

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Analisi e ricostruzione dati in modalità trigger-less del prototipo del rivelatore dRICH per l'esperimento ePIC a EIC

Relatore:
Prof. Andrea Alici

Presentata da:
Andrea Nicoletti

Correlatore:
Dott. Roberto Preghenella

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

Lo Electron-Ion Collider è un acceleratore di particelle che sarà costruito negli USA a partire dal 2026. Il suo scopo principale sarà di studiare alcuni aspetti della Cromodinamica Quantistica (QCD).

Il rivelatore principale di tale acceleratore verrà realizzato dalla collaborazione ePIC e comprende un dispositivo dual-radiator RICH per l'identificazione delle particelle cariche.

Per testarne i diversi componenti del rivelatore, ne è stato realizzato un prototipo su cui sono stati effettuati diversi esperimenti di prova.

Il prototipo include un sistema di trigger esterno per segnalare il momento del passaggio delle particelle attraverso il rivelatore. Il fulcro di questo lavoro di tesi è stato quello di sviluppare un sistema alternativo al trigger che fosse in grado di segnalare la presenza di una particella esclusivamente utilizzando i dati prodotti dalla particella nello stesso prototipo dRICH.

L'algoritmo ottenuto è calibrabile in base alle richieste sulla sua performance. Sui dati disponibili da uno dei test effettuati sul prototipo, sono state ottenute un'efficienza del 98.9% e una contaminazione dello 0.2% in una condizione di selezione ottimizzata per ottenere elevata efficienza e bassa contaminazione.

Richieste più spinte su un livello di contaminazione dell'ordine dello 0.01% sono raggiungibili con un'efficienza relativamente elevata del 97.3%.

Indice

Introduzione	4
1 Electron-Ion Collider	5
1.1 Obiettivi scientifici	5
1.1.1 Proprietà dei nucleoni	6
1.1.2 Imaging di partoni e nucleoni	7
1.1.3 Adronizzazione dei quark	8
1.1.4 Quark e gluoni nel nucleo	8
1.2 Design dell'acceleratore	9
1.3 Rivelatore ePIC	11
1.3.1 Sistemi di tracking e vertexing	12
1.3.2 Sistemi PID	12
1.3.3 Calorimetri	13
2 Prototipo ePIC-dRICH e test beam	15
2.1 Effetto Cherenkov	15
2.2 Rivelatore dRICH a EIC	17
2.3 Prototipo ePIC-dRICH	18
2.4 Piano di rivelazione SiPM	20
2.4.1 Fotomoltiplicatori al silicio	22
2.4.2 Readout basato su ALCOR ASIC	25
2.5 Test beam 2023	26
3 Analisi in modalità trigger-less e risultati	28
3.1 Dati	28
3.1.1 Spill	29
3.1.2 Frame e hit	30
3.2 Distribuzioni del numero di hit	31
3.2.1 Distribuzione del rumore	33
3.2.2 Distribuzione del segnale	35
3.2.3 Signal-to-noise ratio	36
3.2.4 Soglia di hit minima	37
3.3 Selezione trigger-less degli eventi	38
3.3.1 Efficienza e contaminazione	39
3.3.2 Ricostruzione degli eventi	40

Introduzione

Lo Electron-Ion Collider è un acceleratore di particelle che verrà realizzato nella seconda meta del decennio negli Stati Uniti d'America, con l'obiettivo di investigare la struttura del nucleo e i suoi componenti fondamentali, nell'ambito della Cromodinamica Quantistica.

La collaborazione ePIC si occuperà di costruire il rivelatore principale dell'acceleratore. Fra i vari componenti sotto sviluppo, si prevede l'utilizzo di un rivelatore dual-radiator RICH per l'identificazione delle particelle cariche.

Con lo scopo di testarne le caratteristiche, è stato sviluppato un prototipo del rivelatore in scala ridotta. Esso utilizza un sistema di trigger esterno per avere la conferma del passaggio di una particella attraverso i due radiatori che lo compongono. Questo lavoro di tesi si propone lo sviluppo di un sistema trigger-less per la selezione degli eventi, ossia un sistema in grado di identificare il passaggio delle particelle direttamente dal flusso di dati, senza l'ausilio di un sistema esterno.

Il primo capitolo è dedicato alla presentazione dell'acceleratore Electron-Ion Collider, descrivendone gli obiettivi, le caratteristiche e il rivelatore ePIC.

Il secondo capitolo è centrato sul rivelatore dual-radiator RICH e sul prototipo sviluppato per testarne i diversi aspetti: vengono presentati il funzionamento e le componenti principali.

Infine, nel terzo capitolo viene presentata la analisi dei dati provenienti da un test beam, effettuato al CERN di Ginevra sul prototipo del rivelatore, con lo scopo di sviluppare un algoritmo in grado di selezionare eventi relativi al passaggio delle particelle nel dispositivo.

Capitolo 1

Electron-Ion Collider

Lo Electron-Ion Collider (EIC) sarà un futuro acceleratore di particelle che verrà realizzato al Brookhaven National Laboratory (BNL) di Upton, New York negli Stati Uniti d'America, con lo sforzo congiunto del BNL stesso insieme al Jefferson Lab (JLab) di Newport News, Virginia, oltre che un grande numero di partner internazionali.

EIC sarà in grado di collidere fasci di elettroni, protoni e ioni polarizzati ad alte energie con lo scopo di investigare le nuove frontiere della Cromodinamica Quantistica.

L'inizio delle costruzioni è previsto per il 2026 e le prime misure verranno effettuate dopo il 2030.

1.1 Obiettivi scientifici

L'obiettivo principale dello Electron-Ion Collider sarà quello di andare ad effettuare misure per confermare diversi aspetti della Cromodinamica Quantistica (QCD): la teoria del Modello Standard che si occupa di descrivere l'interazione forte che influenza i quark ed i gluoni (collettivamente conosciuti come partoni).

I quark sono tra i componenti fondamentali della materia presente nell'universo; essi sono dotati della carica di colore, che quantifica l'intensità della forza forte agente. I gluoni, invece, sono bosoni senza massa che mediano l'interazione.

Stati legati di due o più quark e antiquark vengono chiamati adroni. Fra di essi sono di particolare rilevanza protoni e neutroni, composti da tre quark ciascuno (rispettivamente contengono i quark di valenza nelle combinazioni uud e udd). Vengono anche denominati nucleoni, dato che sono le componenti del nucleo di qualunque atomo, all'interno dei quali sono confinati dall'interazione forte residua dei quark costituenti i nucleoni stessi. Nel modello a quark degli adroni, i due o più quark reali che lo compongono e danno origine a proprietà come la carica elettrica e la carica di colore, vengono denominati quark di valenza. Essi sono circondati da un grande numero di quark e antiquark virtuali, detti quark del mare, che vengono continuamente generati e distrutti dai gluoni del campo rappresentante l'interazione forte.

Il mare di quark diventa però rilevante, nel contribuire ad alcune proprietà degli adroni, solo ad alte energie, che è precisamente il regime dove EIC andrà a lavorare.

1.1.1 Proprietà dei nucleoni

Fra gli aspetti più importanti della QCD c'è la relazione fra le proprietà di quark e gluoni e le proprietà intrinseche dei loro stati fisici osservabili, ossia gli adroni. Di conseguenza uno degli obiettivi di EIC sarà di andare a studiare nel dettaglio l'origine della massa e dello spin di tali particelle.

Nella teoria del Modello Standard la massa è conferita ai quark attraverso l'interazione con il campo di Higgs che permea l'intero universo. Tuttavia, nel caso del protone, sommando le masse dei quark di valenza che lo compongono si arriva ad un contributo che rappresenta meno dello 1% della sua massa (analogamente accade nel caso del neutrone). La rimanente massa ha origine nell'energia fornita dalle fluttuazioni dei campi quantistici di quark e gluoni virtuali che circondano i quark di valenza del nucleone tramite la relazione di Einstein $m = E/c^2$, applicabile nel regime relativistico in cui si trovano tali campi. Nello specifico sono i campi gluonici che forniscono il contributo maggiore alla massa del protone: circa il 55% [1].

Risulta, quindi, che la maggior parte della massa dell'universo visibile è ottenuta non tramite il meccanismo di Higgs, ma dalla dinamica dell'interazione forte. Di conseguenza è importante studiare come le proprietà di tale interazione contribuiscano alla massa dei nucleoni.

Esperimenti in questa direzione sono già stati condotti in passato, ma EIC sarà in grado di fornire nuove informazioni attraverso misure dedicate sulla produzione di quarkonio (J/Ψ e Y) con le quali si potrà studiare le anomalie sulla traccia del tensore energia-momento (dalla cui misura si può ottenere la massa dei nucleoni). In secondo luogo, EIC potrà studiare il meccanismo di generazione della massa anche attraverso la proprietà di simmetria chirale di alcuni mesoni (ossia adroni composti da un quark ed un antiquark) leggeri: pioni e kaoni [2].

Protoni e neutroni sono fermioni, ossia particelle subatomiche con spin $\frac{1}{2}$ (in unità di \hbar), che può essere suddiviso in diverse componenti, come

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_{q+g}$$

dove $\Delta\Sigma$, ΔG e L sono i contributi, rispettivamente, dello spin di quark e antiquark, dello spin gluonico e del momento angolare di entrambi.

Nel modello dei quark di valenza, il contributo che dovrebbe fornire esclusivamente lo spin dei nucleoni è $\Delta\Sigma$ (con due quark allineati allo spin del nucleone e uno in verso opposto); ma, negli anni ottanta, la collaborazione EMC (European Muon Collaboration) al CERN riportò che esso rappresenta solo il 25% dello spin di un nucleone. Successivi esperimenti al RHIC confermarono la scoperta e dimostrarono come il contributo dello spin gluonico ΔG non fosse nullo, ma che fosse comunque insufficiente a soddisfare il vincolo sullo spin dei nucleoni, implicando come anche il contributo del momento angolare fosse da considerare.

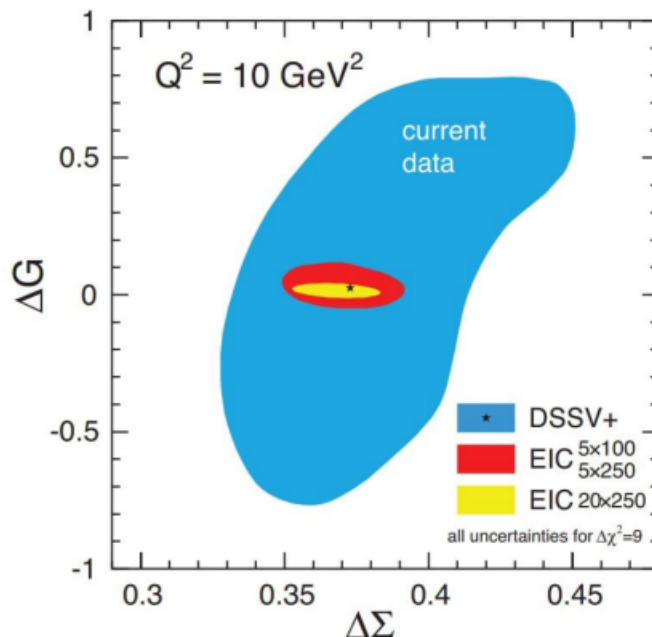


Figura 1.1: Misure attuali dei contributi dello spin dei partoni con relative incertezze e previsioni delle misure che effettuerà EIC, per un impulso trasferito nello scattering $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ [1].

Le misure di $\Delta\Sigma$ e ΔG presentano ancora incertezze molto grandi (riportate in Figura 1.1) dato che per determinarli è necessario conoscere la distribuzione dell'elicità dei partoni per ogni valore della variabile di Bjorken x ¹ ma, al momento essa è conosciuta solo per valori $x \sim 0.01$. EIC sarà in grado di misurare tali distribuzioni per valori fino a $x \sim 10^{-4}$. Inoltre, potrebbe anche essere in grado di fornire direttamente informazioni sul momento angolare di quark e gluoni [2].

1.1.2 Imaging di partoni e nucleoni

I partoni presenti all'interno di un nucleone, durante un esperimento di scattering, presentano una componente della quantità di moto perpendicolare alla direzione del fascio incidente. Le distribuzioni di tali componenti in funzione della variabile di Bjorken x vengono denominate distribuzioni partoniche della quantità di moto trasversa (in inglese Transverse Momentum Distributions o TMD).

Le TMD risultano essere di particolare importanza poiché sviluppi teorici della QCD

¹La variabile di Bjorken x in un esperimento di scattering anelastico profondo può essere identificata come la frazione di quantità di moto del protone portata da uno specifico partone colpito ed è data da $x = \frac{Q^2}{2p \cdot q}$ dove Q^2 è l'impulso trasferito nello scattering, q la quantità di moto del fotone incidente e p la quantità di moto del protone.

hanno portato ad un meccanismo in grado di abbinarle al moto confinato dei partoni all'interno di un nucleone in movimento. Ciò fornisce un livello di dettaglio sulla dinamica dei nucleoni che va ben più in profondità delle distribuzioni longitudinali della quantità di moto, ottenute convenzionalmente da esperimenti di scattering.

Grazie alla capacità di poter polarizzare ad alte energie sia i fasci di elettroni che nucleoni all'interno dell'acceleratore, EIC sarà in grado di raggiungere un livello di precisione che nessun'altra struttura può fornire attualmente.

Scegliendo appropriati stati finali nello scattering $e + p \rightarrow e + p + J/\Psi$ EIC potrà inoltre fornire la distribuzione spaziale trasversa dei quark del mare e dei gluoni, in una regione della variabile di Bjorken x che va dal regime del mare di quark a quello dei quark di valenza (attualmente sono state effettuate misure solo in uno dei due regimi ma non per l'intero intervallo). Le distribuzioni spaziali trasverse sono complementari alle TMD e permettono di ottenere le distribuzioni partoniche generalizzate (in inglese Generalized Partons Distributions o GPD) che forniscono informazioni sulle correlazioni spin-orbita e sul momento angolare di tali partoni, andandone a precisare ulteriormente la dinamica nel contesto della QCD [3].

1.1.3 Adronizzazione dei quark

Uno dei principi fondamentali della QCD è quello del confinamento di colore, secondo il quale le particelle che portano carica di colore non possono essere osservate direttamente. Una conseguenza è il processo di adronizzazione che avviene negli acceleratori di particelle durante gli esperimenti di scattering, nei quali le particelle del fascio incidente interagiscono con un quark dei nucleoni bersaglio, trasferendogli una certa energia. Il quark colpito non può uscire dal nucleone a causa del confinamento, perciò si combina con quark ed antiquark formati spontaneamente dal vuoto, producendo adroni neutri che possono essere osservati sperimentalmente. Tale processo si ripete in catena, portando alla produzione di un cono di particelle, conosciuto come jet.

