

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PERUGIA
DIPARTIMENTO DI FISICA E GEOLOGIA



CdL Triennale in Fisica - Tesi di Laurea Triennale

Il Photon Detection System di DUNE: primi risultati da ProtoDUNE-VD

Relatore interno

Dottor Matteo Duranti

Relatore esterno

Professor Francesco Terranova

Correlatore

Dottor Henrique Vieira de Souza

Candidata

Laura Francesca Iacob

Anno Accademico 2024/2025

*Dedic această lucrare
familiei mele, lui bunica
e, infine, a Wlad.*

*Ante mare et terras et quod legit omnia caelum
unus erat toto naturae vultus in orbe,
quem dixerunt chaos: rudis indigestaque moles
nec quicquam nisi pondus iners congestaque eodem
non bene iunctarum discordia semina rerum.
- Ovidio, Metamorfosi (I, 5-9).*

“Prima del mare, dei campi, del cielo a coprire ogni cosa,
la natura all'universo mostrava un'identica faccia,
il Caos, come l'hanno chiamato: una massa informe e confusa,
nient'altro che un torpido peso e dentro,
ammucchiati e discordi, i germi di cose sconnesse.”

Indice

Introduzione	3
1 Neutrini	4
1.1 La scoperta dei neutrini	4
1.1.1 Ipotesi teoriche	4
1.1.2 Scoperta sperimentale e diversi sapori	5
1.1.3 Prime prove sperimentalili dell'oscillazione di neutrini	6
1.2 La descrizione dei neutrini nel Modello Standard	7
1.2.1 Matrice PMNS	7
1.2.2 Oscillazioni	8
1.2.3 Violazione di CP	9
1.2.4 Gerarchia di massa	10
1.3 Strategie sperimentalili attuali nella fisica del neutrino	10
1.3.1 Fascio di neutrini	11
1.3.2 Esperimenti long-baseline	12
2 Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)	14
2.1 LArTPC	15
2.1.1 Interazioni ν +LAr	15
2.1.2 Sistema di rivelatori	15
2.1.3 Argon liquido	17
2.2 DUNE-ND	17
2.3 DUNE-FD	19
2.3.1 FD-HD	20
2.3.2 FD-VD	21
2.3.3 Photon Detection System (PDS)	21
3 ProtoDUNE-VD e la risoluzione temporale del PDS	24
3.1 ProtoDUNE-VD: Module 0	25
3.2 Segnale dal PDS	26
3.2.1 SiPM	26
3.2.2 Elettronica	29
3.2.3 Structured Data - WAFFLES	29
3.2.4 Waveform	29
3.2.5 Modalità di trigger	30
3.2.6 Operazioni preliminari per l'analisi dei dati	31
3.3 Risoluzione temporale (TR)	34
3.3.1 Analisi dati	34
3.3.2 Risultati	35
3.3.3 Futuri sviluppi	36

4 Analisi della risposta di luce	37
4.1 Fascio di particelle del CERN	37
4.1.1 Selezione dei dati del fascio	38
4.2 Saturazione del segnale	40
4.3 Carica media delle waveform	41
4.4 Identificazione delle particelle con Cherenkov a soglia	42
4.5 Istogrammi di monitoring	44
4.6 Fotoelettroni VS Energia	47
4.7 Futuri sviluppi	48
Conclusioni	49
Ringraziamenti	50
Lista delle abbreviazioni	52
Bibliografia	55

Introduzione

Negli ultimi decenni, i neutrini hanno acquisito sempre più rilievo nell’ambito della fisica delle particelle. Uno dei motivi principali per cui è necessario indagare le loro proprietà è la questione della loro massa, originariamente non prevista dal Modello Standard (MS) ma osservata indirettamente dal 1998 mediante il fenomeno delle oscillazioni di sapore. La misura di precisione dei parametri di oscillazione dei neutrini, del loro pattern di massa e degli effetti di violazione della simmetria di parità e carica (CPV) nel settore leptónico del MS costituiscono gli obiettivi fondamentali di ricerca per il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). Questo esperimento è oggi in fase di costruzione presso la Long Baseline Neutrino Facility (LBNF) del FermiLab. L’esperimento sfrutterà il fenomeno di oscillazione degli stati di sapore (flavour) per determinare la gerarchia di massa dei neutrini ed i parametri che caratterizzano la matrice di mixing dei neutrini (matrice PMNS).

Attualmente, sono in presa dati presso il CERN i prototipi di due dei rivelatori che andranno a costituire il far detector (FD) di DUNE: ProtoDUNE-HD e ProtoDUNE-VD. Quest’ultimo è una Time Projection Chamber ad argon liquido (LArTPC) il cui campo elettrico è posizionato in modo tale da far compiere agli elettroni di ionizzazione, prodotti dall’interazione tra le particelle cariche e l’argon, un moto di deriva verticale (vertical drift – VD). L’argon, tuttavia, è anche un ottimo scintillatore. I fotoni generati nel processo vengono rivelati dai vari moduli che costituiscono il Photon Detection System (PDS), composti da wavelength shifters (WLSs) e silicon photomultipliers (SiPMs). Grazie ai rivelatori ProtoDUNE è possibile caratterizzare in modo completo la strumentazione in uso in condizioni realistiche e alle temperature criogeniche che mantengono l’argon allo stato liquido.

Il mio lavoro di tesi, in particolare, si concentra su ProtoDUNE-VD. Nella fase di *commissioning* e in quella successiva, infatti, si è studiato il PDS usando dati corrispondenti ad impulsi di luce a LED ed i segnali raccolti dalle particelle provenienti da raggi cosmici e da un fascio di particelle cariche prodotto alla CERN North Experimental Area e puntante verso i rivelatori ProtoDUNE. Con i primi, abbiamo potuto valutare la risoluzione temporale dei moduli PDS e dimostrare il raggiungimento delle specifiche di DUNE. Nel secondo caso, abbiamo valutato la frazione dei segnali saturati a causa dell’elettronica, per poi ricostruire con degli istogrammi di monitoring il numero medio di fotoelettroni per evento registrati da ciascun modulo e stimarne, in via preliminare, l’efficienza.

L’attività presentata in questa tesi è stata svolta al CERN, grazie ad una borsa di studio della durata di un mese messa a disposizione dalla Commissione Scientifica Nazionale 1 (CSN1) dell’Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN) [1]. Avendo preso parte alle procedure sperimentali in loco, ho avuto modo di partecipare attivamente alla presa dati gestendo in prima persona le procedure di acquisizione – startup dei run, setting dei magneti per definire l’energia del fascio e impostazione della pressione dei Cherenkov a soglia per effettuare l’identificazione delle particelle prima che interagiscano con ProtoDUNE-VD. Inoltre, ho monitorato l’acquisizione durante i run attraverso la piattaforma Grafana sviluppata da DUNE per il controllo dei vari sottorivelatori di ProtoDUNE-VD.

I risultati delle analisi svolte durante la mia permanenza al CERN sono raccolti nei Capitoli 3 e 4 di questo elaborato di tesi. Parte di questi risultati sono stati presentati al Collaboration Meeting di DUNE tenutosi a Valencia a settembre 2025 ed al Meeting Annuale DUNE-Italia tenutosi a Frascati a novembre 2025.

Capitolo 1

Neutrini

La ricerca di risultati di nuova fisica nell'ambito delle particelle non può prescindere dallo studio dei neutrini, che hanno mostrato caratteristiche inattese rispetto agli altri fermioni elementari e alla formulazione iniziale del Modello Standard.

In questo capitolo si ripercorre cronologicamente la loro storia, a partire dalla loro scoperta fino ai risultati più recenti [2, 3]. Successivamente, si accenna al formalismo matematico in uso per descrivere il fenomeno delle oscillazioni e a come l'osservazione sperimentale delle oscillazioni dimostri che i neutrini sono fermioni massivi [2, 3, 4]. Infine, si indagano le tecniche sperimentali principali che vengono impiegate per lo studio delle caratteristiche dei neutrini. Ci si focalizza sugli esperimenti long-baseline [5, 6, 7], di interesse in questa tesi, ovvero gli esperimenti in cui i neutrini sono prodotti da acceleratori di particelle e inviati verso rivelatori posti a grande distanza dalla sorgente (100 - 2000 km).

1.1 La scoperta dei neutrini

1.1.1 Ipotesi teoriche

Verso la fine dell'Ottocento gli studi di Bequerel (1896) e dei coniugi Curie (1898) permisero la scoperta dei primi decadimenti radioattivi, aprendo la strada ad una nuova branca della fisica. Uno di questi processi venne nominato decadimento beta, del quale si osservarono nello stato finale con le prime misure solo due prodotti: un atomo con uguale numero di massa e diverso numero atomico rispetto alla sorgente ed una particella carica positiva o negativa che venne chiamata beta.

$$\beta^- : (A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + \beta^- \quad (1.1)$$

$$\beta^+ : (A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + \beta^+ \quad (1.2)$$

La prima idea fu quella di identificare la particella beta con l'elettrone, ma questa identificazione, sperimentalmente corretta, presentava più di una problematica.

In primo luogo, analizzando ad esempio il decadimento del fluoro, si può dimostrare che interpretare la particella β^+ come un positrone genera una violazione della conservazione del momento angolare. Infatti, sia il fluoro che l'ossigeno prodotto sono nuclei magici per cui si può applicare il modello a shell e scrivere il momento angolare come il solo contributo del nucleone spaiato. Essendo il positrone un fermione e siccome rimane a destra del simbolo dell'uguale il contributo del momento angolare orbitale che è un intero, si avrebbe una discrepanza tra i due termini dell'uguaglianza.

$${}_{9}^{17}F \rightarrow {}_{8}^{17}O + \beta^+ \Rightarrow \frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2} + \frac{1}{2} + \vec{L} \quad (1.3)$$

Inoltre, applicando la conservazione dell'energia, l'elettrone prodotto dovrebbe seguire un andamento monocromatico, ovvero avere uno spettro energetico con un picco discreto associato ad un valore specifico. Sperimentalmente, invece, le misure mostrarono che lo spettro è continuo, come mostrato da Meitner e Hahn nel 1911, da Chadwick [8] nel 1914 e da Ellin e Wooster nel 1927 (Figura 1.1).

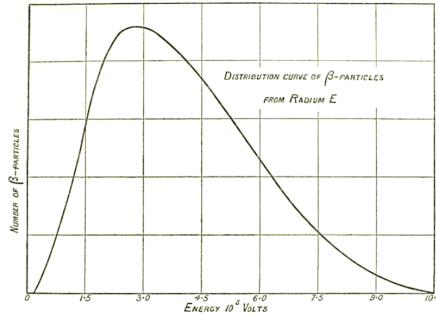


Figura 1.1: Dimostrazione dello spettro energetico della particella beta dal decadimento del radio nell'esperimento di Ellis e Wooster [9] del 1927.

Per risolvere queste inconsistenze, nel 1930 Pauli ipotizza in una lettera indirizzata a Meitner [10] l'esistenza di un'ulteriore particella “invisibile” che, in base alle osservazioni sperimentali, sarebbe dovuta essere neutra, fermionica e leggera. A questa diede il nome di neutrone, ma venne poi rinominata da Fermi “neutrino” dopo la scoperta nel 1932 da parte di Chadwick di quello che oggi noi chiamiamo neutrone. In particolare, nel 1933 Perrin [11] analizzò il suddetto spettro e calcolò che la massa attesa per questa particella sarebbe dovuta essere piccola rispetto a quella dell'elettrone.

Nel 1933 Fermi [12], partendo dall'ipotesi di Pauli, sviluppò un'interpretazione quantistica del decadimento beta: con un modello semplificato ispirato all'elettrodinamica, infatti, cercò di stimare la probabilità di decadimento. Assumendo che il neutrino interagisse con la materia attraverso quella a cui lui dà il nome di interazione debole, riuscì a riprodurre a livello teorico lo spettro della particella beta.

A questo punto non rimaneva altro che rivelare questa particella, a patto che fosse sperimentalmente osservabile. Nel 1934 Bethe e Peierls [13] calcolarono la sezione d'urto di un'ipotetica interazione tra neutrini e protoni, dimostrando di essere così piccola (10^{-44} cm^2) che “there is no practicable possible way of observing the neutrino”. Per cui, l'unico modo per poter verificare la sua esistenza prevede l'impiego di una sorgente particolarmente abbondante di neutrini e di rivelatori di grandi dimensioni.

1.1.2 Scoperta sperimentale e diversi sapori

Il primo esperimento venne proposto verso la fine del 1951 da Raines e Cowan presso i Laboratori Nazionali di Los Alamos (LANL) sotto il nome di Progetto Poltergeist. L'idea fu quella di utilizzare come sorgente di neutrini quelli prodotti dalle reazioni di fissione nucleare del reattore di Savannah River e di farli interagire con i protoni del cadmio del detector. La reazione produce un neutrone ed un positrone attraverso il meccanismo di Inverse Beta Decay (IBD), i quali, interagendo con la materia (Figura 1.2), generano rispettivamente una coppia di fotoni back-to-back e ulteriori fotoni a bassa energia (raggi gamma), rivelati attraverso fotomoltiplicatori (PMT).

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad (\text{IBD}) \quad (1.4)$$

I risultati [14] vennero pubblicati nel 1956 e dimostrarono l'esistenza effettiva del neutrino, verifica che varrà ai due scienziati il premio Nobel nel 1995.

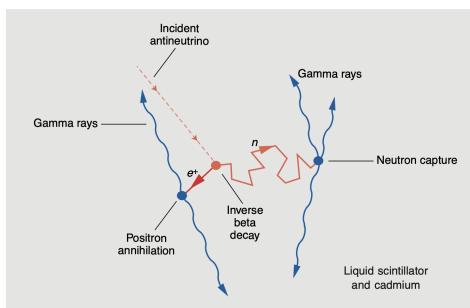


Figura 1.2: Rappresentazione grafica della metodologia di rivelazione del neutrino mediante IBD.

Il neutrino del decadimento beta viene sempre prodotto assieme ad un elettrone. Esistono, tuttavia, altre particelle assimilabili al neutrino, ma associate ad un altro leptone. Nel 1962 Schwartz, Lederman e Steinberger al Laboratorio Nazionale di Brookhaven (BNL) utilizzarono l'acceleratore Alternating Gradient Synchrotron (AGS) che permise di verificare che alla produzione di muoni dal decadimento dei pioni carichi si accompagnava anche la formazione di neutrini. Questi interagiscono diversamente da quelli ottenuti assieme agli elettroni e, in particolare, producono muoni (non elettroni) in stato finale. Vennero perciò chiamati neutrini muonici (ν_μ), mentre l'altra categoria venne identificata con il neutrino elettronico (ν_e). Formalmente, a livello teorico, i tipi di neutrino vengono distinti da un numero quantico che li identifica e prende il nome di “sapore”.

È invece più recente l'osservazione [15] dei neutrini tauonici presso il Fermi National Accelerator Laboratory (FermiLab) grazie all'esperimento Direct ObservatioN of a nU Tau (DONUT), già ipotizzati per ragioni di simmetria del modello standard (universalità leptonica) dopo la scoperta del leptone tau [16] presso lo SLAC National Accelerator Laboratory nel 1975.

1.1.3 Prime prove sperimentali dell'oscillazione di neutrini

I neutrini possono essere generati anche in reazioni di fusione nucleare, per cui, secondo il Modello Solare Standard (MSS), molti di quelli prodotti dal Sole dovrebbero raggiungere la Terra. Questi neutrini solari vennero studiati per la prima volta da Davis con l'esperimento Homestake nel 1968. Sperimentalmente, però, si individuò il cosiddetto “solar neutrino problem”, riferito al calcolo del rapporto tra il flusso di neutrini atteso e quello misurato, valore pari a circa 1/3. Si ipotizzò all'inizio che la parte mancante di neutrini fosse dovuta ad un errato modello teorico delle reazioni di fusione. Si aggiunse al quadro, però, anche la cosiddetta “atmospheric neutrino anomaly”, ovvero un'anomalia simile a quella solare ma riguardante i neutrini atmosferici, i quali arrivano a terra negli sciami prodotti dall'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera. Nell'esperimento Kamiokande del 1985, infatti, si osservò un numero di neutrini muonici inferiore a quello previsto.

Una spiegazione che potesse risolvere queste problematiche venne rintracciata nelle considerazioni teoriche di Pontecorvo [17], il quale dal 1957 aveva cominciato ad ipotizzare che i neutrini potessero essere soggetti a un fenomeno di oscillazione che permette loro di assumere un sapore differente.

Nel 1998 l'esperimento Super-Kamiokande in Giappone, risolvendo l'anomalia dei neutrini atmosferici, riportò la prima evidenza sperimentale che le oscillazioni dei neutrini possono avere senso fisico, dato che si osservò un deficit per i neutrini atmosferici ν_μ che giungevano al rivelatore attraversando il pianeta rispetto a quelli provenienti direttamente dallo spazio.

L'ulteriore conferma, nonchè risoluzione del problema dei neutrini solari, arrivò nel 2002 da parte del Sudbury Neutrino Observatory (SNO), che osservò il flusso di neutrini sia attraverso il meccanismo di interazione a corrente neutra sia quello a corrente carica [18]. La Collaborazione SNO misurò una riduzione nel flusso dei neutrini elettronici ma non una diminuzione del flusso totale predetto dal MSS, il che comporta che gli ν_e sono sottoposti ad un processo di “trasformazione” in ν_μ e ν_τ .

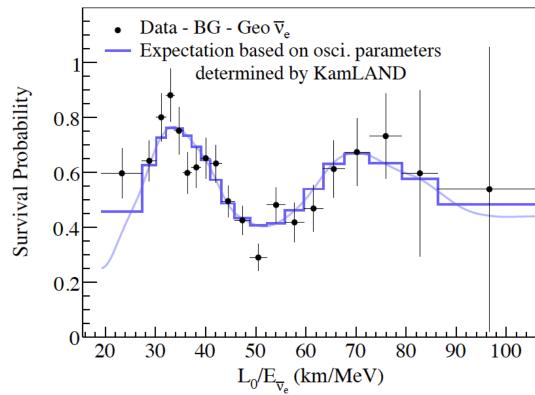


Figura 1.3: Dati raccolti dall'esperimento KamLAND [19] che mostrano la probabilità di sopravvivenza dei neutrini elettronici dipendentemente dal rapporto tra la distanza percorsa ($L_0 = 180$ km) e la loro energia. La curva blu indica i valori attesi, tenendo conto delle variazioni di flusso nel tempo e dell'efficienza della strumentazione.

Sono stati vari gli esperimenti successivi in grado di convalidare questi risultati e trovarne di nuovi. Ad esempio, l'esperimento Kamioka Liquid-Scintillator Anti-Neutrino Detector (KamLAND) nel 2004 ha osservato l'oscillazione degli anti-neutrini. In più, KamLAND è stato il primo esperimento a mostrare con i dati l'andamento oscillatorio della transizione dei neutrini, a differenza di quelli precedenti che avevano solo misurato il deficit tra i vari sapori (Figura 1.3). Nel 2010, invece, l'esperimento Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus (OPERA) ai Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) che osservava neutrini muonici prodotti al CERN ha permesso la scoperta decisiva dell'oscillazione dei neutrini muonici in tauonici.

1.2 La descrizione dei neutrini nel Modello Standard

La scoperta delle oscillazioni di neutrini è di fondamentale importanza perché mette in crisi quello che il Modello Standard delle particelle (MS) prescriveva a livello teorico per il neutrino.

Partendo dall'evidenza sperimentale che i neutrini siano dotati di massa, si può dimostrare che l'oscillazione degli stati di sapore può avvenire solo nel caso in cui questa ipotesi venga verificata.

1.2.1 Matrice PMNS

Per poter trattare a livello matematico la fenomenologia dei neutrini, si eredita il formalismo del MS con un paradigma a tre sapori a cui vengono apportate opportune modifiche, in modo da ricostruire i risultati sperimentali.

Avendo osservato l'esistenza delle oscillazioni, si studia la funzione d'onda del neutrino considerando le funzioni d'onda associate ai possibili tipi di sapore: $|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_\tau\rangle$. Questi sono espressi come combinazioni lineari degli autostati di massa: $|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$. Questi sono definiti come segue¹

$$H|\nu_i\rangle = E_i|\nu_i\rangle \quad \text{dove} \quad E_i = \sqrt{m_i^2 + p^2} \quad (1.5)$$

e

$$|\nu_\ell\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\ell i} |\nu_i\rangle \quad , \quad |\bar{\nu}_\ell\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\ell i}^\dagger |\bar{\nu}_i\rangle \quad \text{con} \quad \begin{cases} \ell = e, \mu, \tau \\ i = 1, 2, 3 \end{cases} \quad (1.6)$$

Per ciascun autostato di sapore, contrassegnato dall'indice ℓ , si hanno dei coefficienti specifici nella combinazione lineare degli autostati di massa, che variano con indice i . Queste considerazioni non valgono solo per i neutrini ma anche per gli antineutrini. È possibile, per comodità, considerare di variare tutti gli indici e costruire una matrice U che riassuma le suddette combinazioni.

Matematicamente, questa matrice permette di passare, nello stesso spazio di Hilbert, dalla base di autostati di massa a quella di sapore, viceversa se invertita. Dovendo le funzioni d'onda conservare la normalizzazione della probabilità totale, questa deve essere unitaria, per cui la sua inversa è la matrice aggiunta. Per questo motivo, si può facilmente ottenere la rappresentazione degli autostati di massa come combinazione di quelli di sapore usando U^\dagger .

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_\mu\rangle \\ |\nu_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \\ |\nu_3\rangle \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

La matrice in questione prende il nome di *leptonic/neutrino mixing matrix* o matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) dai nomi di coloro che l'hanno formulata ed è il corrispondente leptónico della matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), che descrive le interazioni di corrente carica degli stati di massa dei quark.

Essendo unitaria, la matrice ha dei gradi di libertà non disponibili che permettono di parametrizzarla con un numero inferiore di parametri che sono effettivamente dotati di significato fisico. Se i neutrini sono fermioni di Dirac, ovvero il numero leptónico totale è conservato $L = L_e + L_\mu + L_\tau$, la PMNS sarebbe univocamente definita da tre angoli di rotazione ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23} \in [0, \pi/2]$) ed una fase (denominata $\delta_{CP} \in [0, 2\pi]$), motivo che verrà spiegato in seguito nella Sezione 1.2.3), esattamente come per la CKM. A seguire, la relazione che intercorre tra gli elementi di matrice e la parametrizzazione [20], dove gli angoli di mixing determinano quanto gli autostati di massa e di sapore sono mescolati.

¹Si fa uso in questa sezione delle unità naturali.

$$\sin^2 \theta_{12} := \frac{|U_{e2}|^2}{1 - |U_{e3}|^2} , \quad \sin^2 \theta_{23} := \frac{|U_{\mu 3}|^2}{1 - |U_{e3}|^2} \quad (1.8)$$

$$\sin^2 \theta_{12} := |U_{e3}|^2 , \quad \delta_{CP} := -\arg(U_{e3}) \quad (1.9)$$

Se i neutrini coincidessero con le corrispettive antiparticelle e fossero dei fermioni di Majorana, avremmo necessità di inserire al più due altre fasi (α, β). Introducendo questi parametri e avendo posto $c_{ij} := \cos(\theta_{ij})$ e $s_{ij} := \sin(\theta_{ij})$, la forma della matrice diventa la seguente

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta_{CP}} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Si osservi che le fasi α e β , contribuendo attraverso esponenziali che sono fasi pure, possono essere incluse nella scrittura degli autostati dell'operatore di massa, lasciando quindi invariata la U_{PMNS} e non influenzando il fenomeno di oscillazione. Di conseguenza, ai fini della presente tesi, assumeremo la matrice nella forma seguente, dove si è riscritta la componente fermionica di Dirac come prodotto di tre matrici, ognuna corrispondente ad una rotazione dell'angolo θ_{ij} che contiene.

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{CP}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

1.2.2 Oscillazioni

Per poter trattare la probabilità di oscillazione nel vuoto, si interpreta la funzione d'onda come fosse piana perché non è presente alcun potenziale e l'hamiltoniana è solo cinetica. Il risultato avrà una validità approssimata, dato che le onde matematiche di questo tipo si estendono con la stessa ampiezza in tutto lo spazio-tempo, ma non hanno significato fisico. Lo assumono, però, quando vengono localizzate attraverso una sovrapposizione che origina un pacchetto d'onda, coerentemente con la linearità degli operatori quantistici, appositamente definiti con questo scopo.

Siccome i neutrini sono creati mediante interazione debole, che distingue il numero quantico di sapore, questi “nascono” in un autostato specifico ℓ dell'operatore associato al flavour. Si immagini che questo evento definisca l'origine del sistema di riferimento, per cui la particella può essere scritta come $|\nu_\ell(0,0)\rangle$, mentre la sua evoluzione temporale è soluzione dell'equazione di Schrödinger. Una volta che il neutrino ha viaggiato per una certa distanza \vec{L} in direzione generica e per un tempo t , infatti, la funzione d'onda potrà essere scritta come $|\nu_\ell(\vec{L}, t)\rangle$, applicando il teorema spettrale sul pacchetto, dove E_j e \vec{p}_j ($j = 1, 2, 3$) denotano rispettivamente l'energia ed il momento della particella.

$$|\nu_\ell(0,0)\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\ell i} |\nu_i\rangle \Rightarrow |\nu_\ell(\vec{L}, t)\rangle = \sum_{j=1}^3 U_{\ell j} e^{-i(E_j t - \vec{p}_j \cdot \vec{L})} |\nu_j\rangle \quad (1.12)$$

Siccome gli autostati sono dotati di massa differente e sia l'energia che il momento dipendono dalla massa, ciascun autostato di massa assume una frequenza diversa, ovvero evolve differentemente durante la propagazione del neutrino nello spazio. Per questo motivo, la proporzione in cui si trova ciascun sapore nella funzione d'onda cambia durante la propagazione, risultando in un'oscillazione. Questo può avvenire solamente se almeno due dei tre autovalori dell'operatore di massa sono non nulli: se le masse fossero nulle, non ci sarebbe una discrepanza per i diversi sapori nel modo in cui viaggiano attraverso lo spazio e quindi non ci sarebbe alcuna oscillazione.

Per stimare la probabilità $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}$ che un neutrino di tipo ν_α oscillhi in uno di tipo ν_β dopo aver percorso una distanza \vec{L} al tempo t , bisogna applicare la Regola d'oro di Fermi e calcolare il modulo quadro della proiezione dello stato iniziale su quello finale cercato [21].

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(\vec{L}, t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(\vec{L}, t) \rangle|^2 \quad (1.13)$$

E' di particolare interesse lo specifico caso dell'esperimento DUNE (Capitolo 2) che coinvolge una sorgente di neutrini muonici, motivo per cui si va a cercare l'oscillazione nello stato finale del neutrino elettronico $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ (Figura 1.4). Dovendo le particelle viaggiare attraverso la crosta terrestre, si valuta di correggere la formula tenendo conto del mezzo.

La probabilità di oscillazione del neutrino determinata nel vuoto, infatti, deve essere corretta dagli effetti che genera la materia, ovvero l'aggiunta nell'hamiltoniana (Equazione 1.12) di un potenziale, per lo più dovuto agli elettroni, che impatta sulla relazione di dispersione dei neutrini. Infatti, queste particelle sono dotate di una massa effettiva differente rispetto a quella che hanno nel vuoto se si propagano in un mezzo. Il calcolo è più semplice nel caso in cui si considerino solo due autostati [22], mentre per tre è necessario approssimare l'espressione al primo ordine [23]

$$\begin{aligned} P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \simeq & \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \frac{\sin^2(\Delta_{31} - aL)}{(\Delta_{31} - aL)^2} \Delta_{31}^2 + \\ & + \sin(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{12}) \frac{\sin(\Delta_{31} - aL)}{\Delta_{31} - aL} \Delta_{31} \frac{\sin(aL)}{aL} \Delta_{21} \cos(\Delta_{31} + \delta_{CP}) + \\ & + \cos^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{12}) \frac{\sin^2(aL)}{(aL)^2} \Delta_{21}^2 \end{aligned} \quad (1.14)$$

con $\Delta_{ij} := \Delta m_{ij}^2 L / 4E_\nu$ ed $a = G_F N_e / \sqrt{2}$, essendo G_F la costante di Fermi per il decadimento debole, E_ν l'energia del neutrino in GeV, N_e la densità di elettroni della crosta terrestre.

