

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

Misura della velocità della luce in argon liquido con il rivelatore ICARUS a Fermilab

Relatrice:
Prof. Nicoletta Mauri

Presentata da:
Alessandro D'Amico

Correlatore:
Dott. Francesco Poppi

Anno Accademico 2022/2023

Abstract

Le camere a proiezione temporale ad argon liquido (LArTPC) sono rivelatori utilizzati per studiare le interazioni dei neutrini. Come suggerisce il nome, questi rivelatori usano come mezzo di interazione l'argon liquido, il quale, se eccitato, emette luce di scintillazione. Alcune proprietà fisiche della luce di scintillazione dell'argon liquido non sono ancora state studiate. L'esperimento ICARUS, attualmente in fase di presa dati a Fermilab negli Stati Uniti, può essere sfruttato per effettuare alcune di queste misure. In questo lavoro di tesi viene presentata una misura preliminare della velocità di gruppo della luce di scintillazione dell'argon liquido, sfruttando i diversi sotto-rivelatori di questo esperimento.

Indice

Introduzione	2
1 La fisica del neutrino	4
1.1 La scoperta del neutrino	4
1.2 Produzione di neutrini	5
1.3 Le interazioni deboli	6
1.3.1 Interazioni a corrente carica e neutra	7
1.4 Famiglie leptoniche e interazioni con la materia	7
1.5 Rivelatori di neutrini ad argon liquido	9
1.5.1 Produzione della luce di scintillazione	9
1.5.2 Propagazione della luce nell'argon	12
2 ICARUS T-600	13
2.1 Il programma SBN	13
2.1.1 Booster Neutrino Beam	15
2.1.2 LArTPC	16
2.2 ICARUS	18
2.2.1 Il sistema di rivelazione della luce	18
2.3 Cosmic Ray Tagger	19
2.3.1 Top CRT	21
3 Misura della velocità di gruppo della luce di scintillazione	23
3.1 Modello geometrico del percorso più veloce	23
3.2 Selezione del campione	26
3.3 Risultati	28

Introduzione

Il programma SBN (Short Baseline Neutrino), presso il laboratorio di ricerca Fermilab negli Stati Uniti, si pone l'obiettivo di studiare le oscillazioni di neutrini su breve distanza. ICARUS T-600 è il far detector del programma SBN, nel quale tre rivelatori sono esposti al fascio di neutrini BNB (Booster Neutrino Beam), e rappresenta attualmente il più grande rivelatore a camera di proiezione temporale ad argon liquido in fase di presa dati mai costruito. Questa tipologia di rivelatori, noti come LArTPC, permette di effettuare la ricostruzione e lo studio calorimetrico delle tracce delle particelle che li attraversano. Utilizzano la luce di scintillazione dell'argon, rivelata per mezzo di fototubi (PMT), come trigger per la fase di acquisizione. Per identificare il fondo cosmico, ICARUS è provvisto di un Cosmic Ray Tagger (CRT), ovvero un sistema di rivelazione che marca il passaggio di particelle cariche prima che queste raggiungano il volume attivo. Il CRT è un sistema con alte risoluzioni spaziale (dell'ordine del cm) e temporale (dell'ordine del ns), mentre la rivelazione della luce da parte dei PMT, che ha una risoluzione temporale inferiore al nanosecondo, non è in grado di fornire precise informazioni topologiche sull'origine dell'emissione della luce di scintillazione. La combinazione di questi due sistemi offre la possibilità di misurare con precisione alcune proprietà dell'argon liquido che non sono ancora state misurate.

In questo lavoro di tesi mi sono occupato dello studio e dello sviluppo di un modello geometrico che utilizza i dati dei diversi sotto-rivelatori di ICARUS. Tale modello permette il calcolo della velocità di propagazione della luce di scintillazione all'interno di un esperimento ad argon liquido di grandi dimensioni. In questa tesi ho ottenuto un incoraggiante risultato preliminare, il quale, in futuro, verrà migliorato grazie a modelli che meglio descriveranno l'emissione della luce di scintillazione.

Il primo capitolo riassume i principali fenomeni fisici che descrivono l'interazione dei neutrini con la materia e le proprietà di scintillazione dell'argon. Nel secondo capitolo è presentata una panoramica sul progetto SBN e più in dettaglio il funzionamento di ICARUS. Il modello geometrico viene descritto nel terzo capitolo, assieme all'analisi dati ed ai risultati finali.

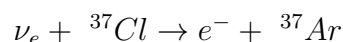
Capitolo 1

La fisica del neutrino

1.1 La scoperta del neutrino

In fisica, una legge universalmente valida afferma che l'energia è sempre conservata in ogni processo. Tuttavia, fin dalla nascita della fisica nucleare ci si è trovati di fronte ad un enigma apparentemente inspiegabile: alcuni decadimenti degli elementi naturali sembravano violare il principio di conservazione dell'energia, i cosiddetti *decadimenti beta*. Il 4 dicembre del 1930, il fisico Wolfgang Pauli scrisse una lettera in cui offriva una disperata soluzione (“a desperate remedy”) a questo problema: propose l'idea che una nuova particella, invisibile alle strumentazioni, venisse emessa in tali decadimenti. Pauli ipotizzò una nuova particella elementare, non interagente e dunque non rivelabile, che portasse via la frazione di energia che sembrava mancare nel processo. Tale particella, denominata da Enrico Fermi *neutrino* (ν), in realtà aveva una probabilità di interazione bassissima, ma non nulla. Ci volle più di un quarto di secolo prima di poterne provare l'esistenza. La scoperta della particella valse il premio Nobel ai fisici statunitensi Clyde Cowan e Frederick Reines, e fu resa possibile grazie ad una potente sorgente di neutrini, il reattore nucleare presso il Savannah River Site in South Carolina. L'annuncio della scoperta fu dato tramite un telegramma mandato proprio a Pauli nel 1956: “We are happy to inform you that we have definitively detected neutrinos”. Il neutrino è una particella elettricamente neutra, di spin 1/2 e massa estremamente piccola (di diversi ordini di grandezza inferiore a quella degli altri fermioni)[1]. Esso non interagisce tramite interazione forte e, essendo privo di carica elettrica, nemmeno tramite interazione elettromagnetica. Nonostante siano molto abbondanti nel nostro universo, la loro bassissima probabilità di interazione rende i neutrini particelle molto elusive.

Nel 1946 Bruno Pontecorvo suggerì la seguente reazione per rivelare il neutrino:



Questa reazione sfrutta il decadimento β inverso: un antineutrino (elettronico) che colpisce un nucleo di cloro lo trasforma in nucleo di argon con emissione di un elettrone.

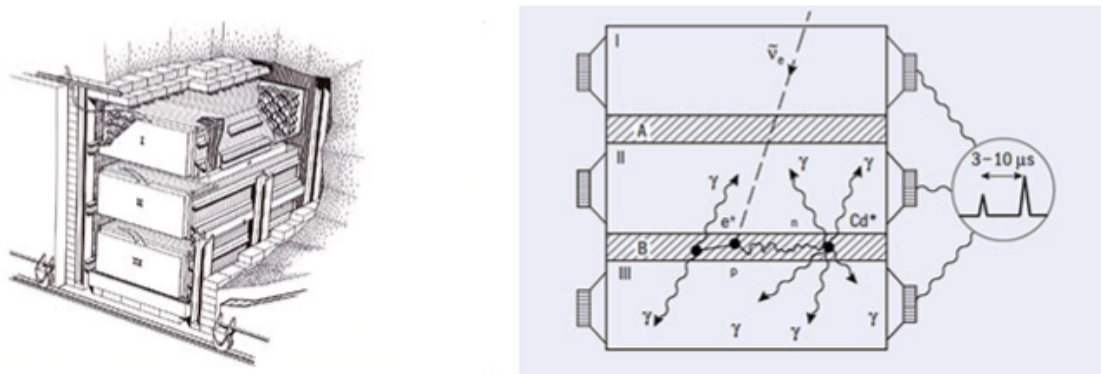
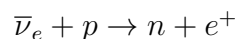


Figura 1.1: (Sinistra) Il detector utilizzato da Cowan e Reines composto da 3 vasche riempite da materiale scintillante, ciascuna circondata da 100 fototubi. (Destra) Il principio di funzionamento della rivelazione utilizzata dai due fisici.

Nell'esperimento di Reines e Cowan si utilizzò un bersaglio di cloruro di cadmio (CdCl_2) dissolto in 1400 litri di acqua e circondato da scintillatori[2]. Tramite il processo:



il neutrino, o più correttamente l'antineutrino (elettronico) ($\bar{\nu}_e$), interagisce con un protone (p) producendo un neutrone (n) ed un positrone (e^+). Nonostante la probabilità che il processo avvenga sia piccolissima, la grande massa del bersaglio, e dunque l'elevato numero di nuclei di cloro disponibili, ha consentito di osservare le interazioni di neutrino. I prodotti che si ottengono dall'interazione identificano il processo stesso, rendendo dunque possibile la rivelazione di queste rare interazioni. Il segnale della presenza di un antineutrino è stato identificato tramite la rivelazione della luce emessa dall'annichilazione¹ del positrone con un elettrone a lui prossimo e della successiva luce dovuta alla diseccitazione del Cadmio dopo la cattura neutronica. I due segnali luminosi sono separati temporalmente da qualche microsecondo (figura 1.1).

1.2 Produzione di neutrini

In natura le fonti di produzione di neutrini sono moltissime e, nel nostro sistema stellare, la principale è il Sole. Nel nucleo solare infatti, reazioni nucleari come la fusione dell'idrogeno in elio, oltre a produrre grandissime quantità di energia, generano neutrini, detti *neutrini solari*. Tali neutrini raggiungono il nostro pianeta in numero elevatissimo.

¹Annichilazione: processo mediante cui una particella e la sua antiparticella si combinano, causando la loro mutua distruzione e la conseguente emissione di energia.

Anche direttamente sulla Terra, reazioni nucleari naturali, come la radioattività di alcuni elementi presenti nella crosta e nel mantello, producono grandi quantità di neutrini (detti geologici). È anche possibile produrre artificialmente neutrini tramite acceleratori di particelle o reattori nucleari. Gli acceleratori di particelle accelerano generalmente protoni ad altissime energie e li fanno collidere con bersagli fissi o mobili. Questi processi generano neutrini che possono essere utilizzati per studiare le proprietà dei neutrini stessi e le interazioni con altre particelle. I reattori nucleari, invece, sono fonti isotrope di ν che vengono prodotti nel nucleo in seguito a successivi decadimenti beta dei frammenti generati dalla fissione.

