



Università degli Studi di Pavia

Dipartimento di Fisica

Corso di Laurea Magistrale in Scienze Fisiche

Studio delle proprietà della luce VUV per esperimenti di fisica del neutrino basati sulla tecnologia LAr-TPC

Tesi di laurea di:
Beatrice Vutano

Relatore:
Prof. Alessandro Menegolli

Correlatori:
Dott. Simone Copello
Dott.ssa. Magda Cicerchia

Anno Accademico 2025–2026

*Ai miei genitori,
per la loro presenza, il loro sostegno e la loro cura.*

*A mia nonna Nellina,
per il suo amore, il suo supporto e le sue preghiere.*

*A mio nonno Gaetano,
il mio angelo, esempio di integrità, saggezza e cultura.*

Abstract

In questo lavoro di tesi sono stati affrontati studi sperimentali relativi alla rivelazione e alla propagazione della luce di scintillazione in esperimenti basati sulla tecnologia *Liquid Argon Time Projection Chamber* (LAr-TPC).

Una prima parte dell'attività è stata dedicata all'ottimizzazione e alla caratterizzazione di un apparato sperimentale operante nel vuoto per lo studio di materiali *wavelength shifter* irradiati con luce nell'ultravioletto profondo (VUV) per l'esperimento DUNE. Il lavoro ha riguardato l'ottimizzazione del sistema di misura, la calibrazione di tubi fotomoltiplicatori e la valutazione delle principali sorgenti di incertezza sistematica con l'obiettivo di sviluppare una procedura sperimentale affidabile per la caratterizzazione della risposta ottica di materiali destinati ai sistemi di rivelazione della luce.

La seconda parte del lavoro è stata svolta nell'ambito dell'esperimento *ICARUS T600* a Fermilab ed è stata dedicata allo studio delle proprietà temporali della luce di scintillazione nell'argon liquido. L'analisi ha utilizzato eventi di raggi cosmici ricostruiti nella LAr-TPC e segnali acquisiti dal sistema di fotomoltiplicatori, combinando le informazioni provenienti dalla TPC, dal sistema ottico e dal Cosmic Ray Tagger. Sono state sviluppate procedure di selezione di campioni di tracce con differenti caratteristiche geometriche al fine di investigare la propagazione della luce in funzione della posizione nel volume attivo e della distanza dai rivelatori ottici. Le distribuzioni ottenute rappresentano un utile riferimento per guidare il miglioramento del modello ottico di ICARUS.

Indice

Introduzione	6
1 Fisica dei neutrini	8
1.1 Origini della fisica del neutrino	8
1.2 I neutrini nel Modello Standard	10
1.2.1 Il settore elettrodebole	11
1.2.2 Interazioni deboli dei neutrini	12
1.3 Oscillazione dei neutrini	13
1.3.1 Il problema dei neutrini solari	14
1.3.2 Il problema dei neutrini atmosferici	16
1.3.3 Mixing dei neutrini e matrice PMNS	18
1.3.4 Oscillazioni nel vuoto	19
1.3.5 Oscillazioni a due sapori	22
1.3.6 Oscillazioni nella materia	24
1.4 Misura dei parametri di oscillazione	25
1.5 Scenari oltre il Modello Standard	26
1.6 Programma SBN	29
1.7 DUNE	29
2 Tecnologia LAr-TPC: ICARUS e DUNE	31
2.1 Introduzione ai rivelatori LAr-TPC	31
2.2 Principio di funzionamento delle LAr-TPC	32
2.2.1 Struttura del rivelatore	33
2.2.2 Ionizzazione, deriva e ricostruzione degli eventi	33
2.2.3 Tecnologie Single Phase e Dual Phase	35
2.3 L'esperimento ICARUS	36
2.3.1 Architettura del rivelatore ICARUS-T600	37
2.3.2 Prestazioni della tecnologia LAr-TPC	38
2.3.3 ICARUS ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso	39
2.3.4 ICARUS nel programma Short-Baseline Neutrino	39
2.4 L'esperimento DUNE	42

2.4.1	Struttura dell'esperimento	42
2.4.2	Configurazioni tecnologiche del Far Detector	43
2.4.3	Il sistema di rivelazione della luce	46
3	Luce di scintillazione in LAr e sistemi di fotorivelazione	47
3.1	Produzione della luce di scintillazione in LAr	47
3.2	Propagazione della luce VUV in LAr	50
3.3	Materiali WLS	51
3.4	Sistema di rivelazione della luce in ICARUS	52
3.4.1	I fotomoltiplicatori del rivelatore ICARUS	53
3.4.2	Ricostruzione dei flash di scintillazione	54
3.4.3	Trigger e calibrazione del sistema ottico	55
3.5	Sistema di rivelazione della luce in DUNE	55
3.5.1	Principio di funzionamento dell'ARAPUCA	56
3.5.2	L'evoluzione all'X-ARAPUCA	57
3.5.3	Il Photon Detection System di DUNE	58
4	Ottimizzazione e validazione di un setup VUV per la caratterizzazione di materiali WLS	59
4.1	Introduzione e obiettivi	59
4.2	Apparato sperimentale	60
4.3	Studio delle sorgenti di incertezza sistematica	64
4.4	Caratterizzazione dei fotomoltiplicatori	70
4.4.1	Misura del guadagno tramite corrente anodica	71
4.4.2	Misura del guadagno tramite spettro a singolo fotoelettrone	76
4.4.3	Ricostruzione della curva di guadagno	78
4.4.4	Confronto e verifica di compatibilità	80
4.5	Determinazione dei fattori correttivi del sistema	82
4.5.1	Stima dell'efficienza quantica relativa dei fotomoltiplicatori	84
4.6	Validazione della procedura di correzione	84
4.7	Misura dell'efficienza relativa dei campioni WLS	86
4.8	Conclusioni	89
5	Studio della propagazione della luce di scintillazione in ICARUS	91
5.1	Introduzione e obiettivi	91
5.2	Schema generale dell'analisi	92
5.2.1	Ricostruzione delle tracce nella TPC	93
5.2.2	Ricostruzione dei flash nei PMT	94
5.2.3	Ricostruzione nel CRT	95
5.3	Campione dati e strategia di selezione	95

5.4	Selezione delle tracce <i>Cathode Crossing</i>	96
5.4.1	Associazione tra tracce TPC e segnali ottici	97
5.5	Selezione delle tracce <i>Vertical Cathode Crossing</i>	99
5.6	Selezione delle tracce <i>Vertical</i>	100
5.6.1	Confronto tra tracce <i>Vertical Cathode Crossing</i> e tracce <i>Vertical</i> . .	101
5.6.2	Confronto tra le distribuzioni differenza	105
5.7	Studio della propagazione della luce	107
5.7.1	Studio delle scansioni lungo la coordinata di drift	107
5.7.2	Confronto con il campione <i>Vertical Cathode Crossing</i>	115
5.8	Conclusioni	118
Conclusioni		120
Bibliografia		123

Introduzione

Lo studio dei neutrini rappresenta uno dei principali ambiti di ricerca nella fisica delle particelle. Negli ultimi decenni, i progressi sperimentali hanno permesso di approfondire la conoscenza delle loro proprietà, aprendo nuove prospettive nello studio della fisica fondamentale. In particolare, l'osservazione del fenomeno delle oscillazioni ha dimostrato che i neutrini possiedono una massa diversa da zero, fornendo un'importante indicazione della possibile esistenza di una fisica oltre il Modello Standard. Questi risultati hanno portato allo sviluppo di esperimenti di nuova generazione, basati su rivelatori di grandi dimensioni e tecnologie sempre più avanzate per misurare con maggiore precisione le proprietà dei neutrini.

Tra le tecnologie sviluppate, le *Liquid Argon Time Projection Chambers* (LAr-TPC) hanno assunto un ruolo di primo piano grazie alla loro capacità di ricostruire con elevata precisione le tracce delle particelle e di misurarne l'energia depositata. Esperimenti come ICARUS e DUNE impiegano questa tecnologia per perseguire alcuni dei principali obiettivi della fisica del neutrino, dallo studio delle oscillazioni alla ricerca di fenomeni rari, quali il decadimento del protone e l'osservazione dei neutrini provenienti da supernovae. Il funzionamento di un rivelatore LAr-TPC si basa sui processi di ionizzazione ed eccitazione degli atomi di argon indotti dal passaggio di particelle cariche. La ionizzazione produce elettroni che, sotto l'azione di un campo elettrico, vengono raccolti per la ricostruzione tridimensionale della traccia; il decadimento degli stati eccitati dà origine alla luce di scintillazione nell'ultravioletto profondo (VUV). La rivelazione di questa luce permette di determinare il tempo assoluto dell'interazione, fornisce informazioni utili all'identificazione degli eventi e contribuisce a migliorare la ricostruzione complessiva del rivelatore. Per questo motivo, l'ottimizzazione dei sistemi di rivelazione della luce rappresenta un aspetto fondamentale della tecnologia LAr-TPC. In particolare, è necessario caratterizzare i dispositivi ottici e i materiali *Wavelength Shifter* impiegati per convertire la luce dall'ultravioletto al visibile, oltre a comprendere i meccanismi di propagazione della luce all'interno di grandi volumi di argon liquido, così da descrivere correttamente la risposta del rivelatore.

In questo contesto si inserisce il presente lavoro di tesi, dedicato a studi sperimentali sulla rivelazione e sulla propagazione della luce di scintillazione in rivelatori LAr-TPC. Una prima attività ha riguardato l'ottimizzazione di un apparato sperimentale operante nel

vuoto per la caratterizzazione di materiali *Wavelength Shifter* irradiati con luce VUV. La seconda parte del lavoro è stata svolta nell'ambito dell'esperimento ICARUS T600 a Fermilab ed è stata dedicata allo studio del tempo di propagazione della luce di scintillazione nel rivelatore.

Il presente elaborato è articolato in cinque capitoli.

Il primo capitolo introduce il quadro teorico di riferimento, ripercorrendo le principali proprietà dei neutrini, il fenomeno delle oscillazioni e le motivazioni scientifiche alla base dei programmi sperimentali attualmente in corso. Vengono presentati gli esperimenti ICARUS, nell'ambito del programma SBN, e DUNE, evidenziandone gli obiettivi e il ruolo nello studio della fisica del neutrino.

Il secondo capitolo descrive la tecnologia LAr-TPC, illustrandone i principi di funzionamento e le caratteristiche principali degli esperimenti ICARUS e DUNE.

Il terzo capitolo è dedicato alla produzione della luce di scintillazione nell'argon liquido, ai principali dispositivi impiegati per la sua rivelazione. Sono descritti i sistemi di rivelazione della luce adottati negli esperimenti ICARUS e DUNE.

Il quarto capitolo presenta la prima parte dell'attività sperimentale svolta, dedicata all'ottimizzazione e alla validazione di un setup sperimentale per la caratterizzazione di campioni WLS destinati al sistema di rivelazione della luce di DUNE. Dopo una descrizione dell'apparato sperimentale e delle modifiche implementate per migliorarne stabilità e riproducibilità, vengono illustrati i risultati della caratterizzazione di due diversi campioni analizzati.

Il quinto capitolo è infine dedicato allo studio della propagazione della luce di scintillazione nel rivelatore ICARUS al fine di valutare sperimentalmente il tempo di propagazione nel volume attivo del rivelatore, studiandone la dipendenza dalla coordinata di deriva. Viene descritta la procedura di selezione di un campione di muoni cosmici caratterizzato da proprietà geometriche ben definite e la validazione del campione mediante il confronto di diverse osservabili. I risultati ottenuti forniscono indicazioni utili per vincolare le ottimizzazioni delle simulazioni Monte Carlo.

Capitolo 1

Fisica dei neutrini

1.1 Origini della fisica del neutrino

La fisica dei neutrini ha avuto un ruolo centrale nello sviluppo della teoria delle interazioni deboli e, più in generale, della fisica delle particelle del XX secolo. Le prime indicazioni dell'esistenza del neutrino emersero nello studio del decadimento β , il cui spettro energetico continuo appariva incompatibile con una descrizione del processo come decadimento a due corpi, come mostrato in Figura 1.1.

Dopo la scoperta della radioattività da parte di Henri Becquerel nel 1896, gli studi sui decadimenti radioattivi mostrarono che, a differenza dei decadimenti α e γ caratterizzati da spettri energetici discreti, gli elettroni emessi nei decadimenti β presentavano una distribuzione continua di energia. Questo risultato, verificato sperimentalmente da James Chadwick nel 1914, suggeriva che nel decadimento beta una parte dell'energia sfuggisse all'osservazione sperimentale.

L'interpretazione di tale spettro continuo diede origine al cosiddetto problema dell' "energia mancante". Studi successivi, tra cui quelli di Lise Meitner, esclusero che la discrepanza potesse essere attribuita a radiazione elettromagnetica non osservata.

Per preservare la validità delle leggi di conservazione dell'energia, del momento angolare e dello spin nucleare, Wolfgang Pauli propose nel 1930 l'esistenza di una nuova particella neutra, estremamente leggera e debolmente interagente, emessa insieme all'elettrone nel decadimento beta [1]. La nuova particella venne inizialmente chiamata "neutrone".

Dopo la scoperta del neutrone da parte di Chadwick nel 1932, Enrico Fermi introdusse il termine "neutrino" per indicare la particella proposta da Pauli, e sviluppò nel 1934 la prima teoria quantitativa del decadimento beta. In questo modello il decadimento beta viene descritto come un'interazione locale a quattro fermioni.

Nonostante il successo teorico del modello di Fermi, la rivelazione sperimentale del neutrino risultò estremamente difficile a causa della sua piccolissima probabilità di interazione con la materia. Bethe e Peierls stimarono infatti che le sezioni d'urto tipiche delle inte-

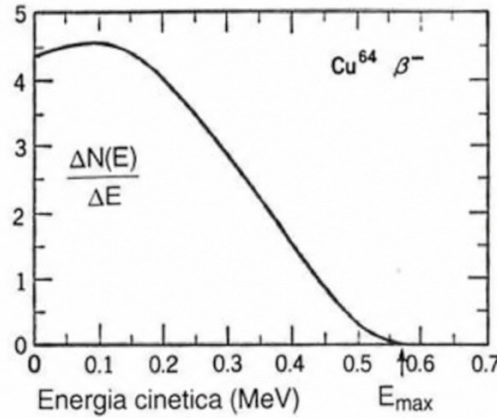


Figura 1.1: Spettro energetico degli elettroni emessi nel decadimento β^- . Il numero di elettroni osservati cresce fino a un massimo e diminuisce gradualmente fino all'energia di endpoint E_0 , evidenziando la distribuzione continua dell'energia nel decadimento beta.

razioni deboli tra (anti)neutrini e protoni fossero dell'ordine di 10^{-43} cm^2 , un valore così ridotto da consentire ai neutrini di attraversare grandi spessori di materia senza dare luogo a interazioni osservabili [2].

La prima osservazione sperimentale del neutrino fu ottenuta nel 1956 da Reines e Cowan [3], che rivelarono antineutrini elettronici prodotti in un reattore nucleare attraverso il processo di decadimento beta inverso

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad (1.1)$$

fornendo la prima conferma sperimentale dell'esistenza del neutrino.

Negli stessi anni, lo studio delle interazioni deboli portò a una profonda revisione delle simmetrie fondamentali della fisica delle particelle. Nel 1956 Tsung-Dao Lee e Chen Ning Yang proposero di verificare sperimentalmente la conservazione della parità nei processi deboli [4]. L'esperimento realizzato nel 1957 da Chien-Shiung Wu sul decadimento beta del cobalto polarizzato [5] dimostrò che la parità è massimamente violata nelle interazioni deboli: gli elettroni vengono emessi preferenzialmente in direzione opposta allo spin nucleare. Questo risultato mostrò che le interazioni deboli distinguono tra componenti chirali opposte dei fermioni.

La violazione della parità portò alla formulazione della teoria vettoriale-assiale ($V - A$) delle interazioni deboli, secondo cui soltanto le componenti chirali sinistrorse dei fermioni partecipano alle correnti deboli [6]. Nel limite di massa nulla, i neutrini risultano quindi descritti come stati puramente sinistrorsi, ipotesi confermata sperimentalmente alla fine degli anni Cinquanta dalle misure di elicità effettuate da Goldhaber, Grodzins e Sunyar [8], che misurarono la polarizzazione circolare di un raggio γ emesso nella de-eccitazione

del nucleo di $^{152}\text{Sm}^*$ prodotto nel processo di cattura elettronica:

$$\begin{aligned} e^- + ^{152}\text{Eu} &\rightarrow ^{152}\text{Sm}^* + \nu, \\ ^{152}\text{Sm}^* &\rightarrow ^{152}\text{Sm} + \gamma. \end{aligned} \tag{1.2}$$

Parallelamente allo sviluppo teorico delle interazioni deboli, il settore leptonico si arricchì con la scoperta di nuove particelle e con l'introduzione del concetto di famiglie leptoniche. In questo contesto Bruno Pontecorvo avanzò l'ipotesi che i neutrini potessero trasformarsi l'uno nell'altro durante la propagazione, introducendo per la prima volta il concetto di oscillazione dei neutrini.

La conferma sperimentale dell'esistenza di differenti sapori di neutrino arrivò nel 1962 con l'esperimento di Lederman, Schwartz e Steinberger al Brookhaven National Laboratory [9]. Utilizzando un fascio di neutrini prodotti nel decadimento di pioni e kaoni: $\pi \rightarrow \mu\nu$, $K \rightarrow \mu\nu$, si osservò che le interazioni producevano esclusivamente muoni nello stato finale, dimostrando così l'esistenza del neutrino muonico e l'estensione della famiglia leptonica. La struttura del settore leptonico venne ulteriormente completata con la scoperta del leptone tau nel 1975, che suggerì l'esistenza di un terzo neutrino associato. Tale ipotesi fu confermata nel 2001 dall'esperimento DONUT al Fermilab, che osservò direttamente interazioni attribuibili al neutrino tau [10].

Nel frattempo, lo sviluppo teorico delle interazioni fondamentali portò alla formulazione della teoria elettrodebole unificata di Glashow, Salam e Weinberg, oggi parte integrante del Modello Standard. Misure di precisione effettuate al LEP del CERN permisero di determinare il numero di neutrini attivi accoppiati debolmente al bosone Z^0 attraverso la misura della sua larghezza invisibile. I primi risultati ottenuti dalla collaborazione ALEPH [11], successivamente confermati dalla combinazione delle misure di tutte le collaborazioni del LEP [12], fornirono

$$N_\nu = 2.984 \pm 0.008, \tag{1.3}$$

compatibile con l'esistenza di tre sole specie di neutrini attivi.

Negli ultimi decenni, la fisica dei neutrini ha subito una trasformazione concettuale fondamentale grazie alla scoperta delle oscillazioni di neutrino. Questo fenomeno implica che i neutrini possiedano massa non nulla e che gli autostati di sapore non coincidano con gli autostati di massa [6]. Le evidenze sperimentali definitive furono ottenute tra la fine degli anni Novanta e l'inizio degli anni Duemila attraverso gli studi dei neutrini atmosferici e solari negli esperimenti Super-Kamiokande, SNO e KamLAND.

1.2 I neutrini nel Modello Standard

Il quadro teorico di riferimento per la descrizione delle particelle fondamentali e delle loro interazioni è fornita dal Modello Standard della fisica delle particelle. In questo contesto,

i neutrini occupano una posizione peculiare all'interno del settore leptonico. Essi sono fermioni neutri, privi di carica elettrica e di colore e, di conseguenza, non partecipano né all'interazione elettromagnetica né a quella forte. Le loro interazioni sono quindi descritte esclusivamente dalla teoria elettrodebole e dalla gravità [6] (l'interazione gravitazionale è però trascurabile nei processi sperimentali). I leptoni sono organizzati in tre generazioni, ciascuna costituita da un leptone carico e dal corrispondente neutrino:

$$(e, \nu_e), \quad (\mu, \nu_\mu), \quad (\tau, \nu_\tau). \quad (1.4)$$

Nella formulazione minimale del Modello Standard, i neutrini vengono introdotti come particelle prive di massa. Tale ipotesi risultava compatibile con le evidenze sperimentali disponibili al momento della formulazione della teoria e con l'assenza di neutrini destrorsi nel contenuto fermionico del modello. Tuttavia, l'osservazione sperimentale del fenomeno delle oscillazioni di neutrino ha dimostrato che i neutrini possiedono massa non nulla, fornendo una delle più importanti evidenze sperimentali di fisica oltre il Modello Standard [6].

1.2.1 Il settore elettrodebole

Dal punto di vista teorico, il Modello Standard è una teoria di gauge [7] basata sul gruppo di simmetria

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \quad (1.5)$$

dove il gruppo $SU(3)_C$ descrive l'interazione forte nell'ambito della cromodinamica quantistica (QCD), mentre il gruppo $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ caratterizza il settore elettrodebole.

A seguito della rottura spontanea della simmetria elettrodebole, descritta dal meccanismo di Higgs, la simmetria residua assume la forma

$$SU(3)_C \otimes U(1)_{EM}, \quad (1.6)$$

e i bosoni vettoriali $W^\pm$ e Z^0 acquisiscono massa, mentre il fotone ne rimane privo.

Nel settore leptonico, le componenti chirali "left-handed" dei fermioni formano doppietti rispetto al gruppo $SU(2)_L$:

$$L_l = \begin{pmatrix} \nu_l \\ l \end{pmatrix}_L, \quad l = e, \mu, \tau. \quad (1.7)$$

Le componenti "right-handed" dei leptoni carichi, e_R , μ_R e τ_R , si trasformano invece come singoletti di gauge. Nel Modello Standard minimale non vengono introdotti neutrini "right-handed"; di conseguenza, i neutrini attivi sono descritti esclusivamente mediante componenti chirali "left-handed". Questa struttura riflette la natura vettore-assiale (V-

A) dell'interazione debole, che seleziona esclusivamente le componenti 'left-handed' dei campi fermionici e comporta una violazione massimale della simmetria di parità.

Nel limite ultrarelativistico, i neutrini osservati sperimentalmente risultano prevalentemente levogiri (elicità negativa), mentre gli antineutrini risultano destrigiri (elicità positiva). L'elicità è definita come

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|}, \quad (1.8)$$

dove $\vec{s}$ rappresenta lo spin della particella e $\vec{p}$ il suo momento. È importante osservare che elicità e chiralità coincidono soltanto nel caso di particelle prive di massa, oppure nel limite ultrarelativistico $E \gg m$.

1.2.2 Interazioni deboli dei neutrini

I neutrini interagiscono con la materia esclusivamente tramite l'interazione debole, mediata dai bosoni vettoriali $W^\pm$ e Z^0 .

I processi deboli si distinguono in interazioni a corrente carica (CC), mediate dai bosoni $W^\pm$, e interazioni a corrente neutra (NC), mediate dal bosone Z^0 . In Figura 1.2 sono mostrati i diagrammi di Feynman delle interazioni appena descritte. Nel primo caso, i fermioni coinvolti formano una corrente elettrodebole con carica elettrica non nulla, mentre nel secondo caso la corrente associata è elettricamente neutra.

Nel caso delle interazioni CC, il neutrino viene convertito nel leptone carico corrispondente:

$$\nu_l + N \rightarrow l^- + X, \quad \bar{\nu}_l + N \rightarrow l^+ + X, \quad (1.9)$$

dove N rappresenta il nucleone bersaglio e X lo stato adronico finale.

Nelle interazioni NC, invece, il neutrino conserva il proprio sapore:

$$\nu_l + N \rightarrow \nu_l + X. \quad (1.10)$$

Dal punto di vista sperimentale, i neutrini vengono rivelati esclusivamente attraverso le loro interazioni con la materia, caratterizzate da sezioni d'urto estremamente piccole. Questa proprietà rende necessaria la realizzazione di rivelatori di grandi dimensioni e di sorgenti di neutrini molto intense. In generale, le sezioni d'urto dei neutrini risultano maggiori di quelle degli antineutrini

$$\sigma(\nu N) > \sigma(\bar{\nu} N), \quad (1.11)$$

a causa della struttura chirale dell'interazione debole e dell'interferenza tra contributi vettoriali e assiali.

La fenomenologia delle interazioni neutrino-materia dipende fortemente dall'energia del neutrino incidente. Nel regime energetico intermedio ($\sim 1-10$ GeV) contribuiscono diversi

processi, tra cui scattering quasi-elastico, produzione di risonanze adroniche e scattering profondamente anelastico. A energie più elevate domina invece il deep inelastic scattering (DIS), nel quale il neutrino interagisce direttamente con i quark costituenti il nucleone. Nel limite relativistico ad alta energia, la sezione d'urto cresce approssimativamente in modo lineare con l'energia del neutrino:

$$\sigma_{\nu N} \propto E_{\nu}. \quad (1.12)$$

Una descrizione accurata delle interazioni neutrino–materia riveste un ruolo centrale negli esperimenti di oscillazione, poiché le incertezze sui modelli di sezione d'urto influenzano direttamente la ricostruzione cinematica degli eventi e la determinazione dei parametri di oscillazione.

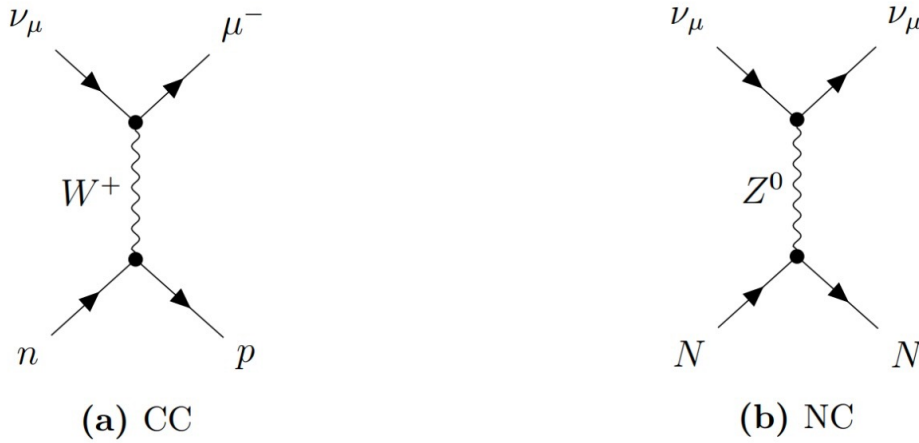


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman delle interazioni deboli a corrente carica (CC) e a corrente neutra (NC) tra neutrini e nucleoni. Nelle interazioni CC il neutrino si converte in un leptone carico tramite scambio di un bosone W , mentre nelle interazioni NC rimane un neutrino tramite scambio di un bosone Z .

1.3 Oscillazione dei neutrini

L'idea delle oscillazioni dei neutrini fu proposta per la prima volta da Bruno Pontecorvo alla fine degli anni Cinquanta, in analogia con il fenomeno di mixing osservato nel sistema dei kaoni neutri $K^0 - \bar{K}^0$ [13].

In una prima formulazione, quando era noto soltanto il neutrino elettronico, Pontecorvo ipotizzò possibili oscillazioni neutrino–antineutrino, introducendo anche il concetto di neutrino sterile, particella neutra non soggetta alle interazioni deboli.

Successivamente, con la scoperta del neutrino muonico nel 1962, il formalismo venne esteso alle transizioni tra neutrini di sapore differente, portando alla formulazione moderna della teoria delle oscillazioni.

Le oscillazioni dei neutrini costituiscono oggi una delle più importanti evidenze sperimentali di fisica oltre il Modello Standard. Esse implicano che i neutrini possiedano massa non nulla, e che gli autostati di sapore coinvolti nelle interazioni deboli non coincidano con gli autostati di massa propaganti.

1.3.1 Il problema dei neutrini solari

Le prime indicazioni sperimentali dell'esistenza delle oscillazioni dei neutrini emersero nello studio dei neutrini solari. Secondo il Modello Solare Standard (SSM), i neutrini elettronici vengono prodotti nel nucleo del Sole attraverso le reazioni termonucleari della catena protone–protone e del ciclo CNO. La catena protone–protone rappresenta il principale meccanismo di produzione dell'energia solare e consiste in una sequenza di reazioni di fusione nucleare che trasformano quattro protoni in un nucleo di elio, liberando energia sotto forma di fotoni e neutrini elettronici. Le diverse ramificazioni della catena producono neutrini con spettri energetici differenti, caratteristici delle singole reazioni. Grazie alla loro debolissima interazione con la materia, essi attraversano quasi indisturbati gli strati solari, costituendo una sonda diretta dei processi fisici che avvengono all'interno del Sole. La figura 1.3 mostra le principali ramificazioni della catena pp.

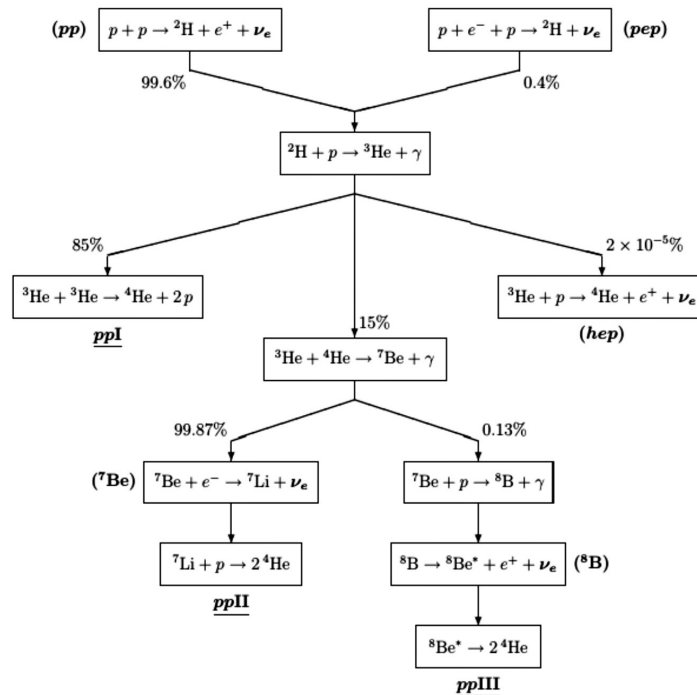


Figura 1.3: Schema della catena protone–protone, principale sequenza di reazioni di fusione nucleare responsabile della produzione dell'energia e della maggior parte dei neutrini elettronici nel Sole. Le diverse ramificazioni della catena generano neutrini con energie caratteristiche.

Nel 1968 Raymond Davis Jr., Don Harmer e Kenneth Hoffman realizzarono presso la

miniera di Homestake, nel South Dakota, il primo esperimento dedicato alla rivelazione dei neutrini solari [14]. Il rivelatore utilizzava circa 615 tonnellate di tetracloroetilene (C_2Cl_4) ed era basato sulla reazione radiochimica:

$$\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-. \quad (1.13)$$

La soglia energetica del processo, pari a 0.814 MeV, rendeva il rivelatore sensibile principalmente ai neutrini prodotti nella reazione pep ($E_\nu = 1.44$ MeV), alla linea di maggiore energia del decadimento del ${}^7\text{Be}$, caratterizzata da un'energia di 0.862 MeV, e alla componente ad alta energia dei neutrini prodotti dal decadimento del ${}^8\text{B}$, il cui spettro continuo si estende fino a circa 15 MeV.

I risultati sperimentali mostrarono un numero di eventi significativamente inferiore rispetto alle previsioni teoriche del Modello Solare Standard: il flusso osservato risultava circa un terzo di quello previsto. Tale discrepanza divenne nota come problema dei neutrini solari.

Inizialmente l'anomalia venne attribuita a possibili incertezze nel Modello Solare Standard oppure a effetti sistematici sperimentali. Tuttavia, il progressivo miglioramento delle previsioni teoriche e delle tecniche sperimentali portò gradualmente a escludere tali ipotesi. Negli anni successivi il deficit di neutrini solari venne confermato da numerosi esperimenti indipendenti. Kamiokande e successivamente Super-Kamiokande utilizzarono grandi rivelatori Cherenkov ad acqua per osservare in tempo reale i neutrini solari tramite scattering elastico neutrino-elettrone, mentre gli esperimenti GALLEX e SAGE [15, 16], basati su bersagli di gallio, estesero la sensibilità ai neutrini della catena pp a energie inferiori grazie alla reazione

$$\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-. \quad (1.14)$$

I risultati ottenuti evidenziarono non soltanto un deficit persistente di neutrini elettronici, ma anche una dipendenza energetica della probabilità di sopravvivenza dei neutrini solari. La conferma definitiva dell'oscillazione dei neutrini solari arrivò nel 2001 con il Sudbury Neutrino Observatory (SNO) [17]. Il rivelatore, basato su acqua pesante (D_2O), era in grado di distinguere tra interazioni di corrente carica,

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-, \quad (1.15)$$

sensibili esclusivamente ai neutrini elettronici, e interazioni di corrente neutra,

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x, \quad (1.16)$$

ugualmente sensibili a tutti i sapori di neutrino attivo. Come mostrato in Figura 1.4, il flusso totale dei neutrini attivi risulta compatibile con la previsione del Modello Solare

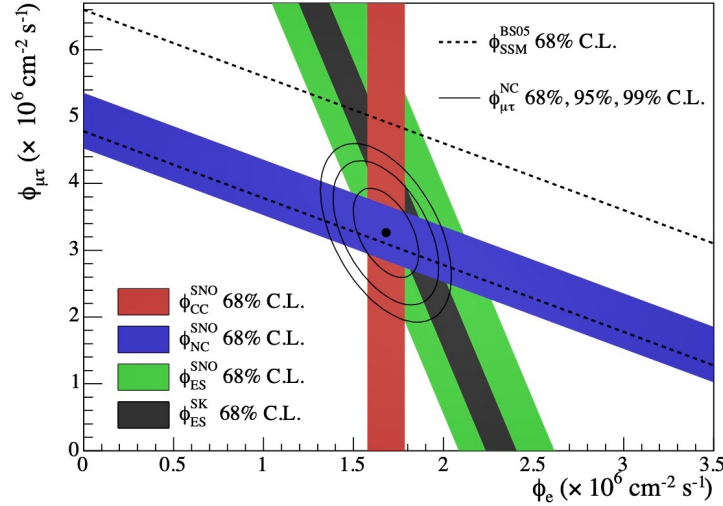


Figura 1.4: Flussi dei neutrini solari da ^8B ricavati dalle misure di corrente carica (CC), scattering elastico (ES) e corrente neutra (NC) dell'esperimento SNO. È inoltre riportato il flusso misurato da Super-Kamiokande mediante scattering elastico e la previsione del Modello Solare Standard BS05(OP). Le bande rappresentano le incertezze a 1σ , mentre i contorni delimitano le regioni di probabilità ai livelli di confidenza del 68%, 95% e 99%. Figura adattata da [18].

Standard, mentre il flusso dei soli neutrini elettronici è significativamente inferiore [18]. Questo risultato dimostrò che una parte dei neutrini elettronici prodotti nel Sole si trasforma in neutrini muonici e tauonici durante la propagazione verso la Terra, fornendo la prima prova diretta delle oscillazioni dei neutrini solari.

1.3.2 Il problema dei neutrini atmosferici

Un'anomalia analoga emerse nello studio dei neutrini atmosferici. Tali neutrini vengono prodotti dalle interazioni dei raggi cosmici primari con i nuclei dell'atmosfera terrestre, che generano principalmente pioni e kaoni.

I decadimenti dei pioni producono neutrini muonici attraverso i processi

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad (1.17)$$

seguiti dal decadimento dei muoni

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu). \quad (1.18)$$

Da questa catena di decadimenti segue che, a basse energie e in assenza di oscillazioni, il rapporto atteso tra il flusso di neutrini muonici e quello di neutrini elettronici è approssimativamente pari a 2 : 1.

Nel 1986 gli esperimenti IMB e Kamiokande [19, 20], originariamente progettati per la

ricerca del decadimento del protone, osservarono un deficit significativo della componente muonica del flusso atmosferico rispetto alle aspettative teoriche. Entrambi gli esperimenti utilizzavano rivelatori Cherenkov ad acqua, nei quali la morfologia degli anelli di luce permette di distinguere elettroni e muoni: i muoni producono anelli netti e ben definiti, mentre gli elettroni generano strutture diffuse a causa dello sviluppo di sciami elettromagnetici.

La conferma definitiva dell'anomalia atmosferica fu ottenuta nel 1998 dall'esperimento Super-Kamiokande [21]. Grazie alle grandi dimensioni del rivelatore e all'elevata sensibilità dei fotomoltiplicatori, utilizzati per la rivelazione della luce Cherenkov, fu possibile studiare il flusso dei neutrini atmosferici in funzione sia dell'energia sia della direzione di arrivo.

I neutrini prodotti nell'atmosfera sopra il rivelatore percorrono distanze dell'ordine di poche decine di chilometri, mentre quelli provenienti dal lato opposto della Terra attraversano distanze fino a circa $L \sim 1.3 \times 10^4$ km. L'esperimento osservò un marcato deficit di neutrini muonici provenienti dal basso, mentre il flusso di neutrini elettronici risultava compatibile con le previsioni teoriche. Questo risultato è illustrato in Figura 1.5, dove la distribuzione dell'angolo zenitale degli eventi osservati da Super-Kamiokande è confrontata con le previsioni Monte Carlo in assenza e in presenza di oscillazioni dei neutrini [18].

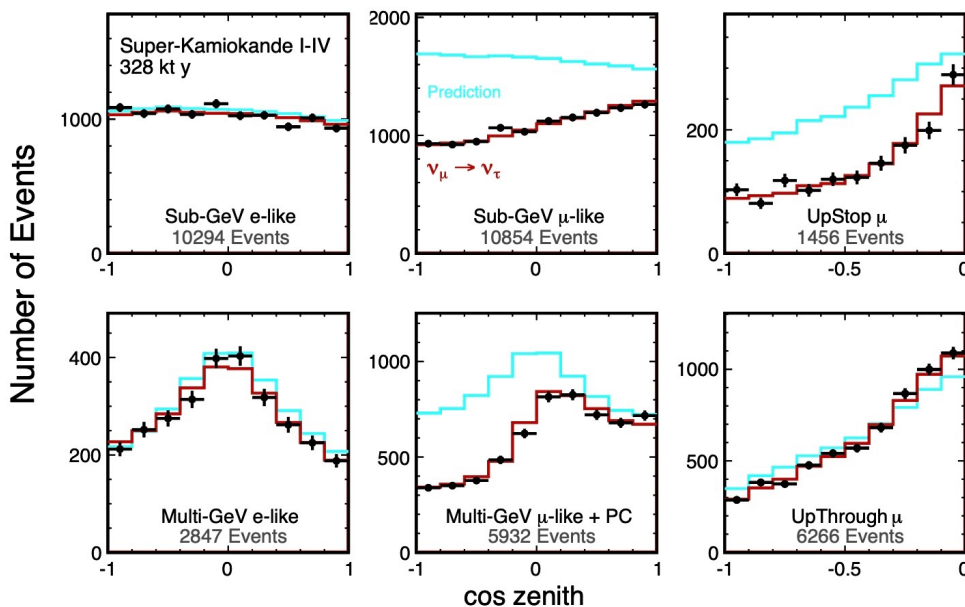


Figura 1.5: Distribuzione dell'angolo zenitale degli eventi di neutrini atmosferici osservati da Super-Kamiokande, corrispondenti a un'esposizione di 328 kton·anni. Sono mostrati gli eventi di tipo elettronico (e-like) e muonico (μ -like), confrontati con le previsioni Monte Carlo in assenza di oscillazioni (istogrammi blu) e con il miglior adattamento ottenuto includendo le oscillazioni dei neutrini (istogrammi rossi). Figura adattata da [18].

Il flusso dei neutrini elettronici risulta compatibile con le previsioni teoriche per tutte

le direzioni di arrivo, mentre quello dei neutrini muonici presenta un evidente deficit per gli eventi provenienti dal lato opposto della Terra. La dipendenza dalla distanza percorsa del flusso di neutrini muonici costituì la prima evidenza diretta dell'oscillazione dei neutrini atmosferici, interpretabile principalmente come transizione [21]:

$$\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau. \quad (1.19)$$

L'insieme dei risultati ottenuti dagli esperimenti sui neutrini solari e atmosferici stabilì definitivamente l'esistenza delle oscillazioni dei neutrini e la necessità di introdurre masse di neutrino non nulle.

L'interpretazione quantitativa del fenomeno richiede che gli autostati di sapore prodotti nelle interazioni deboli siano combinazioni lineari degli autostati di massa propaganti. Nel seguito verrà introdotto il formalismo del mixing leptonic e della probabilità di oscillazione nel vuoto.

1.3.3 Mixing dei neutrini e matrice PMNS

Nel formalismo delle oscillazioni di neutrino, gli stati prodotti e rivelati nelle interazioni deboli sono gli autostati di sapore, i quali non coincidono con gli autostati di massa propaganti. I due insiemi di stati sono collegati da una trasformazione unitaria:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle, \quad (1.20)$$

dove $\alpha = e, \mu, \tau$, mentre U rappresenta la matrice unitaria di mixing leptonic PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata) [6, 30].

Nel caso di tre neutrini attivi, la relazione tra autostati di sapore e autostati di massa può essere espressa nella forma matriciale:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}}^* \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1.21)$$

La matrice U_{PMNS} descrive quindi la trasformazione tra la base degli autostati di interazione debole e quella degli autostati di massa. Nella parametrizzazione standard, essa viene espressa come prodotto di tre matrici di rotazione:

$$U_{\text{PMNS}} = R_{23} R_{13}(\delta_{CP}) R_{12} P_M, \quad (1.22)$$

dove R_{ij} rappresentano le rotazioni associate agli angoli di mixing θ_{12} , θ_{13} e θ_{23} , mentre δ_{CP} è la fase di Dirac responsabile di una possibile violazione della simmetria CP nel settore leptonic.

La matrice diagonale P_M contiene invece le cosiddette fasi di Majorana, fisicamente rilevanti soltanto nel caso in cui i neutrini siano particelle di Majorana. A differenza degli altri fermioni del Modello Standard, i neutrini, per le loro caratteristiche, potrebbero coincidere con le proprie antiparticelle. Nel caso in cui neutrino e antineutrino siano distinti si parla di fermioni di Dirac, mentre nel caso in cui coincidano si parla di fermioni di Majorana.

Nel primo caso la massa del neutrino richiede l'introduzione di componenti destrorse del campo fermionico, non presenti nel Modello Standard minimale; nel secondo caso, invece, il termine di massa può essere costruito utilizzando esclusivamente componenti chirali sinistrorse.

La determinazione della natura di Dirac o Majorana dei neutrini rappresenta ancora oggi una delle principali questioni aperte della fisica delle particelle. Tuttavia, le eventuali fasi di Majorana non contribuiscono alle probabilità di oscillazione e non possono quindi essere determinate negli esperimenti di oscillazione.

Esplicitamente, la matrice PMNS può essere scritta nella forma:

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{CP}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}, \quad (1.23)$$

dove si è introdotta la notazione compatta $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ e $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. I tre angoli di mixing sono associati a differenti settori fenomenologici delle oscillazioni neutrino. In particolare, l'angolo θ_{12} è principalmente legato alle oscillazioni dei neutrini solari e agli esperimenti con antineutrini da reattore long-baseline; θ_{23} è invece associato principalmente alla fenomenologia dei neutrini atmosferici e agli esperimenti con fasci di acceleratore long-baseline. L'angolo θ_{13} , infine, rappresenta la connessione tra i due settori, ed è stato misurato con precisione negli esperimenti con reattori nucleari.

La non coincidenza tra autostati di sapore e autostati di massa implica che l'evoluzione temporale dei neutrini durante la propagazione modifichi la composizione di sapore del fascio di neutrini primario. Questo fenomeno costituisce il meccanismo fisico alla base delle oscillazioni dei neutrini.

1.3.4 Oscillazioni nel vuoto

Nel vuoto, le oscillazioni originano dall'interferenza quantistica tra gli autostati di massa durante la propagazione. La propagazione di un neutrino prodotto con sapore α in un'interazione debole, è descritta, pertanto, dall'evoluzione temporale dei singoli autostati di massa:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_k U_{\alpha k}^* e^{-iE_k t} |\nu_k\rangle. \quad (1.24)$$

La probabilità di osservare dopo un tempo t un neutrino di sapore β è quindi

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2. \quad (1.25)$$

Sviluppando l'espressione precedente si ottiene

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i(E_k - E_j)t}. \quad (1.26)$$

Poiché i neutrini osservati sperimentalmente sono ultrarelativistici ($m_k \ll E$), la relazione energia-momento può essere approssimata come

$$E_k = \sqrt{p^2 + m_k^2} \simeq E + \frac{m_k^2}{2E}. \quad (1.27)$$

dove si è utilizzato $p \simeq E$.