EIC sarà in grado di ricostruire la struttura dei jet prodotti nelle collisioni fra elettroni e protoni per studiare il processo di adronizzazione. Inoltre, grazie all'alta luminosità², EIC fornirà misure precise sulle funzioni di frammentazione dei mesoni leggeri, che sono uno strumento in grado di descrivere come un partone si trasformi negli adroni neutri osservabili [2].

1.1.4 Quark e gluoni nel nucleo

Esperimenti condotti in passato ad HERA hanno dimostrato che effettuando misure per valori di x sempre più piccoli (nel limite delle alte energie), quindi passando al regime del

²La luminosità è uno dei parametri fondamentali di un acceleratore ed indica il numero di eventi rilevato per unità di tempo e per sezione d'urto, ossia $L = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt}$.

mare di quark, la densità di gluoni aumenta considerevolmente [1], grazie al loro processo di scissione. Si prevede l'esistenza di un valore dell'impulso trasferito Q_s , chiamato scala di saturazione, per il quale il processo di ricombinazione dei gluoni (previsto dalla QCD) bilancia la loro scissione portando ad una stabilizzazione della densità gluonica. In tal caso i gluoni andrebbero a formare un nuovo stato della materia conosciuto come Color Glass Condensate (CGC).

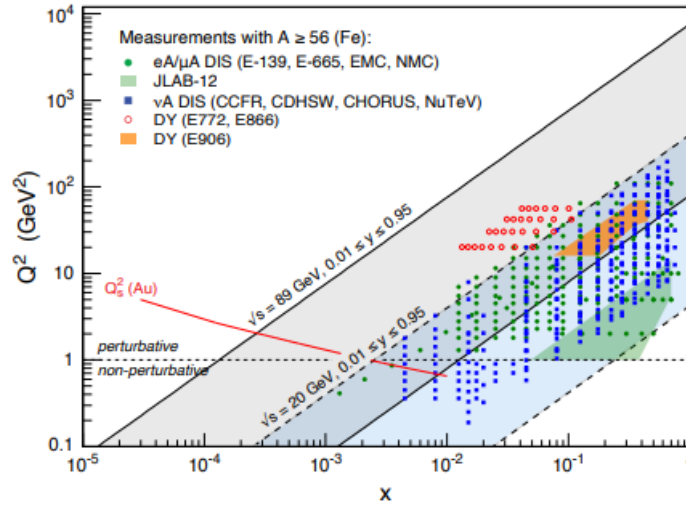


Figura 1.2: Impulso trasferito e variabile di Bjorken x raggiungibili da EIC rispetto a precedenti esperimenti, per scattering anelastico profondo. La scala di saturazione prevista $Q_s^2(x)$ è indicata dalla linea rossa [2].

EIC sarà in grado di studiare la densità gluonica ad energie e profondità (nella variabile di Bjorken x) considerevolmente maggiori rispetto ad esperimenti precedenti, come illustrato in Figura 1.2, così da poter caratterizzare il CGC e la scala di saturazione in modo preciso e definitivo [3].

1.2 Design dell'acceleratore

Lo Electron-Ion Collider sarà realizzato sfruttando le infrastrutture già presenti del Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), situato al Brookhaven National Laboratory di Upton, New York, che resterà in funzione fino alla fine del 2025. Si prevede che la fase scientifica di EIC inizierà nel 2033.

I parametri principali che EIC punta a raggiungere sono [2]:

- Energia del centro di massa per scattering elettrone-protone variabile fra 20-100 GeV, con la possibilità di aumentarla fino a 140 GeV;

- Alta luminosità, nell'intervallo $10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, per scattering elettrone-nucleone;
- Fasci fortemente polarizzati (nell'ordine del 70%) di elettroni e protoni.

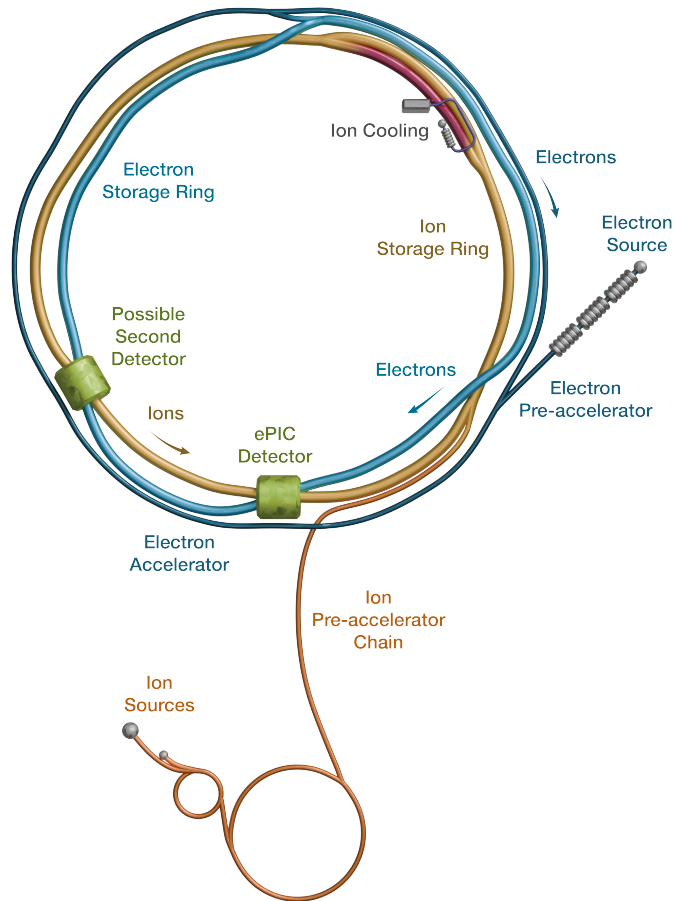


Figura 1.3: Layout previsto per EIC, basandosi sull'infrastruttura di RHIC [4].

Come si può osservare in Figura 1.3, EIC utilizzerà uno dei due anelli che accelerano adroni di RHIC. Essi andranno poi a collidere, in due possibili regioni di interazione, con un fascio di elettroni polarizzati da un Energy Recovery Linac (ERL) ossia un acceleratore di particelle lineare, in grado di fornire alta luminosità [3].

Il rivelatore responsabile di effettuare le misure dovrà essere in grado di effettuare esperimenti di scattering anelastico profondo inclusivo, semi-inclusivo ed esclusivo, in modo da poter soddisfare gli obiettivi scientifici posti.

Il rivelatore dovrà essere posizionato in uno dei due punti di interazione disponibili sul circuito dell'acceleratore, dato che i requisiti di alta luminosità impongono uno spazio

limitato a tali regioni.

Data la presenza di due punti di interazione, sono stati effettuati studi sulla possibile costruzione di due rivelatori, giungendo alla conclusione che la soluzione ottimale sarebbero due rivelatori general purpose (ossia in grado di coprire l'intero programma scientifico), dotati di caratteristiche costruttive e scopi principali differenti, con lo scopo principale di poter verificare con certezza le scoperte effettuate e di aggiungere una ridondanza tecnologica sui vari componenti all'avanguardia [2]. Nonostante ciò, al momento, è pianificata la costruzione di un solo rivelatore.

1.3 Rivelatore ePIC

Nata nel 2022 dalla fusione dei progetti ECCE e ATHENA, la collaborazione ePIC si propone di costruire un rivelatore ad EIC nel punto di interazione IP6 (in Figura 1.3). La collaborazione è formata da 171 istituzioni provenienti da 26 paesi e più di 500 scienziati. Il rivelatore centrale di ePIC sarà composto da tre regioni denominate barrel, backward e forward (Figura 1.4), ognuna dedicata a differenti misure e con diverse capacità, in grado di coprire l'intero spazio delle fasi della collisione.

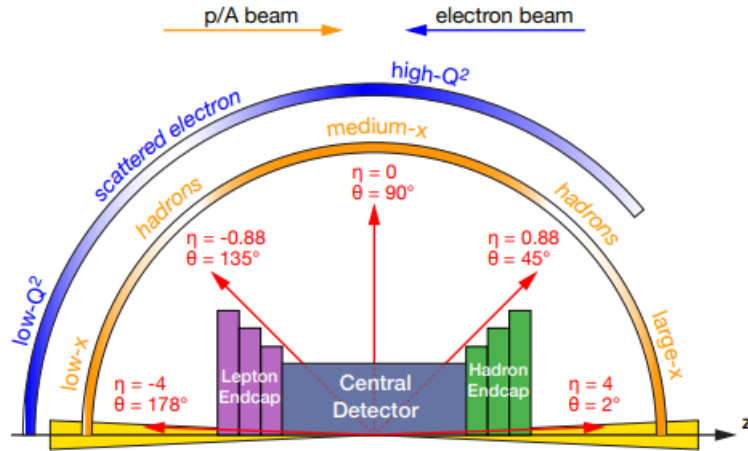


Figura 1.4: Rappresentazioni degli intervalli angolari e di rapidità che il rivelatore coprirà, per diverse regioni di x e Q^2 [2].

Data la asimmetria nei due fasci di particelle incidenti (da una parte elettroni e dall'altra adroni), il rivelatore dovrà presentare una diversa geometria delle sue componenti che sia in grado di accomodare queste differenze.

Ogni regione del rivelatore includerà sistemi di tracciamento e ricostruzione dei vertici primari e secondari (tracking e vertexing), identificazione delle particelle e calorimetria (Figura 1.5).

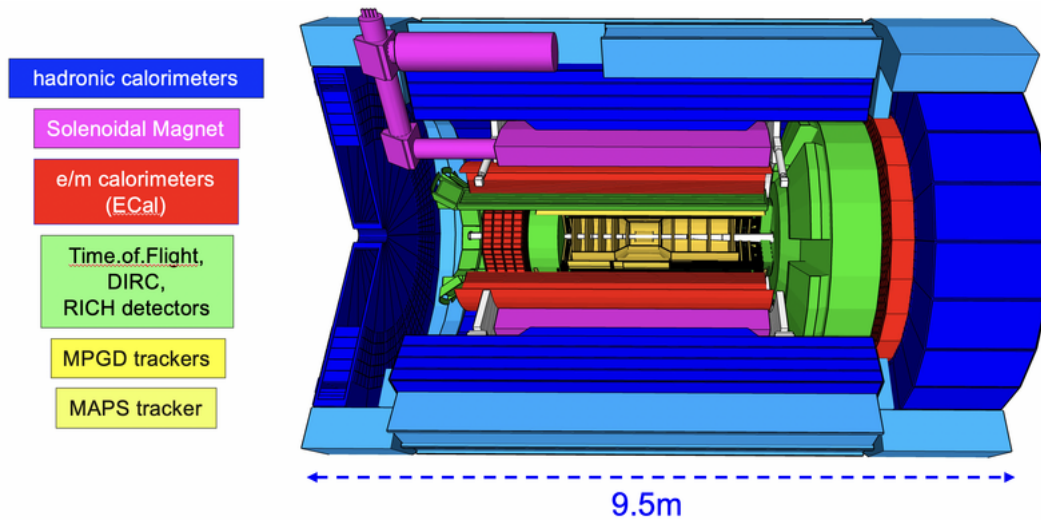


Figura 1.5: Sezione del rivelatore ePIC principale, con i diversi componenti evidenziati [5].

1.3.1 Sistemi di tracking e vertexing

I sistemi di tracking e vertexing si occupano di registrare la traiettoria delle particelle e determinare il vertice di interazione durante la collisione.

I rivelatori sotto sviluppo attualmente, sono basati su tecnologie di tracciamento che utilizzano materiali semiconduttori al silicio e gassosi, in grado di fornire le risoluzioni spaziali e temporali necessarie. In particolare, si baseranno sui sensori MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor), che forniscono una risoluzione spaziale minore di $5 \mu\text{m}$, e sui sensori MPGD (MicroPattern Gaseous Detector), che forniscono una risoluzione temporale minore di 10 ns [6].

1.3.2 Sistemi PID

I sistemi di Particle IDentification (PID) si occupano di distinguere le particelle emesse dalle collisioni. In particolare, ad ePIC, andranno a separare elettroni da pioni, kaoni e protoni.

Dato il grande intervallo di impulso che EIC dovrà coprire, saranno richieste diverse tecnologie per l'identificazione delle particelle.

Per coprire la maggior parte di tale intervallo sono stati scelti sensori che sfruttano la radiazione Cherenkov (illustrata nella Sezione 2.1), data la loro grande capacità di separare particelle cariche fino ad impulsi elevati. Essi, però, non sono in grado di raggiungere bassi valori di impulso trasverso, perciò saranno necessari sensori per misure di TOF (Time Of Flight), di tipo AC-LGAD, per completare la copertura dell'intero

range (Figura 1.6).

Il rivelatore Cherenkov scelto per ePIC nella regione centrale consiste in un rivelatore DIRC (Detector of Internally Reflected Cherenkov Light), che registrerà gli impulsi delle particelle passanti attraverso barre di quarzo, grazie alla misura dell'angolo di emissione della radiazione Cherenkov, e il tempo di arrivo dei fotoni corrispondenti. Misurando l'angolo e il tempo di arrivo dei fotoni sul rivelatore sarà possibile determinare la massa della particella carica incidente e quindi identificarne il tipo (in particolare, il DIRC, verrà utilizzato per separare gli adroni con alte quantità di moto).

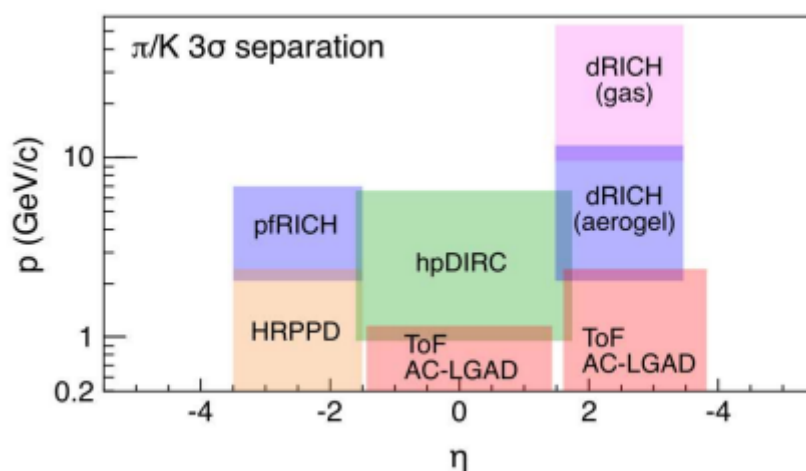


Figura 1.6: Spazio delle fasi coperto da ogni componente del sistema di PID [6].