1.3 Le interazioni deboli

Le interazioni deboli costituiscono una categoria distinta di forze fondamentali in natura, che si distinguono dalla forza nucleare forte, dalla forza gravitazionale e da quella elettromagnetica. Esse possono esprimersi in due modi: tramite interazioni a corrente carica (CC), che portano a cambiamenti nella carica delle particelle coinvolte, e a corrente neutra (NC) (per maggiori informazioni si rimanda al paragrafo 1.3.1). L'interazione debole è responsabile del decadimento di molte particelle ma, a differenza delle interazioni elettromagnetiche e forti, i decadimenti deboli hanno vite medie notevolmente più lunghe, dell'ordine di 10^{-10} secondi (da confrontarsi con 10^{-23} s per la forte e 10^{-18} s per l'elettromagnetica)[3]. Le sezioni d'urto relative ai processi deboli sono molto piccole: aumentano con l'energia del laboratorio, ma rimangono circa 10^{12} volte più piccole delle sezioni d'urto dei processi dovuti all'interazione forte.

La forza debole è mediata dallo scambio di bosoni W^\pm o del bosone neutro Z_0 , i quali hanno masse notevolmente superiori a quelle tipiche dei fermioni, conferendo all'interazione debole un raggio d'azione molto limitato. Quest'ultimo fatto giustifica l'approssimazione fatta nella teoria nucleare di Fermi, sviluppata nel 1934, la quale considera l'interazione debole come puntiforme. In questa teoria lo studio del decadimento del neutrone, fenomeno che può essere considerato come il processo prototipo, ha permesso la misura della costante di accoppiamento di Fermi, G_F . G_F ha le dimensioni di $[Energia]^{-2}$ ed è legata alla probabilità che l'interazione avvenga, ovvero la probabilità di transizione. Per motivi di convenienza si introduce una costante adimensionale α_W che determina l'accoppiamento delle particelle con il meccanismo d'interazione; essa può essere costruita calcolando il prodotto della costante di Fermi G_F con il quadrato dell'energia dovuta alla massa a riposo del protone:

$$\alpha_W = (m_p c^2)^2 G_F$$

Il valore di α_W varia tra 10^{-7} e 10^{-6} , da confrontare con la costante elettromagnetica (circa 10^{-2}) e la costante dell'interazione forte (intorno all'unità): questo confronto spiega il termine "debole" [4].

1.3.1 Interazioni a corrente carica e neutra

Come già anticipato, i processi deboli sono mediati tramite due tipi di bosoni: i bosoni carichi W^\pm e il bosone neutro Z_0 . I primi sono detti processi a corrente carica (CC), mentre i secondi a corrente neutra (NC). Nei processi CC, poichè il bosone scambiato è elettricamente carico, anche la carica delle particelle interagenti varia. Un esempio di questa tipologia di interazione può essere:

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$$

dove da due particelle inizialmente neutre (ν, n) si ottengono due particelle cariche (μ^-, p). Se invece si considerasse l'interazione:

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$$

essa può procedere solo tramite lo scambio del bosone Z_0 . La Z_0 , come il fotone γ , può essere scambiata per dar luogo a processi dove non varia la carica elettrica delle particelle interagenti. Il rapporto tra le sezioni d'urto (σ) dovute all'interazione a corrente neutra rispetto a quelle dovute a corrente carica dei neutrini di alta energia è[3]:

$$\frac{\sigma_\nu^{NC}}{\sigma_\nu^{CC}} \simeq 0.25 \qquad \frac{\sigma_{\bar{\nu}}^{NC}}{\sigma_{\bar{\nu}}^{CC}} \simeq 0.45$$

Dato l'importante legame fra la probabilità e la sezione d'urto di un processo, si può notare come i processi a corrente neutra non possano essere trascurati rispetto a quelli a corrente carica.

1.4 Famiglie leptoniche e interazioni con la materia

I neutrini interagiscono con la materia solo tramite processi di natura nucleare debole e, sebbene siano caratterizzati da una probabilità di interazione estremamente bassa, la loro unicità li rende indispensabili per sondare le proprietà di tale interazione. A causa della piccolissima probabilità di interazione, giustificata dal valore della costante di accoppiamento mostrata nel paragrafo 1.3, attraversano grandi quantità di materia senza essere fermati, il che costituisce una grande sfida quando si vogliono effettuare misure sperimentali.

Le famiglie leptoniche dei neutrini sono state riconosciute grazie alle interazioni a corrente carica. Il neutrino emesso assieme ad un elettrone nei decadimenti beta comporta la produzione di ulteriori elettroni quando esso interagisce con altri nuclei atomici: esiste dunque un forte legame tra il neutrino e l'elettrone. Nel 1960, tramite studi effettuati sul decadimento del mesone π , il quale decade emettendo un neutrino (Fig. 1.2), ci si chiese se la natura di quest'ultimo fosse la stessa del neutrino rivelato pochi anni prima da Cowan e Reines. La risposta si ebbe quattro anni dopo, quando al Brookhaven Laboratory

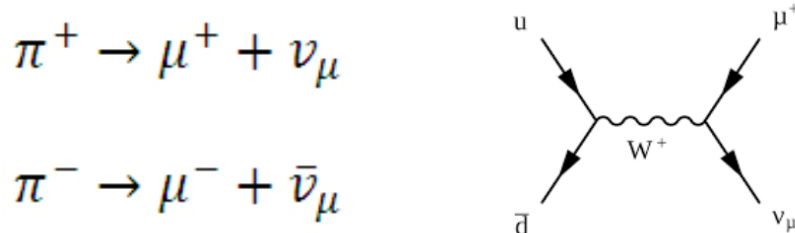


Figura 1.2: (Sinistra) Decadimenti dei pioni π^\pm . (Destra) Diagramma di Feynman del decadimento di π^+

Fermione	Famiglia			Carica elettrica
Leptoni	e	μ	τ	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabella 1.1: Contenuto leptonic nel modello standard.

di New York il detector utilizzato registrò chiare tracce muoniche legate al passaggio dei neutrini. Questa tipologia di neutrini comporta dunque l'emissione di muoni quando interagiscono con la materia. La prima tipologia di neutrini prende il nome di neutrini elettronici ν_e , mentre i secondi sono detti neutrini muonici ν_μ . Nel 1975 venne scoperto il leptone tau (τ) e così iniziò la ricerca del terzo ed ultimo neutrino, che culminò con la scoperta del ν_τ nel luglio del 2000 con la collaborazione DONUT. Il Modello Standard (MS), ovvero la teoria fondamentale che descrive le particelle elementari e le forze che agiscono su di esse, prevede che siano presenti tre "sapori" di neutrino e che ciascuno di essi completi un doppietto con il relativo leptone carico associato (tabella 1.1).

Quando un neutrino interagisce con il nucleone di un nucleo, a seconda dell'impulso trasferito, definito come la differenza fra il momento finale e quello iniziale, la tipologia d'interazione che domina il processo cambia. Un primo caso (dominante quando l'energia del neutrino è dell'ordine delle centinaia di MeV[5]) è il processo di *diffusione quasi-elastica*, ovvero un processo per cui il neutrino che "collide" con il bersaglio varia la propria direzione di moto, ma senza essere soggetto ad una significativa variazione della propria energia cinetica. Un esempio è l'interazione:

$$\nu_l + {}^{16}\text{O} \rightarrow \nu'_l + p + {}^{15}\text{N}$$

che avviene per scambio di un bosone Z_0 . Il pedice l indica il sapore del neutrino, mentre l'apice $'$ indica la possibilità di variazione della quantità di moto del neutrino. Un altro fondamentale meccanismo di interazione con i nuclei comporta invece l'emissione del leptone carico l^- associato al neutrino, con lo scambio di un bosone W , come nell'interazione:

$$\nu_l + {}^{16}\text{O} \rightarrow l^- + p + {}^{15}\text{O}$$

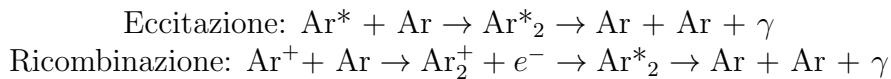
Infine, sono possibili ulteriori meccanismi che potrebbero coinvolgere, ad esempio, l'emissione di più nucleoni. Tuttavia, la loro complessità li esclude dagli obiettivi di questa tesi.

1.5 Rivelatori di neutrini ad argon liquido

La bassa probabilità di interazione dei neutrini richiede di utilizzare rivelatori di dimensioni e massa considerevoli. Un esempio di tali rivelatori sono le camere a proiezione temporale ad argon liquido (LArTPC), che saranno esaminate dettagliatamente nel paragrafo 2.1.2. Le LArTPC sono composte da criostati riempite con argon liquido, il quale, interagendo con le particelle che lo attraversano, genera radiazione luminosa, nota come *luce di scintillazione*. Di seguito viene proposta un'analisi sulla produzione e la propagazione della luce di scintillazione, la quale svolge ruoli cruciali nei detector con questa tecnologia e rappresenta il tema centrale di questa tesi. La luce di scintillazione viene utilizzata come segnale di trigger interno e fornisce informazioni necessarie per la completa ricostruzione in 3D delle tracce registrate.

1.5.1 Produzione della luce di scintillazione

Nel LAr (Liquid Argon), la luce di scintillazione è la radiazione elettromagnetica generata dal decadimento allo stato fondamentale di stati metastabili formati da molecole diatomiche eccitate. In fisica nucleare, uno stato metastabile si riferisce a uno stato energetico di un nucleo atomico che ha un tempo di vita relativamente lungo rispetto agli stati energetici più comuni, ma che alla fine passa ad uno stato energetico più basso attraverso un processo di decadimento. Lo stato metastabile può essere stabile per un periodo di tempo notevolmente prolungato, a volte anche per millesimi di secondo, prima di subire una transizione a uno stato energetico inferiore. Gli stati di dimero eccitato, detti eccimeri, dell'argon possono essere generati attraverso due principali processi: l'eccitazione diretta o la ricombinazione dell'argon ionizzato con un elettrone.



