

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TORINO  
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di laurea specialistica in Fisica delle Tecnologie Avanzate

TESI DI LAUREA

Caratterizzazione e test  
del nuovo chip CMAD V3  
per l'elettronica di front-end  
del RICH-1 di COMPASS

**Relatore:** Prof. Ferruccio Balestra

**Correlatrice:** Dott.ssa Michela Chiosso

**Controrelatore:** Prof. Angelo Rivetti

**Laureando:** Marco Brusa

ANNO ACCADEMICO 2008 - 2009



Caratterizzazione e test del nuovo chip CMAD V3  
per l'elettronica di front-end del RICH-1 di  
COMPASS

Marco Brusa

22/04/2009



*A mio nonno e a tutto quello che mi ha insegnato.*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>8</b>
<b>1 L'esperimento COMPASS al CERN</b>	<b>10</b>
1.1 La fisica studiata . . . . .	10
1.1.1 Il programma con fascio muonico . . . . .	12
1.1.2 Programma di fisica adronica . . . . .	15
1.2 L'apparato sperimentale . . . . .	18
1.2.1 Tracciatori a piccola superficie . . . . .	18
1.2.2 Tracciatori a grande superficie . . . . .	24
1.2.3 Magneti . . . . .	26
1.2.4 Filtro di muoni . . . . .	26
1.2.5 I calorimetri . . . . .	28
1.2.6 Il sistema di trigger . . . . .	28
<b>2 Il RICH-1 di COMPASS</b>	<b>30</b>
2.1 L'effetto Cherenkov . . . . .	30
2.2 I rivelatori RICH . . . . .	36
2.3 RICH-1: il setup . . . . .	39
2.3.1 Il vessel . . . . .	42
2.3.2 Gli specchi . . . . .	44
2.3.3 I fotorivelatori . . . . .	47
2.3.4 Il sistema di gestione del gas radiatore . . . . .	52
2.4 Il primo up-grade . . . . .	55
2.4.1 Le motivazioni e le parti interessate . . . . .	55
2.5 Il secondo up-grade . . . . .	60
2.5.1 MAD-4: caratteristiche del chip . . . . .	60
2.5.2 L'upgrade del MAD-4; il CMAD . . . . .	62
<b>3 CMAD, il progetto</b>	<b>63</b>
3.1 Caratteristiche generali . . . . .	63
3.2 L'architettura di un singolo canale . . . . .	63
3.2.1 Charge Sensitive Amplifier . . . . .	64
3.2.2 Selettore di guadagno . . . . .	65

3.2.3	Fast Shaper . . . . .	66
3.2.4	Digital-to-Analog Converter . . . . .	67
3.2.5	Comparatore . . . . .	67
3.2.6	One shot e LVDS driver . . . . .	67
<b>4</b>	<b>CMAD, il test</b>	<b>69</b>
4.1	Obiettivi e programma . . . . .	69
4.2	Il sistema di test . . . . .	71
4.3	Adattamento del software di controllo . . . . .	73
4.3.1	Codice per la programmazione di soglia e baseline . . . . .	73
4.3.2	Codice per il settaggio del guadagno . . . . .	74
4.3.3	Riepilogo dei codici di programmazione . . . . .	74
4.4	I Digital to Analog Converter (DAC) . . . . .	75
4.4.1	Principio di funzionamento . . . . .	75
4.4.2	Transizioni critiche . . . . .	76
4.4.3	Verifica della linearità . . . . .	78
4.5	Lo scan di soglia . . . . .	80
4.6	Misura del rumore elettronico . . . . .	83
4.6.1	Misura senza segnale in ingresso . . . . .	83
4.6.2	Misura con segnale in ingresso . . . . .	84
4.7	Equalizzazione . . . . .	86
4.7.1	Equalizzazione con rumore . . . . .	87
4.7.2	Equalizzazione con segnale di calibrazione . . . . .	90
4.7.3	Equalizzazione con segnale prodotto dai PM . . . . .	95
4.8	Guadagno . . . . .	97
4.8.1	Verifica del guadagno nominale . . . . .	98
4.8.2	Verifica della linearità del guadagno . . . . .	102
4.9	Misura dell'efficienza in funzione della frequenza . . . . .	104
4.10	Test sulla produzione in serie . . . . .	106
	<b>Conclusioni</b>	<b>108</b>
	<b>Ringraziamenti</b>	<b>109</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>111</b>







# Introduzione

Il lavoro esposto in questa tesi riguarda il test e la caratterizzazione del nuovo chip CMAD V3 per l'elettronica di front-end del RICH-1 di COMPASS.

COMPASS (COMmon Muon Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) è un esperimento a bersaglio fisso installato al CERN di Ginevra che estrae il fascio dal SPS (Super Proton Synchrotron).

I suoi obiettivi sono lo studio di strutture adroniche mediante l'utilizzo di un fascio di muoni polarizzato e spettroscopia adronica con fascio adronico.

Questo complesso apparato è costituito da una catena di svariati rivelatori, con compiti e caratteristiche differenti. L'identificazione delle particelle è affidata al Ring Imaging Cherenkov Counter (RICH-1).

In vista del nuovo programma adronico, il RICH-1 ha subito un importante up-grade diviso in due fasi. La prima fase ha portato alla sostituzione delle camere a fili della zona centrale del rivelatore con dei Multy Anode Photons Multiplier Tube (MAPMT), mentre nella seconda fase è stata sostituita l'elettronica di front-end associata ai nuovi MAPMT.

Il nuovo run adronico prevede infatti frequenze di lavoro molto elevate (circa 5 Mhz), non supportate della vecchia elettronica.

Per sopperire a questa lacuna è stato progettato un nuovo chip per l'elettronica di front-end del RICH-1, il CMAD.

Come si è detto, il CMAD è stato ideato per lavorare alle frequenze di lavoro previste dal run adronico. Le migliorie rispetto all'elettronica precedente però non si fermano qui. Durante la progettazione sono state infatti aggiunte nuove possibilità di programmazione del chip. Elenchiamo dunque di seguito le principali innovazioni introdotte con il CMAD:

- possibilità di lavorare a frequenze superiori ai 5 MHz
- programmabilità del guadagno di ciascun canale su doppia scala (macroscopica e fine), in modo sopperire alla risposta non uniforme dei MAPMT
- programmabilità di soglia e baseline di ciascun canale per equalizzare tutti i canali del chip
- estensione del range dinamico
- mantenimento di un basso livello di rumore elettronico

Il raggiungimento di tali obiettivi è stato verificato preliminarmente con simulazioni al computer.

Il lavoro esposto in questa tesi riguarda invece i test reali eseguiti inizialmente sui primi prototipi e poi sui chip prodotti in serie ed installati sul RICH-1.

Per il conseguimento di questo obiettivo si è dunque resa necessaria la preparazione di un adeguato set-up sperimentale che ricreasse le condizioni di lavoro in cui si sarebbe trovato ad operare il chip. Si è poi provveduto all'installazione e messa in opera di tutti i sistemi di gestione e controllo del chip stesso e acquisizione dei dati prodotti.

Si è passati dunque alla pianificazione di una opportuna procedura di test che permettesse di caratterizzare i primi prototipi prodotti. Questa delicata fase, terminata con successo, ha permesso di passare alla produzione di serie e ai conseguenti test effettuati su tutti gli esemplari prodotti.

Questo lavoro segue dunque tutte le fasi del test del CMAD, dalla produzione dei primi esemplari sino alla loro realizzazione in serie e al loro montaggio sul RICH-1 di COMPASS.