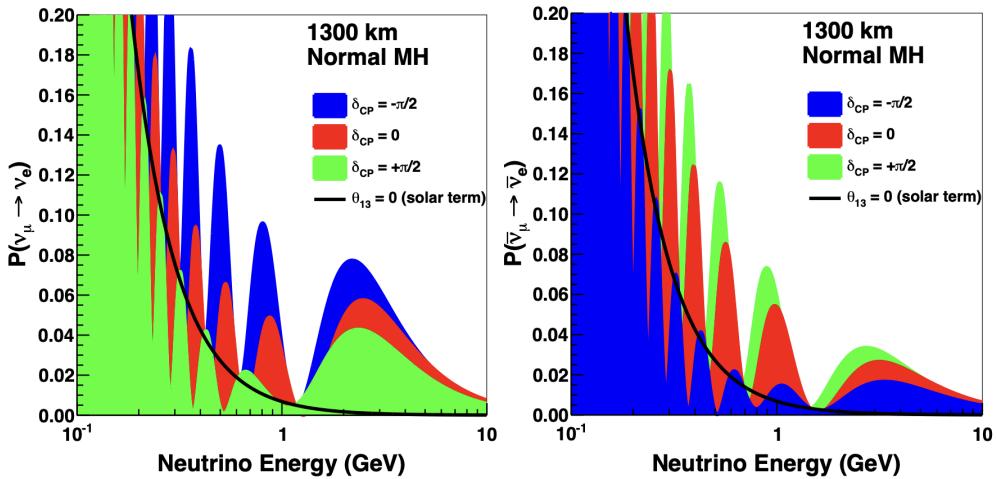


Figura 1.4: Probabilità che un neutrino ν_μ diventi ν_e dopo una distanza $L = 1300$ km, in funzione dell'energia del neutrino stesso [24], per $\delta_{CP} = -\pi/2$ (blu), 0 (rosso) e $\pi/2$ (verde), per neutrini (sinistra) e antineutrini (destra) con gerarchia normale di massa. La linea nera indica la probabilità di oscillazione per $\theta_{13} = 0$.

1.2.3 Violazione di CP

Il parametro che rappresenta la fase dell'esponenziale complesso viene chiamato δ_{CP} , in riferimento alla simmetria di carica e parità che potrebbe non essere rispettata dai neutrini.

Per i tre neutrini è sufficiente una singola quantità immaginaria responsabile di una matrice U_{PMNS} complessa affinchè le oscillazioni di neutrini possano generare la violazione di CP (CPV). Nella parametrizzazione individuata, questa quantità ha la forma seguente

$$J_{CP} := s_{13} c_{13}^2 s_{12} c_{12} s_{23} c_{23} s_\delta \quad (1.15)$$

dove il simbolo J è usato in onore di Cecilia Jarlskog che ha originariamente proposto tale quantità per descrivere la CPV nei sistemi di quark. Si osservi che questa quantità si annulla se uno degli angoli o la fase sono nulli. In particolare, l'asimmetria è garantita se $\delta_{CP} \neq 0$ o $\delta_{CP} \neq \pi$, il che corrisponde a $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} \neq P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e}$ ed equivale a dire che può essere indagato facendo misure su un fascio di neutrini prima e anti-neutrini in un momento successivo.

1.2.4 Gerarchia di massa

Il fatto che le oscillazioni siano dovute ad una massa non nulla dei neutrini non significa che il calcolo dei suoi valori sia immediato. Ciò che si determina analiticamente è una relazione che si instaura tra la frequenza delle oscillazioni e non direttamente gli autovalori delle masse, ma il quadrato delle loro differenze $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Per cui, quello che si può ricostruire mediante le misure ad alta sensibilità degli angoli θ_{ij} sono le relazioni che si instaurano tra gli autostati di massa, le quali prendono il nome di gerarchie.

Sulla base delle due indipendenti differenze di massa quadre e dei dati sperimentali attualmente esistenti, si è giunti a restringere le opzioni a due sole possibilità: la gerarchia “normale” o NO (normal ordering, $m_3 \gg m_2 > m_1$) e quella “invertita” o IO (inverted ordering, $m_2 > m_1 \gg m_3$).

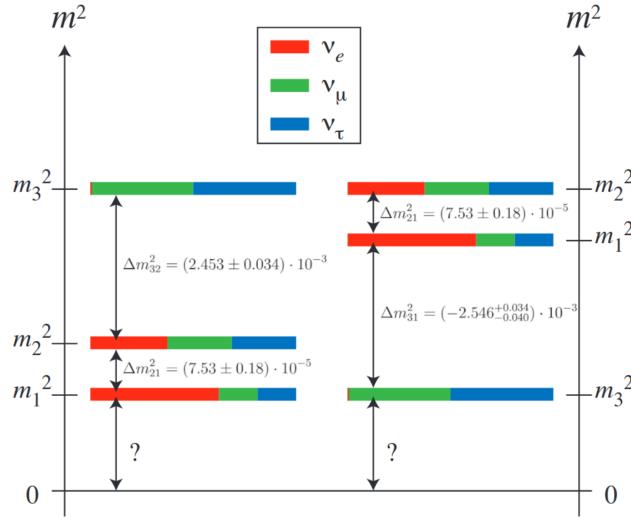


Figura 1.5: Rappresentazione grafica [3] della composizione degli autostati di massa in termini degli autostati di sapore secondo NO (sinistra) ed IO (destra). I valori di Δm_{ij}^2 [eV²] sono i risultati ottenuti fino al 2021.

1.3 Strategie sperimentali attuali nella fisica del neutrino

Come si è potuto evidenziare, un obiettivo fondamentale per gli esperimenti di neutrini ora è osservare le oscillazioni con grande precisione e determinare, attraverso misure delle apposite grandezze, i parametri della matrice. Al momento, ci sono parecchi esperimenti che hanno portato dei dati che permettono di estrapolare con dei fit i parametri cercati, ma non si è a disposizione di una incertezza abbastanza significativa per la fase di CP e la gerarchia di massa. Inoltre, alcuni parametri sono noti con precisione modesta a causa di soluzioni degeneri nelle probabilità di oscillazione. Perciò, è necessario indagare ulteriormente, aumentando la sensibilità e variando le tecniche di rivelazione.

A proposito, si può consultare lo stato dell’arte dei risultati globali di fisica del neutrino grazie al lavoro in continuo aggiornamento da parte della Collaborazione NuFIT [25] (Tabella 1.1).

	NO	IO
θ_{12} (°)	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$	$33.68^{+0.73}_{-0.70}$
θ_{13} (°)	$8.56^{+0.11}_{-0.11}$	$8.59^{+0.11}_{-0.11}$
θ_{23} (°)	$43.3^{+1.0}_{-0.8}$	$47.9^{+0.7}_{-0.9}$
Δm_{21}^2 (10 ⁻⁵ eV ²)	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$	$7.49^{+0.19}_{-0.19}$
$\Delta m_{3\ell}^2$ (10 ⁻³ eV ²)	$+2.513^{+0.021}_{-0.019}$	$-2.484^{+0.020}_{-0.020}$
δ_{CP} (°)	212^{+26}_{-41}	274^{+22}_{-25}

Tabella 1.1: Risultati dell’analisi globale NuFIT 6.0 nel 2024 [26], dove $\ell = 1$ per NO e $\ell = 2$ per IO.

Per rispondere a queste domande, bisogna costruire esperimenti che siano in grado di rivelare i neutrini con grande statistica e precisione nella determinazione degli stati finali. Nel seguito ci si concentrerà solo sugli esperimenti agli acceleratori, che permettono di raggiungere il massimo controllo sulla sorgente e, pertanto, sono particolarmente adatti alla misura di precisione della matrice PMNS.

I neutrini interagiscono mediante interazione debole, è questo che li rende difficili da rivelare perché fa sì che la loro sezione d'urto sia bassa. Il valore previsto è generalmente compreso tra 10^{-43} cm 2 e 10^{-38} cm 2 , con un'incertezza del 25% per i neutrini elettronici e del 10% per quelli muonici [27]. Per questo motivo, per avere sufficiente statistica, c'è bisogno di un rivelatore di grandi dimensioni e contenente un mezzo che consenta di avere un grande numero di bersagli. Inoltre, per avere un grande flusso di neutrini è necessario progettare un fascio apposito.

1.3.1 Fascio di neutrini

Il fascio di neutrini muonici viene generalmente prodotto a partire da un sistema di acceleratori di protoni [28, 29].

Il punto di partenza sono atomi di idrogeno carichi negativamente che vengono iniettati nell'acceleratore, con l'obiettivo di estrarre protoni. Un sistema di dipoli elettrici permette l'avvicinamento degli H^- e degli eventuali H^+ già prodotti in una regione intermedia, focalizzata verso un target. Questo è un sottile strato di carbonio che viene intercettato dalle suddette particelle ed ha l'obiettivo di assorbire la maggior parte degli elettroni del fascio. Attraverso ulteriori dipoli viene separata la componente di protoni prodotti da quella di H^- rimanenti: i primi vengono indirizzati verso l'acceleratore ed i secondi vengono eliminati su un materiale assorbente inerte.

I protoni vengono estratti dall'acceleratore e il loro fascio viene indirizzato verso i rivelatori e fatto scontrare su di un target di grafite. L'interazione produce uno sciamone adronico composto da kaoni, protoni, neutroni e, soprattutto, pioni. I pioni neutri decadono ben presto in fotoni. Tra le particelle cariche, i pioni negativi vengono allontanati grazie ad un sistema di magneti, in modo che il fascio rimanga costituito da soli pioni positivi. Nella quasi totalità dei casi, cioè con un branching ratio (BR) del 99.99%, i pioni decadono producendo muoni positivi e neutrini muonici.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.16)$$

Per eliminare tutte le particelle eccetto i neutrini, si aggiunge un beam dump che permette la trasmissione di soli neutrini muonici, i quali vengono indirizzati verso la postazione designata ai detector. Questo materiale ha quindi il compito di raccogliere i muoni prodotti dal decadimento e i mesoni non decaduti.

Con lo stesso meccanismo, ma invertendo la configurazione di magneti con lo scopo di mantenere i pioni negativi ed allontanare quelli positivi, si produce un fascio di anti-neutrini muonici.

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

Si osservi che una parte dei muoni prodotti può aprire un altro canale di decadimento prima di essere intercettato e che è responsabile di ulteriore produzione di neutrini, come mostrato in Equazione 1.18. Per questo motivo, il fascio sarà composto in minima parte anche da una componente di neutrini elettronici.

$$K^\pm/\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \overset{(-)}{\nu_\mu} \quad \text{et} \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \overset{(-)}{\nu_e} + \overset{(-)}{\nu_\mu} \quad (1.18)$$

Ulteriori neutrini elettronici provengono dal decadimento a tre corpi del mesone K. In base ai parametri scelti per la configurazione del beam, si possono originare particelle con caratteristiche differenti.

Dato che il flusso e lo spettro dei neutrini prodotti dipendono dall'energia e dall'intensità del fascio accelerato di protoni, si esprime il numero di particelle generate nello stato finale in termini di particelle per Proton On Target (POT).

Inoltre, a causa della cinematica del decadimento delle particelle cariche, il fascio di neutrini non è monocromatico. Una selezione più restrittiva in termini di energia e momento può essere raggiunta applicando al fascio una serie di dipoli e quadrupoli. Nonostante questo permetta di avere uno spettro energetico più focalizzato, in alcuni esperimenti si preferisce optare per il sistema a magnetic horns (Figura 1.6) per dare priorità al raggiungimento di una maggiore intensità del fascio di neutrini.

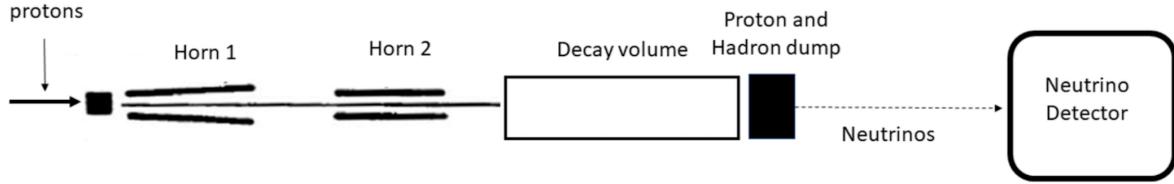


Figura 1.6: Rappresentazione schematica del metodo di estrazione del fascio di neutrini a partire dall’interazione di protoni con un target di grafite. Il sistema impiega la tecnologia dei magnetic horns [30], il che permette di generare fasci ad alta intensità.

1.3.2 Esperimenti long-baseline

Ci sono diverse tipologie di esperimenti che possono andare a indagare i vari aspetti dei neutrini. Una classificazione possibile usa come criterio la tecnica di rivelazione impiegata e la sorgente di neutrini investigata, per cui si distinguono gli esperimenti sui neutrini solari, quelli per neutrini atmosferici, quelli per neutrini agli acceleratori (neutrini da fascio) e i reattori.

Tra gli esperimenti su fascio, un’ulteriore categoria fa riferimento agli esperimenti long-baseline, che sono composti da un fascio di (anti-)neutrini che vengono rivelati da rivelatori molto massivi che svolgono anche il ruolo di target: un near detector posizionato vicino alla sorgente ed un far detector localizzato a grande distanza. Il beam deve essere tale da assicurare una bassa contaminazione degli (anti-)neutrini ed un’intensità abbastanza alta, in modo tale che ci sia poco background, sufficiente statistica e massima oscillazione in corrispondenza del detector (dipendentemente dai valori L/E scelti). Il loro obiettivo specifico è quello di determinare la gerarchia di massa e verificare la violazione della simmetria CP attraverso l’osservazione delle oscillazioni dei neutrini in un mezzo opportuno, seguendo quanto ottenuto per l’Equazione 1.14. In questo contesto, si inseriscono gli esperimenti di ultima generazione T2K, NO ν A e DUNE.

Tokai to Kamioka (T2K) e NuMI Off-Axis ν_e Appearance (NO ν A) sono gli unici esperimenti long-baseline attualmente in presa dati. Entrambi si basano su uno schema di fascio posto *fuori asse* rispetto al centro del detector. Questa configurazione instaura due benefici di interesse rilevante per gli studi della CPV. Il primo deriva dalla cinematica del decadimento a due corpi del pione e consiste in uno spettro di energia di neutrini più ristretto, mentre il secondo è una minore contaminazione di neutrini elettronici. L’unico svantaggio derivante da questa tecnica corrisponde ad una diminuzione dell’energia media e del flusso totale del fascio.

T2K L’esperimento T2K ha dimostrato per la prima volta nel 2011 l’oscillazione di neutrini muonici in elettronici e confermato l’osservazione ottenuta in altri laboratori della trasformazione di neutrini muonici in tauonici [31].

Un intenso fascio di neutrini muonici a 0.6 GeV viene inviato da Tokai e giunge dopo 295 km a Kamioka, attraversando il Giappone da est verso ovest. Le particelle raggiungono il far detector, ovvero Super-Kamiokande (SK), in un largo cilindro di acqua ultrapura (UPW) con cui possono interagire. Qui si producono particelle cariche che, se viaggiano ad una velocità superiore rispetto a quella della luce nello stesso mezzo (in acqua è pari circa a 3/4 quella nel vuoto), portano all’emissione di luce lungo la superficie di un cono, chiamata Radiazione Cherenkov. Le pareti del rivelatore sono ricoperte da fotomoltiplicatori che rivelano il cono di luce osservando delle strutture ad anelli: questi sono diffusi se prodotti da elettroni e netti da parte di muoni. La misura permette di distinguere, quindi, la tipologia di neutrino interagente.

La presenza del near detector è necessaria per mitigare gli errori sistematici, dato che consente di misurare lo spettro del fascio e la sua composizione prima dell’oscillazione. Il dato in questione viene usato per normalizzare le misure che vengono compiute poi dal far detector.

NO ν A Il progetto è ospitato dal Fermilab e prevede una baseline da 800 km, dove è posto un rivelatore da 14 kton situato in Ash River, Minnesota [32]. Il fascio di neutrini a 1.6 GeV viene prodotto dal Neutrinos at the Main Injector (NuMI), che raggiunge potenze di circa $\simeq 740$ kW ed indirizza le particelle verso il near detector.

I rivelatori sono composti da celle di PVC altamente riflettente e si basano sulla tecnologia a scintillatori liquidi. Quando il neutrino interagisce con un atomo del mezzo, genera una cascata di particelle cariche, le quali rilasciano la loro energia nel liquido fino a fermarsi. L'energia depositata viene in parte convertita in luce di scintillazione. Questa viene raccolta da fibre che compiono uno shift della lunghezza d'onda e la trasportano verso dei fotorivelatori. Attraverso questo segnale di scintillazione, è possibile determinare il tipo di neutrino che ha causato l'interazione e la sua energia.

T2K e NO ν A hanno fornito misure di grande precisione di alcuni dei parametri della matrice PMNS. Combinando i soli risultati di T2K e NO ν A ottenuti sui dati dei neutrini solari ed atmosferici, si potrebbe determinare la gerarchia di massa e avere una prima stima grezza della fase di CP. Di fatto, misure precise di questi parametri richiedono esperimenti di nuova generazione. DUNE (Capitolo 2), invece, è l'unico esperimento proposto che può operare questa discriminazione in maniera indipendente da dati esterni e effettuare in un unico apparato un test completo del paradigma delle oscillazioni a tre neutrini. Questo esperimento è descritto in dettaglio nel prossimo capitolo.

Capitolo 2

Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)

Il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) è un futuro esperimento long-baseline ospitato dal Fermilab (Figura 2.1) che coinvolge più di 1400 tra scienziati ed ingegneri da oltre 200 istituzioni di più di 35 paesi, incluso il CERN.

Come anticipato, è stato progettato principalmente per esplorare il modello a tre sapore nella fisica del neutrino con un livello di precisione senza precedenti. Tra le potenziali scoperte, lo scopo principale è la determinazione della gerarchia di massa e la misura dei parametri della matrice PMNS, soprattutto la fase δ_{CP} per la CPV. Altri obiettivi sono la ricerca del neutrino sterile, la rilevazione di neutrini prodotti dall'esplosione di una supernova (SNB) all'interno o vicino alla nostra galassia e l'eventuale osservazione del decadimento del protone ed interazioni non-standard (NSI) nell'ambito della ricerca di nuova fisica.

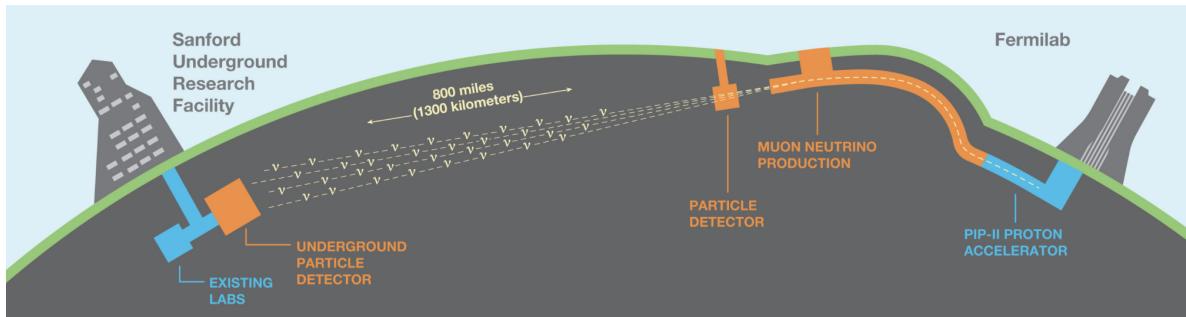


Figura 2.1: Schema generale del progetto DUNE [33].

Il setup sperimentale di DUNE consiste in un fascio di neutrini che viene intercettato prima da un detector vicino alla sorgente di particelle presso il Fermilab e successivamente da un rivelatore lontano al Sanford Underground Laboratory (SURF), in South Dakota. Il design generale delle varie componenti è stato finalizzato negli ultimi anni e descritto sommariamente nelle pagine seguenti, ma le configurazioni specifiche verranno modificate in futuro per migliorare le prestazioni in base a simulazioni e risultati che si stanno raccogliendo con prototipi in fase di studio.

In questo capitolo viene proposta una panoramica che ripercorre le componenti fondamentali dell'esperimento, spiegandone le peculiarità principali ed il funzionamento [4, 30, 34]. In primo luogo, si descrive il principale meccanismo di rivelazione dei detector di DUNE, basati sulla tecnologia della Time Projection Chamber (TPC) ad argon liquido [35, 3]. Successivamente, ci si focalizza sugli elementi costituenti del Near (ND) e del Far Detector (FD), prestando attenzione a quest'ultimo nell'ottica dell'apparato sperimentale in analisi in questa tesi [36, 35, 37].

2.1 LArTPC

Dovendo rivelare i neutrini in maniera indiretta attraverso i prodotti dell'interazione con un mezzo pesante (Sezione 1.3), la tecnologia impiegata nei detector di DUNE è quella della TPC ad argon liquido (LArTPC). La tecnica è stata proposta per la prima volta nel 1977 da Carlo Rubbia [38] e validata dall'esperimento Imaging Cosmic And Underground Objects with Spectroscopy (ICARUS), il primo a dimostrarne la fattibilità ed il suo effettivo funzionamento.

2.1.1 Interazioni $\nu + \text{LAr}$

Quando il fascio di neutrini arriva nel rivelatore ad argon liquido, risente della presenza del mezzo producendo interazioni di corrente carica e neutra. Il neutrino che interagisce in modalità di corrente carica (CC) con l'atomo di argon produce leptoni carichi ad alta energia. Queste cariche depositano energia nel materiale, per cui sono responsabili di due effetti all'interno del volume di liquido: ionizzazione ed eccitazione dell'argon.

Come mostrato in Figura 2.2, il leptone carico, se è abbastanza energetico, può ionizzare l'atomo e produrre un elettrone libero ed uno ione positivo di argon Ar^+ . In caso contrario, l'atomo viene eccitato allo stato Ar^* (in proporzione $\text{Ar}^*/\text{Ar}^+ \simeq 0.21$) e questo può combinarsi con un altro atomo allo stato fondamentale e formare lo stato legato dell'eccimer Ar₂^{*}. Questo risultato può essere ottenuto anche nel caso in cui uno ione positivo di argon effettui una ricombinazione mediante un elettrone ed un altro atomo di argon in stato fondamentale a formare Ar₂⁺ che, a seguire, decade in Ar₂^{*}.

Evidenze sperimentali e conoscenze teoriche confermano che la dis-eccitazione dell'eccimero avviene secondo il meccanismo seguente: $\text{Ar}_2^* \rightarrow \gamma + \text{Ar} + \text{Ar}$. Il processo descritto origina due atomi di argon nello stato fondamentale, accompagnati dalla produzione di fotoni di scintillazione nell'ultravioletto. Lo spettro, di fatto, è ben descritto da un andamento gaussiano, il cui picco si trova in corrispondenza di una lunghezza d'onda approssimativamente pari a 128nm, ovvero nell'estremo ultravioletto (VUV). Si noti che la molecola di Ar₂^{*} prodotta dopo l'eccitazione o la ricombinazione si può trovare in uno stato di singoletto (¹ Σ_u^+) o di tripletto (³ Σ_u^+). Per questo motivo si hanno a disposizione due canali di decadimento che generano lo stesso stato finale appena discusso, rispettivamente uno veloce in un intervallo temporale caratteristico tra 2 ns e 6 ns ed uno lento tra 1100 ns e 1600 ns.

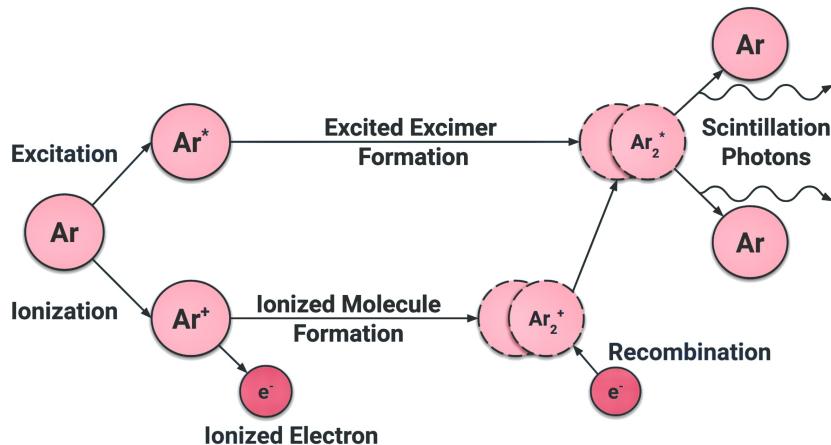


Figura 2.2: Schema dei prodotti del processo di interazione tra i neutrini e l'argon liquido: ionizzazione ed eccitazione dovuti al passaggio di una carica e produzione di luce di scintillazione nello stato finale [36].

2.1.2 Sistema di rivelatori

Per ottenere i risultati di fisica richiesti, è necessario ricostruire l'interazione che il neutrino compie con gli atomi di argon e l'energia coinvolta nel processo. La TPC è una tecnologia di detector che permette di ricostruire la traccia che le particelle cariche lasciano passando attraverso il materiale attivo, in questo caso argon liquido. In più, si risale sia al numero di coppie ione-elettrone prodotte sia alla quantità di luce emessa, dato che sono proporzionali alla misura dell'energia della particella interagente.

Il principio di funzionamento della TPC è mostrato in Figura 2.3.

Tracciamento Per rivelare le particelle secondarie in maniera opportuna, c'è bisogno di posizionare l'argon liquido tra un catodo ed un anodo, impiegati per applicare un campo elettrico sull'intero volume. In particolare, questo campo impone agli elettroni ottenuti dal processo di ionizzazione di muoversi con una velocità di deriva v_d (drift) verso l'anodo. La presenza di questo campo è fondamentale, perché riduce la probabilità che avvenga una ricombinazione dell'elettrone e dello ione originario di appartenenza a riformare lo stato legato neutro Ar. Inoltre, genera una velocità di deriva tale che non si verifichi un accumulo di ioni positivi sul catodo.

Una volta raggiunto l'anodo, gli elettroni vengono rivelati attraverso un *charge readout system*. Il meccanismo in questione consente di ricostruire la traccia della carica in modo bidimensionale (coordinate y , z) attraverso l'utilizzo di tre livelli: due piani di induzione (U, V) ed uno di collezione (X) (Sezione 2.3.1). Proprio perché la ricostruzione della traiettoria della particella dipende dalla deriva di cui l'elettrone ha risentito, è anche necessario che il campo elettrico sia il più uniforme possibile per evitare distorsioni.

Per riuscire ad ottenere l'informazione sulla terza dimensione x , è necessario impiegare un sistema di rivelazione della luce di scintillazione (*light readout system*) basato su fotorivelatori, il quale estrae il tempo assoluto t_0 di interazione osservando i fotoni prodotti nel momento in cui essa avviene lungo la direzione del drift. Combinando questa misura con il tempo in cui la particella raggiunge l'anodo della TPC, si ottiene un intervallo temporale che, moltiplicato per la velocità di drift, consente di ottenere x . Questa grandezza permette di individuare il vertice di interazione del neutrino con l'argon. Infatti, grazie ad essa si riesce a ricostruire la traccia tridimensionale del passaggio della carica, aggiungendo le informazioni sulla velocità di deriva dell'elettrone e sul 2D-tracking proveniente dal charge readout system.

Energia Oltre alla ricostruzione del passaggio della particella carica, come anticipato, la TPC può raggiungere un'alta risoluzione nella misura dell'energia usando tecniche di calorimetria combinata luce-carica. Queste quantità sono anticorrelate rispetto al campo elettrico, dato che una sua maggiore intensità sfavorisce la ricombinazione elettrone-ione producendo un segnale di carica maggiore, ma riducendo l'emissione di luce.

In questo contesto, la presenza del light readout system consente di fare delle correzioni sull'energia che viene ricostruita grazie al tracciamento 3D.

PID Per finire, la TPC ha dimostrato di avere ottime capacità nella misura del potere frenante (dE/dx), parametro ideale per l'identificazione delle particelle.

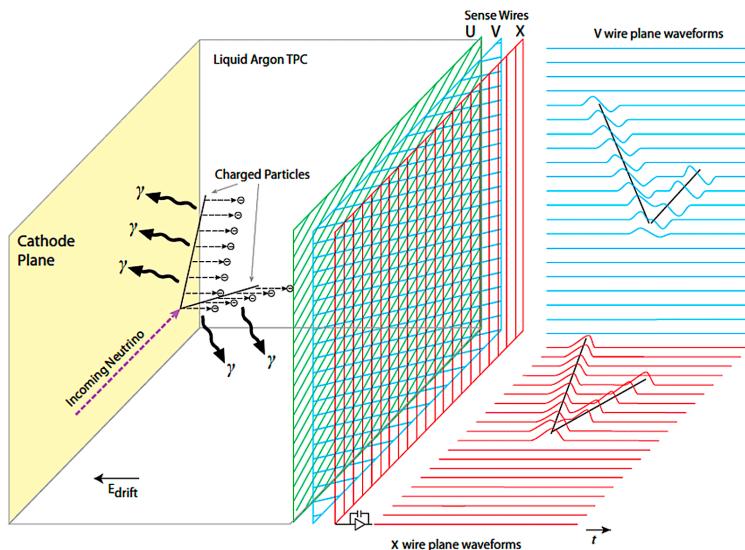


Figura 2.3: Principio di funzionamento della Time Projection Chamber [36], l'immagine mostra anche il sistema a 3 piani per la lettura della carica.