L'argon, in quanto gas nobile, si presenta nello stato fondamentale sotto forma di molecole monoatomiche. Quando l'atomo interagisce con particelle incidenti può eccitarsi e, tramite la presenza di un altro atomo di argon, formare uno stato di eccimero: questo fenomeno prende il nome di auto-intrappolamento [6]. Dopo un certo intervallo temporale, dipendente dallo stato di eccitazione in cui si trova (più nel dettaglio nella prossima sottosezione del capitolo), decade nello stato fondamentale dove il potenziale è repulsivo,

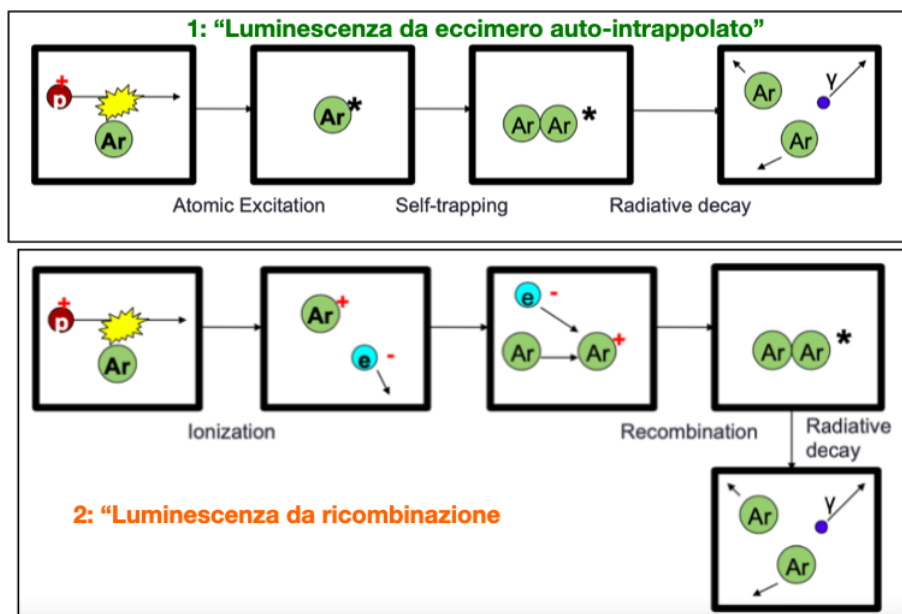


Figura 1.3: (Sopra) Schema rappresentativo dell'eccitazione tramite auto-intrappolamento e del successivo decadimento. (Sotto) Analogo schema per il caso legato alla ricombinazione.

ciò causa la dissociazione della molecola in due atomi slegati tramite l'emissione di radiazione luminosa. In un secondo caso, la formazione dell'eccimero tramite ricombinazione avviene quando la particella incidente è abbastanza energetica da poter ionizzare l'atomo di argon. Lo ione di argon tenderà a ricombinarsi con un atomo neutro e con un altro elettrone a lui prossimo, come rappresentato in Fig. 1.3. Infine, la diseccitazione tramite decadimento radiativo è analoga al caso precedente. Entrambi i processi di eccitazione e ricombinazione generano fotoni emessi isotropicamente con una lunghezza d'onda di 128 nm nella regione dell'ultravioletto estremo (VUV) (un articolo più recente riporta $\lambda = 126$ nm [7]) e, in assenza di un campo elettrico di deriva, il rendimento luminoso è dell'ordine di 5×10^4 fotoni/MeV [8].

Gli stati metastabili dell'argon

A seconda delle orientazioni degli spin degli elettroni, l'eccimero può essere prodotto in uno stato energetico di singoletto ($1\Sigma_u^+$) o di tripletto ($3\Sigma_u^+$). Nello stato di singoletto, gli elettroni eccitati sono accoppiati con spin opposto, il che significa che hanno spin antiparallelo. In questo stato, la ricaduta degli elettroni dagli stati eccitati a quelli inferiori è più veloce (~ 6 ns) [8] e di conseguenza, la luce di scintillazione emessa in seguito all'interazione con lo stato di singoletto, ha un intervallo temporale molto breve

%	Singoletto $1\Sigma_u^+$	Tripletto $3\Sigma_u^+$
Eccitazione diretta	$\sim 35\%$	$\sim 65\%$
Ricombinazione	$\sim 50\%$	$\sim 50\%$

Tabella 1.2: In tabella vengono riportate le percentuali di stati di singoletto o tripletto prodotti in relazione al meccanismo di eccitazione.

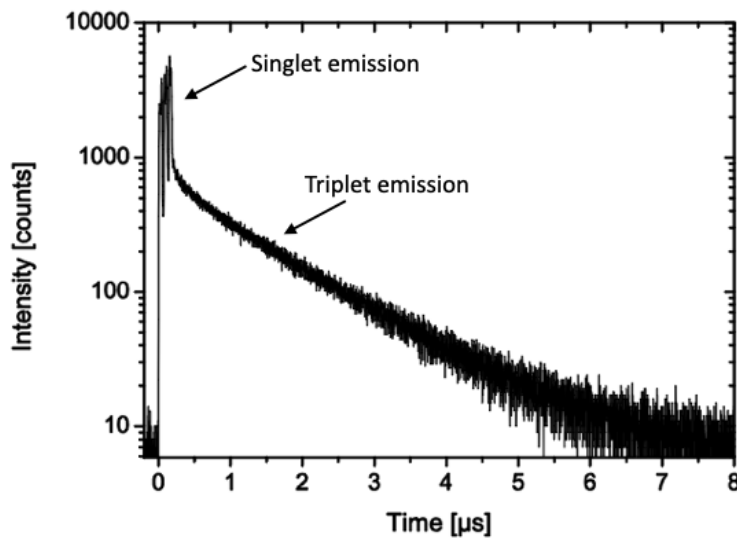


Figura 1.4: Spettro temporale di emissione della luce di scintillazione. Il primo picco rappresenta la componente veloce, la restante coda l'emissione lenta.

che prende il nome di "componente veloce della scintillazione dell'argon". D'altra parte, nello stato di tripletto, gli elettroni eccitati sono accoppiati con spin parallelo. In questo stato, la ricaduta degli elettroni è più lenta, il che comporta un ritardo nell'emissione della luce di scintillazione (Fig. 1.4). Analogamente alla precedente, questa è nota come la "componente lenta" ($\sim 1.6\mu s$). Il rapporto tra la densità di stati di singoletto e tripletto è correlato al meccanismo di produzione degli eccimeri: i due processi, infatti, non portano alla stessa percentuale di produzione di stati eccitati (si veda la tabella 1.2) [6]. La rapida emissione di luce di scintillazione proveniente dal decadimento dello stato di singoletto è la caratteristica utilizzata per il timing degli eventi e il trigger interno dei detector che si basano su tale fenomeno (come LArTPC, par. 2.1.2). Tuttavia, la struttura temporale della luce di scintillazione contiene molte più informazioni che possono essere sfruttate con un idoneo sistema di rivelazione dei fotoni.

1.5.2 Propagazione della luce nell'argon

Oltre alla generazione della luce di scintillazione è doverosa una breve trattazione riguardo la propagazione della luce nel mezzo. I principali fenomeni fisici che intervengono nell'alterazione della propagazione dei raggi γ sono due: l'assorbimento, che porta ad una diminuzione del numero di fotoni, e lo scattering di Rayleigh, trattabile classicamente come processo elastico.

Assorbimento

L'assorbimento è un fenomeno dovuto principalmente alla presenza di impurità nell'argon come l'Ossigeno e l'Azoto. L'argon liquido è altamente trasparente alla propria luce di scintillazione perché essa si trova nella regione dell'ultravioletto estremo (VUV) e, per proprietà legate alla separazione dei livelli energetici e alla sua struttura atomica, esso non assorbe questa lunghezza d'onda. Queste impurità agiscono come catturatori di fotoni, contribuendo a ridurre l'efficienza complessiva della rivelazione. L'efficace gestione delle impurità nell'argon liquido richiede dunque un'accurata procedura di purificazione. Questo processo è cruciale per garantire una rivelazione di alta precisione delle interazioni delle particelle all'interno del rivelatore.

Rayleigh Scattering

Il Rayleigh scattering, o diffusione di Rayleigh, è il fenomeno fisico responsabile della diffusione della luce quando essa interagisce con particelle di dimensioni inferiori alla propria lunghezza d'onda. In generale, quando una particella di diametro d è attraversata da un raggio luminoso di intensità I_0 e lunghezza d'onda λ , una componente della luce viene diffusa con intensità I secondo la legge([9]):

$$I = I_0 \frac{(1+\cos^2\theta)}{2R^2} \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^4 \left(\frac{n^2-1}{n^2+2}\right)^2 \left(\frac{d}{2}\right)^6 \quad \text{con } d \ll \lambda$$

R è la distanza tra particella e fascio luminoso, θ l'angolo di diffusione e n l'indice di rifrazione della particella. Quando un fotone interagisce con le molecole di argon essi cambiano direzione senza cambiare la loro energia. La lunghezza d'onda rimane invariata, ma la direzione di propagazione subisce deviazioni casuali. Gli effetti delle collisioni si accumulano nel percorso e questo porta a un'effettiva dispersione della luce all'interno del liquido. Dalla letteratura scientifica si ottiene un valore pari a $L \approx 1$ m, dove L indica la lunghezza di scattering: ovvero la distanza caratteristica alla quale avviene il processo di scattering [10].

Capitolo 2

ICARUS T-600

ICARUS è un rivelatore di neutrini composto da due LArTPC e situato presso il Fermilab negli USA. I dati acquisiti da ICARUS sono oggetto delle analisi presentate in questa tesi.

2.1 Il programma SBN

Il programma *Short-Baseline Neutrino* (SBN) presso il Fermilab (Fermi National Accelerator Laboratory, Illinois) ha come obiettivo studiare la possibile esistenza di neutrini sterili, cioè neutrini che non interagiscono con la materia ordinaria, ma la cui esistenza influirebbe sul fenomeno di *oscillazione dei neutrini*. La ricerca di neutrini sterili è motivata da una serie di risultati anomali ottenuti in precedenti esperimenti, in particolare LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector, presso Los Alamos) e MiniBooNE (Fermilab). Grazie a tre detector posti a distanze diverse dalla sorgente del fascio è possibile controllare se i neutrini cambiano "sapore" lungo il loro percorso verso il rivelatore più lontano (*far detector*). I detector che compongono SBN sono tecnologicamente simili e disposti lungo lo stesso fascio di neutrini BNB (*Booster Neutrino Beam*), come rappresentato nelle figure 2.1 e 2.2. La prima TPC, SBND (Short-Baseline Neutrino Detector) costituisce il Near Detector, ovvero il rivelatore più vicino alla sorgente che, una volta entrato in funzione, sarà in grado di caratterizzare il fascio di neutrini prima che essi possano oscillare e cambiare il proprio sapore. SBND è una LArTPC con una massa attiva di 112 tonnellate situata a 110 m dal bersaglio di produzione dei neutrini. Le due regioni di drift presenti hanno una larghezza di ~ 2 metri ciascuna, con un catodo centrale e due set di piani di fili rivelatori. La completa entrata in funzione è prevista per metà 2024. Il secondo rivelatore è MicroBooNE, situato a 470 m lungo il fascio, con una massa attiva di 89 tonnellate, entrato in funzione nell'ottobre del 2015 e, la cui fase di presa dati è terminata nel 2021. Infine, il far detector, il più grande dei tre, è ICARUS-T600 (a cui è dedicato l'intero paragrafo 2.2) che, misurando lo spettro di