Nella regione forward ci sarà invece, un rivelatore dRICH (dual radiator Ring Imaging Cherenkov detector), che sarà composta da due radiatori, aerogel e gas (C_2F_6); esso è centrale a questo lavoro di tesi e verrà presentato nel capitolo 2. Attraversandolo le particelle emetteranno una radiazione Cherenkov a due angoli distinti, permettendo una identificazione più precisa nel range di funzionamento del rivelatore.

Infine, nella regione backward, sarà presente un rivelatore RICH a aerogel (proximity-focusing RICH o pfRICH) per provvedere una maggiore risoluzione in tale area [5].

1.3.3 Calorimetri

I calorimetri sono dispositivi in grado di misurare l'energia delle particelle: quando le particelle li attraversano producono una cascata di particelle secondarie, la cui energia viene depositata nel materiale e misurata, tipicamente attraverso segnali elettrici o luminosi generati nel materiale del calorimetro, proporzionali all'energia delle particelle.

ePIC userà sia calorimetri elettromagnetici (ECAL), ossia calorimetri designati alla misura delle energie di particelle che interagiscono principalmente attraverso l'interazione elettromagnetica (come elettroni e fotoni), sia calorimetri adronici (HCAL) che misurano l'energia di particelle interagenti attraverso l'interazione forte (come i pioni). Ognuno di essi sarà diviso in componenti nelle regioni barrel (bHCAL e bECAL), forward (hHCAL e hECAL) e backward (eHCAL e eECAL), ognuno con scopi e capacità differenti [5].

I calorimetri elettromagnetici verranno utilizzati per determinare la cinematica di scattering degli elettroni, per aiutare a distinguerli dagli adroni e per identificare le particelle neutre. I calorimetri adronici invece, saranno necessari a determinare l'energia totale dei jet adronici [2].

Capitolo 2

Prototipo ePIC-dRICH e test beam

Il rivelatore ePIC a EIC utilizzerà un rivelatore dual-radiator RICH (dRICH) per l'identificazione di kaoni, pioni e protoni. Come parte del programma di ricerca e sviluppo, è stato costruito e testato in diverse occasioni un prototipo del rivelatore dRICH che utilizza i fotomoltiplicatori al silicio per ricostruire gli anelli di radiazione Cherenkov; è su questi dati che si basano le analisi presentate nel Capitolo 3.

2.1 Effetto Cherenkov

La propagazione delle onde elettromagnetiche nella materia è descritta dalle equazioni di Maxwell, dalle quali si può ricavare la velocità di propagazione della luce nel vuoto c ($\approx 3 \times 10^8$ m/s) che, in accordo con la teoria della Relatività di Einstein, rappresenta un limite superiore a qualunque velocità nell'universo.

Quando le onde elettromagnetiche entrano in un mezzo però, la loro velocità di fase (ossia la velocità di propagazione del fronte d'onda) cambia a causa della polarizzabilità¹ del materiale. La differente velocità di fase assunta dalla luce in un mezzo si può ottenere a partire dalla velocità della luce nel vuoto tramite

$$v = \frac{c}{n}$$

dove n è chiamato indice di rifrazione ed è una proprietà del materiale in cui si sta propagando l'onda.

Nel materiale la velocità di fase della luce non rappresenta più un limite, di conseguenza può accadere che una particella si muova all'interno di tale mezzo ad una velocità maggiore. Nel caso in cui essa sia elettricamente carica avviene il cosiddetto effetto Cherenkov, che consiste nell'emissione continua di onde elettromagnetiche sferiche (denominate radiazione Cherenkov), originate dalla posizione della particella in quell'istante.

La spiegazione quantomeccanica del fenomeno risiede nell'emissione di fotoni dalle molecole del mezzo quando tornano al loro stato fondamentale, dopo essere state eccitate a

¹La polarizzabilità di un materiale quantifica la sua tendenza a generare un momento di dipolo elettrico sotto l'effetto di un campo elettrico esterno, come una particella carica che lo attraversa.

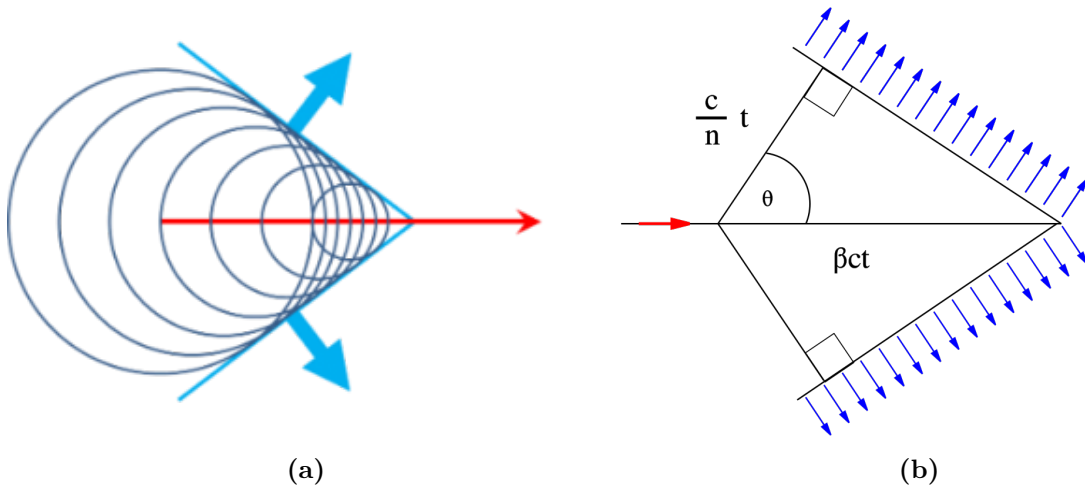


Figura 2.1: Cono di onde elettromagnetiche emesse dalla particella durante il tragitto nel mezzo (a) e relativa geometria del sistema (b).

livelli energetici superiori dal passaggio delle particelle elettricamente cariche. In accordo con il principio di Huygens, le onde elettromagnetiche emesse saranno onde sferiche che si muovono alla velocità di fase della luce nel mezzo. Nel caso la particella si muova più velocemente della luce (nel materiale), le onde emesse interferiranno costruttivamente producendo la radiazione Cherenkov, che si osserverà sotto forma di un cono nella direzione del moto della particella (Figura 2.1a).

Partendo dalla geometria del sistema (Figura 2.1b) è possibile ricavare l'angolo di emissione della radiazione θ , considerando che in un intervallo di tempo t la particella avrà subito uno spostamento βct (dove $\beta = v/c$ è il relativo fattore di Lorentz), mentre il fronte dell'onda emessa si sarà spostato di $(c/n)t$, perciò l'angolo θ è dato dall'espressione [7]

$$\cos \theta = \frac{(c/n)t}{\beta ct} = \frac{c}{nv}$$

da cui si può ricavare la velocità della particella.

L'effetto Cherenkov viene frequentemente sfruttato nei sistemi di PID dato che permette di misurare la velocità della particella, grazie a cui, in combinazione con la quantità di moto fornita da un sistema da un sistema ausiliario (rivelatore di tracciamento o un sistema di selezione dell'impulso), si può risalire alla massa della particella, fattore chiave nella sua identificazione.

2.2 Rivelatore dRICH a EIC

Per la PID le due tecniche di base sono la misura diretta della velocità della particelle (denominata Time-Of-Flight o TOF) e le misure di alcuni parametri dipendenti dalla velocità (da cui poi poterla ricavare).

Fra le seconde, la misura dell'angolo di emissione della radiazione Cherenkov è una delle più utilizzate, dato che da esso si può ricavare direttamente la velocità (come riportato nella Sezione 2.1). Questa tecnica risulta essere particolarmente indicata per i requisiti richiesti per i rivelatori ad EIC (in particolare il grande intervallo di energie del centro di massa). Infatti, dalla relazione $\cos \theta = c/nv$, segue che, a parità di angolo, se vogliamo misurare alte quantità di moto (o equivalentemente alte velocità) basta considerare indici di rifrazione più bassi. Lo svantaggio principale di questa scelta è che il limite oltre il quale avviene la radiazione Cherenkov (ossia per $v > c/n$) si alza, andando quindi ad escludere particelle con quantità di moto più basse. Di conseguenza i rivelatori che sfruttano questa tecnica devono essere calibrati precisamente per lo scopo prefissato. Dato che ad EIC gli intervalli di quantità di moto richiesti sono fortemente dipendenti dalla pseudorapidità² η (o, equivalentemente all'angolo di scattering), sono state suddivise tre zone di ePIC: quella di endcap elettronico, endcap adronico e barrel, dotate di rivelatori con indici di rifrazione adatti [2].

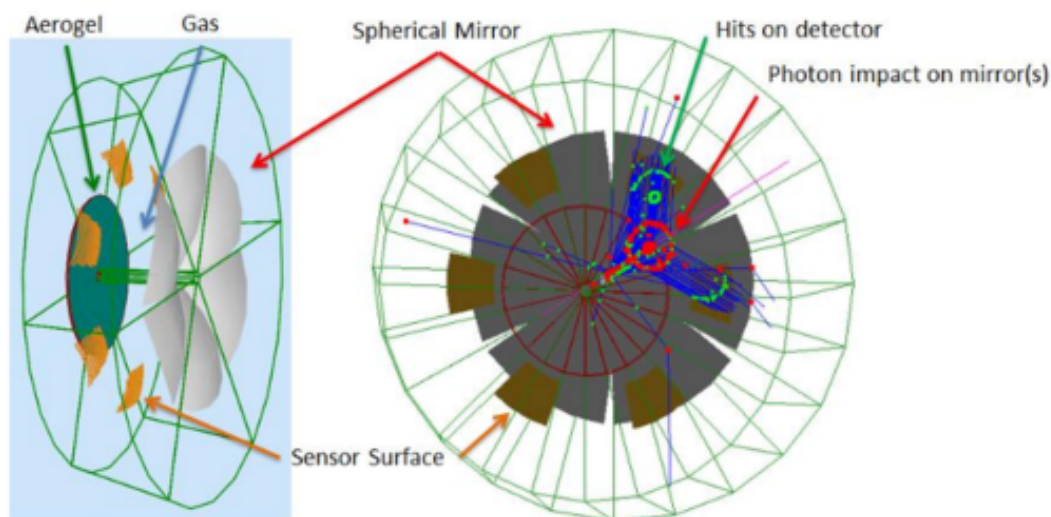


Figura 2.2: Design del rivelatore dRICH, ottimizzato per EIC con algoritmi di intelligenza artificiale [2].

²La pseudorapidità è una grandezza utilizzata negli esperimenti di scattering per descrivere l'angolo fra la traiettoria di una particella e l'asse del fascio incidente.

I rivelatori in grado di misurare l'angolo di emissione della radiazione Cherenkov vengono denominati RICH (ossia Ring Imaging Cherenkov Detector), essi sono dotati di sensori fotosensibili in grado di registrare l'arrivo dei fotoni e permettere di ricostruire l'anello prodotto della radiazione Cherenkov.

Fra i vari rivelatori RICH considerati ad EIC, è sotto sviluppo un rivelatore dRICH (dual radiator RICH), centrale a questo lavoro di tesi, che verrà posizionato nella regione di endcap adronico di ePIC. Esso è progettato per fornire una separazione degli adroni con una significanza statistica di 3σ , nell'intervallo fra $\sim 3 \text{ GeV}/c$ e $\sim 60 \text{ GeV}/c$.

Il rivelatore dRICH si distingue per la caratteristica di possedere due radiator Cherenkov differenti, in tal modo permette di coprire l'intero intervallo di quantità di moto richiesto dal programma di EIC.

La configurazione del rivelatore, schematizzato in Figura 2.2, consiste in sei settori identici, ognuno dotato di due radiator Cherenkov, uno di aerogel (con indice di rifrazione $n \approx 1.02$) e uno del perfluorocarburo C_2F_6 (con indice di rifrazione $n \approx 1.008$), che condividono lo stesso specchio che riflette il segnale sul piano di rivelazione che occuperà un superficie di circa 3 m^2 e sarà composto da sensori fotosensibili (di dimensione dei pixel $3 \times 3 \text{ mm}^2$) [8]. Essi saranno collocati al di fuori della regione di accettazione del rivelatore (ossia la zone dove le particelle possono essere rivelate), ciò implica che il livello di radiazione subito è nettamente inferiore, aprendo le porte alla possibilità dell'utilizzo di fotomoltiplicatori al silicio che sono particolarmente soggetti a danni da radiazione (come illustrato nella Sezione 2.4.1).

2.3 Prototipo ePIC-dRICH

Un prototipo del rivelatore dRICH è stato sviluppato a Ferrara nell'estate del 2021, con lo scopo di testare i diversi componenti che costituiranno il rivelatore che verrà effettivamente installato a EIC. È stato utilizzato in diversi test beam fra il 2021 e il 2023 (come riportato nella Sezione 2.5) e continuerà ad essere utilizzato per ulteriori sviluppi nei prossimi anni [6].

Il layout del prototipo (Figura 2.3) comprende due parti principali: la camera contenente il gas e la scatola del rivelatore.

La camera a gas consiste in una struttura cilindrica lunga 1.3 m, composta da una prima parte lunga 50 cm con diametro di 50 cm e una seconda parte lunga 80 cm, di diametro 25 cm. Il volume interno è riempito dal gas del radiatore C_2F_6 ed è in grado di essere pressurizzato e depressurizzato per espellere l'aria ed introdurre il gas. Inoltre, contiene anche il meccanismo per regolare la posizione e l'angolo, lungo l'asse del prototipo, degli specchi che riflettono sul piano di rivelazione la luce della radiazione Cherenkov prodotta dal passaggio delle particelle.

Di fronte al prototipo è stata posizionata la scatola del rivelatore, che contiene i sensori fotosensibili.

Per i vari test beam effettuati, ne sono state sviluppate tre diverse versioni per testare vari tipi di sensori disponibili attualmente: la prima contenente quattro sensori MAPMT³, per testare le performance del prototipo; la seconda contenente tre MPPC (Multi-Pixel Photon Counters), ossia matrici di sensori SiPM, per testarne alcune caratteristiche dei fotomoltiplicatori; infine, la terza contenente matrici di diversi tipi di SiPM, per individuare il più adatto al rivelatore dRICH.