2.1.3 Argon liquido

L'argon liquido è un materiale eccellente per la calorimetria elettromagnetica e consente di avere prestazioni migliori rispetto ad altre sostanze. Di fatto, permette di ricostruire l'energia con alta risoluzione ed, essendo denso, aumenta la probabilità che avvenga l'interazione. Inoltre, risulta anche trasparente alla sua stessa luce di scintillazione, permettendone la rivelazione con dispositivi adeguati. Altre proprietà fondamentali sono una ridotta diffusione e un'alta mobilità elettronica μ . Quest'ultima, assieme all'intensità del campo elettrico applicato ϵ , è un parametro essenziale per individuare la velocità di deriva v_d degli elettroni ionizzati

$$v_d = \mu \cdot \epsilon \quad (2.1)$$

Come mostrato in Figura 2.4, le prestazioni dall'argon liquido dipendono dalla temperatura a cui questo si trova e sono fortemente influenzate dalla presenza di impurità. Per assicurarsi che gli elettroni raggiungano i rivelatori evitando eventuali ricombinazioni, si preferisce una configurazione in cui il moto di deriva sia rapido. Per questo motivo è ottimale l'impiego dell'argon rispetto allo xenon. D'altro canto, la contaminazione dell'argon liquido con molecole di metano, nonostante permetta di raggiungere valori di v_d superiori, inficerrebbe sulla bontà del segnale raccolto. In generale, infatti, le impurezze degradano la risoluzione spaziale, aumentano la componente di rumore e diminuiscono il breakdown voltage. Per esempio, sostanze residue come O₂ assorbirebbero gli elettroni, per cui devono essere rimosse per ridurre la probabilità di ricombinazione. La presenza di molecole di azoto, invece, induce una dis-eccitazione dell'eccimero Ar₂^{*} non radiativa che comporta una diminuzione della luce di scintillazione e la conseguente riduzione dell'ampiezza del segnale.

L'argon liquido viene ottenuto da un processo di distillazione dell'aria, dove è presente in percentuale all'1%. La purificazione avviene solitamente impiegando due filtri, un setaccio molecolare ed un filtro attivo in rame, il cui obiettivo è quello di rimuovere acqua ed altre tracce di azoto e ossigeno. Questa funzione è svolta da una componente dell'impianto criogenico, il cui compito principale è la gestione della temperatura corretta per mantenere l'argon in fase liquida¹ ad 87 K [36].

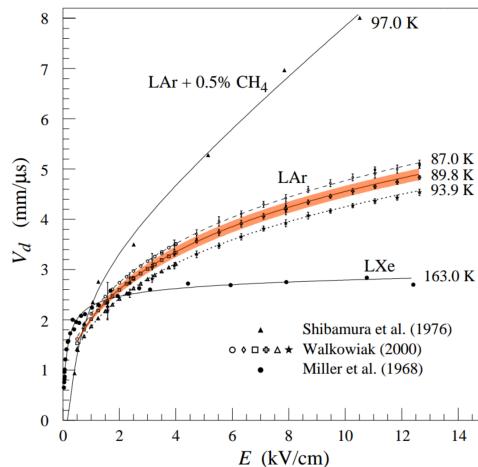


Figura 2.4: Grafico della velocità di deriva dell'elettrone in funzione dell'energia nel caso in cui si usi xenon liquido o argon liquido (puro o contaminato dal metano) a diverse temperature [3].

2.2 DUNE-ND

Il fascio di neutrini è prodotto al Fermilab a partire dal sistema di acceleratori di protoni, il quale verrà potenziato durante il Proton Improvement Plan II (PIP-II) per raggiungere le intensità necessarie per gli obiettivi di DUNE. Il fascio di protoni accelerato tra 60 GeV e 120 GeV è mandato attraverso la Long Baseline Neutrino Facility (LBNF) e fatto scontrare sul target di grafite da cui vengono poi selezionati i (anti-)neutrini muonici prodotti fino ad energie di 2.5 GeV. Nel LBNF Near Site le particelle ($\simeq 4.0 \times 10^{19}$ neutrini/anno) incontrano il primo complesso di rivelatori: Near Detector (ND).

¹A pressione atmosferica l'argon assume una temperatura di fusione pari a 83.8 K ed una di ebollizione a 87.3 K.

Il DUNE-ND è composto da tre detector (Figura 2.5), ciascuno dei quali ha l'obiettivo di studiare il flusso di neutrini non ancora sottoposti ad oscillazione: il System for on-Axis Neutrino Detection (SAND), il Temporary Muon Spectrometer (TMS) che, successivamente, verrà sostituito dal Gaseous Argon detector (ND-GAr) ed il Liquid Argon detector (ND-LAr). È posizionato 60 m sotto terra, in modo da ridurre ad un tasso tollerabile il flusso di muoni dovuti alla radiazione cosmica, ed a 570 m di distanza dal target del fascio, posizione che assicura un'elevata statistica e schermatura dalle particelle cariche prodotte nell'estrazione del fascio.

Il ND consente di avere accesso a misure sull'interazione dei neutrini non oscillati, che possono essere impiegate per stimare quale sia il tasso atteso dei diversi svari di neutrini quando questi giungeranno al Far Detector dopo l'oscillazione. Inoltre, è possibile operare la valutazione delle incertezze sistematiche riguardanti il flusso di neutrini, la sezione d'urto del neutrino interagente con l'argon ed ulteriori effetti dovuti ai rivelatori stessi. È questo il motivo per cui due dei tre detector che compongono ND utilizzano come tecnologia di rilevazione appunto l'argon.

Per poter portare a termine questo compito, deve dimostrare di raggiungere prestazioni migliori rispetto alle capacità del Far Detector nella risoluzione energetica, nell'efficienza e nella gestione dei bias sperimentali. In più, essendo vicino al fascio, ND colleziona un campione maggiore di interazioni, per cui deve essere progettato in modo tale da raccogliere misure senza essere limitato da effetti di pile-up.

ND-LAr Si tratta del rivelatore che più di tutti mostra caratteristiche simili al Far Detector, dato che è anch'esso una LArTPC. A causa della vicinanza con il fascio, però, invece di impiegare un design monolitico, è stata scelta una struttura modulare per ridurre il tempo di drift dell'elettrone e mitigare l'accumulo di ioni. Per cui, in un volume di $5 \times 7 \times 3 \text{ m}^3$ sono contenuti 67 ton di argon liquido, ottimale per accumulare sufficiente statistica in un tempo ragionevole ($\simeq 10^8$ interazioni-CC/anno).

ND-GAr Il detector in questione utilizza la tecnica della TPC, ma è accompagnato da un calorimetro elettromagnetico in un campo magnetico da 0.5 T ed impiega argon allo stato gassoso con l'obiettivo di complementare il lavoro svolto da ND-LAr. Infatti, la minore densità del mezzo migliora il tracciamento e, di conseguenza, la misura dell'impulso e della carica del muone prodotto dall'interazione. Sarà disponibile solo in un secondo momento in DUNE, al suo posto sarà inizialmente impiegato un Temporary Muon Spectrometer (TMS) che si limiterà a identificare i muoni prodotti all'interno di ND-LAr.

SAND Consiste in un tracciatore a gas e un piccolo volume di argon liquido (GRAIN); è circondato da un grande solenoide magnetico e da un calorimetro elettromagnetico. Quest'ultimo è fatto di piombo e fibre scintillanti ed è impiegato perché consente di migliorare la risoluzione temporale (fin sotto i ns) e la trasmissione del segnale luminoso. Inoltre, uno Straw Tube Tracker (STT) permette di ricostruire con accuratezza le variabili cinematiche su piano trasverso, mentre la luce di scintillazione prodotta nel rivelatore ad argon viene raccolta da un sistema ottico. SAND monitora il flusso di neutrini in asse mentre ND-LAr ed ND-GAr possono muoversi ed andare fuori asse, mettendo a disposizione una modalità alternativa per vincolare la composizione del fascio, detta tecnica Precision Reaction Independent Spectrum Measurement (PRISM).

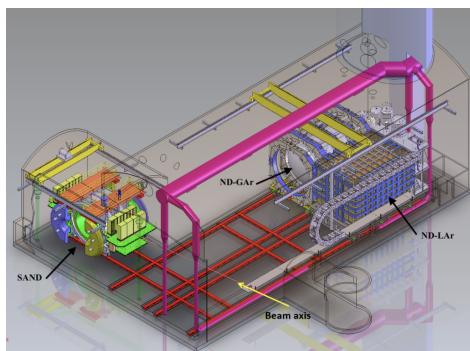


Figura 2.5: Rappresentazione schematica del complesso di DUNE-ND che mostra tutti i detector, di cui ND-LAr ed ND-GAr sono posizionati fuori asse di 28.5 m [39].

2.3 DUNE-FD

Il fascio di neutrini, dopo la rilevazione operata da ND, continua il suo percorso attraversando la crosta terrestre per 1300 km fino al raggiungimento del Far Detector (FD), dove si ha la massima probabilità di oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Il progetto prevede che i moduli di FD vengano ospitati dalla Sanford Underground Research Facility (SURF) 1.5 km nel sottosuolo.

SURF è un laboratorio sotterraneo e, perciò, permette di diminuire il flusso di muoni provenienti dai raggi cosmici, requisito fondamentale per limitare il rate di trigger e le distorsioni dovute all'accumulo di cariche nella TPC causate da eventi non di neutrino. Inoltre, la separazione tra il segnale di interesse ed il background è assicurata dall'impiego di un mezzo di massa effettiva dell'ordine dei \sim kton, combinata con una risoluzione spaziale della TPC pari al \sim mm. Questo design permette l'attuazione degli obiettivi del FD, il quale deve essere capace di identificare e distinguere i neutrini muonici ed elettronici prodotti nelle interazioni di corrente carica del fascio di neutrini. Deve, inoltre, fornire una risoluzione energetica degli sciami elettromagnetici sufficiente da misurare accuratamente lo spettro di energia del neutrino elettronico.

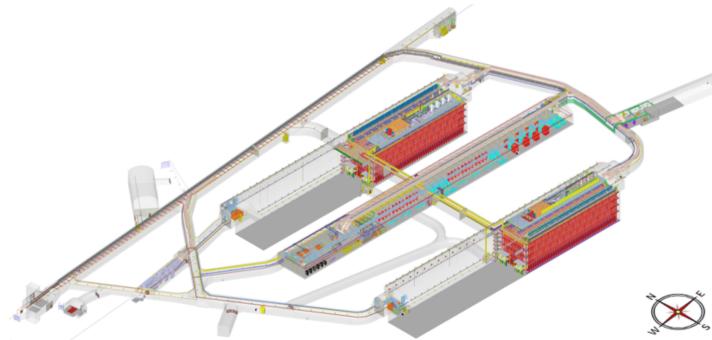


Figura 2.6: Caverne sotterranee, costruite tra il 2021 e il 2024, per DUNE-FD ed il sistema criogenico dei primi due detector (in rosso) posizionato presso SURF in South Dakota [24].

La caverna di SURF contiene quattro criostati di volume pari a $65.8 \times 17.8 \times 18.9 \text{ m}^3$, sulla sommità dei quali vengono installati l'attrezzatura criogenica ed il sistema di acquisizione dati (DAQ). Un ulteriore soppalco è messo a disposizione per i rack dell'elettronica dei detector. In una prima fase di DUNE si avranno solamente due moduli, uno posizionato sulla postazione a nord e l'altro sulla caverna a sud (Figura 2.6), in modo da minimizzare le interferenze tra l'attività di installazione dell'uno e dell'altro. Nella caverna centrale si ospitano l'elettronica e le infrastrutture criogeniche.

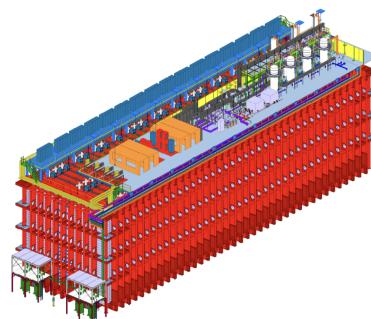


Figura 2.7: Rappresentazione grafica di una LArTPC di DUNE [4].

Ciascun modulo adopera il sistema di rivelazione della TPC, impiegando una quantità di argon pari ad una massa effettiva di 10 kton, ma per ciascuno di loro si è considerato l'utilizzo di diverse tecnologie frutto di anni di R&D. Al momento, la Collaborazione DUNE ha pianificato la costruzione dei primi due moduli, entrambi detector *Single Phase* (SP), ovvero che sfruttano argon alla sola fase liquida (Figura 2.7). Il primo è il Far Detector - Horizontal Drift (FD-HD) ed il secondo è il Far Detector - Vertical Drift (FD-VD).

2.3.1 FD-HD

Il principio di funzionamento del Far Detector - Horizontal Drift è descritto nella Sezione 2.1. Il rivelatore presenta dei Charge Readout Planes (CRPs) composti da anodi e catodi (Figura 2.8), rispettivamente Anode Plane Assemblies (APAs) messi a terra e Cathode Plane Assemblies (CPAs) posti a -180 kV, installati in verticale in modo alternato. Questi distinguono quattro zone del rivelatore, ognuna delle quali funge singolarmente da LArTPC. Questa differenza di potenziale genera un campo elettrico da 500 V/cm uniforme, anche grazie alla gabbia di Faraday che circonda la struttura. Il campo è responsabile del moto di deriva di elettroni e ioni prodotti nelle interazioni; i primi raggiungono velocità di drift pari a 1.6 m/ms per una distanza percorsa di 3.5 m.

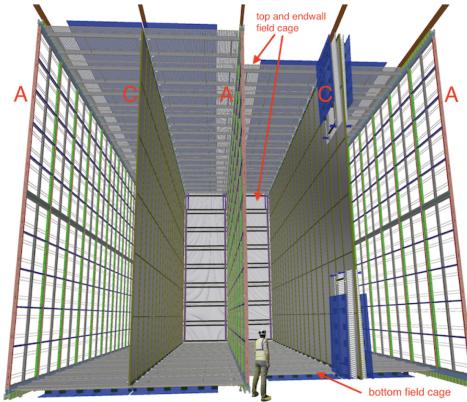


Figura 2.8: Ricostruzione grafica di FD-HD che mostra l’alternanza dei piani di anodo (A) e catodo (C) [4].

La lettura del segnale dovuto alla carica (*charge readout*) è svolto dai piani che hanno il ruolo di anodo. Ogni APA è costituito da tre strati di fili di rame che fanno da piani di induzione e collezione. Per una questione di ottimizzazione, i fili del primo livello di induzione sono ripiegati su loro stessi per andare a costituire anche il secondo livello. Inoltre, invece di essere ortogonali tra di loro, viene scelto un angolo di inclinazione ideale, pari a $\pm 35.7^\circ$ (Figura 2.9, sinistra).

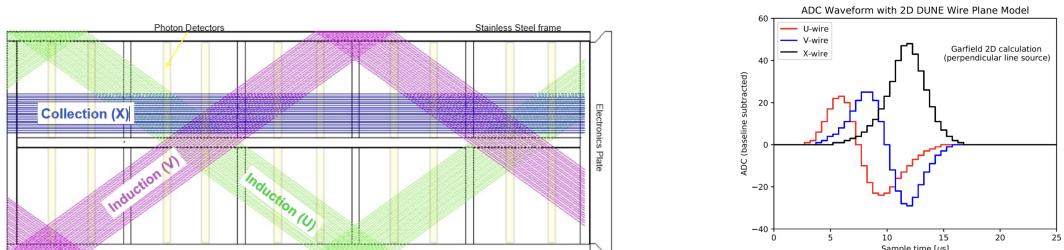


Figura 2.9: Disegno dettagliato di un APA con la visualizzazione dei fili dei piani di induzione e quello di collezione, quest’ultimo allineato nella direzione del drift della particella (sinistra). Simulazione del segnale bipolare raccolto dai piani di APA [4] (destra).

Tra i riquadri di ciascun APA vengono installati, nella direzione verticale, dei rivelatori di fotoni di scintillazione (*light readout*): il Photon Detection System (PDS) (Sezione 2.3.3). I moduli adiacenti al criostato hanno una sola superficie addetta alla rilevazione, mentre quelli del piano centrale sono funzionanti su entrambi i lati. La tecnologia sviluppata fa sì che la luce venga intrappolata e diretta in ciascun modulo verso 48 Silicon PhotoMultipliers (SiPMs) letti in parallelo, dove può essere trasformata in un segnale elettrico. Ogni canale del PDS, perciò, è composto da 48 SiPMs e un amplificatore criogenico². Il segnale, una volta amplificato a freddo, esce dal criostato raggiungendo l’elettronica “calda”. Qui il segnale analogico viene campionato e digitalizzato a 2.5 MHz mediante un Analog-to-Digital Converter (ADC) dal Detector electronic for Acquiring PHotons from NEutrinos (DAPHNE).

²Si distinguono due componenti dell’elettronica: una fredda, che opera all’interno della camera criogenica alle temperature necessarie per mantenere l’argon allo stato liquido, ed una calda, posta fuori e che lavora a temperatura ambiente.

2.3.2 FD-VD

Il Far Detector - Vertical Drift ha una struttura molto simile a quella del FD-HD. La distinzione principale è associata ai CRPs, dato che i piani a fili per il *charge readout* vengono rimpiazzati da due Printed Circuit Boards (PCBs) perforate, come mostrato in Figura 2.10, destra. Gli elettrodi sono costituiti da tre piani a strip posizionati ad angoli differenti (-30° , 30° , 90°) per avere la proiezione del passaggio della particella lungo più direzioni. Questa implementazione permette di avere un design semplificato, riducendo significativamente i costi. Inoltre, il volume in cui le particelle svolgono il moto di deriva è diviso in soli due compartimenti, delimitati da un catodo sospeso a metà tra i due anodi. La posizione orizzontale dei piani anodici e catodici dà il nome al rivelatore stesso, in quanto, a differenza di FD-HD, gli elettroni effettuano il drift lungo la direzione verticale per 6.5 m.

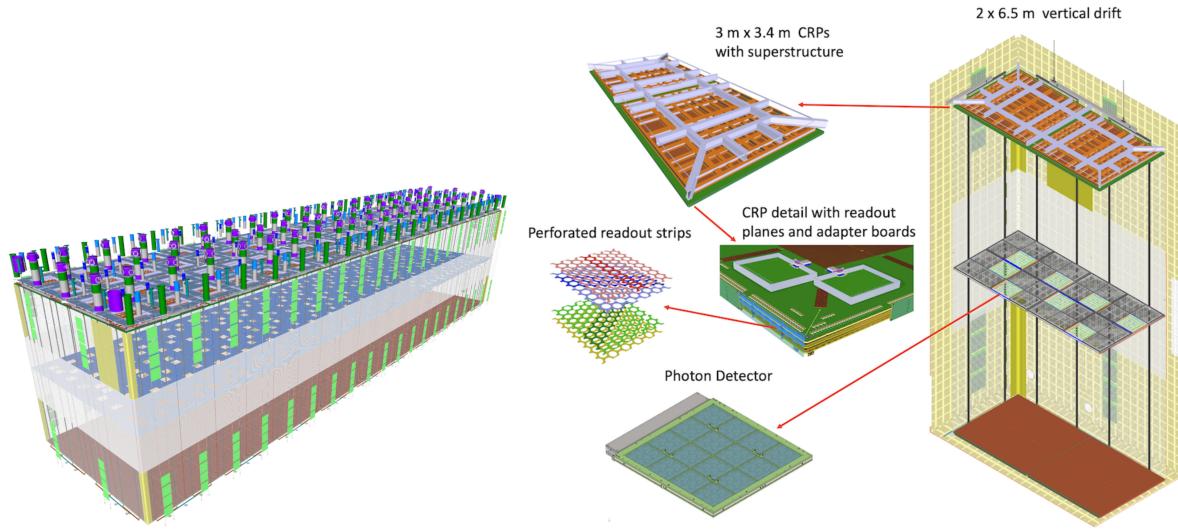


Figura 2.10: Design tridimensionale in prospettiva del FD-VD (sinistra). Visione in sezione delle principali componenti costituenti i sistemi di readout del FD-VD [36] (destra).

Per quanto riguarda il *light readout*, i moduli del PDS impiegano la stessa tecnologia del FD-HD, però, a causa dell'opacità dei PCBs, non possono essere installati sull'anodo. Di conseguenza, vengono collocati sul catodo centrale e lungo le pareti del criostato al di fuori della gabbia di Faraday. Per questa ragione, si usa una configurazione leggermente differente per i moduli PDS, discussa nella Sezione 2.3.3.

2.3.3 Photon Detection System (PDS)

Alcuni obiettivi del programma di DUNE possono essere parzialmente raggiunti senza i dati estratti dal PDS. Per esempio, la ricerca nell'ambito della CPV può essere fatta usando la misura di t_0 dell'evento registrata dal sistema di timing del fascio. La precisione del vertice di interazione, però, sarebbe dell'ordine di ~ 1 cm. L'impiego del PDS per la stima del tempo iniziale la migliora di un ordine di grandezza (~ 1 mm). In generale, il PDS incrementa le performance di DUNE

- permettendo di ricostruire il vertice di interazione alla precisione di ~ 1 mm;
- migliorando la risoluzione temporale mediante correzioni position-dependent;
- mettendo a disposizione misure complementari di calorimetria (combinazione luce-carica);
- fornendo capacità complementari di triggering;
- procurando misure calorimetriche di energia ridondanti, ma utili in caso di malfunzionamento temporaneo della TPC.

Dato che l'efficienza e i parametri del PDS sono direttamente collegati con le performance di fisica di DUNE, è cruciale che le specifiche di progetto vengano raggiunte e, possibilmente, migliorate.

Il programma di R&D ha permesso di sviluppare un sistema dotato di una buona efficienza di rivelazione, con una vasta porzione di superficie attiva ed un elevato rapporto segnale-rumore (S/N). La tecnologia implementata è l'X-ARAPUCA, descritta nel seguito e composta dalle seguenti parti.

SiPM L'obiettivo principale del PDS è quello di trasformare fotoni in un segnale elettrico, per cui è necessario impiegare dei fotorivelatori. Negli ultimi anni, la tecnologia dei PhotoMultiplier Tubes (PMTs) è stata progressivamente rimpiazzata dai SiPMs (Sezione 3.2.1). Alle temperature criogeniche di interesse per DUNE, questi ultimi mostrano un Dark Count Rate (DCR) basso (<200 mHz/mm²) ed hanno una forma più compatta ed economica rispetto ai PMTs.

Hamamatsu Photonics (HPK) e Fondazione Bruno Kessler (FBK) hanno realizzato dispositivi customizzati per DUNE e la produzione di massa dei SiPM per le due TPC è in corso. Questi dispositivi assicurano una Quantum Efficiency (QE) buona almeno tanto quanto i dispositivi disponibili in commercio ($>35\%$) e consentono di identificare il singolo fotoelettrone, rimanendo funzionanti a temperature criogeniche. Inoltre, come anticipato, i SiPMs vengono collegati in parallelo per aumentare la superficie complessiva di rivelazione, tecnica largamente impiegata nei detector di neutrini e materia oscura perché la quantità di luce prodotta nelle interazioni con argon liquido è piccola e non genera problemi di saturazione nei fotorivelatori.

WLS L'impiego dei SiPMs, però, deve essere accompagnato da un meccanismo di transizione della lunghezza d'onda da rivelare. Infatti, i fotoni di scintillazione prodotti dall'interazione con l'argon mostrano un picco nell'ultravioletto a 128 nm (Sezione 2.1), mentre i SiPMs dimostrano una QE nello spettro visibile intorno a 430 nm. Conseguentemente, si è pensato ad un dispositivo che fosse costituito da un WaveLength Shifter (WLS) e che potesse intrappolare la luce al suo interno perché potesse essere raccolta da SiPMs criogenici compatti.

ARAPUCA L'idea originale ha portato alla creazione del modulo ARAPUCA (Figura 2.11, sinistra), parola di origine guaranì che indica una “trappola”. I fotoni di scintillazione che arrivano sul rivelatore incontrano uno strato di para-terfenile (PTP) e vengono riemessi a 350 nm in modo isotropo (per cui, metà di loro vengono persi). Il filtro dicroico sottostante è trasparente per lunghezze d'onda inferiori a 400 nm e riflettente per quelle superiori. Perciò, la luce può attraversarlo in questa prima fase ma, dopo aver incontrato il successivo strato di tetrafenil butadiene (TPB) che assorbe i fotoni a 350 nm e li riemette a 430 nm, rimane intrappolata nel volume del modulo. Infatti, la superficie stessa dell'ARAPUCA è ricoperta internamente da un materiale riflettente sopra il cutoff da 400 nm (VIKUITI), che contribuisce a far rimbalzare la particella fino a che non viene letta dai SiPMs.

X-ARAPUCA L'ultima versione del suddetto meccanismo di rivelazione è l'X-ARAPUCA. Come nel design originale, i fotoni attraversano gli strati opportuni ed entrano nel modulo a 350 nm. La miglioria consta nell'utilizzo di guide di luce WLS all'interno del volume del rivelatore (Figura 2.11, destra), che sono capaci di convertire il segnale luminoso alla lunghezza d'onda di 430 nm. Se la particella si immette ad un angolo inferiore all'angolo critico della guida, viene trasportata verso l'estremità della barra, vicino alle pareti dell'X-ARAPUCA, le quali sono ricoperte di SiPMs per il readout e di materiale riflettente. Nel caso in cui il fotone non venga letto, quindi, rimbalza e, anche nell'eventualità in cui non rimanga dentro la guida di luce, viene intrappolato dal filtro dicroico e viene riflesso lì dentro finché non viene rilevato o assorbito a causa della riflettività finita dei componenti.

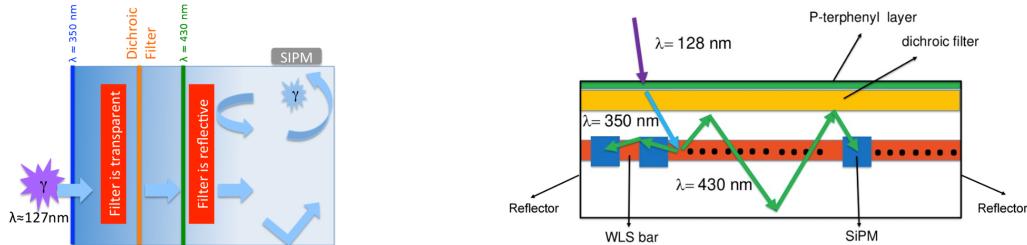


Figura 2.11: Principio di funzionamento di ARAPUCA [37] (sinistra) ed X-ARAPUCA [35] (destra).

Il design dell'X-ARAPUCA (Figura 2.12) subisce delle lievi modifiche rispetto al FD-HD nel caso del FD-VD, in modo tale da mantenere le performance ottimali e lo stesso funzionamento di base, ma adeguandosi alle limitazioni tecniche della differente struttura del detector. In questo contesto, il modulo assume le dimensioni di circa $60 \times 60 \times 2.5$ cm 3 , mettendo a disposizione un'area attiva più estesa, e la parte interna del WLS è ricoperta da un set di 160 SiPMs.

Vengono impiegate due tipologie differenti di X-ARAPUCA: i moduli della membrana sono quelli single-sided posizionati lungo la parete del criostato, mentre quelli del catodo sono double-sided, ovvero ricevono luce sia dall'alto che dal basso. Sono questi ultimi ad aver risentito di un numero maggiore di modifiche rispetto al FD-HD. Infatti, i catodi operano a -300 kV, per cui i rivelatori qui posizionati non possono essere alimentati e letti con un circuito elettronico,. Le soluzioni adottate – Signal e Power over Fiber (SoF e PoF) – sono descritte nella Sezione 3.1.

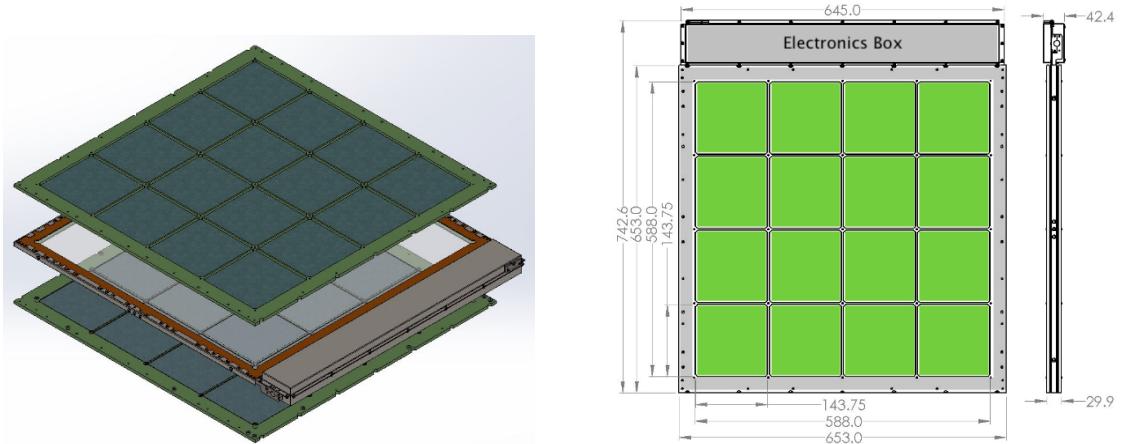


Figura 2.12: Rappresentazione [36] tridimensionale della struttura del modulo X-ARAPUCA per il FD-VD nelle sue componenti principali (sinistra) e bidimensionale con le dimensioni (destra).

Anche nel ND viene implementato un PDS. Il design del rivelatore prende ispirazione dalla versione originale dell'ARAPUCA, ma raggiunge dimensioni spaziali ancora inferiori. Il detector [40] prende il nome di Argon Cube Light detector (ArCLight) e sfrutta un meccanismo di intrappolamento con TPB e WLSs adagiati su di una solida lastra trasparente, invece di una cava vuota, rendendo il modulo più robusto.