# Capitolo 1

## L'esperimento COMPASS al CERN

### 1.1 La fisica studiata

Neutroni e protoni sono i costituenti fondamentali della materia. Essi formano i nuclei atomici, sono infatti chiamati nucleoni e sono i maggiori contribuenti alla massa atomica. Secondo le attuali teorie, essi sono composti da quark e legati gli uni agli altri dall'interazione di colore forte.

Sei differenti quark sono conosciuti. Riportandoli in ordine di massa, dal più leggero al più pesante, sono: Up ( $u$ ), Down ( $d$ ), Strange ( $s$ ), Charm ( $c$ ), Bottom ( $b$ ), and Top ( $t$ ).

Nell'attuale teoria del modello a quark i nucleoni sono composti da tre differenti quark. Insieme essi definiscono le proprietà del nucleone, quali ad esempio la carica e la massa. Differenti combinazioni di quark creano differenti nucleoni: i protoni, ad esempio, sono dati dalla combinazione dei quark  $uud$ , i neutroni dalla combinazione  $udd$ . Inoltre, come accade per la carica elettrica, anche i quark possono portare una carica forte, il colore.

Essi possono essere rossi ( $r$ ), blu ( $b$ ), o verdi ( $g$ ). Gli anti-quark sono portatori invece dei rispettivi anticolori, anti-rosso ( $\bar{r}$ ), anti-blu ( $\bar{b}$ ) e anti-verde ( $\bar{g}$ ).

Sin dalla sua introduzione nella fisica delle particelle, il colore non è mai stato trovato in una particella libera, gli adroni appaiono infatti sempre neutri.

Sono state inoltre osservate due differenti possibilità per la creazione di adroni: essi possono essere generati dall'unione di un quark e il suo rispettivo anti-quark, con la neutralizzazione del colore, oppure dall'unione di tre differenti quark ( $rgb$ ), per i quali valgono le leggi dell'ottica classica. La loro unione da dunque come risultante il bianco. Nel primo caso si parla di mesoni, nel secondo di barioni.

Nella Quanto Cromo Dinamica, (QCD), l'interazione tra i quark e il loro

campo di colore è descritta in modo analogo a quanto fatto, con successo, dalla Quanto Elettro Dinamica (QED), utilizzando cioè uno scambio di quanti di campo, chiamati gluoni. La forza delle interazioni tra quark e gluoni è racchiusa nella costante di accoppiamento  $\alpha_i$ .

In QED, i quanti di campo non portano carica e non possono interagire tra loro. In QCD invece, i gluoni sono colorati e mostrano interazioni reciproche. Questa possibilità apre il campo a ad un elevato numero di interazioni possibili, complicandone lo studio.

È inoltre emerso che l'interazione tra quark diviene più debole al diminuire della loro distanza reciproca. Questa evidenza può essere descritta trattando uno scambio gluonico in maniera analoga a quanto si fa con uno scambio fotonico in QED. Il fatto che la costante di accoppiamento  $\alpha_i$  assuma un valore basso, implica che molti scambi di singolo gluone risultino poco probabili. Risulta comunque sufficiente per molte applicazioni calcolare anche solo uno scambio gluonico ed aggiungere altri gluoni soltanto come piccole perturbazioni. Questa tecnica viene detta QCD perturbativa.

Sorprendentemente, in caso di grandi distanze e piccola energia dei quark, l'interazione diviene più forte. Per permettere un maggior numero di interazioni gluoniche che giustifichino l'aumento della forza d'interazione, la costante di accoppiamento deve essere assunta come variabile. Conseguenza diretta di questa evidenza è l'impossibilità di separare due quark e questo fenomeno prende il nome di confinamento. Per scale di energia di 1 GeV,  $\alpha_i$ , è ancora maggiore di 0.3. Quindi il comportamento dei quark, dei gluoni e quindi dell'intera struttura del nucleone non può essere descritto con lo stesso metodo perturbativo usato per lo scambio di singolo gluone, ma molti scambi gluonici vanno tenuti in considerazione.

Negli ultimi anni molti sforzi sono stati compiuti per descrivere correttamente la QCD delle basse energie. Le più promettenti tecniche sono la *Lattice QCD* e la *Chiral Perturbation Theory*. Nella *Lattice QCD* le equazioni di campo sono esattamente risolte in una griglia con una spaziatura finita, utilizzando le potenzialità di calcolo dei computer.

La *Chiral Perturbation Theory* usa invece la *Chiral symmetry* della QCD a basso momento di quark, che è approssimativamente valida fino a quando la massa del quark può essere trascurata perché ancora significativamente minore del momento del quark stesso.

Nei barioni e nei nucleoni più in generale, i quark si muovono a distanze per le quali il modello a basse energie menzionato inizia appena ad essere applicabile. In questa regione emergono molte evidenze sperimentali previste dalla QCD. Così, nei nucleoni, sono stati trovati molti quark *del mare*, che hanno origine dalle fluttuazioni di breve durata delle coppie quark anti-quark.

In aggiunta, mentre negli atomi l'energia che lega i protoni agli elettroni di carica opposta risulta molto bassa, l'energia di legame è sorprendentemente alta nei nucleoni. Malgrado l'alto numero di quark del mare, il loro

contribuito al momento totale dei quark è stato misurato essere solo attorno al 50 %, la restante parte è data dai leganti, i gluoni. Questi risultati aiutano considerevolmente lo sviluppo della comprensione teorica dei nucleoni. Si è passati infatti da un modello nel quale tre quark puntiformi sono legati tra loro e vivono in uno spazio vuoto, ad un modello nel quale i quark sono immersi in un mare di gluoni e coppie quark anti-quark . Il piccolo eccesso dei tre quark di valenza sul grande numero delle coppie quark anti-quark del mare definisce il tipo di nucleone.

Lo spin è un'altra importante proprietà del nucleone. Pare infatti che giochi un ruolo importante nella produzione di particelle altamente energetiche, molto più di quanto non ci si aspettasse. Tradizionalmente infatti lo spin è considerato un'informazione di minore interesse e slegata del tutto dalla produzione di particelle.

Nella produzione di particelle altamente energetiche infatti, la massa della particella stessa risulta piccola se paragonata alla sua energia. Per questa ragione si è assunto che lo spin debba comportarsi come farebbe lo spin di una particella senza massa. Sorprendentemente, i dati sperimentali non confermano questa tesi. Più di 25 anni fa infatti, in una collisione di protoni altamente energetici (300 GeV) con nuclei di berillio, i ricercatori hanno scoperto la particella Lambda  $\Lambda^0$  ( $uds$ ), per la quale la direzione dello spin non è distribuita omogeneamente, ma perpendicolarmente rispetto al piano di produzione, anche se nè i protoni nè il berillio erano polarizzati.

La scoperta di questa polarizzazione spontanea, riscontrata poi anche in altri casi, dovrebbe contribuire a migliorare la comprensione dei meccanismi di formazione della particelle. Questa polarizzazione però non può ancora essere descritta teoricamente in modo opportuno e le cause che la generano potrebbero essere più d'una, come, per esempio, la struttura dei barioni stessi o del processo di produzione.

La sua misura precisa potrebbe dunque costituire un passo avanti nella comprensione dei meccanismi di coesione dei quark e di formazione dei barioni. Mentre sono già stati presi molti dati sulla polarizzazione traversa da collisioni protone-protone, ancora non se ne hanno provenienti dalla fotoproduzione.