La differenza di fase accumulata durante la propagazione dipende quindi dalle differenze tra i quadrati delle masse:

$$\Delta E_{kj} \simeq \frac{\Delta m_{kj}^2}{2E}, \quad (1.28)$$

dove

$$\Delta m_{kj}^2 = m_k^2 - m_j^2. \quad (1.29)$$

Le oscillazioni dei neutrini non dipendono quindi dalle masse assolute dei neutrini, ma dalle differenze tra i quadrati delle masse. Gli esperimenti di oscillazione consentono, pertanto, di determinare soltanto le differenze di massa e i parametri di mixing, mentre la misura della scala assoluta delle masse richiede tecniche sperimentali differenti.

Negli esperimenti di oscillazione non si misura direttamente il tempo di propagazione, ma la distanza L tra sorgente e rivelatore.

Per neutrini relativistici si assume quindi $t \simeq L$, ottenendo

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right). \quad (1.30)$$

Sfruttando l'unitarietà della matrice PMNS, la probabilità di oscillazione può essere riscritta nella forma

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{k>j} \text{Re} [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{4E} \right) \\ & + 2 \sum_{k>j} \text{Im} [U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*] \sin \left(\frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E} \right). \end{aligned} \quad (1.31)$$

Il termine proporzionale alla parte reale determina l'ampiezza delle oscillazioni, mentre il termine proporzionale alla parte immaginaria introduce possibili effetti di violazione della simmetria CP nel settore leptónico.

Questa espressione mostra una dipendenza della probabilità di oscillazione dal rapporto L/E , dove L rappresenta la distanza percorsa dal neutrino ed E la sua energia.

Le oscillazioni diventano osservabili quando

$$\frac{\Delta m^2 L}{E} \sim 1. \quad (1.32)$$

Neutrini più energetici oscillano quindi più lentamente, mentre distanze maggiori permettono di osservare oscillazioni associate a differenze di massa più piccole.

Nel caso realistico di mixing a tre sapori, le oscillazioni sono governate da due differenze di massa indipendenti, convenzionalmente indicate come

$$\Delta m_{21}^2 \simeq 7.4 \times 10^{-5} \text{ eV}^2 \quad (1.33)$$

$$|\Delta m_{31}^2| \simeq 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2. \quad (1.34)$$

La prima è associata alle oscillazioni dei neutrini solari, mentre la seconda caratterizza principalmente la fenomenologia dei neutrini atmosferici e degli esperimenti con fasci di acceleratore. Il segno di Δm_{31}^2 determina inoltre l'ordinamento delle masse dei neutrini. Sono quindi possibili due scenari:

- Ordinamento normale:

$$m_1 < m_2 < m_3;$$

- Ordinamento inverso:

$$m_3 < m_1 < m_2.$$

I due possibili ordinamenti delle masse dei neutrini sono illustrati in Figura 1.6, che mostra anche la composizione degli autostati di massa in termini degli autostati di sapore attraverso la matrice di mixing PMNS.

Il fenomeno delle oscillazioni può essere osservato soltanto se i diversi autostati di sapore vengono prodotti e rivelati in modo coerente. Qualora le differenze cinematiche tra gli autostati diventino sperimentalmente distinguibili, la coerenza quantistica viene persa e i termini di interferenza responsabili delle oscillazioni si annullano.

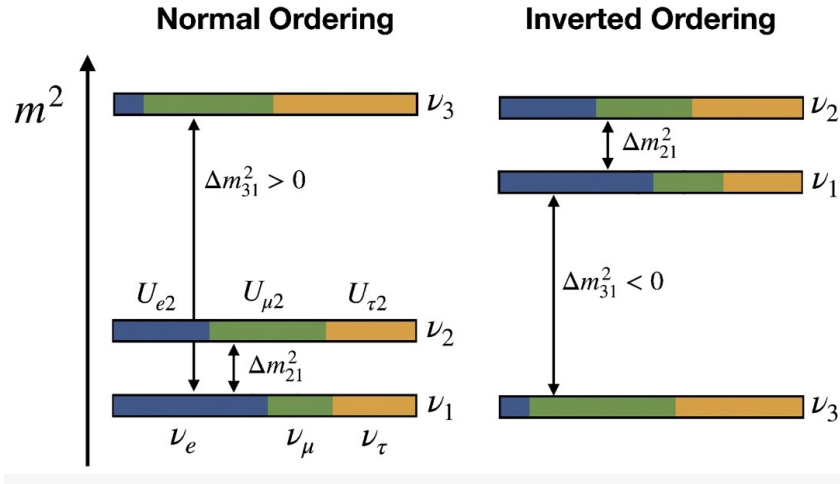


Figura 1.6: Schema dei due possibili ordinamenti delle masse dei neutrini. Nella gerarchia normale, ν_1 e ν_2 sono gli autostati di massa più leggeri mentre ν_3 è il più massivo; nella gerarchia inversa accade il contrario. Sono possibili due diversi ordinamenti poiché gli esperimenti di oscillazione misurano soltanto le differenze di massa al quadrato Δm_{21}^2 e $|\Delta m_{31}^2|$, mentre il segno di Δm_{31}^2 rimane ancora sconosciuto.

1.3.5 Oscillazioni a due sapori

In molti contesti sperimentali, la fenomenologia delle oscillazioni può essere descritta con buona approssimazione mediante un modello efficace a due sapori. Tale semplificazione è giustificata quando una sola differenza di massa domina la fase di oscillazione, oppure quando l'esperimento è sensibile principalmente a uno specifico canale di oscillazione. Nel caso di due neutrini, la matrice di mixing si riduce a una semplice rotazione:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (1.35)$$

La probabilità di transizione tra due sapori distinti assume la forma

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right), \quad \alpha \neq \beta. \quad (1.36)$$

La probabilità di sopravvivenza dello stato iniziale è invece

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right). \quad (1.37)$$

Nel caso a due sapori, le probabilità di transizione e sopravvivenza risultano, quindi, complementari. L'angolo di mixing θ determina l'ampiezza dell'oscillazione: per valori piccoli di θ , la probabilità di conversione tra sapori differenti risulta soppressa, mentre per valori grandi il fenomeno oscillatorio diventa più pronunciato. La frequenza delle oscillazioni è invece governata dalla differenza di massa Δm^2 e dal rapporto L/E . In

unità pratiche, la probabilità di transizione può essere espressa come

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[1.27 \frac{\Delta m^2 [\text{eV}^2] L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \right]. \quad (1.38)$$

La dipendenza sinusoidale è all'origine del termine "oscillazioni". Nel caso di $\theta = 45^\circ$, si ottiene $\sin^2(2\theta) = 1$. In questa condizione l'ampiezza dell'oscillazione risulta massima e la probabilità di conversione tra i due sapori può raggiungere il valore unitario. Tale situazione prende il nome di mixing massimo.

La quantità

$$L_{\text{osc}} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2} \quad (1.39)$$

definisce la lunghezza caratteristica di oscillazione. In unità pratiche:

$$L_{\text{osc}} \simeq 2.48 \frac{E [\text{GeV}]}{\Delta m^2 [\text{eV}^2]} \text{ km}. \quad (1.40)$$

La lunghezza di oscillazione rappresenta la distanza caratteristica sulla quale avviene la conversione periodica tra i due sapori neutrino. Differenze di massa maggiori corrispondono a oscillazioni più rapide, e quindi a lunghezze di oscillazione più corte, mentre valori più piccoli di Δm^2 producono oscillazioni osservabili soltanto su distanze maggiori.

La dipendenza della probabilità di oscillazione dal rapporto L/E , illustrata in Figura 1.7, determina direttamente la sensibilità dei diversi esperimenti di oscillazione di neutrino.

Gli esperimenti *short-baseline*, caratterizzati da distanze comprese tra pochi metri e alcune centinaia di metri, risultano particolarmente sensibili a differenze di massa relativamente grandi. In tali configurazioni, le oscillazioni associate ai parametri standard possono risultare trascurabili, mentre eventuali oscillazioni dovute a neutrini sterili con $\Delta m^2 \sim 1 \text{ eV}^2$ potrebbero produrre effetti osservabili già a brevi distanze.

Gli esperimenti *long-baseline*, nei quali i neutrini percorrono distanze di centinaia o migliaia di chilometri, sono invece sensibili alle oscillazioni associate alle scale di massa solare e atmosferica. In tali condizioni diventano inoltre rilevanti gli effetti di materia, che modificano la propagazione dei neutrini attraverso la Terra.

Esperimenti come NO ν A [22] e DUNE sfruttano fasci di acceleratore long-baseline per studiare la violazione di CP nel settore leptonic, l'ordinamento delle masse del neutrino e la determinazione di precisione dei parametri oscillatori. Esperimenti short-baseline come ICARUS, inseriti nel programma SBN del Fermilab, sono invece sensibili a possibili oscillazioni associate a neutrini sterili, oltre il Modello Standard a tre sapori.

Dal punto di vista sperimentale, le oscillazioni di neutrino possono essere studiate attraverso due differenti strategie osservative. Se il sapore finale β viene rivelato in un fascio inizialmente composto da neutrini di sapore α , si parla di canale di appearance. In questo caso l'esperimento osserva la comparsa di un sapore inizialmente assente nel fascio neutri-

no. Se invece si misura una riduzione del flusso iniziale di neutrini ν_α rispetto all'atteso in assenza di oscillazioni, si parla di canale di disappearance. Questo tipo di misura consente di inferire indirettamente la conversione verso altri sapori neutrino.

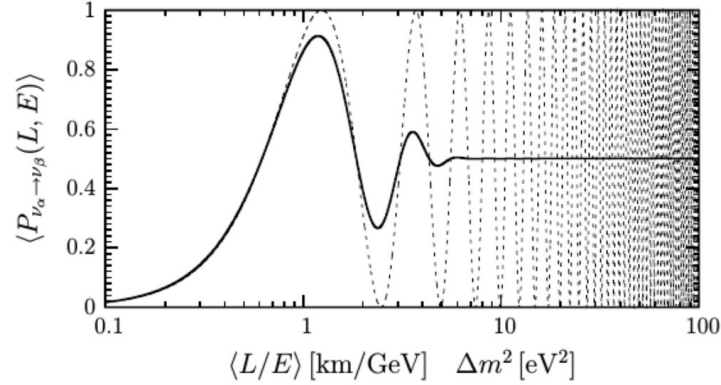


Figura 1.7: Probabilità di transizione $\langle P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) \rangle$ nel caso di mixing a due neutrini in funzione del rapporto L/E . Il grafico mostra l'andamento oscillatorio della probabilità di conversione tra sapori, caratterizzato da una lunghezza di oscillazione determinata da Δm^2 e dall'energia del neutrino.

1.3.6 Oscillazioni nella materia

Le formule discusse finora descrivono la propagazione dei neutrini nel vuoto. Quando invece i neutrini attraversano la materia, la dinamica delle oscillazioni viene modificata dallo scattering coerente in avanti con le particelle del mezzo [23]. Questo effetto può essere descritto introducendo un potenziale efficace nell'equazione di evoluzione dei neutrini.

Tutti i neutrini attivi interagiscono con gli elettroni, protoni e neutroni del mezzo tramite interazioni di corrente neutra. I neutrini elettronici possono interagire con gli elettroni anche tramite corrente carica. Tale contributo addizionale introduce un potenziale efficace dato da

$$V_{CC} = \sqrt{2}G_F N_e, \quad (1.41)$$

dove G_F è la costante di Fermi e N_e rappresenta la densità numerica degli elettroni nel mezzo. Per gli antineutrini il segno del potenziale risulta opposto.

Poiché il contributo di corrente neutra è identico per tutti i sapori attivi, esso produce soltanto una fase globale non osservabile nelle probabilità di oscillazione e può quindi essere sottratto dall'Hamiltoniana efficace. Gli effetti di materia dipendono quindi principalmente dal termine di corrente carica che agisce esclusivamente sui neutrini elettronici. Nel caso a due sapori, gli effetti di materia possono essere descritti introducendo un angolo di mixing efficace in materia θ_M . Definendo

$$A_{CC} = 2EV_{CC} = 2\sqrt{2}G_F N_e E, \quad (1.42)$$

l'angolo di mixing efficace assume la forma

$$\tan 2\theta_M = \frac{\Delta m^2 \sin 2\theta}{\Delta m^2 \cos 2\theta - A_{CC}}. \quad (1.43)$$

Questa relazione mostra che il mixing efficace in materia può differire significativamente dal mixing nel vuoto. In particolare, quando il termine di materia soddisfa la condizione

$$A_{CC} = \Delta m^2 \cos 2\theta, \quad (1.44)$$

l'angolo efficace diventa massimo anche nel caso in cui il mixing nel vuoto sia piccolo. In tali condizioni si verifica una conversione risonante di sapore, nota come effetto Mikheev–Smirnov–Wolfenstein (MSW) [24].

Poiché la materia ordinaria contiene elettroni ma non positroni, neutrini e antineutrini si propagano in modo differente nel mezzo materiale. Gli effetti di materia introducono quindi differenze nelle probabilità di oscillazione di neutrini e antineutrini e forniscono sensibilità all'ordinamento delle masse di neutrino.

L'effetto MSW svolge un ruolo fondamentale nell'interpretazione delle oscillazioni dei neutrini solari. Infatti, durante la propagazione all'interno del Sole, la densità elettronica varia lungo il cammino del neutrino e può amplificare significativamente la conversione di sapore. Inoltre, negli esperimenti long-baseline, la propagazione attraverso la crosta terrestre modifica significativamente le probabilità di oscillazione e contribuisce allo studio della violazione di CP nel settore leptonic.

1.4 Misura dei parametri di oscillazione

Nel corso degli ultimi decenni, gli esperimenti sui neutrini hanno permesso di costruire un quadro sperimentale coerente delle oscillazioni nel contesto del modello a tre sapori. Le misure effettuate hanno consentito una determinazione sempre più precisa degli angoli di mixing e delle differenze di massa al quadrato, confermando con grande accuratezza il formalismo della matrice PMNS.

Le osservazioni dei neutrini solari e atmosferici, discusse nelle sezioni precedenti, hanno fornito le prime evidenze sperimentali delle oscillazioni di neutrino, permettendo la determinazione dei parametri associati ai settori solare e atmosferico e confermando definitivamente la necessità di estendere il Modello Standard per includere neutrini massivi. Un ruolo fondamentale nelle misure di precisione dei parametri di oscillazione è stato successivamente svolto dagli esperimenti ai reattori nucleari e da quelli con fasci di neutrini prodotti agli acceleratori. In particolare, gli esperimenti Daya Bay, RENO e Double Chooz [25, 26, 27] hanno osservato la scomparsa di antineutrini elettronici a distanze dell'ordine del chilometro, dimostrando in maniera definitiva che l'angolo di mixing θ_{13} è diverso da

zero. Parallelamente, gli esperimenti long-baseline con fasci di neutrini, come K2K, T2K e NO ν A [28, 29, 22] hanno permesso misure sempre più precise dei parametri atmosferici e dei fenomeni di appearance e disappearance. In particolare, T2K osservò per la prima volta l'apparizione di neutrini elettronici in un fascio inizialmente composto da neutrini muonici, fornendo un'ulteriore conferma del valore non nullo di θ_{13} . Attualmente, questi esperimenti rappresentano il principale strumento per lo studio della gerarchia di massa dei neutrini e della possibile violazione della simmetria CP.

Nonostante il notevole successo del modello standard delle oscillazioni, rimangono tuttavia ancora diversi problemi aperti nella fisica dei neutrini. Tra questi vi sono l'ordinamento delle masse, il valore della fase di CP, la natura di Dirac o Majorana dei neutrini e l'origine stessa delle loro masse. Inoltre, alcuni risultati sperimentali ottenuti in esperimenti short-baseline sembrano indicare possibili deviazioni dal quadro standard a tre neutrini, suggerendo l'esistenza di scenari di nuova fisica oltre il Modello Standard.

1.5 Scenari oltre il Modello Standard

Sebbene il modello standard delle oscillazioni a tre sapori descriva con grande accuratezza la maggior parte dei risultati sperimentali attualmente disponibili, negli ultimi anni sono emerse alcune anomalie che non trovano una spiegazione naturale all'interno del formalismo PMNS. In particolare, diversi esperimenti short-baseline hanno osservato eccessi o deficit di eventi compatibili con oscillazioni caratterizzate da una differenza di massa al quadrato dell'ordine di 1 eV^2 , molto maggiore rispetto alle scale associate alle oscillazioni solari e atmosferiche.

Il primo indizio significativo in questa direzione fu riportato dall'esperimento LSND [31], che osservò un eccesso di eventi compatibile con una transizione $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$. L'eccesso osservato è mostrato in Figura 1.8, dove il numero di eventi misurati risulta sistematicamente superiore al fondo atteso nella regione di interesse.

Successivamente, l'esperimento MiniBooNE al Fermilab osservò un'anomalia analoga sia in modalità neutrino che antineutrino, rafforzando ulteriormente l'interesse verso possibili fenomeni di oscillazione short-baseline [32]. I risultati finali dell'esperimento sono riportati in Figura 1.9, nella quale è visibile un eccesso di eventi elettronici rispetto alle aspettative del Modello Standard, compatibile con l'anomalia osservata da LSND.

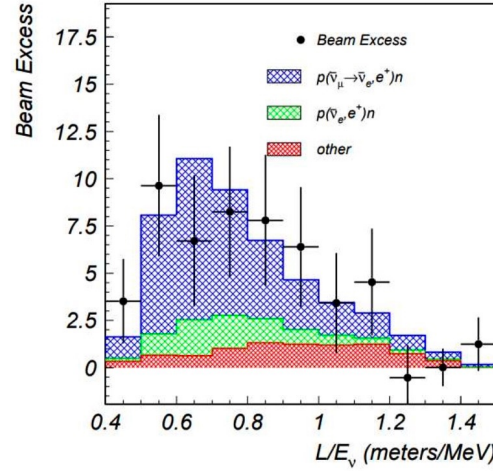


Figura 1.8: Eccesso di eventi di antineutrini elettronici osservato dall'esperimento LSND in funzione del rapporto L/E_ν . I punti sperimentali mostrano un numero di eventi superiore al fondo atteso, fornendo la prima evidenza di una possibile oscillazione nel canale $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$.

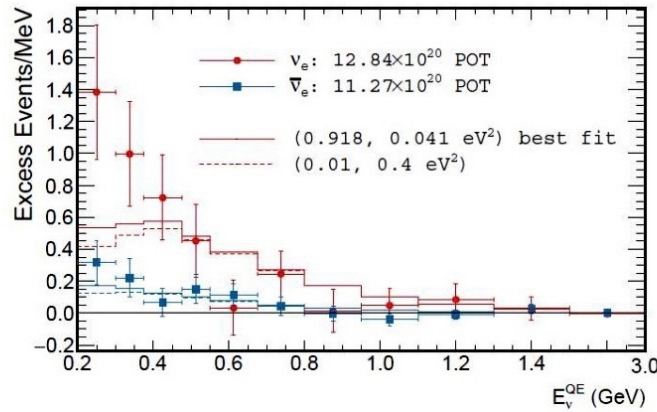


Figura 1.9: Eccesso di eventi osservato dall'esperimento MiniBooNE nei dati acquisiti in modalità neutrino e antineutrino. Le distribuzioni mostrano un numero di eventi elettronici superiore alle aspettative del fondo, compatibile con il segnale osservato dall'esperimento LSND. Figura adattata da [32].

Ulteriori tensioni emersero dagli esperimenti ai reattori nucleari, nei quali il flusso osservato di antineutrini elettronici risultò sistematicamente inferiore rispetto alle predizioni teoriche. Questo deficit, noto come *Reactor Antineutrino Anomaly*, potrebbe essere interpretato come un fenomeno di *disappearance* associato a nuove frequenze di oscillazione [33]. Analogamente, anomalie compatibili con una scomparsa di neutrini elettronici furono osservate anche negli esperimenti GALLEX e SAGE durante campagne di calibrazione effettuate mediante sorgenti radioattive intense.

Una delle interpretazioni più semplici di queste anomalie consiste nell'introduzione di uno o più neutrini sterili, ossia stati neutri che non partecipano alle interazioni deboli, ma che possono mescolarsi con i neutrini attivi. Nel caso più semplice, noto come modello $3 + 1$,

il settore dei neutrini viene esteso introducendo un quarto autostato di massa, prevalentemente sterile, e la matrice PMNS viene generalizzata a una matrice 4×4 . In questo scenario compare una nuova differenza di massa al quadrato, indicata con Δm_{41}^2 , molto maggiore rispetto alle scale associate alle oscillazioni standard.

Negli ultimi anni tale interpretazione è stata sottoposta a verifiche sperimentali sempre più stringenti. In particolare, l'esperimento MicroBooNE [34] ha effettuato una ricerca dedicata delle oscillazioni nel canale di appearance $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, ottenendo limiti che escludono gran parte della regione dei parametri oscillatori favorita dagli esperimenti LSND e MiniBooNE nel contesto del modello $3 + 1$. Come mostrato in Figura 1.10, il risultato di MicroBooNE riduce significativamente lo spazio dei parametri ancora compatibile con l'interpretazione delle anomalie short-baseline in termini di un singolo neutrino sterile. Nel limite in cui

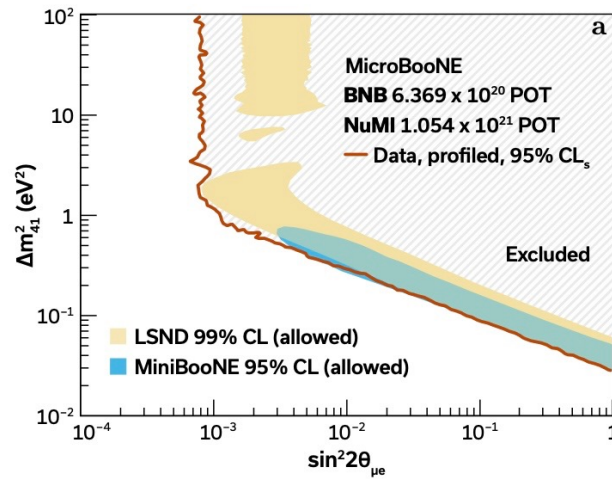


Figura 1.10: Limiti di esclusione al livello di confidenza del 95% ottenuti dall'esperimento MicroBooNE nel piano $\Delta m_{41}^2 - \sin^2 2\theta_{\mu e}$. Le regioni colorate rappresentano le aree favorite dagli esperimenti LSND e MiniBooNE, mentre la curva di esclusione di MicroBooNE mostra che gran parte di tali regioni risulta incompatibile con l'ipotesi di un singolo neutrino sterile nel modello $3 + 1$.

$$\Delta m_{41}^2 \gg \Delta m_{31}^2, \Delta m_{21}^2,$$

le probabilità di oscillazione assumono una forma analoga a quella del caso a due sapori [35]. In particolare, la probabilità di appearance nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ può essere espressa come

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq \sin^2(2\theta_{\mu e}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{4E_\nu}\right) \quad (1.45)$$

dove $\theta_{\mu e}$ rappresenta il nuovo angolo di mixing associato all'oscillazione tra neutrini attivi e sterili.

La presenza di una nuova frequenza di oscillazione associata a valori di Δm^2 dell'ordine dell' eV^2 implica che gli effetti oscillatori possano manifestarsi a distanze relativamente

brevi, tipicamente per valori di L/E dell'ordine di 1 m/MeV oppure 1 km/GeV.

La verifica sperimentale definitiva di tali scenari richiede, quindi, esperimenti short-baseline caratterizzati da elevata intensità del fascio, eccellenti capacità di ricostruzione e ridotte incertezze sistematiche. In questo contesto si inserisce il programma *Short-Baseline Neutrino* (SBN) del Fermilab, progettato per investigare in maniera sistematica le anomalie osservate dagli esperimenti precedenti e verificare definitivamente l'eventuale presenza di neutrini sterili.

1.6 Programma SBN

Il programma Short-Baseline Neutrino (SBN) [36] è composto da due rivelatori basati sulla tecnologia Liquid Argon Time Projection Chamber (LAr-TPC): SBND e ICARUS. I due rivelatori sono installati a diverse distanze lungo il Booster Neutrino Beam (BNB) del Fermilab, così da permettere uno studio accurato delle oscillazioni dei neutrini short-baseline.

Uno degli obiettivi principali del programma è verificare alcune anomalie osservate in precedenti esperimenti, che potrebbero essere interpretate come possibili segnali dell'esistenza di neutrini sterili. Per affrontare questo tipo di misura è necessario utilizzare rivelatori in grado di ricostruire con grande precisione le interazioni di neutrino.

La tecnologia LAr-TPC permette infatti di ottenere immagini tridimensionali dettagliate degli eventi e di misurare con precisione l'energia depositata dalle particelle nel rivelatore. In questo contesto, ICARUS rappresenta il rivelatore far del programma SBN e costituisce uno dei più importanti esempi di applicazione di questa tecnologia su larga scala.

L'esperienza maturata con ICARUS e con il programma SBN ha inoltre contribuito allo sviluppo della nuova generazione di esperimenti dedicati alla fisica dei neutrini, tra cui il progetto DUNE.

1.7 DUNE

Tra i futuri esperimenti dedicati allo studio dei neutrini, il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) rappresenta uno dei progetti più ambiziosi. L'esperimento utilizzerà un intenso fascio di neutrini prodotto al Fermilab e diretto verso il Sanford Underground Research Facility, situato a circa 1300 km di distanza.

Grazie a questa lunga distanza di propagazione, DUNE sarà in grado di studiare con elevata sensibilità i fenomeni di oscillazione dei neutrini, con l'obiettivo di chiarire alcune delle principali questioni ancora aperte della fisica dei neutrini, come la gerarchia delle masse e la possibile violazione di CP nel settore leptonico.

Anche DUNE adotterà rivelatori basati sulla tecnologia LAr-TPC, sviluppata e validata negli esperimenti precedenti come ICARUS. La capacità di ricostruire in modo dettagliato

to le interazioni di neutrino rende infatti questa tecnologia particolarmente adatta agli esperimenti di nuova generazione.

Per questo motivo, esperimenti come SBN, ICARUS e DUNE rappresentano tappe fondamentali nello sviluppo della fisica dei neutrini e nella ricerca di fenomeni oltre il Modello Standard. Nel capitolo successivo verranno descritti i principi di funzionamento e le principali caratteristiche dei rivelatori ICARUS e DUNE, che costituiscono il contesto sperimentale nel quale si colloca il lavoro presentato in questa tesi.

Capitolo 2

Tecnologia LAr-TPC: ICARUS e DUNE

2.1 Introduzione ai rivelatori LAr-TPC

La rivelazione dei neutrini rappresenta una delle principali sfide della fisica delle particelle. Le sezioni d'urto estremamente ridotte che caratterizzano le loro interazioni richiedono rivelatori dotati di grandi masse attive, elevata sensibilità e ottime capacità di ricostruzione spaziale e calorimetrica. In questo contesto si inserisce la tecnologia delle *Liquid Argon Time Projection Chambers* (LAr-TPC), oggi considerata una delle soluzioni più avanzate per lo studio delle interazioni di neutrino e la ricerca di eventi rari.

La tecnologia LAr-TPC fu proposta per la prima volta da Carlo Rubbia nel 1977 [37] come evoluzione moderna delle camere a bolle. L'idea originale consisteva nel combinare le eccellenti capacità di imaging tridimensionale e l'elevata risoluzione spaziale tipiche delle camere a bolle con la lettura elettronica continua delle *Time Projection Chambers* (TPC). Nacquero così le cosiddette “camere a bolle elettroniche”, capaci di acquisire immagini dettagliate degli eventi senza la necessità di sviluppo fotografico.

Le TPC, introdotte da D. Nygren nel 1974 [38], sono rivelatori a deriva in grado di fornire informazioni tridimensionali sulle tracce delle particelle e di identificarle mediante la misura della perdita di energia per unità di lunghezza attraversata (dE/dx). Il principio di funzionamento si basa sulla ionizzazione prodotta da particelle cariche nel mezzo attivo del rivelatore. Attraversando il volume sensibile, una particella ionizzante produce coppie elettrone-ione e, nel caso di mezzi scintillanti, anche fotoni di scintillazione. In presenza di un campo elettrico uniforme, gli elettroni di ionizzazione derivano verso un sistema anodico di lettura, permettendo la ricostruzione della traiettoria della particella incidente [38].

Le prime TPC erano basate principalmente su gas nobili o miscele gassose. L'introduzione di mezzi liquefatti, in particolare dell'argon liquido, ha successivamente consentito un

significativo miglioramento delle prestazioni dei rivelatori grazie alla maggiore densità del mezzo e alla ridotta diffusione elettronica rispetto ai gas [37]. Queste proprietà permettono infatti di aumentare la probabilità di interazione delle particelle incidenti mantenendo, allo stesso tempo, un'elevata risoluzione spaziale anche su grandi distanze di deriva.

L'argon liquido risulta particolarmente adatto alla realizzazione di rivelatori di grande massa per la fisica del neutrino. In condizioni di elevata purezza, gli elettroni prodotti dalla ionizzazione possono derivare per lunghe distanze senza essere catturati da impurità elettronegative presenti nel mezzo. Inoltre, il passaggio di particelle cariche produce un'intensa emissione di luce di scintillazione, utilizzata per il timing degli eventi e per la determinazione del tempo iniziale dell'interazione.

La densità dell'argon liquido, circa tre ordini di grandezza superiore rispetto a quella dei gas, aumenta significativamente la probabilità di interazione dei neutrini, caratterizzati da sezioni d'urto estremamente ridotte. A ciò si aggiungono l'abbondanza naturale dell'argon e il suo costo relativamente contenuto, che rendono possibile la costruzione di rivelatori di grandi dimensioni. La Tabella 2.1 mostra le principali proprietà fisiche dell'argon liquido.

Tabella 2.1: Principali proprietà fisiche dell'argon liquido rilevanti per il funzionamento delle camere LAr-TPC [39].

Proprietà	Valore
Numero atomico Z	18
Densità (g cm^{-3})	1.396
Temperatura di ebollizione (K)	87.3
Costante dielettrica relativa	1.51
Energia media per coppia elettrone-ione (eV)	23.6
Velocità di deriva a $E = 0.5 \text{ kV cm}^{-1}$ ($\text{mm } \mu\text{s}^{-1}$)	1.60
Lunghezza d'onda della scintillazione (nm)	127

Grazie a queste caratteristiche, le LAr-TPC costituiscono oggi la tecnologia di riferimento per numerosi esperimenti dedicati alla fisica del neutrino, tra cui ICARUS e DUNE [46, 48].

2.2 Principio di funzionamento delle LAr-TPC

Il funzionamento di una *Liquid Argon Time Projection Chamber* (LAr-TPC) si basa sulla rivelazione simultanea della carica di ionizzazione e della luce di scintillazione prodotte nell'argon liquido dal passaggio di particelle cariche. La combinazione di queste informazioni consente di ricostruire la topologia tridimensionale degli eventi con elevata risoluzi-

zione spaziale e, allo stesso tempo, di misurare l'energia depositata nel mezzo con buone prestazioni calorimetriche.

2.2.1 Struttura del rivelatore

Una LAr-TPC è costituita da un volume attivo riempito con argon liquido ultra-puro mantenuto a temperatura criogenica. All'interno del rivelatore viene applicato un campo elettrico uniforme generato mediante una differenza di potenziale tra un catodo ad alta tensione e un sistema anodico di lettura.

L'uniformità del campo elettrico è garantita da una struttura denominata *field cage*, costituita da elementi conduttivi disposti lungo il volume di deriva. Essa permette di distribuire gradualmente il potenziale tra catodo e anodo, minimizzando le distorsioni del campo e garantendo una corretta ricostruzione delle tracce. Un valore tipico del campo di deriva nelle LAr-TPC è dell'ordine di:

$$E_{\text{drift}} \simeq 500 \text{ V/cm.} \quad (2.1)$$

[40] Il sistema anodico è generalmente composto da più piani di fili sensibili orientati secondo differenti angolazioni, come mostrato in Figura 2.1. Nei rivelatori di tipo ICARUS, ad esempio, l'anodo è costituito da tre piani denominati *Induction-1*, *Induction-2* e *Collection* [46, 40].

I piani di induzione operano in modalità non distruttiva: gli elettroni di deriva attraversano i fili inducendo segnali bipolari senza essere raccolti. L'ultimo piano, invece, raccoglie completamente la carica di ionizzazione producendo un segnale unipolare[40]. La combinazione dei segnali registrati nei diversi piani consente di determinare la posizione della traccia nel piano trasverso yz .

La coordinata spaziale lungo la direzione di deriva viene invece determinata a partire dal tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere l'anodo. La combinazione delle informazioni spaziali e temporali permette quindi una ricostruzione tridimensionale completa dell'evento.

In prossimità dei piani anodici è inoltre installato un sistema di rivelazione della luce, costituito da fotomoltiplicatori (PMT) o sensori SiPM operanti a temperatura criogenica. Tale sistema raccoglie la luce di scintillazione prodotta nell'argon liquido e fornisce un'informazione temporale rapida, fondamentale per la determinazione del tempo iniziale dell'evento [46].

2.2.2 Ionizzazione, deriva e ricostruzione degli eventi

Quando un neutrino interagisce con un nucleo di argon all'interno del volume attivo del rivelatore, vengono prodotte particelle secondarie cariche che attraversano il mezzo per-

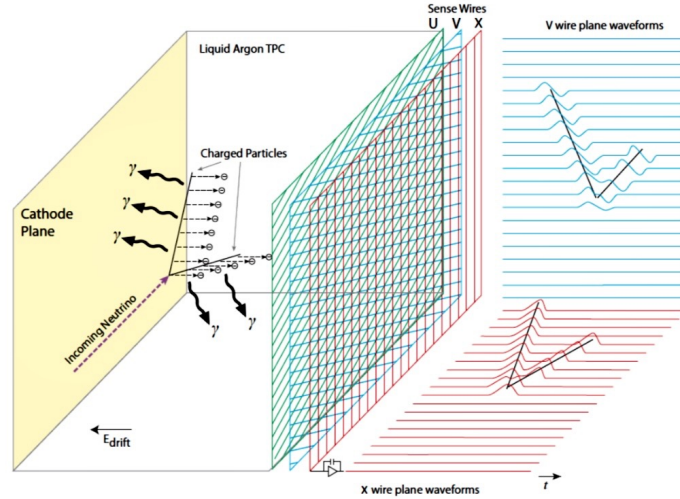


Figura 2.1: Schema di principio di una LAr-TPC. Le particelle cariche prodotte dall'interazione ionizzano ed eccitano l'argon liquido, generando elettroni di ionizzazione e fotoni di scintillazione. Gli elettroni derivano verso i piani anodici sotto l'azione del campo elettrico, mentre la luce di scintillazione viene rivelata dal sistema ottico. La combinazione delle informazioni di carica e tempo consente la ricostruzione tridimensionale dell'evento.

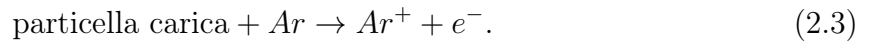
dendo energia principalmente attraverso processi di ionizzazione ed eccitazione atomica. La ionizzazione genera coppie elettrone-ione lungo la traiettoria della particella, mentre i processi di eccitazione producono luce di scintillazione nell'ultravioletto profondo (VUV) [54].

Nel caso dell'argon liquido, l'energia media necessaria per produrre una coppia elettrone-ione è pari a:

$$W_{Ar} \simeq 23.6 \text{ eV}. \quad (2.2)$$

[54] Una particella minimamente ionizzante (*minimum ionizing particle*, MIP) produce tipicamente alcune migliaia di elettroni per millimetro di percorso, consentendo una ricostruzione estremamente dettagliata delle tracce.

Il processo di ionizzazione può essere schematicamente descritto come:



In assenza di un campo elettrico, una parte degli elettroni prodotti può ricombinarsi con gli ioni positivi. Applicando invece un campo di deriva uniforme, gli elettroni vengono separati dagli ioni e trasportati verso l'anodo, mentre gli ioni positivi migrano lentamente verso il catodo.

La velocità di deriva degli elettroni dipende dall'intensità del campo elettrico e dalla temperatura del mezzo. Per un campo di deriva tipico di circa 500 V/cm, essa assume

valori dell'ordine di:

$$v_{\text{drift}} \simeq 1.6 \text{ mm}/\mu\text{s}. \quad (2.4)$$

[40] La coordinata lungo la direzione di deriva viene determinata misurando il tempo impiegato dagli elettroni di ionizzazione per raggiungere l'anodo. Indicando con t_0 il tempo iniziale dell'interazione e con t il tempo di arrivo del segnale ai fili anodici, la coordinata di deriva risulta:

$$x = v_{\text{drift}}(t - t_0). \quad (2.5)$$

Le coordinate trasverse vengono invece ricostruite a partire dai segnali registrati nei diversi piani di fili anodici orientati secondo differenti angolazioni. La combinazione delle informazioni spaziali e temporali consente quindi una ricostruzione tridimensionale completa dell'evento.

La determinazione del tempo iniziale t_0 è fondamentale per la corretta ricostruzione della coordinata di deriva. Tale informazione viene ottenuta tramite la rivelazione della luce di scintillazione prodotta nell'argon liquido, che fornisce un segnale rapido utilizzato per il timing dell'evento e per il sistema di trigger del rivelatore.

Un requisito essenziale per il corretto funzionamento delle LAr-TPC è l'elevata purezza dell'argon liquido. Impurità elettronegative, come ossigeno, acqua o anidride carbonica, possono catturare gli elettroni durante la deriva, riducendo la carica raccolta all'anodo e degradando le prestazioni del rivelatore. La perdita di carica durante la deriva può essere descritta mediante la relazione:

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau_e}, \quad (2.6)$$

dove τ_e rappresenta la *electron lifetime*. Per questo motivo sono necessari sistemi di purificazione criogenica in grado di mantenere concentrazioni di contaminanti estremamente basse, dell'ordine delle parti per trilione (ppt).

La carica raccolta all'anodo è inoltre proporzionale all'energia depositata dalla particella nel mezzo. Ciò permette di effettuare misure calorimetriche e di stimare la perdita di energia per unità di lunghezza dE/dx , grandezza importante per l'identificazione delle particelle.

La combinazione tra segnale di carica e segnale luminoso consente quindi di ottenere immagini tridimensionali ad alta granularità degli eventi, con ottime prestazioni spaziali e calorimetriche. Grazie a queste caratteristiche, le LAr-TPC rappresentano oggi una delle tecnologie più promettenti per lo studio delle interazioni di neutrino e la ricerca di eventi rari.

2.2.3 Tecnologie Single Phase e Dual Phase

Le moderne LAr-TPC possono essere realizzate secondo due principali configurazioni tecnologiche: *single-phase* (SP) e *dual-phase* (DP). Entrambi gli approcci sono stati svilup-

pati per esperimenti di neutrino di grande massa, come ICARUS e DUNE.

Nella tecnologia *single-phase* il volume attivo del rivelatore è interamente riempito di argon liquido. Gli elettroni di ionizzazione prodotti nel mezzo derivano verso i piani anodici immersi nel liquido, dove vengono raccolti senza alcuna amplificazione del segnale. Questa configurazione richiede quindi un basso rumore elettronico e un'elevata purezza dell'argon. La tecnologia *single-phase* rappresenta oggi una soluzione consolidata e affidabile, validata sperimentalmente da ICARUS e adottata in altri esperimenti del programma Short-Baseline Neutrino (SBN) al Fermilab. Essa costituisce inoltre la base della tecnologia impiegata nei moduli Far Detector di DUNE basati su configurazione SP.

Nella tecnologia *dual-phase*, invece, gli elettroni di ionizzazione prodotti nel volume di argon liquido derivano verticalmente verso la superficie superiore del rivelatore, dove vengono estratti dalla fase liquida a quella gassosa mediante opportuni campi elettrici. In fase gassosa il segnale viene amplificato prima della lettura anodica attraverso processi di moltiplicazione elettronica, migliorando il rapporto segnale-rumore e consentendo lunghezze di deriva maggiori. Tuttavia, questa configurazione richiede un controllo estremamente preciso dell'interfaccia tra fase liquida e gassosa.

Entrambe le tecnologie rappresentano soluzioni avanzate per la realizzazione di rivelatori LAr-TPC di grande massa.

2.3 L'esperimento ICARUS

L'esperimento ICARUS (*Imaging Cosmic And Rare Underground Signals*) rappresenta la prima realizzazione su larga scala della tecnologia *Liquid Argon Time Projection Chamber* (LAr-TPC), aprendo la strada ai moderni rivelatori ad argon liquido sviluppati per esperimenti di fisica del neutrino come DUNE.

Il progetto nacque dalla proposta avanzata da Carlo Rubbia nel 1977 di realizzare una "camera a bolle elettronica", capace di combinare l'elevata risoluzione spaziale delle camere a bolle con la lettura elettronica continua delle *Time Projection Chambers*. A partire da questa idea, il programma ICARUS sviluppò per oltre due decenni un'intensa attività di ricerca e sviluppo basata su prototipi di massa crescente, dimostrando progressivamente la fattibilità della tecnologia LAr-TPC.

Negli anni Ottanta, periodo in cui il progetto prese forma, non esistevano ancora evidenze sperimentali delle oscillazioni di neutrino. ICARUS venne quindi concepito principalmente per lo studio dei neutrini solari e atmosferici, per la ricerca del decadimento del protone e, più in generale, per la rivelazione di eventi rari. Uno degli obiettivi principali del programma era dimostrare la possibilità di operare grandi volumi di argon liquido ultra-puro, garantendo tempi di vita degli elettroni sufficientemente lunghi da consentire la deriva della carica su distanze metriche.

I primi prototipi permisero di validare le principali caratteristiche della tecnologia. Un

rivelatore da 3 tonnellate [41, 42], operativo nei primi anni Novanta, mostrò per la prima volta immagini tridimensionali di eventi ionizzanti con qualità comparabile a quella delle camere a bolle tradizionali. Successivamente, nel 1997, una LAr-TPC da 50 litri esposta al fascio CERN-SPS osservò le prime interazioni di neutrino in argon liquido, confermando definitivamente il potenziale della tecnica per la fisica del neutrino [43].

Il programma ICARUS dimostrò inoltre che la tecnologia LAr-TPC poteva essere scalata a volumi di centinaia di tonnellate mantenendo elevate prestazioni di imaging, calorimetria e identificazione delle particelle. L'evoluzione di questo percorso portò infine alla realizzazione del rivelatore ICARUS-T600, primo rivelatore LAr-TPC operato con successo su scala sub-kiloton.

2.3.1 Architettura del rivelatore ICARUS-T600

L'esperienza accumulata durante il programma di ricerca e sviluppo portò alla realizzazione di ICARUS-T600, la più grande LAr-TPC mai costruita all'epoca e il primo rivelatore ad argon liquido operato con successo su scala sub-kiloton. Il rivelatore era costituito da due moduli criogenici identici, denominati T300, con dimensioni interne pari a $3.6 \times 3.9 \times 19.6 \text{ m}^3$, per una massa totale di circa 760 tonnellate di argon liquido, di cui circa 476 tonnellate attive [40].

Ciascun modulo ospitava due *Time Projection Chambers* separate da un catodo centrale comune, generando due volumi di deriva indipendenti con campo elettrico orientato in direzioni opposte. La distanza massima di deriva era pari a circa 1.5 m. Operando con un campo elettrico nominale di 500 V/cm, gli elettroni di ionizzazione attraversavano il volume attivo con un tempo massimo di deriva dell'ordine di 1 ms. L'uniformità del campo elettrico era garantita da una *field cage* costituita da profili conduttivi mantenuti a potenziale progressivamente variabile, in modo da minimizzare le distorsioni del campo e preservare l'accuratezza della ricostruzione spaziale.

Ciascuna TPC era equipaggiata con un sistema anodico formato da tre piani di fili di acciaio inossidabile da 100 μm , con passo di 3 mm e orientazioni rispettivamente pari a 0° , $+60^\circ$ e -60° . I primi due piani erano operati in modalità di induzione, mentre il terzo svolgeva la funzione di collezione della carica di ionizzazione.

La combinazione delle diverse proiezioni bidimensionali con l'informazione temporale di deriva consentiva una ricostruzione tridimensionale dettagliata delle tracce ionizzanti con risoluzione millimetrica. Complessivamente il rivelatore disponeva di oltre 53 000 canali di lettura elettronica. La struttura modulare del sistema permetteva inoltre di operare grandi masse di argon liquido mantenendo elevate prestazioni di imaging, calorimetria e identificazione delle particelle.