Capitolo 3

ProtoDUNE-VD e la risoluzione temporale del PDS

Il design dei detector per DUNE è ottimizzato per il raggiungimento degli obiettivi di fisica dell'esperimento. Tuttavia, prima della realizzazione su grande scala di questo, è necessaria una validazione su scala intermedia delle soluzioni tecnologiche adottate. Nel suddetto contesto si inseriscono i prototipi sviluppati negli ultimi anni per i rivelatori del FD presso la Neutrino Platform del CERN. Si sono susseguite diverse fasi di prototipizzazione, indicate collettivamente con il nome “ProtoDUNE”, tra cui anche il confronto tra le tecnologie di Single Phase (SP) [41] e di Dual Phase (DP). Una volta presa la decisione finale sulle prime due LArTPC di DUNE, le loro tecnologie sono state validate nel 2024-25 attraverso i rivelatori ProtoDUNE-HD (NP04) e ProtoDUNE-VD (NP02). Sia il gruppo di ricerca del PDS sia quello della TPC hanno avuto l'opportunità di valutare l'efficacia della propria strumentazione, beneficiando anche di un fascio di particelle cariche prodotte alla North Area del CERN in prossimità dei due ProtoDUNE, generato a partire dai protoni primari (400 GeV/c) del Super Proton Synchrotron (SPS).

Uno dei parametri di interesse per DUNE è la misura del tempo t_0 in cui è avvenuta l'interazione, resa possibile dall'impiego del PDS (Sezione 2.3.3). Per questa ragione, uno dei constraint indicati per l'esperimento [36] consiste nel raggiungimento di un'adeguata risoluzione temporale. Con un'opportuna analisi dei dati, abbiamo potuto valutare tale grandezza e dimostrare che il valore raggiunto rientra nei limiti prestabiliti. I risultati di questo studio sono discussi nel seguito.

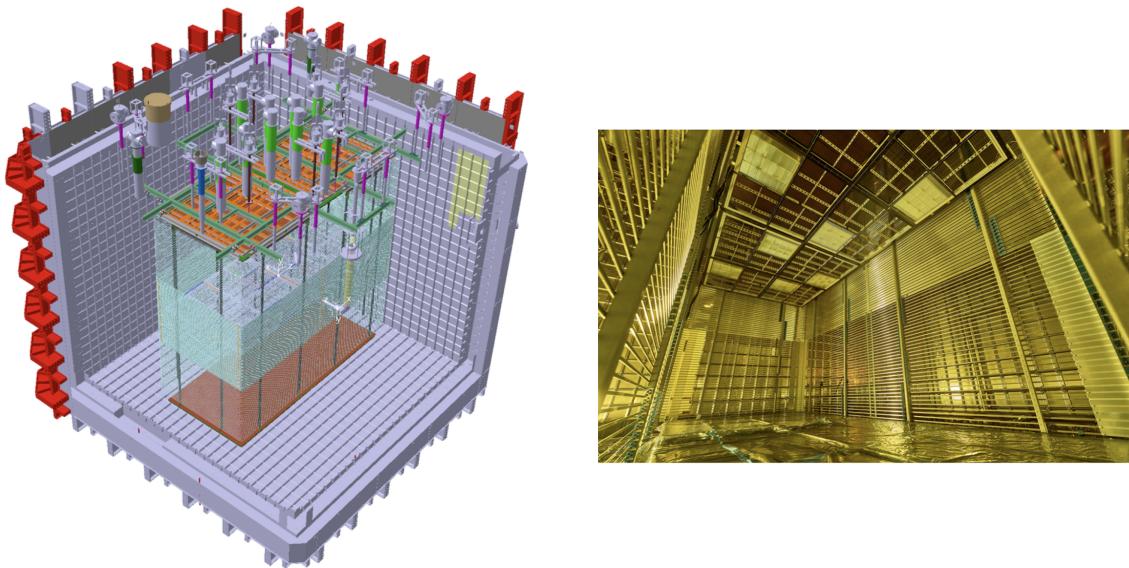


Figura 3.1: Design in 3D di ProtoDUNE-VD [36] (sinistra). Foto dall'interno di ProtoDUNE-VD [42], dove si può vedere dal basso il catodo del rivelatore con gli X-ARAPUCA montati sul catodo stesso (destra).

3.1 ProtoDUNE-VD: Module 0

Il prototipo per la tecnologia VD al CERN (Figura 3.1) è un criostato, lo stesso impiegato per ProtoDUNE-DP, dotato di un volume effettivo di $3 \times 6.8 \times 7 \text{ m}^3$, che contiene il “Module 0” [43]. Si tratta di una riproduzione a grandezza naturale di una porzione del modulo FD-VD di DUNE, su cui sono montati CRPs a strip. Il catodo è posto a metà altezza, per garantire un drift di 3.5 m in entrambe le direzioni verso l'anodo, ed è mantenuto ad un potenziale di circa -154 kV per un campo elettrico nominale da 500 V/cm.

I moduli X-ARAPUCA assumono una disposizione che riproduce il design originale del FD-VD: 8 moduli distribuiti sul catodo ed 8 sulla membrana posizionati a coppie fuori dalla gabbia di Faraday, come mostrato in Figura 3.2. Le facce laterali su cui si trovano i detector della membrana sono note come TCO (Temporary Construction Opening) e NON-TCO, a distinguere il lato del criostato che era aperto nella fase di costruzione e di installazione dell'intera struttura da quello inaccessibile.

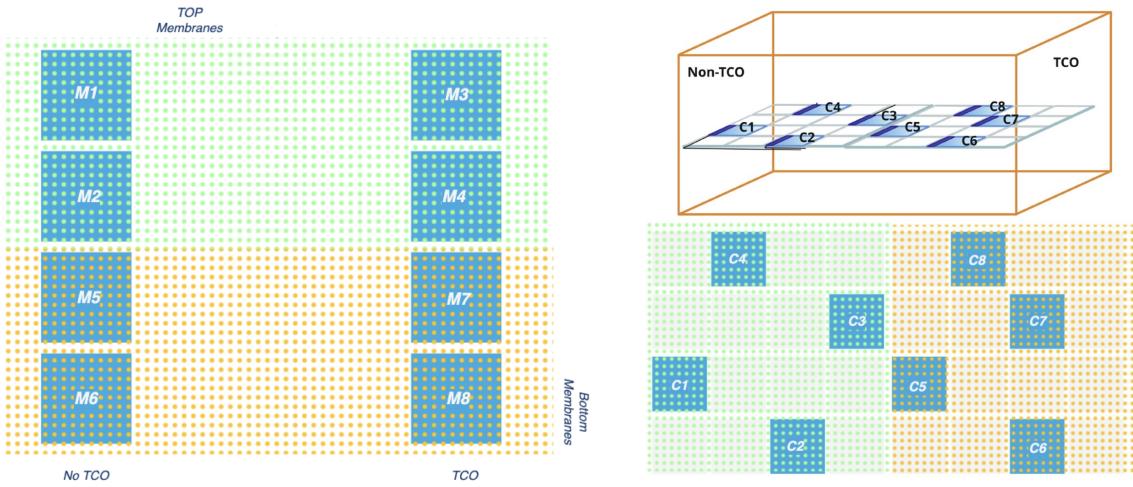


Figura 3.2: Disposizione dei moduli della membrana (sinistra) e del catodo (destra) in Module 0 [44].

I moduli hanno le dimensioni di $65.3 \times 65.3 \times 3 \text{ cm}^3$ [36] e ciascuno di essi è dotato di 40 SiPMs per ogni lato (Figura 3.3), disposti su due flex boards da 20 fotosensori ognuno (Figura 3.7, destra), per un totale di 160 SiPMs per ogni singolo rivelatore, collegati a formare 2 canali.

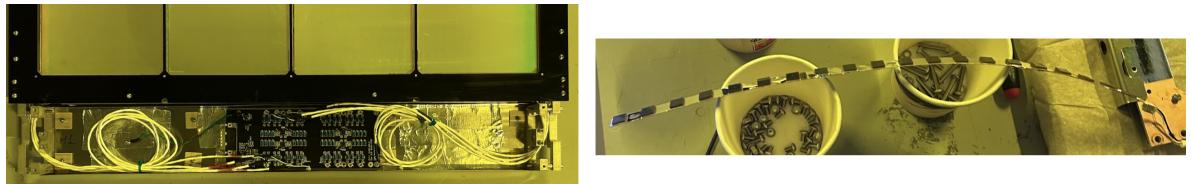


Figura 3.3: Modulo della membrana con la electronics box aperta (sinistra) che mostra i cavi (bianchi) provenienti dalle flex boards con i SiPMs (destra).

Come anticipato nella Sezione 2.3.3, il posizionamento degli X-ARAPUCA sul catodo ad alta tensione e la conseguente lettura del segnale proveniente dal rivelatore non possono essere operati per mezzo di normali cavi in rame a causa dell'alto rischio di scarica. Per questo motivo, sia il cablaggio dell'alimentazione sia quello di readout sono stati sostituiti da dispositivi optoelettronici [36], così da assicurare un isolamento in tensione sia per la trasmissione che per la ricezione del segnale, oltre che una maggiore immunità al rumore. La suddetta tecnologia attraverso fibra (Figura 3.4) è ben nota a livello industriale a temperatura ambiente, ma è stata testata da DUNE per la prima volta in un detector criogenico. Uno degli obiettivi del prototipo è quello di dimostrare che le performance di questo setup basato su fibre ottiche sono uguali a quelle del rivelatore che impiega cavi in rame, cioè ad esempio che venga mantenuta la stessa sensibilità al singolo fotone).

Il segnale elettrico che proviene dai SiPMs raggiunge il sistema formato da una coppia di fibre SoF per ciascun modulo. Nella box contenente l'elettronica fredda, questo viene amplificato attraverso degli amplificatori operazionali e impiegato come input di un laser driver che alimenta un laser a 1310 nm, la cui intensità è direttamente proporzionale alla corrente in entrata. Dopo, dei warm receivers riconvertono il segnale ottico in elettrico; attraverso questo segnale si può risalire al segnale originale a meno di un fattore moltiplicativo grazie alla risposta lineare della tecnologia in uso.

Il PoF, invece, sfrutta un laser infrarosso a 808 nm della potenza di 2 W costituito da tre fibre per ogni modulo. Queste giungono ad un Optical Photovoltaic power Converter (OPC) di arseniuro di gallio (GaAs) che converte la luce in potenza elettrica, con un funzionamento analogo a quello delle celle fotovoltaiche. Attraverso dei DC-DC converter e Low Dropout regulator, questo dispositivo viene impiegato come power supply, in quanto fornisce la tensione di polarizzazione per i SiPMs e l'alimentazione per gli OpAmp del SoF.

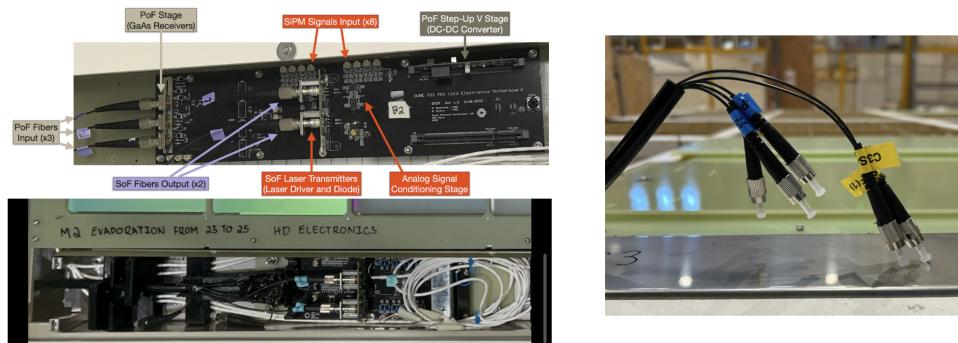


Figura 3.4: Modulo del catodo con electronics box aperta (sinistra) con fibre del SoF e del PoF (destra).

3.2 Segnale dal PDS

Per compiere un'analisi del segnale del detector, è necessario comprenderne il significato e la natura. Per cui, si introduce il principio di funzionamento della parte principale del rivelatore, i SiPMs [45].

3.2.1 SiPM

Il meccanismo fondamentale su cui si basa questo tipo di fotorivelatore a stato solido è analogo a quello del diodo. Il materiale che si presta meglio alla tecnologia in questione è il silicio: atomo tetravalente che forma nel cristallo dei legami covalenti fino al completamento dell'ottetto. L'agitazione termica fa sì che alcuni elettroni acquisiscano energia sufficiente da rompere il legame e muoversi liberamente nel cristallo, lasciandosi alle spalle una lacuna. Il processo di generazione si accompagna a quello di ricombinazione, secondo il quale un elettrone libero ha una certa probabilità di occupare una lacuna. In condizioni di equilibrio i due effetti si bilanciano: la concentrazione di elettroni (liberi) n e quella di lacune p sono uguali.

Attraverso un procedimento detto drogaggio, le concentrazioni di elettroni e lacune sono modificate con l'introduzione nel cristallo di impurità. Nel drogaggio di tipo n alcuni atomi di silicio sono sostituiti da atomi di un elemento pentavalente, chiamati "donori" perché mettono a disposizione un elettrone libero non coinvolto nel legame. In quello di tipo p viene introdotto un elemento trivale, detto atomo accettore, che non completa il legame e genera così una lacuna.

Una giunzione $p-n$ viene realizzata affiancando due regioni del cristallo semiconduttore drogate una di tipo p e l'altra n , mentre alle estremità si posizionano due contatti metallici, rispettivamente anodo (+) e catodo (-). Nell'interfaccia gli elettroni tendono a spostarsi liberamente dalla regione n alla p e le lacune dalla p alla n , generando una corrente di diffusione dovuta ad una diversa densità dei portatori di carica nelle due porzioni. La sottile zona individuata dalla giunzione prende il nome di regione di svuotamento (depletion region), perché qui gli elettroni tendono a ricombinarsi con le lacune riducendo le cariche libere. In questa configurazione si instaura un campo elettrico intrinseco dal catodo verso l'anodo, responsabile di una barriera di potenziale (potenziale di contatto) che impedisce un ulteriore scorrimento delle cariche nel diodo (Figura 3.5, sinistra).

Quando il dispositivo viene alimentato dalla cosiddetta tensione di bias con una differenza di potenziale in polarizzazione diretta, una volta superata la barriera, è permesso il passaggio di corrente attraverso il circuito ed il diodo si comporta idealmente come una resistenza nulla. Al contrario, in polarizzazione inversa la zona di svuotamento aumenta perché viene incrementato il campo che ostacola la diffusione delle cariche maggioritarie ed il diodo funge da interruttore aperto.

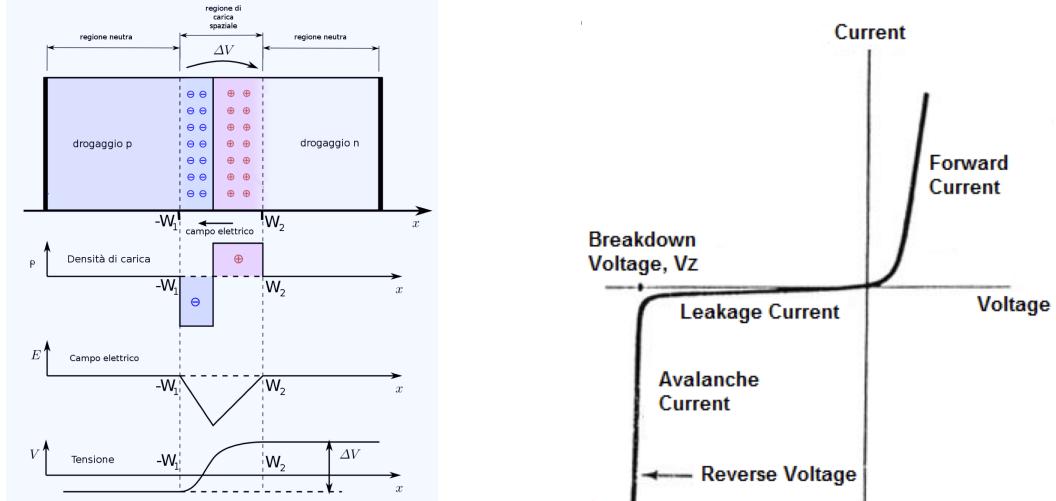


Figura 3.5: Giunzione p - n e zona di svuotamento caratterizzata dal potenziale di contatto (sinistra). Curva caratteristica del diodo (destra).

La risposta del diodo al valore di tensione di polarizzazione è riassunta nella curva caratteristica (Figura 3.5, destra). La corrente di buio I_0 in modalità inversa è dovuta ai moti di agitazione termica del materiale a temperatura finita. La corrente cresce significativamente una volta raggiunta la tensione di breakdown V_{BD} a causa del cosiddetto effetto valanga. Di fatto, la tensione di bias genera un campo elettrico talmente grande che le cariche della corrente di deriva acquistano energia sufficiente da rompere i legami covalenti degli atomi con cui collidono e creare nuove coppie elettrone-lacuna. Le cariche liberate per ionizzazione, a loro volta, possono risentire dello stesso meccanismo e determinare una moltiplicazione a valanga delle cariche libere.

La suddetta peculiarità può essere sfruttata in modo appropriato a vantaggio del meccanismo di rivelazione del fotone: questo interagisce con la giunzione che ne assorbe l'energia e la sfrutta per promuovere gli elettroni dalla banda di valenza a quella di conduzione, generando una coppia elettrone-lacuna. Queste vengono separate dal campo elettrico della regione di svuotamento dovuto alla polarizzazione inversa, in modo che il movimento dei portatori di carica possa creare una corrente elettrica rilevabile e analizzata per ottenere informazioni sulla particella incidente.

Il Single Photon Avalanche Diode (SPAD) è una giunzione p-n che lavora in Geiger mode, cioè alimentato da una tensione di bias che va oltre quella di breakdown per sfruttare l'effetto valanga. Il fotone, che d'ora in poi prende il nome di fotoelettrone (pe) perché rivelato nello stato finale attraverso gli elettroni prodotti al suo passaggio, può così produrre in uscita un ampio segnale elettrico.

In questa configurazione, però, l'arrivo del primo fotone genera una corrente da valanga che continua a scorrere nel dispositivo, impedendo la rivelazione della particella successiva. Per questa ragione, viene impiegato un resistore, denominato resistenza di quenching, che abbassa la tensione ai capi della giunzione. Essendo ancora alimentato dalla tensione di polarizzazione, lo SPAD torna in Geiger mode dopo un breve tempo morto, ed è pronto per rivelare il fotone successivo (Figura 3.6, sinistra).

Il segnale in output è costituito da waveform che mostrano l'arrivo della particella come corrente in funzione del tempo. Idealmente avrebbe la forma di un picco stretto, mentre nella pratica ha una salita abbastanza ripida corrispondente all'istante di interazione, ma una discesa lenta dovuta al tempo morto associato al meccanismo di quenching. L'altezza del picco associato al singolo fotoelettrone (spe) dipende da più fattori tra cui la tensione di bias, ma assume lo stesso valore anche nel caso in cui giungano contemporaneamente sullo SPAD più spe, dato che lo SPAD stesso non ha un'uscita in corrente proporzionale all'intensità della radiazione luminosa che lo colpisce.

Con l'obiettivo di ovviare a questo problema, si è ideato il modello più semplice di SiPM (Figura 3.6, destra): una struttura composta da più SPAD con la propria resistenza di quenching collegati in parallelo, dove ciascun ramo prende il nome di microcella o pixel. Così facendo, ogni microcella è capace di rivelare il spe lasciando indisturbate le altre. Nell'eventualità in cui arrivino contemporaneamente più fotoni, se la risoluzione spaziale del detector lo permette, ogni pixel attivato genera un'uscita in corrente che si somma a quella degli altri azionati allo stesso momento, risultando in una waveform di altezza pari al prodotto tra il segnale di spe ed il numero di fotoni visti.

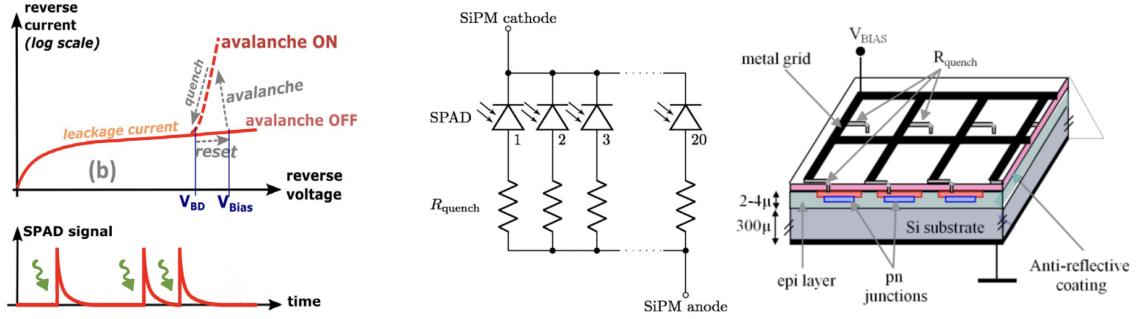


Figura 3.6: Meccanismo di quenching [46] per un SiPMs alimentato da un overvoltage $\Delta V = V_{Bias} - V_{BD}$ (sinistra). Circuito equivalente di un semplice SiPM e design tridimensionale [47] (destra).

Lasciando che il SiPM raccolga spe in un certo intervallo temporale, il segnale assume una forma come quella mostrata in Figura 3.7, sinistra. A meno di fluttuazioni statistiche, l'altezza del picco può essere considerata discreta e permette di vedere chiaramente il numero di spe rivelati su ogni waveform.

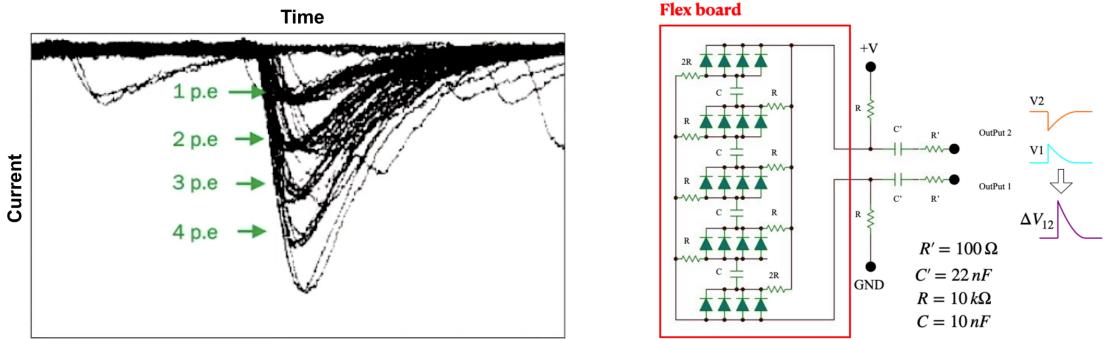


Figura 3.7: Waveform raccolte da un SiPM (sinistra). Circuito equivalente con 20 SiPMs montati su una singola flex board per il PDS di FD-VD [36] (destra).

Nel caso specifico degli X-ARAPUCA, il segnale in corrente viene raccolto distinguendo le waveform per ciascun canale di ogni modulo, per cui vengono sovrapposte le curve provenienti da quattro flex boards. Per ciascuna board si ha un'uscita bipolare in tensione tra 0 e 2 V, non in corrente, a causa della presenza di resistori (Figura 3.7, destra): presso il catodo viene letto il segnale dovuto alle lacune e all'anodo quello degli elettroni. Entrambi gli output vengono usati perché amplificati in maniera differenziale; ne risulta un segnale più intenso e meno affetto da rumore.

Rumore Il segnale del SiPM mostra dei picchi che si innalzano a partire da una baseline di rumore non nulla e che deve essere opportunamente stimata e sottratta per operare le analisi successive (Sezione 3.2.6). In generale, le tipologie di rumore che possono deteriorare le waveform in output da questo fotorivelatore sono due [45].

Il primary noise corrisponde alla generazione di valanghe dovuta alla formazione di portatori di carica nella zona di svuotamento causato dall'agitazione termica dei materiali che costituiscono i SiPMs. Questi generano una *dark current*, o corrente di buio, il cui andamento è indistinguibile da quello dei singoli fotoelettroni. Il background viene valutato attraverso il Dark Count Rate (DCR) come la

frequenza del numero di questi picchi per unità di superficie (Hz/m^2) e si dimostra aumentare con la temperatura e con l'overvoltage applicato. Al diminuire della temperatura, però, diviene dominante il rumore primario dovuto ad effetti di tunnel quantistico.

Il correlated noise viene da valanghe prodotte dopo un'interazione primaria, come effetto collaterale di questa. In questa categoria rientra l'*afterpulsing*, che consiste in un picco generato da un elettrone (o lacuna) che durante l'evento primario è rimasto intrappolato nelle impurità reticolari del semiconduttore e che in un secondo momento interagisce con la stessa microcella di origine producendo una valanga secondaria. Il segnale ha solitamente un'ampiezza minore perché la rivelazione avviene dopo un tempo caratteristico inferiore a quello necessario allo SPAD per ricaricarsi del tutto; questo è il motivo per cui l'effetto dipende fortemente anche dalla resistenza di quenching. Un altro fenomeno di questo tipo è il *cross-talk*, secondo cui una particella (elettrone o lacuna) dell'evento primario può raggiungere un pixel diverso da quello d'origine e può indurre una valanga secondaria. Il segnale risultante ha un picco di altezza maggiore a causa del pe fittizio e la probabilità che questo meccanismo avvenga dipende dall'overvoltage. Inoltre, il fotone secondario potrebbe interagire con un'altra microcella perché riflesso dalla finestra che ricopre la superficie del SiPM. Per questo, il cross-talk dipende dalla geometria del dispositivo e può essere ridotto mediante l'aumento della distanza tra un pixel e quelli adiacenti o l'uso di migliori isolanti dielettrici tra i pixel.

3.2.2 Elettronica

Il segnale in uscita dai SiPM deve essere adeguatamente digitalizzato, trasportato e acquisito per poter operare l'analisi dei dati. In una prima fase l'elettronica fredda preamplifica il segnale alle temperature criogeniche. Successivamente, giunge all'elettronica calda che opera a temperatura ambiente ed incontra la scheda DAPHNE. Questa ha come obiettivo principale quello di amplificare e convertire il segnale analogico in digitale mediante un digitizer ADC con una risoluzione da 14 bit ($2^{14} = 16384$ canali), che, in seguito, verrà opportunamente acquisito. Il campionamento sull'asse temporale avviene a 62.5 MHz, frequenza corrispondente ad un tempo di sampling pari a 16 ns a cui si fa riferimento con il termine “tick”. Per i moduli di membrana, inoltre, DAPHNE ha il compito di alimentare ciascun amplificatore a freddo, fornire la tensione di bias dei SiPMs, assicurare il corretto funzionamento di sistemi di trigger (Sezione 3.2.5) e trasportare i dati formattati fino al DAQ. Questa catena può deformare la waveform inducendo, ad esempio, un undershoot¹ o effetti di saturazione (Sezione 4.2).

3.2.3 Structured Data - WAFFLES

Il segnale associato al singolo canale viene acquisito e immagazzinato in un primo file fino al raggiungimento della massima capienza di questo. Dopo si passa al file successivo e così via, fino a che non si conclude la raccolta dati nella finestra di acquisizione del DAQ. I raw data provengono da DAPHNE e sono trasmessi in formato `hdf5`, permettendo all'elettronica una scrittura rapida in presa dati.

Dato che il meccanismo di lettura in questa modalità è lento, i dati vengono poi processati per essere tradotti in un formato **Structured**, più adatto all'analisi. L'output del rivelatore viene convertito mediante il Waveform Analysis Framework For Light Emission Studies (WAFFLES) e riordinato, impiegando la programmazione orientata agli oggetti di Python [48]. Le classi a cui si fa riferimento sono `Waveform` e `WaveformSet`, dotate di attributi e metodi opportuni accompagnati da script caratteristici che permettono di gestire uniformemente i dati a disposizione. I codici, che vengono continuamente ottimizzati ed aggiornati sono disponibili presso una repository GitHub dedicata: <https://github.com/DUNE/waffles>.

3.2.4 Waveform

Le waveform sono immagazzinate in set e distinte per gruppi per visualizzare le misure compiute dal singolo canale di ogni modulo, registrando il segnale della membrana e del catodo in file diversi². Si consideri come esempio il run 38584, con l'obiettivo di visualizzare i dati rilevati dalla membrana come tensione (misurata in canali ADC) in funzione del tempo (in ticks).

¹Nei SiPMs il termine *undershoot* fa riferimento alla discesa del segnale a valori di canali ADC negativi dopo il picco. L'effetto è dovuto, in generale, al modo in cui il dispositivo cerca di ristabilire l'equilibrio dopo l'evento.

²Questa separazione è dovuta ai diversi algoritmi di trigger che determinano la presa dati (Sezione 3.2.5).

Una waveform ha la forma di un picco che scende esponenzialmente dopo aver raggiunto il punto di massimo, come rappresentato in Figura 3.8, sinistra. Per studiare il segnale proveniente dagli eventi del detector, però, si dovrebbero guardare tutte le waveform ricostruite nel processo di misura. Avendo a che fare con un gran numero di curve, risulta impossibile estrarre le informazioni cercate andando a sovrapporre tutte in un unico grafico perché il plot sarebbe incomprensibile (Figura 3.8, destra).

