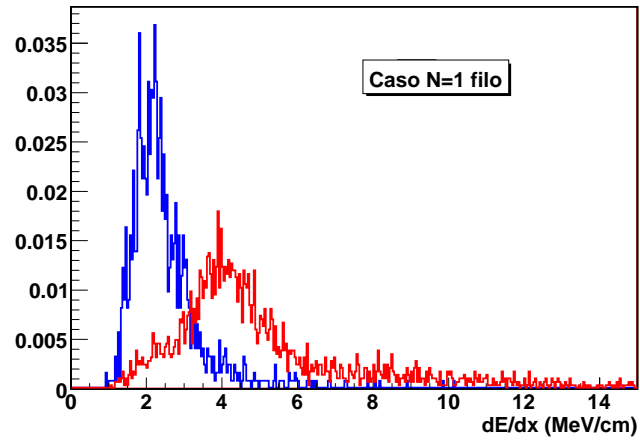


Figura 6.29: Due esempi del confronto del dE/dx per tracce di fotone (in rosso) e di elettrone (in blu). In alto è mostrato il caso in cui il dE/dx è calcolato su di un solo filo per l'energia 1 GeV mentre in basso è mostrato il caso in cui il dE/dx è stimato su 6 fili per particelle di energia 2 GeV.

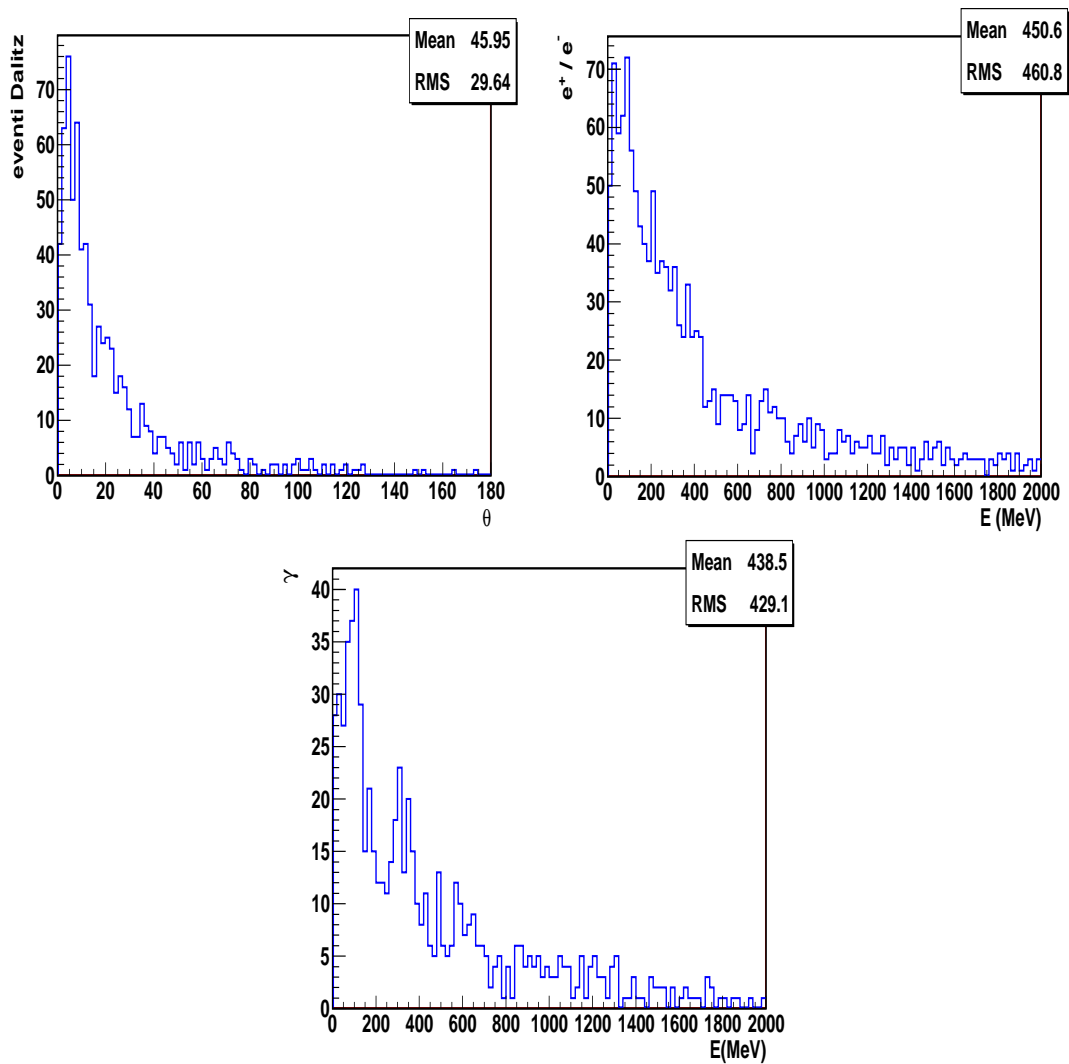


Figura 6.30: Spettro dell'angolo formato fra l'elettrone ed il positrone (in alto a sinistra, dell'energia dell'elettrone e del positrone (in alto a destra) e del fotone (in basso) nel caso di decadimento Dalitz.

Capitolo 7

Conclusioni

ICARUS è un rivelatore elettronico omogeneo che ottiene su grandi masse eccellenti risoluzioni spaziali e calorimetriche con granularità paragonabili alle camere a bolle e capacità di misura dell'energia e della densità di ionizzazione delle particelle. La ridondanza delle informazioni da esso fornita lo rendono strumento ideale per lo studio di eventi rari.

In particolare per la fisica del neutrino ICARUS ha come obiettivo fondamentale l'identificazione del tipo di neutrino interagente. In questo ambito la sua prerogativa fondamentale è la eccellente capacità di riconoscere gli eventi di interazione di ν_e , che sono generalmente la componente minoritaria dei fasci artificiali, distinguendoli dagli sciami elettromagnetici prodotti dai fotoni emessi dal decadimento dei π^0 prodotti nelle interazioni in corrente neutra del ν_μ .

Molte sono le caratteristiche degli eventi misurati che consentono di realizzare questo programma: in primo luogo la granularità geometrica di pochi millimetri, che consente lo studio del dettaglio dei vertici di interazione e la ricostruzione tridimensionale di tracce e sciami elettromagnetici, e la capacità di misura del dE/dx delle particelle, chiave per la loro identificazione anche in regioni di pochi centimetri, e di misura dell'energia di sciami elettromagnetici. Per realizzare questo programma è fondamentale saper ricostruire in modo preciso l'energia in tutto il volume e per tutti i canali.