Nello specifico, i dati su cui si basa questo lavoro di tesi sono stati registrati dal piano di rivelazione sviluppato per testare i diversi tipi di SiPM (presentato nel dettaglio in Sezione 2.4).

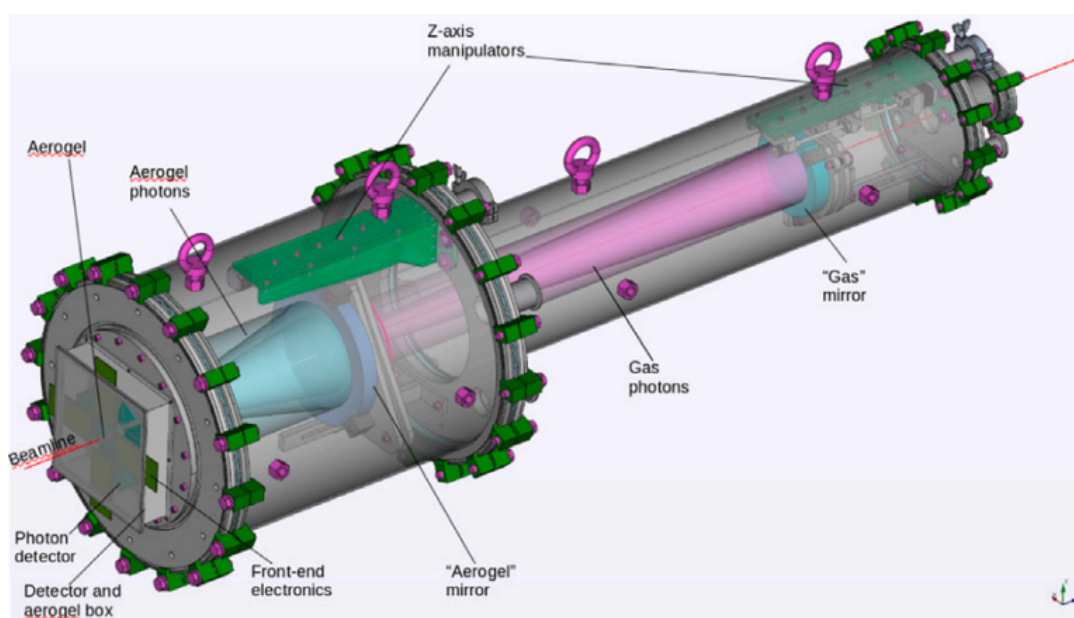


Figura 2.3: Layout del prototipo dRICH sviluppato [9].

Il piano di rivelazione include, inoltre, una scatola contenente il radiatore aerogel e un sistema di raffreddamento per le matrici di SiPM.

Il setup del prototipo è completato da un sistema di timing e trigger, che questo lavoro di tesi si propone di sostituire, composto da una coppia di scintillatori⁴ posti di fronte al

³I sensori MAPMT (Multi-Anode Photomultiplier Tubes) sfruttano l'effetto fotoelettrico di un fotone incidente su una superficie fotocatodica per produrre elettroni che vengono successivamente moltiplicati per poi colpire l'anodo e scatenare un impulso elettrico per rilevare il fotone.

⁴Gli scintillatori sono rivelatori che combinano la produzione di fotoni da parte di materiali ionizzati dal passaggio di una particella carica, con un sensore fotosensibile in grado di rivelarli.

contenitore dell'aerogel ed un sistema di tracking composto da due camera a gas GEM⁵ ai capi del prototipo.

Con tale setup del prototipo, una particella del fascio accelerato passa inizialmente attraverso l'aerogel, producendo un cono di radiazione Cherenkov con apertura angolare di circa 11 gradi, esso viene poi riflesso da un primo set di specchi sferici sul piano di rivelazione. Successivamente la particella attraversa il gas, producendo un cono con apertura angolare di circa 2°, che viene poi riflesso da un secondo set di specchi sferici e, attraversando un foro presente sugli specchi iniziali, raggiunge a sua volta il piano di rivelazione. In questo modo si ottengono due anelli Cherenkov che, combinati con l'informazione della quantità di moto del fascio, permettono di identificare pioni, kaoni e protoni [9].

2.4 Piano di rivelazione SiPM

Fra i vari sensori fotosensibili testati con il prototipo dRICH, sono attualmente preferiti i SiPM dato che sono poco costosi da produrre, hanno una grande efficienza nel rivelare i fotoni, una eccellente risoluzione temporale e, essendo dispositivi allo stato solido, sono insensibili agli intensi campi magnetici presenti nel dRICH ad EIC, dove si stima che si raggiungeranno intensità fino a 1.7T. In particolare, i sensori Hamamatsu S13360 sono risultati essere quelli con le migliori performance durante una serie di test [10].

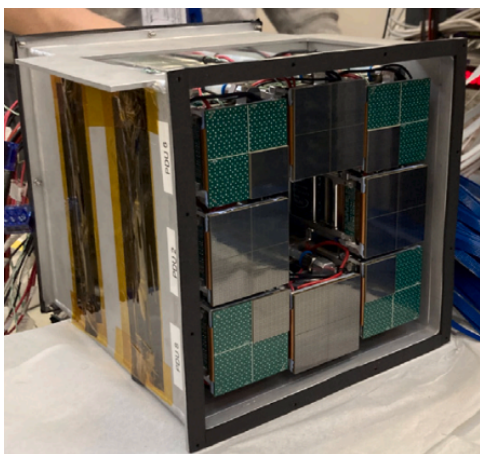


Figura 2.4: Piano di rivelazione SiPM per il test beam di ottobre 2023 al CERN-PS T10, contiene quattro PDU complete e quattro PDU con una sola matrice di SiPM negli angoli [11].

⁵Le camere a gas GEM (Gas Electron Multiplier) sono una classe di rivelatori che sfruttano la ionizzazione di un gas all'attraversamento di una particella carica per segnalarne la presenza ed eventualmente la traiettoria.

Il setup del piano di rivelazione scelto per il prototipo dRICH, mostrato in Figura 2.4, è composto da otto unità separate, denominate Photo-Detector Unit (PDU), schematizzate in Figura 2.5, ognuna delle quali può includere fino a 4 matrici di SiPM da 64 canali, per un totale di 256 canali. Inoltre, le PDU, contengono anche il sistema di raffreddamento dei fotomoltiplicatori e l'elettronica di front-end consistente in quattro schede contenenti due chip ALCOR (presentati nella Sezione 2.4.2) ciascuno, per un volume totale di $5 \times 5 \times 14 \text{ cm}^3$. Di conseguenza il piano di rivelazione completo contiene 2048 canali SiPM, ed è completato da un sistema di controllo e acquisizione dati basato su schede FPGA⁶ [11].

Il sistema di raffreddamento dei fotomoltiplicatori è composto da delle celle di Peltier, in grado di mantenerli ad una temperatura operativa di $-30 \text{ }^\circ\text{C}$ [12]. Questi dispositivi sfruttano l'effetto Peltier, ossia un fenomeno per cui una differenza di potenziale applicata a due conduttori (o semiconduttori) fa sì che avvenga un trasferimento di energia termica fra le due giunzioni dei materiali, che quindi si trovano a temperature diverse. Di conseguenza le celle di Peltier permettono di raffreddare i componenti, o mantenerli ad una certa temperatura. Inoltre, nel prototipo dRICH, per raggiungere la temperatura operativa di $-30 \text{ }^\circ\text{C}$, è anche necessario raffreddare la faccia calda dei moduli Peltier tramite un flusso di acqua circolante a $15\text{-}20 \text{ }^\circ\text{C}$.

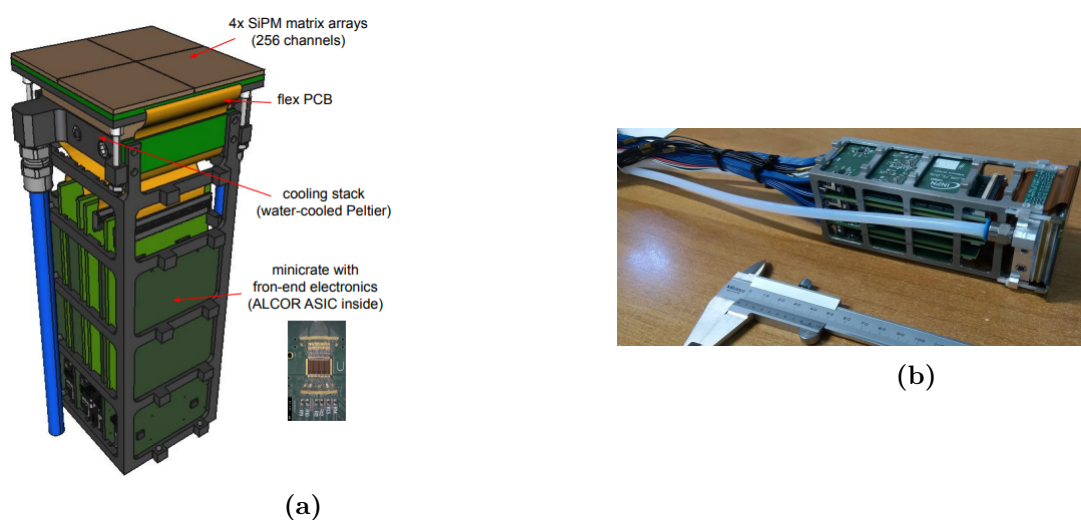


Figura 2.5: Layout CAD delle PDU con relativi componenti evidenziati (a) ed implementazione utilizzata nel prototipo dRICH (b).

⁶Le FPGA sono un tipo di dispositivi logici programmabili (PLD) consistenti in un circuito integrato modificabile dopo la costruzione.

2.4.1 Fotomoltiplicatori al silicio

I fotomoltiplicatori al silicio (Silicon Photo-Multiplier o SiPM) sono dispositivi in grado di rivelare la presenza di segnali luminosi, utilizzati in una varietà di applicazioni grazie alla loro grande efficienza.

Essi consistono in wafer di silicio su cui vengono impiantate matrici composte da array di migliaia di microcelle (di dimensione tipicamente fra $20 \times 20 \mu m^2$ e $50 \times 50 \mu m^2$), ognuna contenente un fotodiodo a valanga a singolo fotone (denominati SPAD), ed un circuito di spegnimento della valanga (in inglese circuito di quenching). Le microcelle sono costruite su un substrato comune (di silicio) e sono indipendenti fra di loro, separate da uno strato non fotosensibile.

I fotodiodi SPAD sono l'unità di base dei SiPM e consistono in un diodo, progettato per funzionare in polarizzazione inversa oltre la tensione di breakdown. Quando una particella carica od un fotone attraversa la depletion region del diodo, produrrà una coppia elettrone-lacuna che a loro volta genereranno una corrente muovendosi sotto l'effetto del campo elettrico della giunzione, così da rendere la particella rilevabile.

In base al voltaggio applicato al diodo si possono distinguere tre regioni di funzionamento del sensore, come si può osservare in Figura 2.6. Se la tensione è bassa, la coppia elettrone-lacuna non viene moltiplicata e di conseguenza lo SPAD opera come un fotodiodo. Se la tensione viene aumentata si entra nel regime del fotodiodo a valanga (APD), dove gli elettroni (ma non le lacune, a causa della differenza di massa) acquisiscono sufficiente energia per creare coppie di elettroni-lacuna secondarie attraverso la ionizzazione ad impatto⁷; di conseguenza si crea una valanga di cariche secondarie così generate, che fluisce in una sola direzione e si spegne autonomamente. Se la tensione viene aumentata oltre la tensione di breakdown del diodo, allora anche le lacune saranno in grado di creare coppie elettrone-lacuna secondarie; ciò innesca un processo a valanga autosufficiente corrispondente ad una corrente macroscopica che aumenta molto velocemente, permettendo di rivelare la particella con grande precisione. Successivamente la valanga viene smorzata dal circuito di quenching attraverso una resistenza che genera una caduta di potenziale, riportando la tensione sotto la soglia di breakdown, quando attraversata dalla corrente macroscopica.

I fotomoltiplicatori al silicio sono soggetti a due tipi di rumore di fondo: il rumore di tipo primario o secondario.

Il rumore primario, anche chiamato Dark Count Rate (DCR), è dovuto alla generazione termica⁸ di coppie elettrone-lacuna che vanno ad indurre una valanga di coppie secondarie come succede al passaggio di una particella. Si tratta di un fenomeno fortemente

⁷La ionizzazione ad impatto è un processo per cui gli elettroni, urtando contro atomi di un materiale, gli strappano degli elettroni, creando una coppia elettrone-lacuna.

⁸Il meccanismo di generazione termica avviene quando un elettrone subisce una agitazione termica sufficiente a liberarlo dall'atomo a cui è legato, creando una coppia elettrone-lacuna.

dipendente dalla temperatura, infatti è stato stimato che in media la corrente generata a causa del DCR si dimezza riducendo la temperatura di 10°C : da ciò deriva l'importanza di mantenere una bassa temperatura operativa. Un secondo approccio preso sul prototipo dRICH per ridurre l'impatto del DCR è quello di accoppiare i SiPM con informazioni temporali precise, date da un Time-to-Digital Converter (TDC), per selezionare solo gli eventi primari e scartare quelli di fondo.

Il rumore secondario invece, è dovuto a fenomeni che avvengono in seguito al segnale di una particella (o una coppia del rumore primario) e ne esistono due tipologie principali: l'afterpulse ed il crosstalk.

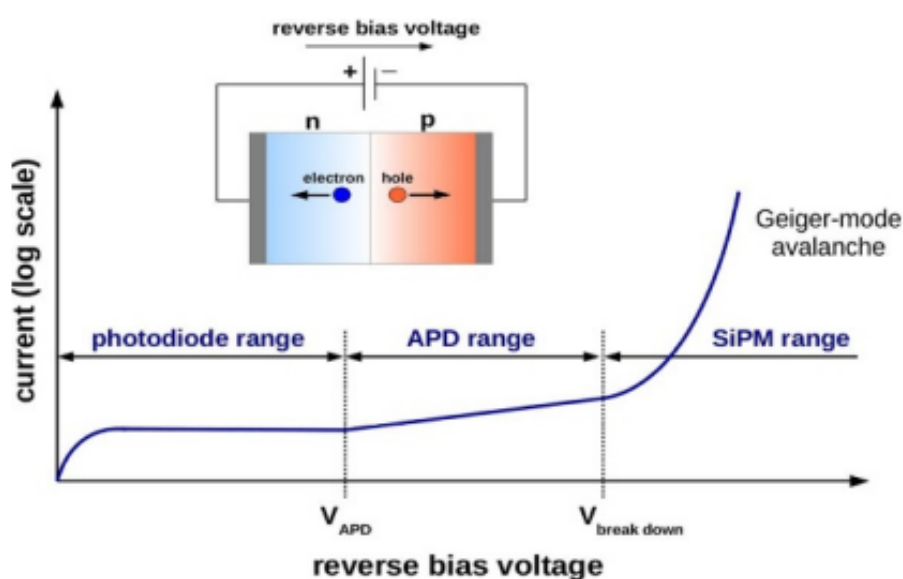


Figura 2.6: Regimi di funzionamento del sensore SPAD [13].