COMPASS, un esperimento attualmente in atto al CERN, ha la possibilità di fornire questi dati con la dovuta accuratezza, i quali ci permetteranno di avere un nuovo punto di vista su questo fenomeno e di formulare nuovi e più accurati modelli matematici.

### 1.1.1 Il programma con fascio muonico

A metà del 1970 iniziò ad operare allo SLAC il primo esperimento con scattering profondamente anelastico (deep inelastic scattering, DIS) per investigare un nuovo grado di libertà, lo spin.

Gli esperimenti DIS continuarono al CERN con la European Muon Col-

laboration (EMC). La EMC scoprì la violazione delle regole di somma di Ellis-Jaffe, fatto poi divenuto noto come la crisi dello spin.

Nel semplice approccio del Quark Parton Model (QPM), nel nucleone ci sarebbero tre quark di valenza, ognuno dei quali con spin  $1/2$ . Lo spin di due quark è parallelo allo spin del nucleone e il terzo ha spin antiparallelo.

In questo modo è possibile spiegare un nucleone con spin  $1/2$ . In questo semplice approccio, la quantità che misura una frazione dello spin del nucleone portata dal quark,  $\Delta\Sigma$ , è pari a 1. Tenendo conto degli effetti relativistici, si ottiene un  $\Delta\Sigma \cong 0.6$ . Il valore misurato da ECM è di  $\Delta\Sigma \cong 0.12 \pm 0.09$ , lontano da quello atteso. Altri esperimenti come la Spin Muon Collaboration (SMC) al CERN, E142, E143, E 145, E 155 Allo SLAC e HERMES a DESY hanno poi confermato i dati raccolti da ECM, migliorandone l'accuratezza.

In un approccio più realistico, lo spin del nucleone deve essere a carico dei quark,  $\Delta\Sigma$ , dei gluoni  $\Delta G$  e dai momenti orbitali dei quark e dei gluoni, rispettivamente  $L_q$  e  $L_g$  come:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g \quad (1.1)$$

dove  $\Delta\Sigma$  è ragionevolmente noto ( $0.30 \pm 0.04$ ) e gli altri termini sono ancora da misurare.

Il contributo allo spin portato dai quark è individuabile sperimentalmente dallo scattering profondamente anelastico, dove lo scattering non avviene sul nucleone completo ma sui partoni. Nelle misure inclusive è considerato solo il leptone scatterato, includendo tutte le possibili reazioni del nucleone bersaglio. Dalla cinematica del leptone isolato si può estrarre il contributo dei quark e degli anti-quark sul spin totale.

La nuova generazione di esperimenti cercherà di avere maggiori informazioni sul contributo dei flavour dei singoli quark, la polarizzazione dei gluoni o il loro momento orbitale. Per raggiungere questo traguardo si ha la necessità di avere maggiori informazioni sui quark scatterati.

$\Delta G$  può essere misurato nella così detta Photon-Gluon-Fusion (PGF), i momenti orbitali sono accessibili con il Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS). Negli ultimi anni, una nuova funzione, egualmente importante, è stata trovata molto interessante, la Transversivity function.

COMPASS fornisce precisi dati per queste misure. Sia il fascio che il bersaglio sono polarizzati. Mentre la direzione dello spin dei  $\mu$  sono più o meno fissate dall'acceleratore, lo spin del bersaglio viene fatto variare 3 volte al giorno. Per ridurre gli errori sistematici, si confrontano misure con



differenti bersagli polarizzati. La polarizzazione dei gluoni ha la priorità in questo campo.

### **Polarizzazione dei gluoni**

I migliori candidati per il contributo di spin dei nucleoni sono, fatta eccezione per i quark, i gluoni. Sfortunatamente, risulta difficile misurare lo spin dei gluoni. Le migliori informazioni si ottengono con fotoni polarizzati, per esempio con uno scattering muonico polarizzato. Siccome però i gluoni non portano carica elettrica, non possono interagire direttamente con i fotoni.

La strada da seguire è quella di una terza interazione di transizione, passando per i quark. Questo processo prende il nome di Photon Gluon Fusion (PGF). Per arricchire la mole di dati acquisibile con questa tecnica, due differenti tecniche vengono adottate in COMPASS, chiamate Open Charm Production e High  $p_T$  Events.

### **Open Charm Production**

Il contributo alla formazione di quark pesanti apportato dai quark del mare e dai processi di frammentazione è basso. COMPASS tenta comunque di misurare le dipendenze dall'asimmetria di spin per la produzione muonica di quark.

### **Eventi ad alto $p_T$**

Un'alternativa per la limitata sezione d'urto del processo sopra descritto è quella di guardare, su tutti i possibili tipi di quark, quelli che manifestano durante la produzione due getti con azimut opposto. Nel caso di bersagli fissi ed energie moderate l'evento si riduce a soli due adroni, i quali ancora riflettono il sapore del quark originale.

### **Trasversalità**

In ordine di importanza, tre differenti funzioni offrono il loro contributo al processo di formazione di un nucleone. Oltre alle già menzionate  $q$  e  $\Delta q$ , che rappresentano il numero di densità e la polarizzazione del quark di sapore  $q$ , è necessario anche il contributo dello spin trasverso  $\Delta T_q$ . Questo ultimo termine descrive la distribuzione della polarizzazione trasversa del nucleone rispetto al fascio polarizzato longitudinalmente.

In una visione semplicistica,  $\Delta T_q$  dovrebbe essere simile a  $\Delta q$ . Questo è però valido solo se lontani dal regime relativistico, le differenze a regime relativistico sono state infatti previste e misurate.

Sfortunatamente, non si possono effettuare misure di trasversalità in un normale esperimento DIS. Il processo mostra infatti un comportamento rispetto alla simmetria non adatto al nostro scopo. Uno spin coinvolto

cambia la simmetria passando da un chiral-even ad un chiral-odd. Questo processo va allora compensato da un altro passaggio chiral-odd, come accade ad esempio nel caso dell'effetto Drell-Yan.

Questa complicanza spiega perché non sono ancora state compiute misure di trasversalità ed esse risultino ora nella lista degli obiettivi di COMPASS. COMPASS misura la distribuzione azimutale di  $\pi$ , che dovrebbe mostrare un comportamento asimmetrico rivelabile dalle misure di  $\Delta T_q$ . Ancora una volta SIDIS è la chiave per ottenere queste delicate misure.

## DVCS

Come già menzionato, il momento orbitale dei quark  $L_q$  è una variabile molto interessante. Questo campo è stato aperto solo recentemente, quando è stata trovata una connessione tra il momento angolare totale  $J = \Delta\Sigma + L_q$  e la così detta Generalized Parton Distribution function, GPD. Per l'estrazione della GPD in COMPASS è stato proposto di usare il Deeply Virtual Compton Scattering (DVCS), nel quale il fotone virtuale emesso dal fascio di muoni è scatterato dal bersaglio nucleonico e diviene reale. Questa misura non era nei propositi di COMPASS nel 1996, ma è stata introdotta solo recentemente ed ha dato buoni risultati.

### 1.1.2 Programma di fisica adronica

Il programma adronico prosegue nella stessa direzione del precedente programma muonico. L'obiettivo è l'indagine delle interazioni forti all'interno dei nucleoni utilizzando spettrometria adronica in diversi contesti (barioni charmati e glueballs).