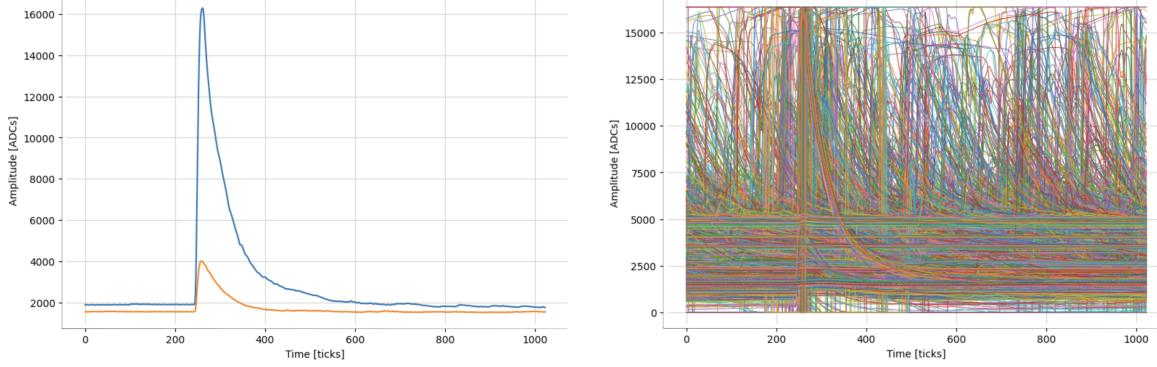


Figura 3.8: Segnale dei moduli della membrana nel run di calibrazione a LED 38584 (intensità = 2550 ADU, durata = 4 ns, mask = 8): 2 singole (sinistra) e 80000 waveform sovrapposte (destra).

Per l'analisi delle proprietà medie delle waveform, si ricorre al persistence plot, o heatmap. A partire dal grafico delle waveform sovrapposte, si suddividono gli assi x e y mediante bin ad intervalli regolari in modo da creare una griglia su tutto il piano. Per ciascun pixel rettangolare della matrice disegnata si conta il numero di waveform che lo occupano e si visualizza lo stesso plot in cui al conteggio si fa corrispondere una specifica gradazione di colore a partire da una scala cromatica logaritmica in base 10. Il metodo è identico alla costruzione di un istogramma tridimensionale, dove l'asse z viene sostituito dalle sfumature di colore per poter rimanere in due dimensioni.

Il conteggio viene normalizzato, motivo per cui, nel caso in cui siano presenti poche curve, queste sono gialle e non viola come ci si aspetterebbe (Figura 4.6); per questo, viene specificato nella legenda il numero di waveform presenti nel grafico. Si osservi, inoltre, che la scelta arbitraria della quantità di bin permette di avere una risoluzione più o meno fina. Come visualizzato in Figura 3.9, il persistence plot a destra è in grado di mostrare chiaramente i picchi quantizzati associati ad un numero intero di spe, mentre quello a sinistra fallisce perché sotto-binnato.

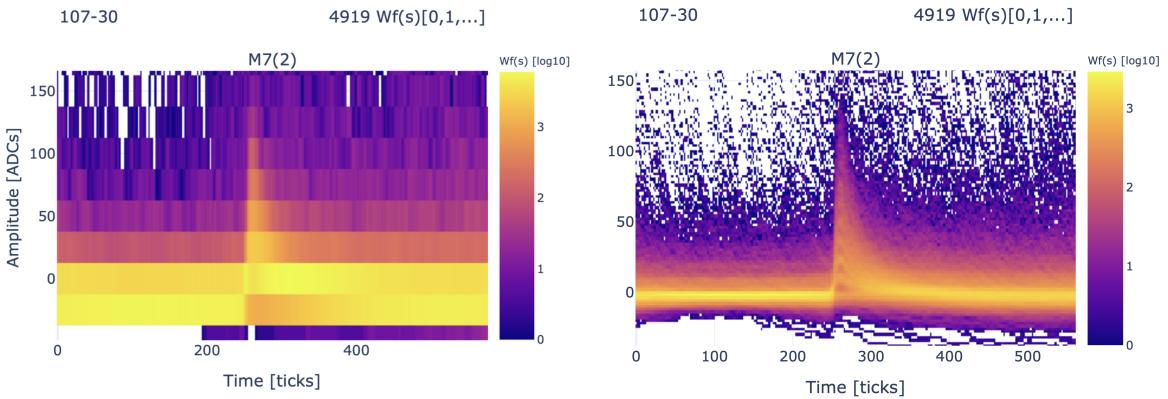


Figura 3.9: Persistence plot per il run 38584 del canale 2 del modulo M7 costruito suddividendo l'asse y in 10 (sinistra) e 125 bin (destra) tra -50 e 200 canali ADC. Il segnale è riscalato ad una baseline nulla.

3.2.5 Modalità di trigger

Gli oggetti di tipo `Waveform` sono caratterizzati da una durata specifica che è riportata in unità di ticks. Il segnale che si visualizza per la membrana è sempre lungo 1024 ticks ($\simeq 16 \mu\text{s}$), mentre quello del catodo è differente perché sono diversi i sistemi di trigger impiegati nei run su beam [49].

L'acquisizione o meno di un evento è gestita dal DAQ. Una volta generato una **trigger primitive**, il DAQ apre una finestra temporale per la presa dati. Questa può essere ottimizzata in modo opportuno sulla base degli scopi che si vogliono raggiungere. Si sono impiegati rispettivamente gli intervalli da $100 \mu\text{s}$ e 7.7 ms per i run del fascio operati per solo PDS e per l'attività congiunta di PDS e TPC. Il **self-trigger** è una modalità di presa dati che valuta la waveform in arrivo e decide di scartarla o mantenerla in base alla soglia. Una volta deciso di acquisire il segnale, viene aperto un intervallo temporale con una porzione del 10% di pre-trigger e di 90% di post-trigger (in totale 1024 ticks). La modalità di **fullstream** registra la waveform continuamente in un buffer con pacchetti da 64 ticks. Aperta la finestra del DAQ (ad esempio $100 \mu\text{s}$), il segnale è acquisito per tutta la durata di questa. Per poter impostare la configurazione ottimale della strumentazione in uso per il PDS, è necessario impiegare una fonte luminosa controllata e dalle caratteristiche ben note. In questo caso, solitamente ci si avvarrebbe di un **external trigger** per far partire l'acquisizione dei dati solo al momento in cui si ha un flash di luce, ma la DAPHNE assieme al DAQ non permette questa configurazione, almeno per ProtoDUNE-VD. La soluzione ad hoc implementata durante il run è quella di utilizzare un **forced trigger**, controllato dalla centrale di timing del DAQ. In questo modo, una finestra di acquisizione del DAQ è aperta con una frequenza di 20 Hz per una durata di circa $5 \mu\text{s}$. All'interno della suddetta finestra, la DAPHNE ed il LED ricevono il **forced trigger** con una frequenza di 6 kHz in modo da acquisire la waveform (indipendente dal self-trigger) ed avere un flash di luce allo stesso tempo. In questo modo, la DAPHNE funziona ancora in modalità di self-trigger, ma la soglia è alzata in modo da sopprimere questo trigger nel miglior modo possibile. L'intensità del LED (misurata in ADU, unità riferita a un intervallo da 30 V ripartiti in 12 bit) deve essere anche sufficientemente bassa da vedere in maniera chiara le waveform e distinguere i picchi discreti associati al conteggio dei pe.

Nei run di calibrazione in cui è attivo solo il PDS, viene attivato il trigger in modalità LED. Invece, quando vengono raccolti dati dal fascio o cosmici in cui la presa dati coinvolge anche altre componenti di ProtoDUNE-VD, come d'esempio la top e la bottom electronics, il catodo viene fatto operare in modalità fullstream e la membrana in self-trigger.

3.2.6 Operazioni preliminari per l'analisi dei dati

Le analisi da compiere sui segnali misurati esigono spesso l'impiego di grandezze comuni, per cui sono state definite delle funzioni specifiche che estraggono i suddetti valori. Su WAFFLES sono messi a disposizione degli strumenti per gestire le waveform dei set, come ad esempio integrazione delle curve, identificazione del picco, filtraggio in base ad un criterio scelto o rimozione del rumore. Nel seguito, si introducono alcune funzioni utili per le analisi dei dati oggetto di questa tesi.

Baseline Come è visibile in Figura 3.9, il persistence plot conta un alto numero di waveform a costituire la baseline, ovvero il background rivelato dal PDS da cui si devono distinguere i picchi effettivi dei fotoelettroni. Il grafico mostra una baseline posta a 0, ma se ne può intuire il valore originario misurato in Figura 3.8, destra. Infatti, una delle funzioni implementate in WAFFLES si occupa dell'estrazione del suddetto valore e della traslazione del segnale.

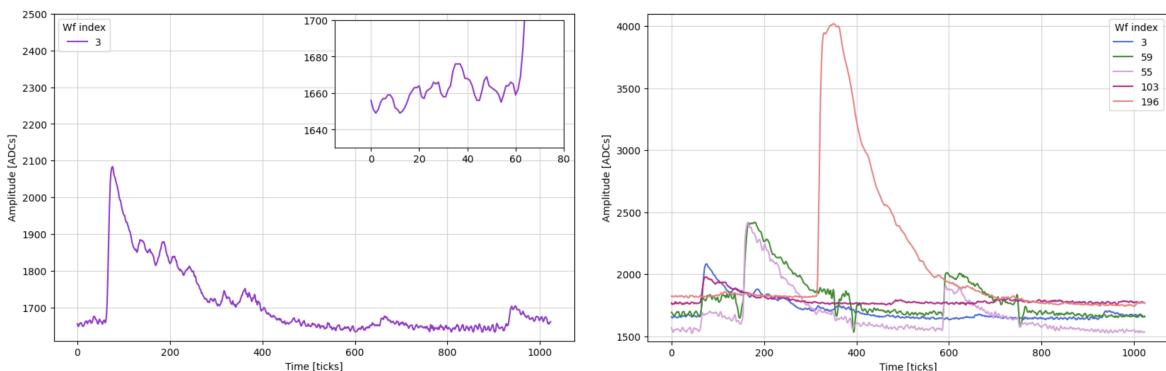


Figura 3.10: Waveform registrata dalla membrana per il run 38648 (energia = $0.5 \text{ GeV}/c$, HP = 14 bar, LP = 5 bar) e zoom sui dati antecedenti al picco del beam giunto in corrispondenza di 80 ticks (sinistra). Visualizzazione combinata di più waveform che mostrano ciascuna una baseline diversa (destra).

Per individuare la baseline possono essere utilizzate varie metodologie, una di queste sfrutta la mediana. Si immagini di prendere una waveform, come quella in Figura 3.10, sinistra, e ci si focalizzi sulla parte iniziale della curva. Lì si selezioni il range di misure antecedenti alla comparsa del picco principale che rappresenta verosimilmente i fotoelettroni dovuti al beam. La baseline di questo grafico sarebbe il canale ADC corrispondente a questa linea che, però, non è esattamente piatta come una retta orizzontale costante ed il cui valore varia in base alla waveform del set che si va a guardare. Ciò risulta ancora più evidente se si guardano ad alcune delle waveform sovrapposte dello stesso set (Figura 3.10, destra). Per questo motivo, si costruisce un istogramma per la singola waveform (Figura 3.11) che presenta il conteggio di popolamento di ciascun canale dell'ADC una volta presi tutti i dati che si trovano nel suddetto range temporale antecedente al picco.

Il primo metodo per l'estrazione della baseline corrisponde allo studio dell'andamento di tale istogramma, con l'obiettivo di individuare il valore cercato nella sua moda - most probable value (MPV). Questo metodo è sufficiente nel caso in cui si abbia a che fare con un segnale particolarmente pulito, come avviene quando viene impiegato dell'azoto invece dell'argon, in cui non viene prodotta luce di scintillazione.

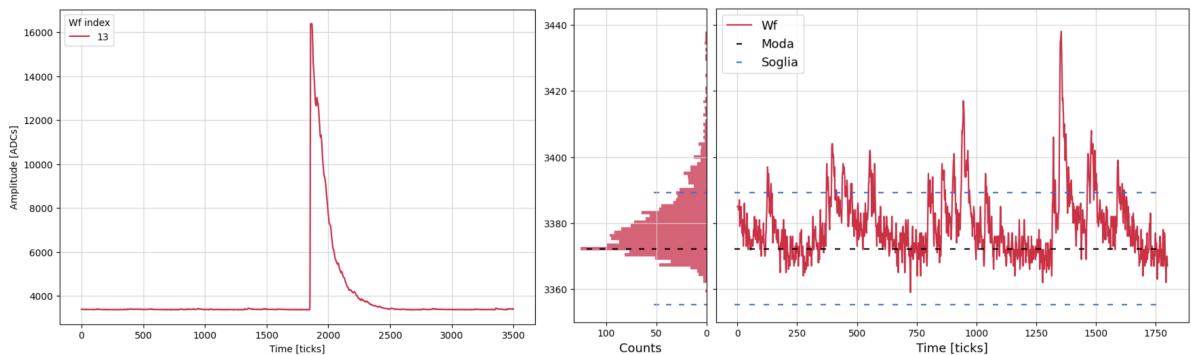


Figura 3.11: Waveform (sinistra) registrata dal catodo nel run 39105 (energia = 2.5 GeV/c, HP = 10 bar, LP = 1.3 bar). Selezionamento del range prima del picco e conteggio dei canali ADC in un istogramma ad 80 bin, per una statistica totale di 1760 entrate (destra). La soglia è rappresentata a mero scopo illustrativo.

La moda costituisce una stima preliminare della baseline. In realtà, l'istogramma è abbastanza largo e spostato verso valori di voltaggio maggiore. Per migliorare l'analisi, si costruisce un metodo che possa scartare nel range selezionato i valori che si trovano eccessivamente al di sopra la moda. Per cui, si procede fissando una soglia inferiore e superiore simmetrica; ogni volta che un dato nel range si trova sopra questa threshold, si richiede, ai fini del conteggio per l'istogramma, di non prendere in considerazione i dati che sono successivi a quel punto per un numero di ticks pari a 25. Questo numero è ottimizzato dal programmatore ed è circa pari all'intervallo temporale associato al segnale di un fotoelettrone. Nel caso in cui dopo 25 ticks il segnale sia ancora sopra soglia, si opera un ulteriore salto sempre della stessa quantità.

Questa procedura permette di migliorare l'istogramma e di estrapolare la baseline attraverso la media. Si noti che, nel range precedente al picco, il primo metodo sfrutta il 100% dei dati ivi contenuti, mentre nel secondo metodo, a causa del filtraggio operato con la soglia, la statistica scende ad un valore relativo inferiore, in genere al 65%. L'applicazione della seconda strategia permette di valutare la baseline definita “ottimale” nel caso in cui questa percentuale sia sufficiente. In caso contrario, il calcolo venga operato lo stesso ma la stima è modesta a causa delle fluttuazioni statistiche.

RMS baseline Per valutare la dispersione della baseline, viene applicato lo stesso metodo mediante la costruzione dell'istogramma nel range iniziale antecedente al picco, ma studiando direttamente il persistence plot di tutte le waveform di uno stesso canale messe insieme (Figura 3.12, sinistra).

Su questi dati si calcola il root mean square (RMS), dato che il valor medio di riferimento per la baseline è proprio zero, avendo riscalato il segnale con la funzione di cui sopra. In questo caso, però, si definisce con `quantile` l'intervallo riferito ai canali ADC impiegati per il calcolo, in modo da escludere le code della distribuzione (solitamente si scelgono 2% e 98% simmetricamente). Queste, infatti, sono dovute ad outlier ad alta energia precedenti al picco che si vuole eliminare (Figura 3.12, destra).

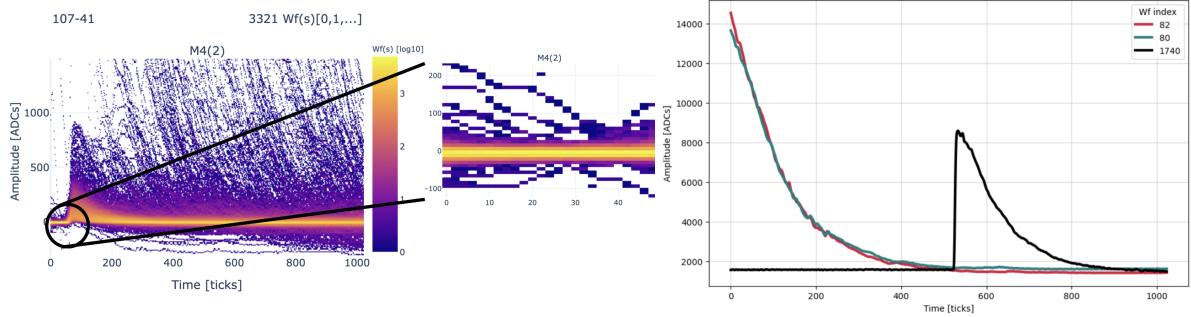


Figura 3.12: Persistence plot del modulo M4(2) per il run 38648 con zoom sul range della baseline (sinistra) e rappresentazione di due eventi outlier (destra).

Istogramma di carica Un altro strumento di analisi si occupa dell'estrazione della capacità del PDS di rilevare il spe mediante la valutazione del S/N dei SiPMs e il calcolo dell'energia da esso trasportata. Per stimare la risoluzione al singolo fotoelettrone si potrebbe ragionare in termini dell'ampiezza del segnale, ma il metodo migliore è quello che impiega la carica in quanto il segnale fisico reale in un SiPM è proporzionale all'intera carica della valanga.

L'integrale dell'area sottesa alle waveform è proporzionale ad una carica³ e, dato il funzionamento dei fotosensori in uso, è riconducibile all'energia associata al numero di spe misurati. La finestra di integrazione viene scelta in un intervallo sufficientemente ampio da includere il picco, ma non da coprire tutti i 1024 ticks per ragioni legate a costi computazionali.

Effettuando il calcolo per tutte le waveform di un set, si può costruire per ciascun canale un istogramma di carica pari al conteggio dei valori di carica ottenuti per integrazione. Il plot in questione distingue chiaramente il numero di fotoelettroni individuati nella misura, tanto che consente di vedere anche la componente di rumore nel piedistallo (0 pe) e di determinare il S/N comparando questo con il picco da 1 pe attraverso fit gaussiani (Figura 3.13).

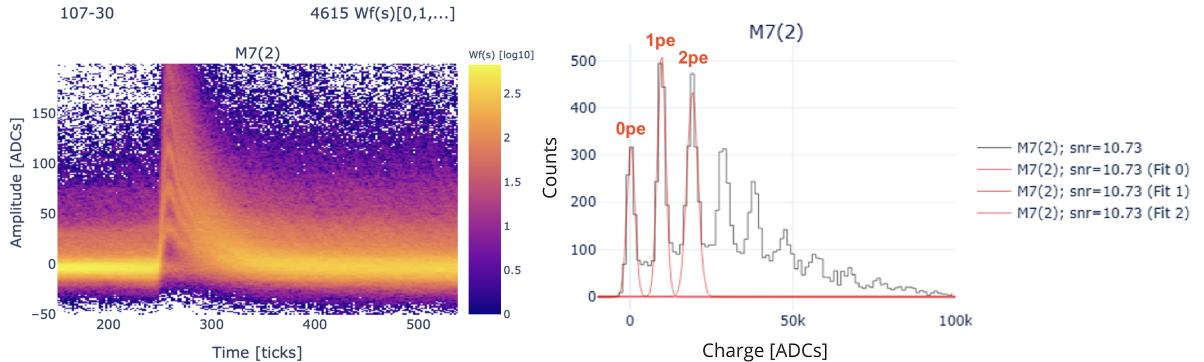


Figura 3.13: Waveform (sinistra) e fit gaussiani dell'istogramma di carica (destra) per il canale 2 del modulo M7 della membrana, estratto dai dati del run 37075 (intensità = 3000 ADU, durata = 4 ns, mask = 8), con valori di S/N ottenuti [50].

Guardando lo stesso grafico, la differenza tra i valori medi dei primi due picchi restituisce la carica del spe, a cui si fa anche riferimento con il nome di *gain*, in quanto dipende da quanto il PDS amplifica il segnale con l'overvoltage impostato.

Inoltre, si può pensare di ripetere le misure impostando di volta in volta diversi valori della tensione di bias. Così facendo, il grafico del guadagno stimato in funzione di quest'ultima dovrebbe assumere un andamento lineare. Da esso si può operare un fit della retta per estrapolare il breakdown voltage dei SiPM, pari al risultato in tensione corrispondente al valore di guadagno nullo [51].

³I segnali visualizzati mediante waveform mostrano le misure relative ai canali ADC in funzione del tempo. Se i dati venissero convertiti in tensione e poi in corrente, ovvero impiegando opportuni coefficienti moltiplicativi, allora gli integrali sottratti alle curve coinciderebbero con la carica ($i = dQ/dt$).

3.3 Risoluzione temporale (TR)

La risoluzione temporale (TR) è definita come la minima differenza di tempo con cui due eventi possono essere distinti adeguatamente dal detector e tiene conto di fattori legati ai ritardi dovuti alla componente hardware del rivelatore stesso, come tempo di readout o effetti di jitter⁴. Per TR si indica la precisione con cui può essere acquisito il tempo di arrivo della particella che genera un evento.

Label	Description	Specification (Goal)	Rationale	Validation
FD-4	Time resolution	< 1 μ s (< 100 ns)	Enables 1 mm position resolution for 10 MeV SNB candidate events for instantaneous rate < 1 m ⁻³ ms ⁻¹ .	

Tabella 3.1: Obiettivo imposto per la TR, estratto dalla tabella delle specifiche dei moduli del FD [36].

Come anticipato, DUNE necessita della misura temporale dell’istante t_0 in cui è avvenuto l’evento per l’individuazione del vertice di interazione (Sezioni 2.1, 2.3.3), da operare con una precisione sufficiente per determinare tale vertice entro 1 mm. La performance temporale del PDS dipende da una combinazione di più fattori, a partire dalla risoluzione temporale dei fotosensori, la risposta delle componenti di readout board e del digitizer dell’elettronica, le proprietà di propagazione della luce nei materiali impiegati, fino ai WLSs e al sistema di raccolta dei fotoni. La risoluzione richiesta e ottimale deve essere, rispettivamente, migliore di 1 μ s e 100 ns (Tabella 3.1), come specificato tra gli obiettivi indicati nel TDR del FD-VD [36].

3.3.1 Analisi dati

Il valore di risoluzione temporale è stato stimato per ciascun canale di tutti i moduli singolarmente, a partire da dati raccolti per i run di calibrazione a LED.

La risoluzione temporale è essa stessa espressa in ticks. Dovendo stimare la capacità del rivelatore di riconoscere l’arrivo di un fotone, è necessario guardare la waveform e capire dove il PDS ha ricevuto il trigger per l’acquisizione del segnale rispetto al momento in cui la particella ha effettivamente interagito con il sistema. Per fare ciò, si utilizzano i run di trigger a LED, in quanto è noto per questi l’esatto istante in cui viene inviato il flash di luce e lo si può confrontare con il momento in cui l’evento è stato rivelato. La risoluzione temporale coincide con la dispersione dell’andamento gaussiano della distribuzione in questione, ottenuta guardando più waveform dello stesso set, ovvero la deviazione standard (σ_{t_0}) in cui il valor medio dovrebbe coincidere con l’istante “vero” dell’interazione a t_0 .

Il dato rappresentativo del trigger del DAQ non è di immediata estrazione. Come anticipato (Sezione 3.2.1), infatti, il rise time del segnale ha un andamento deformato dalla catena elettronica non ideale usata. Per determinare correttamente il timestamp del trigger, che deve trovarsi in un punto dell’intervallo in cui avviene l’ascesa dell’ampiezza, possono essere impiegati metodi differenti.

I dati presentati in questa tesi fanno riferimento al metodo **amplitude**, il cui funzionamento grafico è intuitivamente mostrato in Figura 3.14. Per ciascuna waveform del set, traslata per porre la baseline a 0, si individua il punto di massimo del picco generato dal LED e si calcola il canale ADC in cui il segnale giunge a metà della sua ampiezza (indicato come **semi_ampl** in figura). Si trovano il dato subito prima e quello subito dopo (rispettivamente segnalati con l’etichetta **inf** e **sup** nell’immagine) misurati in corrispondenza della suddetta soglia e si effettua un’interpolazione con un fit lineare. Grazie a questo si può risalire al tempo corrispondente a metà dell’ampiezza, a cui viene associato il t_0 . Il metodo **denoise** applica lo stesso procedimento, ma lavora su waveform che sono state filtrate in precedenza, in modo tale da eliminare eventuali picchi rumorosi. L’ulteriore metodo **integral** mantiene il meccanismo di interpolazione con una threshold relativa pari a 0.5, ma questa soglia viene scelta con un altro sistema. Invece di prendere la distanza tra valore massimo del picco e baseline misurati, si estrae con un integrale del segnale il numero di fotoelettroni rivelati per la specifica waveform. Dopo si moltiplica questo numero per l’ampiezza in ADC che si è stimato avere il spe da altre analisi, in modo tale che si abbia come risultato finale l’ampiezza attesa per un spe.

⁴Il jitter è una componente di rumore che impatta sull’accuratezza temporale del segnale, dato che corrisponde ad un rallentamento progressivo nell’acquisizione del segnale da parte dell’elettronica.

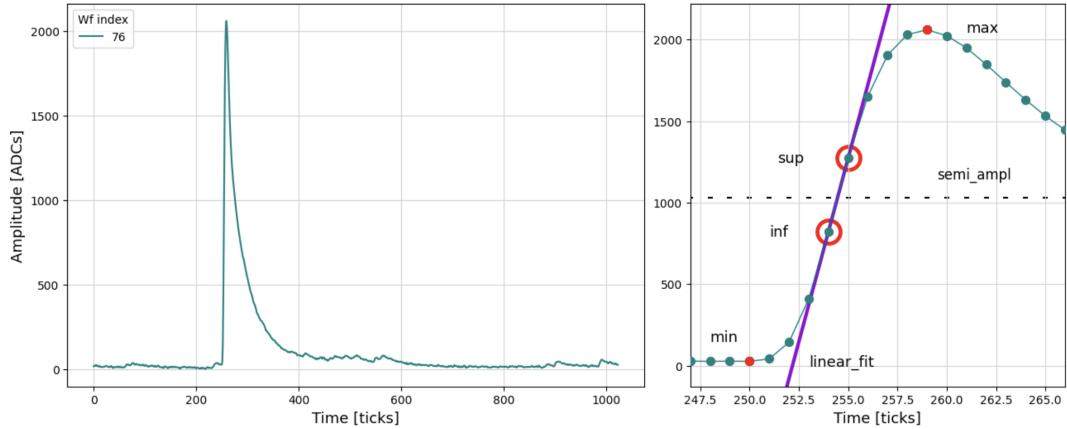


Figura 3.14: Rappresentazione del metodo `amplitude` per lo studio della TR di una waveform misurata dal catodo nel run di calibrazione a LED 39033 (intensità = 3950 ADU, durata = 4 ns, mask = 1).

3.3.2 Risultati

I risultati di σ_{t_0} calcolati come la deviazione standard dei dati sono raccolti in istogrammi (Figura 3.15, destra) divisi per run e numero di canali e prodotti in output da WAFFLES. Come si può osservare, i dati non seguono un andamento propriamente gaussiano a causa degli outliers. E' questo il motivo per cui si è fatta la scelta di presentare il risultato ottenuto dall'applicazione della definizione di deviazione standard stessa e di non tener conto di quella estratta dal fit.

I risultati possono essere confrontati tra loro in modo da ottenere un valore unico della TR per ciascun canale a partire da tutti i run considerati, computando la media. Nei run in questione si è osservato che il valore per canale può talvolta variare fino a un fattore 3. La variazione è soprattutto dovuta alla mancata equalizzazione dell'illuminazione media tra i moduli.

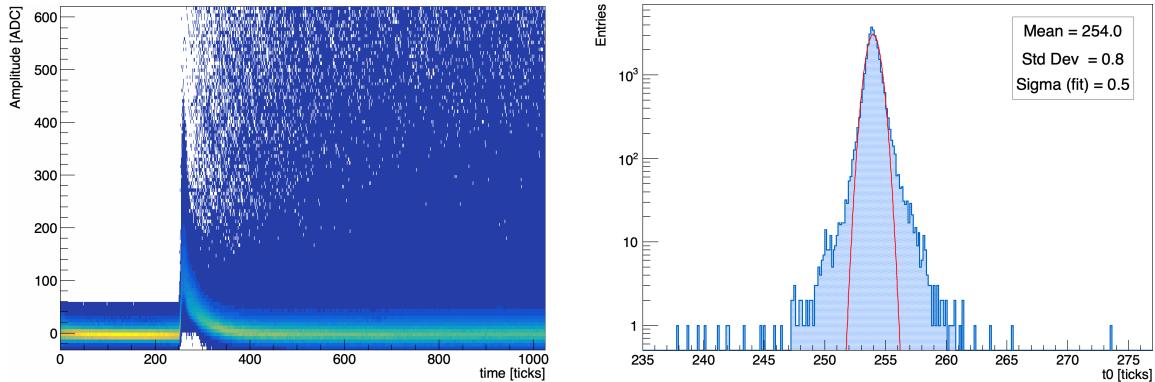


Figura 3.15: Heatmap (sinistra) e istogramma (destra) di t_0 dei dati (conteggio su asse y in scala logaritmica) riferiti al canale 1 di C5 per il run 39033 (intensità = 3950 ADU, durata = 4 ns, mask = 1). Valor medio t_0 estratto pari a 254 ticks $\simeq 4 \mu\text{s}$ e TR a 0.8 ticks $\simeq 13 \text{ ns}$.