L'afterpulse consiste nella presenza di cariche residue all'interno dei sensori SPAD e il loro rilascio ritardato, che le porta a generare un nuovo segnale, interpretato come il passaggio di una ulteriore particella. Può essere ridotto utilizzando materiali scelti adeguatamente, oppure optando per SPAD con tempi di ricarica, da cui la probabilità di afterpulse dipende, più lunghi.

Il crosstalk avviene quando le cascate di coppie secondarie prodotte in uno SPAD generano un fotone che si sposta nelle celle adiacenti, dove genera ulteriori valanghe. Se il fotone si sposta direttamente all'interno del sensore allora si parla di crosstalk diretto. Se il fotone si sposta oltre la depletion region di uno SPAD adiacente, si parla di crosstalk ritardato, infine se il fotone è diretto oltre la zona attiva dello SPAD e viene riflesso su un secondo SPAD, allora si parla di crosstalk esterno. Il crosstalk può essere ridotto minimizzando il guadagno degli SPAD, dato che così sarebbe ridotta la produzione di coppie elettrone-lacuna e quindi la generazione di fotoni in una valanga [13].

I fotomoltiplicatori al silicio sono fortemente soggetti a danni da radiazione. In particolare si distinguono i danni da radiazione non ionizzanti, che consistono nello spostamento degli atomi della struttura del sensore in seguito al passaggio di particelle ad alta energia, ed i danni da radiazione ionizzanti, ossia particelle cariche o fotoni che creano danni alla superficie del SiPM. Le conseguenze del danno da radiazione possono essere un aumento del DCR, una diminuzione del segnale primario ed una alterazione del drogaggio del materiale (che cambia la tensione di breakdown degli SPAD).

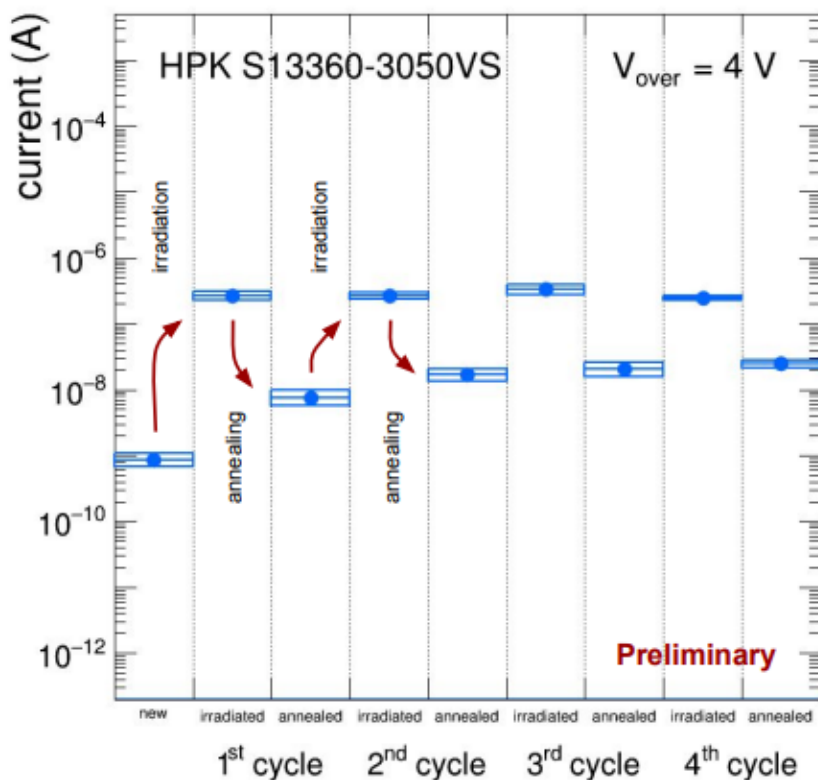


Figura 2.7: Risultati ottenuti sulla corrente del DCR, da 4 cicli di annealing dei sensori SiPM Hamamatsu S13360 [8].

Il danno da radiazione può essere mitigato tramite delle tecniche dette di annealing termico, che consistono nel sottoporre i sensori ad un processo di riscaldamento che permette alle cariche dislocate dalla radiazione di ricombinarsi, ripristinando in parte le condizioni originali del materiale.

Il processo di annealing può essere effettuato all'interno di un forno dove viene inserito e riscaldato il dispositivo, oppure tramite il passaggio di una corrente attraverso le resistenze del circuito di quenching che, grazie all'effetto Joule, si riscaldano portando ad aumentare la temperatura del dispositivo. Per i rivelatori di particelle è preferita questa

seconda opzione, anche se meno precisa, visto che non necessita la rimozione dei sensori dall'apparato.

Ad EIC sono previste esposizioni dell'ordine di 10^7 1-MeV n_{eq}/cm^2 per ogni fb^{-1} di luminosità integrata, che per la durata dell'intero esperimento EIC ammonterà ad un'esposizione totale di 10^{10} 1-MeV n_{eq}/cm^2 . Di conseguenza, nel corso del 2022, sono stati testati diversi modelli di fotomoltiplicatori al silicio, tramite una serie di cicli di irraggiamento, raggiungendo fino a 10^{11} 1-MeV n_{eq}/cm^2 per avere un margine su quella che sarà l'esposizione effettiva, ed annealing.

Da queste serie di misurazioni, i sensori Hamamatsu S13360 sono risultati essere quelli con la performance migliore [8] (riportata in Figura 2.7).

2.4.2 Readout basato su ALCOR ASIC

Per il readout del piano di rivelazione SiPM è stato scelto di utilizzare il dispositivo ASIC⁹ ALCOR, sviluppato originariamente da INFN-Torino per il readout dei SiPM a temperature criogeniche, data la sua precisione nelle misure temporali e la capacità di gestire alti livelli di DCR.

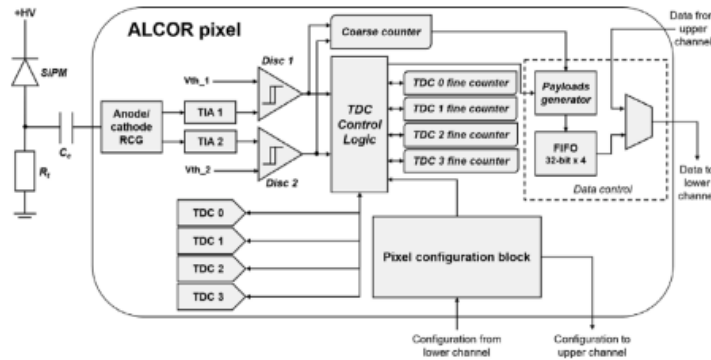


Figura 2.8: Layout di un pixel ALCOR [12].

Il chip ALCOR viene utilizzato per amplificare, condizionare e digitalizzare il segnale analogico proveniente dai SiPM. È composto da 32 pixel organizzati in una matrice 8x4. Ogni pixel (la cui architettura è rappresentata in Figura 2.8) è dotato di un amplificatore a gate comune che permette al SiPM di comunicare con il resto del dispositivo, due amplificatori a transimpedenza (TIA) dai quali il segnale analogico raggiunge un discriminatore a leading edge che produce un segnale digitale se quello in ingresso supera una certa soglia. Esso viene poi trasmesso ad un blocco di controllo che lo marca temporalmente tramite un coarse counter (che fornisce il numero di clock) ed un TDC

⁹Un Application Specific Integrated Circuit (ASIC) è un circuito integrato progettato per una funzione specifica.

(che fornisce l'intervallo temporale fra il timestamp e il successivo colpo di clock) e lo integra con i dati di posizionamento del pixel. Il segnale così digitalizzato viene poi trasmesso alle schede FPGA Kintex-7 KC705, che si occupano di raccogliere i dati dai chip ALCOR, gestirne il controllo e la configurazione [12].

2.5 Test beam 2023

Durante l'ottobre 2023 è stato svolto alla facility T10 del Proton Synchrotron del CERN (CERN-PS) un test beam con lo scopo di validare il setup sperimentale illustrato nella Sezione 2.4 e visualizzabile in Figura 2.9. I dati su cui si basa questo lavoro di tesi sono stati raccolti durante questo esperimento.

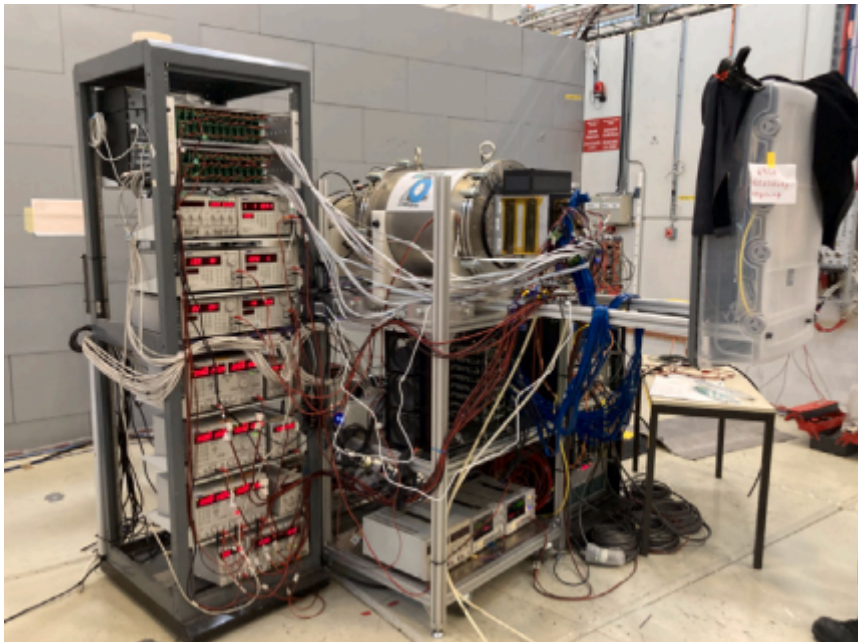


Figura 2.9: Setup sperimentale del test beam 2023 al CERN-PS T10 [11].

In Figura 2.10 sono riportati i risultati ottenuti per un fascio di particelle di carica negativa con impulso 10 GeV/c. Si distinguono chiaramente gli anelli Cherenkov corrispondenti a gas (quello di raggio minore) e aerogel (quello di raggio maggiore). Risultati simili sono stati ottenuti per il fascio positivo da 10 GeV/c di impulso, provando la correttezza del setup.

Questo test beam e uno successivo, svolto durante giugno 2024, completano un percorso di ricerca e sviluppo che ha portato a selezionare i sensori SiPM più adatti per il rivelatore dRICH ad EIC [11].

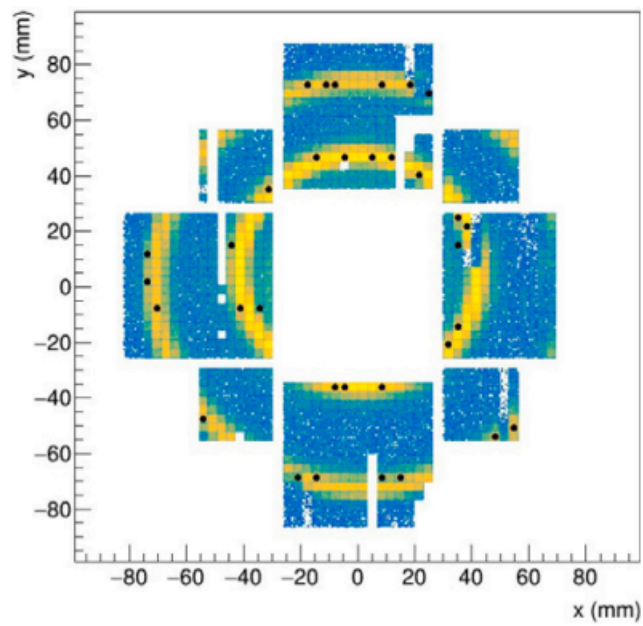


Figura 2.10: Anelli di Cherenkov relativi al fascio negativo da 10 GeV/c [11].

Capitolo 3

Analisi in modalità trigger-less e risultati

Nelle analisi effettuate fino ad ora sui dati raccolti nei vari test beam sul prototipo dRICH, è sempre stato fatto affidamento ad un sistema ausiliario di trigger per individuare all'interno del flusso continuo di dati dell'elettronica di lettura, quali fossero i dati rappresentanti l'effettivo passaggio di una particella e quindi da analizzare.

Il sistema di trigger viene utilizzato dal momento che nel prototipo del rivelatore dRICH, in sviluppo per EIC, a causa dell'elevato livello di rumore di fondo, la quantità di dati raccolti è di gran lunga maggiore di quella prevista dalla radiazione Cherenkov ed è quindi necessario selezionare solo quelli rilevanti.

Nonostante ciò l'attuale trigger, basato su due scintillatori, non è in grado di segnalare il passaggio di tutte le particelle che attraversano il rivelatore. Di conseguenza l'obiettivo principale di questa tesi è lo sviluppo di un algoritmo di analisi dati che permetta di sfruttare appieno l'architettura trigger-less dell'elettronica di lettura dei SiPM del dRICH, che sia in grado di lavorare con una simile efficienza al trigger e rilevare più dati di quanto sia attualmente possibile. Inoltre, l'algoritmo si deve basare esclusivamente sui dati disponibili, andando quindi a rimuovere la dipendenza da un sistema esterno.

Questo approccio permetterebbe, una volta provata la sua efficienza, di applicarlo direttamente al rivelatore in modo da selezionare i dati in modalità "online", ossia appena prodotti dal dRICH e senza doverli registrare, salvando quindi risorse utili.

Le analisi che seguono sono state effettuate utilizzando il framework di analisi dati ROOT (versione 6.32.02) sviluppato dal CERN, sul sistema operativo Ubuntu 22.04.