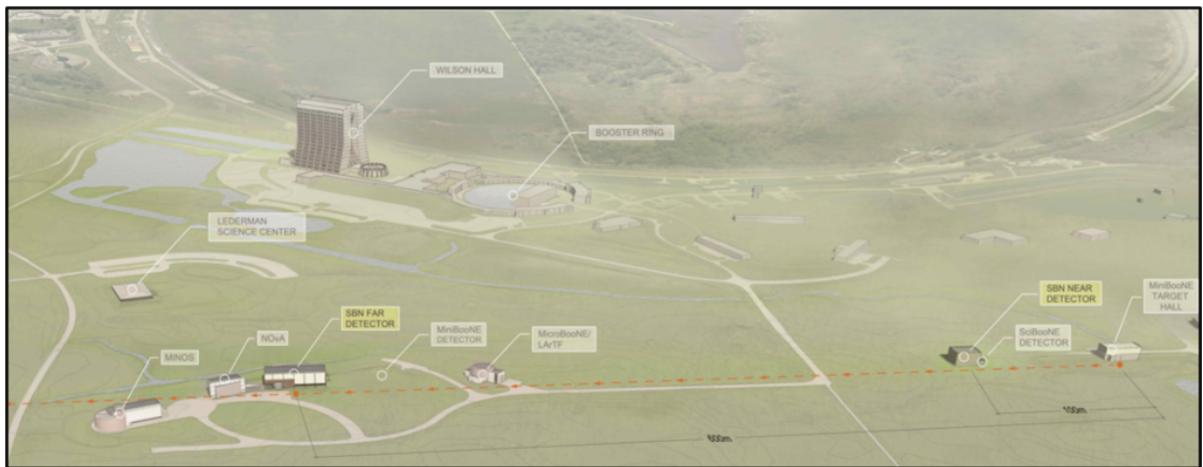


Figura 2.1: Rappresentazione grafica del programma SBN visto dall'alto

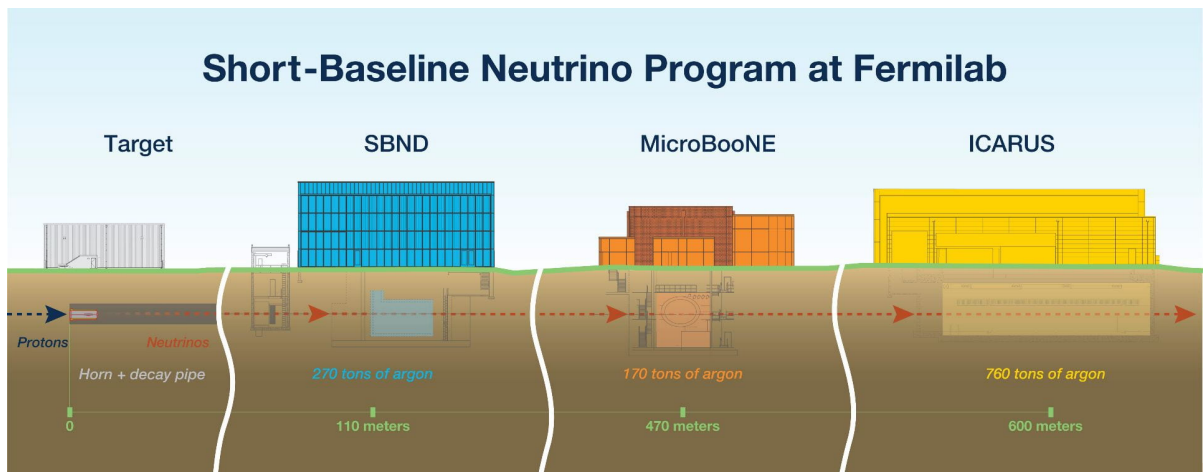


Figura 2.2: Rappresentazione schematica della disposizione dei detector del programma SBN

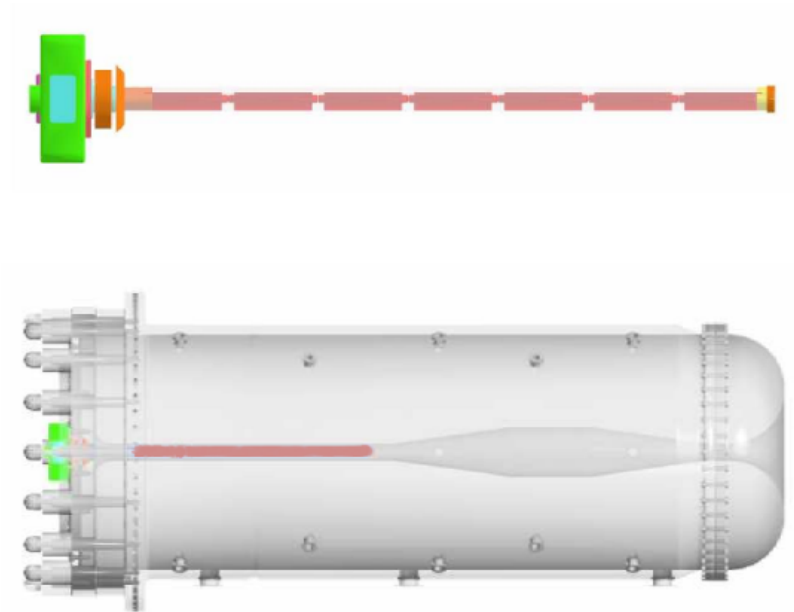


Figura 2.3: (Sopra) Il bersaglio di berillio sui cui vengono fatti impattare i protoni accelerati. (Sotto) La relativa posizione all'interno del Magnetic Horn.

neutrini ricostruiti ad una distanza di 600 m dall'origine del fascio, permette il confronto con le misure ottenute da SBND.

2.1.1 Booster Neutrino Beam

Il Booster Neutrino Beam (BNB) è la sorgente di neutrini sfruttata dal programma SBN. Originariamente sviluppato e impiegato per MiniBooNE (rivelatore Cherenkov installato nel 2002), è stato in servizio per oltre 20 anni[11].

Di seguito viene proposta una breve descrizione di come il BNB viene generato. Un fascio primario di protoni, inizialmente accelerato da un acceleratore lineare e successivamente dal sincrotrone *Booster* (un acceleratore circolare con un diametro di 150m), viene ottenuto dalla ionizzazione di atomi di idrogeno. Una volta raggiunta un'energia di circa 8 GeV i protoni vengono indirizzati e focalizzati con magneti per impattare su un bersaglio di berillio. Una moltitudine di adroni, p, n, π^\pm, K^\pm e K_0 , emergono dalle collisioni dei protoni con il berillio; la quantità assoluta di Protons On Target (POT) è la metrica primaria per normalizzare lo spettro di neutrini osservati da un esperimento. Tramite campo magnetico, generato da un Magnetic Horn (corno magnetico) è possibile selezionare quali particelle focalizzare e quali deviare dal fascio; principalmente vengono focalizzati i pioni π^+ . Il campo magnetico utilizzato in questo caso ha una massima intensità di 1.5 T. A questo punto i mesoni secondari entrano in un tunnel di decadimento,

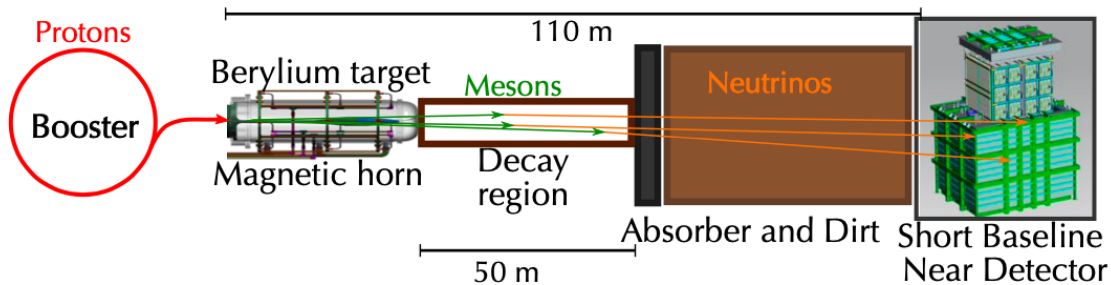


Figura 2.4: Schema delle successive fasi necessarie alla produzione del BNB

un condotto lungo 50 metri riempito con aria pressurizzata, e a causa della loro breve vita media essi decadono in volo tramite il canale: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$.

Alla fine del tunnel di decadimento c'è un punto di arresto del fascio, una grande parete di cemento e acciaio che ferma i muoni prodotti dal decadimento dei mesoni e qualsiasi adrone residuo. La lunghezza del condotto è stata scelta in modo tale da minimizzare il decadimento in volo dei muoni secondari, riducendo al minimo la contaminazione di ν_e e massimizzando la produzione di ν_μ dai decadimenti dei pioni.

2.1.2 LArTPC

La proposta di LArTPC per la rivelazione di neutrini venne presentata per la prima volta nel 1977 da Carlo Rubbia. Questo rivelatore è costituito da un ampio volume di argon liquido puro a una temperatura di 87 K. All'interno del rivelatore è presente un campo elettrico uniforme dell'ordine di centinaia di V/cm generato da una superficie catodica ad alta tensione da un lato e da una superficie anodica dall'altro (Figura 2.5). I neutrini in arrivo interagiscono debolmente con l'argon liquido, generando particelle cariche che ionizzano e eccitano gli atomi di argon mentre si muovono nel mezzo (si veda cap. 1.5.1). Gli elettroni di ionizzazione vengono trasportati dal campo elettrico dal catodo all'anodo e generano deboli correnti in fili rivelatori posizionati in prossimità dell'anodo. Vengono utilizzati tre piani di fili, orientati ad angoli diversi e con una distanza tipica dell'ordine di qualche mm in modo da fornire una ricostruzione tridimensionale delle tracce. La distanza della traccia dal piano anodico viene ottenuta dal tempo di deriva degli elettroni. Il segnale prodotto è proporzionale al numero totale di elettroni che raggiungono i fili. La luce di scintillazione prodotta dal decadimento radiativo degli atomi di argon eccitati viene raccolta utilizzando dei PMT (PhotoMultiplierTubes, par. 2.2.1) posti dietro ai fili rivelatori. Il segnale luminoso veloce della luce di scintillazione è cruciale in una TPC: esso segna il tempo zero t_0 di un evento all'interno del volume attivo. La corretta determinazione del momento in cui si verifica l'interazione è essenziale per la ricostruzione accurata della traccia, in quanto quest'ultima è basata sul tempo di deriva degli

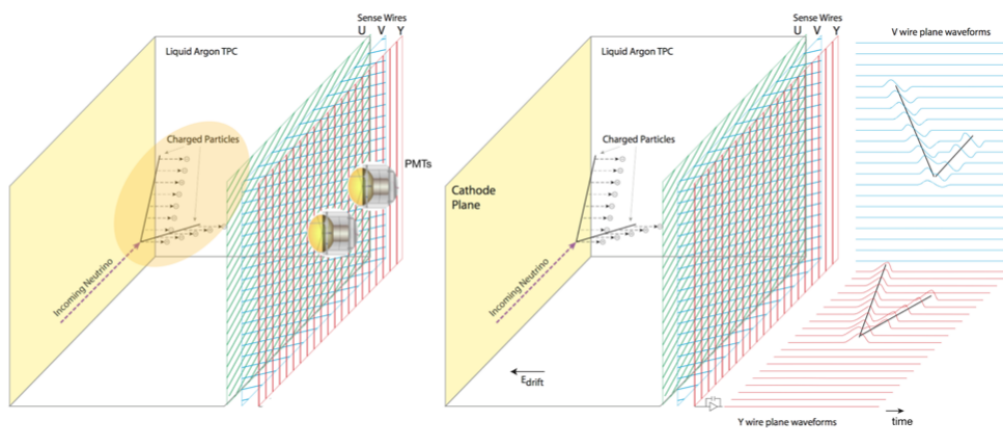


Figura 2.5: Principio operativo che caratterizza i detector LArTPC.