Dietro i piani anodici era installato un sistema di fotomoltiplicatori criogenici dedicato alla rivelazione della luce di scintillazione dell'argon liquido, emessa nell'ultravioletto profondo

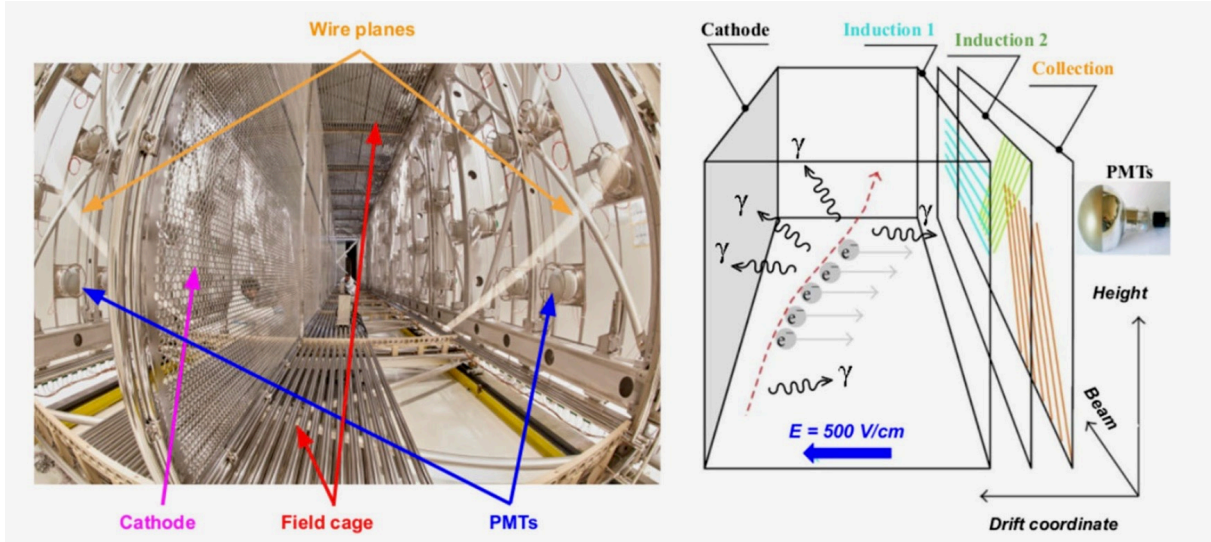


Figura 2.2: Schema del rivelatore ICARUS-T600. Il detector è costituito da due moduli criogenici T300, ciascuno contenente due volumi di deriva separati da un catodo centrale comune. Gli elettroni di ionizzazione derivano verso i piani anodici, mentre il sistema di PMT criogenici rivelano la luce di scintillazione prodotta nell'argon liquido.

($\lambda = 128 \text{ nm}$). Per rendere i PMT sensibili ai fotoni VUV, le finestre dei fotomoltiplicatori erano rivestite con Tetra-Phenyl Butadiene (TPB), un materiale wavelength shifter in grado di convertire la luce ultravioletta in fotoni nel visibile. Il sistema di scintillazione forniva il segnale temporale rapido necessario per il trigger dell'esperimento e per la determinazione del tempo iniziale degli eventi.

2.3.2 Prestazioni della tecnologia LAr-TPC

L'esperienza operativa di ICARUS-T600 dimostrò definitivamente la maturità della tecnologia LAr-TPC per esperimenti di fisica del neutrino su larga scala. Uno degli aspetti più critici per il corretto funzionamento del rivelatore era il mantenimento di livelli estremamente elevati di purezza dell'argon liquido. Grazie ai sistemi criogenici di ricircolo e purificazione, ICARUS raggiunse tempi di vita degli elettroni superiori a diversi millisecondi, corrispondenti a contaminazioni dell'ordine di poche decine di ppt di ossigeno equivalente. Tali condizioni permisero la deriva della carica su distanze metriche con perdite minime di segnale, validando la possibilità di operare grandi volumi di argon liquido ultra-puro.

Le capacità di imaging del rivelatore consentivano una ricostruzione estremamente dettagliata della topologia degli eventi, accompagnata da ottime prestazioni calorimetriche. La misura della perdita di energia dE/dx permetteva inoltre l'identificazione delle particelle e la separazione tra elettroni e fotoni attraverso l'analisi dell'inizio degli sciame elettromagnetici. Questa caratteristica risultava particolarmente importante negli studi di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, nei quali la discriminazione tra elettroni primari e conversioni

fotoniche rappresenta uno degli aspetti sperimentali più delicati.

ICARUS dimostrò inoltre la possibilità di effettuare misure calorimetriche precise e di ricostruire il momento delle particelle contenute mediante la loro lunghezza di range all'interno del volume attivo.

2.3.3 ICARUS ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso

Dopo una prima fase di test in superficie a Pavia nel 2001, ICARUS-T600 venne trasferito ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) [44], dove operò tra il 2010 e il 2013 esposto al fascio CNGS (*CERN Neutrinos to Gran Sasso*). Il fascio, prodotto al CERN e diretto verso il Gran Sasso attraverso una baseline di circa 730 km, era costituito principalmente da neutrini muonici ad alta energia, con un'energia media di circa 20 GeV.

Durante il run sotterraneo il rivelatore registrò circa 2650 interazioni di neutrino associate al fascio CNGS, operando con un tempo vivo superiore al 93%. Questa fase rappresentò la prima operazione prolungata di una LAr-TPC di grande massa in un esperimento di neutrini da fascio, confermando l'affidabilità della tecnologia in condizioni operative reali. Le prestazioni ottenute ai LNGS dimostrarono la stabilità del sistema criogenico, l'elevata qualità della ricostruzione calorimetrica e le capacità di identificazione delle particelle della tecnologia LAr-TPC. ICARUS venne inoltre impiegato nella ricerca di anomalie di oscillazione nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, ponendo importanti vincoli alle interpretazioni di tipo sterile neutrino suggerite dalle anomalie LSND [47].

2.3.4 ICARUS nel programma Short-Baseline Neutrino

Dopo la conclusione del programma CNGS, ICARUS-T600 venne trasferito al CERN per una fase di aggiornamento tecnologico e successivamente installato al Fermilab come far detector del programma *Short-Baseline Neutrino* (SBN) [36, 46]. Il programma SBN utilizza due rivelatori LAr-TPC posti a differenti distanze dal target del *Booster Neutrino Beam* (BNB) per effettuare misure di oscillazione short-baseline e investigare le anomalie compatibili con l'esistenza di neutrini sterili.

L'upgrade effettuato al CERN incluse una nuova elettronica di lettura, sistemi criogenici aggiornati e un miglioramento complessivo delle prestazioni di trigger e acquisizione dati. Particolare attenzione venne dedicata al sistema di rivelazione della scintillazione, completamente rinnovato mediante l'installazione di nuovi fotomoltiplicatori criogenici ad alta risoluzione temporale [46, 52]. Dopo il commissioning completato nel 2020, ICARUS iniziò regolarmente la presa dati con i fasci del Fermilab, acquisendo eventi sia dal *Booster Neutrino Beam* (BNB), fascio principale del programma SBN, sia dal fascio *Neutrinos at the Main Injector* (NuMI), osservato in configurazione *off-axis*. Il BNB viene prodotto facendo incidere protoni di circa 8.9 GeV su un bersaglio di Berillio; i pioni e i kaoni secondari generati nell'interazione vengono focalizzati mediante un horn magnetico e lasciati

decadere in un tunnel di decadimento, producendo un fascio costituito prevalentemente da neutrini muonici con energia dell'ordine di 1 GeV, particolarmente adatta agli studi delle oscillazioni a corto raggio e, in particolare, per la ricerca di neutrini sterili nel programma SBN. [45].

Oltre al BNB, il rivelatore è esposto ai neutrini del fascio NuMI, prodotto utilizzando protoni accelerati nel *Main Injector* del Fermilab. Poiché ICARUS è posizionato a circa 6° rispetto all'asse del fascio, esso osserva uno spettro energetico più ristretto, centrato intorno a 1.5 GeV, con una componente intrinseca di neutrini elettronici significativamente maggiore rispetto al BNB. Questa configurazione permette di affiancare al programma principale di ricerca dei neutrini sterili anche studi sulle interazioni neutrino-argon e misure di oscillazione nel canale elettronico [36].

Operando a bassa profondità, il rivelatore risulta esposto ad un intenso flusso di raggi cosmici che costituisce una delle principali sorgenti di fondo per gli eventi di neutrino associati al fascio. Durante il tempo massimo di deriva della TPC, pari a circa 1 ms, numerose particelle cosmiche possono attraversare il volume attivo producendo segnali non correlati all'interazione di neutrino. In media, circa undici tracce cosmiche attraversano il rivelatore durante ciascuna finestra di deriva.

L'attività cosmica può essere classificata come *in-time* oppure *out-of-time* rispetto alla finestra temporale del fascio. Nel primo caso, particelle cosmiche attraversano il rivelatore durante il beam spill e possono generare segnali indistinguibili da veri eventi di neutrino. Nel secondo caso, le tracce cosmiche vengono prodotte al di fuori della finestra del fascio ma rimangono visibili nella TPC a causa del lungo tempo di deriva degli elettroni.

Per mitigare il fondo cosmico, ICARUS è stato equipaggiato con un sistema esterno di *Cosmic Ray Tagger* (CRT) [46], il cui schema è visibile in Figura 2.3, con copertura quasi completa 4π , progettato per identificare le particelle cariche entranti nel volume attivo. I segnali del CRT vengono combinati con quelli del sistema di fotomoltiplicatori criogenici, che forniscono una misura temporale con risoluzione dell'ordine dei ns attraverso la rivelazione della luce di scintillazione. La combinazione delle informazioni temporali e geometriche provenienti da CRT, PMT e TPC consente di migliorare significativamente il rigetto degli eventi cosmici. Per ridurre ulteriormente il flusso di raggi cosmici, sopra il rivelatore è stato inoltre installato un *overburden* costituito da circa tre metri di cemento. Simulazioni Monte Carlo hanno mostrato che tale schermatura riduce significativamente il flusso di muoni cosmici e sopprime quasi completamente la componente elettromagnetica dei raggi cosmici, migliorando la sensibilità dell'esperimento alla ricerca di neutrini sterili. All'interno del programma SBN, ICARUS svolge un ruolo centrale nella ricerca di neutrini sterili short-baseline e nella validazione delle tecniche di ricostruzione e selezione eventi per futuri rivelatori LAr-TPC di grande massa.

Un esempio di evento di neutrino rivelato da ICARUS durante il programma Short-Baseline Neutrino è riportato in Figura 2.4, dove è mostrata la ricostruzione tridimen-

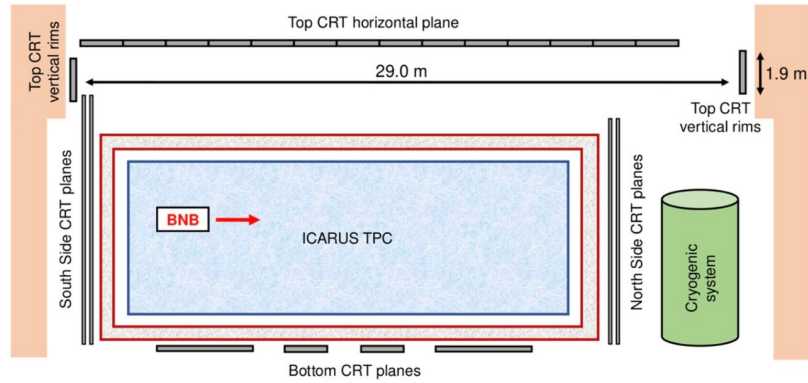


Figura 2.3: Schema dei moduli del *Cosmic Ray Tagger* (CRT) superiori, laterali e inferiori installati attorno al rivelatore ICARUS-T600. Il sistema CRT superiore si estende oltre la lunghezza del rivelatore e comprende pannelli verticali aggiuntivi che integrano il CRT laterale, garantendo una copertura pressoché completa delle regioni superiori e laterali del detector.

sionale di un'interazione ν_μ a corrente carica ottenuta mediante gli algoritmi di pattern recognition di Pandora. La figura evidenzia la capacità della tecnologia LAr-TPC di ricostruire con elevata precisione la topologia dell'evento, identificando la traccia del muone e le particelle secondarie prodotte nell'interazione.

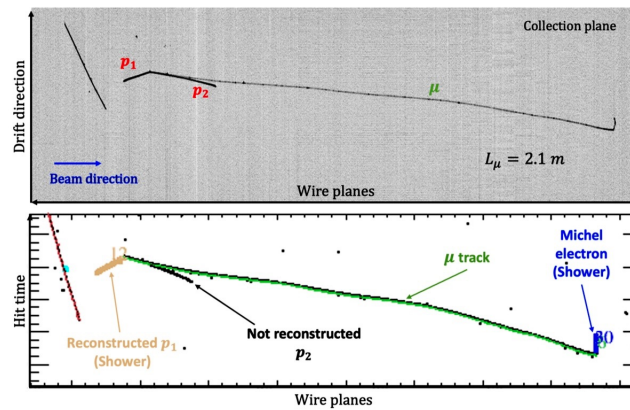


Figura 2.4: Esempio di evento ricostruito nel rivelatore ICARUS-T600. L'immagine mostra una interazione ν_μ CC con traccia muonica e particelle secondarie ricostruite mediante gli algoritmi di pattern recognition di Pandora.

Le operazioni di successo di ICARUS-T600, protrattesi per oltre vent'anni tra Pavia, LNGS e Fermilab, hanno dimostrato la maturità e la scalabilità della tecnologia LAr-TPC, aprendo la strada ai futuri esperimenti basati su argon liquido, in particolare al progetto DUNE.

2.4 L'esperimento DUNE

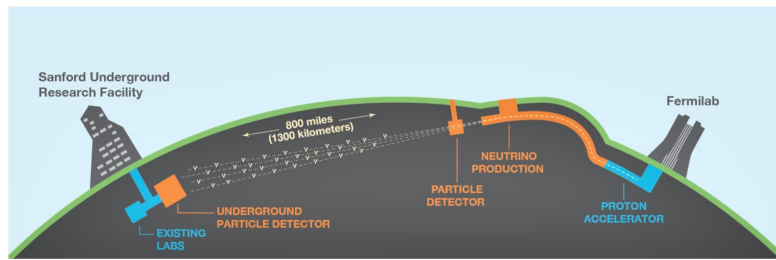


Figura 2.5: Schema dell'esperimento DUNE. Un intenso fascio di neutrini prodotto al Fermilab viene inviato al rivelatore vicino (*Near Detector*) e successivamente al rivelatore lontano (*Far Detector*) situato presso il Sanford Underground Research Facility (SURF), nel South Dakota, a una distanza di circa 1300 km.

Il *Deep Underground Neutrino Experiment* (DUNE) rappresenta uno dei principali programmi sperimentali di nuova generazione dedicati alla fisica dei neutrini. L'esperimento è sviluppato nell'ambito del programma *Long-Baseline Neutrino Facility* (LBNF) presso il Fermilab e coinvolge una vasta collaborazione internazionale composta da centinaia di ricercatori e numerosi istituti di ricerca provenienti da tutto il mondo.

DUNE è progettato per studiare con elevata precisione le oscillazioni dei neutrini utilizzando un intenso fascio di neutrini prodotto al Fermilab e diretto verso il Sanford Underground Research Facility (SURF), nel South Dakota, a una distanza di circa 1300 km, come mostrato schematicamente in Figura 2.5 [48]. La lunga baseline consente di investigare in modo particolarmente sensibile gli effetti di oscillazione di neutrini e antineutrini durante la propagazione attraverso la crosta terrestre, rendendo possibile lo studio della violazione della simmetria CP nel settore leptonic, la determinazione dell'ordinamento delle masse dei neutrini e la misura di precisione dei parametri di oscillazione.

Oltre al programma di oscillazione long-baseline, DUNE possiede un ampio potenziale scientifico in diversi ambiti della fisica astroparticellare. Tra gli obiettivi principali vi sono infatti la rivelazione di neutrini provenienti da supernovae galattiche e la ricerca del decadimento del protone, fenomeno previsto da numerose teorie di grande unificazione.

2.4.1 Struttura dell'esperimento

Il sistema sperimentale di DUNE è costituito da un Near Detector (ND) installato presso il Fermilab e da un Far Detector (FD) situato presso il laboratorio sotterraneo SURF.

La sorgente di neutrini di DUNE sarà fornita dalla *Long-Baseline Neutrino Facility* (LBNF) presso il Fermilab, progettata per produrre un fascio di neutrini ad altissima intensità. Il fascio sarà generato accelerando protoni fino a energie comprese tra 60 e

120 GeV tramite il complesso acceleratore del Fermilab, potenziato dal programma *PIP-II* [49]. I protoni verranno fatti collidere con un bersaglio di grafite producendo principalmente pioni e kaoni secondari. Tali particelle saranno focalizzate mediante *magnetic horns* e lasciate decadere in una regione dedicata, generando un intenso fascio di neutrini prevalentemente muonici diretto verso i rivelatori DUNE. Invertendo la polarità degli *horns* sarà inoltre possibile produrre un fascio dominato da antineutrini.

Il Near Detector svolge un ruolo fondamentale nella riduzione delle incertezze sistematiche associate alle misure di oscillazione. Esso permette infatti di caratterizzare il fascio prima che avvengano le oscillazioni, misurando con elevata precisione il flusso di neutrini e le sezioni d'urto di interazione neutrino-argon.

Il complesso del Near Detector sarà installato a circa 574 m dal bersaglio di produzione del fascio e sarà costituito da tre sottosistemi principali:

- *ArgonCube*, una LAr-TPC modulare ad alta granularità progettata per operare nell'ambiente ad alta intensità vicino al fascio;
- *Multi-Purpose Detector (MPD)*, una TPC ad argon gassoso immersa in un campo magnetico di 0.5 T, dedicata alla misura precisa del momento e del segno di carica delle particelle;
- *SAND (System for on-Axis Neutrino Detection)*, un rivelatore posto lungo l'asse del fascio per il monitoraggio continuo della stabilità e composizione del fascio.

Il Far Detector sarà invece costituito da quattro moduli LAr-TPC di grande massa installati a circa 1.5 km di profondità presso il sito SURF. Ogni modulo conterrà circa 17.5 kt di argon liquido, con una massa fiduciale attiva di circa 10 kt. Ciascun modulo sarà ospitato all'interno di un grande criostato criogenico operante a circa 88 K.

Le enormi dimensioni del rivelatore richiedono lo sviluppo di tecnologie altamente scalabili per la deriva della carica, la criogenia, l'elettronica di lettura e la rivelazione della luce. Le lunghe distanze di deriva e gli elevati voltaggi operativi introducono inoltre importanti sfide tecnologiche legate alla stabilità del campo elettrico, alla purezza criogenica dell'argon liquido e alla riduzione del rumore elettronico.

2.4.2 Configurazioni tecnologiche del Far Detector

La tecnologia adottata in DUNE rappresenta l'evoluzione su larga scala della tecnologia LAr-TPC sviluppata e validata dall'esperimento ICARUS. L'esperienza accumulata con ICARUS ha infatti dimostrato la possibilità di operare grandi volumi di argon liquido ultra-puro, garantendo elevate prestazioni in termini di imaging tridimensionale, ricostruzione calorimetrica e identificazione delle particelle.

Per il Far Detector di DUNE sono previste differenti configurazioni tecnologiche basate sul principio della *Liquid Argon Time Projection Chamber* [49]. In particolare, i moduli *Horizontal Drift* (HD) adottano una configurazione single-phase nella quale la deriva della carica avviene orizzontalmente verso grandi piani anodici verticali. La Figura 2.6 mostra lo schema della configurazione *Horizontal Drift*.

La geometria del rivelatore è basata su una configurazione A-C-A-C-A costituita da anodi e catodi alternati, separati da distanze di circa 3.5 m. Gli anodi sono realizzati mediante *Anode Plane Assemblies* (APA), grandi strutture modulari che supportano migliaia di fili conduttivi orientati secondo differenti angolazioni per consentire la ricostruzione tridimensionale degli eventi.

L'elettronica di front-end è installata direttamente sugli APA e opera immersa nell'argon liquido criogenico, riducendo il rumore elettronico e migliorando il rapporto segnale-rumore. La struttura modulare degli APA e la geometria simmetrica del sistema consentono inoltre una buona scalabilità verso rivelatori multi-kiloton, mantenendo uniformità del campo elettrico e stabilità meccanica. I moduli HD operano con un campo di deriva nominale di circa 500 V/cm, valore scelto come compromesso tra velocità di deriva, attenuazione della carica e stabilità operativa del rivelatore.

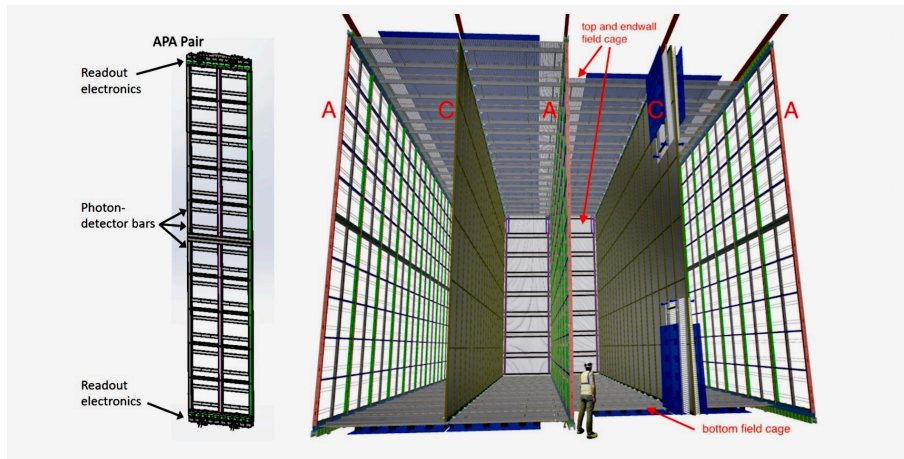


Figura 2.6: Schema della configurazione *Horizontal Drift* (HD) prevista per il Far Detector di DUNE. La deriva della carica avviene orizzontalmente verso gli *Anode Plane Assemblies* (APA).

Accanto alla configurazione *Horizontal Drift*, DUNE prevede anche moduli *Vertical Drift* (VD), nei quali il campo elettrico è orientato verticalmente e gli elettroni di ionizzazione derivano verso sistemi anodici posti nella parte superiore e inferiore del rivelatore. In questa configurazione il catodo è disposto orizzontalmente al centro del criostato, mentre la deriva della carica può raggiungere distanze fino a circa 6 m.

Il sistema anodico è costituito da *Charge Readout Planes* (CRP), strutture basate su circuiti stampati perforati che permettono la lettura della carica tramite strip di induzione e collezione. La geometria a deriva verticale consente di ridurre il numero complessivo di

canali elettronici e di migliorare la scalabilità del rivelatore mantenendo elevate capacità di ricostruzione spaziale e calorimetrica. Dal punto di vista meccanico ed elettrico, la geometria VD consente inoltre di concentrare l'elettronica in regioni più accessibili del criostato, riducendo possibili distorsioni del campo elettrico e semplificando le operazioni di installazione e manutenzione. La Figura 2.7 mostra lo schema della configurazione Vertical Drift.

Le grandi distanze di deriva richiedono tuttavia livelli estremamente elevati di purezza dell'argon liquido, necessari per limitare le perdite di carica dovute all'attaccamento elettronico alle impurità. Inoltre, le grandi dimensioni del volume attivo comportano una significativa attenuazione della luce di scintillazione prodotta dagli eventi.

A differenza della configurazione HD, i *Charge Readout Planes* risultano opachi alla luce di scintillazione; per questo motivo il Photon Detection System viene installato sulle superfici della *field cage* e sul catodo. L'integrazione dei fotorivelatori sul catodo ad alta tensione richiede inoltre soluzioni dedicate, come i sistemi *Power over Fiber* (PoF) e *Signal over Fiber* (SoF), sviluppati per alimentare e leggere i fotosensori preservando l'isolamento elettrico del sistema.

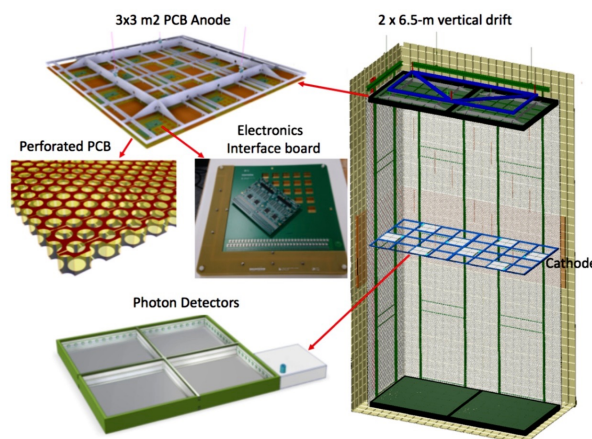


Figura 2.7: Schema della configurazione *Vertical Drift* (VD) per il Far Detector di DUNE. Gli elettroni di ionizzazione derivano verticalmente verso i *Charge Readout Planes* (CRP), mentre il sistema di rivelazione della luce è installato sul catodo e sulla *field cage*.

Sebbene l'attuale configurazione del Far Detector sia principalmente basata su tecnologie single-phase, DUNE ha dedicato un importante programma di ricerca e sviluppo anche a configurazioni dual-phase[50]. In queste configurazioni gli elettroni di ionizzazione vengono estratti dall'argon liquido verso una sottile regione di argon gassoso e amplificati prima della raccolta anodica. L'estrazione avviene mediante un intenso campo elettrico applicato in prossimità dell'interfaccia liquido-gas, mentre l'amplificazione della carica è ottenuta tramite dispositivi *Large Electron Multipliers* (LEM).

Questa configurazione consente di migliorare il rapporto segnale-rumore, aumentare le

distanze di deriva e ottenere elevate prestazioni calorimetriche. Tuttavia richiede sistemi ad alta tensione più complessi e un controllo estremamente preciso delle condizioni criogeniche e dell'interfaccia tra fase liquida e gassosa.

Le principali soluzioni tecnologiche sviluppate per DUNE sono state validate attraverso il programma ProtoDUNE presso il CERN Neutrino Platform. I prototipi ProtoDUNE-SP e ProtoDUNE-DP hanno permesso di testare su larga scala i sistemi criogenici, l'elettronica di lettura, la stabilità dell'alta tensione e le prestazioni dei sistemi di rivelazione della luce, fornendo informazioni fondamentali per la progettazione dei moduli del Far Detector.

2.4.3 Il sistema di rivelazione della luce

Oltre alla raccolta della carica di ionizzazione, i rivelatori LAr-TPC utilizzano la luce di scintillazione prodotta nell'argon liquido per determinare il tempo iniziale dell'evento (t_0), fornire informazioni di trigger e migliorare la ricostruzione temporale degli eventi. Nel caso di DUNE, le enormi dimensioni del Far Detector richiedono sistemi di fotorivelazione altamente efficienti e scalabili, capaci di operare in ambiente criogenico e di rivelare la luce di scintillazione dell'argon liquido, emessa nella regione dell' ultravioletto profondo (VUV) a circa 128 nm.

A differenza di ICARUS, dove la rivelazione della luce è affidata principalmente a fotomoltiplicatori criogenici, DUNE utilizza sistemi innovativi basati su materiali *wavelength shifter* e dispositivi per l'intrappolamento ottico dei fotoni, come gli ARAPUCA e gli X-ARAPUCA. Questi dispositivi convertono la luce VUV verso lunghezze d'onda maggiori e intrappolano i fotoni all'interno di cavità altamente riflettenti, guidandoli verso fotosensori SiPM e aumentando significativamente l'efficienza di raccolta della luce.

Nella configurazione X-ARAPUCA, una combinazione di materiali *wavelength shifter*, filtri dielettrici e superfici altamente riflettenti permette di intrappolare otticamente i fotoni convertiti e guidarli verso matrici di SiPM, migliorando l'efficienza di raccolta rispetto ai tradizionali sistemi basati su light guide.

Tali tecnologie risultano fondamentali per garantire un'efficiente determinazione del tempo iniziale degli eventi, il trigger di eventi rari e la ricostruzione temporale in volumi attivi di dimensioni multi-kiloton. I processi di scintillazione dell'argon liquido e le principali tecnologie di fotorivelazione verranno discussi nel dettaglio nel capitolo successivo.

Capitolo 3

Luce di scintillazione in LAr e sistemi di fotorivelazione

3.1 Produzione della luce di scintillazione in LAr

La rivelazione della luce di scintillazione rappresenta una componente essenziale dei moderni rivelatori ad argon liquido. Oltre a fornire informazioni temporali fondamentali per la ricostruzione degli eventi, il segnale luminoso contribuisce alle procedure di trigger, alla reiezione del fondo cosmico e alla determinazione dell'energia depositata nel mezzo.

Il passaggio di una particella carica attraverso l'argon liquido comporta il deposito di energia nel mezzo mediante processi di eccitazione e ionizzazione atomica. Mentre gli elettroni prodotti dalla ionizzazione costituiscono il segnale di carica raccolto dalla Time Projection Chamber (TPC), gli stati eccitati sono responsabili della produzione della luce di scintillazione, che rappresenta il segnale ottico primario nei rivelatori LAr-TPC [53].

L'energia depositata dalla particella incidente può essere schematizzata come

$$E_0 = N_{\text{ion}}E_{\text{ion}} + N_{\text{exc}}E_{\text{exc}} + N_{\text{ion}}\epsilon, \quad (3.1)$$

dove N_{ion} e N_{exc} rappresentano rispettivamente il numero di ionizzazioni e di eccitazioni prodotte, mentre ϵ indica l'energia residua trasportata dagli elettroni sub-eccitati.

La scintillazione nell'argon liquido è dovuta alla formazione e al successivo decadimento di stati molecolari eccitati denominati *eccimeri*. Tali stati possono esistere esclusivamente nella configurazione eccitata, mentre il corrispondente stato fondamentale è repulsivo [53]. Di conseguenza, il decadimento radiativo dell'eccimero è accompagnato dalla dissociazione della molecola nei due atomi costituenti.

La formazione degli eccimeri, e quindi della scintillazione, può avvenire attraverso due differenti meccanismi. Nel primo caso, detto canale di eccitazione diretta, un atomo di

argon eccitato interagisce con un atomo neutro circostante formando un dimero eccitato:



Un secondo contributo deriva dalla ricombinazione delle coppie elettrone-ione prodotte dalla ionizzazione. Gli ioni positivi formano rapidamente dimeri ionizzati,



che, catturando un elettrone libero, generano uno stato molecolare eccitato:



In entrambi i casi si ottiene lo stesso stato eccitato Ar_2^* , responsabile dell'emissione della luce di scintillazione [53]. La formazione degli eccimeri attraverso il canale di eccitazione diretta avviene su scale temporali dell'ordine del picosecondo, mentre i processi di ricombinazione si sviluppano tipicamente su tempi dell'ordine del nanosecondo.

Gli eccimeri possono essere prodotti in due differenti configurazioni di spin, corrispondenti agli stati molecolari $^1\Sigma_u^+$, e $^3\Sigma_u^+$, comunemente indicati come stato di singoletto e stato di tripletto [54]. Il loro decadimento radiativo avviene secondo il processo



con emissione di fotoni nella regione dell' ultravioletto profondo (VUV), caratterizzati da una lunghezza d'onda media pari a

$$\lambda \simeq 128 \text{ nm} \quad (3.6)$$

[55]. La struttura temporale della scintillazione riflette la presenza dei due stati eccitati. Lo stato di singoletto decade rapidamente con una costante temporale dell'ordine di $\tau_S \simeq 6 \text{ ns}$, generando la componente veloce del segnale luminoso. Lo stato di tripletto presenta invece un decadimento significativamente più lento, con una costante temporale tipicamente compresa tra 1.3 e 1.6 μs , responsabile della componente lenta della scintillazione [54, 55]. Un esempio dell'andamento temporale delle due componenti è riportato in Figura 3.1.

La differenza tra i due tempi caratteristici è legata alle regole di selezione quantistiche, che rendono fortemente soppressa la transizione dallo stato di tripletto allo stato fondamentale. Le popolazioni relative degli stati di singoletto e tripletto dipendono inoltre dal meccanismo di produzione dell'eccimero e dalla densità di ionizzazione della particella incidente, influenzando la forma temporale complessiva del segnale di scintillazione.

La presenza di queste due componenti temporali costituisce una caratteristica peculiare

dell'argon liquido e viene sfruttata in numerose applicazioni per la discriminazione del tipo di particella e per il monitoraggio delle condizioni del mezzo.

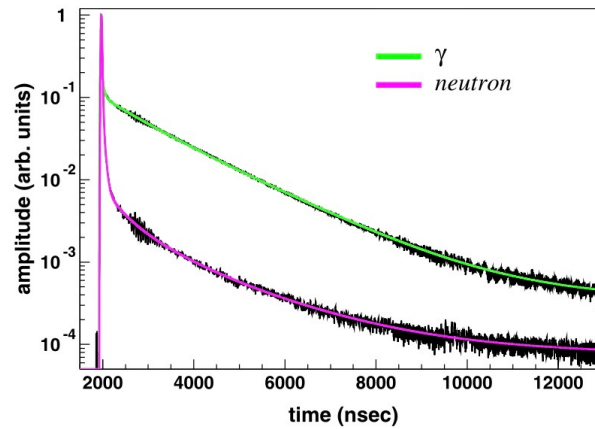


Figura 3.1: Andamento temporale della luce di scintillazione prodotta in argon liquido per interazioni indotte da raggi gamma (verde) e neutroni (rosa). In entrambi i casi sono chiaramente visibili la componente veloce, associata al decadimento degli stati singoletto, e la componente lenta, dovuta al decadimento degli stati tripletto. Il picco iniziale del segnale è dominato dalla componente rapida, mentre la coda temporale estesa riflette il contributo della componente lenta. Figura adattata da [56].

L'elevata efficienza dei processi descritti si traduce in una notevole resa luminosa. In assenza di campo elettrico applicato, l'argon liquido produce circa:

$$4 \times 10^4 \text{ fotoni/MeV}, \quad (3.7)$$

[53, 55] rendendolo uno dei più efficienti scintillatori utilizzati nella fisica delle particelle. Una frazione significativa della luce emessa deriva dai processi di ricombinazione, mentre la restante parte è associata all'eccitazione diretta.

La resa luminosa dipende tuttavia dalle condizioni operative del rivelatore. In presenza di un campo elettrico di deriva, gli elettroni vengono separati più efficacemente dagli ioni positivi e raccolti dal sistema di lettura della TPC, riducendo la probabilità di ricombinazione. Ne consegue una diminuzione della luce prodotta e un aumento della carica raccolta. Poiché l'energia depositata viene ripartita tra carica raccolta e luce prodotta, la combinazione delle due informazioni permette di migliorare la risoluzione energetica del rivelatore e rappresenta il principio alla base delle tecniche calorimetriche utilizzate nelle moderne LAr-TPC.

La purezza dell'argon liquido riveste infine un ruolo cruciale. Impurità quali ossigeno, acqua e azoto possono interferire con i processi di formazione e decadimento degli eccimeri, riducendo la resa luminosa e modificando il profilo temporale della scintillazione. Tale fenomeno, noto come *quenching*, comporta una riduzione del numero di fotoni emessi e

può alterare in particolare la componente lenta del segnale luminoso [57, 58]. Per questo motivo il monitoraggio della luce emessa fornisce uno strumento complementare per il controllo delle condizioni operative del rivelatore.

3.2 Propagazione della luce VUV in LAr

Una volta prodotta, la luce di scintillazione deve propagarsi nel volume attivo del rivelatore fino a raggiungere i sensori ottici. Come già osservato, i fotoni emessi dall'argon liquido presentano una lunghezza d'onda caratteristica di circa 128 nm, appartenente alla regione dell'ultravioletto profondo (VUV). Di conseguenza, il trasporto di questa radiazione risulta fortemente condizionato dalle proprietà ottiche dell'argon liquido, nonché dalla presenza di impurità e dei diversi materiali all'interno del rivelatore.

In condizioni ideali, l'argon liquido altamente puro è sostanzialmente trasparente alla propria luce di scintillazione [53] e l'autoassorbimento dei fotoni VUV può essere considerato trascurabile. In un rivelatore reale, tuttavia, la probabilità che un fotone raggiunga un sensore ottico diminuisce progressivamente con la distanza percorsa a causa di diversi processi di attenuazione e diffusione.

L'attenuazione della luce può essere descritta mediante una lunghezza caratteristica λ_{att} , che tiene conto dei diversi contributi responsabili della perdita di fotoni durante la propagazione. Tra questi rivestono particolare importanza l'assorbimento dovuto alle impurità presenti nell'argon liquido, l'assorbimento da parte dei materiali interni al rivelatore e i fenomeni di diffusione elastica della radiazione.

L'assorbimento della luce VUV è principalmente associato alla presenza di impurità fotosensibili, come ossigeno, acqua e altre molecole contaminanti [57, 58], oppure a materiali caratterizzati da elevata assorbanza nell'ultravioletto. A differenza del quenching, che modifica direttamente il processo di produzione della scintillazione, l'assorbimento agisce durante la propagazione e riduce il numero di fotoni disponibili per la rivelazione senza alterarne in modo significativo la struttura temporale del segnale.

Un secondo fenomeno fondamentale è lo scattering di Rayleigh, un processo elastico dovuto alle fluttuazioni microscopiche della densità del mezzo. In questo caso il fotone non viene assorbito, ma subisce una variazione casuale della propria direzione di propagazione. Per la luce VUV dell'argon liquido la lunghezza di scattering Rayleigh è tipicamente dell'ordine di alcune decine di centimetri [53], rendendo questo effetto particolarmente rilevante nei rivelatori di grande volume.

Lo scattering di Rayleigh aumenta infatti il cammino ottico effettivo percorso dai fotoni rispetto alla distanza geometrica tra il punto di produzione e il punto di rivelazione. Ne consegue un allargamento della distribuzione dei tempi di arrivo della luce e una modifica della distribuzione spaziale dei fotoni raccolti dai sensori ottici.

In apparati relativamente compatti come ICARUS tali effetti risultano generalmente contenuti, mentre assumono un'importanza crescente in rivelatori di grande massa come DUNE [48], nei quali i fotoni possono percorrere distanze dell'ordine di diversi metri prima di essere rivelati. Per questo motivo la propagazione della luce deve essere accuratamente modellizzata nelle simulazioni ottiche utilizzate per la progettazione e l'ottimizzazione dei sistemi di rivelazione.

Oltre alle proprietà intrinseche dell'argon liquido, anche i materiali presenti all'interno della TPC influenzano significativamente la raccolta della luce. Superfici assorbenti riducono il numero di fotoni rivelabili, mentre materiali riflettenti o rivestiti con opportuni wavelength shifter possono aumentare la probabilità che la radiazione raggiunga i sensori ottici.

La propagazione della luce VUV rappresenta quindi il collegamento tra il processo microscopico di scintillazione e la misura sperimentale del segnale ottico. La necessità di rivelare efficientemente fotoni prodotti in un volume esteso richiede l'impiego di sistemi di fotorivelazione dedicati e di materiali capaci di convertire la radiazione VUV in lunghezze d'onda più facilmente rivelabili.

3.3 Materiali WLS

La luce di scintillazione prodotta nell'argon liquido costituisce un'importante sorgente di informazione per la determinazione del tempo di interazione e per la ricostruzione degli eventi. Tuttavia, essendo emessa nella regione dell'ultravioletto profondo, la sua rivelazione diretta presenta notevoli difficoltà sperimentali.

La maggior parte dei fotorivelatori comunemente utilizzati nella fisica delle particelle presenta infatti una sensibilità limitata alle lunghezze d'onda VUV. Inoltre, molti materiali ottici impiegati nella realizzazione dei sensori, come finestre di vetro e guide di luce, mostrano una forte assorbanza in questa regione spettrale, riducendo drasticamente la probabilità di rivelazione dei fotoni prodotti nell'argon liquido. Per questo motivo, nei rivelatori LAr-TPC si ricorre generalmente all'impiego di materiali *wavelength shifter* (WLS), in grado di convertire la radiazione VUV in luce visibile o nel vicino ultravioletto, dove i sensori ottici raggiungono la massima efficienza di rivelazione.

Il principio di funzionamento di un wavelength shifter si basa sull'assorbimento del fotone incidente e sulla successiva riemissione ad una lunghezza d'onda maggiore. Dopo l'assorbimento della radiazione VUV, le molecole del materiale vengono eccitate a livelli energetici superiori e decadono successivamente verso stati meno energetici mediante emissione radiativa. Poiché una parte dell'energia viene dissipata attraverso processi non radiativi, il fotone emesso possiede energia inferiore e quindi una lunghezza d'onda maggiore rispetto a quella del fotone originario. Questo fenomeno, noto come *Stokes shift*, permette di traslare efficacemente la luce di scintillazione dell'argon liquido in una regione

spetttrale più favorevole alla rivelazione.

Tra i diversi materiali utilizzati nelle applicazioni criogeniche, il più diffuso nelle LAr-TPC è il tetrafenil-butadiene (Tetraphenyl Butadiene, TPB) [59]. Questo composto organico presenta un'elevata probabilità di assorbimento dei fotoni VUV emessi dall'argon liquido e una notevole efficienza di conversione verso il visibile. In particolare, il TPB assorbe la radiazione intorno a 128 nm e la riemette con uno spettro centrato tipicamente nella regione blu del visibile, attorno a 420–430 nm [60], compatibile con la massima sensibilità di molti sistemi di fotorivelazione. Esso presenta inoltre un'elevata efficienza quantica di conversione e mantiene buone prestazioni anche alle temperature criogeniche dell'argon liquido.

Grazie a queste proprietà, il TPB è stato ampiamente adottato negli esperimenti basati sulla tecnologia LAr-TPC. Esso può essere depositato direttamente sulle superfici fotosensibili dei rivelatori oppure utilizzato come rivestimento di supporti ottici dedicati. Nei sistemi basati su fotomoltiplicatori, come nel caso di ICARUS [46], il TPB viene applicato sulla finestra del sensore per consentire la conversione della luce VUV in fotoni visibili prima della rivelazione. Nei sistemi di nuova generazione sviluppati per DUNE, il principio della conversione di lunghezza d'onda rimane altrettanto fondamentale e costituisce uno degli elementi chiave del funzionamento dei moduli X-ARAPUCA [48, 51].

L'utilizzo dei wavelength shifter rappresenta quindi il collegamento tra la produzione della luce di scintillazione nell'argon liquido e la sua rivelazione mediante sensori ottici. La scelta del materiale convertitore e della sua integrazione nel sistema di fotorivelazione influenza direttamente l'efficienza di raccolta della luce e, di conseguenza, le prestazioni complessive del rivelatore.

3.4 Sistema di rivelazione della luce in ICARUS

La rivelazione della luce di scintillazione costituisce una componente fondamentale del rivelatore ICARUS. Sebbene la ricostruzione tridimensionale degli eventi sia affidata principalmente alla raccolta della carica di ionizzazione mediante la tecnologia LAr-TPC, il segnale luminoso fornisce informazioni temporali indispensabili per la corretta interpretazione dei dati.

In particolare, la luce di scintillazione consente di determinare il tempo assoluto dell'interazione, indicato convenzionalmente con t_0 . La conoscenza di questo parametro è necessaria per ricostruire la coordinata dell'evento lungo la direzione di deriva degli elettroni e permette di associare correttamente i segnali raccolti dalla TPC alla posizione spaziale dell'interazione.

Nel programma *Short-Baseline Neutrino* del Fermilab il sistema ottico assume inoltre un'importanza ancora maggiore. Operando in condizioni di bassa profondità, ICARUS è infatti esposto ad un intenso flusso di raggi cosmici che rappresenta una delle principali

sorgenti di fondo per gli eventi di neutrino associati ai fasci Booster Neutrino Beam (BNB) e NuMI. La misura del tempo di arrivo della luce permette di identificare le interazioni che avvengono all'interno delle finestre temporali del fascio e contribuisce in modo significativo alla reiezione del fondo cosmico. Inoltre, il sistema di rivelazione della luce fornisce informazioni essenziali per le logiche di trigger dell'esperimento e supporta la ricostruzione degli eventi [46].

3.4.1 I fotomoltiplicatori del rivelatore ICARUS

Per la raccolta della luce di scintillazione, il rivelatore ICARUS-T600 è equipaggiato con un sistema ottico costituito da 360 fotomoltiplicatori criogenici Hamamatsu R5912-MOD da 8 pollici [52], distribuiti uniformemente dietro le quattro Time Projection Chambers. Ciascuna TPC è strumentata con 90 PMT, installati in modo da garantire una copertura omogenea del volume attivo e massimizzare l'efficienza di raccolta della luce. La figura 3.2 mostra uno schema della disposizione dei fotomoltiplicatori.