Questo fattore è determinante, in quanto un'intensità superiore corrisponde ad un maggior numero di fotoelettroni e, dunque, a una minore dispersione dell'estimatore di t_0 . In questi run, ci si aspetta che la risoluzione temporale migliori perché, avendo i picchi un'ampiezza più elevata ma in salita nello stesso range temporale delle waveform a pochi spe, la pendenza della curva è tale che una variazione nel punto in cui si individua la soglia a metà ampiezza corrisponde ad una minore dispersione in t_0 . Questa ipotesi può essere verificata anche guardando diverse waveform per lo stesso run e studiando come varia σ_{t_0} in funzione del numero di fotoelettroni rivelati. Come mostrato in Figura 3.16, sinistra, ogni waveform possiede un valore specifico di spe e di t_0 , per cui si può generare un persistence plot che, al variare della quantità di fotoelettroni, conta i segnali del set corrispondenti a diversi valori di t_0 . Facendo una Y projection si può visualizzare l'istogramma unidimensionale per specifico pe da

cui estrarre la risoluzione temporale come deviazione standard. Così facendo, si può visualizzare la dipendenza di σ_{t_0} rispetto al numero di fotoelettroni, che infatti si dimostra migliorare all'aumentare di questi, come previsto (Figura 3.16, destra). Si osservi che l'andamento è soggetto a fluttuazioni ampie per il campione a grandi ampiezze perché la statistica dei run in cui il modulo è stato illuminato da un gran numero di foton LED è modesta.

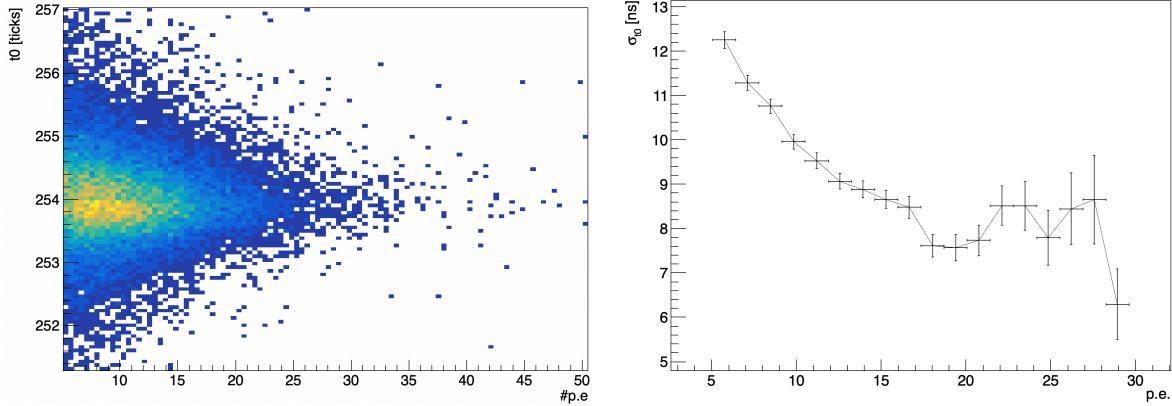


Figura 3.16: Istogramma di conteggio delle waveform in base al numero di spe misurati (sinistra). Persistence plot per t_0 in funzione della quantità di fotoelettroni (centro) e relativo andamento della risoluzione temporale estratta (destra).

3.3.3 Futuri sviluppi

Come anticipato, l'analisi dovrà essere approfondita per poter sfruttare i dati raccolti per molteplici run ed estrapolare un valore di risoluzione temporale più attendibile per ciascun canale del PDS. Lo studio preliminare svolto ha permesso di valutare il metodo ideato per avere un riscontro iniziale sulla performance del rivelatore, a partire da codici già sviluppati per ProtoDUNE-HD. Nonostante l'analisi sia in uno stadio preliminare, è già evidente che l'obiettivo richiesto dalle specifiche per DUNE non solo viene rispettato, ma anche superato in gran misura, aggirandosi intorno alla decina di ns. I valori ottenuti sono in linea con quanto previsto dall'analisi dei dati di ProtoDUNE-SP, che ha mostrato una risoluzione temporale di 14 ns (Figura 3.17, sinistra).

Un ulteriore passo da compiere corrisponde all'individuazione della risoluzione temporale di un singolo modulo, andando a valutare il time alignment di entrambi i suoi canali. Questo lavoro è stato già effettuato per ProtoDUNE-HD [52], dove sono stati stimati gli effetti di offset tra i canali mediante l'ispezione della distribuzione $t_{0_{ch1}} - t_{0_{ch2}}$ (Figura 3.17, destra). I dati mostrano che non c'è alcuna correlazione tra i due, cosa che ci si aspetta di poter affermare anche per ProtoDUNE-VD.

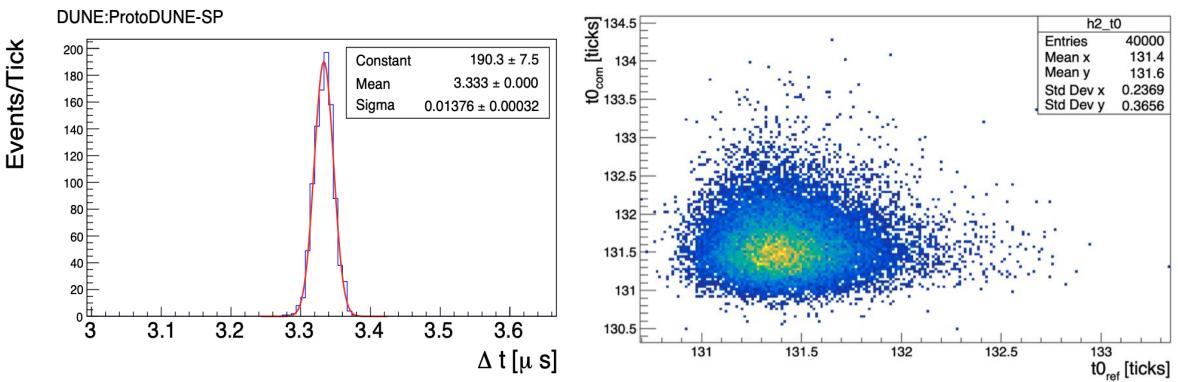


Figura 3.17: Istogramma di conteggio per t_0 di ProtoDUNE-SP [41] (sinistra). Persistence plot per il time alignment di ProtoDUNE-HD [52] (destra).

Capitolo 4

Analisi della risposta di luce

In una prima fase di commissioning e nel periodo successivo di disponibilità del beam, il gruppo del PDS ha dato avvio alle procedure per la calibrazione dei moduli di rivelazione della luce di scintillazione. Tra le varie attività svolte, si è ottenuta una stima del breakdown voltage dei SiPMs, si è esaminato il signal-to-noise ratio attraverso la valutazione degli istogrammi di carica e si è stimato il valore di carica di singolo photoelettrone per ciascun modulo.

A questa fast analysis preliminare, con i dati raccolti per mezzo del fascio di particelle messo a disposizione dal CERN, si è potuta valutare la qualità del segnale in arrivo dai detector. Con le misure compiute abbiamo individuato il grado di saturazione dovuto all'elettronica in uso e selezionato solo le waveform provenienti da eventi non saturati. Attraverso l'impiego di Cherenkov a soglia, siamo riusciti a distinguere i segnali corrispondenti ai diversi tipi di particelle provenienti dal beam, visualizzandone l'andamento nei persistence plot prodotti e operando una prima grezza PID.

Inoltre, estraendo dai dati l'energia mediata sul numero di eventi rivelati da ogni canale attivo, abbiamo valutato il numero di photoelettroni rivelati da ciascun modulo e realizzato degli istogrammi per avere a disposizione un algoritmo di monitoring per il PDS. Successivamente, abbiamo dimostrato la linearità dell'andamento dell'energia totale rilasciata da tutti i fotoni di uno specifico run, messa a confronto con le simulazioni.

4.1 Fascio di particelle del CERN

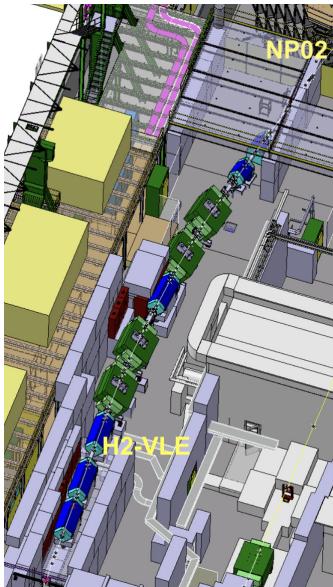
Come anticipato (Sezione 3.1), parte dei dati raccolti per l'analisi provengono da run svolti sullo stesso fascio di particelle [53] utilizzato in passato da ProtoDUNE-DP. La beam pipe è posizionata prima della TPC nel volume inattivo del criostato per $\simeq 4.3$ m e non al di fuori di questo, perché altrimenti le particelle interagirebbero ancor prima di raggiungere l'argon. Ha un'inclinazione di $\simeq 8^\circ$ rispetto al suolo e di $\simeq 45^\circ$ sul piano orizzontale e attraversa la parte superiore del Module 0, dato che entra nella gabbia di Faraday ed esce da essa rispettivamente a $\simeq 96$ cm e $\simeq 36$ cm al di sopra del catodo. Le particelle del fascio originano dall'SPS, il quale accelera i protoni fino a 400 GeV/c con un rate pari a 10^6 particelle per spill. Ogni spill ha una durata di 4.8 s. I protoni vengono estratti fuori dall'anello ed indirizzati in linea retta verso il complesso della North experimental Area (NA), dove sono presenti più diramazioni affinché più esperimenti secondari possano usufruire del fascio.

Da questo primo punto di ramificazione nascono tre percorsi, ciascuno dei quali viene mandato su un target primario per produrre un fascio secondario di particelle di diverse tipologie. La Neutrino Platform è localizzata nella Experimental Hall North 1 (EHN1) e utilizza un tratto del fascio che interagisce con il target T2, posto fuori dall'edificio e $\simeq 15$ m sotto il suolo. Il target è costituito da una lastra di berillio spessa 300 mm. I protoni che interagiscono con il berillio per interazione forte producono principalmente pioni, di cui si selezionano quelli a 80 GeV/c.

Il fascio si estende per altri 600 m dopo T2, dei quali gli ultimi 250 m dentro EHN1, lungo i due prolungamenti H2 ed H4 che giungono rispettivamente in corrispondenza di NP02 ed NP04 (Figura 4.1, sinistra). Presso l'ultimo tratto da $\simeq 70$ m viene prodotto un fascio terziario a bassa energia (very low energy – VLE) grazie ad un target secondario, dove si generano particelle scelte nel range 0.2 – 12 GeV/c. Il valore è impostato con un software apposito, modificando la configurazione dei magneti che costituiscono la momentum selection station e trasportano le particelle verso il rivelatore.

Per avere un maggior numero di opzioni nella scelta del rate di particelle totali prodotte in funzione del rapporto protone-pione, vengono messi a disposizione più tipi di target terziari [54]. Per avere un fascio ricco di elettroni si usa un target di piombo con un volume da 30 mm di diametro e 15 mm in lunghezza. Per il fascio adronico, invece, sono disponibili due volumi da 30 mm di diametro e 30 cm di lunghezza, uno in rame impiegato per $p > 3$ GeV/c e l'altro in tungsteno per $p \leq 3$ GeV/c. Così facendo, nello stadio finale si hanno a disposizione pioni π^\pm , muoni μ^\pm , protoni p , kaoni K ed elettroni e^\pm , in modo da poter verificare la risposta del detector in un ampio range di particelle.

La performance della VLE beam line è stata approfonditamente studiata per mezzo di simulazioni Monte Carlo con il pacchetto **G4BeamLine** basato su **Geant4** [55], tenendo conto di tutta la strumentazione e le componenti che costituiscono il fascio ed il target. In particolare, per lo studio del rate dei trigger si sono simulate particelle secondarie presso la linea T2, in modo da includere le eventuali perdite lungo H2. I risultati per NP02 sono riportati in Figura 4.1, destra, dove si normalizza sul numero di pioni prodotti dal target primario in berillio (10^6 particelle ad 80 GeV/c).



Momentum [GeV/c]	Electrons	Kaons	Muons	Protons	Pions	Trigger rate [Hz]
0.4	7	0	0	0	0	7
1	21	0	0	4	3	28
2	17	0	0	7	12	36
3	14	1	1	10	30	56
3	145	1	1	16	49	213
4	117	3	1	16	80	218
5	94	5	2	20	100	222
6	77	9	2	25	133	247
7	69	11	2	28	169	279
8	59	16	3	35	193	305
9	51	19	3	37	227	337
10	46	22	3	45	254	370
11	41	27	3	53	268	393
12	38	29	3	60	292	422

Figura 4.1: Schema della linea di fascio H2-VLE puntante verso NP02 [53] (sinistra). Trigger rate (destra) per l'esperimento NP02 per tipo di particella e totale, a varie energie, permessi dall'impiego di target di W (0.4 – 3 GeV/c) e Cu (3 – 12 GeV/c) [53].

Per la selezione del momento delle particelle si utilizza un sistema con un'incertezza (“momentum bite”) pari a Δp . Prima di giungere al detector, le particelle si sparpagliano intorno al centro del beam con uno spread fino ad un massimo del 7% [54]. Per migliorare il rapporto $\Delta p/p$ fino all’1% [53] sono installati lungo il fascio dei collimatori. Questi ne restringono il diametro e ne migliorano la risoluzione energetica, andando però inevitabilmente a diminuirne il flusso e la statistica raccolta.

4.1.1 Selezione dei dati del fascio

I run dedicati al beam sono contaminati dal background di radiazione cosmica che i detector rilevano in ogni caso. Essendo interessati allo studio dei soli dati provenienti dal fascio, si è resa necessaria una prima fase di analisi che potesse selezionare questi rispetto al fondo. L'operazione di separazione tra le waveform di fascio e quelle di background viene compiuta offline usando tagli diversi per i moduli di catodo e membrana a causa dei diversi sistemi di trigger impiegati (Sezione 3.2.5).

I moduli di membrana in ProtoDUNE-VD sono sempre acquisiti in modalità di self-trigger. I dati provengono dalla membrana sotto forma di waveform della durata di 1024 tick quando si è già all'interno della finestra del DAQ. Questa è impostata in modo tale che venga aperta al momento di arrivo delle particelle del fascio, per cui ci si aspetta che i segnali cercati siano quelli dotati di un timestamp che differisce di poco rispetto a quello della finestra di acquisizione. Per questo motivo, rappresentando con un istogramma il conteggio delle waveform in base alla differenza tra queste due grandezze, si

deve individuare un massimo coincidente con i dati del beam. Quello che si osserva sperimentalmente (Figura 4.2) è che il picco si presenta in un intervallo compreso tra 0 e 20 ticks, con delle fluttuazioni di circa 5 ticks. Il set di waveform viene filtrato di conseguenza per avere i segnali del fascio, ovvero quelli che rientrano in questo range di valori.

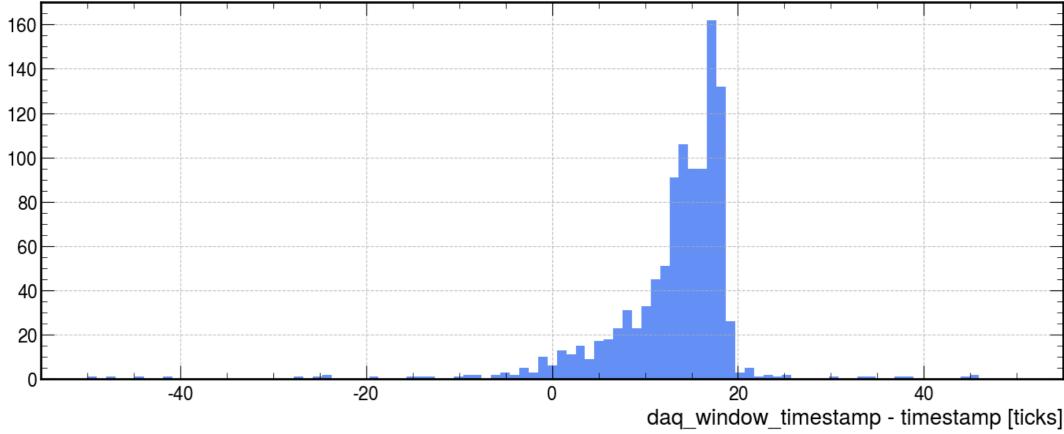


Figura 4.2: Istogramma della differenza del timestamp del singolo segnale e della finestra del DAQ per il run 38658. Visualizzazione dello zoom sul picco del beam.

A differenza dei moduli di membrana, il catodo in ProtoDUNE-VD lavora in modalità fullstream, per cui i dati vengono momentaneamente immagazzinati nel buffer prima dell'inizio della finestra del DAQ che è impostata per una durata di $100 \mu\text{s}$. Per questa ragione, l'effettiva acquisizione del segnale può includere anche valori contenuti nel pacchetto da 64 ticks che precede di una certa quantità di ticks l'istante di partenza della finestra del DAQ e, analogamente, a causa della durata di quest'ultima, i dati dell'ultimo pacchetto che va oltre la fine di tale finestra. L'istogramma della differenza dei timestamp, quindi, ha una forma diversa dal self-trigger, in quanto questa quantità per i segnali del beam non genera un picco, ma un andamento piatto con accumulo in corrispondenza di due punti specifici a causa dei pacchetti fuori dalla finestra del DAQ (Figura 4.3). Questo fenomeno provoca un offset delle waveform sull'asse temporale, il quale viene corretto da un valore pari alla differenza di timestamp, con l'aggiunta di 250 ticks per assicurare una statistica sufficiente per l'estrazione della baseline. Ci si assicura di scegliere i segnali provenienti dal beam generando a livello software un trigger offline che scarta tutti quelli che, nell'intervallo in cui si aspetta di avere fascio, hanno un'ampiezza inferiore a 100 canali ADC, corrispondenti a 10 fotoelettroni¹.

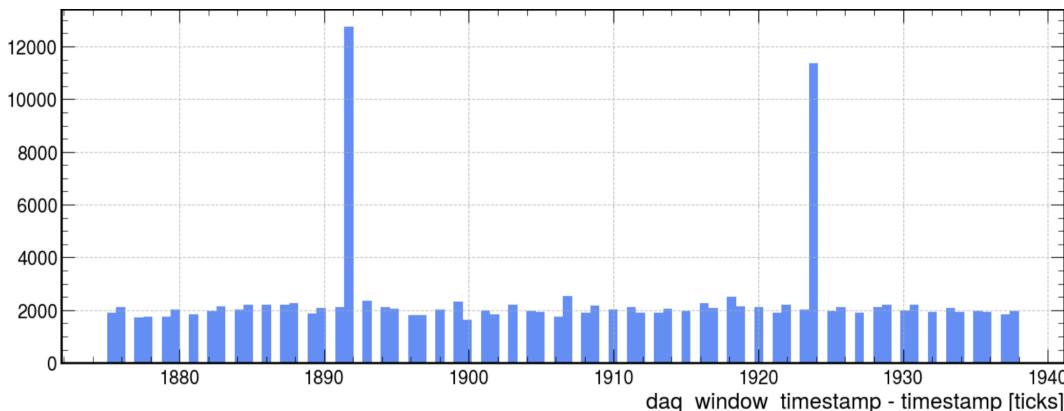


Figura 4.3: Istogramma della differenza di timestamp del singolo segnale e della finestra del DAQ per i dati del catodo dal run 38645.

¹Questo valore corrisponde ad una stima, infatti non esiste un numero fisso di spe prodotti, dato che variano in base alla composizione ed alle perdite del fascio.

4.2 Saturazione del segnale

Il segnale rilevato può raggiungere valori di tensione oltre il range dinamico dell'elettronica. Questo fenomeno prende il nome di saturazione di primo ordine e l'obiettivo di questa parte dell'attività è quello di selezionare a livello software le sole waveform del beam che non presentano saturazione.

Dopo aver discriminato in modo appropriato i segnali del beam dal fondo, si studia quali di questi sono arrivati a saturazione. DAPHNE è una scheda a 14 bit e pertanto è dotata di 16384 canali ADC (Sezione 3.2.2), ma si impone la soglia che individua i segnali saturati a 16000 ADC perché già in prossimità di questo valore gli andamenti iniziano a presentare anomalie.

Una rappresentazione delle heatmap filtrate consente di verificare che le waveform siano state selezionate correttamente. Attraverso questi si sono individuati fenomeni di saturazione di secondo ordine. Osservando i grafici si può notare che alcuni segnali sono caratterizzati da effetti peculiari quando raggiungono un certo canale ADC. Si rintracciano due forme diverse di saturazione: una appuntita (*pointy*) che origina da una deformazione del segnale ed una piatta smussata (*smooth-flat*), come si può vedere rispettivamente a destra e sinistra in Figura 4.4. Attraverso un'indagine rapida, si è tenuto conto manualmente per ciascun canale di ogni modulo in diversi run di quante waveform saturate dei due diversi tipi si rintracciano ed il valore di ADC raggiunto, il quale si aggira intorno ai 10k ADC.

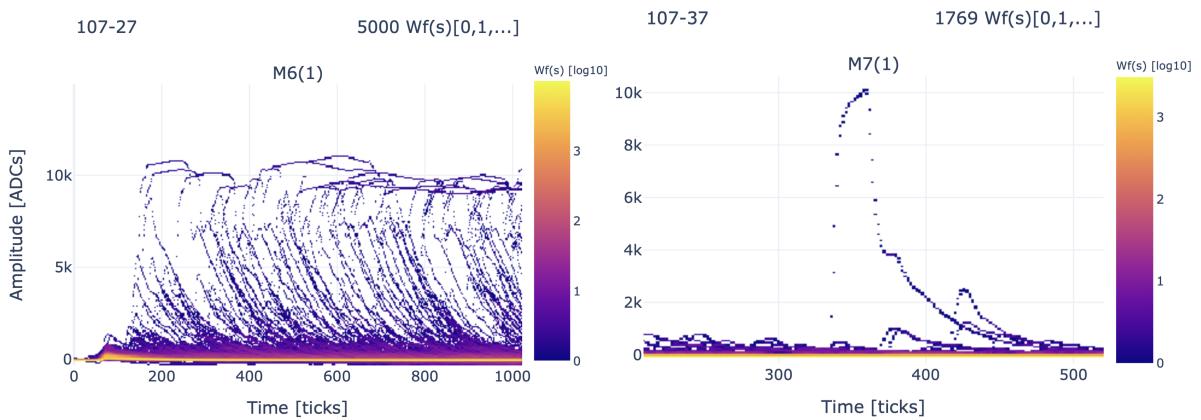


Figura 4.4: Esempi di waveform soggetti a saturazione dovuta all'elettronica fredda per modulo M6 (sinistra) del run 38670 (energia = 1.5 GeV/c, HP = 14 bar, LP = 4 bar) ed M7 (destra) del run 38648.

Il fenomeno, che non sembrerebbe mostrare un trend specifico al variare dell'energia, si verifica principalmente per i moduli M6 (a prevalenza smooth-flat), M7 (soprattutto pointy) ed M8 (entrambe le tipologie approssimativamente in egual misura). L'origine di queste anomalie è stata ricondotta a un fenomeno di saturazione dell'elettronica criogenica che precede la scheda DAPHNE di cui ora è noto il dynamic range.

Questi effetti sono stati osservati nei dati dei moduli della membrana, mentre quelli del catodo sono privi di tali anomalie. Questo è dovuto al fatto che i due impiegano elettronica di diverso tipo, per cui il livello di saturazione a freddo in ADC per il catodo è superiore a quello di primo ordine e quindi già esclusa con il filtro a 16k canali ADC. In più, la conversione in tensione per il spe per i moduli della membrana è minore rispetto a quella del catodo in quanto i SiPM del catodo lavorano a un overvoltage significativamente maggiore di quelli di membrana e, pertanto, hanno un gain maggiore, motivo per cui, per uno stesso numero di fotoelettroni, il filtro di saturazione al primo ordine può aver già eliminato la waveform per il catodo.

Inoltre, in alcuni casi sporadici, è stato possibile individuare punti nella heatmap relativi a segnali saturati oltre la soglia impostata di primo ordine, ma presenti nonostante il filtro software (Figura 4.5). La loro presenza nei grafici è dovuta al fatto che, raggiunto un certo valore ($\sim 13k$ ADC), la waveform mostra un'ordinata nulla per motivi legati alla rappresentazione in numeri binari dell'elettronica, trattandosi in questo caso della DAPHNE. Questi segnali, a cui si fa riferimento con il termine “oversaturated”, vengono ignorati dato che sono rari ed il codice in uso promuove uno studio unicamente preliminare.

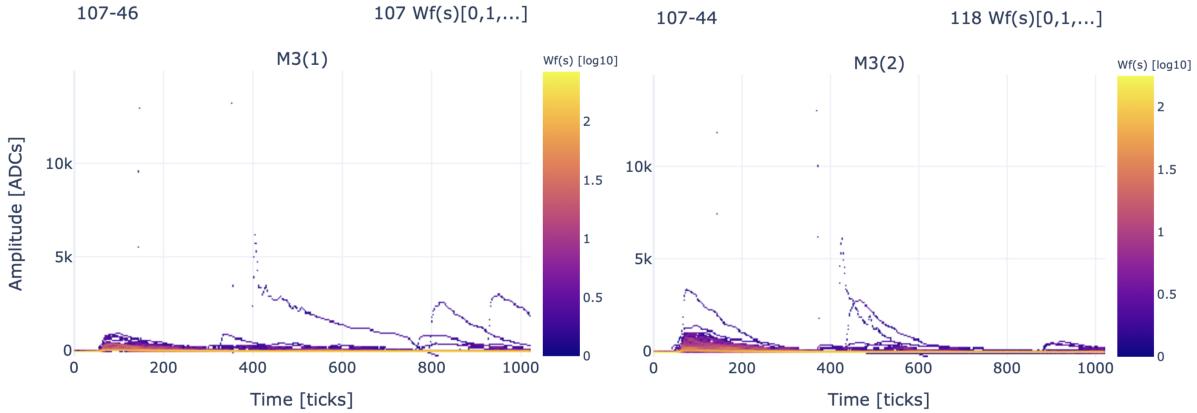


Figura 4.5: Plot di waveform saturate visualizzate mediante una heatmap dei dati di canale 1 (sinistra) e 2 (destra) del modulo M3 per i pioni (HxLx) nel run 38648.

4.3 Carica media delle waveform

Dalla suddetta analisi vengono estratti, per ogni run di beam, dei valori numerici che identificano per ciascun canale di ogni modulo il numero di waveform registrate dal trigger del DAQ e, di questi, gli eventi generati dal fascio e la percentuale relativa. Successivamente, si contano quanti segnali sono rimasti dopo l'operazione di filtraggio dalla saturazione di primo ordine², dato che quella secondaria è stata momentaneamente ignorata, e la frazione rispetto a quelli dovuti al beam. Un'altra informazione che si è scelto di estrarre è la carica media, cioè normalizzata sul numero di eventi, che è stata rivelata da ogni canale nel set acquisito.

L'energia media associata al set viene calcolata in un primo momento come segue. Una volta specificato il canale ed il modulo in analisi, si integra ogni singola waveform per estrarre la carica del singolo segnale e si genera una lista contenente tutti i risultati ottenuti; in seguito, si effettua la media degli integrali. In realtà, possono essere impiegate anche altre metodologie più raffinate, non solo per l'estrazione del valor medio per l'intero set (Sezione 4.6), ma anche per il singolo grafico.

L'integrale, in questo caso, viene effettuato su una finestra temporale fissa, senza impostare alcuna soglia. Una miglioria che può rendere l'analisi più precisa può essere quella di incorporare il metodo `quantile` per escludere gli outlier, analogamente a come è stato fatto per la baseline (Sezione 3.2.6). In alternativa si potrebbe effettuare l'integrazione tenendo conto del rise-time finito del segnale. Questi algoritmi più sofisticati sono utili per ottenere una stima più precisa della carica in una piccola frazione di eventi in cui la carica ricostruita risulta negativa (Figura 4.6) e, dunque, non fisica. In questa analisi preliminare, tali eventi sono stati esclusi a posteriori.

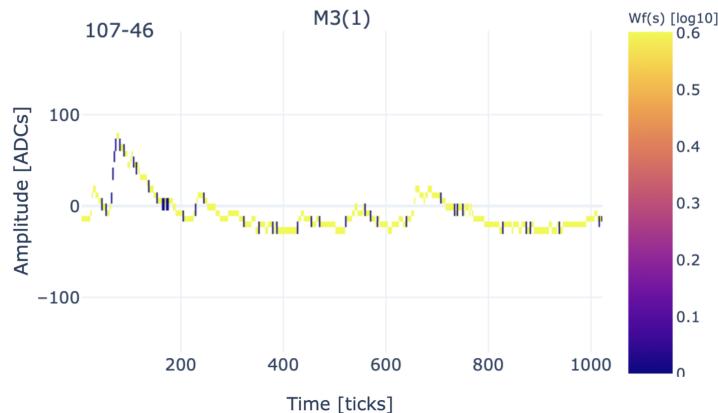


Figura 4.6: Waveform con valore negativo di carica per HxL nel primo canale di M3 per il run 38651.