La necessità di un'alta statistica è comune a tutti e due i progetti ed è dovuta alla ridotta sezione d'urto dei barioni charmati e delle glueballs. È necessaria anche una alta intensità del fascio. Le energie variabili da 100 a 300 GeV disponibili per COMPASS permettono studi sistematici molto chiari.

Differenti particelle di fascio SPAZIO ( $\pi, K, p$ ) aprono poi la possibilità allo studio di differenti situazioni utilizzando sempre lo stesso apparato sperimentale. Uno dei traguardi più importanti è la ricerca nel campo dei barioni e dei quark charmati. Queste misure richiedono un apparato sperimentale altamente specializzato ed accurato, infatti non sono state possibili nelle fasi iniziali dell'esperimento, ma solo dopo i necessari affinamenti avvenuti nel 2006. Prima dell'ottimizzazione, erano comunque possibili misure riguardanti altre interessanti realtà fisiche, come, per esempio, lo studio sugli stati esotici e la polarizzabilità del  $\pi$ .

## Stati esotici

Stato esotico è il nome utilizzato per definire gli adroni che non possono essere descritti con gli schemi  $q\bar{q}$  o  $qqq$ .

Sono possibili differenti scenari. Una delle più affascinanti caratteristiche della QCD è la trasmissione della forza di colore, modellizzata con i gluoni, i quali sono portatori di colore e sono capaci di creare legami gli uni con gli altri, formando strutture chiamate glue-balls. Una configurazione intermedia sono gli ibridi, per i quali sono presenti tutti i gradi di libertà dei quark di valenza e dei gluoni esotici.

Attualmente, la formazione di simili strutture è contemplata dai modelli teorici, ma il tempo di vita medio stimato è molto basso. Questa peculiarità rende la loro individuazione molto difficile, specie in presenza di un fondo molto alto. Si può però sfruttare il fatto che essi possono formare stati quantici non raggiungibili da fermioni isolati.

Altra fonte di interesse è la ricerca di strutture composte da più di tre quark, come extraquark, pentaquark e tetraquark, con differenti combinazioni quark e anti-quark. Dal punto di vista teorico, questi oggetti sono molto interessanti e sono già disponibili diverse previsioni. Sperimentalmente però la loro identificazione è molto difficile. COMPASS, con la sua elevata frequenza di eventi e la sua accuratezza di misura potrà dare il suo contributo anche in questo settore.

## Scattering Primakoff

Il pione  $\pi$  è il sistema di quark più semplice e leggero possibile. È composto infatti da un quark ( $u$  o  $d$ ) ed un anti-quark ( $\bar{u}$  o  $\bar{d}$ ). Siccome non si è ancora osservato un singolo quark libero, il  $\pi$  rappresenta una tra le opportunità più interessanti per la fisica adronica, proprio per via della sua semplicità.

Le basi teoriche sono ormai abbastanza solide il  $\pi$  gioca un ruolo importante nella teoria perturbativa (PT), la quale ha ottenuto negli ultimi anni molti successi nella descrizione dei sistemi governati da interazione forte a basse energie.

Per scoprire ulteriori informazioni a riguardo della forza che lega tra loro due quark, si vogliono studiare le influenze del campo elettromagnetico su quark carichi (elettricamente). Siccome il  $\pi$  ha una vita media di soli  $10^{-8}$  secondi, non è possibile produrre un bersaglio di  $\pi$ . Quello che si può fare è considerare la cinematica inversa e far cioè scatterare un fascio di  $\pi$  sul campo elettrico di nuclei pesanti, producendo fotoni reali. Questo fenomeno è noto come Compton inverso o Reazione Primakoff.

## Barioni charmati

Dopo la formulazione del gruppo di sapore SU (3) , che descrive le caratteristiche dei quark  $u$ ,  $d$  ed  $s$ , lo schema è stato presto estrapolato per aggiungere



## 1.2 L'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale di COMPASS è composto da due differenti spettrometri. Il primo a grande angolo ed il secondo a piccolo angolo. Questa soluzione garantisce una grande accettazione angolare e fa di COMPASS uno strumento di indagine molto flessibile. Il cuore dei due spettrometri sono i magneti, SM1 e SM2 per il primo e per il secondo stadio rispettivamente, attorno ai quali si collocano tutti i rivelatori di tracciamento ed identificazione delle particelle, i calorimetri e i detector di muoni.

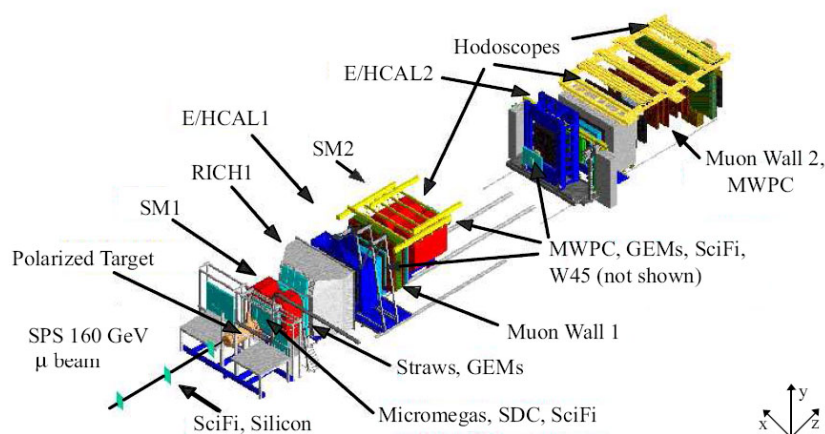


Figura 1.2: Vista prospettica di COMPASS

Lo schema generale dei due spettrometri è pressoché identico. Le differenti accettanze angolari ed i diversi studi che coinvolgono i due stadi, richiedono però sistemi di tracciamento specifici per ciascuno di essi. In particolare emerge la necessità di sistemi che coprano superfici di diverse estensioni. Possiamo allora dividere i detector di tracciamento in due grandi sottogruppi: Small Area Tracking (SAT) e Large Area Tracking (LAT)

### 1.2.1 Tracciatori a piccola superficie

Tra i tracciatori a piccola superficie è possibile fare una ulteriore distinzione, separando cioè i detector per piccola superficie (Small Area Tracking, SAT), da quelli per piccolissima superfici (Very Small Area Tracking VSAT). Ap-

partengono al gruppo SAT i detector: Micromegas (micro mesh gas detector) e le GEM (gas electron multiplier). Mentre per i VSAT abbiamo: SciFi (Scintillatine Fiber Station) e le Silicon Microstrip Detector.

### Micromegas

Micro mesh gas detector. Il principio di funzionamento di questo detector è semplice. Una particella carica che attraversa un gas lo ionizza. Un campo elettrico (1 KV/cm) ha il compito di disaccoppiare la nube di gas ionizzato e di far migrare le cariche verso un anodo raccoglitore. Per aumentare la carica prodotta, dopo la prima migrazione la nube carica entra in un secondo campo elettrico, più intenso del primo (30-50 KV/cm) che produce un effetto a valanga. Il segnale in carica che è stato ora amplificato viene raccolto dalle micro strisce metalliche ed è testimonianza del passaggio della particella in quella determinata regione.

La figura 1.3 mostra la sezione di uno di questi detector. Lo strato inferiore è un isolante sul quale sono applicate le strisce conduttive che raccolgono la carica. Su questo primo strato poggiano anche le microcolonne che sostengono la rete intermedia, artefice della variazione dell'intensità del campo elettrico lungo l'asse z. Il pannello più superficiale chiude il detector.