L'intero codice è stato scritto facendo uso di un set di librerie sviluppate appositamente per l'analisi dei dati risultanti dal test beam del 2023, disponibili sulla repository online di Github [14].

3.1 Dati

Le analisi presentate in questo capitolo sono state effettuate su un set di dati raccolti dal prototipo dRICH nel test beam del 2023, in una configurazione in cui era presente solo l'aerogel, di conseguenza ci si aspetta di osservare un singolo anello Cherenkov.

Per l'esperimento la beam-line T10 del CERN-PS ha permesso di esporre il rivelatore ad un fascio di particelle negative con impulso 10 GeV/c (principalmente pioni) che, attraversando l'aerogel, hanno prodotto un anello Cherenkov (in un intervallo temporale molto ristretto) con angolo di emissione $\theta = 11^\circ$. Il numero di fotoni registrati dai SiPM è distribuito secondo una poissoniana con una media pari a circa 9.

I dati corrispondono alla run (ossia ad una situazione in cui le condizioni fisiche e le configurazioni dell'esperimento rimangono pressoché costanti) denominata "20231010-084623", nome che indica l'orario d'inizio della raccolta.

I dati binari raccolti dal rivelatore sono poi stati convertiti in una rappresentazione decodificata (o "decoded"), su cui si possano svolgere della analisi, all'interno di un file ROOT. Essi devono poi essere selezionati in modo da conservare solo i dati rappresentanti il segnale effettivo.

All'interno della rappresentazione "decoded" si distinguono quattro tipi di dati:

- **ALCOR Hit:** indica che un sensore SiPM ha segnalato la presenza di un fotone effettivo o del rumore.
- **Trigger tag:** indica che il sistema di trigger ha segnalato il passaggio di una particella.
- **Start of spill:** indica l'inizio di uno spill.
- **End of spill:** indica la fine di uno spill.

3.1.1 Spill

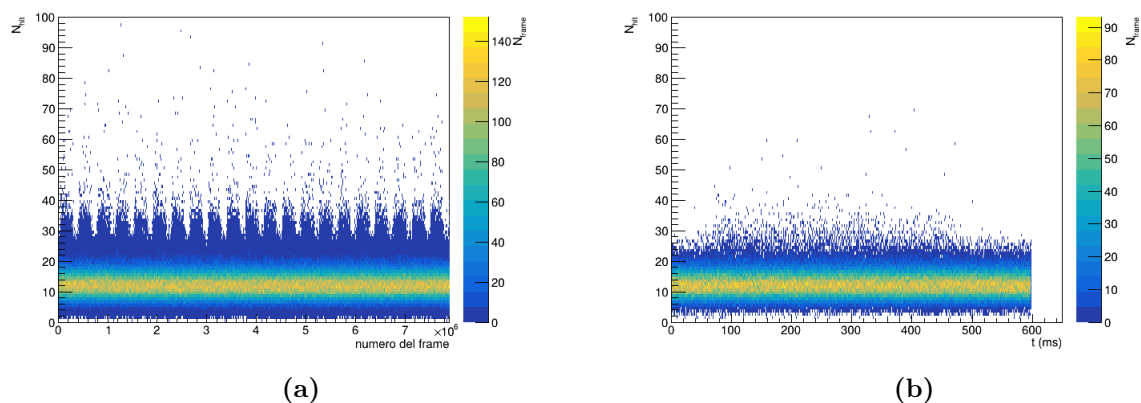


Figura 3.1: Numero di hit per ogni frame in funzione del numero del frame (a) e del tempo (b), rispettivamente per l'intero set di 25 spill e per il primo spill.

I dati sotto analisi sono organizzati in 25 spill di durata temporale circa 600 ms ciascuno. Gli spill del fascio suddividono gli intervalli temporali in cui gruppi di particelle vengono

rimosse dall'anello dell'acceleratore principale (che in questo caso è per l'appunto il Proton-Synchrotron del CERN) ed effettivamente indirizzate sul rivelatore; questo perché si possa avere la certezza che i dati misurati siano in condizioni omogenee e in modo che il rivelatore possa registrare i dati solo nel momento in cui è presente un segnale, senza sprechi di risorse.

Come si può osservare in Figura 3.1, i conteggi dei fotoni segnalati dai sensori SiPM sono suddivisi in intervalli temporali ben definiti, ognuno dei quali corrisponde ad un singolo spill.

L'inizio e la fine di uno spill vengono marcati da un segnale elettronico che si riflette anche all'interno dei dati con le tipologie "start of spill" ed "end of spill" (come riportato nella Sezione 3.1).

3.1.2 Frame e hit

Durante le analisi svolte, i dati di ogni spill raccolti sono stati suddivisi in dei sottoinsiemi che vengono denominati "frame", con lo scopo di diminuire il carico computazionale subito dalla macchina che li deve processare, dato che, senza un setup dedicato, risulterebbe complicato (o addirittura impossibile) caricare l'intero set di dati in memoria vista la grande dimensione.

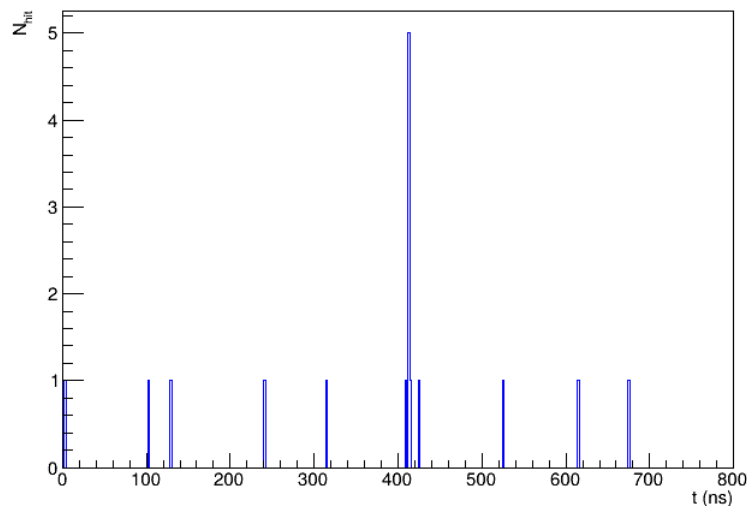


Figura 3.2: Distribuzione delle hit nella finestra temporale di un frame, con dimensione 256, selezionato in modalità trigger-less.

Inoltre, la suddivisione in frame rende più semplice la selezione dei dati utili a successive analisi, dato che si possono andare a scartare frame senza segnale e mantenere solo quelli

che contengono effettivamente il passaggio di almeno una particella. Nonostante ciò, il concetto del frame è totalmente indipendente dai dati originalmente raccolti al test beam e dalla fisica che rappresentano.

I frame sono intervalli temporali di dimensione prefissata, definita in termini del numero di colpi di clock contati dal coarse counter del chip ALCOR. Nelle analisi che seguono, la dimensione del frame è stata mantenuta costante per l'intero set di dati in una specifica analisi. Ciononostante, con lo scopo di risaltare caratteristiche diverse dei dati, la dimensione nelle diverse analisi è stata variata.

Per comodità è stato scelto di utilizzare esclusivamente dimensioni dei frame che siano multipli di 2, partendo da 1 colpo di clock fino a 4096.

Il clock del coarse counter ha una frequenza di 320 MHz, ciò significa che un colpo di clock ha una durata di 3.125 ns. Di conseguenza, se consideriamo, per esempio, una dimensione del frame 256, allora i singoli frame copriranno un intervallo temporale di 800 ns ed uno spill da 600 ms conterrà 750k frame.

Come riportato nella Sezione 3.1, i dati di tipologia "ALCOR Hit" indicano un segnale generato dai sensori SiPM che può indicare sia la rilevazione di un fotone effettivo che quella di un falso segnale di rumore di fondo. Questi segnali vengono in seguito denominati "hit". Ogni hit oltre a indicare un segnale, conterrà le informazioni che permettono di identificarlo, ossia il marcatore temporale (timestamp) e la posizione effettiva del sensore che lo ha emesso.

Ogni frame può contenere un certo numero di hit che i sensori SiPM segnalano nel suo intervallo temporale di durata. In Figura 3.2 si può osservare la distribuzione temporale delle hit all'interno di un frame in cui è presente il segnale effettivo. Difatti, si distinguono chiaramente le hit di rumore e il picco di segnale, identificabile da un eccesso di segnali sopra il fondo in un intervallo temporale molto stretto.

3.2 Distribuzioni del numero di hit

Uno degli strumenti più importanti utilizzati nelle seguenti analisi sono le distribuzioni del numero di hit per ogni frame. Infatti, come menzionato precedentemente, in una situazione ideale dove il rumore di fondo è assente, il segnale si distribuisce secondo una distribuzione di Poisson con media circa nove, perciò lo stesso ci si potrebbe aspettare dalla distribuzione delle hit.

Anche il rumore di fondo, essendo completamente casuale, si distribuisce secondo una distribuzione di Poisson.

Di conseguenza andando a considerare anche il rumore, dai dati si ottiene una sovrapposizione di due distribuzioni di Poisson, l'obiettivo è di riuscire ad isolare la distribuzione del segnale per capire quali frame contengano l'effettivo passaggio di una particella.

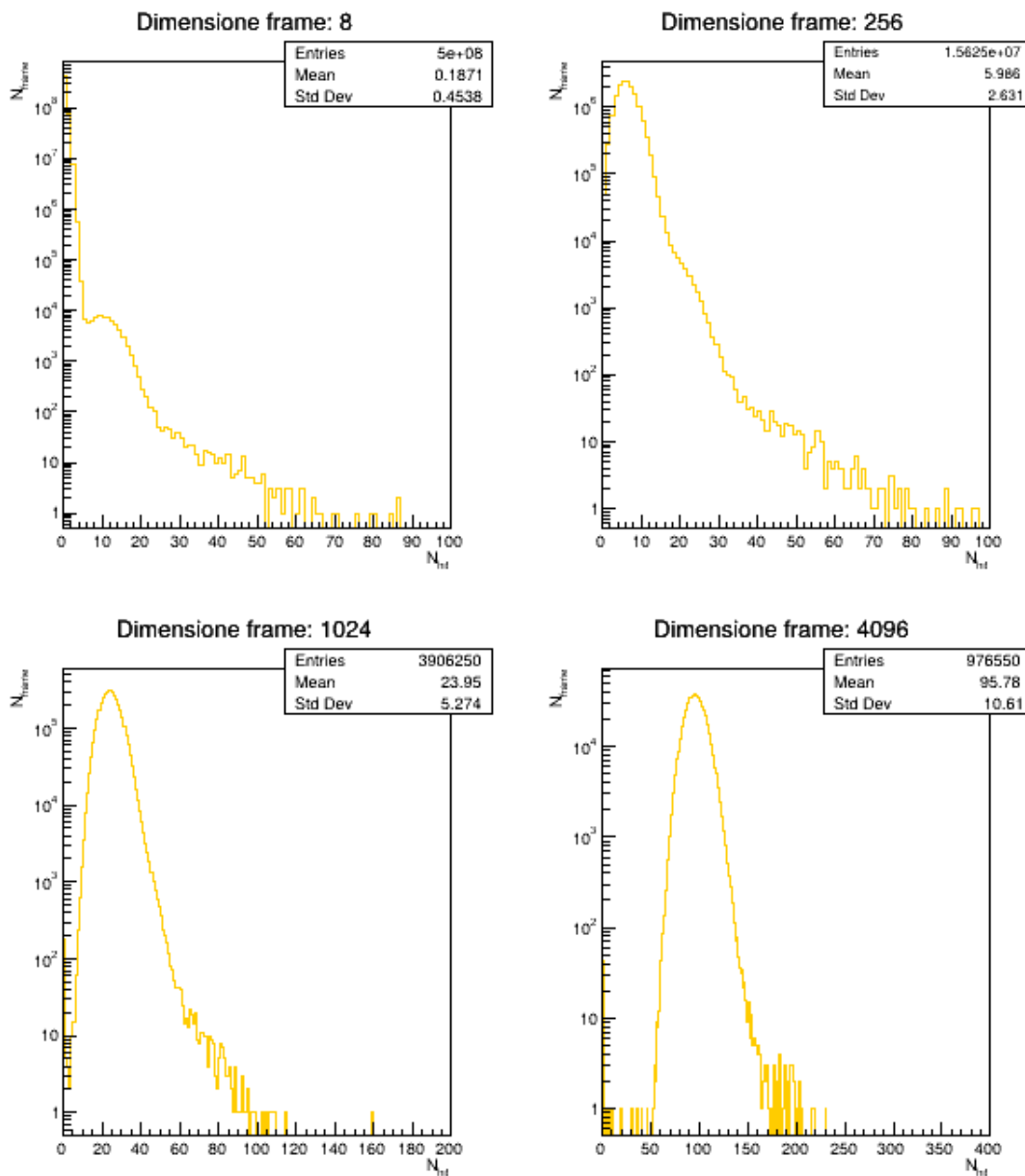


Figura 3.3: Distribuzioni del numero di hit in un singolo frame, per quattro diverse dimensioni, in scala logaritmica.

L'algoritmo di selezione trigger-less si basa principalmente su queste distribuzioni, in quanto utilizza il conteggio delle hit in un frame per selezionarlo o scartarlo. La strategia infatti, consiste nell'individuare la soglia oltre la quale effettuare la selezione. Le distribuzioni del numero di hit in un singolo frame però dipendono dalle sue dimensio-

ni (Figura 3.3); è quindi necessario come prima cosa scegliere una dimensione che sia ottimale per l’algoritmo. Nelle sezioni successive si vedrà che per individuarla risulta essere utile andare a studiare le medie di ciascuna di queste distribuzioni ed il loro comportamento.

3.2.1 Distribuzione del rumore

Come menzionato nella sezione precedente, il rumore è completamente casuale, perciò ci si aspetta che cresca in modo lineare con la dimensione del frame.

Analizzando il numero di frame selezionati dal sistema di trigger (ossia i frame che presentano un dato di tipo "Trigger tag" come riportato nella Sezione 3.1), si osserva che i frame contenenti solo hit di rumore rappresentano la grande maggioranza dei frame disponibili e quindi vanno a sovrastare il segnale effettivo. Infatti, se si comparano le distribuzioni delle hit per la dimensione del frame di riferimento 256, si osserva subito la grande somiglianza sia della forma della distribuzione che dei suoi parametri più importanti ossia media e deviazione standard (come si può notare in Figura 3.4). Quindi effettuando un fit poissoniano sulla distribuzione delle hit totale (ossia segnale e rumore) si potrebbe già individuare un modello del rumore di fondo per una certa dimensione del frame.