²In un momento successivo, i dati impiegati per la realizzazione degli istogrammi di monitoring e lo studio della linearità del plot, Paragrafi 4.6 e 4.5 rispettivamente, non saranno sottoposti a questo filtro.

L'osservazione dei persistence plot e l'estrazione dei corrispondenti valori hanno consentito di caratterizzare i moduli del prototipo.

Si è dimostrato che gli eventi di fascio rispetto a quelli individuati dal trigger DAQ sono in percentuale maggiori per il catodo rispetto alla membrana, soprattutto all'aumentare dell'energia. Al contrario, la saturazione di primo ordine diventa significativa nel catodo. Oltre ai rapporti relativi, è utile notare che i due tipi di moduli hanno anche valori assoluti differenti. Questo è dovuto al fatto che si hanno due diverse tipologie di trigger e quindi una statistica dissimile.

Inoltre, la consultazione delle heatmap per i primi due moduli della membrana ha permesso di individuare la presenza di fenomeni indesiderati, come eccessivo rumore e bassa efficienza (Figura 4.7). In generale, per le analisi compiute, non si presta particolare attenzione ai suddetti rivelatori perché difettosi.

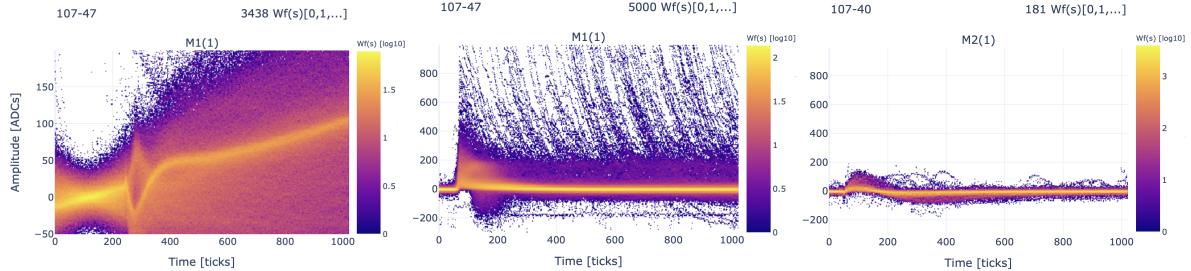


Figura 4.7: Effetti spuri nelle waveform acquisite dai moduli M1 ed M2 nei run 37075 (sinistra) e 38648 (centro, destra).

4.4 Identificazione delle particelle con Cherenkov a soglia

La linea di fascio di ProtoDUNE-VD è equipaggiata con rivelatori posti a monte del rivelatore utilizzati per l'identificazione delle particelle prima che raggiungano ProtoDUNE [54]. Si tratta di una coppia di rivelatori Cherenkov a soglia (XCET1 e XCET2) che impiegano come radiatore l'anidride carbonica (CO_2), lunghi $\simeq 2$ m ciascuno e posti a 36.7 m e 38.6 m di distanza dal target secondario che origina il fascio VLE (Figura 4.8, sinistra). Sono composti da una testa in acciaio inossidabile contenente uno specchio che focalizza i fotoni generati nel gas verso un fotomoltiplicatore.

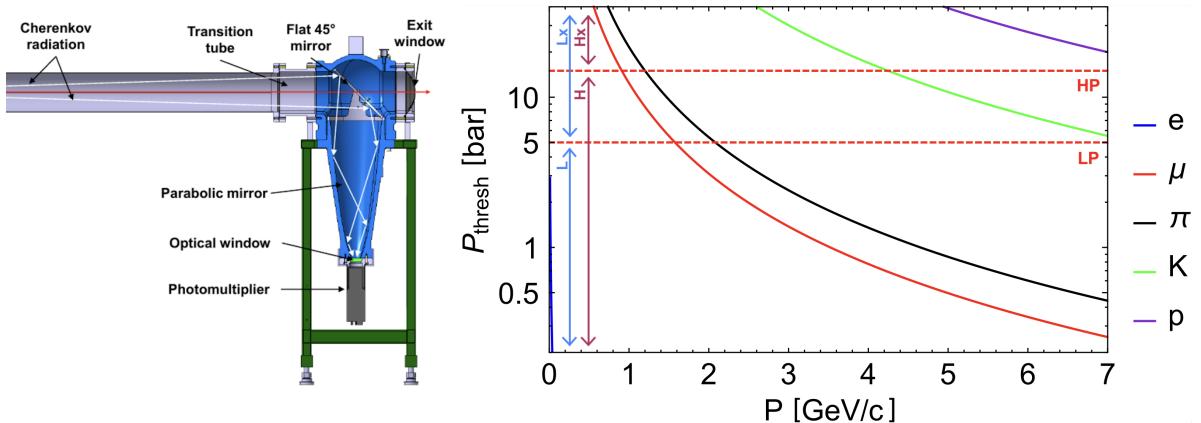


Figura 4.8: Schema dei Cherenkov a soglia (XCET) installati nella East Area del CERN, la cui struttura è simile a quella della NA (sinistra). Grafico della pressione di soglia dell'anidride carbonica (radiatore Cherenkov per i rivelatori della NA) in funzione del momento della particella incidente [54] (destra). Le soglie di pressione (LP ed HP) sono indicate con linee rosse orizzontali e definiscono i regimi HL, HLx e HxLx usati durante la presa dati di ProtoDUNE-VD.

La particella carica di massa m proveniente dal fascio che interagisce con il gas perde parte della sua energia per effetto Cherenkov emettendo radiazione nel caso in cui la sua velocità v sia maggiore di quella che avrebbe la luce nello stesso mezzo. Per questo motivo, il rivelatore è un contatore fatto in

modo che la particella incidente produca fotoni solo nel caso in cui questa abbia raggiunto un valore minimo di impulso p (soglia Cherenkov). Questa soglia è definita dall'indice di rifrazione n del materiale che, in un gas, dipende dalla pressione P_{th} a cui viene impostato [56]. In buona approssimazione, la relazione è descritta dalla formula di Lorentz-Lorenz (Equazione 4.1), dove A_m indica la polarizzabilità molare ed R la costante universale dei gas perfetti.

$$p_{\min} = \sqrt{\frac{1}{1 - \beta_{\min}^2}} m v_{\min} \quad \text{con} \quad \beta_{\min} = \frac{v_{\min}}{c} = \frac{1}{n}, \quad n = \sqrt{1 + \frac{3A_m P_{\text{th}}}{RT}} \quad (4.1)$$

Per selezionare diversi tipi di particelle con lo stesso momento, si utilizzano coppie di Cherenkov a soglia la cui pressione è regolata a valori diversi in modo che alcune particelle (generalmente gli elettroni e gli elettroni+muoni rispettivamente nel primo e secondo rivelatore) siano sopra la soglia Cherenkov mentre altre (generalmente i muoni+pioni e i pioni rispettivamente nel primo e secondo rivelatore) rimangano al di sotto, ovvero non producono segnale. I valori di pressione vengono regolati all'inizio di ogni run sulla base del momento selezionato dai magneti. Gli andamenti delle pressioni di soglia nominali sono mostrati in Figura 4.8.

Si immagini, come esempio, di impostare il beam a $p = 2$ GeV/c e di scegliere P_{th} in modo tale che XCET1 a LP venga attivato al di sotto di 5 bar e XCET2 a HP sotto 15 bar. Il piano viene diviso in tre regioni: **HL** in cui sono operativi entrambi, **HLx** in cui lavora solo XCET2 e **HxLx** dove sono ambedue spenti. Grazie all'impulso del fascio scelto sarà possibile visualizzare in **HL** i segnali dovuti all'interazione di elettroni e muoni, in **HLx** quelli dei pioni ed in **HxLx** kaoni e protoni. Così facendo, variando opportunamente l'energia e le soglie di pressione, si possono analizzare separatamente i dati per il tipo di particella identificata.

Risultati A riguardo, si sono osservati risultati soddisfacenti. In Figura 4.9 sono rappresentate le heatmap prodotte dal catodo per il run 38658 a $p = 3$ GeV/c con valori di pressione 1.2 bar e 4 bar. A destra gli eventi nella regione **HLx** identificano muoni e pioni che, come atteso, si manifestano come due fasce separate (bande gialle) che risaltano rispetto al fondo costituito dalle waveform viola. A sinistra la configurazione **HL** mostra una regione giallo-arancio che coincide con il segnale dovuto ai soli elettroni.

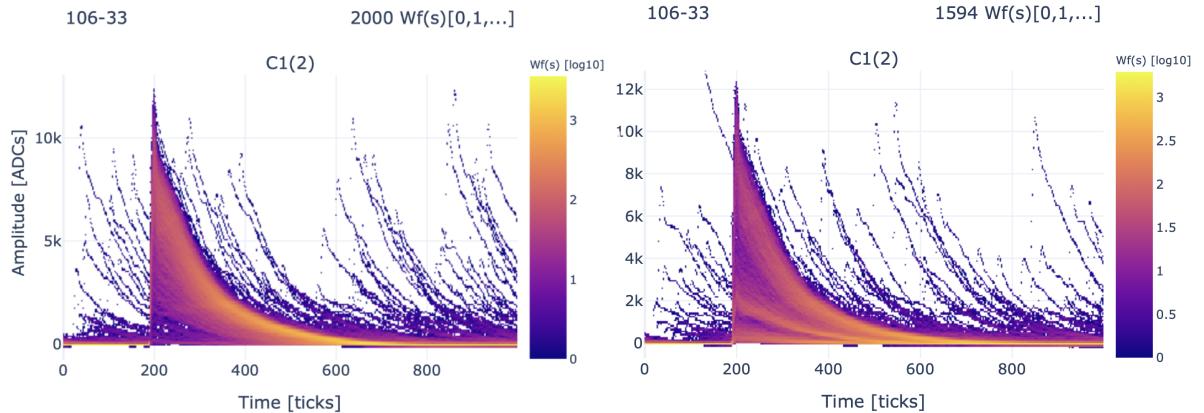


Figura 4.9: Persistence plot del modulo $C1(2)$ per il regime **HL** (sinistra) e **HLx** (destra), corrispondenti rispettivamente ad elettroni e muoni+pioni, nel run 38658 (energia = 3 GeV/c, HP = 4 bar, LP = 1.2 bar).

Un'indagine compiuta è stata quella di eseguire un run a 3 GeV/c ma con polarità inversa, ovvero carica negativa. Nel regime **HxLx**, infatti, dovrebbero essere presenti sia protoni che kaoni, ma con questi nuovi dati si dovrebbe poter verificare che i kaoni danno un contributo al segnale perché i protoni non sono presenti. Come si dimostra in Figura 4.10, il run 39029 (destra) verifica questa ipotesi a confronto con il 38548 (sinistra). I dati a carica positiva individuano due fasce maggiormente popolate ad indicare la presenza dei protoni e dei kaoni. Nel run con carica negativa, invece, i segnali si accumulano in una regione ad ampiezza inferiore, a rappresentare i kaoni, tenendo conto che alcune delle waveform potrebbero essere dovute anche ad antiprotoni.

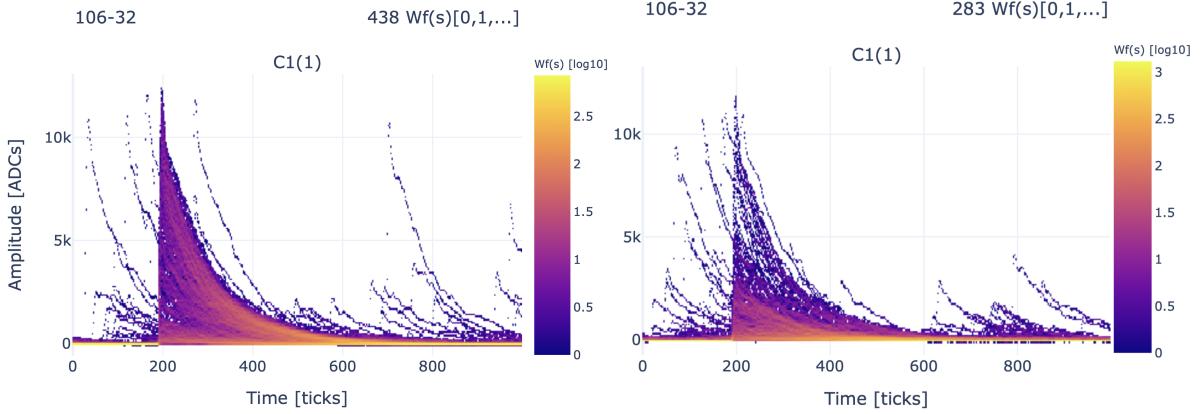


Figura 4.10: Persistence plot del modulo C1(1) per il regime HxLx nel run 38658 a carica positiva (sinistra) e 39029 (energia = -3 GeV/c, HP = 5 bar, LP = 1.8 bar) a carica negativa (destra).

Al momento, queste valutazioni sono soprattutto qualitative. Si deve tener conto, infatti, che le soglie di pressione impostate per gli XCET sono dotate di un certo errore, per cui i regimi potrebbero essere contaminati da particelle contenute in regioni limitrofe che contaminano il campione sotto studio.

4.5 Istogrammi di monitoring

La consultazione manuale dei dati provenienti dal codice di saturazione non è efficiente. L'informazione sulla carica media per ogni run può essere sfruttata per compiere una prima valutazione dell'efficienza di rivelazione del PDS.

Avendo a disposizione la carica associata al singolo photoelettrone per i canali di tutti i moduli a partire da analisi antecedenti (Sezione 3.2.6), è possibile calcolare il numero di pes che i detector rivelano in media per ciascun evento per tutti i run compiuti. Si estraе questo valore facendo il rapporto tra la carica media e quella di spe e sommando i valori ottenuti per primo e secondo canale dello stesso modulo. Le misure vengono poi riassunte in istogrammi unidimensionali. Per un run sono estratti quattro dei suddetti istogrammi, uno per il totale delle particelle incidenti e gli altri riferiti ad una specifica configurazione degli XCET che seleziona una data classe di particelle (Figura 4.11).

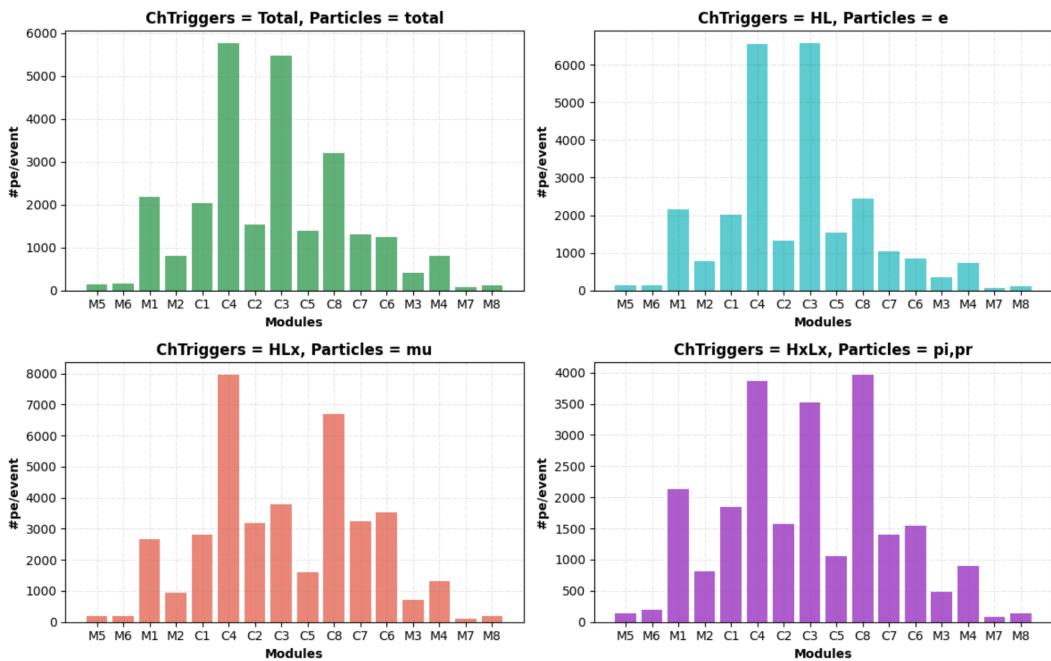


Figura 4.11: Istogrammi di monitoring per il run 38930 (energia = 1 GeV/c, HP = 14 bar, LP = 4.5 bar).

La ricostruzione permette di avere a disposizione una risposta quasi in tempo reale del funzionamento della strumentazione, dove gli istogrammi sono parte fondamentale del monitoraggio delle misure compiute.

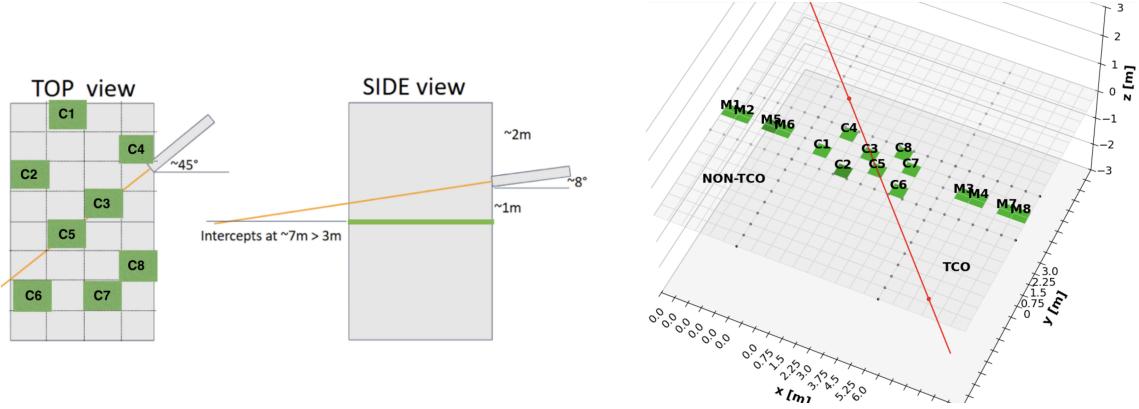


Figura 4.12: Schema geometrico del beam rispetto al catodo [57] (sinistra) e rappresentazione tridimensionale del detector, dove i moduli della membrana sono posizionati sul piano xy (destra).

Conoscendo, infatti, la direzione di arrivo del fascio e la posizione dei rivelatori (Figura 4.12), si possono fare delle previsioni riguardo al numero di fotoelettroni che ci si aspetta di vedere per ciascun modulo, in base al tipo di interazione che la particella compie con l'argon liquido nel detector. Gli elettroni generano uno sciame elettromagnetico entro 60-80 cm, per cui si aspetta di veder maggiormente popolati i primi moduli vicino al beam. Al contrario, particelle come i pioni sono soggetti a fenomeni più complessi e formano uno sciame adronico di maggiore dispersione, motivo per cui l'istogramma dovrebbe mostrare una statistica più distribuita anche verso i moduli successivi.

Nonostante questi diversi andamenti non siano sempre evidenti a causa delle fluttuazioni statistiche, il run 38930 è un buon esempio di accordo con l'ipotesi (Figura 4.11). La rappresentazione è ancor più significativa nel caso in cui vengano realizzati dei LEGO plot (Figura 4.13, sinistra), che riprendono la geometria e la disposizione effettiva dei moduli nel detector. Una prima analisi è proposta in Figura 4.13, destra, dove le barre azzurre mostrano i dati e quelle blu i valori simulati su **Geant4** (Sezione 4.6).

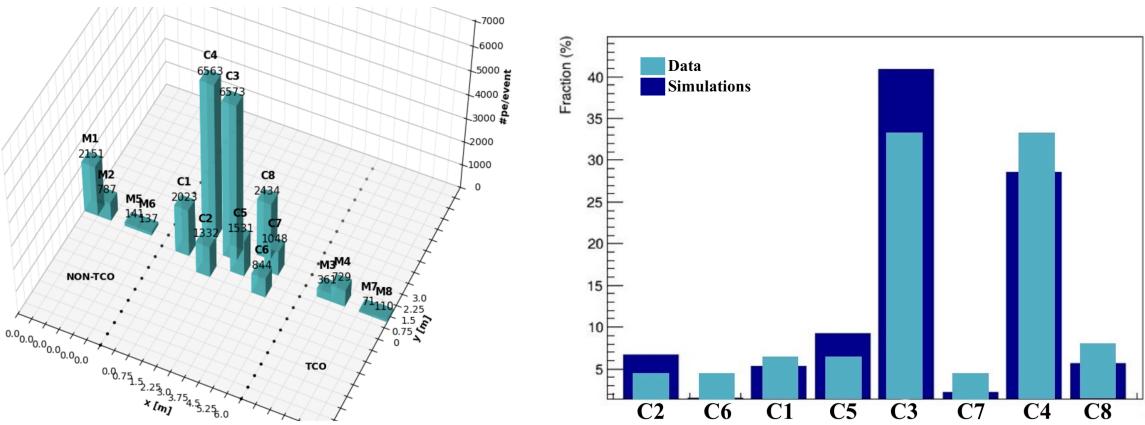


Figura 4.13: LEGO plot degli elettroni in regime HL per il run 38930 (sinistra). Confronto dati/simulazione per elettroni ad 1 GeV/c [58] nel catodo (destra).

Confronto con i dati della TPC Gli ultimi run su fascio sono stati impiegati per la raccolta dati del PDS in coincidenza con la TPC. Questa campagna di misure ha consentito di visualizzare i risultati delle interazioni avvenute all'interno dell'intero ProtoDUNE-VD. L'event display della TPC relativo ad un run mostra il segnale del piano di charge readout selezionato in funzione del tempo (Figura 4.14).

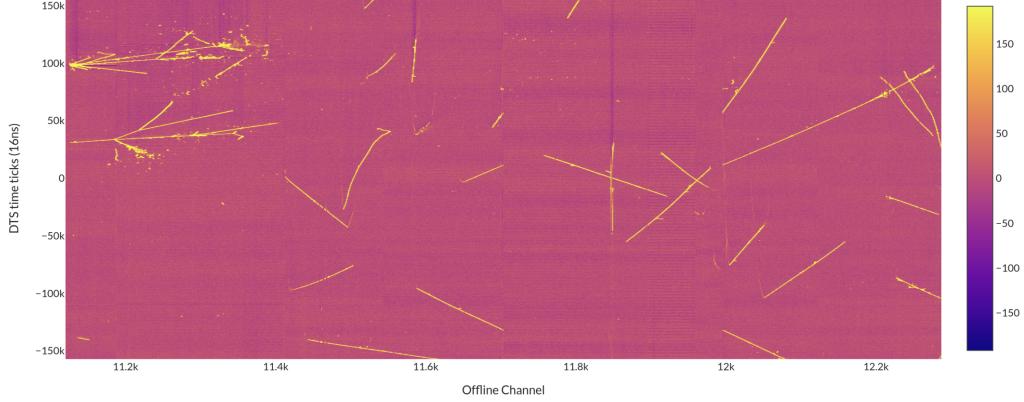


Figura 4.14: Esempio di event display dal piano Z della TPC per il run 39229 (energia = 8 GeV/c).

Il lavoro congiunto dei due gruppi – PDS e TPC – ha consentito di verificare il corretto funzionamento della strumentazione in uso mediante un confronto tra histogrammi di monitoring del PDS ed event displays della TPC. Un esempio deriva dal run 39275 a $p = 1$ GeV/c, per il quale i dati raccolti dalla TPC sembravano mostrare un malfunzionamento del fascio a causa di segnali deboli ed un numero di interazioni sorprendentemente basso. L’analisi del PDS ha identificato separatamente le waveform dovute ad elettroni prodotti nel beam (HL) e quelle originate dalle interazioni dei raggi cosmici (**OffSpill**). Studiando in riferimento a queste gli histogrammi con le misure dei moduli del catodo, è stato possibile dimostrare come il fascio stesse funzionando correttamente e che i segnali raccolti non avessero origine cosmica. Infatti, come riportato in Figura 4.15, è evidente che il numero medio di spe rilevato nella modalità HL dal catodo è superiore rispetto a quello della configurazione **OffSpill** di circa due ordini di grandezza per ciascun modulo.

Si è concluso che è da scartare l’ipotesi proposta dal gruppo della TPC riguardo ad una eventuale alterazione della beam composition se paragonata ai run precedentemente svolti alla stessa energia (1 GeV/c). Si è riscontrato, in effetti, un rate di acquisizione inferiore, ma si ipotizza che questo sia dovuto all’aggiunta della stessa TPC al DAQ che aumenta il tempo morto di acquisizione.

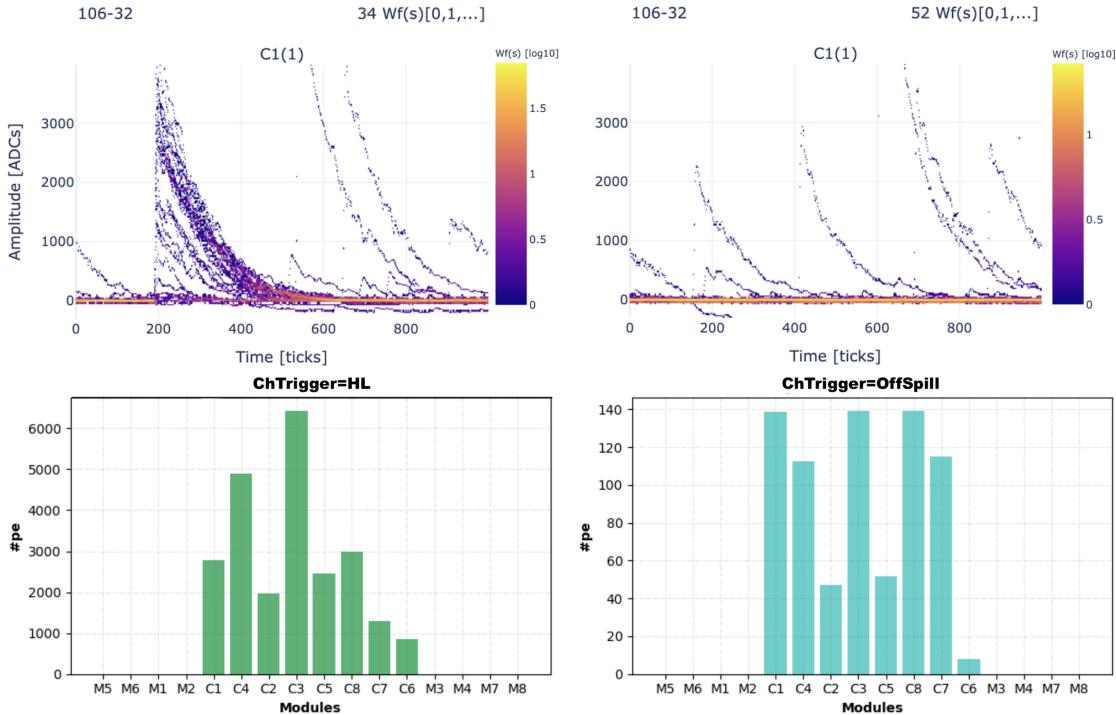


Figura 4.15: Persistence plot (sopra) e histogrammi di monitoring (sotto) del PDS riferiti ai dati degli elettroni dal beam (sinistra) ed ai cosmici (destra) del run 39275 (energia = 1 GeV/c, HP = 14 bar, LP = 4.5 bar).

4.6 Fotoelettroni VS Energia

I dati raccolti relativi al numero di fotoelettroni rivelati da ciascun modulo possono anche essere impiegati per accertarsi della linearità del rivelatore e per stimarene in via preliminare l'efficienza. Una verifica del corretto comportamento del PDS può essere effettuata attraverso l'osservazione dell'andamento del numero totale di fotoelettroni rivelati in media per ogni evento in funzione dell'energia del fascio. Quello che si dovrebbe visualizzare è una correlazione lineare tra le due grandezze, essendo lineare la risposta della strumentazione impiegata. A questo fanno riferimento le simulazioni in Figura 4.16, sinistra, dove viene rappresentata la geometria dell'esperimento attraverso un istogramma basato su una scala di colore. Ogni quadrato contiene l'informazione riguardante il numero di pe su MeV che in quel punto dello spazio è stimato dalla somma dei segnali provenienti da tutti i moduli del catodo. Queste simulazioni hanno assunto un'efficienza del PDS pari al 3%, valore stabilito mediante misure dedicate in laboratorio [36] e che si desidera confrontare con i dati di ProtoDUNE-VD.