I fotomoltiplicatori sono montati sulle strutture meccaniche delle camere a fili e posizionati a circa 5 mm dietro il piano di collezione, con il fotocatodo rivolto verso il volume attivo del rivelatore [52]. Attorno a ciascun PMT è inoltre installata una gabbia di schermatura in acciaio inossidabile, progettata per ridurre l'induzione di segnali spurii sui fili della TPC causati dagli impulsi elettrici generati dal fotomoltiplicatore.

I PMT utilizzati in ICARUS sono stati appositamente modificati per operare nelle condizioni criogeniche dell'argon liquido, a una temperatura di circa 87 K. In particolare, i dispositivi impiegano fotocatodi bialcalini depositati su uno strato di platino, soluzione che consente di preservare l'efficienza di conversione fotoelettrica e la stabilità del guadagno anche alle basse temperature operative del rivelatore.

Quando un fotone raggiunge il fotocatodo, può estrarre un fotoelettrone attraverso l'effetto fotoelettrico. L'elettrone viene successivamente accelerato verso una catena di dinodi mantenuti a potenziali progressivamente crescenti. Ad ogni impatto si genera un processo di emissione secondaria che moltiplica il numero di elettroni presenti, producendo infine all'anodo un impulso elettrico amplificato proporzionale al numero di fotoni incidenti. Grazie a questa tecnica di amplificazione, i PMT raggiungono guadagni tipicamente compresi tra 10^6 e 10^7 , consentendo la rivelazione di segnali luminosi estremamente deboli. Poiché la luce di scintillazione dell'argon liquido è emessa nella regione dell'ultravioletto profondo, con lunghezza d'onda caratteristica di circa 128 nm, la sua rivelazione diretta mediante i PMT risulta impossibile. Il vetro della finestra del fotomoltiplicatore presenta infatti una forte assorbanza a tali lunghezze d'onda, risultando sostanzialmente opaco.

Per superare questa limitazione, ciascun PMT di ICARUS è rivestito mediante evaporazione con uno strato di tetrafenil-butadiene (TPB) avente una densità superficiale di circa $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ [59]. Il TPB agisce come wavelength shifter, assorbendo i fotoni VUV

emessi dall'argon liquido e rimettendoli nel visibile, in una regione spettrale nella quale il fotocatodo presenta elevata sensibilità. Questa conversione permette di sfruttare efficacemente la luce di scintillazione mantenendo elevate prestazioni anche nelle condizioni criogeniche del rivelatore.

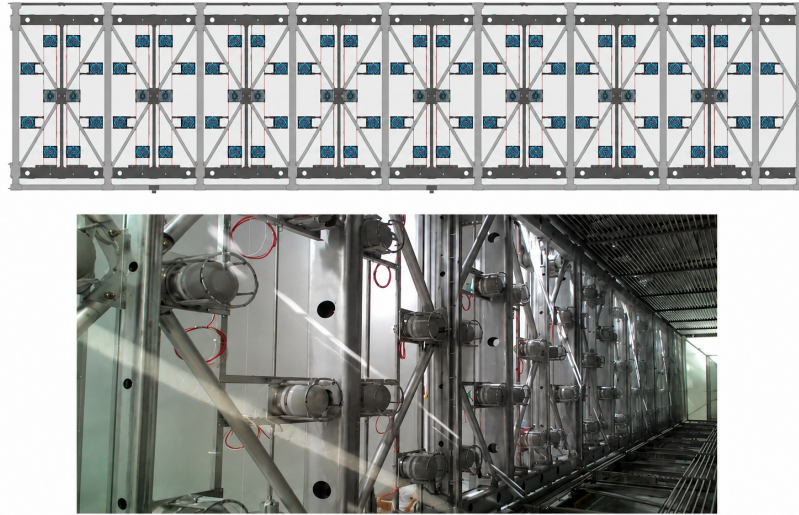


Figura 3.2: Sistema di rivelazione della luce di ICARUS-T600. In alto è mostrata la disposizione dei 90 fotomoltiplicatori installati dietro ciascuna camera TPC; in basso una fotografia della configurazione reale all'interno del rivelatore. I PMT, rivestiti con TPB, consentono la rivelazione della luce di scintillazione dell'argon liquido e la determinazione del tempo iniziale degli eventi.

3.4.2 Ricostruzione dei flash di scintillazione

I segnali registrati dai fotomoltiplicatori vengono elaborati per identificare i cosiddetti *flash di scintillazione*, ossia gruppi di impulsi luminosi prodotti dalla stessa interazione fisica nel rivelatore. Un flash è costituito dall'insieme dei segnali osservati dai diversi PMT entro una finestra temporale compatibile con la propagazione della luce nel volume attivo.

Per ciascun flash vengono ricostruiti diversi parametri, tra cui il tempo di arrivo, la quantità totale di luce raccolta e la distribuzione spaziale dei segnali sui fotomoltiplicatori. Il tempo del flash fornisce una misura diretta del tempo iniziale dell'interazione (t_0), informazione essenziale per la ricostruzione della coordinata lungo la direzione di deriva degli elettroni.

La distribuzione della luce osservata dai diversi PMT contiene inoltre informazioni sulla posizione dell'evento all'interno del rivelatore. Sebbene la risoluzione spaziale ottenibile con il sistema ottico sia inferiore a quella fornita dalla TPC, essa rappresenta un importante strumento complementare nella ricostruzione degli eventi.

I flash di scintillazione vengono successivamente associati alle tracce e agli sciami elettro-

magnetici ricostruiti mediante la Time Projection Chamber. Tale procedura, nota come *flash matching*, permette di verificare la compatibilità tra la posizione ricostruita dalla TPC e quella stimata attraverso il sistema ottico, migliorando l'identificazione degli eventi di neutrino e contribuendo alla reiezione del fondo cosmico [46].

3.4.3 Trigger e calibrazione del sistema ottico

Oltre alla determinazione del tempo iniziale degli eventi, il sistema di rivelazione della luce svolge un ruolo fondamentale nelle logiche di trigger dell'esperimento. I segnali provenienti dai PMT vengono combinati per identificare aumenti improvvisi della luce di scintillazione compatibili con un'interazione fisica nel volume attivo del rivelatore.

Nel programma Short-Baseline Neutrino, il trigger ottico è sincronizzato con le finestre temporali dei fasci BNB e NuMI. La coincidenza tra un flash di scintillazione e l'arrivo del fascio costituisce uno dei principali criteri utilizzati per selezionare le interazioni di neutrino e ridurre il contributo dovuto ai raggi cosmici.

Per garantire prestazioni stabili nel tempo, il sistema ottico viene periodicamente monitorato mediante il sistema di calibrazione laser [52]. Gli impulsi luminosi generati dal diodo a 405 nm vengono distribuiti ai singoli fotomoltiplicatori tramite fibre ottiche dedicate, consentendo di misurare con precisione i ritardi temporali relativi tra i canali e di verificare l'uniformità della risposta del sistema.

Le procedure di calibrazione permettono inoltre di monitorare eventuali variazioni del guadagno dei PMT e di correggere possibili derive delle prestazioni dovute alle condizioni operative criogeniche. La stabilità temporale del sistema ottico è particolarmente importante per le misure di tempo di volo, per la determinazione accurata del t_0 e per il corretto funzionamento delle logiche di trigger dell'esperimento.

3.5 Sistema di rivelazione della luce in DUNE

Le dimensioni senza precedenti del Far Detector di DUNE pongono sfide significative per la raccolta della luce di scintillazione. Ciascun modulo Single-Phase contiene circa 10 kt di argon liquido attivo e presenta dimensioni dell'ordine di decine di metri, rendendo inefficiente l'impiego di sistemi basati esclusivamente su fotomoltiplicatori tradizionali.

In un rivelatore di tali dimensioni, i fotoni prodotti dalla scintillazione possono percorrere lunghe distanze prima di raggiungere un sensore ottico, subendo fenomeni di scattering e attenuazione che riducono la probabilità di rivelazione. Inoltre, la strumentazione di ampie superfici mediante PMT comporterebbe costi elevati e notevoli difficoltà di integrazione meccanica.

Per queste ragioni il Photon Detection System (PDS) di DUNE adotta una soluzione innovativa basata su Silicon Photomultipliers (SiPM) e dispositivi di raccolta della luce

denominati X-ARAPUCA, integrati direttamente nelle Anode Plane Assemblies (APA) del rivelatore. Il sistema ottico ha il compito di determinare il tempo assoluto dell'interazione (t_0), contribuire alla ricostruzione degli eventi e garantire elevata sensibilità a segnali luminosi deboli, come quelli associati ai neutrini provenienti da esplosioni di supernova [48, 49].

I Silicon Photomultipliers rappresentano un'alternativa compatta ai tradizionali fotomoltiplicatori. Essi sono costituiti da matrici di microcelle a semiconduttore operanti in regime Geiger, ciascuna delle quali è in grado di rivelare singoli fotoni incidenti. L'elevata densità di microcelle consente di ottenere una risposta proporzionale al numero di fotoni incidenti, mantenendo al tempo stesso dimensioni compatte e bassi consumi di potenza, caratteristiche particolarmente vantaggiose per un sistema distribuito su migliaia di canali come quello di DUNE [49].

Rispetto ai PMT, i SiPM presentano numerosi vantaggi per applicazioni criogeniche: dimensioni ridotte, elevata efficienza di rivelazione dei fotoni, insensibilità ai campi magnetici e possibilità di integrazione in sistemi altamente segmentati. Inoltre, alle temperature dell'argon liquido (87 K) il rumore termico si riduce drasticamente, migliorando le prestazioni del dispositivo.

L'impiego dei SiPM permette di distribuire uniformemente il sistema di rivelazione della luce all'interno delle APA, mantenendo un ingombro minimo e garantendo una grande flessibilità progettuale.

3.5.1 Principio di funzionamento dell'ARAPUCA

Per aumentare l'efficienza di raccolta della luce è stato sviluppato il dispositivo ARAPUCA, una trappola fotonica che combina materiali wavelength shifter, filtri dicroici e superfici altamente riflettenti [61].

Il principio di funzionamento si basa sulla conversione della luce VUV incidente in fotoni di lunghezza d'onda maggiore. Un primo strato di tetrafenil-butadiene (TPB), depositato sulla superficie esterna del filtro dicroico, assorbe i fotoni a 128 nm e li riemette intorno a 430 nm. A questa lunghezza d'onda il filtro risulta trasparente, permettendo ai fotoni di entrare all'interno della cavità riflettente. Una volta all'interno, un secondo materiale wavelength shifter converte ulteriormente la radiazione verso lunghezze d'onda per le quali il filtro dicroico diventa riflettente. I fotoni rimangono quindi intrappolati all'interno della cavità grazie alle pareti altamente riflettenti e vengono progressivamente guidati verso i fotosensori posti sui bordi del dispositivo [61].

Questo meccanismo consente di aumentare significativamente la probabilità di rivelazione rispetto a una raccolta diretta della luce.

3.5.2 L'evoluzione all'X-ARAPUCA

L'esperienza maturata con i primi prototipi ARAPUCA ha portato allo sviluppo di una configurazione migliorata denominata X-ARAPUCA, scelta come soluzione di riferimento per il Photon Detection System di DUNE [61]. Lo schema di funzionamento del dispositivo è riportato in Figura 3.3.

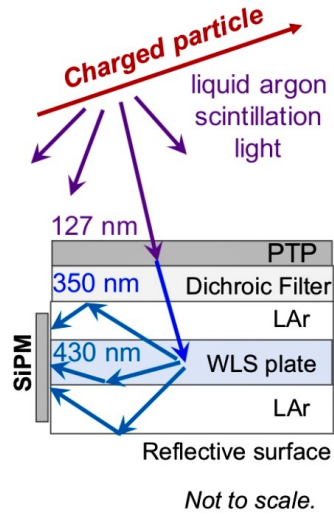


Figura 3.3: Schema concettuale X-ARAPUCA

La principale innovazione consiste nell'introduzione di una guida di luce acrilica posta all'interno della cavità e rivestita con p-terfenile (pTP), un materiale wavelength shifter caratterizzato da elevata efficienza di conversione ottica [61, 62]. Il pTP assorbe la radiazione proveniente dal TPB e la riemette a lunghezze d'onda maggiori rispetto alla soglia di trasmissione del filtro dicroico. In questa configurazione il filtro dicroico presenta una lunghezza d'onda di taglio dell'ordine di 400 nm: esso risulta trasparente ai fotoni riemessi dal TPB, ma riflettente per quelli successivamente riemessi dal pTP. Tale proprietà costituisce il meccanismo fondamentale alla base dell'intrappolamento ottico.

Una parte significativa dei fotoni riemessi dal pTP viene inoltre catturata all'interno della guida di luce mediante riflessione totale interna. La radiazione viene quindi trasportata verso i Silicon Photomultipliers installati lungo i bordi della struttura.

L'X-ARAPUCA combina pertanto due differenti meccanismi di raccolta: l'intrappolamento ottico tipico dell'ARAPUCA tradizionale e il trasporto guidato dei fotoni attraverso la light guide, come illustrato in Figura 3.4.

La configurazione studiata per DUNE utilizza celle di dimensioni pari a circa $480 \times 93 \text{ mm}^2$, mentre i prototipi inizialmente caratterizzati avevano dimensioni di circa $200 \times 75 \text{ mm}^2$. Nei test sperimentali la lettura della luce è stata effettuata mediante gruppi di otto Multi-Pixel Photon Counters (MPPC), corrispondenti a una superficie fotosensibile totale di

circa 288 mm^2 . L'utilizzo di amplificatori criogenici dedicati ha inoltre consentito di migliorare la sensibilità al fotoelettrode singolo e il rapporto segnale-rumore. Le misure effettuate sui prototipi hanno mostrato un incremento significativo dell'efficienza di rivelazione, dell'ordine del 50%, rispetto alla configurazione ARAPUCA originale, risultato che ha contribuito alla scelta dell'X-ARAPUCA come soluzione di riferimento per il Photon Detection System di DUNE.

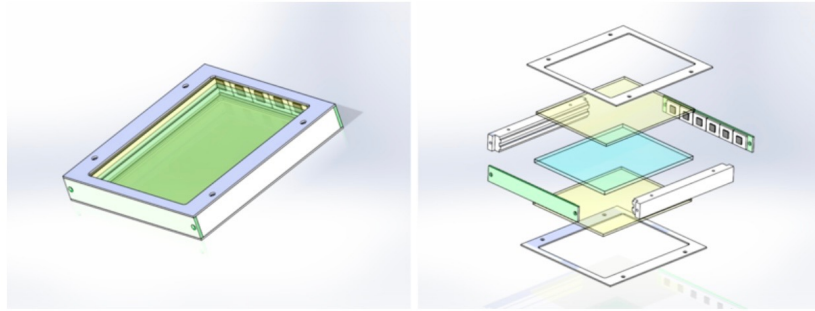


Figura 3.4: Cella X-ARAPUCA (sinistra) e sua rappresentazione esplosa (destra). La piastra mostrata in blu è il convertitore WLS (Wavelength Shifter), mentre le superfici in giallo rappresentano i filtri dicroici impiegati per l'intrappolamento dei fotoni.

3.5.3 Il Photon Detection System di DUNE

Nel rivelatore Single-Phase di DUNE i moduli X-ARAPUCA sono installati direttamente all'interno delle APA, integrandosi con il sistema di raccolta della carica. Questa soluzione consente di distribuire uniformemente il sistema di rivelazione della luce nel volume attivo senza introdurre strutture dedicate aggiuntive.

Ogni APA ospita dieci moduli X-ARAPUCA e ciascun modulo Single-Phase contiene circa 150 APA. Il Photon Detection System di un modulo del Far Detector comprende pertanto circa 1500 moduli X-ARAPUCA distribuiti uniformemente all'interno del volume attivo [49].

L'elevata efficienza di raccolta della luce consente di determinare con precisione il tempo iniziale delle interazioni, migliorare la ricostruzione tridimensionale degli eventi e aumentare la sensibilità verso segnali a basso contenuto energetico. In particolare, il sistema ottico svolge un ruolo cruciale nello studio dei neutrini da supernova, uno degli obiettivi scientifici più importanti dell'esperimento [49].

L'adozione dell'X-ARAPUCA rappresenta una delle innovazioni tecnologiche più significative introdotte nei moderni rivelatori LAr-TPC e costituisce l'evoluzione naturale dei sistemi di rivelazione della luce sviluppati a partire dall'esperienza di ICARUS.

Capitolo 4

Ottimizzazione e validazione di un setup VUV per la caratterizzazione di materiali WLS

4.1 Introduzione e obiettivi

La rivelazione della luce di scintillazione rappresenta un elemento fondamentale per le future camere a proiezione temporale ad argon liquido previste nell'esperimento DUNE. In questo contesto, il sistema di fotorivelazione X-ARAPUCA è stato sviluppato per aumentare l'efficienza di raccolta dei fotoni emessi dall'argon liquido nella regione dell'ultravioletto profondo (VUV), attorno a 128 nm.

Poiché la maggior parte dei fotosensori commerciali presenta una sensibilità limitata a tali lunghezze d'onda, il funzionamento dell'X-ARAPUCA si basa sull'impiego di materiali wavelength shifter (WLS), in grado di assorbire la radiazione VUV e rimetterla nel visibile o nel vicino ultravioletto, regioni spettrali nelle quali l'efficienza di rivelazione dei fotosensori risulta significativamente maggiore.

L'attività descritta in questo capitolo è finalizzata allo sviluppo e alla validazione di una procedura sperimentale per la caratterizzazione comparativa di differenti materiali WLS candidati all'impiego in tale applicazione. Per ottenere risultati affidabili, è stato innanzitutto necessario studiare il comportamento dell'apparato sperimentale e identificare le principali sorgenti di incertezza che avrebbero potuto influenzare le misure.

A tale scopo è stata condotta una campagna sperimentale dedicata all'ottimizzazione del banco ottico, comprendente lo studio dell'allineamento del fascio, la verifica della sua distribuzione spaziale, la caratterizzazione dei fotomoltiplicatori utilizzati e la determinazione dei fattori correttivi associati alla geometria del sistema.

Una volta completata questa fase preliminare e introdotte le opportune correzioni, il setup è stato impiegato per misurare e confrontare le prestazioni di diversi campioni WLS,

adottando il PEN (*Polyethylene Naphthalate*) come riferimento. In questo modo è stato possibile associare le differenze osservate principalmente alle caratteristiche ottiche dei materiali studiati, limitando il contributo di effetti strumentali e geometrici.

Nel seguito del capitolo verranno descritti l'apparato sperimentale, le procedure di ottimizzazione e calibrazione sviluppate e, infine, i risultati ottenuti nella caratterizzazione dei campioni analizzati.

4.2 Apparato sperimentale

Le misure presentate in questo lavoro sono state effettuate mediante un banco ottico progettato per la caratterizzazione di materiali wavelength shifter (WLS) destinati ai sistemi di raccolta della luce impiegati nei rivelatori ad argon liquido. Lo scopo dell'apparato è quello di riprodurre in laboratorio condizioni analoghe a quelle della scintillazione del LAr, utilizzando una sorgente di radiazione nell'ultravioletto profondo (VUV) e un sistema di rivelazione operante in ambiente ad alto vuoto.

Uno schema semplificato dell'apparato sperimentale è riportato in Figura 4.1. Seguendo il percorso ottico, la radiazione emessa dalla sorgente viene selezionata dal monocromatore, collimata e successivamente indirizzata verso i rivelatori mediante uno specchio rotante installato nella camera centrale.

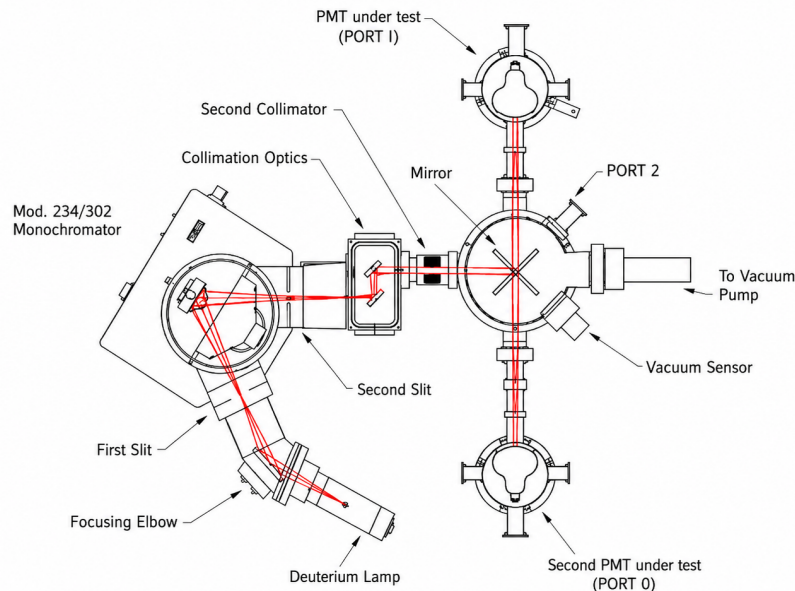


Figura 4.1: Schema del setup sperimentale utilizzato per le misure. Il percorso ottico della radiazione (in rosso) ha origine dalla lampada al deuterio, attraversa il monocromatore e il sistema di collimazione, quindi viene deviato dallo specchio rotante verso uno dei due fotomoltiplicatori installati nelle porte opposte della camera da vuoto (Port 0 e Port 1). Lo schema evidenzia inoltre la presenza del sensore di vuoto e della porta laterale (Port 2) disponibile per l'installazione di ulteriori dispositivi

La sorgente luminosa è costituita da una lampada al deuterio (McPherson 634/1112), scelta per la sua capacità di produrre emissione nella regione VUV. All'interno della lampada è mantenuto deuterio a bassa pressione; l'applicazione di una differenza di potenziale tra due elettrodi genera una scarica elettrica che ionizza il gas e produce un plasma stabile. La successiva de-eccitazione del gas dà origine a uno spettro continuo che si estende nella regione ultravioletta e che comprende le lunghezze d'onda rilevanti per lo studio della scintillazione dell'argon liquido.

La luce emessa dalla lampada viene successivamente inviata a un monocromatore a reticolo di diffrazione (McPherson 234/302), corretto per le aberrazioni, con lunghezza focale di 200 mm, apertura $f/4.5$ e dispersione pari a 4 nm/mm, che consente di selezionare una specifica lunghezza d'onda all'interno dello spettro emesso dalla sorgente. In questo modo è possibile ottenere un fascio quasi monocromatico e direzionale, permettendo di simulare in maniera controllata la radiazione prodotta dall'argon liquido.

Dopo il monocromatore, il fascio viene collimato mediante un sistema ottico costituito da specchi e diaframmi, che ne definiscono con precisione la geometria e l'area illuminata. Poiché la radiazione VUV viene fortemente assorbita dall'aria, l'intero percorso ottico è contenuto all'interno di un sistema da vuoto costituito da camere metalliche collegate tramite flange e tubazioni. Il vuoto viene realizzato mediante un sistema di pompaggio a due stadi composto da una pompa primaria scroll (Varian) e da una pompa turbomolecolare (Varian), che consentono di raggiungere pressioni dell'ordine di 10^{-4} – 10^{-5} mbar, necessarie per garantire la propagazione della luce ultravioletta senza assorbimenti significativi. Nelle condizioni operative utilizzate durante questa attività sperimentale, il sistema raggiungeva tipicamente pressioni comprese tra 2×10^{-4} e 5×10^{-4} mbar dopo circa 1 ora di pompaggio. Il monitoraggio della pressione è affidato a un controllore Pfeiffer Vacuum TPG 256 utilizzato come vacuometro.

All'interno della camera centrale è installato uno specchio motorizzato a due facce, progettato per operare nella regione dell'ultravioletto profondo. La sua rotazione attorno al proprio asse consente di indirizzare il fascio verso differenti porte di misura senza modificare l'allineamento del sistema ottico.

La camera di misura dispone di tre porte dedicate all'installazione dei rivelatori. Due di esse sono collocate in posizione diametralmente opposta e formano un angolo di 90° rispetto alla direzione del fascio proveniente dal monocromatore. Questa configurazione è stata progettata per garantire la massima simmetria geometrica possibile e consentire confronti diretti tra differenti rivelatori, mantenendo condizioni di illuminazione equivalenti. Una terza porta, disposta lateralmente rispetto alle prime due, può essere utilizzata per misure ausiliarie o configurazioni alternative.

Le misure sono state effettuate mediante dei fotomoltiplicatori (PMT) (Hamamatsu R6094) installati sulle porte laterali della camera. A seconda della configurazione sperimentale sono stati utilizzati sia PMT direttamente sensibili alla radiazione ultravioletta, sia PMT

accoppiati a materiali WLS in grado di convertire la luce incidente a lunghezze d'onda maggiori. Questa configurazione ha permesso di confrontare differenti campioni e di studiare separatamente gli effetti associati alla risposta dei rivelatori e quelli dovuti alla geometria del sistema.

I campioni utilizzati comprendevano dischi di Polyethylene Naphthalate (PEN) e campioni rivestiti con p-terfenile (PTP), preparati presso l'Università di Milano-Bicocca nell'ambito delle attività di ricerca e sviluppo per il sistema di fotorivelazione X-ARAPUCA. Tutti i campioni presentavano una geometria circolare con diametro pari a 2.54 cm (1 pollice), compatibile con la finestra dei fotomoltiplicatori impiegati nelle misure, e venivano montati mediante un apposito supporto posizionato immediatamente davanti alla finestra del PMT.

Lo specchio motorizzato è controllato tramite un motore alimentato a bassa tensione, tipicamente pari a 15 V. Il sistema consente il posizionamento dello specchio con una risoluzione angolare di 0.09° , garantendo elevata riproducibilità nelle scansioni effettuate durante la caratterizzazione dei campioni. I fotomoltiplicatori sono invece alimentati mediante un generatore di alta tensione (BERTAN 230), stabilizzato e utilizzato, nelle condizioni operative adottate, a tensioni tipiche di circa 500 V.

Il segnale di corrente anodica prodotto dai fotomoltiplicatori viene misurato tramite un picoamperometro ad alta sensibilità (Keithley 2460 SourceMeter SMU) per la misura di correnti dell'ordine dei picoampere e dotato di due canali di acquisizione indipendenti.

L'intero sistema è gestito da un software di controllo dedicato che consente di automatizzare le scansioni sperimentali. Il programma permette di impostare la posizione iniziale dello specchio, il passo di rotazione e l'intervallo angolare da esplorare. L'automazione delle misure ha consentito di migliorare la ripetibilità delle scansioni e di ridurre le incertezze associate alle operazioni manuali.

Nelle Figure 4.2 e 4.3 sono riportate alcune fotografie dell'apparato sperimentale e dei campioni utilizzati durante le attività di caratterizzazione.

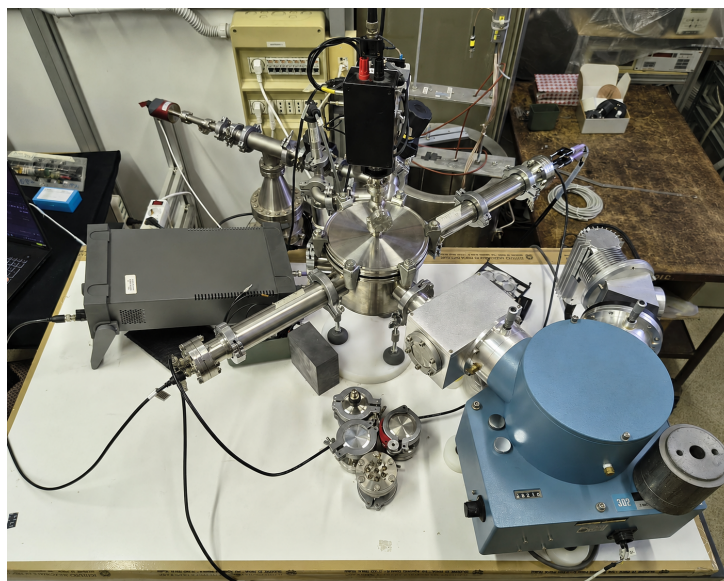


Figura 4.2: Fotografia del setup sperimentale utilizzato per le misure. Sono mostrati la lampada al deuterio, il monocromatore (in blu), la camera da vuoto con i due fotomoltiplicatori montati nelle porte opposte 1 e 0 (180°), il picoamperometro (in grigio), il motore dello specchio rotante (in nero) e, sullo sfondo, la pompa turbomolecolare.

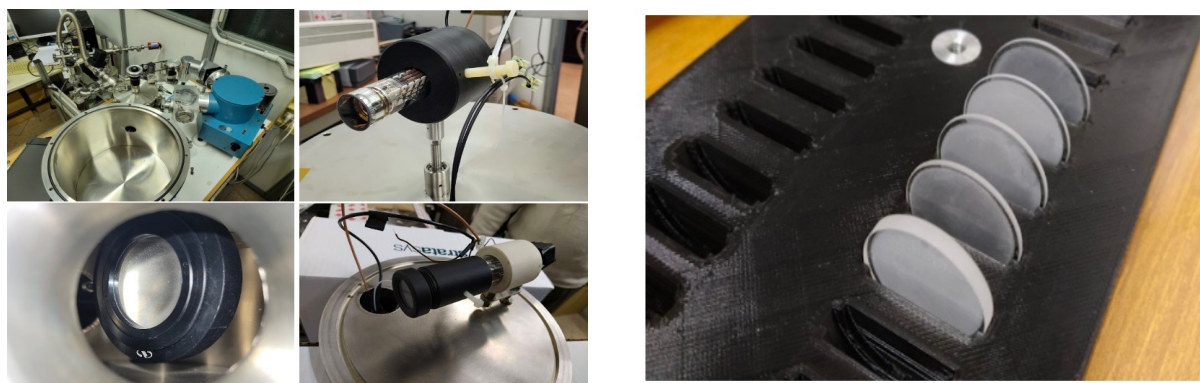


Figura 4.3: Dettagli dell'apparato sperimentale e dei campioni WLS utilizzati nelle misure. A sinistra sono riportati alcuni particolari del setup sperimentale: in alto a sinistra la camera centrale aperta, con il collegamento tra il PMT e la camera dello specchio; sono inoltre visibili il monocromatore, la sorgente luminosa, il tubo collimatore e il percorso ottico verso il rivelatore. In alto a destra è mostrato il sistema di montaggio del PMT mediante braccio girevole. In basso a sinistra è visibile lo specchio rotante osservato dalla porta di collegamento tra il PMT e la camera dello specchio. In basso a destra è riportato il supporto porta-campione, progettato per posizionare il campione WLS in prossimità della finestra del PMT e fissarlo mediante una ghiera filettata. A destra sono mostrati i campioni WLS utilizzati nel corso delle misure, realizzati presso l'Università di Milano-Bicocca nell'ambito delle attività di ricerca e sviluppo del sistema X-ARAPUCA. I campioni hanno geometria circolare, con diametro di 2.54 cm (1 pollice), compatibile con la finestra dei fotomoltiplicatori impiegati. Fonte: [63].

4.3 Studio delle sorgenti di incertezza sistematica

Prima di procedere alla caratterizzazione dei materiali wavelength shifter è stato necessario verificare che la risposta del banco di misura non fosse influenzata da effetti sistematici in grado di alterare il confronto tra campioni differenti. Nel setup utilizzato, infatti, eventuali disallineamenti del fascio luminoso, asimmetrie geometriche del percorso ottico o contributi di luce diffusa possono modificare la quantità di luce raccolta dai rivelatori, introducendo differenze tra misure effettuate in condizioni nominalmente identiche. È stato pertanto necessario verificare il corretto funzionamento dell'apparato prima di procedere alle misure quantitative sui campioni.

Le prime acquisizioni sono state effettuate utilizzando due fotomoltiplicatori differenti: un PMT direttamente sensibile alla radiazione ultravioletta installato sulla porta 0 e un secondo PMT, sensibile alla luce visibile e accoppiato a un campione wavelength shifter (77a), installato sulla porta 1.

Le scansioni angolari iniziali hanno evidenziato alcune irregolarità. In particolare, i profili di corrente presentavano, oltre al picco principale, associato all'intercettazione della radiazione incidente, contributi secondari estesi alle regioni laterali della distribuzione. Tali strutture risultano particolarmente evidenti nella rappresentazione in scala logaritmica delle Figure 4.4 e 4.5 che mette in risalto la presenza di un fondo non trascurabile e caratterizzato da un andamento differente nei due rivelatori.

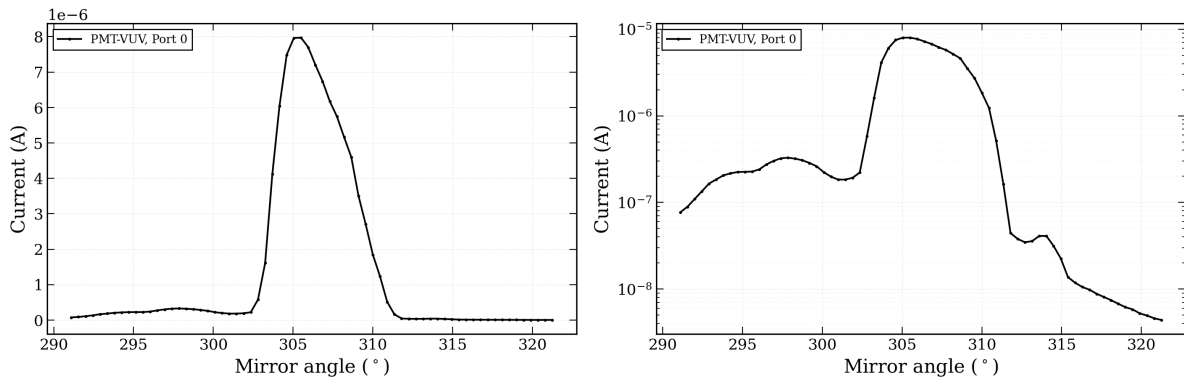


Figura 4.4: Risposta angolare misurata per il fotomoltiplicatore sensibile alla luce VUV, posizionato nella porta 0. A sinistra è riportata la rappresentazione in scala lineare, a destra in scala logaritmica sull'asse delle correnti.

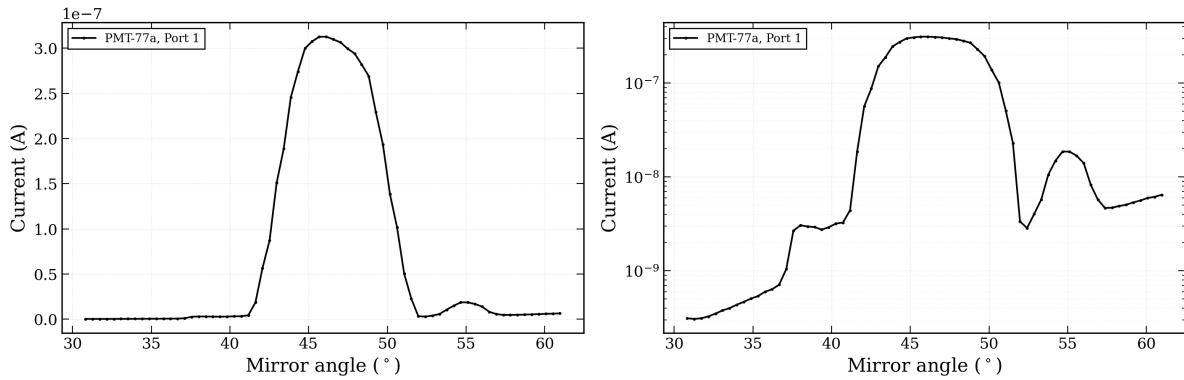


Figura 4.5: Risposta angolare misurata per il fotomoltiplicatore dotato di campione WLS 77a, posizionato nella porta 1. A sinistra è riportata la rappresentazione in scala lineare, a destra in scala logaritmica sull'asse delle correnti.

La diversa forma assunta da questi contributi nei due PMT suggerisce che essi non siano attribuibili a un semplice offset comune o al rumore elettronico, ma siano piuttosto riconducibili a fenomeni di propagazione ottica non diretta, quali riflessioni, diffusione, o effetti di diffrazione associati all'ultima fenditura del monocromatore. L'assenza di una componente di fondo riproducibile e simmetrica tra le due porte indicava quindi la presenza di effetti sistematici dipendenti dalla configurazione del sistema, incompatibili con una caratterizzazione affidabile dei campioni wavelength shifter.

Per comprendere l'origine di questi effetti è stata avviata una campagna di ottimizzazione del setup. Nell'ambito di questa attività sono state innanzitutto confrontate le due superfici riflettenti dello specchio motorizzato utilizzato per indirizzare il fascio luminoso verso le diverse porte della camera. Le misure effettuate hanno evidenziato una maggiore trasmissione del segnale per una delle due configurazioni; per questo motivo tale superficie è stata adottata come riferimento per tutte le acquisizioni successive. In un secondo momento, la camera da vuoto è stata aperta e sono state effettuate diverse verifiche sul percorso ottico. In primo luogo è stata controllata la collimazione del fascio proveniente dal monocromatore. Sfruttando la componente visibile dell'emissione della lampada al deuterio è stato possibile osservare direttamente lo spot luminoso lungo il percorso ottico e verificarne posizione ed estensione. Questa procedura ha mostrato che il fascio risultava già sufficientemente collimato e compatibile con le dimensioni delle superfici riflettenti utilizzate.

L'attenzione si è quindi concentrata sul sistema di supporto dello specchio motorizzato, per il quale è stato osservato un leggero disallineamento tra la superficie riflettente e l'asse di rotazione. Lo specchio è stato pertanto riposizionato e centrato meccanicamente. Contestualmente è stata effettuata la pulizia delle principali componenti ottiche e delle superfici interne accessibili della camera, al fine di ridurre possibili contributi dovuti a contaminazioni superficiali e riflessioni spurie. Le scansioni sono state quindi ripetute e sono riportate nelle Figure 4.6, 4.7.

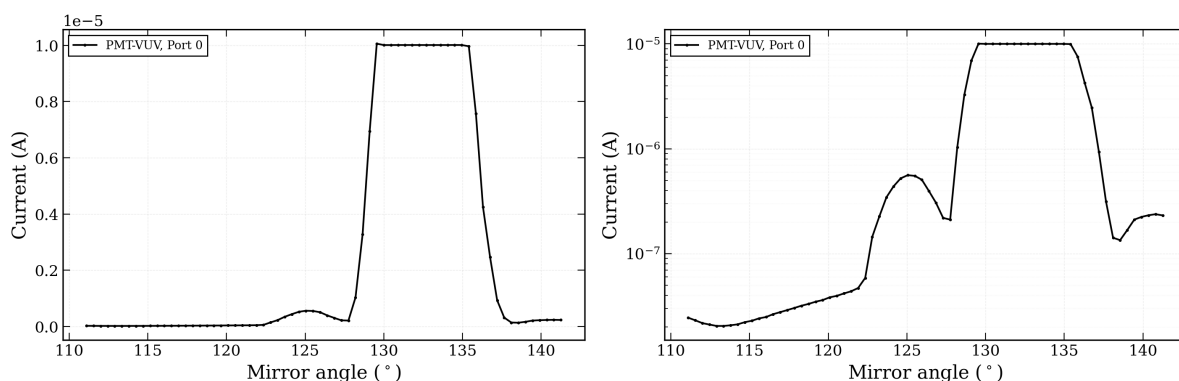


Figura 4.6: Risposta angolare misurata per il fotomoltiplicatore PMT VUV posizionato nella Porta 0. A sinistra è riportata la rappresentazione in scala lineare, a destra in scala logaritmica sull'asse delle correnti.

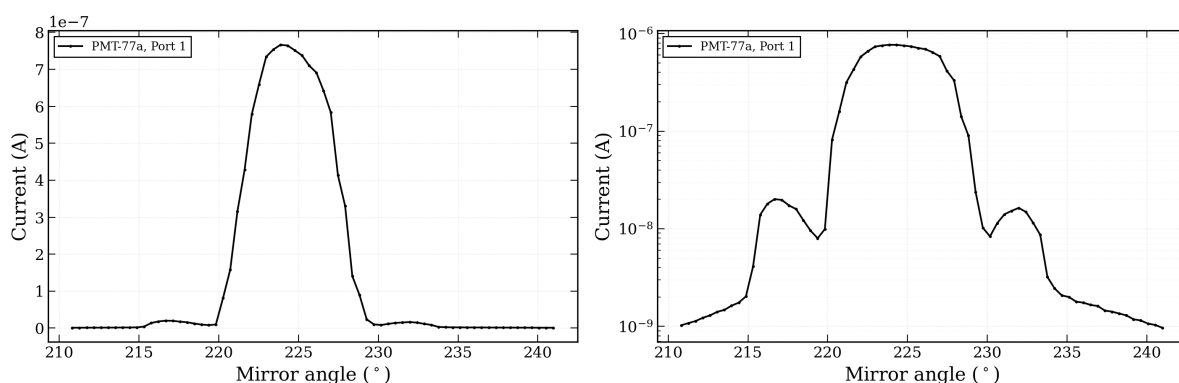


Figura 4.7: Risposta angolare misurata per il fotomoltiplicatore dotato di campione WLS 77a, posizionato nella porta 1. A sinistra è riportata la rappresentazione in scala lineare, a destra in scala logaritmica sull'asse delle correnti.

Sebbene il comportamento complessivo del sistema risultasse più stabile e il livello del fondo spurio fosse significativamente ridotto, i profili mostravano ancora la presenza di contributi estesi al di fuori del picco principale, seppur di entità inferiore. Ciò indicava che una frazione del segnale misurato era ancora attribuibile a contributi residui di luce raccolta dai rivelatori attraverso percorsi ottici secondari, riconducibili a fenomeni di diffusione o diffrazione indotta dalla fenditura del monocromatore. Si osserva inoltre una saturazione nella regione del picco principale per il PMT direttamente sensibile alla luce VUV. Tuttavia, poiché l'obiettivo di questa parte dell'analisi è lo studio dei contributi residui al fondo e delle strutture laterali della distribuzione, la saturazione del massimo centrale non influisce in modo significativo sull'interpretazione dei risultati.

Per ottenere una misura più rappresentativa della reale distribuzione del fascio è stato deciso di limitare l'accettanza geometrica dei rivelatori mediante l'introduzione di apposite fenditure realizzate in nastro di Kapton. L'obiettivo di questa modifica era selezionare prevalentemente la regione centrale del fascio, riducendo il contributo delle componenti

periferiche e della luce diffusa/diffratta. Nella figura 4.10 è possibile osservare le fasi del montaggio del campione con apposita fenditura, in giallo, davanti alla finestra del PMT.

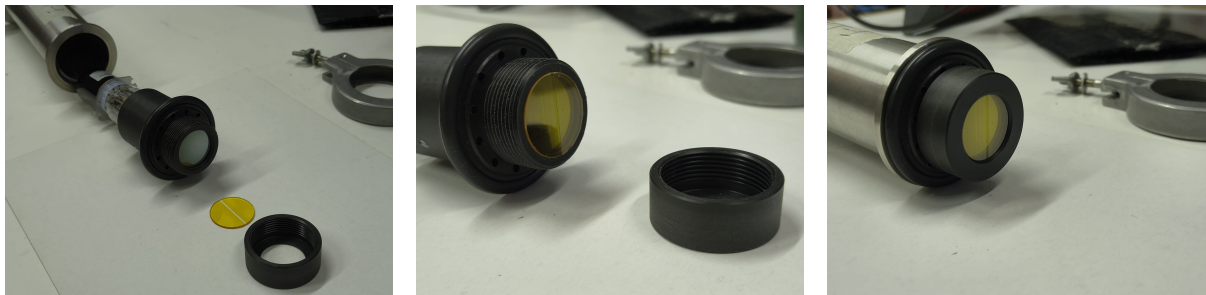


Figura 4.8: Fasi del montaggio del campione WLS con la fenditura in Kapton davanti alla finestra del fotocatodo del PMT.

Le Figure 4.9, 4.10 mostrano il confronto tra le scansioni dei due PMT ottenute dopo l'introduzione delle fenditure. Si osserva una significativa attenuazione delle strutture laterali e una maggiore concentrazione del segnale nella regione centrale della distribuzione. Questo risultato conferma che una parte rilevante del segnale osservato nelle configurazioni iniziali era associata a contributi ottici secondari non direttamente correlati al fascio incidente.