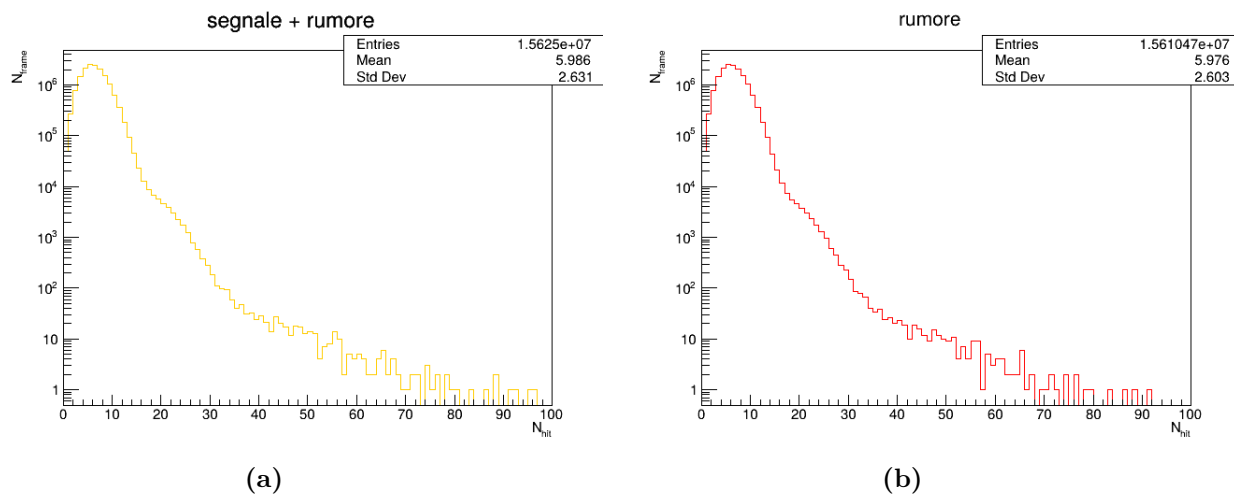


Figura 3.4: Distribuzioni del numero di hit per frame di dimensione 256.

Un approccio più generale è quello di andare a studiare le medie delle distribuzioni di rumore per ogni dimensione dei frame. Facendo riferimento alla Figura 3.5, il loro andamento è, come previsto, lineare. Perciò il metodo più diretto per estrarne un modello è quello di effettuare un fit lineare, che eseguiamo nell’intervallo fra le dimensioni del frame 256 e 4096, visto che per grandi dimensioni il rumore di fondo è meglio visualizzabile.

Il fit ottenuto è la retta

$$y = 0.02334 \cdot x - 1.909 \cdot 10^{-5}$$

da cui possiamo prendere la pendenza 0.02334 per costruire il modello ricercato, con il quale si può ricostruire la distribuzione di Poisson del rumore di fondo previsto per una certa dimensione del frame.

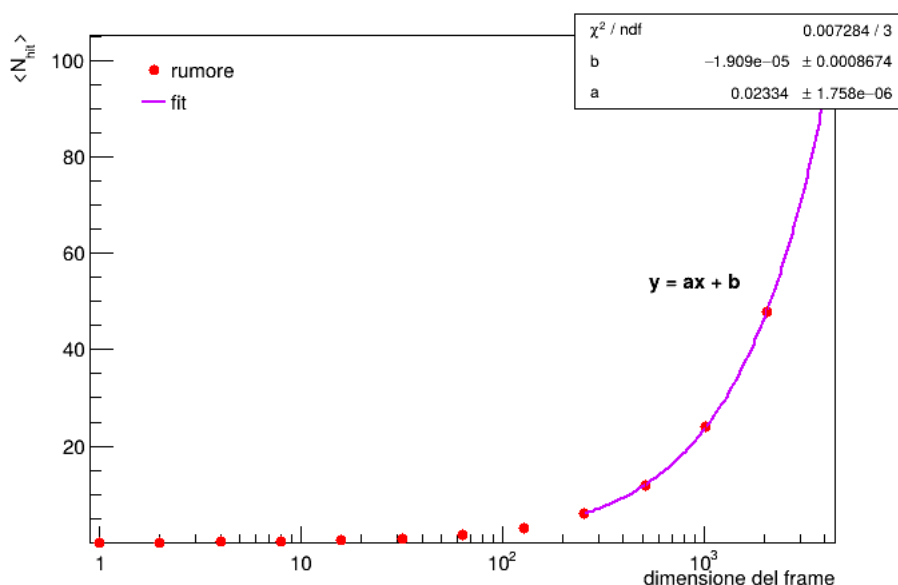


Figura 3.5: Andamento delle medie del numero di hit di rumore per frame rispetto alla dimensione del frame (in scala logaritmica), con relativo fit lineare.

Le hit del segnale Cherenkov prodotto dal passaggio dalle particelle sono distribuite secondo una distribuzione poissoniana di media circa 9, che viene però sovrastata dal rumore di fondo. Per isolare il segnale si può andare a sottrarre la distribuzione del rumore dalla distribuzione totale dei dati.

In Figura 3.6 si può vedere la distribuzione ottenuta, per la dimensione del frame di riferimento 256. Come si osserva essa ha una forma in linea con le aspettative. La media risulta essere maggiore del previsto, dato che nei frame possono essere inclusi i segnali dei fotoni prodotti dal passaggio di più particelle. In aggiunta alla constatazione che le hit di segnale sono concentrate in un intervallo temporale ristretto, come mostrato in Figura 3.2, ciò è un suggerimento ad andare a diminuire la dimensione dei frame considerati, per evitare queste possibilità.

Anche in questo caso è conveniente andare a studiare l'andamento delle medie delle distribuzioni del numero di hit per frame, che sono riportate in Figura 3.7a, sovrapposte alle relative hit medie delle distribuzioni di rumore.

3.2.2 Distribuzione del segnale

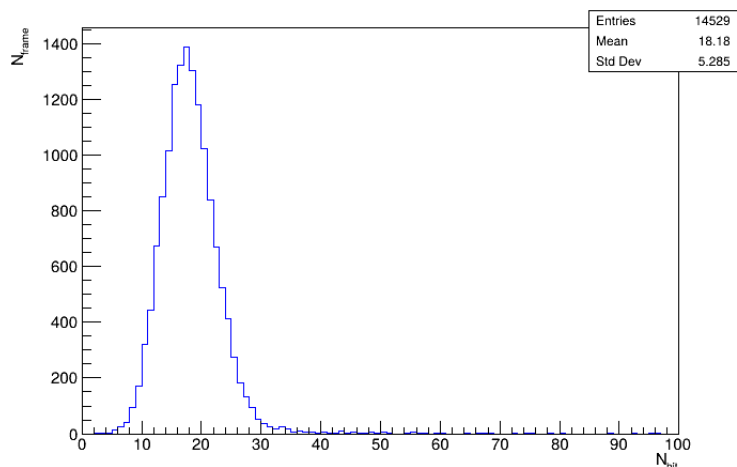


Figura 3.6: Distribuzione delle hit di segnale per dimensione del frame 256.

Come si può osservare per dimensioni dei frame minime, le hit medie sono simili per le distribuzioni di segnale e di rumore. Progressivamente però la differenza aumenta, andando ad assestarsi ad un valore pressoché stabile.

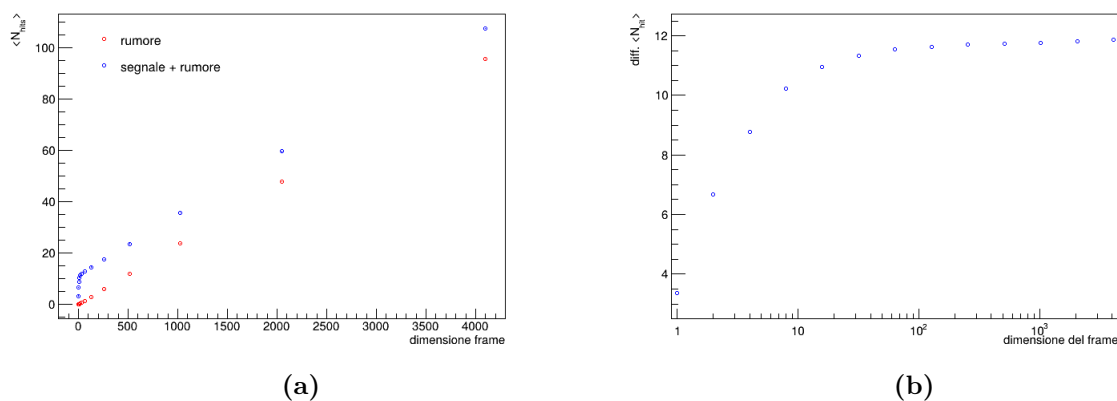


Figura 3.7: Differenza fra hit medie delle distribuzioni di segnale e rumore per le dimensioni dei frame considerate, in scala logaritmica.

Questa differenza rappresenta le hit di segnale presenti nei frame che contengono il segnale, dato che oltre ad esso conterrà anche hit di rumore. Per ottenere tale valore basta andare a sottrarre i due grafici sovrapposti in Figura 3.7a. Piuttosto che utilizzare le hit medie delle distribuzioni di rumore, si possono anche sottrarre i risultati del modello di rumore (sviluppato nella Sezione 3.2.1). Il grafico di differenza ottenuto è riportato

Come si può osservare dal risultato riportato in Figura 3.8, il SNR ha un andamento discendente, suggerendo come minore sia la dimensione del frame, migliore sia la qualità del segnale. Questo è però da bilanciare con il fatto che selezionando una dimensione troppo piccola si andrebbe a ripartire i dati relativi ad un singolo evento Cherenkov in più frame, che renderebbe quindi una selezione basata sul singolo frame impossibile. Di conseguenza, osservando la distribuzione del numero di hit all'interno di un frame per dimensioni di frame sempre più grandi, si identifica la dimensione 8 come ottimale¹. Infatti, come si può osservare in Figura 3.3, si possono distinguere chiaramente le due curve delle distribuzioni poissoniane di rumore e segnale, perciò la dimensione è sufficientemente piccola perché il rumore non vada a sovrastare il segnale, nonostante ciò è grande abbastanza da contenere tutti i dati rilevanti. Inoltre, il suo SNR risulta essere ad un valore (≈ 50) sufficiente ad indicare una buona qualità del segnale.

3.2.4 Soglia di hit minima

Una volta identificata la dimensione del frame ottimale rimane da individuare la soglia oltre la quale effettuare la selezione del frame.

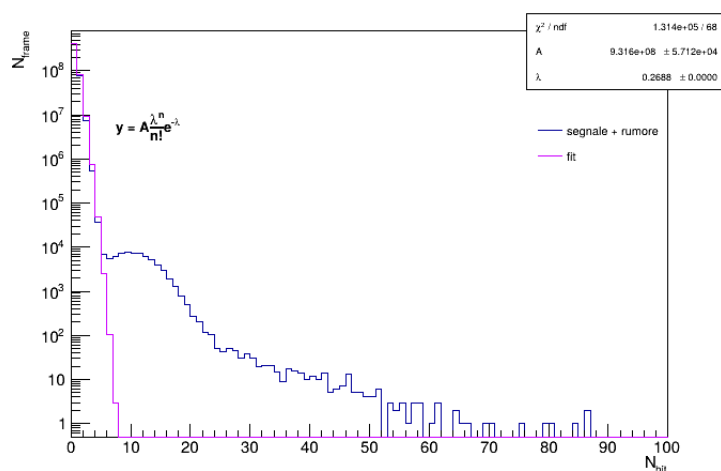


Figura 3.9: Fit poissoniano sulla distribuzione delle hit contenute in un frame, per dimensione dei frame 8, in scala logaritmica.

Considerando la distribuzione delle hit per frame di dimensione 8, si può effettuare un fit con una distribuzione poissoniana che andrà a identificare il rumore di fondo (come già illustrato nella Sezione 3.2.1), vista la sua prevalenza sul segnale.

¹Considerando che un colpo di clock del coarse counter dura 3.125 ns, i frame di dimensione 8 avranno una durata temporale di 25 ns

Come è evidente in Figura 3.9, scegliendo una soglia minima di 5 hit, si va ad escludere la grande maggioranza del rumore di fondo, dato che per numero di hit maggiori, il numero di frame con rumore di fondo corrispondenti è insignificante (dell'ordine ≈ 10).

3.3 Selezione trigger-less degli eventi

Nelle sezioni precedenti sono state individuate la dimensione dei frame ottimale (ossia 8) e la soglia minima di hit all'interno di un frame (ossia 5).

Dato che la dimensione dei frame standard è 256, per comodità e consistenza, consideriamo comunque frame di dimensione 256 che andiamo però a suddividere in "subframe" di dimensione 8. L'algoritmo di selezione trigger-less di conseguenza, va ad analizzare per ogni singolo frame i suoi $256/8 = 32$ subframe e se ne viene individuato almeno uno che abbia un numero di hit superiore alla soglia definita, allora seleziona il frame che altrimenti viene scartato.

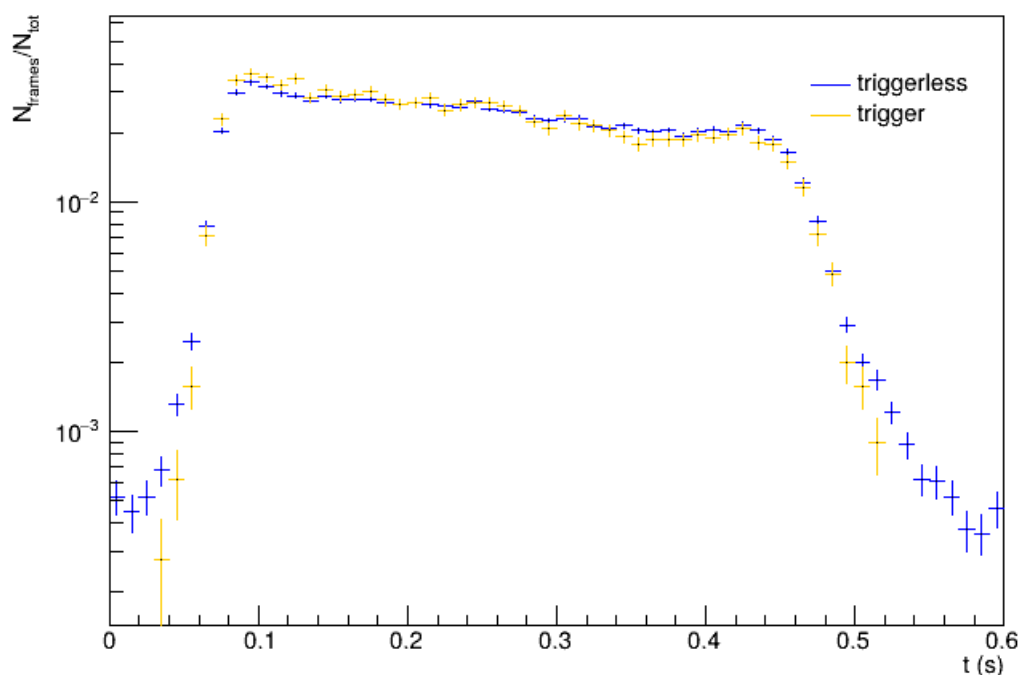


Figura 3.10: Numero di frame selezionati dai sistemi trigger e trigger-less rispetto al tempo all'interno di uno spill, in scala logaritmica e con distribuzioni normalizzate ad 1.