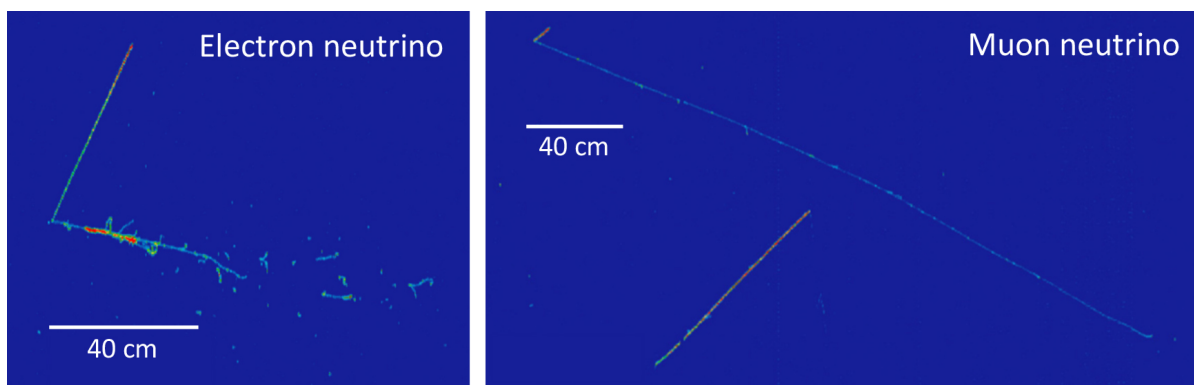


Figura 2.6: Il pannello di sinistra mostra l'interazione di un neutrino elettronico che ha prodotto un protone (traccia in alto) ed un elettrone, che ha prodotto una cascata elettronica (tracce in basso). A destra è riportata la ricostruzione di un'interazione di un neutrino muonico che ha prodotto un protone (traccia corta, in alto a sinistra) ed un muone (traccia lunga 3-4 metri); nella zona bassa è visibile la traccia di un raggio cosmico. In entrambi i pannelli, il fascio di neutrini arriva da sinistra.

elettroni, legato all'intensità del campo elettrico. La LArTPC è dunque un rivelatore caratterizzato da elevata granularità e risoluzione spaziale, in grado di fornire un'immagine tridimensionale di ogni evento di ionizzazione all'interno della camera. Tuttavia, a causa delle dimensioni considerevoli e della velocità di deriva degli elettroni ($\sim 1\text{-}2\text{mm}/\mu\text{s}$)[12], il tempo di deriva è relativamente lento.

L'impiego dell'argon come bersaglio per neutrini offre numerosi vantaggi:

- l'argon non è elettronegativo: consente agli elettroni di ionizzazione di muoversi liberamente senza il rischio di essere catturati;
- è conveniente da un punto di vista economico;
- la quantità di elettroni prodotti dalla ionizzazione è elevata: circa 55.000 per centimetro nel caso di MIP, Minimum Ionizing Particle [13].

2.2 ICARUS

ICARUS-T600 è un rivelatore a LArTPC con una massa attiva totale di 476 tonnellate ed è stato il pioniere di questa tecnologia. Il rivelatore è composto da due moduli identici (criostati est ed ovest), ciascuno con dimensioni interne di $3.6 \times 3.9 \times 19.6\text{ m}^3$, e contiene un totale di 760 tonnellate di argon liquido. In ogni modulo sono contenute due LArTPC con un catodo comune, con una massima distanza di drift di 1.5 m, che comporta un tempo di drift di circa 1 ms considerando il campo elettrico nominale di 500 V/cm [14]. L'anodo è composto da tre piani di fili in acciaio inossidabile posizionati a 3 mm l'uno dall'altro, di spessore $100\ \mu\text{m}$ ed orientati ad angoli diversi rispetto alla direzione orizzontale: 0° , $+60^\circ$ e -60° . I primi due piani sono detti piani d'induzione, mentre il terzo è detto di collezione, in quanto è l'unico in cui la carica elettrica, prodotta all'interno della TPC, venga raccolta. Complessivamente sono installati nel rivelatore 53.248 fili. Dal 2010 ICARUS è stato impegnato in diverse sessioni di acquisizione dati presso i laboratori nazionali del Gran Sasso. In ottica del programma SBN a Fermilab, ICARUS è stato portato al CERN per manutenzione e miglioramenti. Dal 2017 il detector si trova a Fermilab. Nel giugno del 2022 ICARUS ha completato la fase preparatoria (*commissioning*) ed acquisisce regolarmente dati sul fascio di BNB.

2.2.1 Il sistema di rivelazione della luce

I tubi fotomoltiplicatori (PMT) sono dispositivi che permettono, dato un impulso di luce, di rivelare il segnale luminoso e, tramite un effetto a cascata, restituire in uscita un segnale elettrico. I fotoni che colpiscono il fotocatodo portano, per effetto fotoelettrico, alla creazione di elettroni. Questi vengono accelerati e moltiplicati esponenzialmente da una serie di dinodi. Infine, gli elettroni raggiungono l'anodo, producendo un segnale di

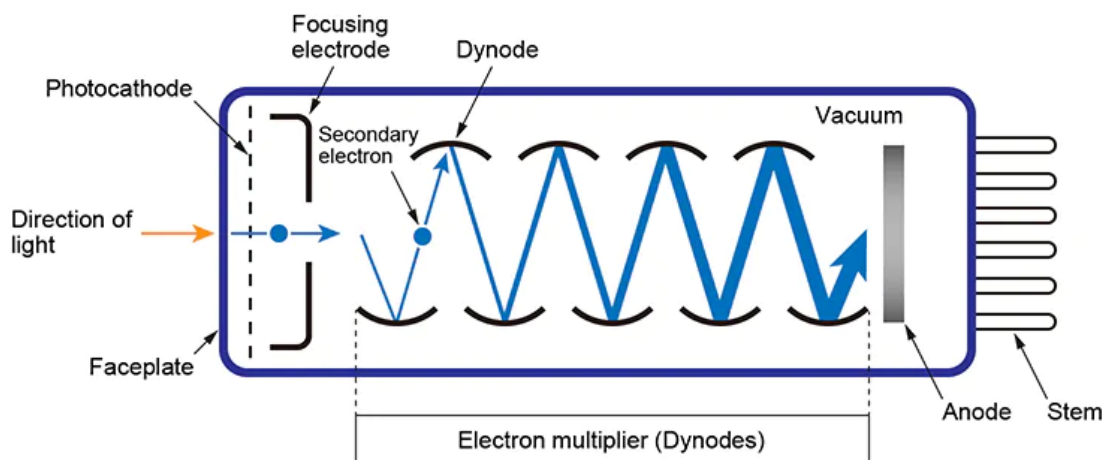


Figura 2.7: Principio operativo di un tubo fotomoltiplicatore.

corrente proporzionale all'intensità della luce iniziale. Il loro principio di funzionamento è esposto in Figura 2.7. Il sistema di rivelazione della luce di ICARUS è composto da 360 PMT Hamamatsu R5912-MOD con diametro ~ 20 cm (figura 2.8) posti a circa 5 mm di distanza dal piano di collezione. Ciascuna TPC ospita 90 fotomoltiplicatori progettati per operare alle temperature criogeniche a cui sono sottoposti. I PMT sono ricoperti da una rivestimento di Tetrafenil Butadiene, materiale che modifica la lunghezza d'onda incidente, convertendo i fotoni VUV, prodotti all'interno della camera, in luce visibile. Attorno a ciascun PMT è montata una gabbia di acciaio inossidabile che ha la funzione di schermare possibili segnali di rumore provenienti dal PMT che causerebbero fenomeni di interferenza sui piani di fili nelle vicinanze. L'alta densità dei PMT è fondamentale per fornire, con grande accuratezza, informazioni sulle tracce associate al segnale luminoso e per consentire una migliore sincronizzazione degli eventi.

2.3 Cosmic Ray Tagger

I raggi cosmici sono particelle altamente energetiche che si originano da processi astrofisici. Quando raggiungono la terra, interagiscono con le molecole nell'atmosfera, dando origine a grandi quantità di particelle secondarie, note come sciami atmosferici estesi, che si riversano sulla superficie terrestre.

Il rivelatore ICARUS opera a bassa profondità (è inserito a circa 10 m sotto il livello del terreno) ed è quindi costantemente sottoposto ad una pioggia di raggi cosmici secondari. Pertanto, è essenziale effettuare una corretta identificazione di questi fenomeni di background. Questa necessità è la principale motivazione del Cosmic Ray Tagger.