In questa tesi si è affrontata la questione cruciale della calibrazione della risposta del rivelatore e dell'equalizzazione dei vari canali. A riguardo è stata fondamentale l'esperienza sperimentale acquisita con ICARINO una versione su piccola scala del rivelatore operante presso i Laboratori Nazionali di Legnaro. Un'applicazione diretta dei metodi

sviluppati per la calibrazione e per la ricostruzione degli eventi in ICARINO è stata la messa a punto di una tecnica per la misura della vita media. Grazie all'accuratezza e alle metodologie impiegate si è potuto provare che le procedure di purificazione e riempimento adottate hanno consentito di raggiungere, su questa piccola scala, livelli di purezza che aprono la strada agli sviluppi di rivelatori di dimensione ancora maggiore. I metodi sviluppati per la calibrazione di ICARINO sono stati generalizzati al caso del T600 ed applicati ad una prima campagna di misura del rivelatore in via di commissioning al Gran Sasso. Analogamente sono stati generalizzati i metodi per la misura della vita media in ICARINO sviluppando strumenti per misurare τ_e in galleria sfruttando i muoni cosmici. Infine si è studiato in dettaglio un metodo per discriminare il segnale di π^0 dal segnale prodotto da un elettrone: si è verificato che solamente il 10% dei fotoni emessi dal decadimento del π^0 convertono ad una distanza dal vertice primario minore di 5 fili in vista di collezione. Inoltre la stima del dE/dx nel naso dello sciame ha permesso di discriminare il segnale prodotto da un fotone dal segnale di un elettrone entro il 3%. Se questi due criteri di selezione studiati sono combinati con la ricostruzione della massa invariante dei due fotoni emessi dal decadimento del π^0 si ottiene che solamente meno dello 0.2% dei π^0 che sono prodotti nelle correnti neutre di ν_μ può essere confuso con un elettrone, mantenendo una efficienza del 90% per quest'ultimo. Tale criterio studiato permette quindi di sopprimere il contributo degli eventi di corrente neutra permettendo quindi una ottima discriminazione fra interazioni ν_e CC da interazioni ν_μ NC, che giocherà un ruolo fondamentale per lo studio degli eventi di neutrino che saranno raccolti in ICARUS ed in particolare per la ricerca di oscillazioni $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$.