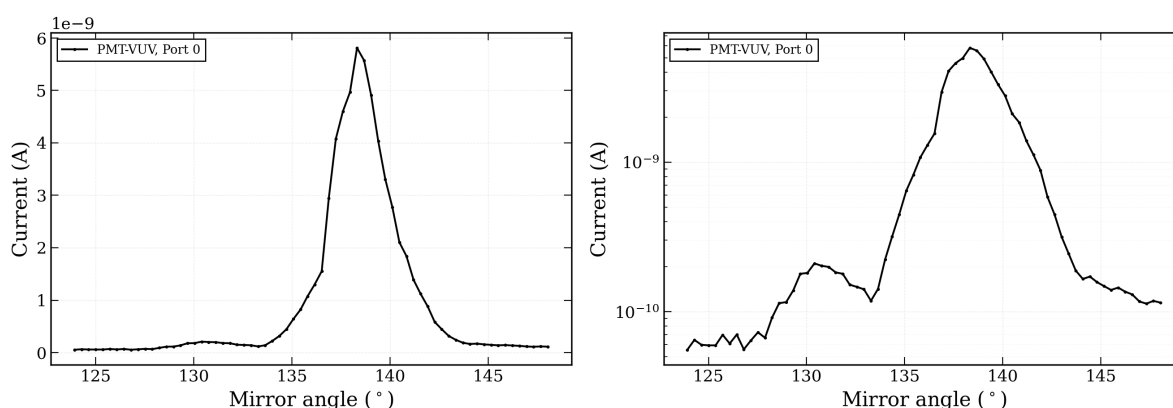


Figura 4.9: Risposta angolare misurata per il fotomoltiplicatore PMT VUV posizionato nella Porta 0. A sinistra è riportata la rappresentazione in scala lineare, a destra in scala logaritmica sull'asse delle correnti.

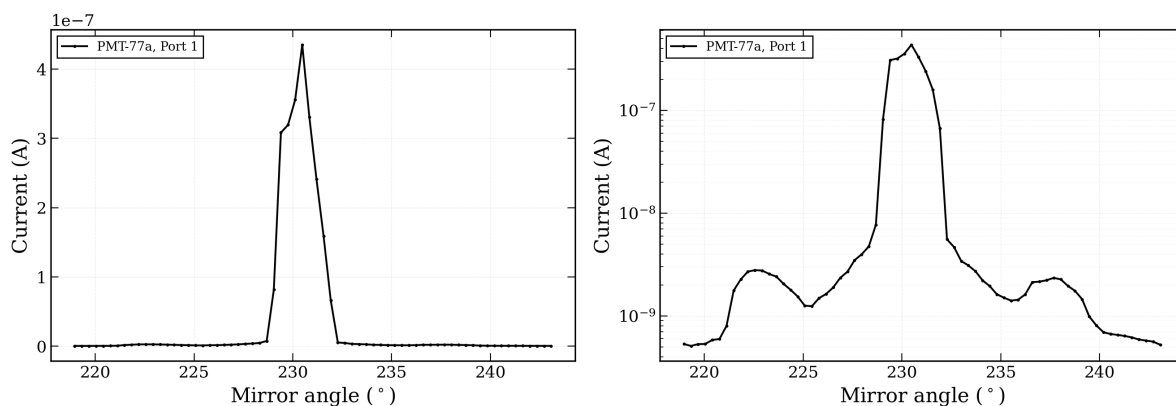


Figura 4.10: Risposta angolare misurata per il fotomoltiplicatore dotato di campione WLS 77a, posizionato nella porta 1. A sinistra è riportata la rappresentazione in scala lineare, a destra in scala logaritmica sull'asse delle correnti.

L'introduzione delle fenditure ha tuttavia evidenziato una diversa risposta dei due fotomoltiplicatori inizialmente impiegati. In particolare, le distribuzioni ottenute presentavano differenze nella forma del profilo misurato, rendendo difficile attribuire tali effetti alla sola geometria del sistema. Per questo motivo si è scelto di sostituire la configurazione iniziale con due PMT identici, sensibili alla luce visibile e operanti nelle stesse condizioni sperimentali. Entrambi i fotomoltiplicatori sono stati accoppiati a un sottile campione di PEN utilizzato come wavelength shifter, sul quale sono state realizzate le medesime fenditure in Kapton. In questo modo è stato possibile uniformare la risposta ottica dei due canali di misura e studiare direttamente il comportamento del sistema, minimizzando le differenze dovute alle caratteristiche intrinseche dei rivelatori.

In Figura 4.11, è possibile osservare il confronto tra le risposte angolari dei due fotomoltiplicatori. Ciascuna curva è stata traslata rispetto al proprio baricentro angolare per facilitarne il confronto.

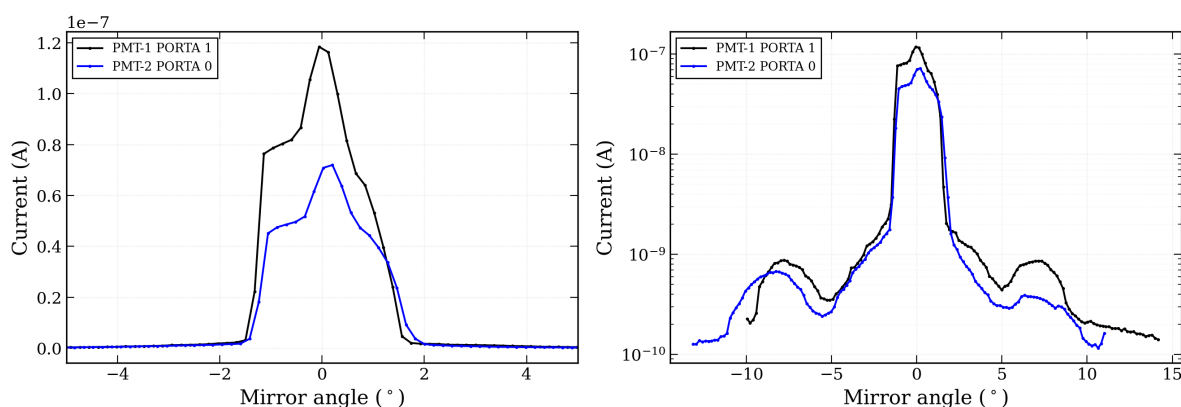


Figura 4.11: Confronto della risposta angolare dei fotomoltiplicatori PMT-1 e PMT-2, collocati rispettivamente sulle porte 1 e 0 del setup sperimentale. Le curve sono mostrate sia in scala lineare (a sinistra), sia in scala logaritmica sull'asse della corrente (a destra).

Le due distribuzioni presentano una forma molto simile, mentre differiscono nell'ampiezza del segnale misurato.

Le scansioni ottenute con questa configurazione sono state successivamente normalizzate e allineate rispetto alla posizione del massimo segnale.

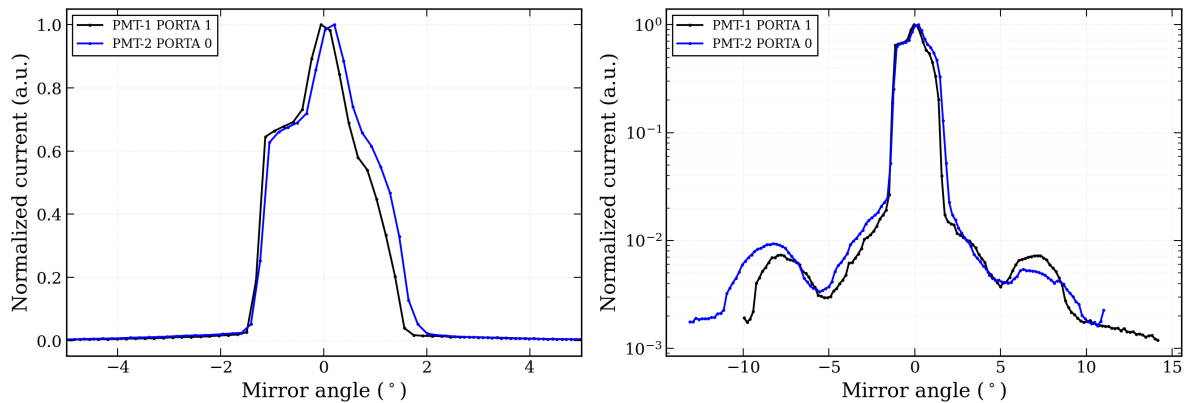


Figura 4.12: Confronto della risposta angolare dei fotomoltiplicatori PMT-1 e PMT-2, collocati rispettivamente sulle porte 1 e 0 del setup sperimentale. Le curve sono mostrate sia in scala lineare (a sinistra), sia in scala logaritmica sull'asse della corrente (a destra). I dati sono stati normalizzati.

I risultati, riportati in Figura 4.12, evidenziano che le due distribuzioni condividono la medesima forma generale, pur non essendo perfettamente sovrapponibili. Si osserva infatti un lieve disallineamento, sia nella posizione del massimo sia nella larghezza delle distribuzioni. Tale differenza è verosimilmente riconducibile alle incertezze geometriche associate alla realizzazione e al posizionamento manuale delle fenditure. In particolare, la mancanza di una conoscenza precisa dell'orientazione e dell'inclinazione con cui esse vengono collocate davanti ai PMT può introdurre piccoli offset sia sulla posizione sia sulle dimensioni effettive dell'apertura illuminata, determinando conseguentemente un leggero spostamento e una differente estensione delle distribuzioni misurate. Nel complesso, il buon accordo nella forma delle distribuzioni conferma la riproducibilità della risposta del sistema.

L'analisi in scala logaritmica mette in evidenza un accordo meno marcato nelle code delle distribuzioni. Tuttavia, entrambe mostrano una significativa riduzione del segnale al di fuori della regione centrale del picco, indicando un'efficace soppressione dei contributi residui e un comportamento qualitativamente analogo anche nelle regioni più lontane dal massimo. In particolare, l'intensità del segnale residuo risulta ridotta di circa due ordini di grandezza rispetto al valore massimo, confermando l'efficacia delle fenditure nel limitare i contributi associati alla propagazione della luce fuori asse. Inoltre, la presenza dei lobi laterali è osservabile con caratteristiche analoghe nelle misure effettuate con entrambi i PMT. Ciò suggerisce che tali strutture siano riconducibili a un effetto dell'apparato sperimentale, piuttosto che a una caratteristica intrinseca dei singoli rivelatori. Poiché esse

risultano riprodotte in modo consistente nelle due configurazioni e presentano un'intensità di circa due ordini di grandezza inferiore rispetto al picco principale, il loro contributo alle grandezze di interesse può essere considerato trascurabile. Si ritiene pertanto che la presenza dei lobi laterali non introduca effetti sistematici differenziali significativi sulle misure e sia compatibile con gli obiettivi sperimentali del presente studio. Per questo motivo, tale comportamento è stato ritenuto accettabile e non limitante per le successive fasi dell'analisi.

Nel complesso, questa fase di ottimizzazione ha consentito di verificare l'assenza di grossi effetti sistematici associati al percorso ottico e alla geometria dell'apparato. Le scansioni effettuate dopo gli interventi correttivi mostrano una risposta sostanzialmente simmetrica dei due canali di rivelazione e una marcata riduzione dei contributi dovuti alla luce diffusa. La buona sovrapposizione delle distribuzioni normalizzate indica che la forma del fascio risulta adeguatamente controllata e che eventuali differenze residue non sono riconducibili a effetti dominanti legati ad esso.

Rimanevano tuttavia differenze nell'ampiezza assoluta dei segnali misurati dai due canali. Poiché tali differenze potevano essere attribuite alle diverse caratteristiche di risposta dei fotomoltiplicatori, si è reso necessario procedere a una loro caratterizzazione e calibrazione. Le attività svolte a questo scopo sono descritte nella sezione seguente.

4.4 Caratterizzazione dei fotomoltiplicatori

Come discusso nella sezione precedente, una volta verificata la compatibilità delle distribuzioni ottenute con i due canali di rivelazione, permanevano differenze nell'ampiezza assoluta dei segnali misurati. Per poter confrontare quantitativamente i diversi campioni wavelength shifter è stato quindi necessario caratterizzare la risposta dei fotomoltiplicatori nell'intervallo operativo utilizzato durante le misure. Eventuali differenze di guadagno tra i PMT, infatti, avrebbero potuto introdurre variazioni artificiali nei segnali acquisiti e compromettere l'interpretazione dei risultati.

A tale scopo è stata condotta una campagna di acquisizioni dedicata alla caratterizzazione dei rivelatori e alla verifica della loro stabilità operativa. Sono stati adottati due metodi complementari: il primo basato sulla misura della corrente anodica in funzione della tensione di alimentazione, utile per ricostruire l'andamento relativo del guadagno nell'intervallo operativo dei fotomoltiplicatori; il secondo basato sull'analisi dello spettro a singolo fotoelettrone (*Single Photoelectron Spectrum*, SPE), che consente di ottenere una misura assoluta del guadagno.

Il confronto tra i risultati ottenuti con le due tecniche ha consentito di validare la procedura di calibrazione adottata e di ricostruire la dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione. Le curve di calibrazione così ottenute sono state successivamente utilizzate

per correggere le misure effettuate sui campioni WLS e rendere direttamente confrontabili i segnali acquisiti con i diversi fotomoltiplicatori.

4.4.1 Misura del guadagno tramite corrente anodica

Per una prima caratterizzazione dei fotomoltiplicatori è stata misurata la corrente anodica in funzione della tensione di alimentazione. Durante la misura il fascio luminoso è stato mantenuto costante utilizzando la lampada al deuterio come sorgente continua e fissando la posizione dello specchio motorizzato a 45° , in modo da garantire condizioni di illuminazione stabili per tutta la durata dell'acquisizione.

Davanti ai due PMT sono stati posizionati i campioni wavelength shifter identificati come 77a e 78b, mantenuti invariati durante tutta la procedura di misura. In questa configurazione sperimentale, l'interesse non è rivolto alla determinazione dell'efficienza di conversione dei campioni, bensì alla misura del guadagno e al confronto dell'andamento relativo del segnale. Pertanto, eventuali differenze nell'efficienza di conversione complessiva dei due campioni non risultano rilevanti ai fini dell'analisi, essendo di interesse principalmente la risposta relativa del sistema. In Tabella 4.1 sono riportate le specifiche dei due campioni.

Tabella 4.1: Caratteristiche dei campioni wavelength shifter 77a e 78b utilizzati per la misura del guadagno.

Campione	WLS	Deposizione	Substrato
77a	pTP	$6000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	PMMA (3 mm)
78b	pTP	$10000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	PMMA (3 mm)

La corrente anodica è stata acquisita mediante il picoamperometro Keithley 2460 per diversi valori della tensione di alimentazione compresi nell'intervallo operativo dei rivelatori.

Alle basse tensioni il guadagno dei fotomoltiplicatori risulta fortemente ridotto e, di conseguenza, anche la corrente anodica può assumere valori prossimi al limite di sensibilità dello strumento. Per aumentare il segnale osservato è stata quindi variata l'apertura della fenditura di ingresso del monocromatore, incrementando il flusso luminoso incidente sul rivelatore. Poiché tale operazione modifica il numero di fotoni che raggiungono il PMT, i valori di corrente ottenuti con differenti aperture sono stati successivamente riscaldati e normalizzati, in modo da riportare tutte le misure sulla stessa curva di risposta. Questa procedura ha consentito di estendere il range dinamico della misura senza alterare l'informazione relativa alla dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione.

Assumendo costante il flusso di fotoni incidenti e trascurando eventuali variazioni dell'efficienza di estrazione degli elettroni dal fotocatodo nell'intervallo di misura considerato,

la corrente anodica può essere espressa come:

$$I = e \Phi QE G \quad (4.1)$$

dove e rappresenta la carica elementare, Φ il flusso di fotoni incidenti, QE l'efficienza quantica del fotocatodo e G il guadagno del fotomoltiplicatore. A parità di condizioni di illuminazione, la corrente anodica risulta quindi direttamente proporzionale al guadagno del dispositivo e può essere utilizzata per studiarne la dipendenza dalla tensione di alimentazione.

Dal punto di vista fisico, tale comportamento è determinato dal processo di moltiplicazione elettronica che avviene lungo la catena dei dinodi. Ogni fotoelettrone emesso dal fotocatodo genera infatti, attraverso emissione secondaria, un numero crescente di elettroni nei successivi stadi di amplificazione. Poiché il fattore di moltiplicazione associato a ciascun dinodo dipende dalla differenza di potenziale applicata, il guadagno complessivo del fotomoltiplicatore segue, in prima approssimazione, una legge di potenza della tensione di alimentazione. La corrente anodica può quindi essere descritta dalla relazione

$$I(V) = I_0 \left(\frac{V}{V_0} \right)^n, \quad (4.2)$$

dove I_0 rappresenta la corrente anodica corrispondente alla tensione di riferimento V_0 , mentre n è il parametro che caratterizza il processo di amplificazione del fotomoltiplicatore.

Per verificare sperimentalmente tale dipendenza, i dati acquisiti sono stati interpolati mediante l'equazione 4.2. Tuttavia, i parametri I_0 e V_0 non costituiscono due gradi di libertà indipendenti. La funzione dipende infatti soltanto da una loro combinazione: una variazione della tensione di riferimento può essere completamente compensata da una corrispondente variazione di I_0 , senza alterare l'andamento della curva e la qualità dell'interpolazione. Per questo motivo i due parametri non sono determinabili separatamente attraverso il fit.

Per ottenere una parametrizzazione univoca, la tensione di riferimento è stata fissata al valore $V_0 = 1000$ V, prossimo all'estremo superiore dell'intervallo di tensioni esplorato. La funzione utilizzata per il fit assume quindi la forma

$$I(V) = I_{1000} \left(\frac{V}{1000 \text{ V}} \right)^n, \quad (4.3)$$

dove I_{1000} rappresenta la corrente anodica prevista dal modello alla tensione di 1000 V. In questo modo gli unici parametri liberi dell'interpolazione sono I_{1000} e n .

Prima di discutere i risultati del fit è stato tuttavia necessario valutare le principali sorgenti di incertezza associate alla misura e determinarne l'impatto sui parametri ricavati

dall'interpolazione.

Analisi e stima delle incertezze

La stima delle incertezze associate ai punti sperimentali è stata effettuata considerando separatamente le principali sorgenti di errore presenti durante l'acquisizione.

Un primo contributo è associato alle fluttuazioni della corrente anodica misurata. Per ciascun valore della tensione di alimentazione, la corrente è stata monitorata per un intervallo temporale di circa 90 s. L'incertezza statistica è stata stimata a partire dall'intervallo di variazione osservato durante l'acquisizione, assumendo una distribuzione uniforme delle fluttuazioni:

$$\sigma_{\text{meas}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{2\sqrt{3}}. \quad (4.4)$$

Nel caso delle misure effettuate con differenti aperture della fenditura del monocromatore, tale contributo è stato opportunamente riscalo utilizzando gli stessi fattori di normalizzazione applicati alle correnti.

Un secondo contributo è dovuto alle variazioni temporali dell'intensità della sorgente luminosa. Per quantificarne l'entità, sono state effettuate tre misure indipendenti della corrente anodica a tensione fissa ($V = 990$ V), mantenendo inalterate tutte le altre condizioni sperimentali. Dalle misure ottenute sono stati ricavati il valore medio della corrente $\bar{I}$ e la corrispondente deviazione standard della media $\sigma_{\bar{I}}$. L'incertezza relativa associata alla stabilità della lampada, $(\frac{\sigma_{\bar{I}}}{\bar{I}})_{\text{lamp}}$, è stata propagata a ciascun punto sperimentale ottenendo il corrispondente contributo assoluto:

$$\sigma_{\text{lamp}} = \bar{I} \frac{\sigma_{\bar{I}}}{\bar{I}}. \quad (4.5)$$

I due contributi sono stati infine combinati in quadratura:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sqrt{\sigma_{\text{meas}}^2 + \sigma_{\text{lamp}}^2}. \quad (4.6)$$

È stata inoltre valutata l'incertezza introdotta dalla procedura di riscaldamento delle correnti acquisite con differenti aperture della fenditura. Definendo il fattore di scala come

$$f = \frac{I_{\text{fend1}}}{I_{\text{fend2}}}, \quad (4.7)$$

dove le due correnti sono misurate alla stessa tensione ma con aperture differenti, è stato possibile stimare il contributo sistematico associato alla normalizzazione. Tale contributo è risultato significativamente inferiore rispetto alle altre sorgenti di incertezza considerate e pertanto è stato trascurato nella stima finale dell'errore.

Le Figure 4.13 e 4.14 mostrano l'andamento della corrente anodica in funzione della tensione di alimentazione per entrambi i fotomoltiplicatori. L'incremento monotono della

corrente osservato all'aumentare della tensione riflette il progressivo incremento del guadagno del dispositivo. Gli stessi dati sono riportati in scala logaritmica. In tale rappresentazione, una legge di potenza si traduce in una relazione approssimativamente lineare, consentendo una verifica immediata della validità del modello adottato. L'accordo tra i dati sperimentali e la funzione di fit risulta soddisfacente per entrambi i rivelatori, indicando un comportamento compatibile con quello atteso per due fotomoltiplicatori operanti nelle stesse condizioni nominali.

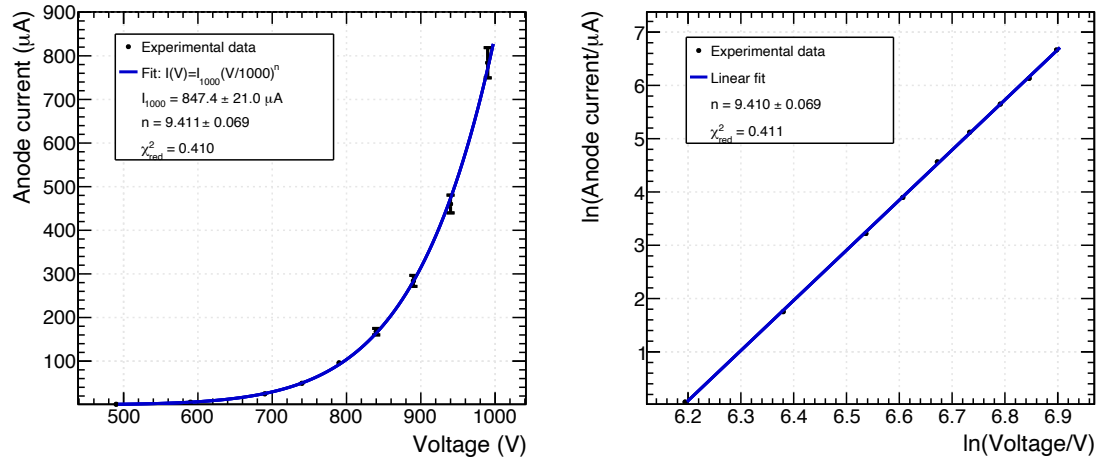


Figura 4.13: Curva di guadagno ottenuta per il PMT 1. A sinistra è riportata la dipendenza della corrente anodica dalla tensione di alimentazione; i dati sono stati interpolati mediante la legge di potenza descritta dall'equazione 4.3. A destra è mostrata la linearizzazione della relazione tra corrente anodica e tensione applicata mediante trasformazione logaritmica. I punti sperimentali sono stati interpolati con una funzione lineare, la cui pendenza corrisponde al parametro n .

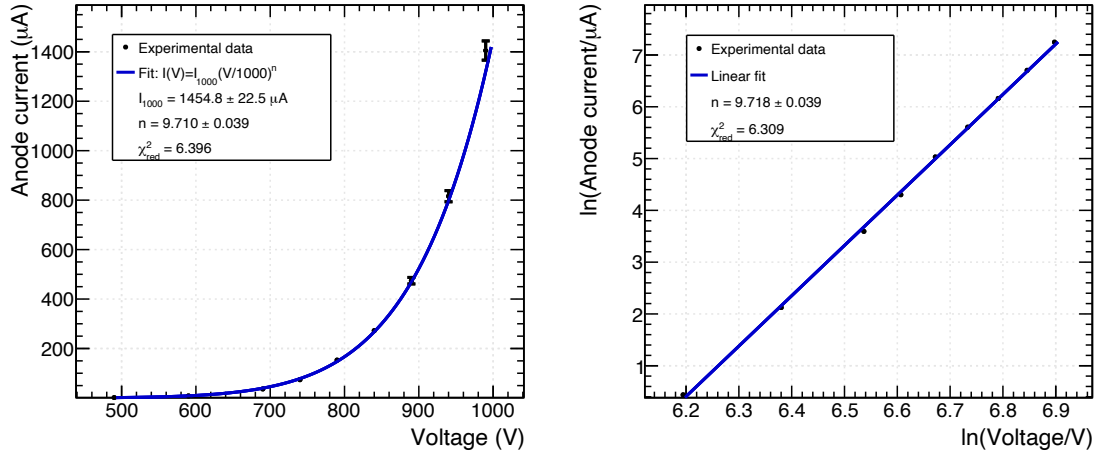


Figura 4.14: Curva di guadagno ottenuta per il PMT 2. A sinistra è riportata la dipendenza della corrente anodica dalla tensione di alimentazione; i dati sono stati interpolati mediante la legge di potenza descritta dall'equazione ???. A destra è mostrata la linearizzazione della relazione tra corrente anodica e tensione applicata mediante trasformazione logaritmica. I punti sperimentali sono stati interpolati con una funzione lineare, la cui pendenza corrisponde al parametro n .

I parametri ottenuti dalle interpolazioni sono riportati nei grafici. I valori ottenuti per il parametro n sono pari a

$$n_{\text{PMT1}} = (9.41 \pm 0.07), \quad (4.8)$$

$$n_{\text{PMT2}} = (9.71 \pm 0.04). \quad (4.9)$$

Sebbene la differenza tra i due valori risulti superiore alle sole incertezze statistiche del fit, essa rimane contenuta (circa il 3%) ed è compatibile con le differenze attese tra dispositivi distinti e con le incertezze sistematiche non incluse nella stima degli errori riportati. I risultati confermano quindi un comportamento uniforme dei due fotomoltiplicatori e la validità del modello utilizzato per descrivere la dipendenza del guadagno dalla tensione applicata. La misura della corrente anodica fornisce quindi una caratterizzazione accurata dell'andamento relativo del guadagno in funzione della tensione di alimentazione, ma non consente di determinarne direttamente il valore assoluto, poiché il segnale dipende anche dal flusso luminoso incidente e dall'efficienza quantica del fotocatodo.

Per ottenere una calibrazione assoluta del rivelatore è stato pertanto necessario ricorrere all'analisi dello spettro a singolo fotoelettrone. Le due tecniche risultano complementari: la misura SPE fornisce il punto di calibrazione assoluto del guadagno, mentre la misura della corrente anodica ne descrive la dipendenza dalla tensione di alimentazione su un ampio intervallo operativo.

4.4.2 Misura del guadagno tramite spettro a singolo fotoelettrone

La misura del guadagno assoluto è stata effettuata mediante l'analisi dello spettro a singolo fotoelettrone (*Single Photoelectron Spectrum*, SPE). La sorgente luminosa è costituita da un diodo laser impulsato, la cui radiazione viene convogliata all'interno della camera tramite una fibra ottica, con diametro del core pari a $50\mu\text{m}$, introdotta attraverso una porta dedicata. La fibra è accoppiata alla camera mediante un passante ottico che garantisce il mantenimento delle condizioni di oscurità durante la misura. All'uscita della fibra, un obiettivo da microscopio consente di adattare opportunamente il fascio luminoso e illuminare il fotocatodo del PMT.

L'impulsatore utilizzato per pilotare il laser svolge un duplice ruolo: oltre a generare gli impulsi luminosi, fornisce il segnale di trigger all'oscilloscopio, consentendo l'acquisizione sincronizzata delle forme d'onda prodotte dal fotomoltiplicatore.

L'intensità del laser è stata regolata in modo da mantenere molto bassa la probabilità di emissione di fotoelettroni per ciascun impulso. In queste condizioni, il numero di fotoelettroni prodotti segue una distribuzione di Poisson con valore medio significativamente inferiore all'unità. Di conseguenza, la popolazione degli eventi a singolo fotoelettrone risulta predominante, mentre gli eventi associati all'emissione di più fotoelettroni sono presenti ma con probabilità ridotta.

Per ogni evento acquisito l'oscilloscopio registra la forma d'onda del segnale anodico. La carica raccolta viene determinata integrando nel tempo il segnale dopo la correzione della baseline. Poiché l'ingresso dell'oscilloscopio è terminato su una resistenza di 50Ω , la corrente associata all'impulso può essere ricavata dalla relazione

$$I(t) = \frac{V(t)}{50\Omega}, \quad (4.10)$$

dove $V(t)$ rappresenta il segnale di tensione misurato. La carica associata a ciascun evento risulta quindi

$$Q = \int I(t) dt = \frac{1}{50\Omega} \int V(t) dt. \quad (4.11)$$

Per ridurre gli effetti dovuti alle fluttuazioni elettroniche della baseline, per ogni impulso è stata effettuata una correzione del livello di fondo. A tale scopo, per ogni evento è stato considerato un intervallo temporale precedente all'arrivo del segnale, della stessa durata della finestra di integrazione dell'impulso. L'area misurata in tale regione è stata assunta come stima del contributo di fondo e sottratta all'area contenente il segnale, ottenendo una misura corretta della carica associata all'impulso luminoso.

L'istogramma delle cariche ricostruite per un elevato numero di eventi costituisce lo spettro SPE, caratterizzato da una successione di picchi corrispondenti agli eventi con 0, 1, 2 e più fotoelettroni. Il primo picco, detto *pedestal*, è associato agli eventi nei quali non viene prodotto alcun fotoelettrone e risulta centrato in prossimità dello zero. I picchi

successivi sono invece associati agli eventi con uno o più fotoelettroni e risultano separati da intervalli proporzionali alla carica prodotta dal processo di moltiplicazione elettronica del PMT.

La larghezza finita dei picchi è determinata principalmente dal rumore elettronico, dalle fluttuazioni residue della baseline, e dalle fluttuazioni statistiche del processo di moltiplicazione elettronica nei dinodi del fotomoltiplicatore.

Per determinare il guadagno, gli spettri acquisiti sono stati interpolati mediante una funzione costituita dalla somma di quattro distribuzioni gaussiane, corrispondenti rispettivamente al pedestal e agli eventi con uno, due e tre fotoelettroni:

$$f(Q) = \sum_{n=0}^3 A_n \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{Q - (\mu + n\Delta)}{\sigma_n} \right)^2 \right], \quad (4.12)$$

dove il termine con $n = 0$ descrive il pedestal, mentre i termini con $n = 1, 2, 3$ rappresentano rispettivamente i contributi associati a uno, due e tre fotoelettroni. In particolare per $n > 1$, $\sigma_n = \sqrt{n} \cdot \sigma_1$.

Tale parametrizzazione consente di descrivere simultaneamente il rumore elettronico e i contributi associati agli eventi a singolo e multiplo fotoelettrone.

Il guadagno è stato ricavato dalla distanza tra il centroide del pedestal e quello del primo picco fotoelettronico. Questa procedura consente di eliminare eventuali offset residui della baseline e di ottenere una misura diretta della carica associata all'amplificazione di un singolo elettrone emesso dal fotocatodo.

Indicando con ΔQ tale separazione, il guadagno del fotomoltiplicatore può essere espresso come

$$G = \frac{\Delta Q}{e}, \quad (4.13)$$

dove e rappresenta la carica elementare.

Per ciascun fotomoltiplicatore sono stati acquisiti spettri SPE a due differenti tensioni di alimentazione, pari a 890 V e 990 V. Dal confronto tra gli spettri acquisiti alle due tensioni è emerso che quelli ottenuti a 890 V presentavano una migliore separazione tra i picchi e una minore sovrapposizione tra le componenti gaussiane. Tale comportamento consente una determinazione più robusta della posizione dei centroidi e, di conseguenza, del guadagno. Per questo motivo i valori ottenuti a 890 V sono stati adottati come riferimento per la successiva procedura di calibrazione.

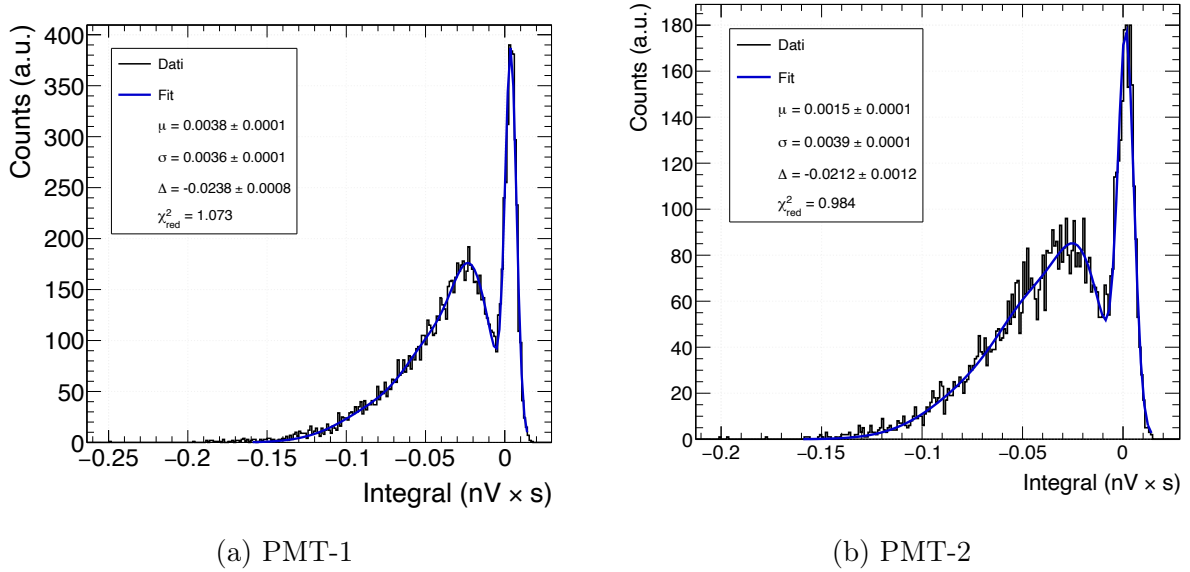


Figura 4.15: Spettri a singolo fotoelettrone (SPE) acquisiti a 890 V per i due fotomoltiplicatori utilizzati nel setup sperimentale: PMT-1 (sinistra) e PMT-2 (destra). In nero i dati sperimentali, in blu il fit ottenuto mediante la somma delle componenti associate al pedestal e al segnale SPE. La buona separazione tra il pedestal e il primo picco fotoelettronico consente una determinazione accurata della carica media associata all'emissione di un singolo fotoelettrone e, di conseguenza, del guadagno dei due rivelatori.

La Figura 4.15 mostra gli spettri SPE ottenuti per i due rivelatori insieme ai corrispondenti fit multigaussiani. La netta separazione osservata tra il pedestal e il primo picco evidenzia un rapporto segnale-rumore adeguato e consente una determinazione affidabile del guadagno. Dall'analisi degli spettri SPE si ottengono, quindi, i seguenti valori di guadagno per i due fotomoltiplicatori alla tensione di 890 V:

$$G_{\text{PMT1}} = (2.97 \pm 0.10) \times 10^6, \quad (4.14)$$

$$G_{\text{PMT2}} = (2.65 \pm 0.15) \times 10^6. \quad (4.15)$$

I due valori risultano compatibili entro le rispettive incertezze sperimentali. La differenza osservata tra i due valori corrisponde infatti a circa 1.8σ , indicando che i due rivelatori presentano una risposta sostanzialmente equivalente alla tensione operativa di 890 V. I valori di guadagno così determinati costituiscono il punto di calibrazione assoluto necessario per normalizzare la curva di risposta ottenuta mediante la misura della corrente anodica.

4.4.3 Ricostruzione della curva di guadagno

Dal momento che l'analisi SPE non può essere agevolmente estesa all'intero intervallo di tensioni investigato, la dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione è stata ricostruita combinando tale misura con le informazioni ottenute dalle scansioni di corrente

anodica. In questo modo la misura SPE fissa la scala assoluta del guadagno, mentre la misura della corrente anodica ne determina l'evoluzione al variare della tensione di alimentazione. In tale procedura di ricostruzione, il guadagno a 890 V è stato adottato come punto di riferimento per la calibrazione. Essendo la corrente anodica proporzionale al guadagno del fotomoltiplicatore (equazione 4.1), vale la relazione:

$$\frac{G(V)}{G(V_{\text{ref}})} = \frac{I(V)}{I(V_{\text{ref}})}. \quad (4.16)$$

Utilizzando la parametrizzazione ottenuta dal fit delle misure di corrente anodica (equazione 4.3), il guadagno può essere espresso come:

$$G(V) = G(V_{\text{ref}}) \left(\frac{V}{V_{\text{ref}}} \right)^n. \quad (4.17)$$

L'incertezza sul guadagno è stata determinata mediante propagazione delle incertezze, combinando in quadratura il contributo relativo al valore assoluto del guadagno misurato con la tecnica SPE alla tensione di riferimento e quello associato all'esponente n ricavato dal fit della corrente anodica:

$$\frac{\sigma_G}{G} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{G_{\text{ref}}}}{G_{\text{ref}}} \right)^2 + \left[\ln \left(\frac{V}{V_{\text{ref}}} \right) \sigma_n \right]^2}. \quad (4.18)$$

La procedura descritta ha consentito di ricostruire la curva di guadagno assoluta dei due fotomoltiplicatori nell'intero intervallo di tensioni investigato, rendendo possibile la stima del guadagno anche a basse tensioni di alimentazione, per le quali la misura diretta mediante spettro a singolo fotoelettrone non risulta sufficientemente accurata. In particolare, alla tensione operativa di 500 V sono stati ottenuti i seguenti valori:

$$G_{\text{PMT1}} = (1.31 \pm 0.07) \times 10^4, \quad (4.19)$$

$$G_{\text{PMT2}} = (9.81 \pm 0.60) \times 10^3. \quad (4.20)$$

Le curve di calibrazione così ottenute sono state successivamente utilizzate per correggere le misure di corrente anodica presentate nel seguito.

È importante sottolineare che la procedura descritta assume costante l'efficienza quantica del fotocatodo nell'intervallo di tensioni esplorato. Eventuali variazioni di tale parametro non possono essere distinte da variazioni del guadagno attraverso la sola misura della corrente anodica e risultano pertanto assorbite nel fattore di scala utilizzato per la ricostruzione. Tuttavia, tale approssimazione è ragionevole nell'intervallo operativo considerato e consente di ottenere una descrizione affidabile dell'evoluzione del guadagno con la tensione di alimentazione.

4.4.4 Confronto e verifica di compatibilità

Una volta ricostruite le curve di guadagno dei due fotomoltiplicatori a partire dalle misure effettuate con i campioni 77a e 77b, i fattori di calibrazione ottenuti sono stati applicati a un insieme indipendente di dati acquisiti durante le precedenti misure con il campione di riferimento PEN. Questa procedura consente di verificare l'efficacia della correzione su dati non utilizzati nella determinazione dei guadagni, fornendo quindi una validazione indipendente della calibrazione.

Le misure di corrente ottenute durante le scansioni angolari sono state corrette dividendo ciascun valore per il corrispondente guadagno del fotomoltiplicatore. In questo modo è possibile confrontare direttamente la risposta dei due canali di rivelazione, eliminando il contributo dovuto al diverso fattore di amplificazione elettronica senza introdurre ulteriori normalizzazioni arbitrarie delle distribuzioni.

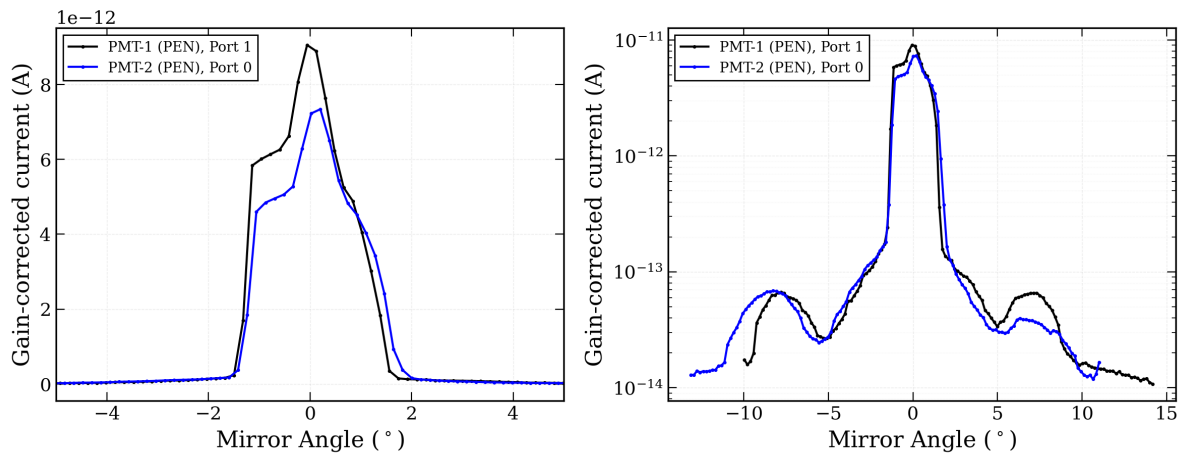


Figura 4.16: Confronto tra le distribuzioni angolari misurate con i due fotomoltiplicatori dopo la correzione per il rispettivo guadagno.

Come mostrato in Fig. 4.16, dopo la correzione per il guadagno le due distribuzioni presentano un andamento complessivamente simile. La rappresentazione in scala lineare evidenzia una differenza residua nell'altezza del picco, con il segnale del PMT-1 leggermente superiore rispetto a quello del PMT-2. La scala logaritmica permette invece di confrontare anche le regioni laterali della distribuzione, mostrando che le strutture secondarie e il fondo risultano dello stesso ordine di grandezza per entrambi i canali.

Per verificare la consistenza della procedura e quantificare la compatibilità tra i due rivelatori sono stati considerati due osservabili globali delle distribuzioni angolari: il valore massimo della corrente misurata e l'integrale della distribuzione. Entrambe le grandezze sono state normalizzate al rispettivo guadagno del fotomoltiplicatore, ottenendo quantità direttamente confrontabili.

I valori ottenuti per le due scansioni di riferimento sono riportati in Tabella 4.2. Le

incertezze sono state determinate propagando gli errori associati alla ricostruzione del guadagno, che rappresentano il contributo dominante all'errore complessivo.

Tabella 4.2: Confronto degli osservabili ottenuti con i due fotomoltiplicatori dopo la correzione per il guadagno.

Osservabile	Unità	PMT-1	PMT-2	Δ	Compatibilità
$I_{\max}/G$	pA	9.05 ± 0.47	7.33 ± 0.45	1.72 ± 0.65	2.6σ
Int/G	$pA \cdot deg$	17.1 ± 0.9	14.9 ± 0.9	2.2 ± 1.3	1.7σ

Il confronto mostra che le differenze osservate sono compatibili con zero entro 2.6σ nel caso delle correnti massime ed entro circa 2σ nel caso degli integrali. I due insiemi di dati possono quindi essere considerati compatibili entro le incertezze sperimentali.

Questo risultato costituisce una verifica indipendente della procedura di calibrazione adottata e conferma che le curve di guadagno ricostruite descrivono correttamente la risposta relativa dei due fotomoltiplicatori.

La differenza residua visibile soprattutto nel valore massimo del picco può essere attribuita a effetti sistematici secondari non inclusi esplicitamente nella sola correzione di guadagno, quali differenze di efficienza quantica dei fotocatodi, raccolta elettronica, allineamento ottico o accettazione geometrica dei due canali. Nel complesso, il risultato conferma la consistenza della procedura di calibrazione adottata e giustifica l'utilizzo delle correnti corrette per il guadagno nei confronti successivi. Le verifiche descritte in questa sezione mostrano che, una volta corrette le misure per il rispettivo guadagno, i due canali di rivelazione forniscono risultati tra loro compatibili entro le incertezze sperimentali. La correzione per il guadagno, infatti, riduce la differenza osservata tra i due fotomoltiplicatori. In particolare, la differenza relativa tra le correnti massime passa da circa il 49% al 21%, mentre quella tra gli integrali si riduce da circa il 42% al 13%. Questo mostra che una parte dello scostamento inizialmente osservato è dovuta al diverso fattore di amplificazione dei due PMT; una volta corretto tale effetto, le misure risultano più vicine. La procedura di calibrazione adottata consente quindi di confrontare direttamente i segnali acquisiti con differenti configurazioni di misura, riducendo l'influenza delle caratteristiche intrinseche dei fotomoltiplicatori.

Completata la determinazione dei guadagni dei fotomoltiplicatori, è stato necessario valutare altri fattori che influenzano la risposta del sistema di rivelazione, in particolare quelli associati all'efficienza quantica dei PMT e alla configurazione geometrica del setup sperimentale. Le misure descritte nella sezione seguente permettono di determinare i relativi fattori correttivi.