Figura 2.8: PMT Hamamatsu R5912-MOD

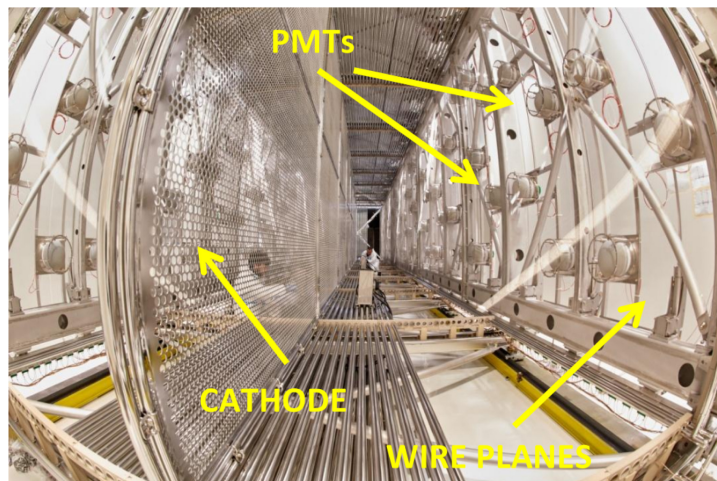


Figura 2.9: Posizione, all'interno di una TPC di ICARUS, dei PMT, dei piani di fili rivelatori e del catodo

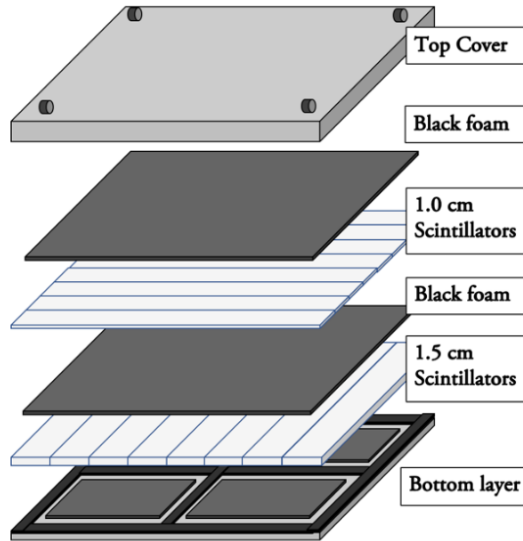


Figura 2.10: Suddivisione in sezioni di un modulo del Top CRT

Il Cosmic Ray Tagger (CRT) è il sistema esterno al rivelatore LArTPC dedicato all'identificazione di tracce cariche, prima che queste raggiungano l'interno della TPC. Fornisce una copertura a 4π dei criostati intercettando il 95% delle particelle cosmiche. Nonostante ICARUS sia provvisto di un strato di schermatura di cemento con uno spessore di 3 metri (*overburden*), a causa della lentezza delle LArTPC ci si aspetta comunque una frequenza di ~ 11 tracce di muoni¹ nella finestra di drift di ~ 1 ms per criostato [14]. Grazie alle posizioni e ai tempi associati al passaggio di una particella nel CRT è possibile, comparandoli con i dati dei PMT, comprendere se una traccia ricostruita è legata ad una particella del fascio o ad un'interazione esterna alla TPC. Il sistema CRT è suddiviso in tre sotto-componenti distinte: il Top CRT, il Side CRT e il Bottom CRT, ognuna delle quali copre una regione specifica della TPC ed è stata costruita tenendo conto della frequenza di raggi cosmici a cui è sottoposta. In questo lavoro, maggior rilevanza è attribuita al Top CRT in quanto i dati utilizzati relativi al CRT derivano esclusivamente da questa componente.

2.3.1 Top CRT

Il Top CRT, progettato per rivelare più dell'80% del flusso dei muoni cosmici proveniente dall'alto, è composto da 123 moduli con una superficie quadrata di 3.46 m^2 ciascuno e disposti come raffigurato in figura 2.11. I moduli del Top CRT sono odoscopi composti da due piani di scintillatori ortogonali tra loro. Ogni strato è composto da 8 barre

¹Dopo aver attraversato l'overburden, solo i muoni sopravvivono alla selezione.

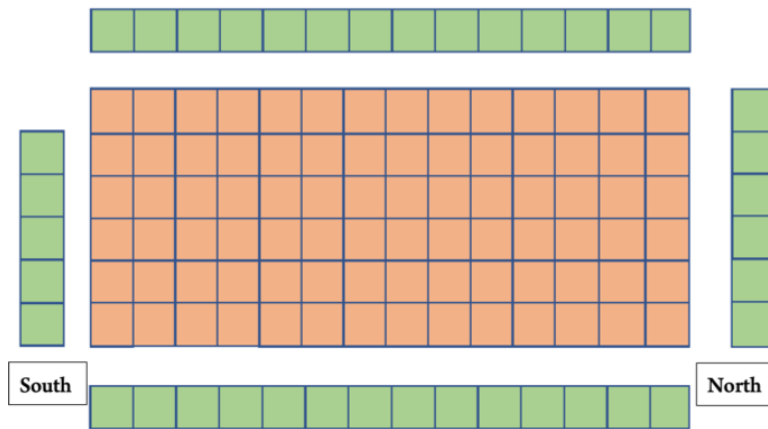


Figura 2.11: Disposizione dei 123 moduli del Top CRT, in arancione i moduli disposti orizzontalmente.

scintillanti. La luce di scintillazione prodotta viene letta e convertita in segnali elettrici da due fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) per barra. La costruzione e l'installazione dei moduli del Top CRT è stata seguita dalla sezione INFN di Bologna, con i lavori avviati nel marzo del 2019 e terminati con la completa installazione nel dicembre 2021.

2.10) [2]

Capitolo 3

Misura della velocità di gruppo della luce di scintillazione

In questa sezione, viene presentato il lavoro di analisi avente come obiettivo la misura della velocità di gruppo della luce di scintillazione dell'argon liquido.

3.1 Modello geometrico del percorso più veloce

L'indice di rifrazione, assegnato un particolare mezzo di propagazione, è una grandezza adimensionale che fornisce informazioni sulla velocità assunta dalla radiazione elettromagnetica quando questa attraversa il mezzo stesso. Sia v_g la velocità di gruppo con cui si propaga la radiazione nel mezzo e c la velocità della luce nel vuoto, allora per semplicità definiamo con n_{eff} il loro rapporto c/v_g . L'indice di rifrazione non è una costante, ma dipende sia dalla lunghezza d'onda della radiazione considerata, sia dalla temperatura in gioco, $n(\lambda, T)$. Da un punto di vista microscopico la variazione di velocità di propagazione è legata alla sollecitazione delle cariche elettriche presenti nel mezzo. Per una trattazione rigorosa si rimanda alla lettura [15].

Si ipotizzi la seguente situazione tipica del passaggio di un muone cosmico che attraversa la TPC di ICARUS (mostrata in figura 3.1): una particella carica, che si muove con velocità prossima a quella della luce (c), viene rivelata nel punto T e, proseguendo su una traiettoria rettilinea (linea continua nera), raggiunge il punto E, dove viene emesso un fotone con una lunghezza d'onda definita e con un angolo α rispetto alla direzione di moto della particella. Il fotone si muoverà con velocità c/n_{eff} fino al raggiungimento del punto P in cui viene rivelato, mentre la particella continuerà lungo la propria traiettoria passando per il punto C, ovvero il punto appartenente alla retta più vicino al punto P e distante da quest'ultimo d . Il punto C viene scelto affinché il triangolo $T\hat{C}P$ sia rettangolo e possano essere utilizzati i teoremi matematici in seguito riportati. Nei calcoli che seguono n_{eff} verrà indicato per semplicità con n .

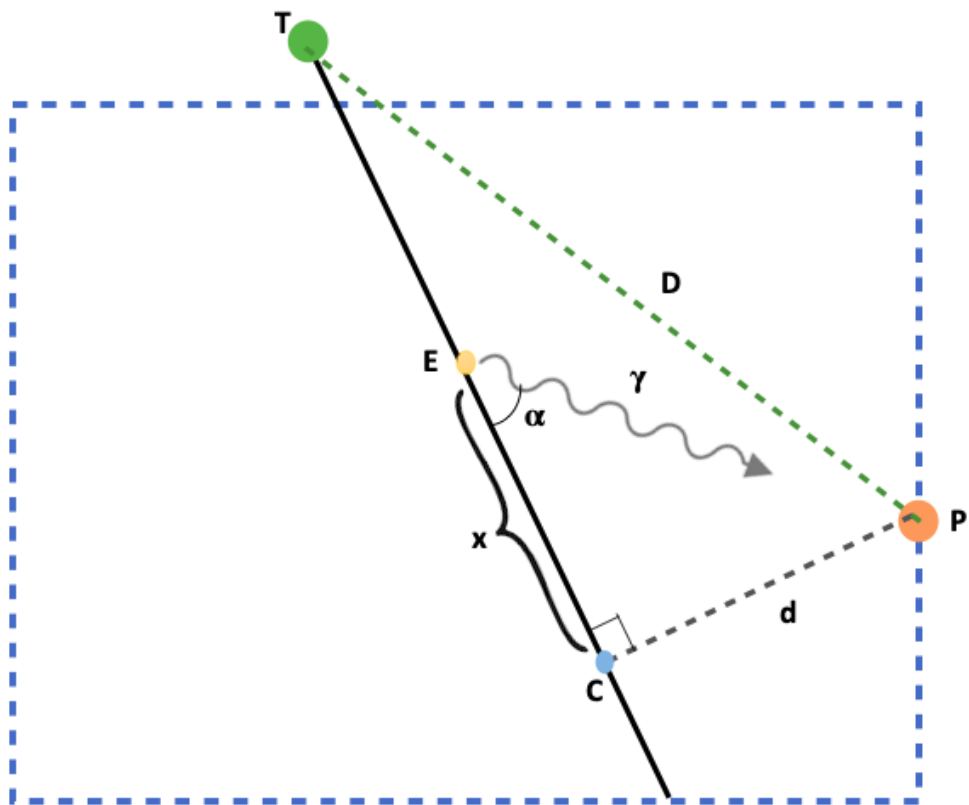


Figura 3.1: Percorso più veloce per una particella relativistica che viene identificata in T, emette luce di scintillazione da un punto (E) lungo la sua traiettoria e questa viene raccolta da un PMT posto in P

L'intervallo temporale ΔT compreso tra quando la particella viene rivelata in T e quando il fotone raggiunge P è dato dalla relazione:

$$\Delta T(x) = \frac{(\overline{TC} - x)}{c} + \frac{n}{c} \sqrt{x^2 + d^2} \quad \text{con } x \equiv \overline{TC} - \overline{TE} \quad (3.1)$$

Minimizzando ΔT come funzione di x si ottiene, ponendo a zero la derivata prima, la seguente relazione che lega n ad x e d :

$$-1 + n \frac{x}{\sqrt{x^2 + d^2}} = 0 \leftrightarrow x^2(n^2 - 1) = d^2 \quad (3.2)$$

e tra α e n :

$$\sin \alpha = \frac{d}{\sqrt{x^2 + d^2}} = \frac{\sqrt{n^2 - 1}}{n} \quad (3.3)$$