Si può confrontare direttamente l'algoritmo trigger-less con il sistema di trigger andando a sovrapporre le selezioni effettuate all'interno dei 25 spill contenuti nei dati.

Come si può osservare in Figura 3.10, all'interno degli intervalli di incertezza, le selezioni effettuate sono pressoché identiche. Il campione trigger-less presenta però anche una frazione di eventi selezionati all'inizio e alla fine dello spill che non sono presenti nel campione trigger. Queste sono verosimilmente selezioni contaminate da rumore.

Come illustrato ad inizio capitolo, uno degli scopi dello sviluppo di un sistema trigger-less è quello di poter raccogliere più dati di quanti fosse in grado di selezionarne il trigger. Effettuando una analisi sull'intero set di dati a disposizione è risultato che l'algoritmo trigger-less, così definito, seleziona un totale di 69380 frame rispetto ai 14358 frame selezionati dal trigger, ossia un incremento di quasi un fattore 5.

3.3.1 Efficienza e contaminazione

Per definire una valutazione quantitativa delle prestazioni dell'algoritmo di selezione trigger-less se ne devono calcolare l'efficienza e la contaminazione, ovvero la probabilità di selezionare correttamente un frame contenente segnale come tale (efficienza) e la probabilità di selezionare erroneamente un frame di fondo come segnale (contaminazione).

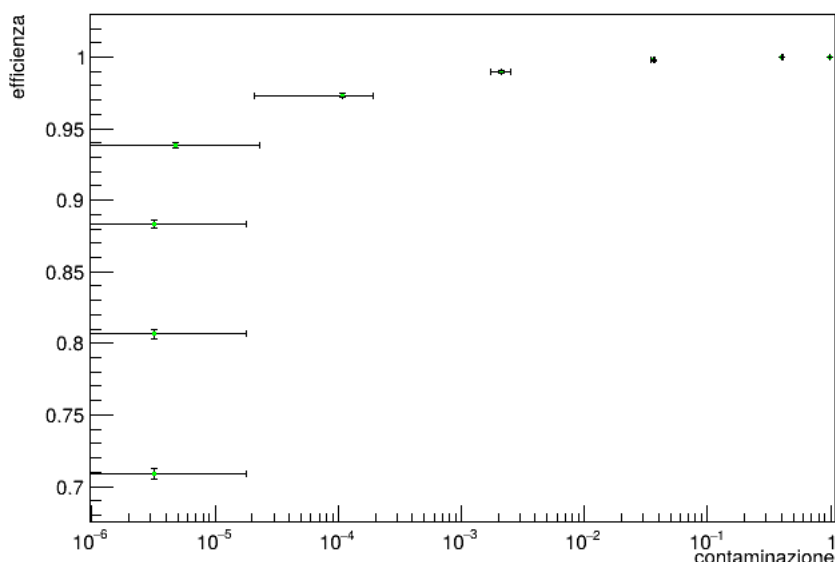


Figura 3.11: Efficienza rispetto a contaminazione dell'algoritmo di selezione trigger-less, in scala logaritmica.

L'efficienza è calcolata utilizzando i frame pre-selezionati dal sistema di trigger ed è la frazione di quelli che vengono selezionati anche dall'algoritmo trigger-less.

La contaminazione invece, è una misura di quanti falsi positivi rileva l’algoritmo trigger-less, per dare una misura all’errore con cui selezionerà i frame. Per calcolarla vengono sfruttati i primi 20 ms di ogni spill dove è noto non esserci presenza di particelle del fascio, ossia non c’è il segnale Cherenkov, perciò qualunque frame selezioni l’algoritmo, si tratta di un falso positivo. La contaminazione è poi data dalla frazione di tutti i frame analizzati in quell’intervallo temporale che vengono poi selezionati.

L’errore sulla efficienza e sulla contaminazione è stato calcolato tramite la formula di derivazione binomiale

$$\sigma = \sqrt{\frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{N}}$$

dove ϵ rappresenta la contaminazione o l’efficienza, mentre N è il numero di frame totali selezionati dal trigger, nel caso dell’efficienza, oppure è il numero di frame su cui è stata valutata la contaminazione, nel rispettivo caso.

Soglia	Efficienza	Contaminazione
1	1	0.9951 ± 0.0005
2	0.9995 ± 0.0001	0.405 ± 0.004
3	0.9971 ± 0.0003	0.036 ± 0.001
4	0.9894 ± 0.0008	0.0021 ± 0.0003
5	0.973 ± 0.001	$(1.07 \pm 0.08) \cdot 10^{-4}$
6	0.938 ± 0.002	$(4.8 \pm 18.3) \cdot 10^{-6}$
7	0.883 ± 0.003	$(3.2 \pm 14.9) \cdot 10^{-6}$
8	0.806 ± 0.003	$(3.2 \pm 14.9) \cdot 10^{-6}$
9	0.709 ± 0.004	$(3.2 \pm 14.9) \cdot 10^{-6}$

Tabella 3.1: Efficienza e contaminazione per diversi valori della soglia sul numero di hit per frame.

Le efficienze e le contaminazioni dell’algoritmo di selezione trigger-less, per diversi valori del numero di hit di soglia, sono riportate nella Tabella 3.1 e mostrati in Figura 3.11. Come si osserva le combinazioni fra efficienza e contaminazione migliori sono una soglia di 5 hit, già individuata come soglia minima in Figura 3.9, e una soglia di 4 hit; in base alle richieste di alta efficienza o bassa contaminazione se ne può selezionare una.

3.3.2 Ricostruzione degli eventi

Una volta definito l’algoritmo di selezione trigger-less, lo si può utilizzare per selezionare i frame corrispondenti al segnale effettivo. Da essi si possono poi discernere le hit del segnale Cherenkov ed utilizzarle per ricostruire l’evento.

In Figura 3.12 si può osservare chiaramente l’anello di radiazione Cherenkov che ci si

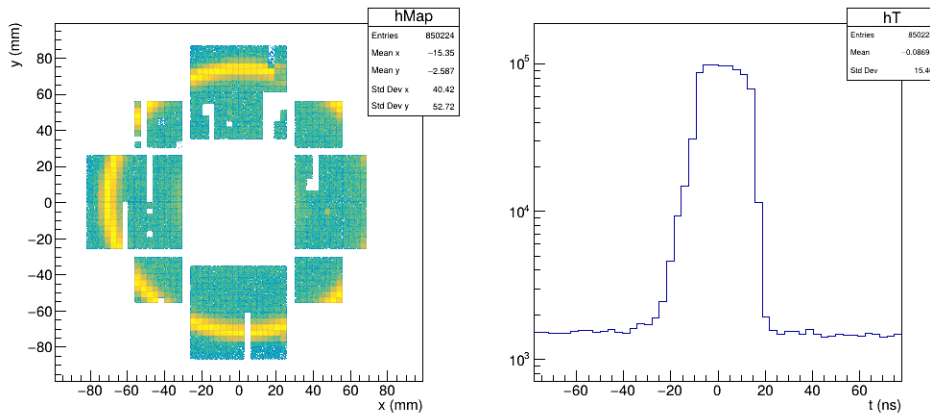


Figura 3.12: Mappa spaziale delle hit del segnale Cherenkov (sinistra) e relativa distribuzione temporale (destra).

aspetta dal prototipo dRICH, segno del corretto funzionamento dell'algoritmo triggerless.

Dalle hit di segnale Cherenkov si può ricavare la posizione bidimensionale dei sensori SiPM che le hanno generate, con la quale poi ottenere il corrispondente raggio. In Figura 3.13 sono riportate le distribuzioni dei raggi delle hit selezionate tramite il sistema di trigger e in modalità trigger-less. Risultano essere pressoché uguali, confermando ulteriormente la validità della selezioni trigger-less.

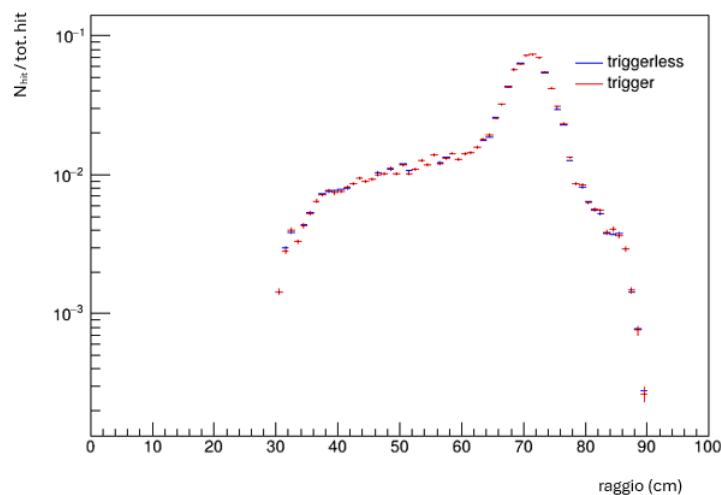


Figura 3.13: Distribuzione dei raggi delle hit di Cherenkov per sistema di trigger e algoritmo trigger-less, in scala logaritmica.

Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato quello di sviluppare un sistema, alternativo al sistema di trigger per il prototipo dRICH, in grado di selezionare gli eventi Cherenkov sfruttando unicamente il flusso dei dati disponibili direttamente dal rivelatore.

L'algoritmo di selezione in modalità trigger-less sviluppato consiste nella selezione dei frame, sottoinsiemi di una definita durata temporale dei dati disponibili, che avviene in base al conteggio dei segnali che arrivano in tale intervallo di tempo dai sensori SiPM. Se il conteggio supera una certa soglia allora il frame verrà preservato, altrimenti sarà scartato in quanto contenente rumore di fondo.

Le soglie ottimali sono state individuate in un conteggio minimo di 4 o 5 segnali per frame di lunghezza temporale 25 ns. Considerando frame con una dimensione standard pari a 256 colpi di clock (che lavora ad una frequenza di 320 MHz), l'algoritmo lo suddivide in subframe di dimensione 8 e, individuato un subframe il cui conteggio dei segnali superi la soglia, effettua la selezione.

L'algoritmo di selezione trigger-less degli eventi è stato testato su un set di dati raccolti durante il test beam del 2023 alla facility T10 del CERN-PS, in una configurazione del prototipo dRICH in cui era presente solamente il radiatore aerogel. Sono state ottenute, per la soglia di 4 colpi di clock, una efficienza del 98.9% ed una contaminazione dello 0.2%; invece per la soglia di 5 colpi di clock si è ottenuta una efficienza del 97.3%, mentre la contaminazione rilevata è dell'ordine dello 0.01%. In base alle preferenze di alta efficienza o, viceversa, bassa contaminazione si può calibrare l'algoritmo scegliendo una delle due soglie.

Questi risultati permettono di validare il corretto funzionamento dell'algoritmo trigger-less, che risulta essere in grado di ottenere, senza sistemi di rivelatori ausiliari come il trigger, una selezione degli eventi utilizzando i soli dati del dRICH.

Bibliografia

- [1] Engineering National Academies of Sciences e Medicine. «An Assessment of U.S.-Based Electron-Ion Collider Science». In: *The National Academies Press* (2018). DOI: 10.17226/25171.
- [2] R. Abdul Khalek et al. «Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider : EIC Yellow Report». In: *Nuclear Physics A* (2022). DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2022.122447.
- [3] A. Accardi et al. «Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier : Understanding the glue that binds us all». In: *European Physical Journal A* (2016). DOI: 10.1140/epja/i2016-16268-9.
- [4] Brookhaven National Laboratory. *ePIC collaboration webpage*. URL: <https://www.bnl.gov/eic/epic.php>.
- [5] S. Dalla Torre. «The Electron-Ion Collider and the ePIC experiment». In: *Il Nuovo Cimento C* (2024). DOI: 10.1393/ncc/i2024-24144-6.
- [6] Simone Vallarino. «Novel instrumentation for advanced Quantum Chromodynamics studies with flavor sensitivity». Tesi di dott. Università di Ferrara, 2024. URL: <https://sfera.unife.it/handle/11392/2549513>.
- [7] Vincenzo Barone. *Relatività. Principi e applicazioni*. Bollati Boringhieri, 2004.
- [8] R. Preghenella et al. «SiPM photosensors for the ePIC dual-radiator RICH detector at the EIC». In: *Proceeding of Science* (2024). DOI: 10.22323/1.449.0515.
- [9] S. Vallarino et al. «Prototype of a dual-radiator RICH detector for the Electron-Ion Collider». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (2024). DOI: 10.1016/j.nima.2023.168834.
- [10] R. Preghenella et al. «A SiPM-based optical readout system for the EIC dual-radiator RICH». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (2022). DOI: 10.1016/j.nima.2022.167661.
- [11] C. Alice et al. «A large-area SiPM readout plane for the ePIC-dRICH detector at the EIC: Realisation and beam test results». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (2024). DOI: 10.1016/j.nima.2024.169669.
- [12] F. Cossio et al. «ALCOR: A mixed-signal ASIC for the dRICH detector of the ePIC experiment at the EIC». In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* (2024). DOI: 10.1016/j.nima.2024.169817.
- [13] A. Heering S. Gundacker. «The silicon photomultiplier: fundamentals and applications of a modern solid-state photon detector». In: *Physics in Medicine I& Biology* (2020). DOI: 10.1088/1361-6560/ab7b2d.

- [14] Nicola Rubini Roberto Preghenella. *sipm4eic-testbeam2023-analysis*. URL: <https://github.com/sipm4all/sipm4eic-testbeam2023-analysis>.