4.5 Determinazione dei fattori correttivi del sistema

La calibrazione dei fotomoltiplicatori descritta nella sezione precedente ha permesso di correggere le differenze di guadagno tra i due rivelatori e di verificarne la compatibilità entro le incertezze sperimentali. Per poter confrontare quantitativamente le prestazioni dei diversi materiali wavelength shifter era tuttavia necessario valutare anche eventuali asimmetrie residue associate alla geometria del setup e alla differente efficienza di risposta dei due canali di misura. Il confronto effettuato dopo la correzione per il guadagno ha mostrato, infatti, che una parte delle differenze tra i due canali di rivelazione permane anche una volta eliminato il contributo dovuto alla diversa amplificazione elettronica.

A questo scopo è stata effettuata una campagna di acquisizioni dedicata alla determinazione dei fattori correttivi del sistema, utilizzando il PEN come campione di riferimento. L'obiettivo era separare il contributo dovuto alla geometria delle due porte della camera da quello associato alle caratteristiche intrinseche dei fotomoltiplicatori, così da poter applicare opportune correzioni alle successive misure comparative sui campioni WLS.

Le acquisizioni sono state effettuate nelle stesse condizioni operative adottate per le successive misure di caratterizzazione dei materiali, mantenendo una pressione residua della camera di circa 4×10^{-4} mbar e utilizzando una fenditura del monocromatore di ampiezza pari a 2 mm. In questa fase non sono state impiegate le maschere in Kapton introdotte durante lo studio delle sorgenti di incertezza sistematica, al fine di massimizzare il segnale raccolto ed evitare attenuazioni.

Nella prima configurazione sperimentale il PMT 1 è stato installato sulla porta 1, mentre il PMT 2 è stato collocato sulla porta 0. Per ciascun rivelatore sono state effettuate due scansioni indipendenti e il segnale associato a ciascun canale è stato ottenuto come media delle due acquisizioni; il relativo errore è stato calcolato come deviazione standard della media. Tale procedura è stata adottata per ridurre l'effetto delle fluttuazioni temporali dell'intensità della lampada al deuterio e ottenere una stima più affidabile della risposta del sistema.

Per ogni scansione è stato ricavato l'integrale della distribuzione angolare della corrente anodica. Questa quantità è proporzionale alla luce complessivamente raccolta dal sistema e risulta meno sensibile alle fluttuazioni locali della distribuzione rispetto al valore della corrente misurato in un singolo punto della scansione.

Indicando con e la carica elementare, ϕ il flusso di fotoni incidente sul campione, con $(QEG)_i$ la risposta complessiva del fotomoltiplicatore i , data dal prodotto dell'efficienza quantica del fotocatodo e il guadagno, con f_{G_j} il fattore geometrico associato alla porta j , con ε_{PEN} l'efficienza di conversione del campione di riferimento (PEN), il segnale misurato può essere espresso come

$$I_{ij} = e \phi (QE_i G_i) f_{G_j} \varepsilon_{\text{PEN}}. \quad (4.21)$$

Poiché lo stesso campione di PEN viene utilizzato in entrambe le configurazioni di misura, il contributo dovuto all'efficienza di conversione si semplifica nel rapporto tra i segnali registrati. Le differenze osservate dipendono quindi esclusivamente dalla risposta dei fotomoltiplicatori e dalla geometria del sistema. Nella configurazione iniziale (in) si ottiene pertanto:

$$\left(\frac{I_{11}}{I_{20}}\right)_{in} = \frac{(QE_1 G_1) f_{G_1}}{(QE_2 G_2) f_{G_0}}, \quad (4.22)$$

Per separare i due contributi, le misure sono state ripetute scambiando la posizione dei due PMT tra le porte della camera, installando il PMT 1 sulla porta 0 e il PMT 2 sulla porta 1. In questa seconda configurazione si ottiene:

$$\left(\frac{I_{10}}{I_{21}}\right)_{fin} = \frac{(QE_1 G_1) f_{G_0}}{(QE_2 G_2) f_{G_1}}. \quad (4.23)$$

Combinando i rapporti ottenuti nelle due configurazioni è possibile ricavare direttamente il rapporto geometrico tra le due porte:

$$R_G = \frac{f_{G_1}}{f_{G_0}}, \quad (4.24)$$

e il rapporto tra le risposte dei due fotomoltiplicatori

$$R_{PMT} = \frac{(QE_1 G_1)}{(QE_2 G_2)}. \quad (4.25)$$

I risultati sono riportati di seguito; l'incertezza sulle misure è stata calcolata mediante propagazione degli errori standard.

$$R_G = 0.95 \pm 0.05 \quad (4.26)$$

$$R_{PMT} = 0.85 \pm 0.06 \quad (4.27)$$

Il rapporto geometrico risulta compatibile con l'unità entro le incertezze sperimentali, indicando che le due porte della camera presentano una risposta sostanzialmente equivalente. Eventuali asimmetrie geometriche residue hanno pertanto un impatto limitato sulla misura. Al contrario, il rapporto tra le risposte dei due rivelatori, R_{PMT} , evidenzia una differenza significativa, pari a circa il 15%. Tale disuguaglianza è riconducibile alle diversa risposta complessiva dei due fotomoltiplicatori, che comprende sia il contributo del guadagno sia quello dell'efficienza quantica del fotocatodo, oltre ad eventuali ulteriori differenze strumentali.

I fattori correttivi determinati in questa sezione sono stati applicati a tutte le successive misure sui campioni wavelength shifter. In questo modo è stato possibile ricondurre le acquisizioni effettuate con differenti configurazioni sperimentali a una scala comune, ridu-

cendo l'influenza delle caratteristiche strumentali del sistema e consentendo un confronto diretto delle efficienze relative dei materiali investigati.

4.5.1 Stima dell'efficienza quantica relativa dei fotomoltiplicatori

La determinazione del fattore di risposta relativo dei due fotomoltiplicatori

$$R_{\text{PMT}} = \frac{(QE_1 G_1)}{(QE_2 G_2)}$$

consente di ottenere una stima della differenza di efficienza quantica tra i due rivelatori. Poiché il rapporto tra i guadagni dei due PMT è stato determinato indipendentemente mediante la calibrazione descritta nella sezione precedente, è possibile separare quest'ultimo dall'efficienza quantica. Si ottiene infatti:

$$\frac{(QE)_1}{(QE)_2} = \frac{R_{\text{PMT}}}{G_1/G_2}.$$

Sostituendo i valori sperimentali del fattore di risposta indicato in formula 4.27 e del rapporto dei guadagni, riportati in formula 4.20, si ricava

$$\frac{(QE)_1}{(QE)_2} = 0.64 \pm 0.12$$

dove l'incertezza è stata ottenuta mediante propagazione degli errori. Il risultato indica che il PMT-1 possiede un'efficienza quantica effettiva inferiore rispetto al PMT-2 di circa il 36%. Una tale differenza di efficienza quantica per due fotomoltiplicatori dello stesso modello potrebbe sembrare sospetta, ma occorre tuttavia ricordare che questa non rappresenta una misura diretta delle efficienze quantiche medie, ma solo un valore di riferimento che dipende anche dall'uniformità della risposta del fotocatodo, che può presentare variazioni spaziali significative. La misura del guadagno rimane comunque un utile elemento, poiché consente di separare il contributo dell'amplificazione elettronica da quello dovuto all'efficienza di conversione fotoelettrica e agli altri effetti che concorrono alla risposta del rivelatore.

4.6 Validazione della procedura di correzione

Una volta determinati i fattori correttivi associati alla geometria del sistema e alla diversa risposta dei due canali di rivelazione, è stato necessario verificarne l'efficacia mediante una misura indipendente. Lo scopo di questa procedura era accertare che le correzioni introdotte fossero effettivamente in grado di compensare le asimmetrie strumentali del setup e consentire un confronto quantitativo affidabile tra differenti campioni wavelength

shifter.

A tale scopo è stato acquisito un nuovo set di dati utilizzando due campioni di PEN installati contemporaneamente davanti ai due fotomoltiplicatori. Queste misure non sono state impiegate nella determinazione dei fattori correttivi descritti nella sezione precedente e costituiscono pertanto una verifica indipendente della procedura adottata. Inoltre, essendo state effettuate al termine della campagna sperimentale, dopo numerosi cicli di apertura e successivo pompaggio della camera da vuoto, esse forniscono anche una verifica della stabilità del sistema nel corso dell'intera attività sperimentale.

Per ciascun fotomoltiplicatore sono state effettuate due scansioni indipendenti. Da ogni scansione è stato ricavato l'integrale della distribuzione angolare, utilizzato come segnale complessivo raccolto dal rivelatore. Indicando con I_1 e I_2 i segnali di corrente ottenuti rispettivamente dal PMT1 e dal PMT2, e considerando la validità dell'equazione 4.21, il rapporto tra le efficienze ricostruite dei due campioni di PEN è stato calcolato, per ciascuna coppia di scansioni, come

$$\frac{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(1)}}{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(2)}} = \frac{I_1 (QE_2 G_2) f_{G_0}}{I_2 (QE_1 G_1) f_{G_1}} = \frac{I_1}{I_2} \frac{1}{R_{\text{PMT}}} \frac{1}{R_G}, \quad (4.28)$$

dove R_{PMT} rappresenta il rapporto tra le risposte dei due fotomoltiplicatori e R_G il rapporto tra i fattori geometrici associati alle due porte, determinati nella sezione precedente. Poiché i due campioni di PEN sono nominalmente identici, eventuali differenze nella risposta misurata dovrebbero essere completamente descritte dai fattori correttivi introdotti in precedenza. Di conseguenza, il valore atteso per ciascun rapporto tra le efficienze ricostruite è pari all'unità. I due rapporti indipendenti ottenuti sono stati quindi confrontati tra loro, al fine di verificare la riproducibilità della procedura, e successivamente confrontati con il valore atteso pari a 1. I risultati ottenuti sono:

$$\left(\frac{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(1)}}{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(2)}} \right)_{\text{Acq. 1}} = 1.03 \pm 0.06 \quad (4.29)$$

$$\left(\frac{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(1)}}{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(2)}} \right)_{\text{Acq. 2}} = 1.02 \pm 0.06 \quad (4.30)$$

I due rapporti ottenuti risultano sia reciprocamente compatibili, che singolarmente compatibili con il valore atteso pari all'unità, entro le rispettive incertezze sperimentali. La media pesata dei due risultati, che in questo caso coincide con la media aritmetica poiché le incertezze sono uguali, risulta:

$$\left\langle \frac{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(1)}}{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(2)}} \right\rangle = 1.03 \pm 0.04, \quad (4.31)$$

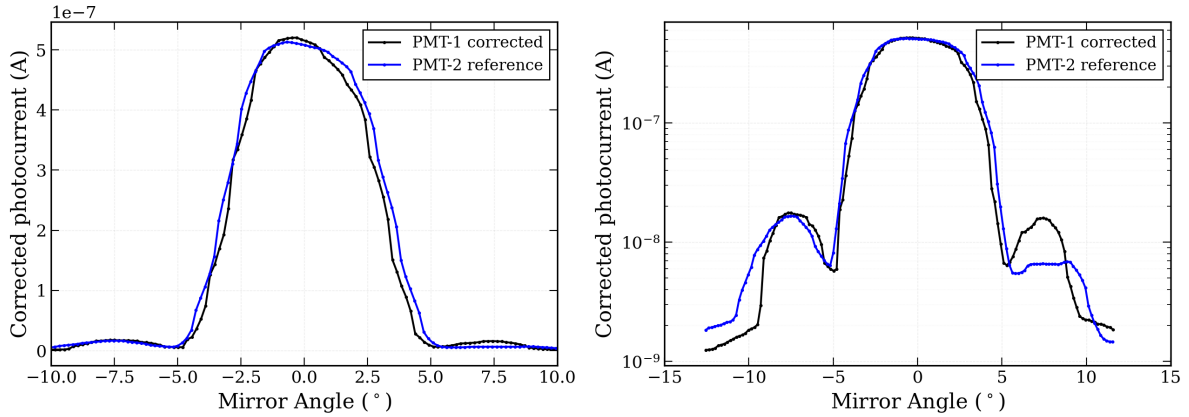


Figura 4.17: Confronto tra le distribuzioni angolari misurate con due campioni di PEN installati simultaneamente sulle due porte della camera, dopo l'applicazione dei fattori correttivi relativi alla risposta dei fotomoltiplicatori e alla geometria del setup. A sinistra è riportato il confronto in scala lineare, che evidenzia la compatibilità dell'intensità massima raccolta; a destra la stessa distribuzione è mostrata in scala logaritmica, utile per confrontare anche le regioni periferiche.

Il valore medio ottenuto risulta pienamente compatibile con l'unità entro le incertezze sperimentali, confermando che, i fattori correttivi determinati nella sezione precedente descrivono correttamente la risposta relativa dei due canali di rivelazione.

La Figura 4.17 mostra il confronto tra le distribuzioni angolari ottenute dai due canali di rivelazione dopo l'applicazione delle correzioni. Si osserva come i profili risultino in buon accordo nella regione centrale della distribuzione, dove è concentrata la maggior parte del segnale, e in misura minore nelle code, dove la rappresentazione in scala logaritmica mette in evidenza modeste discrepanze locali. L'insieme dei risultati suggerisce che le correzioni applicate compensino in larga misura le differenze dovute alla diversa risposta dei fotomoltiplicatori e alla geometria delle porte della camera, fornendo un riscontro sperimentale dell'efficacia della procedura di calibrazione adottata.

Nel complesso, la verifica effettuata costituisce una validazione indipendente dell'intera procedura di calibrazione e indica che eventuali differenze osservate nelle successive misure comparative possono essere attribuite principalmente alle proprietà dei materiali investigati piuttosto che a effetti sistematici residui del setup sperimentale.

Per la stima delle incertezze associate alle grandezze derivate è stata applicata la propagazione standard degli errori, tenendo conto dei contributi provenienti da tutte le variabili sperimentali coinvolte nel calcolo.

4.7 Misura dell'efficienza relativa dei campioni WLS

Completata la caratterizzazione dei fotomoltiplicatori e validata la procedura di correzione del sistema, il setup sperimentale è stato utilizzato per la misura comparativa dei

campioni wavelength shifter oggetto di studio. L'obiettivo dell'analisi era determinare l'efficienza di conversione relativa dei diversi materiali rispetto al campione di riferimento PEN, utilizzato come standard durante l'intera campagna sperimentale.

Per tutte le misure presentate in questa sezione il PMT1 è stato installato sulla porta 1, mentre il PMT2 è stato mantenuto sulla porta 0. Il campione di riferimento PEN è stato lasciato permanentemente davanti al PMT2, mentre sulla porta 1 sono stati installati, in successione, i campioni da caratterizzare. Questa configurazione ha consentito di confrontare ciascun materiale con un riferimento acquisito simultaneamente nelle stesse condizioni operative, riducendo l'influenza di eventuali variazioni temporali dell'intensità della sorgente luminosa.

I campioni investigati sono identificati con le sigle 75b e 76b. Entrambi sono stati realizzati mediante deposizione di p-terphenyl (pTP) su substrato acrilico (PMMA) nell'ambito dello sviluppo di materiali wavelength shifter per applicazioni nei sistemi di raccolta della luce dell'X-ARAPUCA. Le principali caratteristiche dei campioni sono riportate in Tabella 4.3.

Tabella 4.3: Caratteristiche dei campioni wavelength shifter investigati.

Campione	WLS	Deposizione	Substrato
75b	pTP	$600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	PMMA (3 mm)
76b	pTP	$1000 \mu\text{g}/\text{cm}^2$	PMMA (3 mm)

Per ogni campione sono state effettuate due scansioni complete del profilo angolare della corrente anodica. Da ciascuna acquisizione è stato ricavato l'integrale della distribuzione di corrente, utilizzato come stima della quantità totale di luce raccolta dal sistema. Indicando con ε_x l'efficienza del campione in esame e con ε_{PEN} quella del materiale di riferimento, i segnali misurati dai due canali di rivelazione possono essere espressi come

$$I_x = e \phi (QE_1 G_1) f_{G_1} \varepsilon_x. \quad (4.32)$$

$$I_{\text{PEN}} = e \phi (QE_2 G_2) f_{G_0} \varepsilon_{\text{PEN}}, \quad (4.33)$$

dove e è la carica elementare, ϕ il flusso di fotoni incidente sul campione, $(QEG)_1$ e $(QEG)_2$ le risposte dei due fotomoltiplicatori, f_{G_1} e f_{G_0} i fattori geometrici associati alle rispettive porte della camera. Dal rapporto tra i due segnali si ottiene

$$\frac{I_x}{I_{\text{PEN}}} = \frac{(QEG)_1 f_{G_1} \varepsilon_x}{(QEG)_2 f_{G_0} \varepsilon_{\text{PEN}}}. \quad (4.34)$$

Utilizzando i fattori correttivi determinati nelle sezioni precedenti, è possibile isolare il

contributo dovuto esclusivamente alle proprietà dei materiali:

$$\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_{\text{PEN}}} = \frac{I_x}{I_{\text{PEN}}} \frac{1}{R_{\text{PMT}} R_G}. \quad (4.35)$$

L'applicazione di tali correzioni consente di eliminare gli effetti associati sia alla differente risposta dei fotomoltiplicatori sia alle asimmetrie geometriche residue del setup. I valori ottenuti possono quindi essere interpretati come una misura diretta dell'efficienza relativa di conversione della radiazione VUV dei materiali investigati rispetto al campione di riferimento PEN. In particolare, valori maggiori dell'unità indicano una capacità di conversione superiore a quella del PEN, mentre valori inferiori all'unità corrispondono a prestazioni peggiori rispetto al materiale di riferimento.

Per ciascun campione sono state effettuate due misure indipendenti dell'efficienza relativa rispetto al PEN. La compatibilità tra i risultati ottenuti è stata valutata confrontando la differenza tra le due misure con l'incertezza combinata.

Tabella 4.4: Misure del rapporto di efficienza relativa rispetto al PEN.

Campione	$(\varepsilon/\varepsilon_{\text{PEN}})_1$	$(\varepsilon/\varepsilon_{\text{PEN}})_2$
75b	1.261 ± 0.077	1.250 ± 0.077
76b	1.383 ± 0.085	1.288 ± 0.079

In entrambi i casi i risultati ottenuti dalle due acquisizioni indipendenti risultano compatibili entro le incertezze sperimentali. Questo conferma la buona riproducibilità della procedura sperimentale e la stabilità del sistema di misura durante l'intera campagna di acquisizione.

Combinando le due misure mediante media pesata si ottengono i seguenti valori finali:

$$\frac{\varepsilon_{75b}}{\varepsilon_{\text{PEN}}} = 1.256 \pm 0.054, \quad (4.36)$$

$$\frac{\varepsilon_{76b}}{\varepsilon_{\text{PEN}}} = 1.334 \pm 0.058. \quad (4.37)$$

Entrambi i campioni mostrano quindi un'efficienza di conversione superiore a quella del PEN. In particolare, il campione 75b presenta un incremento dell'efficienza relativa di circa il 26%, mentre il campione 76b mostra un miglioramento di circa il 33%. Sebbene i due risultati siano compatibili entro le rispettive incertezze sperimentali, il campione 76b, caratterizzato da una maggiore densità superficiale di pTP, evidenzia la migliore prestazione tra i materiali investigati, suggerendo che un aumento della quantità di wavelength shifter depositato possa favorire una conversione più efficiente della radiazione VUV nelle condizioni sperimentali considerate.

4.8 Conclusioni

In questo capitolo è stata sviluppata e validata una procedura sperimentale per la caratterizzazione comparativa di materiali wavelength shifter destinati ai sistemi di rivelazione della luce di scintillazione in argon liquido. L'attività è stata preceduta da un'approfondita fase di ottimizzazione del set-up sperimentale, necessaria per identificare e ridurre le principali sorgenti di incertezza sistematica che avrebbero potuto compromettere l'affidabilità delle misure.

Lo studio della risposta del setup ha permesso di individuare contributi dovuti a luce diffusa e a imperfezioni nell'allineamento del sistema ottico. Gli interventi di riallineamento, pulizia delle componenti ottiche e introduzione delle fenditure in Kapton hanno consentito di ridurre significativamente tali effetti, ottenendo una distribuzione del fascio più controllata e una risposta sostanzialmente simmetrica dei due canali di misura. La successiva sostituzione della configurazione iniziale con due fotomoltiplicatori identici ha inoltre permesso di minimizzare le differenze dovute alle caratteristiche intrinseche dei rivelatori, rendendo possibile una caratterizzazione migliore del sistema.

La caratterizzazione dei fotomoltiplicatori mediante la misura della corrente anodica e l'analisi dello spettro a singolo fotoelettrone ha consentito, poi, di ricostruire le curve di guadagno assolute e di verificare la consistenza della procedura di calibrazione adottata. Attraverso misure effettuate con il campione di riferimento PEN sono stati inoltre determinati i fattori correttivi associati alla risposta relativa dei due PMT e alla geometria del setup, mostrando che le asimmetrie geometriche risultano trascurabili mentre le differenze residue sono riconducibili principalmente alle caratteristiche fotoelettriche dei rivelatori. La validazione indipendente della procedura, effettuata confrontando due campioni nominalmente identici di PEN, ha confermato l'efficacia delle correzioni introdotte e la stabilità del sistema di misura durante l'intera campagna sperimentale.

Una volta completata la caratterizzazione del setup, è stato possibile confrontare quantitativamente le prestazioni dei campioni wavelength shifter investigati. Entrambi i campioni rivestiti in p-terfenile hanno mostrato un'efficienza di conversione superiore rispetto al PEN, con incrementi dell'ordine del 25–30%. In particolare, il campione 76b, caratterizzato da una maggiore densità superficiale di pTP, ha fornito le prestazioni migliori tra i materiali analizzati, suggerendo che, nell'intervallo di deposizione studiato, un aumento dello spessore del rivestimento favorisca una conversione più efficiente della radiazione VUV.

Nel complesso, il lavoro svolto ha permesso di realizzare un set-up sperimentale affidabile e opportunamente calibrato, definendo una metodologia di misura riproducibile e validata sperimentalmente. Tale procedura costituisce uno strumento utile per future attività di ricerca e sviluppo nell'ambito dei sistemi di raccolta della luce per rivelatori a argon liquido, fornendo una base sperimentale per la selezione e l'ottimizzazione di nuovi mate-

riali destinati ai rivelatori ottici di prossima generazione, come il sistema X-ARAPUCA previsto per l'esperimento DUNE.

Capitolo 5

Studio della propagazione della luce di scintillazione in ICARUS

5.1 Introduzione e obiettivi

La luce di scintillazione prodotta nell'argon liquido rappresenta una delle osservabili fondamentali dei rivelatori LAr-TPC. In ICARUS il sistema di fotorivelazione ha la funzione primaria di generare il trigger e di determinare il tempo *assoluto* dell'interazione, necessario per convertire il tempo di deriva degli elettroni nelle coordinate tridimensionali utilizzate dalla ricostruzione della TPC. Inoltre, l'informazione ottica fornisce indicazioni sulla posizione e sulla topologia dell'evento e costituisce quindi uno strumento complementare per la ricostruzione degli eventi basata, almeno in parte, sul segnale luminoso.

La risposta del sistema ottico è determinata dall'energia della particella primaria e dai processi che intervengono tra la produzione della luce di scintillazione e la rivelazione dei fotoni. La luce emessa nell'argon liquido può percorrere distanze dell'ordine di alcuni metri prima di raggiungere i fotomoltiplicatori, subendo fenomeni di scattering, riflessioni sulle superfici del rivelatore e conversioni nel wavelength shifter depositato sui PMT. Di conseguenza, eventi caratterizzati da depositi di energia simili possono produrre segnali ottici significativamente differenti in funzione della loro posizione nel volume attivo. Pertanto, lo studio della risposta ottica del rivelatore risulta fondamentale per comprendere gli effetti della propagazione della luce e descriverne correttamente il comportamento. La descrizione di questi effetti costituisce uno degli aspetti più delicati della simulazione ottica di ICARUS al fine di riprodurre correttamente la quantità totale di luce raccolta e le distribuzioni spaziale e temporale dei fotoni all'interno del rivelatore.

L'obiettivo del presente capitolo è effettuare una valutazione sperimentale del tempo di propagazione della luce di scintillazione nel volume attivo della LAr-TPC di ICARUS, studiandone la dipendenza dalla coordinata di deriva. Si vuole descrivere il comportamento del segnale luminoso al variare della distanza percorsa dai fotoni all'interno del volume

attivo, valutando gli andamenti del tempo di propagazione e del libero cammino medio della luce in funzione della coordinata di drift. I risultati ottenuti forniscono indicazioni utili per vincolare le ottimizzazioni delle simulazioni Monte Carlo e rappresentano una validazione qualitativa del modello ottico descritto nel Capitolo 3.

Nel seguito del capitolo verranno descritte le procedure di selezione degli eventi e la costruzione dei campioni utilizzati nell'analisi, caratterizzati da differenti proprietà geometriche delle tracce. Per tali campioni verranno studiate le principali osservabili ottiche e, nel caso del tempo di propagazione, la sua dipendenza dalla distanza di deriva.

5.2 Schema generale dell'analisi

L'analisi presentata in questo capitolo è stata condotta su un campione di dati acquisito durante il run 9435 del RUN-2, run di riferimento per la calibrazione e la validazione del RUN-2. I dati sono stati successivamente processati mediante la catena di ricostruzione standard dell'esperimento, implementata nell'ambiente software **LArSoft**, un framework comune utilizzato dagli esperimenti basati sulla tecnologia LAr-TPC per la simulazione, la ricostruzione e l'analisi degli eventi [65, 66]. L'obiettivo della ricostruzione è trasformare i segnali grezzi provenienti dai diversi sottorivelatori in una descrizione fisica completa dell'evento, contenente informazioni geometriche, calorimetriche e temporali utilizzabili nelle analisi offline. La ricostruzione degli eventi è organizzata in due fasi principali. Durante la prima fase vengono eseguite le procedure preliminari di elaborazione del segnale e di calibrazione necessarie per correggere gli effetti strumentali dei diversi sistemi di rivelazione. Le informazioni calibrate vengono successivamente elaborate nella fase successiva, nella quale vengono applicati gli algoritmi di ricostruzione fisica dell'evento.

Tra queste due fasi vengono prodotti i cosiddetti *Calibration Ntuples*, che rappresentano un livello intermedio della catena di ricostruzione. Si tratta di file ROOT che raccolgono, in una struttura unificata, le principali quantità provenienti dai diversi sottorivelatori, insieme alle associazioni tra i corrispondenti oggetti fisici e costituiscono il formato dati di riferimento per gli studi di calibrazione e validazione della ricostruzione.

Nel presente studio vengono utilizzate informazioni provenienti dai tre principali sistemi di rivelazione di ICARUS: la Time Projection Chamber (TPC), il sistema di fotomoltiplicatori (PMT) e il Cosmic Ray Tagger (CRT). Lo studio della propagazione della luce richiede, infatti, di correlare la posizione di produzione della luce di scintillazione con il segnale registrato dal sistema ottico, rendendo necessaria la combinazione delle informazioni geometriche, temporali e topologiche fornite da questi tre sistemi di rivelazione.

La Figura 5.1 mostra uno schema semplificato della geometria della LAr-TPC di ICARUS, evidenziando il catodo centrale, i piani anodici, il sistema di rivelazione della luce costituito dai PMT e il *Top Cosmic Ray Tagger* (CRT). Nella stessa figura sono inoltre riportate le tre principali categorie di tracce di muoni cosmici considerate in questo lavoro.

Le tracce *Cathode Crossing*, rappresentate in nero tratteggiato, attraversano il piano catodico propagandosi da una semicamera all'altra della TPC. Le tracce *Vertical Cathode Crossing*, mostrate in rosso tratteggiato, attraversano anch'esse il catodo ma con una direzione pressoché verticale. Infine, le tracce *Vertical*, rappresentate in blu, sono muoni cosmici quasi verticali identificati mediante il sistema CRT.

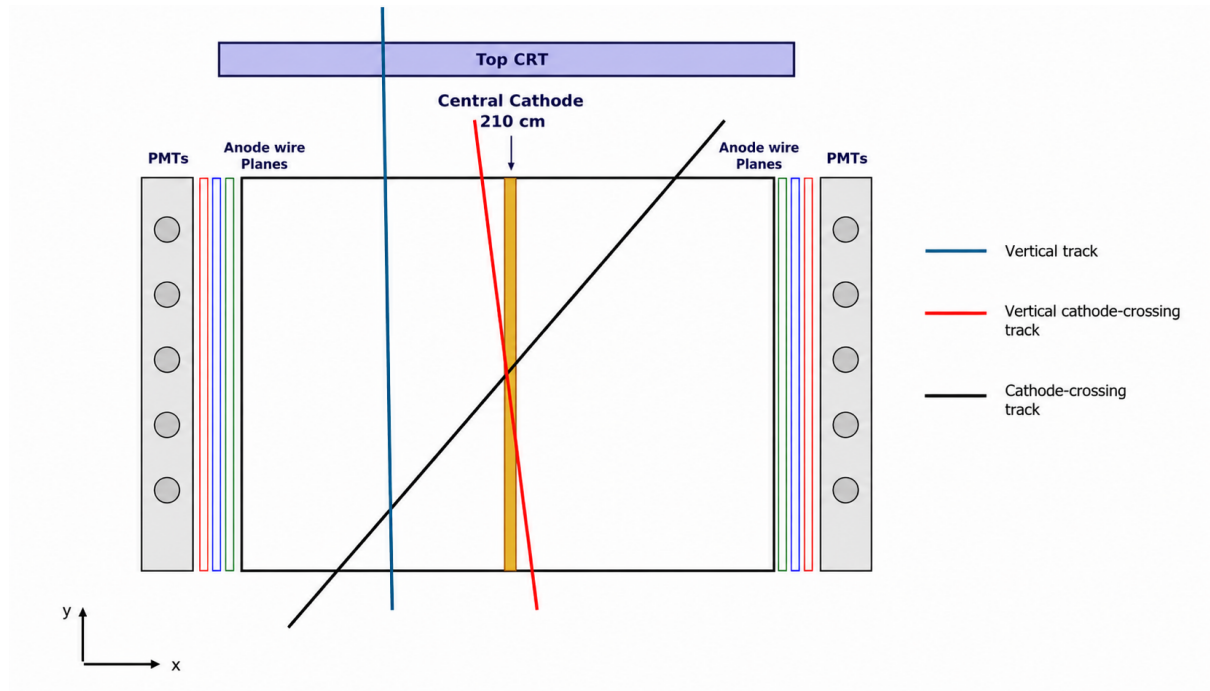


Figura 5.1: Schema semplificato della geometria della LAr-TPC di ICARUS utilizzata per definire i principali campioni di muoni cosmici analizzati in questo lavoro. Sono rappresentati il catodo centrale, i piani anodici, il sistema di fotomoltiplicatori (PMT) e il Top Cosmic Ray Tagger (CRT). Le tre tipologie di tracce considerate sono: *Vertical* (blu), selezionate tramite il CRT; *Vertical Cathode-Crossing* (rosso), che attraversa il catodo mantenendo una direzione quasi verticale; e *Cathode-Crossing* (nero), che attraversa il catodo.

Prima di descrivere le procedure di selezione sviluppate nel corso di questo lavoro, è utile introdurre i principali oggetti ricostruiti utilizzati nell'analisi e richiamare brevemente le informazioni fornite da tali sottosistemi.

5.2.1 Ricostruzione delle tracce nella TPC

Quando una particella carica attraversa l'argon liquido (TPC), essa deposita energia attraverso processi di ionizzazione ed eccitazione atomica. Gli elettroni di ionizzazione vengono trasportati dal campo elettrico verso i piani anodici, ciascuno dei quali è costituito da tre piani di fili orientati secondo direzioni differenti. I segnali acquisiti sui fili vengono elaborati dalla catena di ricostruzione, che consente l'identificazione degli *hit*, depositi localizzati di carica, e la successiva costruzione degli *space points*, che costituiscono

il punto di partenza per la ricostruzione tridimensionale delle particelle. Quest'ultima è affidata principalmente alla suite di algoritmi *Pandora* [64], basata sull'approccio *particle flow*, che combina le informazioni provenienti dalle diverse viste della TPC per identificare tracce e sciame elettromagnetici.

Le tracce ricostruite nella TPC contengono tutte le informazioni associate alle particelle cariche ricostruite. In particolare, ai fini dello studio della propagazione della luce, per ogni traccia sono considerate la posizione dei punti iniziale e finale, la direzione, la lunghezza, la sequenza dei punti appartenenti alla traiettoria e la carica depositata in ogni punto. Queste informazioni costituiscono il riferimento geometrico fondamentale per lo studio della propagazione della luce, poiché permettono di localizzare con precisione la regione in cui viene prodotta la scintillazione.

5.2.2 Ricostruzione dei flash nei PMT

Il passaggio di una particella in una LAr-TPC, oltre a ionizzare il mezzo, può eccitare gli atomi di argon, che successivamente si diseccitano emettendo luce di scintillazione nell'ultravioletto profondo (VUV). La luce così prodotta attraversa il volume attivo del rivelatore e viene rivelata dal sistema ottico, costituito da 360 fotomoltiplicatori rivestiti con tetrafenil-butadiene (TPB). Il TPB è un materiale *Wavelength Shifter* che converte i fotoni VUV in luce visibile, rendendone possibile la rivelazione da parte dei PMT.

I segnali acquisiti dai fotomoltiplicatori vengono elaborati dagli algoritmi di ricostruzione ottica per identificare gli impulsi luminosi e costruire gli oggetti utilizzati nelle analisi. I principali sono gli *Optical Hit* (*OpHit*) e gli *Optical Flash* (*OpFlash*).

L'*Optical Hit* rappresenta il segnale registrato da un singolo PMT. Per ciascun *OpHit* vengono ricostruiti diversi parametri, tra cui il tempo di arrivo, l'ampiezza dell'impulso e il numero di fotoelettroni associati. Il tempo dell'*OpHit* è definito a partire dal massimo del segnale, corretto mediante un offset temporale fisso.

Gli *OpHit* registrati da PMT differenti vengono raggruppati quando risultano compatibili entro una prefissata finestra temporale di coincidenza. L'insieme degli *OpHit* appartenenti allo stesso intervallo temporale costituisce un *Optical Flash*, che rappresenta la risposta complessiva del sistema ottico alla produzione di luce nel rivelatore. Il tempo del flash è definito come quello del primo *OpHit* appartenente al gruppo, mentre il segnale complessivo è ottenuto sommando i contributi dei singoli *OpHit* in una finestra temporale di circa $1\ \mu\text{s}$.

In ICARUS gli *OpFlash* sono ricostruiti mediante l'algoritmo *SimpleFlash*, che ricerca coincidenze temporali tra i segnali provenienti dai diversi PMT e ne determina le principali proprietà, quali il tempo, la carica totale raccolta e la distribuzione spaziale della luce. Il tempo del flash fornisce una misura del tempo assoluto dell'interazione, fondamentale per determinare il tempo di deriva degli elettroni e sincronizzare le informazioni

provenienti dai diversi sottorivelatori.

5.2.3 Ricostruzione nel CRT

Un ulteriore contributo all'identificazione degli eventi è fornito dal sistema *Cosmic Ray Tagger* (CRT), costituito da pannelli scintillanti installati all'esterno del criostato.

Quando un raggio cosmico attraversa uno dei moduli viene ricostruito un *CRT hit*, al quale sono associate informazioni spaziali e temporali indipendenti dalla ricostruzione effettuata nella TPC. Tali informazioni possono essere correlate con le tracce ricostruite e con i segnali ottici, fornendo un vincolo geometrico aggiuntivo e permettendo di identificare particolari categorie di muoni cosmici. In particolare, nel presente studio, le informazioni delle *CRT hit* vengono impiegate per la costruzione del campione di tracce verticali.

La combinazione delle informazioni provenienti da TPC, PMT e CRT costituisce la base delle analisi presentate nelle sezioni successive e permette di correlare la posizione delle tracce ricostruite con la risposta osservata dal sistema ottico, rendendo possibile uno studio qualitativo della propagazione della luce all'interno del rivelatore.

5.3 Campione dati e strategia di selezione

Per investigare l'omogeneità della risposta del sistema ottico nelle diverse regioni del volume attivo è necessario utilizzare un campione di eventi caratterizzato da una geometria semplice e da un'ampia distribuzione spaziale. A tale scopo sono stati selezionati muoni cosmici con traiettorie verticali, distribuiti su un ampio intervallo della coordinata di drift, così da studiare la risposta del rivelatore in differenti regioni del volume attivo.

I muoni cosmici costituiscono una sonda particolarmente adatta a questo tipo di studio. Essendo particelle minimamente ionizzanti, depositano energia in modo pressoché uniforme lungo la loro traiettoria, producendo una quantità di luce di scintillazione ben definita e sufficientemente intensa da consentire uno studio dettagliato della risposta del sistema ottico. Inoltre, attraversando il rivelatore in numerose configurazioni geometriche, consentono di investigare la risposta ottica in diverse regioni del volume attivo e per differenti distanze rispetto ai fotomoltiplicatori. Rispetto alle interazioni di neutrino, caratterizzate da topologie generalmente più complesse e da una statistica inferiore, le interazioni da muoni cosmici rappresentano il campione sperimentale ideale per calibrare e per validare i modelli di simulazioni.

Il campione iniziale è costituito dagli eventi fisici acquisiti durante il RUN 9435. Tali eventi, ricostruiti mediante la catena standard di ICARUS e salvati nei Calibration Ntuples, contengono l'insieme completo degli oggetti fisici ricostruiti dai diversi sottorivelatori.

A partire da questo campione inclusivo sono stati applicati criteri di selezione, in modo da ottenere sottocampioni caratterizzati da proprietà geometriche e temporali ben definite

che permettono di caratterizzare in modo univoco gli eventi. In particolare, sono stati privilegiati gli eventi per i quali fosse possibile determinare con elevata affidabilità la posizione della traccia all'interno del volume attivo e il tempo assoluto dell'interazione. Le diverse procedure di selezione e le caratteristiche dei campioni ottenuti saranno descritte nelle sezioni successive.

5.4 Selezione delle tracce *Cathode Crossing*

La prima categoria di eventi considerata è costituita dalle tracce *Cathode Crossing*, corrispondenti a tracce di possibili muoni cosmici che attraversano entrambe le semicamere della TPC intersecando il piano catodico centrale. Una rappresentazione schematica di un esempio di traccia *Cathode Crossing* è raffigurata in Figura 5.1 in nero. Questo campione di tracce riveste un ruolo importante nello studio della propagazione della luce, come in ogni processo di calibrazione e validazione del processo di ricostruzione, poiché l'attraversamento del catodo consente di determinare il tempo assoluto dell'evento in modo geometrico (t_0), permettendo di ricostruire la posizione tridimensionale dei depositi di energia.

La selezione è stata effettuata a partire dagli eventi contenuti nelle *Calibration Ntuples*, mantenendo esclusivamente le tracce per le quali fosse disponibile una misura valida del tempo assoluto. In particolare, sono state selezionate le tracce caratterizzate da un valore finito di t_0 e compreso nell'intervallo $|t_0| < 350 \mu s$, corrispondente alla finestra temporale degli eventi fisici ricostruiti nel volume attivo.

Per ogni traccia sono stati considerati gli hit appartenenti al piano di collezione e limitati ai punti per i quali fosse disponibile uno *space point* ricostruito. A ciascun punto è stata associata la carica dell'hit corrispondente e le coordinate dei diversi punti sono state utilizzate per determinare i baricentri in carica della traccia lungo le tre coordinate spaziali (x, y, z) secondo la relazione, mostrata solo per la coordinata z :

$$\bar{z} = \frac{\sum_i z_i Q_i}{\sum_i Q_i},$$

dove Q_i rappresenta la carica associata al singolo hit.

Il campione *Cathode Crossing* così ottenuto costituisce il punto di partenza per gli studi successivi. La disponibilità di una ricostruzione tridimensionale non ambigua della traccia permette di correlare con precisione la posizione dei depositi di energia con il segnale osservato dal sistema ottico, fornendo il riferimento geometrico necessario per gli studi sulla propagazione della luce.

5.4.1 Associazione tra tracce TPC e segnali ottici

Una volta selezionato il campione di tracce *Cathode Crossing*, è stata ricercata l'associazione con i segnali di scintillazione ricostruiti dal sistema ottico. L'analisi è stata effettuata utilizzando gli oggetti *Optical Flash*, ai quali sono associate informazioni temporali e spaziali ottenute a partire dalla distribuzione della luce osservata dai fotomoltiplicatori. In particolare, per ogni flash sono disponibili il tempo del segnale ottico, t_{flash} , e la coordinata longitudinale z del baricentro di luce z_{flash} .

Per escludere eventi localizzati in prossimità delle estremità della TPC, dove la presenza di effetti di bordo e la minore copertura del sistema ottico possono introdurre distorsioni nella risposta dei fotomoltiplicatori, sono state mantenute esclusivamente le tracce caratterizzate dalla coordinata longitudinale del baricentro in carica, $\bar{z}_{\text{track}}$ e dalla coordinata longitudinale del baricentro di luce del flash corrispondente z_{flash} appartenenti alla regione centrale del rivelatore. In Tabella 5.1 sono riportati i valori attribuiti alle due variabili. Tale selezione consente di limitare l'analisi a regioni caratterizzate da una risposta ottica più uniforme.

La coincidenza tra la traccia ricostruita nella TPC e il corrispondente flash è stata effettuata confrontando la posizione longitudinale del baricentro in carica della traccia con quella del flash e il tempo del flash con il tempo assoluto dell'evento. A tale scopo sono state definite le quantità:

$$\Delta z = \bar{z}_{\text{track}} - z_{\text{flash}}, \quad (5.1)$$

$$\Delta t = t_0 - t_{\text{flash}}, \quad (5.2)$$

che rappresentano rispettivamente la differenza tra le coordinate longitudinali e la differenza tra i tempi delle tracce e dei flash. I valori adottati per le selezioni su Δz e Δt sono riportati in Tabella 5.1. L'applicazione di tali criteri rimuove il contributo dovuto a flash prodotti da altre particelle presenti nello stesso evento e identifica il segnale luminoso (flash) associato ad ogni traccia ricostruita nella TPC.

Tabella 5.1: Criteri di selezione applicati alle tracce e all'associazione con il corrispondente flash.

Variabile	Selezione
$ \bar{z}_{\text{track}} $	$< 500 \text{ cm}$
$ z_{\text{flash}} $	$< 500 \text{ cm}$
$ \Delta z $	$< 50 \text{ cm}$
$ \Delta t $	$< 10 \text{ } \mu\text{s}$

Per valutare l'effetto delle selezioni applicate, sono state confrontate le distribuzioni delle variabili Δz e Δt prima e dopo l'applicazione dei criteri di selezione. Come atteso, entrambe le distribuzioni presentano un massimo in prossimità dello zero. Lo studio di queste distribuzioni fornisce una verifica della compatibilità tra le informazioni ricostruite dai due sottosistemi e permette di valutare l'efficacia delle selezioni applicate.

Le distribuzioni mostrate in Figura 5.2 evidenziano l'effetto dell'applicazione del criterio di coincidenza tra le tracce *Cathode Crossing* e i segnali ottici. Prima della selezione, la presenza di associazioni con flash prodotti da altre particelle presenti nello stesso evento genera distribuzioni caratterizzate da un fondo esteso sia nella differenza temporale Δt sia nella differenza spaziale Δz .

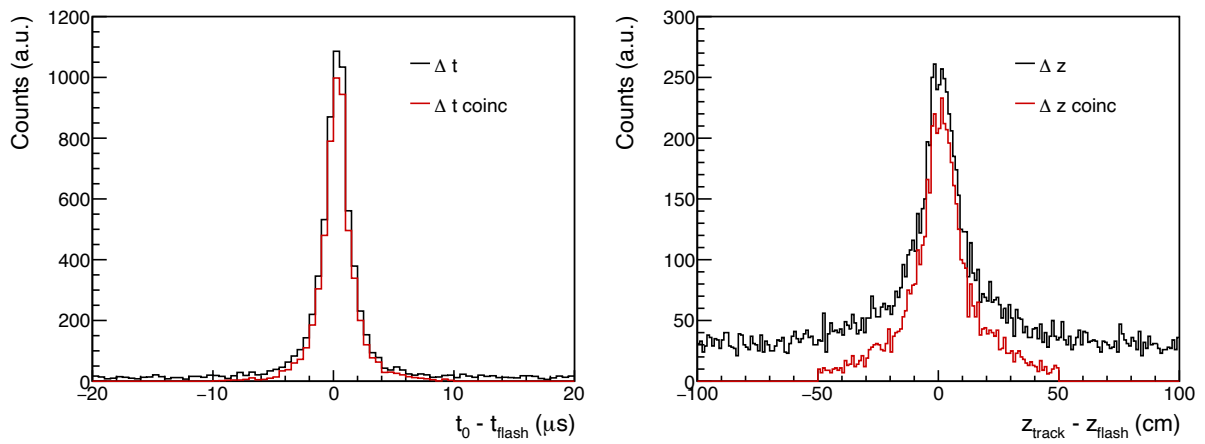


Figura 5.2: Distribuzioni della differenza temporale, $\Delta t = t_0 - t_{flash}$ (sinistra), e spaziale in termini di baricentro longitudinale, Δz (destra), per il campione di tracce *Cathode Crossing* tra le osservabili relative alle tracce rivelate nella TPC e i flash rivelati nei PMT. In rosso sono rappresentate le differenze applicando i criteri di coincidenza traccia-flash, mentre, in nero le differenze tra ogni traccia e tutti i flash appartenenti allo stesso evento.