Da queste relazioni e tramite semplici considerazioni geometriche è possibile ottenere:

$$\Delta T = \frac{\overline{TE}}{c} + \frac{\overline{EP}}{(\frac{c}{n})} = \frac{\sqrt{D^2 - d^2}}{c} - \frac{d}{c} \frac{1}{\sqrt{n^2 - 1}} + \frac{d}{c} \frac{n^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (3.4)$$

con D la distanza fra i punti P e T. Infine, invertendo la formula, può essere ricavato il valore di n come funzione di D , d e ΔT , tutte quantità misurabili grazie alla strumentazione descritta nel Capitolo 2.

$$n(D, d, \Delta T) = \sqrt{1 + \frac{c^2 \Delta T^2}{d^2} + \frac{D^2 - d^2}{d^2} - \frac{2c \Delta T \sqrt{D^2 - d^2}}{d^2}} \quad (3.5)$$

La formula 3.5 può ora essere reinterpretata alla luce della conoscenza dei sistemi di rivelazione di ICARUS-T600. Le particelle considerate sono muoni cosmici che attraversando il Top CRT vengono rivelate nel punto T e procedendo a velocità prossima a c penetrano all'interno della TPC. Le energie dei muoni permettono di assumere che essi si trovino in regime relativistico. Interagendo con l'argon liquido, questo viene eccitato e conseguentemente decade emettendo luce di scintillazione, fornendo il segnale di trigger. I fotoni di scintillazione prodotti nella camera lungo il percorso di ionizzazione del muone si propagano in tutte le direzioni a velocità c/n , fino ad essere rivelati dai PMT posti dietro ai piani di induzione e collezione. Il Top CRT fornisce la posizione ed il tempo in cui il muone attraversa i moduli, mentre i PMT forniscono informazioni sulla luce di scintillazione rivelata. Grazie alle informazioni sulla traccia del muone ricostruita nella TPC, fornite dal software di ricostruzione, è possibile calcolare la minima distanza d a cui si trova la traccia dai PMT che registrano il segnale nel punto P. La distanza fra le posizioni spaziali dei punti T (punto del Top CRT) e P (posizione del PMT), note dalla geometria del detector, fornisce il parametro D , mentre la loro distanza temporale è il ΔT che compare nella formula 3.5.

3.2 Selezione del campione

I dati analizzati sono stati acquisiti utilizzando un solo criostato, la camera ovest, nel periodo di acquisizione dati di giugno-luglio 2022, incluso nella prima fase di acquisizione dati di ICARUS al Fermilab (RUN 1). Sul set di dati iniziale è stata fatta una selezione per ottenere un campione da analizzare con condizioni tali da poter applicare il modello geometrico presentato. Prima di elencare i tagli effettuati, devono essere fatte due importanti considerazioni riguardanti i fotoni di scintillazione. In primis, la luce di scintillazione non viene emessa in un solo punto (E), ma il passaggio del muone nella TPC causa una continua emissione di fotoni lungo la traccia. In secondo luogo è importante ricordare che lo spettro di emissione della luce di scintillazione dell'argon è composto da due componenti, una veloce ed una lenta, entrambe con un andamento esponenziale. Per questi motivi, affinché le assunzioni del modello e di conseguenza le formule che ne derivano siano rispettate, è importante che vengano considerati solo i primi fotoni rivelati dai PMT.

- Una prima selezione riguarda la scelta di un volume fiduciale ($3.05 \times 2.80 \times 19.6 \text{ m}^3$) che seleziona solo le tracce che attraversano l'intera camera dall'alto verso il basso (muoni *through going*), senza che attraversino il piano dei PMT. Questa selezione è necessaria per due motivi:
 1. Vengono escluse tutte le tracce che non contengono il punto C.
 2. Considerando solo tracce che non si fermano è ragionevole assumere che le particelle entranti siano relativistiche.

In figura 3.2 è schematizzato un esempio di traccia esclusa una volta posta questa condizione.

- Per essere conformi all'assunzione che ΔT possa essere espresso come nell'equazione 3.1, si è imposto che il primo punto di emissione della luce (E) ricostruito fosse interno al volume della TPC.
- Per le motivazioni espresse in precedenza legate ai fotoni di scintillazione, solo i primi optical hits¹ per ciascun PMT sono stati considerati. Il grafico 3.3 rappresenta la distribuzione della distanza temporale fra i primi optical hit e il flash time² associato al relativo evento.

¹Il rivelamento di un pacchetto di uno o più fotoni, da parte di un PMT, prende il nome gergale di *optical hit*.

²Con *flash time* si indica il riferimento temporale a cui sono associati tutti gli optical hits di un singolo evento.

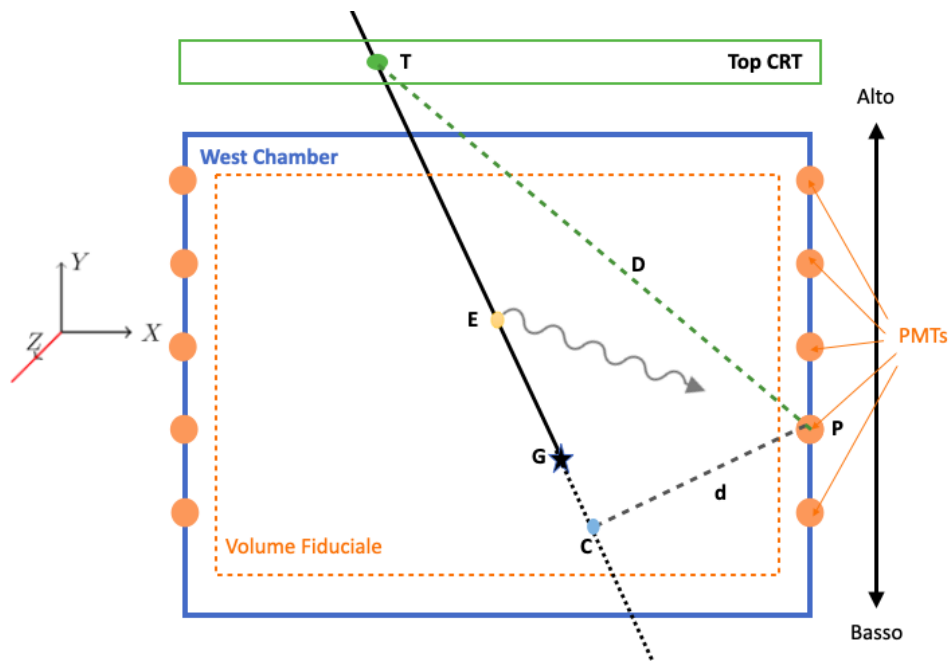


Figura 3.2: Esempio di traccia esclusa dall'analisi dati. La traccia passante per T nel Top CRT si arresta all'interno della TPC in G senza raggiungere il punto C.

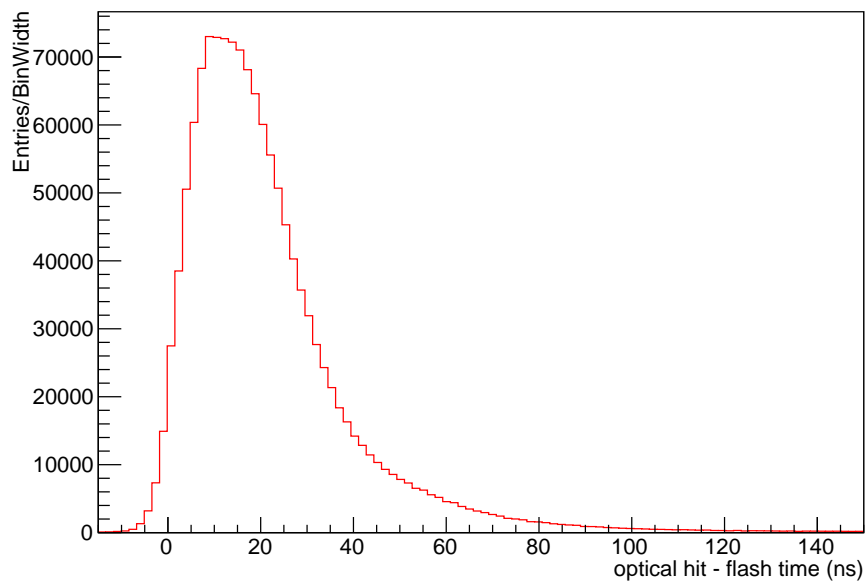


Figura 3.3: Distribuzione delle differenze temporali fra i primi optical hit e i rispettivi flash time.

Taglio effettuato	Numero di optical hit
Campione originale	7 281 691
Volume fiduciale	3 944 777
Punto E interno alla TPC	2 873 741
Selezione dei primi optical hit	1 265 320
Taglio entro 50 ns dal Flash Time	772 378

Tabella 3.1: Tagli effettuati nella selezione del campione

- Su questa totalità di dati è stato effettuato un ulteriore taglio selezionando i soli optical hit che distano temporalmente 50 ns dal flash time. Questa condizione seleziona circa il 90% degli optical hits ed è compatibile con le dimensioni e le distanze coinvolte nell'analisi; infatti, in un intervallo di 50 ns, ci si aspetta che la luce di scintillazione percorra distanze dell'ordine di 4/6 m. Optical hits avvenuti a distanze maggiori potrebbero non essere totalmente correlabili all'evento studiato.

I tagli realizzati, riportati in tabella 3.1, conservano una statistica sufficientemente elevata per lo studio condotto.

3.3 Risultati

Le incertezze sulle misure di d , D e ΔT potrebbero portare a situazioni in cui il valore di n non risulterebbe giustificato fisicamente ($n < 1$ e $v_g > c$). Tuttavia la condizione di positività imposta dalla radice quadrata presente nell'equazione 3.5, affligge molto la coda sinistra della distribuzione, come si può notare nel grafico 3.4. Un'alternativa adatta ad ottenere una distribuzione di misure in grado di essere studiate con un modello statistico è possibile introducendo un nuovo parametro k definito dalla seguente relazione:

$$k \equiv \sqrt{n^2 - 1} \quad (3.6)$$

e sostituendo nell'equazione 3.5, si ottiene:

$$k = \frac{c}{d} \Delta T - \frac{1}{d} \sqrt{D^2 - d^2} \quad (3.7)$$

Si ottiene la distribuzione di misure di k mostrata nel grafico 3.5.