Bibliografia

- [1] C.Rubbia, *The Liquid Argon Time Projection Chamber: a New Concept for Neutrino Detector*, CERN-EP/77-08, 1977
- [2] Sito Web : pdg.lbl.gov
- [3] J.N.Bahcall, A.M.Serenelli and S. Basu, *Astrophys. J.* 621, L85, (2005)
- [4] J.N.Bahcall and A.M.Serenelli, *Astrophys. J.* 626, 530, (2005)
- [5] the SNO collaboration, *Independent Measurement of the total active B^8 Solar neutrino flux using an array of He^3 proportional counters at the Sudbury Neutrino Observatory*, arXiv:0806.0989v3
- [6] the KamLAND collaboration, *Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND*, arXiv:0801.4589v3
- [7] F.Mantovani, L.Carmignani, G.Fiorentini, M.Lissa *Antineutrinos from Earth: A reference model and its uncertainties*, *Phys.Rev D*69,013001, arXiv:hep/ph 0309013
- [8] the CHOOZ collaboration, *Search for neutrino oscillation on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, arXiv:0301017v1
- [9] the K2K collaboration, *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K experiment*, *Phys.Rev.D*74(2006)072003 arXiv:0606032v3
- [10] the K2K collaboration, *Improved search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillation in a long-baseline accelerator experiment*, *Phys.Rev.Lett.*96(2006)181801 arXiv:0603004v2
- [11] the MINOS collaboration, *Measurement of Neutrino Oscillation with the MINOS detector in the NuMI beam*, *Phys.Rev.Lett.*101(2008)131802 arXiv:0806.2237v1

- [12] the MiniBooNE collaboration, *Search for Neutrino Appearance at the $\Delta m^2 \sim 1eV^2$ Scale*, Phys.Rev.Lett.98,231801(2007)
- [13] the MiniBooNE collaboration, *Unexpected Excess of ElectronLike Events from a 1 GeV Neutrino Beam*, Phys.Rev.Lett.102,101802(2009)
- [14] the LSND collaboration, *Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of $\bar{\nu}_e$ Appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ Beam*, Phys.Rev.D64 (2001) 11207; arXiv:hep-ex/0104049v3
- [15] E.W.Otten,C.Weinheimer *Neutrino mass limit from tritium beta decay*, arXiv:0909:2104
- [16] Nolta et al., *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Angular Power Spectrum*, The Astrophysical Journal Supplement Series 180 (2009) 296-305
- [17] Komatsu et al., *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Interpretation*, The Astrophysical Journal Supplement Series 180 (2009) 330-376
- [18] Fogli et al., *Observables sensitive to absolute neutrino masses*, arXiv:0805.2517v3
- [19] Klapdor-Kleingrothaus,Dietz,Harney,Krivosheina,*Evidence for neutrinoless double beta decay*, arXiv:hep-ph/0201231v1
- [20] Klapdor-Kleingrothaus,Dietz,Chkvorets,Krivosheina,*Search for Neutrinoless Double Beta Decay with Enriched ^{76}Ge in Gran Sasso 1990-2003*, arXiv:hep-ph/0404088v1
- [21] Arnaboldi et al.,*Result from a search for the $\beta\beta 0\nu$ -decay of ^{130}Te* , arXiv:0802.2439v2,Physical Review C 78, 035502(2008)
- [22] Ardito et al.,*CUORE: A Cryogenic Underground Observatory for Rare Events*, arXiv:hep-ex/0501010v1
- [23] the NEMO collaboration, *Technical design and performance of the NEMO3 detector*, Nucl.Instrum.Meth.A536:79-122,2005
- [24] Abt et al., *A New ^{76}Ge Double Beta Decay Experiment at LNGS*, arXiv:hep-ex/0404039v1