L'applicazione del criterio di coincidenza consente di identificare il segnale associato alla traccia ricostruita nella TPC, eliminando quasi completamente il contributo dovuto ad associazioni spurie. In particolare, le selezioni di coincidenza applicate sono: $-10 < \Delta t < 10 \mu s$ per la distribuzione di Δt e $|\Delta z| < 50$ per la distribuzione di Δz .

La soppressione delle code presenti nelle distribuzioni prima della coincidenza indica che gran parte degli eventi esclusi è associata a flash non correlati alla traccia considerata. La selezione permette, quindi, di ottenere un campione caratterizzato da una maggiore compatibilità tra le informazioni ricostruite dalla TPC e quelle provenienti dal sistema ottico.

5.5 Selezione delle tracce *Vertical Cathode Crossing*

Sebbene le tracce *Cathode Crossing* consentano di ricostruire univocamente la posizione tridimensionale dell'evento, a partire dalla conoscenza del suo tempo assoluto, esse presentano orientazioni molto diverse all'interno del volume attivo. La risposta del sistema ottico risente oltre che della distanza dai fotomoltiplicatori anche della geometria della traccia. Per limitare quest'ultimo effetto, è stato selezionato un sotto-campione di eventi costituito dalle tracce *Vertical Cathode Crossing*, che attraversano entrambe le semicamere della TPC con una direzione verticale. Una rappresentazione schematica di una traccia *Vertical Cathode Crossing* è raffigurata in Figura 5.1 in rosso. Questa configurazione permette di ridurre la dispersione geometrica del campione e di minimizzare la dipendenza della risposta ottica dall'inclinazione della traccia.

La selezione è stata ottenuta introducendo ulteriori vincoli geometrici rispetto al campione *Cathode Crossing*. In particolare, sono state selezionate esclusivamente tracce che attraversano il volume attivo dall'alto verso il basso, imponendo criteri geometrici sul punto iniziale e finale della traccia e limitando la variazione delle coordinate trasversali, in modo da privilegiare le traiettorie verticali. I criteri di selezione adottati sono riportati in Tabella 5.2.

Tabella 5.2: Criteri di selezione geometrica applicati per la selezione delle tracce *Vertical Cathode Crossing*.

Variabile	Selezione
y_{start}	$> 125 \text{ cm}$
y_{end}	$< -175 \text{ cm}$
$ x_{\text{end}} - x_{\text{start}} $	$< 100 \text{ cm}$
$ z_{\text{end}} - z_{\text{start}} $	$< 100 \text{ cm}$

In questo modo il deposito di energia risulta maggiormente localizzato lungo la direzione longitudinale, riducendo gli effetti dovuti alla diversa inclinazione delle tracce. Analogamente a quanto fatto per le tracce *Cathode Crossing*, per ogni evento selezionato è stato calcolato il baricentro in carica, e sono stati selezionati i flash in coincidenza con ogni traccia. Il campione di tracce *Vertical Cathode Crossing* corrisponde a circa il 6% del campione delle *Cathode Crossing* e, pur essendo caratterizzato da una geometria più uniforme e controllata, mantiene le stesse proprietà temporali e spaziali del campione originale delle *Cathode Crossing*.

Per validare la costanza della risposta del sistema ottico, in questo sotto-campione (*Vertical Cathode Crossing*, rispetto al *Cathode Crossing*) sono state considerate due grandezze che forniscono informazioni complementari sull'intensità del segnale luminoso rivelato:

l'ampiezza del segnale e la sua carica integrata.

L'ampiezza del segnale corrisponde al valore massimo raggiunto dall'impulso elettrico prodotto dal fotomoltiplicatore ed è quindi legata al numero di fotoelettroni raccolti in un intervallo temporale molto breve. Essa fornisce una misura della massima intensità istantanea del segnale luminoso osservato.

La carica integrata del flash, ottenuta integrando il segnale nel tempo, rappresenta invece una misura della quantità totale di luce raccolta dal sistema ottico. Essendo proporzionale al numero complessivo di fotoelettroni registrati, essa costituisce una stima dell'energia luminosa rivelata dai PMT.

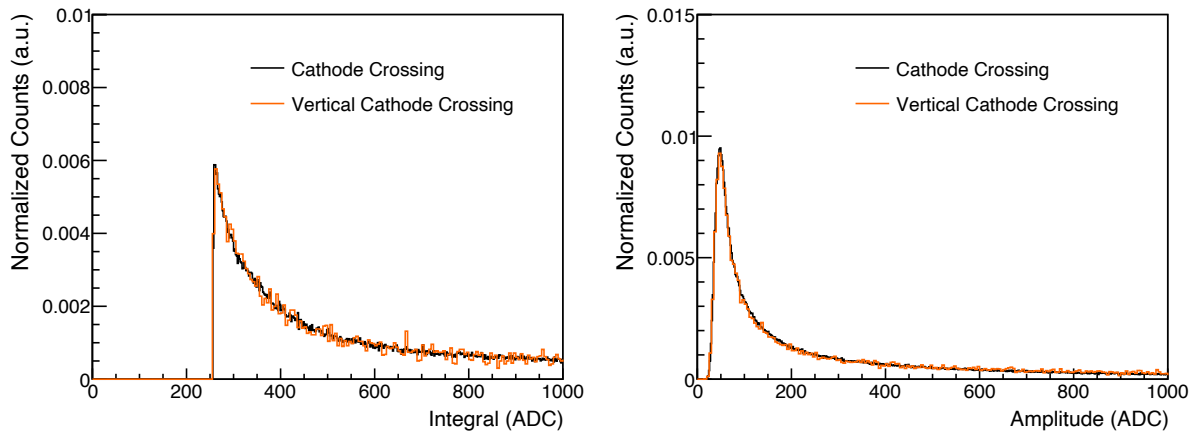


Figura 5.3: Confronto delle distribuzioni della carica integrata del flash (sinistra) e dell'ampiezza del segnale (destra) per i campioni *Cathode Crossing* (nero) e *Vertical Cathode Crossing* (arancione). In entrambi i confronti le distribuzioni sono normalizzate all'area.

La Figura 5.3 mostra il confronto delle distribuzioni dell'ampiezza del segnale e della carica integrata del flash per il campione delle tracce *Cathode Crossing* e per il campione delle *Vertical Cathode Crossing*, entrambe normalizzate all'area. In entrambi i casi le distribuzioni risultano sovrapposte, indicando che la selezione geometrica introdotta non modifica in maniera significativa le caratteristiche globali del segnale ottico, come atteso. Ciò suggerisce che il campione delle *Vertical Cathode Crossing*, pur essendo caratterizzato da una geometria più stringente, mantiene una risposta luminosa rappresentativa di quella osservata nel campione originale.

5.6 Selezione delle tracce *Vertical*

Sebbene le tracce *Vertical Cathode Crossing* costituiscano un campione adatto allo studio della propagazione della luce, il requisito dell'attraversamento del catodo ne limita significativamente la statistica. Per ampliare il campione di eventi analizzati è stata quindi sviluppata una selezione dedicata ai muoni cosmici verticali, basata sulle informazioni fornite dal sistema *Cosmic Ray Tagger* (CRT).

La selezione viene inizialmente effettuata sulla base della geometria delle tracce ricostruite nella TPC, utilizzando gli stessi criteri di verticalità imposti alle tracce *Vertical Cathode Crossing*, riportati in Tabella 5.2. Vengono inoltre mantenuti soltanto eventi caratterizzati da un deposito di carica significativo e da un baricentro contenuto nella regione centrale del rivelatore, in modo da ridurre gli effetti di bordo e garantire una risposta ottica più uniforme, in analogia a quanti fatto per le tracce *Vertical Cathode Crossing*.

Per associare la traccia al sistema CRT, la direzione della particella viene determinata mediante una procedura di *Principal Component Analysis* (PCA) e la traiettoria viene estrapolata fino ai piani del CRT. La presenza di hit compatibili con il prolungamento della traccia permette di identificare il muone cosmico che attraversa entrambi i piani, e di associare all'evento un tempo identificativo del CRT (t_{CRT}).

Una volta identificato l'evento nel sistema CRT, viene ricercato il corrispondente segnale ottico. La compatibilità temporale tra il flash ricostruito dai PMT e il segnale osservato nel CRT viene valutata mediante la quantità

$$\Delta t = t_{\text{flash}} - t_{\text{CRT}}, \quad (5.3)$$

richiedendo una coincidenza entro una finestra temporale ristretta, $|\Delta t| < 1 \mu s$, per ridurre le associazioni accidentali dovute all'elevato flusso di raggi cosmici. Viene inoltre verificata la compatibilità geometrica tra la posizione del flash e il baricentro della traccia nella TPC. Tenendo conto del tempo del flash associato, la traccia viene infine riportata alla sua posizione reale e viene richiesto che essa risulti completamente contenuta nel volume attivo.

Il campione così ottenuto comprende tracce di possibili muoni cosmici verticali distribuiti in differenti regioni del volume attivo e costituisce il campione di riferimento utilizzato negli studi successivi. Una rappresentazione schematica di un esempio di traccia *Vertical* è raffigurata in Figura 5.1 in blu.

5.6.1 Confronto tra tracce *Vertical Cathode Crossing* e tracce *Vertical*

Prima di utilizzare il campione di tracce *Vertical* selezionate mediante il CRT per lo studio della propagazione della luce, ne è stata verificata la consistenza con il campione delle *Vertical Cathode Crossing*. Lo scopo è valutare che la rimozione del vincolo di attraversamento del catodo, introdotta per aumentare la statistica e ampliare la copertura del volume attivo, e l'ulteriore selezione tramite il CRT, non modifichino le proprietà temporali e ottiche del campione.

Poiché i due campioni presentano una diversa numerosità, le due distribuzioni delle *Vertical Cathode Crossing* sono state normalizzate all'integrale dell'area sottesa, così da con-

frontarne direttamente la forma. Le prime osservabili considerate sono l'ampiezza del segnale e la carica integrata degli *Optical Hits*.

La Figura 5.4 mostra il confronto delle distribuzioni normalizzate per i campioni *Vertical Cathode Crossing* e delle tracce *Vertical*. In entrambi i casi si osserva una sovrapposizione delle distribuzioni, indicando che la selezione delle tracce verticali mediante il CRT non introduce distorsioni significative nelle proprietà globali del segnale ottico, come atteso.

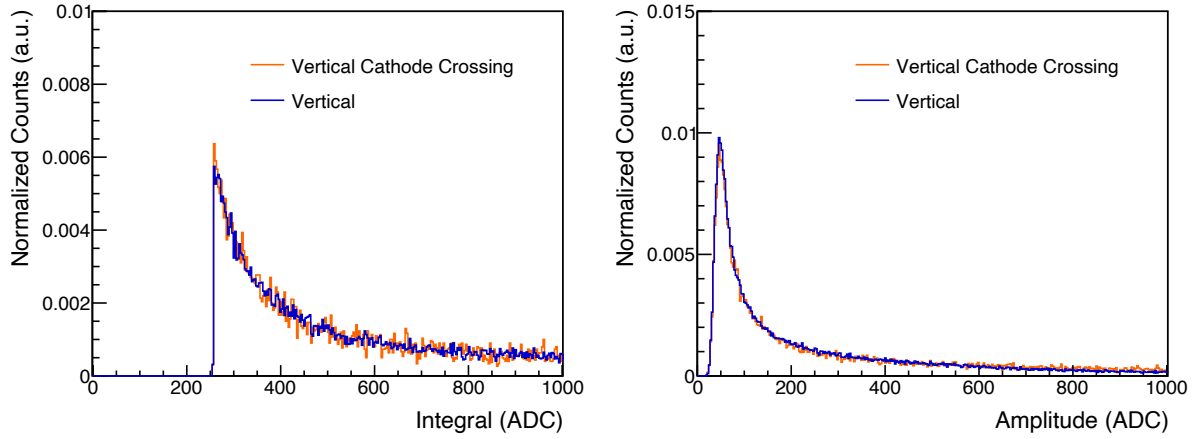


Figura 5.4: Confronto delle distribuzioni della carica integrata del flash (sinistra) e dell'ampiezza del segnale (destra) per i campioni *Vertical Cathode Crossing* (arancione) e *Vertical* (blu). In entrambi i confronti le distribuzioni sono normalizzate all'area.

Per caratterizzare i fenomeni di propagazione della luce all'interno del rivelatore è stata studiata la differenza temporale

$$\Delta t_p = t_{\text{hit}} - t_{\text{flash}}, \quad (5.4)$$

dove t_{hit} rappresenta il tempo della prima hit registrata dal singolo fotomoltiplicatore e t_{flash} il tempo associato al flash ottico. Poiché il tempo del flash è determinato dai primi fotoni rivelati dal sistema ottico, la quantità Δt_p fornisce una misura del ritardo con cui il segnale viene osservato dal singolo PMT rispetto all'istante di formazione del flash.

Tale ritardo è direttamente legato al tempo di propagazione della luce all'interno del rivelatore e dipende principalmente dalla distanza percorsa dai fotoni tra la regione di produzione della scintillazione e il fotomoltiplicatore considerato. Per questo motivo, la variabile Δt_p costituisce una delle osservabili fondamentali dello studio presentato in questo lavoro. Al fine di correlare l'informazione temporale con la geometria dell'evento, essa è stata analizzata in funzione della distanza tra il PMT e il baricentro tridimensionale in carica della traccia, assunto come punto rappresentativo del deposito di energia.

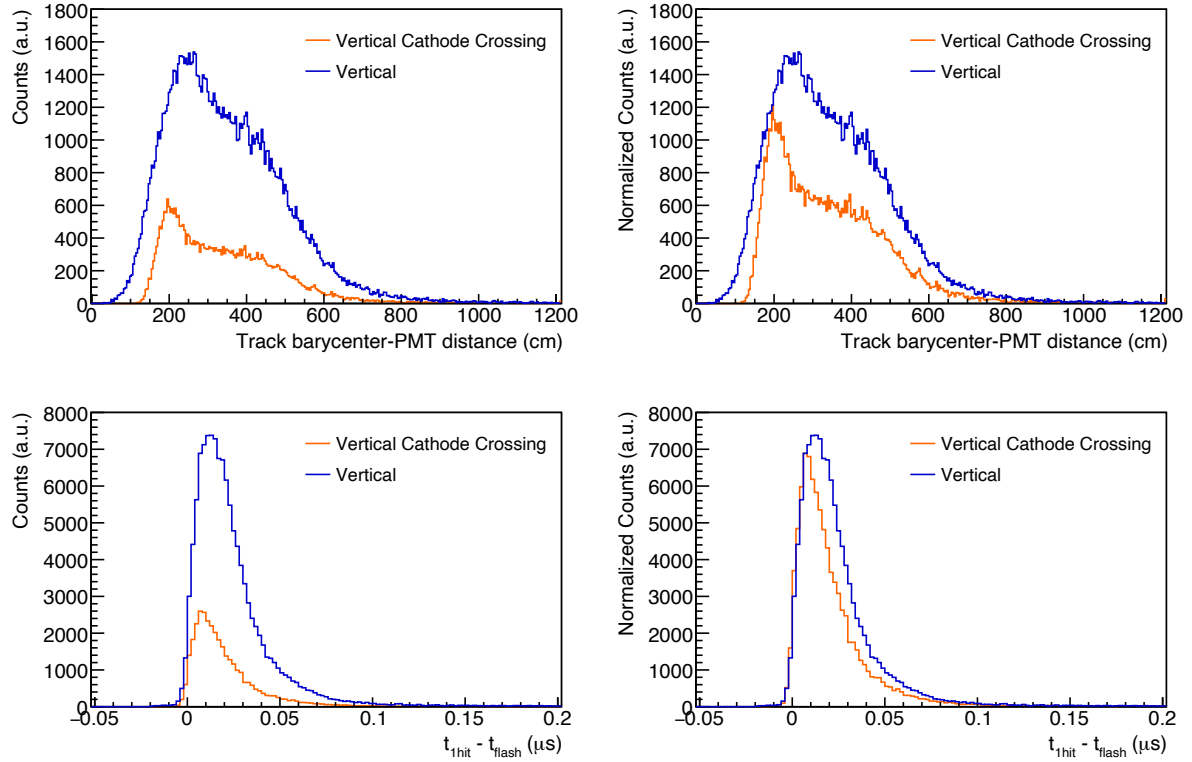


Figura 5.5: Confronto delle distribuzioni della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (pannelli superiori) e del tempo di propagazione della luce Δt_p (pannelli inferiori) per i campioni *Vertical Cathode Crossing* (arancione) e *Vertical* (blu). A sinistra sono mostrati i confronti diretti, mentre a destra i confronti tra le distribuzioni dopo la normalizzazione del massimo del campione *Vertical Cathode Crossing* al corrispondente valore del campione *Vertical*.

La Figura 5.5 riporta, nei pannelli superiori, la distribuzione della distanza tra il baricentro in carica della traccia e il PMT associato, nei pannelli inferiori le distribuzioni del tempo di propagazione della luce $\Delta t_p = t_{\text{hit}} - t_{\text{flash}}$ per i due campioni di tracce. I grafici a sinistra riportano il confronto diretto delle distribuzioni, mentre quelli a destra mostrano il confronto tra le stesse distribuzioni dopo la normalizzazione del massimo del campione *Vertical Cathode Crossing* al corrispondente valore del campione *Vertical*.

Nelle distribuzioni non normalizzate, la maggiore altezza dei picchi osservata per il campione delle *Vertical* riflette la sua maggiore statistica, dal momento che il campione *Vertical Cathode Crossing* ne rappresenta un sottoinsieme, corrispondente a circa il 28%.

Dopo la normalizzazione è invece possibile confrontare direttamente la forma delle distribuzioni.

La distribuzione della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT evidenzia la diversa estensione spaziale dei due campioni. Nel campione *Vertical Cathode Crossing* è presente un marcato picco in corrispondenza della posizione del catodo, diretta conseguenza del requisito di attraversamento del catodo imposto nella selezione. La normalizzazione delle distribuzioni rende questa caratteristica ancora più evidente e mostra come il campione

Vertical copra invece un intervallo di distanze più ampio, essendo distribuito in una porzione più estesa del volume attivo.

Questa differente distribuzione spaziale si riflette anche nel tempo di propagazione della luce. Il campione *Vertical* presenta infatti una distribuzione di Δt leggermente più ampia rispetto alle *Vertical Cathode Crossing*, in accordo con la maggiore varietà di distanze percorse dalla luce prima di raggiungere i fotomoltiplicatori, mentre le tracce *Vertical Cathode Crossing*, concentrate in prossimità del piano catodico, producono una distribuzione più localizzata.

Per studiare eventuali differenze residue tra i due campioni, è stata inoltre considerata la differenza bin per bin tra le distribuzioni, riportata in verde in Figura 5.6.

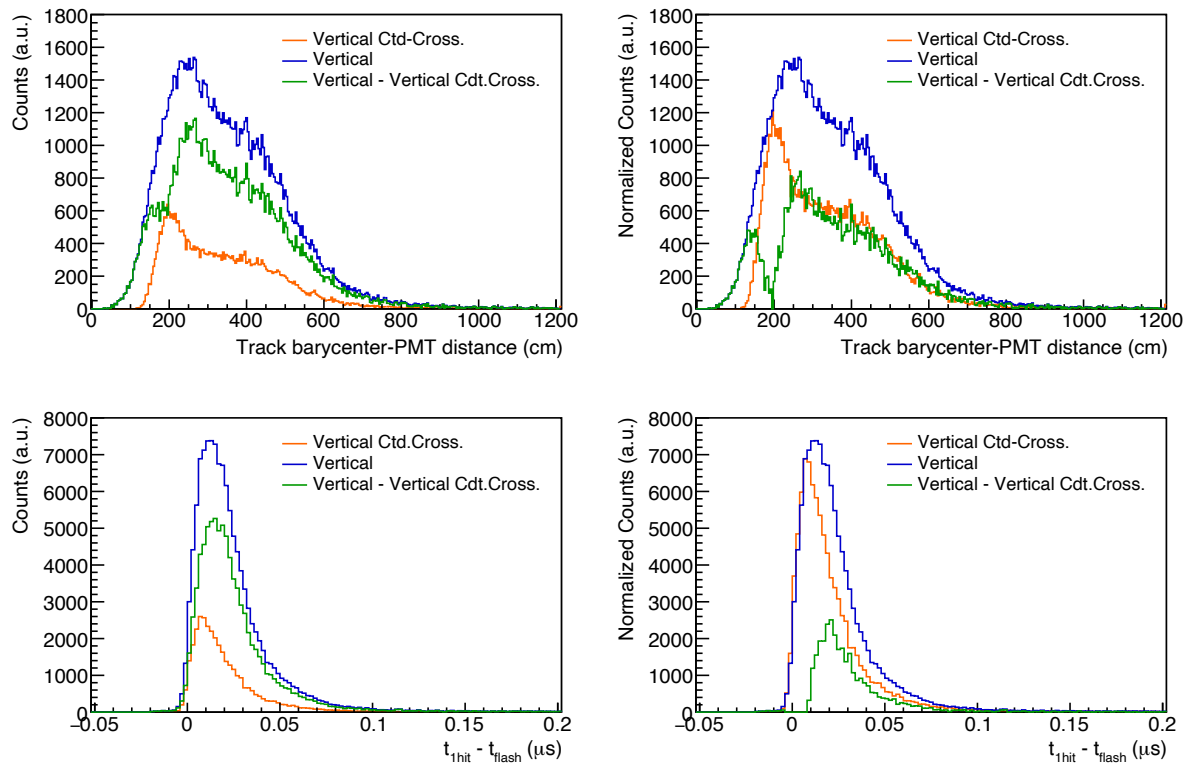


Figura 5.6: Confronto delle distribuzioni della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (pannelli superiori) e del tempo di propagazione della luce Δt_p (pannelli inferiori) per i campioni *Vertical Cathode Crossing* (arancione) e *Vertical* (blu). A sinistra sono mostrati i confronti diretti, mentre a destra i confronti tra le distribuzioni dopo la normalizzazione del massimo del campione *Vertical Cathode Crossing* al corrispondente valore del campione *Vertical*. In verde è mostrata la differenza tra le due distribuzioni.

Analogamente alla Figura 5.5, i pannelli di destra mostrano il confronto tra distribuzioni dopo la normalizzazione del massimo del campione *Vertical Cathode Crossing* al corrispondente valore del campione *Vertical*. In questo modo il confronto risulta indipendente dal diverso numero di eventi presenti nei due campioni e mette in evidenza esclusivamente eventuali differenze nella forma delle distribuzioni.

Nel caso della distribuzione della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT associato, le differenze osservate tra i due campioni sono una conseguenza della selezione geometrica applicata. Il campione *Vertical* comprende tracce distribuite lungo l'intera coordinata di drift della TPC e, di conseguenza, presenta una distribuzione estesa su tutto l'intervallo delle distanze. Nel campione *Vertical Cathode Crossing* le tracce sono vincolate ad attraversare il catodo; è possibile osservare un picco centrato intorno alla distanza corrispondente alla posizione del catodo rispetto ai PMT. La coda verso distanze maggiori è invece dovuta alle associazioni con i PMT della semicamera opposta, per i quali la luce deve attraversare il catodo.

La differenza tra le due distribuzioni, mostrata in verde, evidenzia le caratteristiche delle tracce *Non Cathode Crossing* contenute nel campione *Vertical*: questi eventi si localizzano alle distanze inferiori dalla posizione del catodo, corrispondenti alle tracce prossime ai PMT della propria semicamera, e a distanze superiori agli intorni del catodo, associate ai PMT della semicamera opposta, per i quali la luce attraversa il catodo.

Per la distribuzione del tempo di propagazione della luce Δt_p , si osserva un comportamento coerente con quanto descritto per l'andamento spaziale. Nel campione *Vertical Cathode Crossing* il picco risulta più stretto e centrato a valori di Δt inferiori, poichè le tracce hanno il baricentro localizzato nelle vicinanze del catodo e presentano una geometria molto uniforme. Nel campione *Vertical*, invece, la presenza di tracce distribuite lungo tutta la coordinata di drift introduce un intervallo più ampio di cammini ottici e quindi di tempi di propagazione, determinando un picco più largo. Anche in questo caso la distribuzione differenza mostra che l'allargamento è dovuto anche al contributo delle tracce *Non Cathode Crossing*: esse comprendono eventi prodotti in prossimità dei PMT, caratterizzati da tempi di propagazione più brevi, ed eventi più lontani per i quali la luce percorre distanze maggiori e raggiunge i PMT con tempi più lunghi. Questo conferma che le differenze osservate tra i due campioni sono ampiamente riconducibili alla diversa distribuzione geometrica delle tracce nel volume attivo.

5.6.2 Confronto tra le distribuzioni differenza

Al fine di validare la consistenza interna delle procedure di selezione utilizzate, è stato effettuato un confronto tra due differenti modalità di costruzione del campione delle tracce verticali che non attraversano il catodo: (i) il campione è stato ottenuto indirettamente come differenza tra il campione completo delle tracce *Vertical* e quello delle tracce *Vertical Cathode Crossing*; tale campione rappresenta il 72% del campione complessivo delle tracce *Vertical*; (ii) lo stesso campione è stato ricavato mediante una selezione diretta, imponendo esplicitamente che le tracce verticali selezionate dal CRT non attraversassero il catodo; tale campione rappresenta il 99% del campione complessivo delle tracce *Vertical*.

L'obiettivo di questo studio è verificare che le operazioni di sottrazione tra i campioni

siano compatibili tra loro, fornendo una validazione della procedura utilizzata nelle analisi precedenti.

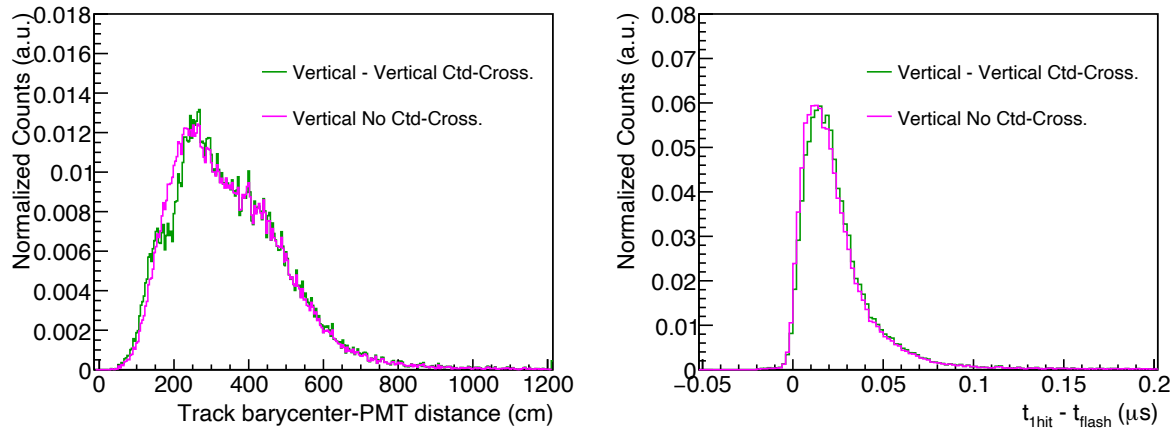


Figura 5.7: Confronto delle distribuzioni della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (sinistra) e del tempo di propagazione della luce Δt_p (destra) per il campione *Vertical Non Cathode Crossing* ottenuto mediante due metodi di selezione differenti: sottrazione tra i campioni *Vertical* e *Vertical Cathode Crossing* (verde); ricavato mediante selezione diretta (magenta). Entrambe le distribuzioni sono normalizzate all'area.

La Figura 5.7 confronta il campione delle tracce *Vertical Non Cathode Crossing* ottenuto mediante selezione diretta con quello ricavato per differenza tra il campione *Vertical* e quello *Vertical Cathode Crossing*. Le distribuzioni sono state normalizzate all'area per consentire un confronto diretto delle forme. A sinistra è riportata la distribuzione della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT, e a destra la distribuzione del tempo di propagazione.

Per quanto riguarda la distribuzione della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT associato, si osserva un buon accordo tra i due campioni per distanze inferiori a circa 150 cm e superiori a circa 250 cm, ovvero nelle regioni rispettivamente prossime ai PMT e oltre il catodo. Tale comportamento indica che il campione ottenuto mediante sottrazione riproduce correttamente la distribuzione spaziale del campione selezionato direttamente. Le differenze risultano invece concentrate nell'intervallo compreso tra circa 150 e 250 cm, corrispondente alla regione di attraversamento del catodo. In questa zona le discrepanze sono attribuibili ai diversi criteri di coincidenza temporale tra traccia e flash.

Anche la distribuzione del tempo di propagazione della luce Δt_p evidenzia un buon accordo tra i due campioni, con differenze limitate alla regione del picco della distribuzione. Tali differenze rappresentano una conseguenza di quelle osservate nella distribuzione delle distanze: poiché il tempo di propagazione della luce è legato al cammino ottico percorso dai fotoni per raggiungere i PMT, un diverso numero di tracce nella regione di attraversamento del catodo si riflette in una variazione della forma del picco temporale. L'assenza

di differenze significative al di fuori della leggera discrepanza tra i massimi conferma la compatibilità delle due procedure di selezione.

5.7 Studio della propagazione della luce

Una volta completata la procedura di selezione e validata la consistenza interna dei diversi campioni di eventi, l'attenzione è stata rivolta allo studio della propagazione della luce di scintillazione all'interno del volume attivo del rivelatore ICARUS. L'obiettivo dell'analisi è investigare come il tempo di propagazione, la distanza di propagazione e la loro correlazione dipendano dalla posizione del deposito di energia e dalla distanza tra il punto di produzione della luce e i fotomoltiplicatori, al fine di caratterizzare sperimentalmente i meccanismi di trasporto dei fotoni nel rivelatore.

Lo studio di queste dipendenze rappresenta uno strumento importante per la comprensione della risposta del sistema ottico e un utile riferimento per il successivo confronto qualitativo con le simulazioni Monte Carlo.

L'analisi è stata condotta sul campione delle tracce *Vertical* selezionate mediante il sistema CRT, che, rispetto alle sole *Vertical Cathode Crossing*, offre una copertura più uniforme del volume attivo del rivelatore.

Attraverso una suddivisione del volume attivo in diverse regioni lungo la coordinata di drift, è possibile studiare l'evoluzione delle distribuzioni temporali e delle distanze tra la produzione e la raccolta della luce, evidenziando gli effetti associati alla diversa distanza dai fotomoltiplicatori e dal catodo.

5.7.1 Studio delle scansioni lungo la coordinata di drift

Una volta selezionato il campione di tracce *Vertical*, la coordinata di drift è stata utilizzata come parametro geometrico per studiare la dipendenza della risposta del sistema ottico dalla posizione dell'evento all'interno del rivelatore. La distribuzione geometrica delle tracce selezionate consente di minimizzare gli effetti legati all'orientazione della particella ed evidenziare alcune delle differenze associate alla propagazione della luce di scintillazione.

In ICARUS la direzione di deriva degli elettroni di ionizzazione corrisponde alla coordinata x , lungo la quale il volume attivo è suddiviso in due semicamere dal piano catodico centrale. Variando la posizione lungo x si modifica sia la distanza tra il punto di produzione della luce e i fotomoltiplicatori, sia il volume attraversato dai fotoni prima della loro rivelazione. Di conseguenza, sia l'intensità del segnale registrato dai PMT sia la distribuzione temporale dei tempi di arrivo possono dipendere dalla posizione della traccia all'interno del rivelatore.

Per questo motivo sono stati definiti diversi intervalli lungo la coordinata di drift, distribui-

ti in maniera simmetrica rispetto al catodo, localizzato in corrispondenza di $x = 210 \text{ cm}$. Tale scelta permette di confrontare regioni caratterizzate dalla stessa distanza dal catodo ma appartenenti alle due semicamere, verificando l'omogeneità della risposta del sistema ottico.

In tabella 5.3 sono riportate le informazioni relative agli intervalli considerati.

Tabella 5.3: Intervalli utilizzati nell'analisi lungo la coordinata di drift e relative distanze caratteristiche calcolate dal punto medio dell'intervallo.

Id. Intervallo	x [cm]	d_{cat} [cm]	$d_{\text{PMT}_{\text{vic}}}$ [cm]	$d_{\text{PMT}_{\text{iont}}}$ [cm]	Id. Coppie
1	0 – 100	160	10	330	A (sx)
2	50 – 150	110	60	280	B (sx)
3	100 – 200	60	110	230	C (sx)
4	220 – 320	60	110	230	C (dx)
5	270 – 370	110	60	380	B (dx)
6	320 – 420	160	10	330	A (dx)

La prima colonna riporta l'identificativo numerico assegnato a ciascun intervallo, utilizzato nel seguito per facilitarne il riferimento. La seconda colonna indica il corrispondente intervallo della coordinata di drift x . La terza colonna riporta la distanza del punto medio dell'intervallo dal piano catodico, posto a $x = 210 \text{ cm}$. La quarta e la quinta colonna riportano rispettivamente la distanza del punto medio dai fotomoltiplicatori più vicini e da quelli appartenenti alla parete opposta del rivelatore. Infine, l'ultima colonna identifica le coppie di intervalli simmetrici rispetto al catodo, utilizzate sommate nei confronti descritti nelle sezioni successive.

Per ciascuna regione sono stati valutati gli andamenti del tempo di propagazione della luce, della stima geometrica del cammino ottico e del loro comportamento reciproco.

Il tempo di propagazione della luce è stato definito come in Equazione 5.4; si richiamano brevemente i concetti di t_{flash} che rappresenta il tempo del flash ottico, determinato dall'algoritmo di ricostruzione, come il tempo del primo *Optical Hit* appartenente al cluster di segnali coincidenti; t_{hit} che rappresenta il tempo del primo *Optical Hit* registrato dal fotomoltiplicatore associato alla traccia in esame. La differenza tra queste due quantità costituisce quindi una stima del ritardo con cui la luce raggiunge il PMT considerato rispetto all'istante di formazione del flash.

Come stima geometrica del cammino ottico è stata utilizzata la distanza tra il baricentro tridimensionale della traccia, pesato in carica, e la posizione del PMT associato al segnale. Il comportamento reciproco del tempo di propagazione e della stima geometrica del cammino ottico è stato valutato costruendo i profili medi di Δt_p in funzione della distan-

za traccia-PMT, al fine di studiare l'evoluzione del tempo medio di arrivo della luce al crescere della lunghezza del percorso ottico e mettere in evidenza eventuali effetti dovuti alla propagazione nel mezzo.

La posizione della traccia rispetto al catodo determina, inoltre, quale parete di fotomoltiplicatori debba essere considerata quella più *vicina* e quale quella più *lontana*. Come riportato in Tabella 5.3, per ciascun intervallo sono indicate le corrispondenti distanze dai PMT della stessa semicamera e da quelli della semicamera opposta, calcolate rispetto al punto medio dell'intervallo. Nel seguito verranno indicati come PMT *vicini* quelli appartenenti allo stesso volume attivo dell'evento, e come PMT *lontani* quelli collocati oltre il piano catodico.

Per i PMT *vicini* la componente di luce diretta è predominante e i tempi di arrivo risultano generalmente più contenuti. Al contrario, nei PMT *lontani* la stessa luce viene osservata dopo aver attraversato una porzione più estesa del rivelatore, incluso il catodo, con un maggiore contributo di fotoni che possono aver subito riflessioni multiple sulle superfici interne. Il confronto tra queste due categorie permette quindi di investigare la dipendenza delle distribuzioni temporali dalla distanza percorsa dai fotoni e di evidenziare eventuali contributi associati alla componente di luce indiretta.

Confronti tra regioni simmetriche rispetto al catodo

La suddivisione del volume attivo in intervalli simmetrici rispetto al catodo permette di effettuare una prima validazione della risposta del sistema ottico di ICARUS. In assenza di effetti sistematici, regioni poste alla stessa distanza dal catodo ma appartenenti a semicamere opposte dovrebbero presentare proprietà di propagazione della luce sostanzialmente equivalenti. Il confronto tra regioni speculari costituisce, quindi, un test diretto della simmetria della risposta ottica del rivelatore e della consistenza delle procedure di analisi adottate. A questo scopo sono state confrontate le coppie di intervalli simmetrici rispetto al catodo, identificate nella colonna "Id. Coppia" della Tabella 5.3. Tali confronti consentono di analizzare regioni caratterizzate dalla stessa distanza dal catodo ma da una diversa distanza dai fotomoltiplicatori.

In Figura 5.8 è riportato, come esempio rappresentativo, il confronto tra gli intervalli 3 ($x \in [100, 200]$ cm) e 4 ($x \in [220, 320]$ cm), identificati con la sigla A. Poiché le due regioni considerate sono simmetriche rispetto al piano catodico, ci si attende che, a parità di distanza tra il punto di produzione della scintillazione e i fotomoltiplicatori, esse presentino una risposta ottica compatibile. Il confronto tra le distribuzioni consente di verificare sperimentalmente questa simmetria.

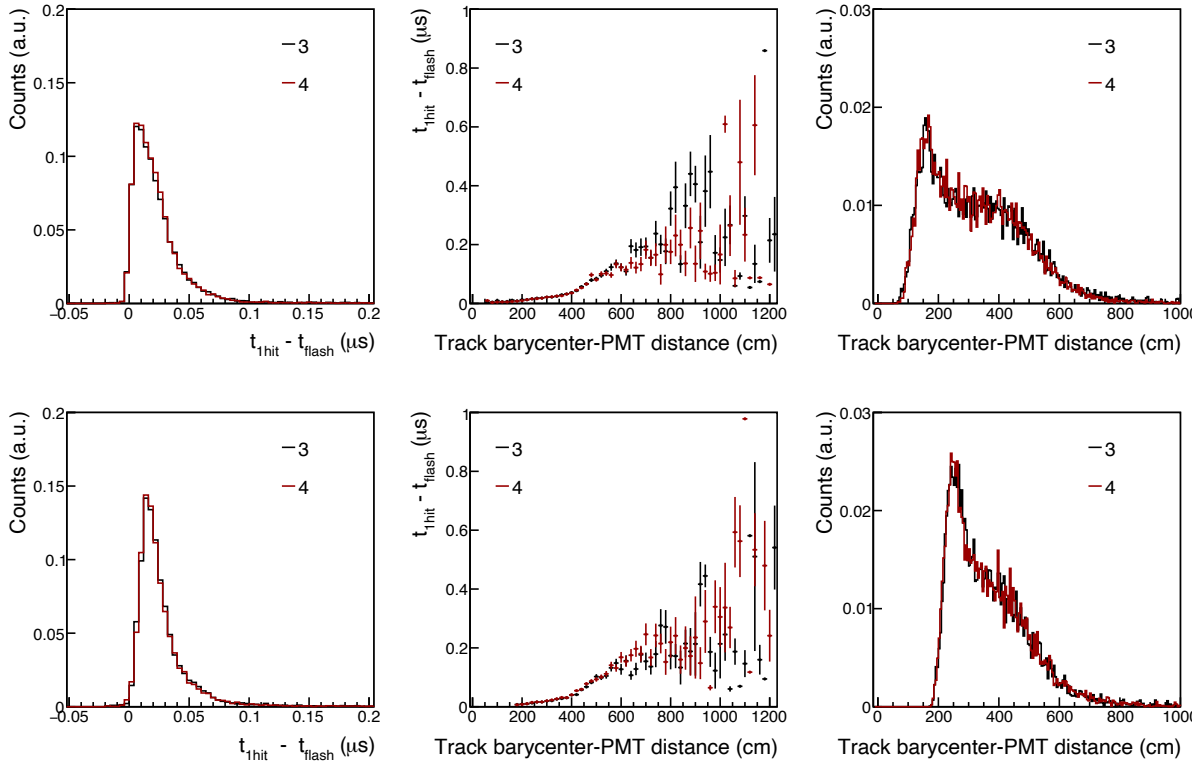


Figura 5.8: Confronto delle distribuzioni del tempo di propagazione della luce Δt_p (sinistra), dei profili medi di Δt_p in funzione della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (centro) e della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (destra) per le tracce appartenenti agli intervalli 3 ($x \in [100, 200]$ cm) (nero) e 4 ($x \in [220, 320]$ cm) (rosso), corrispondenti a posizioni simmetriche rispetto al catodo. Nei pannelli superiori sono riportati i risultati relativi ai PMT *vicini* alla traccia, mentre nei pannelli inferiori quelli relativi ai PMT *lontani*. Le distribuzioni del tempo di propagazione e della distanza sono normalizzate all'area.

Come atteso, i confronti mostrano un ottimo accordo tra le due regioni considerate, confermando la simmetria della risposta del sistema ottico nelle due semicamere del rivelatore.

Le distribuzioni della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT, normalizzate all'area, risultano ben sovrapposte sia nel caso dei PMT *vicini* sia di quelli *lontani*, evidenziando un comportamento geometrico equivalente nelle due regioni confrontate. Analogamente, le distribuzioni del tempo di propagazione della luce, Δt_p , anch'esse normalizzate all'area, mostrano un'elevata compatibilità per entrambe le configurazioni, in accordo con quanto atteso per regioni simmetriche rispetto al catodo. Anche i profili medi di Δt_p in funzione della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT presentano andamenti compatibili, confermando il comportamento previsto per due regioni geometricamente equivalenti appartenenti a semicamere opposte.

Per una verifica globale della simmetria del sistema ottico, le distribuzioni relative alle tre regioni poste a sinistra del catodo sono state sommate e confrontate con la somma delle

tre regioni speculari appartenenti alla semicamera opposta. In questo modo è possibile valutare integralmente la risposta delle due semicamere, verificandone la compatibilità sia nelle distribuzioni geometriche sia in quelle temporali. I risultati sono mostrati in Figura 5.9. Anche in questo caso si osserva una sostanziale sovrapposizione delle distribuzioni ottenute per i due lati del rivelatore, sia per i PMT *vicini* sia per quelli *lontani*. I risultati confermano l'assenza di asimmetrie significative nella risposta del sistema ottico delle due semicamere.