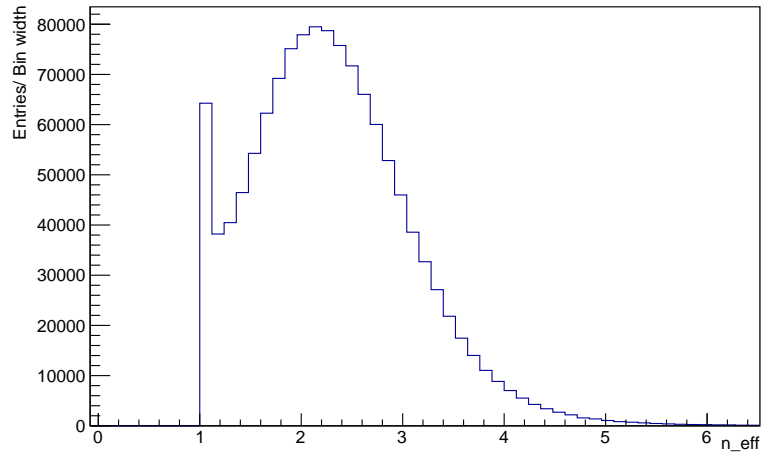


Figura 3.4: La distribuzione ottenuta per l'indice di rifrazione efficace.

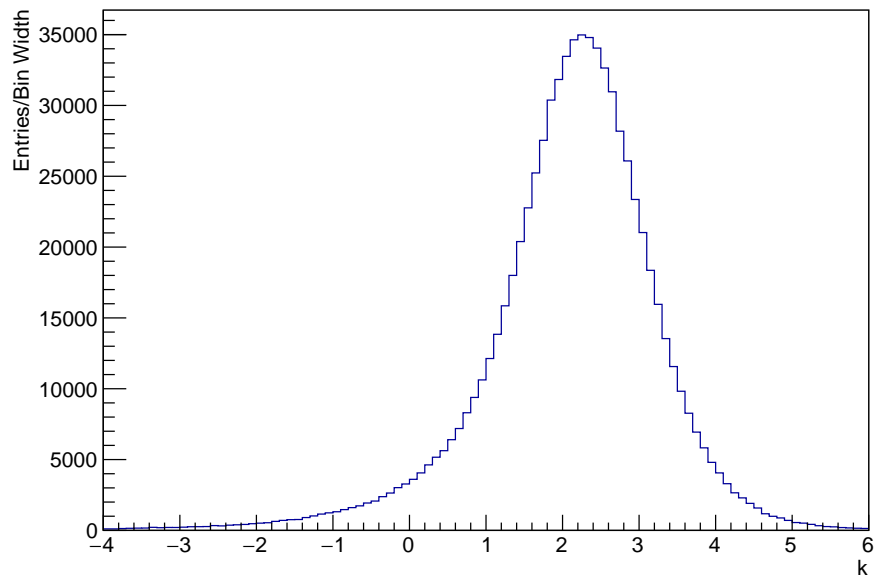


Figura 3.5: La distribuzione delle misure del parametro k ottenute. Tale distribuzione presenta una forte asimmetria imputabile allo spettro di emissione della luce di scintillazione dell'argon liquido.

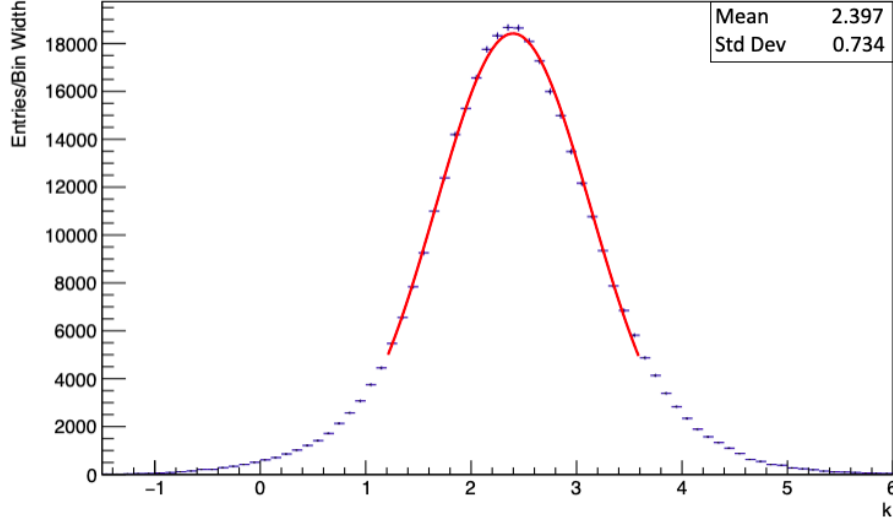


Figura 3.6: Fit gaussiano nel range centrale (1.2 - 3.6) della distribuzione di k , dopo la selezione sulla distanza della traccia dal PMT descritta nel testo.

Come si può notare, essa presenta un'asimmetrica coda a sinistra. Ciò è imputabile principalmente alla forma esponenziale dello spettro temporale di emissione della luce di scintillazione dell'argon. Un fit gaussiano sarebbe dunque inappropriato e non rappresenterebbe fedelmente la distribuzione.

È importante notare che il modello geometrico utilizzato suppone che il punto E, da cui vengono emessi i primi fotoni, sia ben determinato. Questa assunzione perde di validità per distanze d piccole. Infatti, in questo regime, l'incertezza temporale legata allo spettro di emissione della luce di scintillazione influisce fortemente sull'ipotesi di partenza. L'errore relativo diminuisce all'aumentare di d . Non avendo attualmente a disposizione un modello in grado di quantificare con precisione queste incertezze, vengono considerati solo i casi in cui la distanza d sia maggiore di 2.5 m ottenendo una distribuzione di k in cui l'asimmetria delle code è fortemente soppressa, ma comunque presente. Il risultato di questa selezione è mostrato in Fig. 3.6, dove un fit gaussiano nell'intervallo centrale in k 1.2 - 3.6 fornisce come miglior stima $k = 2.40 \pm 0.73$. Tramite l'equazione 3.5 si ottiene un valore di $n_{eff} = 2.60 \pm 0.67$ che si traduce in un valore per la velocità di gruppo della luce di scintillazione pari a $v_g = 11.5 \pm 2.8$ cm/ns. Data la misura di n_{eff} e il corrispondente errore, come riportato sopra, questo valore risulta in accordo con l'unica misura presente in letteratura [10] entro una σ (velocità di gruppo $v_g = 13.40$ cm/ns e $n_{eff} = 2.24$)

Conclusioni

Questo elaborato ci si pone l'obbiettivo di fornire una misura del valore della velocità di gruppo della luce di scintillazione nell'argon liquido, utilizzando un campione di dati proveniente dal periodo di acquisizione giugno-luglio 2022 del detector ICARUS. Selezionando muoni che attraversano il Top CRT e si propagano all'interno della TPC producendo ionizzazione e luce di scintillazione, è stato determinato un modello geometrico per determinare il punto di emissione dei fotoni rivelati da ciascun PMT. Questo modello è stato basato sulla determinazione del percorso più breve tra il passaggio di una particella relativistica attraverso il Top CRT e l'acquisizione del segnale luminoso sui PMT. Il modello utilizza come parametri la differenza di tempi fra PMT e CRT, la distanza geometrica fra i moduli del CRT e i fototubi, la minima distanza tra la traccia e il sistema di rivelazione ottico ed, infine, la velocità di gruppo della luce di scintillazione. Ad eccezione della velocità di gruppo, tutti questi parametri sono facilmente misurabili dai sotto-rivelatori di ICARUS, per cui attraverso il modello sopra descritto è possibile effettuare una misura della velocità di propagazione della luce di scintillazione.

Questo lavoro costituisce il primo tentativo di effettuare questa misura in un detector ad argon liquido di grandi dimensioni. Dopo aver opportunamente selezionato un campione puro per cui le assunzioni di questo modello sono valide, mi sono occupato dell'analisi dei dati. Il risultato ottenuto per l'indice di rifrazione efficace è $n_{eff} = 2.60 \pm 0.67$ che corrisponde ad una velocità di gruppo della luce di scintillazione pari a $v_g = 11.5 \pm 2.8$ cm/ns. Il valore di n_{eff} ottenuto risulta in accordo con l'unica misura presente in letteratura $n_{eff} = 2.24$.

Bibliografia

- [1] F. Vannucci. «Interactions of neutrinos with matter». In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 95 (2017), pp. 1–47. ISSN: 0146-6410. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2017.03.003>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641017300340>.
- [2] Poppi Francesco. «The Cosmic Ray Tagger of the Short Baseline Neutrino experiment at Fermilab». In: (2019). DOI: 10.1393/ncc/i2022-22019-6.
- [3] *Particelle e interazioni fondamentali*. Springer Milano, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-88-470-2754-1>.
- [4] Georgia State University. «Coupling Constants for the Fundamental Forces». In: (). URL: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Forces/couple.html>.
- [5] Maria Benedetta Barbaro, Omar Benhar e Carlotta Giusti. «Interazione dei neutrini con la materia». In: (2015). URL: http://ithaca.unisalento.it/nr-6_2015/articolo_IIP_07.pdf.
- [6] Ben Jones. «Introduction to Scintillation Light in Liquid Argon». In: (). URL: https://microboone-exp.fnal.gov/public/talks/LArTPCWorkshopScintLight_bjbjone_2014.pdf.
- [7] T. Heindl et al. «The scintillation of liquid argon». In: *Europhysics Letters* 91.6 (ott. 2010), p. 62002. DOI: 10.1209/0295-5075/91/62002. URL: <https://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/91/62002>.
- [8] «Study of scintillation light collection, production and propagation in a 4 tonne dual-phase LArTPC». In: *Journal of Instrumentation* 16.03 (mar. 2021), P03007. DOI: 10.1088/1748-0221/16/03/P03007. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/03/P03007>.
- [9] John H. Seinfeld e Spyros N. Pandis. *Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change*. Wiley, 2016.

- [10] M. Babicz et al. «A measurement of the group velocity of scintillation light in liquid argon». In: *Journal of Instrumentation* 15.09 (set. 2020), P09009. DOI: 10.1088/1748-0221/15/09/P09009. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/P09009>.
- [11] A.A. Aguilar-Arevalo et al. «The MiniBooNE detector». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 599.1 (2009), pp. 28–46. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.10.028>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900208015404>.
- [12] MicroBooNE. «A Measurement of the Attenuation of Drifting Electrons in the MicroBooNE LArTPC». In: (ago. 2017). DOI: 10.2172/1573054. URL: <https://www.osti.gov/biblio/1573054>.
- [13] «Liquid Argon Time Projection Chamber research and development in the United States». In: *Journal of Instrumentation* 9.05 (mag. 2014), T05005. DOI: 10.1088/1748-0221/9/05/T05005. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/05/T05005>.
- [14] ICARUS Collaboration. *ICARUS at the Fermilab Short-Baseline Neutrino Program – Initial Operation*. 2023. arXiv: 2301.08634 [hep-ex].
- [15] R. Starke e G.A.H. Schober. «Microscopic theory of the refractive index». In: *Optik* 140 (2017), pp. 62–85. DOI: 10.1016/j.ijleo.2017.03.088. URL: <https://doi.org/10.1016%2Fj.ijleo.2017.03.088>.