- [25] C.Kraus for the SNO collaboration, *SNO with liquid scintillator: SNO+*, Prog.Part.Phys. 57 1 (2006) 150-152
- [26] Maury Goodman Thierry Lasserre et al., *Double Chooz, A search for the Neutrino mixing Angle theta-13*, arXiv:hep-ex/0606025v4
- [27] Y. Itow et al., *The JHF-Kamiokande neutrino project*, hep-ex/0106109.
- [28] Marcus Beck, *The KATRIN experiment*, arXiv:0910.4862.
- [29] A.Ferrari,A.Guglielmi,P.R.Sala, *CNGS neutrino beam systematics for θ_{13}* , arXiv:hep-ex/0501283v1
- [30] the ICARUS collaboration, *The ICARUS detector at the Gran Sasso: an upgraded analysis, 2005*
- [31] the ICARUS collaboration, *ICARUS:a Second-Generation Proton Decay Experiment and Neutrino Observatory at the Gran Sasso Laboratory*, CERN/SPSC 2002-027
- [32] C.Rubbia, *Progress report to the SPS-C-ICARUS T600*, 2006
- [33] D.Angeli et al., *Towards a new Liquid Argon Imaging Chamber for the MODULAR project*, ICARUS/TM 08-01
- [34] B.Baibussinov et al., *A new search for anomalous neutrino oscillation at the CERN - PS*, arXiv:0909.0355v2
- [35] M.Guler et al., *Search for $\nu_{\mu}\nu_e$ oscillation at the CERN PS (Proposal)*, CERN-SPSC/99-26,SPSC7P311,1999
- [36] B.Baibussinov et al., *A new very massive modular Liquid Argon Imaging Chamber to detect low energy off-axis neutrino from the CNGS beam (MODULAR project)*, Astroparticle Physics 29 (2008), 174-187
- [37] C.Bemporad,G.Gratta e P.Vogel, *Reactor-based Neutrino Oscillation Experiments*, hep-ph/0107277
- [38] M.Honda, T.Kajita,K.Kasahara e S.Midorikawa, *A new calculation of the atmospheric neutrino flux in a 3-dimensional scheme*, astro-ph/0404457

- [39] J.Rico, *First Studies of the Stopping Muon Sample with the ICARUS T600 Detector*, Diss. ETH No. 14906, Zürich 2002
- [40] E.Longo, I.Sestili, Nucl. Instrum. Methods 128,283, (1975)
- [41] A.Bueno, J.Rico, A.Rubbia, *Spatial and Calorimetric reconstruction of the ICARUS T600 data*, ICARUS/TM 02-03, 2002.
- [42] A.Fassò, A.Ferrari, J.Ranft, P.Sala, *Fluka Manual*, 2008
- [43] C.Farnese, *Studio sperimentale della ricostruzione degli elettroni in ICARUS*, Tesi di Laurea, Università di Padova, 2006
- [44] S.Navas, S.Amerio, F.Pietropaolo, A.Rubbia, *A measurement of the electron lifetime and the electron recombination factor with the T600 data*, ICARUS/TM 02-02, 2002
- [45] A. Guglielmi, *Neutrino Beam Design* tratto da *Nuclear Physics B 154 Aprile 2006*, pag. 20-34
- [46] H. Bichsel, D.E.Groom e S.R.Klein, *Passage of Particles through Matter*, Particle Data Group, 2005
- [47] Y.Ge, P.Sala, A.Rubbia, *e/π^0 separation in ICARUS liquid argon TPC*, ICARUS-TM/03-05 (2003).
- [48] S.Navas.Concha, A.Rubbia, F.PietroPaolo e S.Amerio, *A measurement of the electron lifetime and the* ,ICARUS-TM/03-05 (2003).