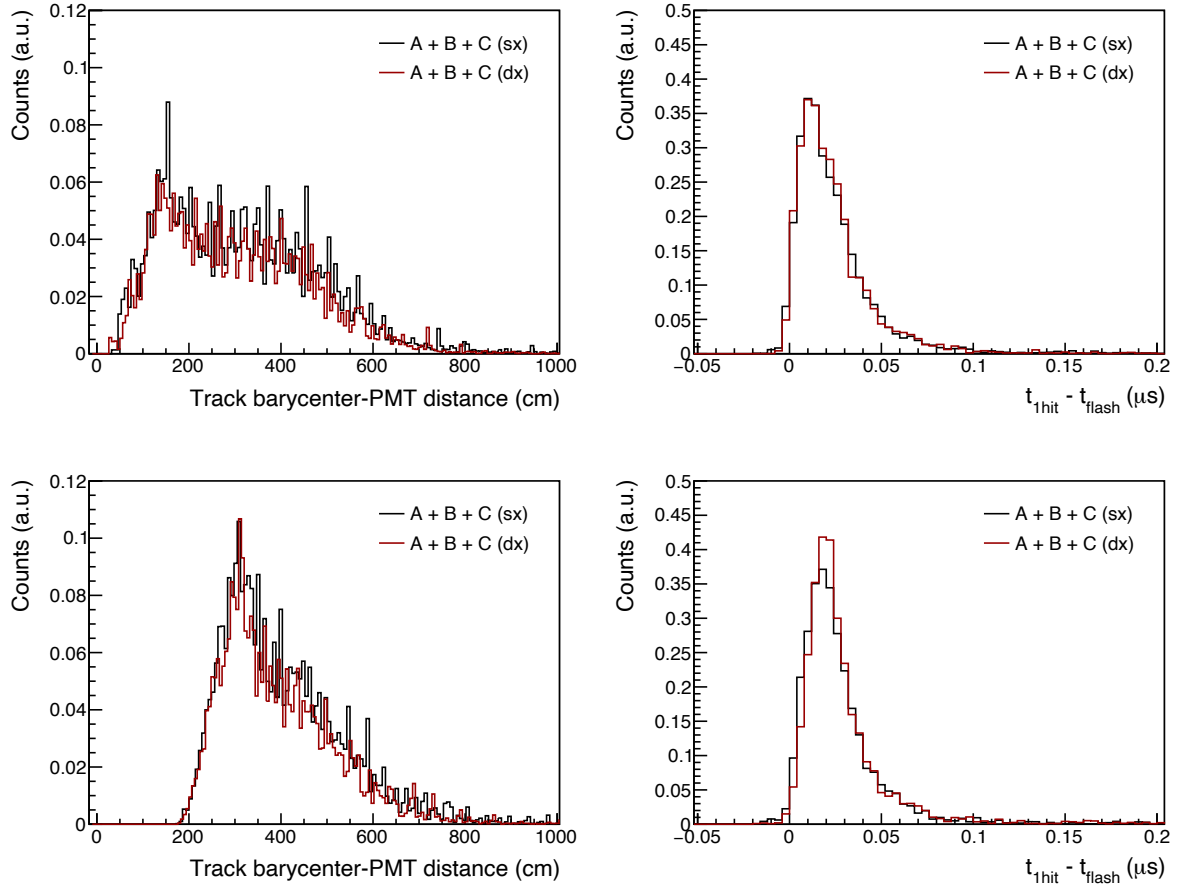


Figura 5.9: Confronto delle distribuzioni della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (sinistra) e del tempo di propagazione della luce Δt_p (destra) ottenute sommando le tre scansioni effettuate a sinistra del catodo ($0 < x < 200$ cm, nero) e le tre scansioni speculari a destra del catodo ($220 < x < 420$ cm, rosso). Nei pannelli superiori sono riportati i risultati relativi ai PMT *vicini* alla traccia, mentre nei pannelli inferiori quelli relativi ai PMT *lontani*. Le distribuzioni sono normalizzate all'area.

Questa verifica sperimentale rappresenta una validazione dell'uniformità della risposta ottica dei due volumi attivi, consentendo di trattarli in modo equivalente e di combinarne le informazioni nelle analisi successive.

Per estendere il confronto all'intero volume attivo, sono stati inoltre confrontati i tre intervalli appartenenti allo stesso lato del catodo. I risultati sono mostrati in Figura 5.10.

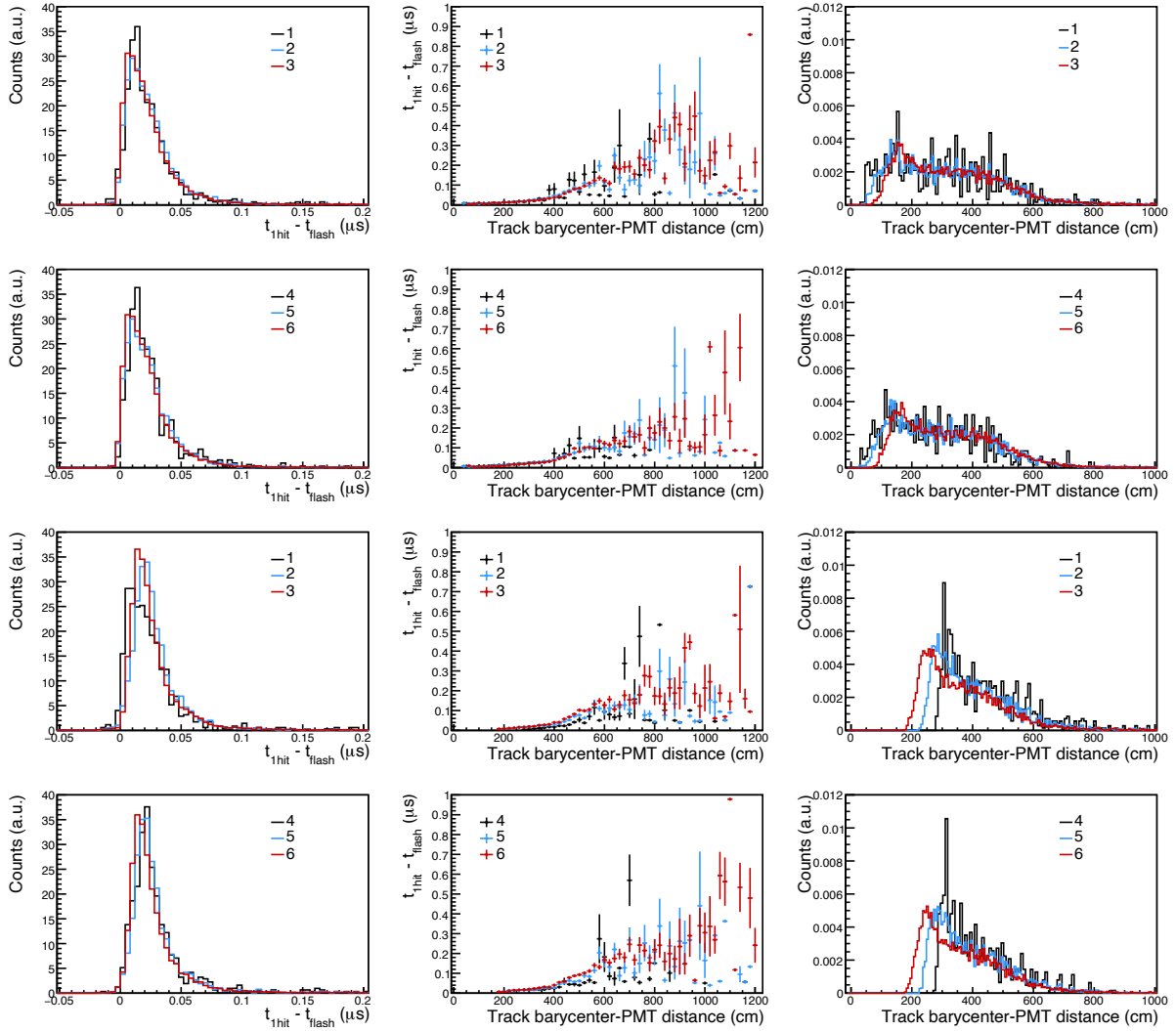


Figura 5.10: Confronto delle distribuzioni del tempo di propagazione della luce Δt_p (sinistra), dei profili medi di Δt_p in funzione della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (centro) e della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (destra) per per le tre scansioni appartenenti allo stesso lato del catodo. Nei pannelli superiori sono riportati i risultati relativi ai PMT *vicini* alla traccia per entrambi i lati rispettivamente, mentre nei pannelli inferiori quelli relativi ai PMT *lontani*. Le distribuzioni del tempo di propagazione e della distanza sono normalizzate all'area. I diversi colori rappresentano gli intervalli in x considerati, come da riferimento in Tabella 5.3.

Le distribuzioni della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT mostrano un comportamento coerente con la definizione degli intervalli considerati. Si osserva come il picco principale si sposti progressivamente verso distanze maggiori al variare dell'intervallo di x considerato, in accordo con la diversa posizione geometrica delle tracce rispetto ai fotomoltiplicatori.

Un comportamento simile si osserva nelle distribuzioni di Δt_p : il picco si sposta verso tempi maggiori all'aumentare della distanza tra la traccia e il fotomoltiplicatore. Questo risultato evidenzia come il tempo di arrivo della luce dipenda principalmente dalla distanza di propagazione dei fotoni tra il punto di produzione e il rivelatore.

I profili medi confermano questa interpretazione. Per i PMT *vicini* alla traccia, gli andamenti risultano molto simili nelle diverse regioni analizzate. Per i PMT *lontani*, invece, emerge una differenza apprezzabile nell'intervallo $400 < x < 600 \text{ cm}$, in accordo con la maggiore distanza tra traccia e PMT. In questa configurazione, la luce deve attraversare il catodo prima di raggiungere il rivelatore, cosa che non accade nel caso dei PMT *vicini*.

Combinazione delle regioni simmetriche

La validazione della simmetria della risposta ottica delle due semicamere, discussa nella sezione precedente, consente di combinare le regioni poste alla stessa distanza dal piano catodico aumentando la statistica disponibile senza introdurre effetti sistematici legati alla posizione dell'evento. A tale scopo sono stati sommati gli eventi appartenenti agli intervalli simmetrici rispetto al catodo, ottenendo tre campioni corrispondenti a diverse distanze dalla regione centrale del rivelatore.

La Figura 5.11 riporta, separatamente per PMT *vicini* e *lontani*, i profili medi di Δt_p in funzione della distanza traccia-PMT, le distribuzioni di Δt_p e le distribuzioni della distanza tra il baricentro in carica della traccia e i fotomoltiplicatori.

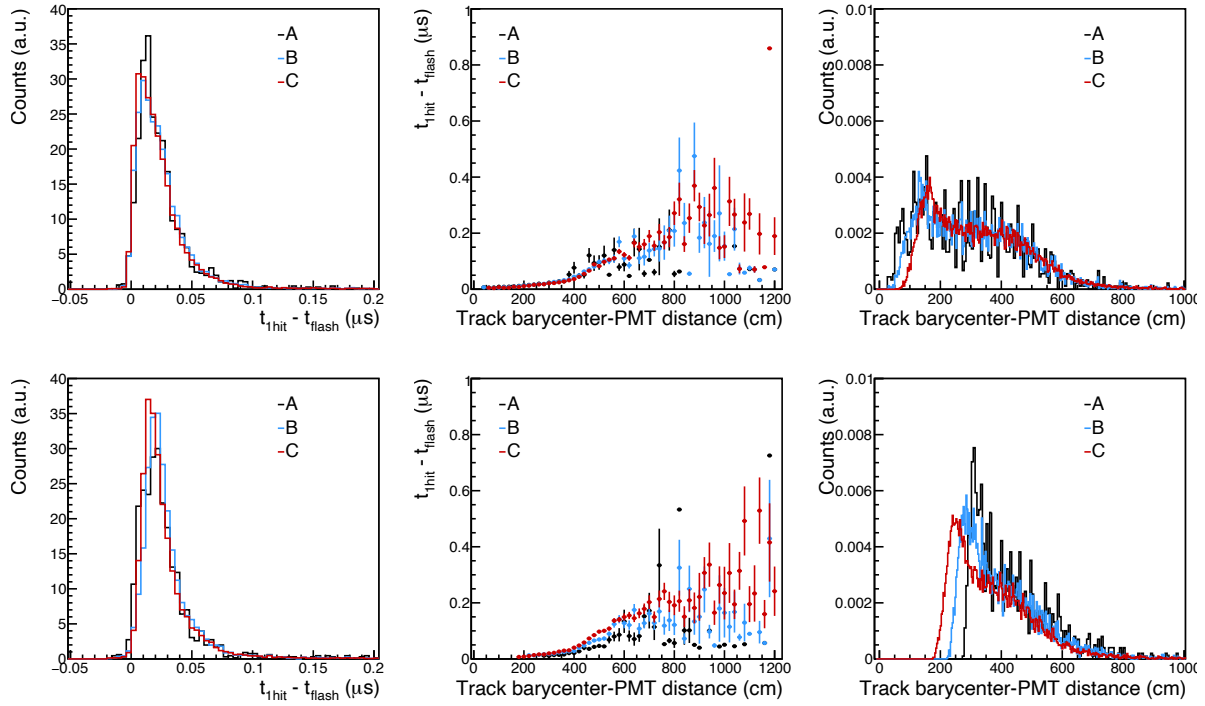


Figura 5.11: Confronto delle distribuzioni del tempo di propagazione della luce Δt_p (sinistra), dei profili medi di Δt_p in funzione della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (centro) e della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (destra) ottenute combinando le regioni simmetriche rispetto al catodo. Nei pannelli superiori sono riportati i risultati relativi ai PMT *vicini* alla traccia, mentre nei pannelli inferiori quelli relativi ai PMT *lontani*. Le distribuzioni del tempo di propagazione e della distanza sono normalizzate all'area. I diversi colori rappresentano le tre coppie di intervalli in x considerate, come da riferimento in Tabella 5.3.

Le distribuzioni normalizzate della distanza tra il baricentro della traccia e il PMT evidenziano uno spostamento sistematico del massimo al variare della regione considerata. In particolare, il picco della distribuzione si sposta progressivamente verso distanze maggiori seguendo lo spostamento dell'intervallo di coordinate x selezionato, rispetto al piano dei PMT, come atteso dalla geometria del rivelatore.

Anche le distribuzioni normalizzate di Δt_p mostrano un comportamento coerente con la geometria dell'apparato. All'aumentare della distanza tra il punto di produzione della scintillazione e il fotomoltiplicatore, il massimo della distribuzione si sposta verso tempi di arrivo maggiori, evidenziando che il tempo di propagazione della luce è determinato principalmente dalla distanza tra la sorgente e il rivelatore, comportamento apprezzabile per i PMT "lontani".

Informazioni più dettagliate emergono dai profili di Δt_p in funzione della distanza traccia-PMT. In entrambi i casi si osserva un aumento del tempo medio di arrivo al crescere della distanza tra il punto di produzione della scintillazione e il fotomoltiplicatore, evidenziando una dipendenza del tempo di propagazione dalla lunghezza del percorso ottico. Nel caso dei PMT *vicini*, gli andamenti relativi alle diverse regioni risultano abbastanza so-

vrapposti, indicando una risposta temporale uniforme. Per i PMT *lontani*, invece, si osserva una differenza apprezzabile nell'intervallo $400 < x < 600 \text{ cm}$, dove il tempo medio risulta maggiore per le regioni corrispondenti a distanze traccia-PMT più elevate. Tale comportamento è compatibile con il maggiore percorso ottico che la luce deve percorrere e con il fatto che, in questa configurazione, i fotoni attraversano anche il catodo prima di raggiungere il fotomoltiplicatore, a differenza di quanto avviene per i PMT vicini. L'attraversamento del catodo comporta un rallentamento dei fotoni dovuto alla sua non trasparenza alla luce.

5.7.2 Confronto con il campione *Vertical Cathode Crossing*

Dopo aver studiato le diverse regioni lungo la coordinata di drift e aver verificato la possibilità di combinare gli intervalli simmetrici rispetto al catodo, è stato effettuato un confronto tra le distribuzioni ottenute dalle somme delle regioni simmetriche del campione delle tracce verticali e quelle ricavate dal campione di riferimento delle tracce *Vertical Cathode Crossing*.

L'obiettivo di questo confronto è verificare che i comportamenti osservati nelle scansioni in x delle tracce verticali siano in continuità con quelli ottenuti da un campione caratterizzato da una geometria ben definita e dalla disponibilità di una misura affidabile del tempo assoluto dell'evento. Le tracce *Vertical Cathode Crossing*, attraversando il piano catodico, costituiscono un riferimento particolarmente adatto per validare le proprietà temporali e geometriche osservate nelle regioni simmetriche rispetto al catodo.

La Figura 5.12 riporta i profili medi di Δt_p in funzione della distanza traccia-PMT, le distribuzioni normalizzate di Δt_p e le distribuzioni normalizzate della distanza tra il baricentro in carica della traccia e i fotomoltiplicatori, separatamente per PMT *vicini* e *lontani*. Le tre coppie di intervalli simmetrici ottenuti dal campione delle tracce *Vertical* sono confrontate con le corrispondenti distribuzioni del campione *Vertical Cathode Crossing*.

Le distribuzioni normalizzate della distanza baricentro della traccia-PMT mostrano una chiara continuità passando dai PMT *vicini*, alle tracce *Vertical Cathode Crossing* fino ai PMT *lontani*. La posizione del massimo si sposta progressivamente verso distanze maggiori, mentre il campione *Vertical Cathode Crossing* si colloca sistematicamente in una posizione intermedia tra i due casi estremi, come atteso dalla geometria degli eventi che attraversano il piano del catodo.

Un comportamento analogo si osserva nelle distribuzioni normalizzate di Δt_p . Anche in questo caso il campione *Vertical Cathode Crossing* si inserisce in continuità tra le distribuzioni ottenute per i PMT *vicini* e quelle dei PMT *lontani*, confermando che il tempo di arrivo della luce è principalmente determinato dalla distanza di propagazione tra il punto di produzione della scintillazione e il fotomoltiplicatore.

Nei profili di Δt_p in funzione della distanza traccia-PMT si osserva che l'andamento delle *Vertical Cathode Crossing* risulta compatibile con quello degli altri campioni per i PMT vicini. Nel confronto con i PMT lontani, per distanze inferiori a circa 400 cm i tre campioni presentano valori medi compatibili, mentre nell'intervallo compreso tra circa 400 e 600 cm il profilo delle *Vertical Cathode Crossing* si colloca tra quello del campione B e quello del campione A. Questo comportamento ha una spiegazione geometrica: gli intervalli della coordinata x selezionati per le *Vertical Cathode Crossing* si sovrappongono puntualmente a quelli del campione A, determinando una sovrapposizione/scambio dei due grafici.

Nel complesso, il comportamento osservato per le *Vertical Cathode Crossing* e per i tre campioni A, B e C è compatibile con il progressivo aumento della frazione del cammino ottico che attraversa il piano del catodo. Passando dai PMT vicini alle *Vertical Cathode Crossing* e infine ai PMT lontani, una porzione sempre maggiore della luce deve infatti attraversare il catodo prima di raggiungere il fotomoltiplicatore. La continuità degli andamenti osservata tra i diversi campioni costituisce quindi un'ulteriore evidenza sperimentale del ruolo del catodo nella propagazione della luce all'interno del rivelatore.

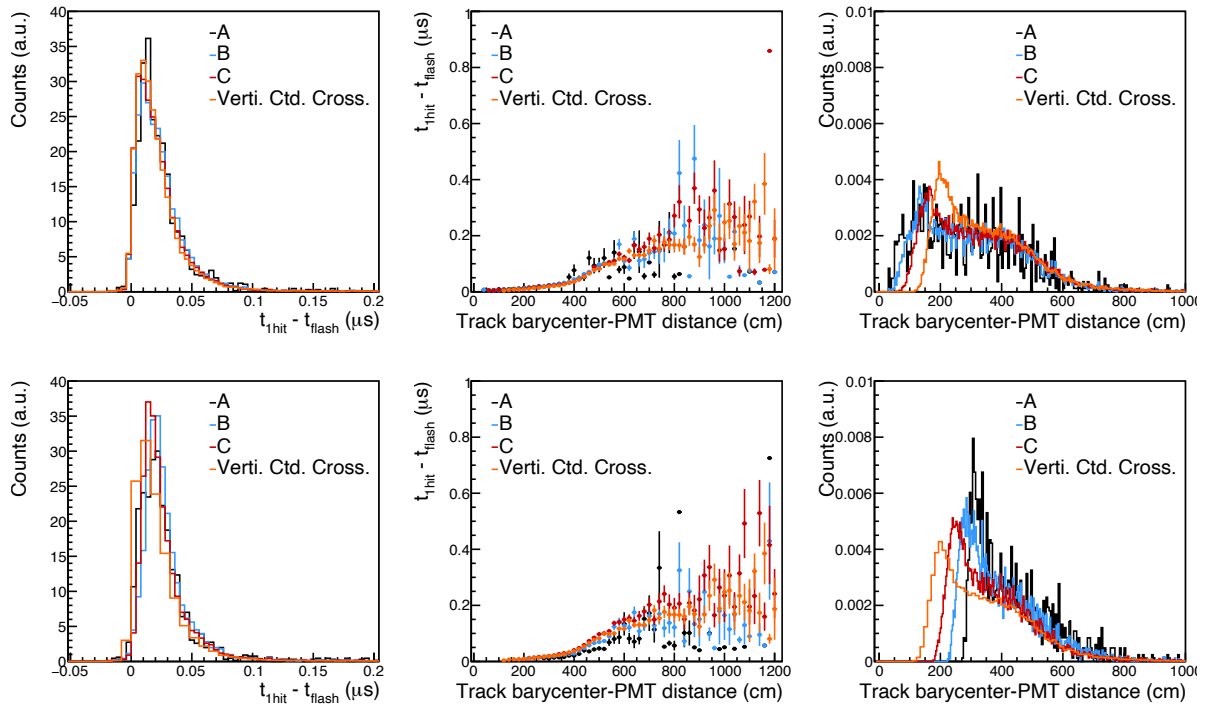


Figura 5.12: Confronto delle distribuzioni del tempo di propagazione della luce Δt_p (sinistra), dei profili medi di Δt_p in funzione della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (centro) e della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (destra) ottenute combinando le regioni simmetriche rispetto al catodo, con le distribuzioni del campione *Vertical Cathode Crossing* (arancione). Nei pannelli superiori sono riportati i risultati relativi ai PMT vicini alla traccia, mentre nei pannelli inferiori quelli relativi ai PMT lontani. Le distribuzioni del tempo di propagazione e della distanza sono normalizzate all'area. I diversi colori rappresentano le tre coppie di intervalli in x considerate, come da riferimento in Tabella 5.3.

Come ulteriore confronto viene mostrato l'andamento dell'attuale simulazione Monte Carlo; tale simulazione è in fase di revisione e ottimizzazione per quanto riguarda la descrizione della propagazione della luce. Il campione Monte Carlo è stato simulato imponendo le stesse condizioni geometriche e topologiche richieste nella selezione delle tracce *Vertical Cathode Crossing* sperimentali.

Come si può osservare in Figura 5.13, confrontando il campione sperimentale *Vertical Cathode Crossing* e quello simulato, la distribuzione sperimentale della distanza tra il baricentro in carica della traccia e il PMT è ben riprodotta dalla simulazione. Diversamente, la distribuzione di Δt_p presenta una differenza significativa tra dati e Monte Carlo. Tale discrepanza è particolarmente evidente nei profili medi (distanza di drift compresa tra 200 e 400 cm) del tempo di propagazione in funzione della distanza traccia-PMT, dove il Monte Carlo si discosta sensibilmente dai dati sperimentali.

Alla luce dei risultati ottenuti nello studio della propagazione della luce lungo la coordinata di drift e del confronto con il campione delle *Vertical Cathode Crossing*, è possibile concludere che l'ottimizzazione del modello non debba limitarsi ai parametri intrinseci che descrivono il tempo di propagazione della luce. I risultati suggeriscono che sia necessario rivedere anche la modellizzazione dell'attraversamento del catodo, introducendo una descrizione più accurata della sua trasparenza ottica e del ritardo che essa induce sulla propagazione dei fotoni.

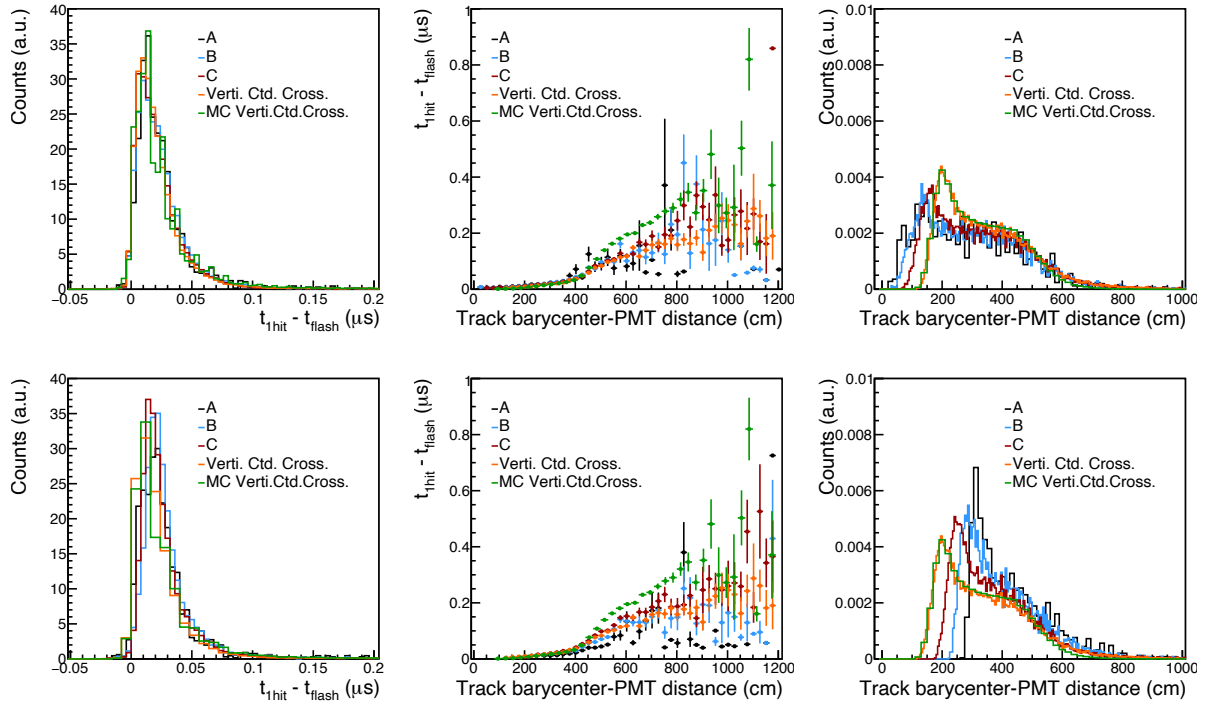


Figura 5.13: Confronto delle distribuzioni del tempo di propagazione della luce Δt_p (sinistra), dei profili medi di Δt_p in funzione della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (centro) e della distanza tra il baricentro della traccia e i PMT (destra) ottenute combinando le regioni simmetriche rispetto al catodo, con le distribuzioni del campione *Vertical Cathode Crossing* (arancione), e con la simulazione Monte Carlo (verde). Nei pannelli superiori sono riportati i risultati relativi ai PMT *vicini* alla traccia, mentre nei pannelli inferiori quelli relativi ai PMT *lontani*. Le distribuzioni del tempo di propagazione e della distanza sono normalizzate all'area. I diversi colori rappresentano le tre coppie di intervalli in x considerate, come da riferimento in Tabella 5.3.

Questo confronto rappresenta la conclusione del percorso di validazione sviluppato nel presente lavoro: a partire dalla selezione dei campioni e dalla verifica della simmetria delle due semicamere, fino al confronto con il campione *Vertical Cathode Crossing*, è stato possibile individuare un insieme di osservabili sperimentali utili per il confronto con le simulazioni e per lo studio della propagazione della luce di scintillazione nel rivelatore ICARUS.

5.8 Conclusioni

In questo capitolo è stato sviluppato uno studio sperimentale della propagazione della luce di scintillazione nel rivelatore ICARUS, basato sull'analisi di campioni di muoni cosmici ricostruiti nella TPC e associati ai segnali del sistema ottico.

A partire dal campione delle tracce *Cathode Crossing* sono state definite procedure di selezione diverse, fino alla costruzione del campione di tracce *Vertical* identificate mediante il sistema CRT. I confronti effettuati tra i diversi campioni hanno mostrato che le sele-

zioni introdotte non modificano in maniera significativa le principali proprietà del segnale ottico, consentendo di ottenere un campione caratterizzato da una geometria controllata e da una maggiore copertura del volume attivo del rivelatore.

La suddivisione del volume attivo in regioni lungo la coordinata di drift ha permesso di studiare la dipendenza del tempo di propagazione della luce dalla posizione dell'evento e dalla distanza tra il punto di produzione della scintillazione e i fotomoltiplicatori. I confronti tra regioni simmetriche rispetto al catodo hanno evidenziato una risposta compatibile delle due semicamere, confermando l'omogeneità del rivelatore e consentendo di combinarne i risultati per aumentare la statistica disponibile.

L'analisi delle distribuzioni del tempo di propagazione e dei profili medi in funzione della distanza traccia-PMT mostra un comportamento coerente con la geometria del rivelatore: all'aumentare della distanza percorsa dai fotoni aumenta il tempo medio di arrivo del segnale, mentre per i fotomoltiplicatori appartenenti alla semicamera opposta emerge un ulteriore contributo riconducibile all'attraversamento del catodo.

Le osservabili sviluppate nel presente lavoro costituiscono uno strumento utile per guidare il miglioramento del modello ottico di ICARUS, evidenziando l'importanza degli effetti associati all'attraversamento del piano catodico per una descrizione completa della propagazione della luce.

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati affrontati due aspetti complementari della rivelazione della luce nei rivelatori a Argon Liquido Time Projection Chamber (LAr-TPC), entrambi strettamente legati allo sviluppo delle tecnologie impiegate negli esperimenti di nuova generazione dedicati allo studio delle proprietà dei neutrini. L'attività svolta ha riguardato, lo sviluppo e la validazione di una procedura sperimentale per la caratterizzazione di materiali *Wavelength Shifter* destinati al sistema di rivelazione della luce di DUNE e lo studio della propagazione della luce di scintillazione nel rivelatore ICARUS mediante muoni cosmici, con l'obiettivo di investigare la risposta del rivelatore alla luce VUV in diverse regioni determinate dalla coordinata di deriva.

La prima parte del lavoro è stata dedicata all'ottimizzazione del setup sperimentale utilizzato per la caratterizzazione dei campioni WLS. L'attività non si è limitata all'esecuzione delle misure, ma ha riguardato la messa a punto dell'intera procedura sperimentale, attraverso l'identificazione delle principali sorgenti di incertezza e lo sviluppo di una procedura di calibrazione capace di correggere le differenze di risposta tra le due linee ottiche e tra i fotomoltiplicatori impiegati. Le correzioni introdotte hanno permesso di ricondurre tutte le acquisizioni a una risposta comune del sistema, migliorandone la stabilità e la riproducibilità e rendendo confrontabili misure effettuate in configurazioni differenti.

L'affidabilità del metodo sviluppato è stata verificata mediante la misura del rapporto di efficienza tra due campioni identici di PEN, ottenendo come valore finale della misura:

$$\left\langle \frac{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(1)}}{\varepsilon_{\text{PEN}}^{(2)}} \right\rangle = 1.03 \pm 0.04, \quad (5.5)$$

compatibile con l'unità entro le incertezze sperimentali. Questo risultato costituisce una validazione diretta della procedura sviluppata e dimostra che il setup è in grado di fornire misure consistenti.

Una volta validato il sistema di misura, sono stati caratterizzati due materiali WLS studiati, evidenziando il comportamento del PEN e del pTP e confermando l'idoneità del setup per future campagne di misura dedicate allo sviluppo del sistema di rivelazione della luce di DUNE.

La seconda parte della tesi è stata dedicata allo studio sperimentale della propagazione

della luce di scintillazione nel rivelatore ICARUS. Attraverso un lavoro sulle procedure di selezione è stato costruito il campione delle tracce *Vertical*, caratterizzato da una geometria controllata e particolarmente adatto allo studio della propagazione della luce lungo la coordinata di drift. I confronti con gli altri campioni analizzati hanno mostrato che la selezione introdotta preserva le principali proprietà del segnale ottico, consentendo al tempo stesso di ottenere una distribuzione degli eventi più uniforme all'interno del volume attivo del rivelatore.

La suddivisione del volume attivo in intervalli lungo la coordinata di drift ha permesso di investigare la dipendenza del tempo di propagazione della luce dalla posizione dell'evento e dalla distanza tra il punto di produzione della scintillazione e i fotomoltiplicatori. Il confronto tra regioni simmetriche rispetto al piano catodico ha evidenziato una risposta compatibile delle due semicamere, confermandone l'omogeneità e consentendo di combinarne i risultati per incrementare la statistica disponibile. Le osservabili studiate, in particolare il tempo di propagazione e la distanza tra il baricentro in carica della traccia e il PMT, hanno mostrato un comportamento coerente con la geometria del rivelatore, mettendo in evidenza il contributo introdotto dall'attraversamento del catodo sulla propagazione della luce.

Le osservabili analizzate nel presente lavoro costituiscono uno strumento utile per indirizzare l'ottimizzazione del modello ottico di ICARUS e suggeriscono che una descrizione attenta degli effetti associati all'attraversamento del catodo, rappresenti un aspetto importante per il miglioramento della simulazione.

Nel loro insieme, i risultati ottenuti evidenziano come la caratterizzazione dei materiali per la conversione della luce e la comprensione della propagazione dei fotoni nei grandi rivelatori LAr-TPC rappresentino due aspetti strettamente complementari. Entrambi contribuiscono allo sviluppo di sistemi di rivelazione della luce sempre più accurati e affidabili, elemento fondamentale per sfruttare appieno il potenziale scientifico di esperimenti quali ICARUS e DUNE nello studio delle proprietà dei neutrini.

Ringraziamenti

Un ringraziamento particolare va al Professore Alessandro Menegolli, relatore di questa tesi, per avermi guidata con professionalità, dedizione e grande disponibilità durante tutto il percorso. La sua guida ha rappresentato un punto di riferimento fondamentale. La sua competenza scientifica, la sua esperienza e i preziosi consigli che mi ha offerto sono stati determinanti per la realizzazione di questo lavoro e costituiscono un bagaglio di conoscenze e valori che porterò con me anche nel mio futuro percorso professionale.

Desidero esprimere la mia più sincera gratitudine anche ai miei correlatori, il Dott. Simone Copello e la Dott.ssa Magda Cicerchia, per la disponibilità, la pazienza e il sostegno dimostrati durante l'intero percorso di tesi. Grazie per aver condiviso con me le vostre competenze, per avermi accompagnata con entusiasmo nell'apprendimento di nuovi strumenti e metodologie e per aver trasformato ogni difficoltà in un'opportunità di crescita. I vostri suggerimenti, il confronto continuo e la fiducia che mi avete trasmesso mi hanno aiutata a sviluppare maggiore sicurezza nelle mie capacità, stimolandomi ogni giorno a mettermi in gioco, a migliorarmi e ad affrontare ogni nuova sfida con determinazione.

Bibliografia

- [1] W. Pauli, *Dear Radioactive Ladies and Gentlemen*, Physics Today **31**, 27–29 (1978).
- [2] H. Bethe and R. Peierls, *The Neutrino*, Nature **133**, 532 (1934).
- [3] F. Reines and C. L. Cowan, *Detection of the Free Neutrino*, Phys. Rev. **92**, 830–831 (1953).
- [4] T. D. Lee and C. N. Yang, *Question of Parity Conservation in Weak Interactions*, Phys. Rev. **104**, 254–258 (1956).
- [5] C. S. Wu *et al.*, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105**, 1413–1415 (1957).
- [6] C. Giunti and C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, Oxford University Press (2007).
- [7] M. C. Gonzalez-Garcia and Y. Nir, *Neutrino Masses and Mixing: Evidence and Implications*, Rev. Mod. Phys. **75**, 345–402 (2003).
- [8] M. Goldhaber, L. Grodzins and A. W. Sunyar, *Helicity of Neutrinos*, Phys. Rev. **109**, 1015–1017 (1958).
- [9] G. Danby *et al.*, *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **9**, 36–44 (1962).
- [10] K. Kodama *et al.*, *Observation of Tau Neutrino Interactions*, Phys. Lett. B **504**, 218–224 (2001).
- [11] D. Decamp *et al.* (ALEPH Collaboration), *A Precise Determination of the Number of Families With Light Neutrinos and of the Z Boson Partial Widths*, Phys. Lett. B **235**, 399–411 (1990).
- [12] The LEP Collaborations, *Electroweak Parameters of the Z^0 Resonance and the Standard Model*, Phys. Lett. B **276**, 247–253 (1992).
- [13] B. Pontecorvo, *Mesonium and Antimesonium*, Sov. Phys. JETP **6**, 429 (1958).

- [14] R. Davis Jr., D. S. Harmer and K. C. Hoffman, *Search for Neutrinos from the Sun*, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205–1209 (1968).
- [15] P. Anselmann *et al.*, *Solar Neutrinos Observed by GALLEX at Gran Sasso*, Phys. Lett. B **285**, 376–389 (1992).
- [16] J. N. Abdurashitov *et al.*, *Measurement of the Solar Neutrino Capture Rate with Gallium Metal*, Phys. Rev. C **60**, 055801 (1999).
- [17] J. Boger *et al.*, *The Sudbury Neutrino Observatory*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **449**, 172–207 (2000).
- [18] Particle Data Group, *Review of Particle Physics: Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2024**, 083C01 (2024).
- [19] R. Becker-Szendy *et al.* (IMB Collaboration), *Search for muon neutrino oscillations with the Irvine-Michigan-Brookhaven detector*, Phys. Rev. Lett. **69**, 1010–1013 (1992).
- [20] K. S. Hirata *et al.* (Kamiokande Collaboration), *Observation of a small atmospheric ν_μ/ν_e ratio in Kamiokande*, Phys. Lett. B **280**, 146–152 (1992).
- [21] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **81**, 1562–1567 (1998).
- [22] M. A. Acero *et al.*, *First Measurement of Neutrino Oscillation Parameters Using Neutrinos and Antineutrinos by NOvA*, Phys. Rev. Lett. **123**, 151803 (2019).
- [23] V. Barger, K. Whisnant, S. Pakvasa and R. J. N. Phillips, *Matter Effects on Three-Neutrino Oscillations*, Phys. Rev. D **22**, 2718–2726 (1980).
- [24] L. Wolfenstein, *Neutrino Oscillations in Matter*, Phys. Rev. D **17**, 2369–2374 (1978).
- [25] F. P. An *et al.*, *Measurement of Electron Antineutrino Oscillation Based on 1230 Days of Operation of the Daya Bay Experiment*, Phys. Rev. D **95**, 072006 (2017).
- [26] S. H. Seo *et al.*, *Spectral Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation Amplitude and Frequency Using 500 Live Days of RENO Data*, Phys. Rev. D **98**, 012002 (2018).
- [27] A. Mereaglia, *Multi Detector Results from the Double Chooz Experiment*, In: *Proceedings of the 52nd Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories*, 359–366 (2017).
- [28] M. H. Ahn *et al.*, *Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment*, Phys. Rev. D **74**, 072003 (2006).

- [29] K. Abe *et al.*, *Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-Produced Off-Axis Muon Neutrino Beam*, Phys. Rev. Lett. **107**, 041801 (2011).
- [30] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles*, Prog. Theor. Phys. **28**, 870–880 (1962).
- [31] A. Aguilar *et al.*, *Evidence for Neutrino Oscillations from the Observation of $\bar{\nu}_e$ Appearance in a $\bar{\nu}_\mu$ Beam*, Phys. Rev. D **64**, 112007 (2001).
- [32] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (MiniBooNE Collaboration), *Updated MiniBooNE Neutrino Oscillation Results with Increased Data and New Background Studies*, Phys. Rev. D **103**, 052002 (2021).
- [33] G. Mention *et al.*, *The Reactor Antineutrino Anomaly*, Phys. Rev. D **83**, 073006 (2011).
- [34] P. Abratenko *et al.* (MicroBooNE Collaboration), *Search for Light Sterile Neutrinos With Two Neutrino Beams at MicroBooNE*, arXiv:2512.07159 [hep-ex] (2025).
- [35] M. A. Acero *et al.*, *White Paper on Light Sterile Neutrino Searches and Related Phenomenology*, arXiv:2203.07323 [hep-ex] (2022).
- [36] R. Acciarri *et al.*, *A Proposal for a Three Detector Short-Baseline Neutrino Oscillation Program in the Fermilab Booster Neutrino Beam*, arXiv:1503.01520 [physics.ins-det] (2015).
- [37] C. Rubbia, *The Liquid-Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors*, CERN-EP/77-08 (1977).
- [38] D. R. Nygren, *The Time Projection Chamber: A New 4π Detector for Charged Particles*, eConf C740805, 58 (1974).
- [39] Brookhaven National Laboratory, *Liquid Argon Properties (Tables and Calculators)*.
- [40] S. Amerio *et al.*, *Design, Construction and Tests of the ICARUS T600 Detector*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **527**, 329–410 (2004).
- [41] P. Benetti *et al.* (ICARUS Collaboration), *A Three-Ton Liquid Argon Time Projection Chamber*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **332**, 395–412 (1993).
- [42] P. Cennini *et al.* (ICARUS Collaboration), *Performance of a Three-Ton Liquid Argon Time Projection Chamber*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **345**, 230–243 (1994).

- [43] F. Arneodo *et al.* (ICARUS Collaboration), *The ICARUS 50 L LAr-TPC in the CERN Neutrino Beam*, arXiv:hep-ex/9812006 (1998).
- [44] A. Menegolli, *The Long Journey of ICARUS: From the LAr-TPC Concept to the First Full-Scale Detector*, Universe **9**, 74 (2023).
- [45] A. A. Aguilar-Arevalo *et al.*, *The Neutrino Flux Prediction at MiniBooNE*, Phys. Rev. D **79**, 072002 (2009).
- [46] P. Abratenko *et al.*, *ICARUS at the Fermilab Short-Baseline Neutrino Program: Initial Operation*, Eur. Phys. J. C **83**, 467 (2023).
- [47] M. Antonello *et al.* (ICARUS Collaboration), *Experimental Search for the “LSND Anomaly” with the ICARUS Detector in the CNGS Neutrino Beam*, Eur. Phys. J. C **73**, 2345 (2013).
- [48] B. Abi *et al.* (DUNE Collaboration), *Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Volume I: Introduction to DUNE*, JINST **15**, T08008 (2020).
- [49] B. Abi *et al.* (DUNE Collaboration), *Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Volume II: DUNE Physics*, arXiv:2002.03005 [hep-ex] (2020).
- [50] B. Abi *et al.* (DUNE Collaboration), *The DUNE Far Detector Interim Design Report, Volume 4: The Dual-Phase Module*, arXiv:1807.10340 [physics.ins-det] (2018).
- [51] A. Machado *et al.*, *The X-ARAPUCA: An Improvement of the ARAPUCA Device*, JINST **13**, C04026 (2018).
- [52] B. Ali-Mohammadzadeh *et al.*, *Design and Implementation of the New Scintillation Light Detection System of ICARUS T600*, JINST **15**, T10007 (2020).
- [53] E. Aprile, A. E. Bolotnikov, A. I. Bolozdynya and T. Doke, *Noble Gas Detectors*, Wiley-VCH (2006).
- [54] A. Hitachi, T. Takahashi, N. Funayama, K. Masuda, J. Kikuchi and T. Doke, *Effect of Ionization Density on the Time Dependence of Luminescence from Liquid Argon and Xenon*, Phys. Rev. B **27**, 5279–5285 (1983).
- [55] T. Heindl, T. Dandl, M. Hofmann, R. Krücken, L. Oberauer, W. Potzel, J. Wieser and C. Hagner, *The Scintillation of Liquid Argon*, EPL **91**, 62002 (2010).
- [56] E. Segreto, *Properties of Liquid Argon Scintillation Light Emission*, Phys. Rev. D **103**, 043001 (2021).

- [57] R. Acciarri *et al.*, *Effects of Nitrogen Contamination in Liquid Argon*, JINST **5**, P06003 (2010).
- [58] R. Acciarri *et al.*, *Oxygen Contamination in Liquid Argon: Combined Effects on Ionization Electron Charge and Scintillation Light*, JINST **5**, P05003 (2010).
- [59] M. Spanu *et al.*, *Study on TPB as Wavelength Shifter for the New ICARUS T600 Light Collection System in the SBN Program*, J. Phys.: Conf. Ser. **956**, 012016 (2018).
- [60] C. Benson *et al.*, *Measurements of the Intrinsic Quantum Efficiency and Absorption Length of Tetraphenyl Butadiene Thin Films in the Vacuum Ultraviolet Regime*, Eur. Phys. J. C **78**, 329 (2018).
- [61] C. Brizzolari *et al.*, *Enhancement of the X-ARAPUCA Photon Detection Device for the DUNE Experiment*, JINST **16**, P09027 (2021).
- [62] S. Joosten *et al.*, *Enhanced UV Light Detection Using a p-Terphenyl Wavelength Shifter*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **870**, 110–115 (2017).
- [63] L. Malinverni, *Optical and Electronic Characterization of the X-ARAPUCA Photodetector for DUNE*, Master's Thesis in Scienze Fisiche, Università degli Studi di Pavia, A.A. 2024–2025.
- [64] J. S. Marshall and M. A. Thomson, *The Pandora Software Development Kit for Pattern Recognition*, Eur. Phys. J. C **75**, 439 (2015).
- [65] E. D. Church, *LArSoft: A Software Package for Liquid Argon Time Projection Drift Chambers*, arXiv:1311.6774 [physics.ins-det] (2014).
- [66] E. L. Snider and G. Petrillo, *LArSoft: Toolkit for Simulation, Reconstruction and Analysis of Liquid Argon TPC Neutrino Detectors*, J. Phys.: Conf. Ser. **898**, 042057 (2017).