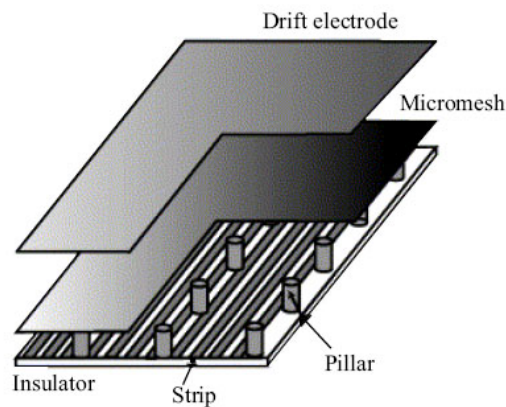


Figura 1.3: Vista prospettica di una camera Micromegas

Risulta evidente che un solo detector di questo tipo fornisce un'indicazione spaziale su di un solo asse. Per questo motivo le Micromegas vengono installate a coppie, schiena contro schiena e inclinate reciprocamente di

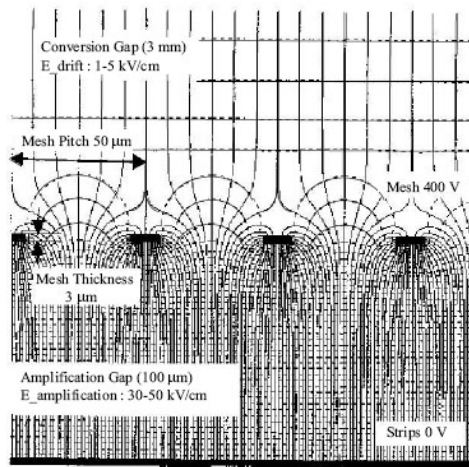


Figura 1.4: Linee di forza del campo elettrico all'interno della camera

90°. In questo modo è possibile avere anche la seconda coordinata spaziale. La superficie coperta da un detector è di  $38 \times 38 \text{ cm}^2$

La risoluzione spaziale raggiungibile con questo tipo di detector è di circa  $70 \mu\text{m}$ , quella spaziale è inferiore a  $10 \text{ ns}$  e una efficienza migliore del 98%.

Il gas utilizzato è una miscela di Ne (80%),  $\text{C}_2\text{H}_6$  (10%) e  $\text{CF}_4$  (10%).

## Gas Electron Multiplier Detector (GEM)

Il principio di funzionamento è simile a quello descritto per le Micromegas. Anche qui troviamo tre differenti strati ricoperti di materiale conduttivo e posti a potenziali elettrici differenti. Viene anche in questo caso sfruttata la creazione di coppie e la loro accelerazione ad opera di un campo elettrico produce l'effetto a valanga. La rete interna è sostituita in questo caso da un foglio traforato, come mostrato in figura 1.5.

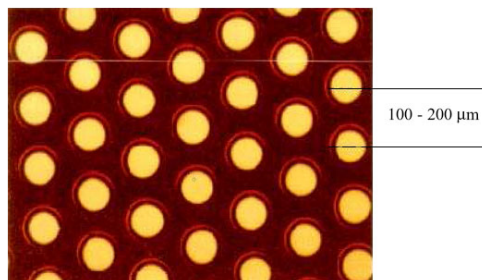


Figura 1.5: Fotografia del foglio interno di una camera Gem. Sono evidenziate anche le distanze tra due feritoie successive

La superficie coperta da un singolo detector è di  $30 \times 30 \text{ cm}^2$ , con un'area non attiva centrale di 5 cm di diametro, per la protezione dell'elettronica. La risoluzione spaziale è di  $46 \mu\text{m}$ , mentre quella temporale è di 15 ns, con una efficienza d'identificazione delle particelle del 97%.

## Scintillator Fiber Station (SciFi)

Questo tipo rivelatore è utilizzato per il tracciamento e la ricostruzione degli eventi nella regione di piccolo angolo ed alta intensità del fascio. Questa utilizzazione implica alcune caratteristiche particolari, quali la resistenza alla radiazione, risoluzione spaziale e temporale molto alta e ridotti tempi morti. Con un'area attiva di pochi centimetri quadri, essi sono situati vicino al bersaglio, a ridosso del RICH-1 e del SM2.

La figura 1.7 mostra come sono posizionati i differenti strati di fibre.

L'area attiva è di  $52.2 \times 52.2 \text{ mm}^2$  con 384 canali per i rivelatori giap-



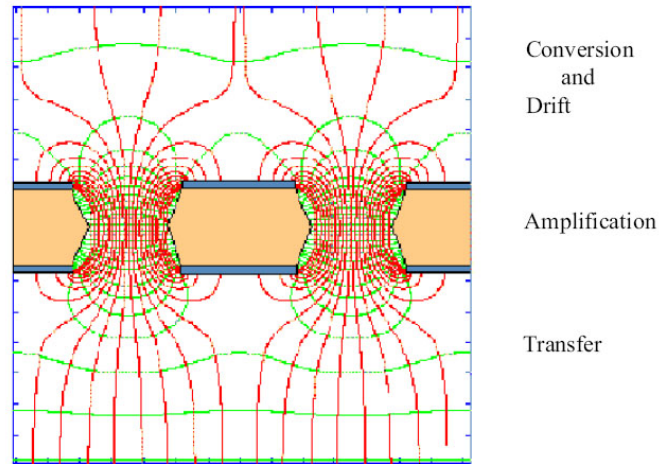


Figura 1.6: Linee di forza del campo elettrico all'interno di una camera GEM

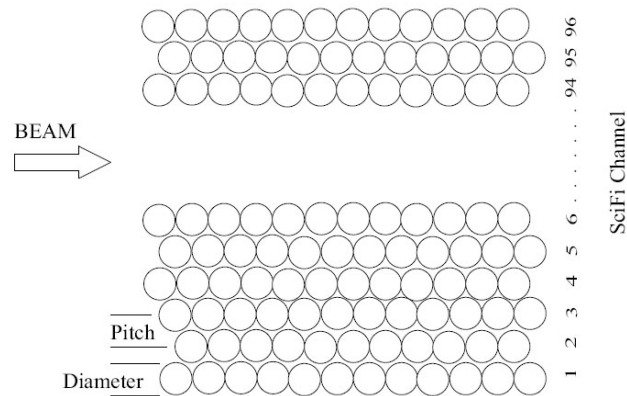


Figura 1.7: Disposizione delle fibre in strati nella zona attorno al fascio

ponesi (risoluzione temporale che varia da 400 a 500 ps, risoluzione spaziale di  $120 \mu\text{m}$ ) e di  $123 \times 123 \text{ mm}^2$  per quelli tedeschi (risoluzione temporale di 370 ps, risoluzione spaziale di  $410 \mu\text{m}$ )

### Silicon Micro Strip Detector

Sono tracciatori al silicio, installati nelle regioni prossime al bersaglio. Vengono usati per il tracciamento a piccoli angoli ed hanno una elevata risoluzione spaziale (inferiore ai  $7 \mu\text{m}$ ) e temporale (tra 2 e 3 ns). L'area attiva cor-

risponde a tutta la lastra di silicio ( $70 \times 50 \text{ mm}^2$ ). Lo spessore della piastra è di  $300 \mu\text{m}$  e può essere letta sia in logica p che n. Ciascun detector è composto da due moduli, inclinati tra loro di  $5^\circ$  e dotati di una elettronica di readout bidimensionale. Ciascun rivelatore è poi munito di una piastra di sostegno che provvede alla sua collocazione spaziale e all'approvvigionamento elettrico. Questo tipo di detector deve poter lavorare in condizioni di dura esposizione alle radiazioni. I test condotti dimostrano inoltre che divengono inutilizzabili a temperatura ambiente a causa della loro evidente perdita di efficienza, la quale decresce di oltre l'80%. Per questo motivo ciascun rivelatore è dotato di un sistema di raffreddamento apposito che mantiene la temperatura entro i limiti di maggiore efficienza.