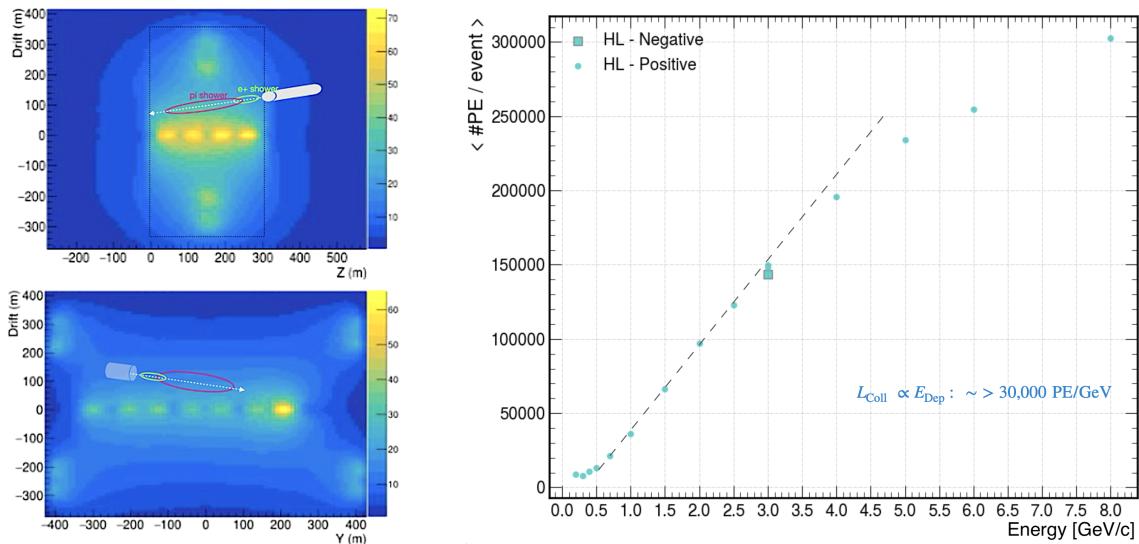


Figura 4.16: Simulazione del numero di pe rivelati da ciascun modulo del catodo considerando il numero totale normalizzato all'energia in MeV [58] (sinistra). Andamento del numero totale di pe rivelati dal PDS in funzione dell'energia [57, 51, 59] (destra).

Per un'analisi così approfondita, è stato necessario migliorare il metodo di calcolo della carica media (Sezione 3.2.6). A sostituzione della metodologia descritta prima, si calcola l'integrale di ciascuna waveform e si divide già in questo momento per la carica di spe. Sommando per eventi corrispondenti i valori estratti dai due canali, si raccolgono questi dati in una lista e se ne computa il valor medio. Effettuando così il calcolo della carica per ciascun modulo, si pongono in un grafico i dati in funzione dell'energia del fascio e si constata la linearità prevista (Figura 4.16, destra). Si osservi che il grafico mostra un rallentamento nella crescita dei dati già a partire da 3 GeV/c dovuto all'aumento dei segnali affetti da saturazione dell'elettronica che non permettono di estrapolare il vero numero di pe rivelati dagli X-ARAPUCA. In più, anche a basse energie i punti si distribuiscono diversamente. Oltre alle ragioni fisiche che possono causare questa dipendenza c'è anche un motivo legato all'analisi, in quanto la presenza di outlier ha un peso significativo in questa regione di energia perché il segnale di interesse è per sua natura piuttosto debole. L'impatto di questi outlier potrebbe essere ulteriormente ridotto utilizzando la tecnica del **quantile**, che non è oggetto di questo studio.

In questo lavoro preliminare è stato effettuato un primo confronto tra la simulazione e la risposta effettiva del rivelatore. Si è osservato che con i dati ad 1 GeV/c si raggiunge un conteggio di quasi 50k pes/evento rispetto ai circa 30k pes/evento attesi, il che sembrerebbe suggerire una efficienza maggiore di quella preannunciata. Le misure, infatti, permettono di estrarre una prima stima di efficienza pari a circa il 5%. Si consideri, però, che i valori di carica calcolati dovrebbero essere corretti per l'effetto del cross-talk che, in base alla tensione di bias impostata, dovrebbe contribuire con un fattore pari a circa 20%. Analogamente, una stima più precisa richiede di completare il programma di calibrazione dei moduli che è ancora in fase di sviluppo.

4.7 Futuri sviluppi

Malgrado il carattere preliminare di questa analisi, i valori e gli andamenti estratti per la fast analysis in fase di *commissioning* hanno soddisfatto le aspettative, ma è necessario ora migliorare le tecniche per ottenere una stima solida delle efficienze di rivelazione dei pe.

In relazione alla saturazione a freddo, ad esempio, si è proposto di continuare la presa dati andando a portare la soglia di saturazione dell'elettronica criogenica al di sopra di quella di DAPHNE. Il problema della creazione di un filtro software per l'eliminazione di questi segnali verrebbe così risolto.

Per ottimizzare la PID, dovrebbe essere estratta l'efficienza degli XCET in funzione dei valori di pressione. Inoltre, si sta cercando di includere nell'analisi i dati del sistema di Time of Flight³ (ToF) presente nella linea di fascio per migliorare la capacità di distinzione delle particelle (Figura 4.17).

p (GeV/c)	e	μ	π	K	p
1	CH1	TOF	TOF	/	TOF
2	CH1	TOF	TOF	/	TOF
3	CH1	CH2 & !CH1	CH2 & !CH1	TOF	TOF
4	CH1	CH2 & !CH1	CH2 & !CH1	TOF	TOF
5	CH1	CH1	CH1	CH2 & !CH1	!CH1 & !CH2
6	CH1	CH1	CH1	CH2 & !CH1	!CH1 & !CH2
7	CH1	CH1	CH1	CH2 & !CH1	!CH1 & !CH2

Figura 4.17: Riassunto delle tecniche di PID usate per NP04. Per ogni valore dell'impulso p si specifica per ciascun tipo di particella quale tecnica impiegare per poterla distinguere dalle altre: ToF o XCET (nella configurazione individuata da bassa (CH1) e/o alta pressione (CH2)) [54].

Ulteriori migliorie possono essere implementate nel calcolo della carica media e dell'errore associato. Raccogliendo una maggiore statistica, anche con run riferiti allo stesso valore di energia, si potrà effettuare un confronto sistematico con la simulazione per determinare le performance complessive di ProtoDUNE-VD.

³Il ToF, o tempo di volo, permette di ottenere la misura della velocità di una particella, da cui, noto l'impulso, si può calcolare la massa della stessa per distinguerla da altri tipi di particelle.

Conclusioni

Dopo aver introdotto lo stato attuale della fisica dei neutrini e messo in luce la necessità di opportune indagini sperimentali nel Capitolo 1, ci si è focalizzati sugli obiettivi ed il principio di funzionamento di DUNE nel Capitolo 2. Nel Capitolo 3, si sono individuate le finalità del prototipo ProtoDUNE-VD in funzione presso il CERN e si è presentata l'analisi della risoluzione temporale dei moduli del Photon Detection System (PDS). Infine, nel Capitolo 4 ho presentato l'analisi dei dati provenienti dal fascio di particelle puntanti verso ProtoDUNE-VD, valutando la saturazione dovuta all'elettronica ed individuando metodologie per l'identificazione delle particelle e la determinazione in tempo reale della qualità dei dati (on-line monitoring).

Obiettivo di questa tesi è stato dimostrare le capacità della strumentazione in uso di soddisfare i requisiti di risoluzione temporale richiesti per DUNE. Questo parametro è risultato superiore alle attese e ampiamente in specifica.

E' stato inoltre effettuato uno studio specifico sugli effetti di saturazione, ben visibili durante la presa dati. La valutazione della saturazione del segnale ha dimostrato che sono principalmente i moduli del catodo a risentirne all'aumentare dell'energia del fascio. I persistence plot e la stima della carica media raccolta da ogni canale hanno permesso di individuare alcune problematiche relative ai moduli della membrana M1 ed M2, che andranno risolte nel futuro. Il sistema di PID mediante Cherenkov a soglia è stato studiato in via preliminare e i risultati indicano un'eccellente capacità di identificazione. Ulteriori miglioramenti nella PID saranno ottenuti includendo nell'analisi anche i dati provenienti dal sistema ToF (Time-of-Flight) della linea di fascio di ProtoDUNE-VD costituito da un insieme di odoscopi. Grazie al calcolo del numero di fotoelettroni per evento raccolti da ciascun modulo, si è verificata la linearità della strumentazione e si è effettuata una prima stima dell'efficienza. Infine, questo elaborato di tesi raccoglie i miei contributi alla realizzazione del sistema di monitoraggio in tempo reale dei dati del PDS, uno strumento indispensabile durante la campagna di misura con il fascio.

Ringraziamenti

La prima persona che mi sento in dovere di ringraziare per l'opportunità che mi è stata offerta è il Professor Francesco Terranova. La sua professionalità e disponibilità mi hanno fatto apprezzare maggiormente l'ambiente in cui ho avuto il privilegio di lavorare.

Non sarei qui se non fosse per il Dottor Matteo Duranti, a cui mi sono potuta affidare per poter intraprendere questa esperienza. Colui che mi ha permesso di comprendere il vero ruolo della fisica sperimentale, insegnandomi che ci si può divertire anche affrontando questioni serie.

Desidero ringraziare Henrique^[60], che è stato per me il punto di riferimento dal primo giorno che sono arrivata al CERN. Non sarei stata capace di compiere gran parte del lavoro presente in questa tesi senza il suo aiuto. Per questo motivo, se c'è scritto qualcosa di sbagliato, ovviamente è colpa sua :). Scherzi a parte, sono fortunata ad averlo come correlatore e come amico.

Ringrazio anche il Professor Flavio Cavanna, che si è fidato di me a tal punto da assegnarmi il compito degli istogrammi di monitoring da svolgere in autonomia, per poi presentarli al Collaboration Meeting. Grazie a lui mi sono sentita maggiormente partecipe dell'attività del gruppo, avendo la possibilità di imparare ancora di più.

Non posso non menzionare gli altri membri con cui ho avuto il piacere di collaborare: Andrea, Anselmo, Francesca, Gemma, Gloria, Manuel, Marco, Maritza, Nilay, Sabrina. I'm learning that many of the people we meet in life are not destined to stay forever. Still, even if I can no longer enjoy new moments with them, I treasure the ones I had the honor to experience. I'm grateful and I feel lucky, because I have the privilege of feeling melancholic for something beautiful that has come to an end - for having to say goodbye to people who made me happy. Thanks for the time we shared, it meant more to me than I can say.

Dalla triennale sarei probabilmente uscita ancora più pazza di quanto io non sia già se non fosse stato per i miei vombati: Alessandra, Andrea, Giacomo, Giulia, Matteo, Riccardo, Sara S. e gli acquisti più recenti. Non so cosa avrei fatto se al mio fianco non ci fosse stata la mia Sara P.; non trovo le parole giuste per spiegare quanto la sua presenza nei momenti di gioia e di sconforto siano stati importanti perché non mi perdessi in questo labirinto. E' grazie a loro se ho trasformato il mio individualismo in individuazione, imparando a notare quanto siano belle le diverse sfumature delle storie di chi mi circonda. Spero che anche io possa esser stata per loro uno spunto di riflessione per crescere.

Non starei studiando fisica se non fosse per il Professor Antonio Cesare Marini, i cui insegnamenti e consigli mi guidano ancora oggi. Lo ringrazio di cuore per essere stato - e per continuare ad essere - il mio mentore, nella vita come nella fisica.

Dedico questo lavoro ai miei genitori, che non hanno mai messo in dubbio i miei sogni immaginifici e le mie scelte concrete, che hanno sacrificato la loro intera vita perché questi si potessero avverare. A mio padre che ogni giorno lavora con instancabile impegno e a mia madre per essere il mio rifugio sicuro, non potrei niente senza di loro. Per avermi insegnato con i fatti che bisogna lavorare duro, lottare e farsi spazio per meritarsi i propri traguardi. E perché mi ricordano quotidianamente cosa significa essere amati.

Alla mia famiglia, sia a coloro che sono geograficamente vicini sia a quelli distanti. Verso una lacrima per ogni momento che abbiamo vissuto lontani.

Dedico questo lavoro a mia nonna, che se n'è andata portandosi via la me bambina. La mia infanzia porta il tuo nome.

Infine, dedico questa tesi a Wladimiro. Perdonami per non essere stata capace di vederti veramente.

Lista delle abbreviazioni

ADC	Analogue-to-Digital Converter
ADU	Analogue-to-Digital Unit
APA	Anode Plane Assembly
BNL	Brookhaven National Laboratory
BR	Branching Ratio
CENF	CERN Neutrino Platform
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CL	Confidence Level
CKM	Matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa
CPA	Cathode Plane Assembly
CPV	Charge conjugation and Parity simmetry Violation
CRP	Charge Readout Plane
CSN	Commissione Scientifica Nazionale
DAPHNE	Detector electronic for Acquiring PHotons from NEutrinos
DAQ	Data Acquisition System
DCR	Dark Count Rate
DONUT	Direct ObservatioN of a nU Tau
DUNE	Deep Underground Neutrino Experiment
DUNE-ND	DUNE Near Detector
DUNE-FD	DUNE Far Detector
DUNE-PRISM	DUNE Precision Reaction Independent Spectrum Measurement
EHN1	Experimental Hall North 1
Fermilab	Fermi National Accelerator Laboratory
HP	High Pressure
IBD	Inverse Beta Decay
ICARUS	Imaging Cosmic And Underground Objects with Spectroscopy
INFN	Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
IO	Inverted (mass) Ordering

KamLAND	Kamioka Liquid-Scintillator Anti-Neutrino Detector
LANL	Los Alamos National Laboratory
LArTPC	Liquid Argon TPC
LBNF	Long-Baseline Neutrino Facility
LNGS	Laboratori Nazionali del Gran Sasso
LP	Low Pressure
MPV	Most Probable Value
MS	Modello Standard
MSS	Modello Solare Standard
NA	North experimental Area
ND-GAr	Gaseous Argon Near Detector
ND-LAr	Liquid Argon Near Detector
NO	Normal (mass) Ordering
NP02	Neutrino Platform 02 cryostat - ProtoDUNE-VD
NP04	Neutrino Platform 04 cryostat - ProtoDUNE-HD
NSI	Non-Standard Interaction
NOνA	NuMI Off-Axis ν_e Appearance
NuMI	Neutrinos at the Main Injector
OPC	Optical Photovoltaic power Converter
OPERA	Oscillation Project with Emulsion-tRacking Apparatus
PCB	Printed Circuit Board
PDE	Photoelectron Detection Efficiency
PDS	Photon-Detection System
PID	Particle IDentification
PIP-II	Proton Improvement Plan II
PMNS	Matrice di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata
PMT	PhotoMultiplier Tube
PoF	Power over Fiber
POT	Proton On Target
(Proto)DUNE-FD-HD	(Proto)DUNE Far Detector - Horizontal Drift
(Proto)DUNE-FD-VD	(Proto)DUNE Far Detector - Vertical Drift
PTP	Para-TerPhenyl
QE	Quantum Efficiency
R&D	Research & Development

RMS	Root Mean Square
S/N	Signal to Noise Ratio
SAND	System for on-Axis Neutrino Detection
(s)pe	(single) photo-electron
SiPM	Silicon PhotoMultiplier
SK	Super-Kamiokande
SLAC	Sanford Linear Accelerator Center
SNB	Supernova Neutrino Burst
SNO	Sudbury Neutrino Observatory
SoC	Signal over Cable
SoF	Signal over Fiber
SPAD	Single Photon Avalanche Diode
SPS	Super Proton Synchrotron
STT	Straw Tube Tracker
SURF	Sanford Underground Research Facility
T2K	Tokai to Kamioka
TCO	Temporary Construction Opening
TDR	Techincal Design Report
TMS	Temporary Muon Spectrometer
ToF	Time of Flight
TPB	Tetra-PhenylButadiene
TPC	Time Projection Chamber
TR	Time Resolution
UPW	Ultra-Pure Water
VLE	Very Low Energy beam
WAFFLES	Waveform Analysis Framework For Light Emission Studies
WLS	WaveLength Shifter
XCET	Threshold Cherenkov Detector

Bibliografia

- [1] *LA FISICA DELLE PARTICELLE PER ESPLORARE L'UNIVERSO. Attività di formazione per studenti universitari iscritti al 3° anno della laurea di primo livello o neolaureati di primo livello in Fisica nell'ambito del progetto formativo “La Fisica delle Particelle per esplorare l’Universo”.* 2014. URL: <https://web.infn.it/csn1/index.php/it/notizie/news/127-borse-trimestrali-2025> (visitato il giorno 08/07/2025).
- [2] Ereditato, A. *The State of Art of Neutrino Physics (Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol. 28)*. World Scientific, 2018.
- [3] Berner, R. M. “ArgonCube - A Novel Concept for Liquid Argon Time Projection Chambers”. Tesi di Dottorato. Universität Bern, 2021.
- [4] Abi, B. et al. [DUNE Collaboration]. *Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), Far Detector Technical Design Report, Volume II: DUNE Physics*. 2020. DOI: [10.48550/arXiv.2002.03005](https://arxiv.org/abs/2002.03005).
- [5] Takaaki, K. “Neutrino oscillations: Atmospheric, long baseline, and reactor experiments”. In: *Nuclear Physics in the 21st Century* (2002). DOI: [10.1063/1.1469913](https://doi.org/10.1063/1.1469913).
- [6] *All things neutrino*. Fermilab. 2020. URL: <https://neutrinos.fnal.gov> (visitato il giorno 11/08/2025).
- [7] *Fermilab. DUNE at LBNF*. URL: <https://lbnf-dune.fnal.gov> (visitato il giorno 12/07/2025).
- [8] Chadwick, J. “The intensity distribution in the magnetic spectrum of β particles from radium (B + C)”. In: *Verh. Phys. Gesell.* 16 (1914).
- [9] Ellis, C. D.; Wooster W. A. “The average energy of disintegration of radium E”. In: *Royal Society* 117 (1927). DOI: [10.1098/rspa.1927.0168](https://doi.org/10.1098/rspa.1927.0168).
- [10] Pauli, W. “Dear radioactive ladies and gentlemen”. In: *Phys. Today* 31N9 (1930).
- [11] Perrin, F. “Possibilité d’émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités β ”. In: *Acad. Sci.* 197 (1933).
- [12] Fermi, E. “Tentativo di una teoria dei raggi β ”. In: *Il Nuovo Cimento* 11 (1934).
- [13] Bethe, H.; Peierls, R. “The ‘Neutrino’”. In: *Nature* 133 (1934). DOI: [10.1038/133532a0](https://doi.org/10.1038/133532a0).
- [14] Reines, F.; Cowan, C. L. “Detection of the Free Neutrino”. In: *Phys. Rev.* (1953). DOI: [10.1103/PhysRev.92.830](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.830).
- [15] Kodama, K. et al. [DONUT Collaboration]. “Observation of tau neutrino interactions”. In: *Physics Letters B* 504 (2001). DOI: [10.1016/S0370-2693\(01\)00307-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00307-0).
- [16] Perl, M. L. “The discovery of the tau lepton”. In: *SLAC-PUB-5937* (1992). URL: <https://www.slac.stanford.edu/cgi-bin/getdoc/slac-pub-5937.pdf> (visitato il giorno 10/08/2025).
- [17] Bilenky, S. M. “Bruno Pontecorvo and Neutrino Oscillations”. In: *Advances in High Energy Physics* 2013 (2013). DOI: [10.1155/2013/873236](https://doi.org/10.1155/2013/873236).
- [18] Ahmad, Q. R. et al. [SNO Collaboration]. “Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory”. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002). DOI: [10.1103/PhysRevLett.89.011301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.011301).
- [19] Ichimura, K. *Recent Results from KamLAND*. 2008. DOI: [10.48550/arXiv.0810.3448](https://arxiv.org/abs/0810.3448).

- [20] Tanabashi, M. et al. [Particle Data Group]. “Review of Particle Physics”. In: *Phys. Rev. D* 98 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [21] [Particle Data Group]. “Review of Particle Physics”. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* 2020 (2020). DOI: 10.1093/ptep/ptaa104.
- [22] Wolfenstein, L. “Neutrino oscillations in matter”. In: *Phys. Rev. D* 17 (1978). DOI: 10.1103/PhysRevD.17.2369.
- [23] Nunokawa, H.; Parke, S.; Valle, J. W. F. “CP violation and neutrino oscillations”. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 60 (2008). DOI: 10.1016/j.ppnp.2007.10.001.
- [24] Abi, B. et al. [DUNE Collaboration]. “Volume I. Introduction to DUNE”. In: *Journal of Instrumentation* 15 (2020). DOI: 10.1088/1748-0221/15/08/T08008.
- [25] Esteban, I.; Gonzalez-Garcia, M.C.; Maltoni, M. et al. [NuFit Collaboration]. “NuFit-6.0: updated global analysis of three-flavor neutrino oscillations”. In: *J. High Energ. Phys.* (2024). DOI: 10.1007/JHEP12(2024)216.
- [26] NuFIT. 2020. URL: <http://www.nu-fit.org/?q=node/294> (visitato il giorno 14/08/2025).
- [27] Piemonti, G. “Caratterizzazione della linea di fascio T9 per la dimostrazione di ENUBET”. Tesi di Laurea Triennale. Università degli Studi di Milano - Bicocca, 2023.
- [28] Alt, C. “Sensitivity study for proton decay via $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ using a 10 kiloton dual phase liquid argon time projection chamber at the Deep Underground Neutrino Experiment”. Tesi di Dottorato. ETH Zurich, 2020.
- [29] Adetunji, J. et al. [Fermi Research Alliance, LLC]. *Proton Improvement Plan-II Final Design Report*. 2021. URL: <https://lss.fnal.gov/archive/design/fermilab-design-2021-01.pdf> (visitato il giorno 13/11/2025).
- [30] Galizzi, F. “Construction and tests of the CERN ProtoDUNE detectors”. Tesi di Laurea Magistrale. Università degli Studi di Milano - Bicocca, 2023.
- [31] T2K Experiment. 2021. URL: <https://t2k-experiment.org> (visitato il giorno 23/08/2025).
- [32] Fermilab - NOvA Experiment. URL: <https://novaexperiment.fnal.gov/how-does-nova-work/> (visitato il giorno 23/08/2025).
- [33] DUNE. Deep Underground Neutrino Experiment. 2020. URL: <https://www.dunescience.org> (visitato il giorno 11/08/2025).
- [34] Di Lodovico, F.; Patterson, R. B.; Shiozawa, M.; Worcester, E. “Experimental Considerations in Long-Baseline Neutrino Oscillation Measurements”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 73 (2023). DOI: 10.1146/annurev-nucl-102020-101615.
- [35] Bonivento, W. M.; Terranova, F. “The science and technology of liquid argon detectors”. In: *Reviews of Modern Physics* (ott. 2024). DOI: 10.1103/revmodphys.96.045001.
- [36] Abed Abud, A. et al. [DUNE Collaboration]. *The DUNE Far Detector Vertical Drift Technology, Technical Design Report*. 2023. DOI: 10.48550/arXiv.2312.03130.
- [37] Souza, H. “ARAPUCA, light trapping device for the DUNE experiment”. Tesi di Dottorato. Università degli studi di Milano - Bicocca, 2021. URL: 10.48550/arXiv.2112.02967.
- [38] Rubbia, C. “The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors”. In: *CERN-EP-INT-77-08* (1977).
- [39] Abi B. et al. [DUNE Collaboration]. “Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Near Detector Conceptual Design Report”. In: *Instruments* 5 (2021). DOI: 10.3390/instruments5040031.
- [40] Bürgi, J. et al. [LHEP - University of Bern]. “Improvement and Characterisation of the ArCLight Large-Area Dielectric Light Detector for Liquid-Argon Time Projection Chambers”. In: *Instruments* (nov. 2024). DOI: 10.3390/instruments8040048.
- [41] Abi B. et al. [DUNE Collaboration]. “First results on ProtoDUNE-SP liquid argon time projection chamber performance from a beam test at the CERN Neutrino Platform”. In: *Journal of Instrumentation* 15 (2020). DOI: 10.1088/1748-0221/15/12/P12004.

- [42] Cavanna, F. *NP02 Update. ProtoDUNE-VD (NP02) start-up and first Operation on H2-VLE beam line at CERN NeutrinoPlatform*. DUNE Collaboration Meeting - Valencia, Spain. 8 Set. 2025. URL: <https://indico.fnal.gov/event/69307/contributions/322548/attachments/191133/264316/NP02-DUNE-CollMtg-Sept25.pdf> (visitato il giorno 14/09/2025).
- [43] Zambelli, L. *DUNE Vertical Drift LArTPC Design*. Giu. 2023. URL: https://indico.in2p3.fr/event/29833/contributions/125465/attachments/78622/114761/protodunevd_lzambelli_june23.pdf (visitato il giorno 14/09/2025).
- [44] Alemanno, F.; Arroyave, M.; Roche, A.; Trabattoni, V. *NP02 Data Taking - ProtoDUNE-VD PSD Meeting*. 27 Giu. 2025. URL: https://indico.fnal.gov/event/69939/contributions/317763/attachments/188919/261312/FA_ProtoDUNE_VD_PDS_Meeting.pdf (visitato il giorno 14/09/2025).
- [45] Maezza, L. “Development of Photon Detection Techniques in Cryogenic Environments”. Tesi di Dottorato. Università degli Studi di Milano - Bicocca, 2024. URL: https://boa.unimib.it/retrieve/f2080b6f-f40a-435f-ba9e-1f7ab605d8c8/phd_unimib_802696.pdf (visitato il giorno 22/09/2025).
- [46] Acerbi, F.; Gundacker, S. “Understanding and simulating SiPMs”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 926 (2019). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.11.118>.
- [47] Bayerlein, R.; Fleck, I. *Characterization of a Silicon-Photomultiplier Using Ultra-Fast Pulsed LED*. 2020. URL: https://www.hep.physik.uni-siegen.de/teaching/masterlab/manuals/SiPM_Manual.pdf (visitato il giorno 22/09/2025).
- [48] Cervera, A.; Ureña, J. *Waffles Tutorial - Part 1*. 5 Dic. 2024. URL: https://indico.fnal.gov/event/67280/?print=1&view=standard_numbered (visitato il giorno 20/08/2025).
- [49] Souza, H. *NP02 external trigger checks*. 13 Giu. 2025. URL: https://indico.fnal.gov/event/69939/contributions/317782/attachments/188906/260797/20250613_TriggerCheck_ProtoDUNE_VD.pdf (visitato il giorno 24/08/2025).
- [50] Piemonti, G.; Souza, H. *Updates in NP02 PDS data analysis with WAFFLES*. ProtoDUNE Module 1 VD PDS Meeting, CERN. 18 Lug. 2025. URL: https://indico.fnal.gov/event/70458/contributions/320518/attachments/189937/262343/waffles_jupyter_notebook.pdf (visitato il giorno 14/09/2025).
- [51] Alemanno, F.; Souza, H. *NP02 PDS. Data collection and preliminary analysis*. DUNE Collaboration Meeting - Valencia, Spain. 8 Set. 2025. URL: https://indico.fnal.gov/event/69307/contributions/323517/attachments/191251/264493/20250909_CM_NP02_PDS_Commissioning.pdf (visitato il giorno 14/09/2025).
- [52] Ureña, J. *Analysis of NP04 PDS data*. DUNE Collaboration Meeting - Valencia, Spain. 9 Set. 2025. URL: https://indico.fnal.gov/event/69307/contributions/323530/attachments/191247/264457/2025_09_09.pdf (visitato il giorno 14/09/2025).
- [53] Charitonidis, N.; Efthymiopoulos, I. “Low energy tertiary beam line design for the CERN neutrino platform project”. In: *Phys. Rev. Accel. Beams* 20 (2017). DOI: [10.1103/PhysRevAccelBeams.20.111001](https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.20.111001).
- [54] Booth, A. C.; Charitonidis, N.; Chatzidaki, P.; Karyotakis, Y.; Nowak, E.; Ortega-Ruiz, I.; Rosenthal, M.; Sala, P. “Particle production, transport, and identification in the regime of 1 - 7 GeV/c”. In: *Phys. Rev. Accel. Beams* (2019). DOI: [10.1103/PhysRevAccelBeams.22.061003](https://doi.org/10.1103/PhysRevAccelBeams.22.061003).
- [55] Roberts, T. J.; Beard, K. B.; Ahmed, S.; Huang, D.; Kaplan, D. M. “G4beamline Particle Tracking in Matter Dominated Beam Lines”. In: *Conf. Proc. C* (2008). URL: <https://proceedings.jacow.org/e08/papers/wepp120.pdf> (visitato il giorno 16/11/2025).
- [56] Charitonidis, N.; Karyotakis, Y.; Gatignon, L. “Estimation of the R134a gas refractive index for use as a Cherenkov radiator, using a high energy charged particle beam”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 410 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2017.08.020>.

- [57] Cavanna, F. *NP02 Planning. PD @ProtoDUNE-VD (NP02): Operation on H2-VLE beam line and beyond.* DUNE Collaboration Meeting - Valencia, Spain. 9 Set. 2025. URL: <https://indico.fnal.gov/event/69307/contributions/323529/attachments/191241/264450/NP02-DUNE-CollMtg-Sept25-PD-Session.key.pdf> (visitato il giorno 14/09/2025).
- [58] Sampaio, M. P.; Paulucci, L. *Beam simulation studies in PD-VD.* DUNE Collaboration Meeting - Valencia, Spain. 11 Set. 2025. URL: <https://indico.fnal.gov/event/69307/contributions/323524/attachments/191352/264609/CM-BeamSimulationPDVD-Marella.pdf> (visitato il giorno 14/09/2025).
- [59] Souza, H. V. *ProtoDUNE-VD PDS Results and Updates.* Meeting Annuale DUNE-Italia - Frascati, Italia. 10 Nov. 2025. URL: https://agenda.infn.it/event/48150/contributions/278582/attachments/142188/215453/20251110_DUNE-Italy_NP02_Updates.pdf (visitato il giorno 18/11/2025).
- [60] *Il fantastico viaggio di Nino il neutrino - INFN.* Set. 2011. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=xCcqUyFsKAQ> (visitato il giorno 20/09/2025).