## 1.2.2 Tracciatori a grande superficie

Per il tracciamento di grandi aree vengono impiegate Drift Chambers (DC), Multi Wire Proportional Chamber (MWPC) e Straw detector.

### Drift Chamber

Le camere a deriva hanno un'area sensibile di  $1.40 \times 1.25 \text{ m}^2$  ed un'area insensibile centrale di 30 cm di diametro. Funzionano con una mistura di gas (Ne (45%),  $\text{C}_6\text{H}_4$  (45%) e  $\text{CF}_4$  (10%)), ottenendo un tempo massimo di deriva di 70 ns. L'efficienza nell'identificazione delle particelle è di circa il 95%. Una camera è composta da 8 differenti proiezioni, due per ciascuna delle seguenti angolazioni:  $\pm 20^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $0^\circ$ . Il passo tra due linee poste alle stessa angolazione è di 3.5 mm. La distanza invece tra catodi di differenti angolazioni è di 10mm, ottenendo una risoluzione spaziale di  $240 \mu\text{m}$ .

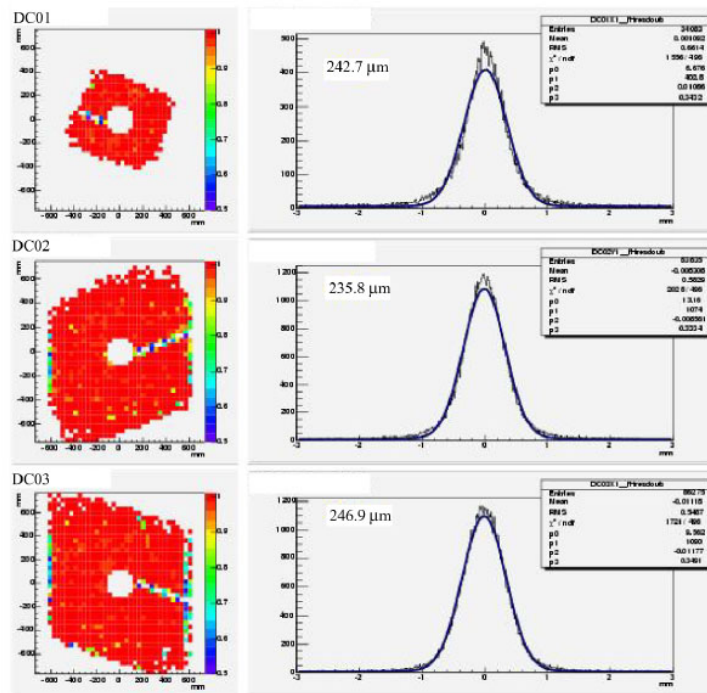


Figura 1.8: Nei grafici di sinistra è chiaramente visibile la zona di inattività centrale, mentre a destra viene riportata l'efficienza.

In aggiunta vengono usati anche dei Very Large Area Trackers (VLAT), con un'area sensibile di  $2.40 \times 5.00 \text{ m}^2$  e un'area inattiva di  $50 \text{ cm}$  di diametro. Sono installati nel secondo spettrometro, tra SM2 e il Muon Wall 2 e prendono il nome di W 4/5. Queste camere lavorano con la stessa mistura dell' MWPC (Ar (70%), CF (20%) e  $\text{CO}_2$  (10%).

### Multi Wire Proportional Chamber

Le camere a fili utilizzate in COMPASS hanno una spaziatura tra due fili contigui di  $2 \text{ mm}$  e una distanza tra i catodi di  $4 \text{ mm}$ . A seconda della loro collocazione nell'esperimento, esse sono composte da tre o quattro piani, con le seguenti orientazioni:  $\pm 10^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $0^\circ$ . L'area attiva misura  $1.5 \times 1.2 \text{ m}^2$ , con un'area inattiva centrale di  $16 \times 22 \text{ cm}^2$ . Possono raggiungere una risoluzione spaziale di  $500 \mu\text{m}$ , mentre la risoluzione temporale si attesta sui  $35 \text{ ns}$ . Utilizzano una mistura di gas composta da Ar (70%), CF (20%) e  $\text{CO}_2$  (10%). Alla tensione di alimentazione di  $4.25 \text{ kV}$  raggiungono una efficienza maggiore del 99%.

### Straw

Un detector Straw è composto da tubi a deriva del diametro di  $6$  o  $10 \text{ mm}$ , in funzione della loro collocazione sul piano del rivelatore. Tre doppi strati (vedi fig 1.9) formano un sottomodulo, due sottomoduli compongono una Straw. L'area attiva è di  $3.25 \times 2.77 \text{ m}^2$ , con un'area insensibile di  $23 \times 16 \text{ cm}^2$  situata nella regione centrale. La risoluzione spaziale di ciascuno strato è di circa  $250 \mu\text{m}$ . La risoluzione temporale per i tubi da  $6 \text{ mm}$  è di  $33 \text{ ns}$ , mentre per quelli da  $10 \text{ mm}$  è di  $55 \text{ ns}$ .

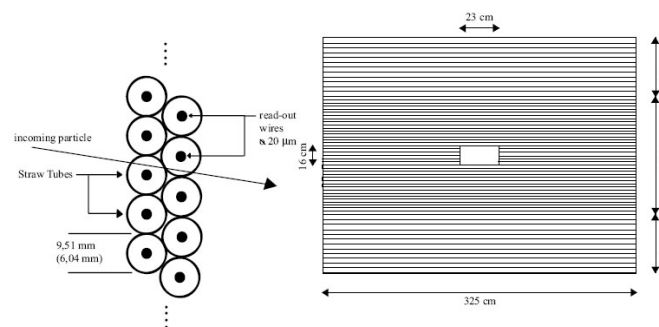


Figura 1.9: Vista in sezione e dall'alto di un rivelatore straw

### 1.2.3 Magneti

Come già annunciato in precedenza, COMPASS è dotato di due differenti magneti SM1 e SM2, uno per ciascun spettrometro. Nella tabella 1.1 sono riportate le principali caratteristiche dei due elementi.

	SM1	SM2
campo magnetico [T]	0.49	1.60
corrente [A]	2500	5000
voltaggio [V]	600	600
resistenza [Ohm] (at 20) <sup>o</sup>	0.2	0.12

Tabella 1.1: Dettagli tecnici dei due magneti a confronto

Si nota come le caratteristiche dei due magneti siano differenti. Infatti essi si trovano ad operare in condizioni diverse e devono curvare particelle dotate di diversa energia. Il primo modulo, SM1, curva le particelle ad energia minore, mentre il secondo, SM2, che fa parte dello spettrometro a piccolo angolo, si occupa di quelle più energetiche.

Per garantire i corretti parametri di esercizio entrambi i magneti sono dotati di un impianto refrigerante che ne mantiene costante la temperatura.

### 1.2.4 Filtro di muoni

I filtri muonici sono utilizzati per l'identificazione dei muoni scatterati nel programma muonico e per i muoni provenienti dal decadimento semi-leptonico nel programma adronico. Le informazioni sui muoni rilevati vanno correlate a quelle provenienti dal sistema di tracciamento rilevate prima dell'assorbitore. A causa degli scattering multipli nell'assorbitore stesso, è sufficiente una limitata risoluzione spaziale.

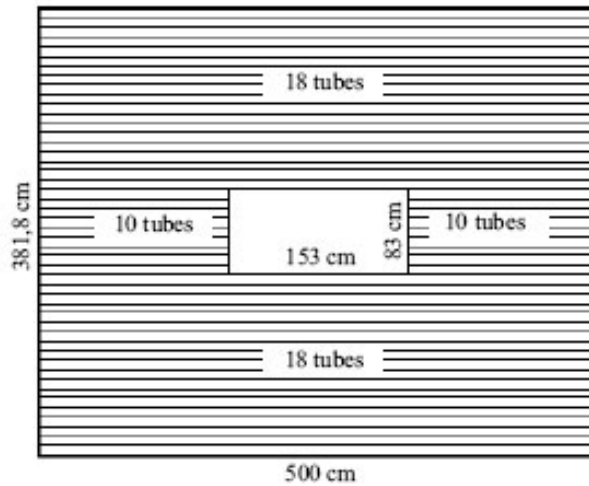
La struttura generale è comune ai due filtri. Essi sono costituiti da un assorbitore, un muro di 0.6 m di acciaio per il MF1 e uno di 2.4 m di cemento per il MF2. Questi assorbitori bloccano gli adroni e i rivelatori localizzano le particelle che riescono ad attraversarli.

L'obiettivo principale del MF1 è l'individuazione di muoni a bassa energia ( $\leq 25$  GeV) provenienti da decadimenti semi-leptonici di barioni charmati.

I primi due rivelatori di muoni sono posti davanti al MF1 e subito dopo l'assorbitore troviamo gli altri due. Si tratta di plastic Barocci tubes (PIT) (vedi fig. 1.10), i quali usano una miscela di gas Ar (70%) e CO<sub>2</sub> (30%), con una risoluzione spaziale di circa 5 cm. Dal bilancio netto delle particelle

entranti-uscenti si ricavano le informazioni sul numero e sulla posizione dei muoni. In questo bilancio vanno però tenuti in conto anche gli scattering all'interno del calorimetro, i quali potrebbero falsare la misura.

y plane



x plane

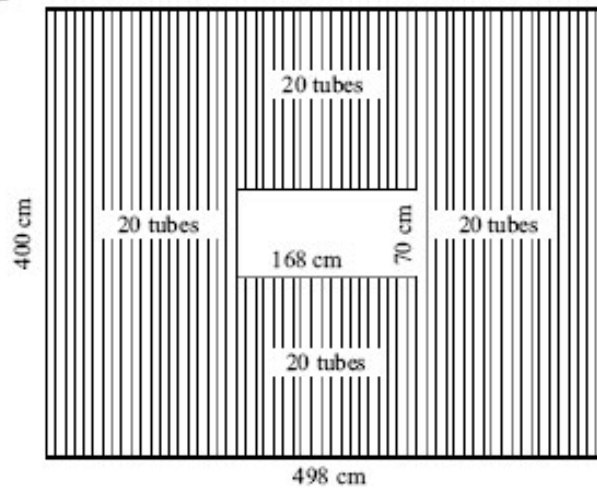


Figura 1.10: Schema della sistemazione dei tubi di Barocci sul MF1. L'asse z è entrante nel foglio.

Il secondo MF ha invece il compito di identificare i muoni altamente energetici che provengono dallo scattering profondamente anelastico e dal decadimento di muoni ad alto momento originati da adroni charmati. Il sistema di rivelazione dei muoni è lo stesso del MF1, ma il compito viene svolto da un altro tipo di rivelatori, i tubi a deriva di alluminio (diametro: 3 cm). La miscela di gas usata è Ar (75%) e CO<sub>2</sub> (25%) e la risoluzione spaziale è di 300  $\mu\text{m}$ .

### 1.2.5 I calorimetri

Nel setup finale dell'esperimento sono previsti anche due calorimetri adronici e due elettromagnetici. I due elettromagnetici sono già stati installati e testati. Il primo calorimetro adronico (HCAL1) è usato principalmente come trigger, scopo per il quale è sufficiente una moderata risoluzione in energia. Il calorimetro a piccolo angolo (HCAL2) richiede invece una alta risoluzione ed è realizzato con particolari scintillatori. L'elettronica di readout è la stessa per tutti e due i rivelatori.

### 1.2.6 Il sistema di trigger

Il sistema di trigger di COMPASS consiste in diversi scintillatori combinati con l'HCAL1. Tale sistema è composto da quattro gruppi di odoscopi, chiamati *inner*, *laddre*, *middle*, *outer*. Esclusi quelli curvati dai due spettrometri, i muoni interagenti con il bersaglio polarizzato possono essere facilmente confusi con particelle che non interagiscono con esso, specialmente in caso di piccoli angoli di scattering, come quelli richiesti per le misure di  $\Delta G/G$ .

Per evitare questo errore, il muone scatterato  $\mu'$  viene misurato in due differenti posizioni lungo la linea del fascio per determinare la direzione. In questo modo, tutti i muoni che attraversano la linea di fascio parallelamente ad essa vengono scartati.

Nel programma muonico di COMPASS ci sono due classi di eventi che necessitano di un trigger accurato: il così detto decadimento  $\Delta G$ , con la selezione degli eventi di fusione gluone-fotone e per i quali il trigger è effettuato sul fotone quasi-reale, e la selezione dei fotoni con bassa energia (tipicamente  $\nu_{min} = 0.3 \times E_{beam}$ ).

Questa classe di eventi richiede un segnale dal calorimetro adronico per selezionare ed escludere gli scattering radiativi e quelli muone-elettrone. In secondo luogo è richiesto un DIS-trigger per gli eventi a scattering profondamente anelastico, per i quali il minimo momento trasferito è circa  $Q^2 > 1\text{GeV}^2$ . L'accettanza è solitamente limitata dalle dimensioni della finestra del magnete dello spettrometro. All'energia del fascio di 190 GeV il limite per il momento trasferito è circa  $Q^2 \cong 80\text{GeV}^2$ .

Per quanto riguarda invece il trigger per la fusione fotone gluone, si possono utilizzare due differenti segnali: i muoni scatterati e gli adroni. Tutti

e due sono necessari per selezionare gli eventi PGF. Nel caso della *open charm production*, devono essere ricostruiti almeno due mesoni provenienti dal decadimento  $D^0$ . È inoltre necessario distinguere tra i muoni scatterati e i muoni dell'alone. Considerando che i muoni del fascio, come quelli dell'alone, hanno una energia di 160 GeV, i muoni scatterati hanno una inferiore di circa il 20%. Il fotone deve avere una energia sufficientemente stabile durante il processo di fusione fotone gluone, per permettere l'utilizzo della teoria perturbativa. Un valore di  $s \simeq 10 \text{ GeV}^2$  L'energia del sottosistema fotone gluone è data da  $s = x_G \times 2M \times v$ . Per bassi valori di  $v \simeq 30(60)\text{GeV}$  è possibile campionare gluoni con  $x_G > 0.16$ . Per ottenere una sufficiente polarizzazione dei fotoni è necessaria una perdita di  $y = \frac{v}{E_{beam}} > 0.3$  Un evento che abbia una energia dei sottosistemi creati sufficientemente stabile, produce anche quark pesanti o coppie di adroni con elevato momento trasverso ( $p_{\perp} > 1.5 \text{ GeV}$ ).

Questo trigger a perdita di energia è realizzato con tre coppie di odoscopi scintillatori. Il fattore limitante è la presenza di particelle del fascio con bassa energia, provenienti da scattering elastico muone elettrone e bremsstrahlung. Il sistema di trigger descritto selezione tutte le particelle con energia diversa da quella del fascio. D'altro canto però tutti e due gli eventi precedentemente descritti hanno un comune destino: escludendo i muoni che possono essere confusi come muoni scatterati, non c'è produzione di adroni. Usando quindi le informazioni provenienti dai calorimetri adronici HCAL1 e HCAL2, i quali selezionano gli eventi con adroni sopra una certa soglia di energia, in sinergia con i muoni identificati con la tecnica della perdita di energia, si riesce ad ottenere una efficace selezione di eventi.



## Capitolo 2

# IL RICH-1 di COMPASS

RICH è l'acronimo di Ring Imaging Cherenkov detector. Il compito del RICH-1 è quello di identificare diversi tipi di particelle, quali pioni, kaoni e protoni con momento superiore a 55 GeV/c ad alta frequenza di ingresso. L'identificazione deve avvenire utilizzando la minima quantità di materiale possibile per massimizzare l'efficienza del rivelatore stesso.

Come si evince dal nome stesso, per l'identificazione delle particelle il RICH sfrutta l'effetto Cherenkov, misurandone gli anelli di luce prodotta.

Iniziamo allora a comprendere il fenomeno dell'emissione di luce Cherenkov, per passare poi a descrivere in dettaglio il rivelatore

### 2.1 L'effetto Cherenkov

Nel 1910, Mme Curie osservò l'emissione di una luce blu da parte di una soluzione di radio, senza approfondirne le cause. Tra il 1926 e il 1929, L. Mallet fece le prime osservazioni quantitative, sia fotografiche che visuali, osservando una sorta di spettro continuo. Nel 1934, P. A. Cherenkov e S. I. Vavilov studiarono il fenomeno e Vavilov, tre anni più tardi, tentò la prima formulazione teorica per spiegarlo. La prima convincente teoria quantitativa fu però proposta da nel 1937 da I. Tamm e . Frank, i quali ricevettero nel 1958, insieme a Cherenkov, il premio Nobel per i loro studi. Ecco, per sommi capi, le tappe fondamentali che hanno portato alla scoperta e alla comprensione di questo fenomeno. Cerchiamo ora di spiegar cos'è l'effetto Cherenkov.

Una particella che attraversa un dielettrico, tende a muoversi al suo interno con velocità  $c/n$ , dove  $n$  è l'indice di rifrazione del dielettrico. Accade in alcuni casi, che questa velocità sia invece superiore, per esempio nelle zone di contatto tra due dielettrici di indice di rifrazione diverso. Passando per esempio da un dielettrico con indice di rifrazione  $n_1$  ad un altro con indice di rifrazione  $n_2$ , con  $n_1 > n_2$ , la particella in oggetto dovrà rallentare. Nei primi istanti in cui si trova nel dielettrico  $n_2$  la sua velocità sarà dunque

maggiore di quella consentita ( $c/n$ ). La perdita di energia dovuta alla decelerazione è manifestata dall'emissione di una radiazione luminosa, la cui geometria, seguendo il principio di Huygens, è un cono con il vertice centrato sulla particella stessa (vedi fig. 2.1)

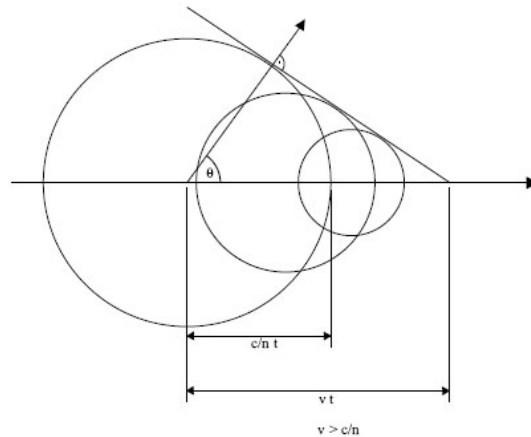


Figura 2.1: La figura mostra il cono luce prodotto per effetto Cherenkov

L'apertura del cono luce è determinata dalla seguente relazione:

$$\cos\theta = (c \cdot t / \beta c \cdot t) = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > 1/n \quad (2.1)$$

Cerchiamo di capire qual'è l'origine della radiazione luminosa alla base di questo fenomeno. Una carica che si muova a bassa velocità ( $v \ll c$ ) (vedi fig. 2.2, a sinistra) all'interno di un dielettrico, induce una polarizzazione nel dielettrico stesso. La simmetria della polarizzazione fa sì che i singoli dipoli creati si annullino a vicenda, senza alcuna particolare manifestazione. Se invece la velocità della particella è alta, maggiore della velocità della luce nel mezzo, la simmetria della polarizzazione delle cariche viene meno (vedi fig. 2.2, a destra). Questa asimmetria fa sì che la risultante dei dipoli sia non nulla. Abbiamo allora un dipolo che si muove con una certa velocità in un mezzo. In questo caso l'emissione è contemplata dall'elettrodinamica classica e prevede una emissione in tutte le direzioni. Si avrà dunque inter-

ferenza distruttiva in tutte le direzioni, fatta eccezione che per una, quella del cono di apertura  $\theta$ .

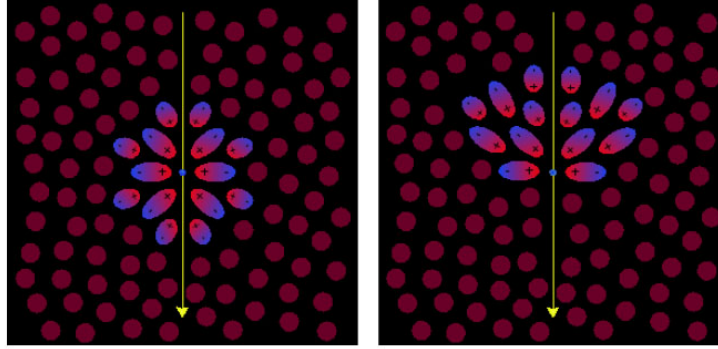


Figura 2.2: Simmetria ed asimmetria di polarizzazione ad opera di una particellacarica che attraversa un dielettrico a diverse velocità

Bisogna tenere in considerazione però che questo modello è valido solo sotto alcune condizioni:

- la velocità della particella deve essere maggiore della velocità della luce nel mezzo  $v > \frac{c}{n}$
- la lunghezza del mezzo attraversato deve essere molto maggiore della lunghezza d'onda della luce emessa  $l_{\text{radiator}} \gg \lambda$
- la radiazione Cherenkov deve essere polarizzata linearmente, con il vettore di Poynting perpendicolare al cono,  $\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \cdot (\vec{E} \times \vec{B}) \perp$  al cono

Al fine di specificare la velocità limite per la quale si assiste alla comparsa del fenomeno, è utile utilizzare la variabile di Lorentz  $\gamma$ :

$$\gamma_{\text{thres}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (2.2)$$

Usando questa espressione si può allora considerare l'energia minima per la comparsa dell'effetto Cherenkov pari a:

$$E_{thres} = m \cdot c^2 \cdot \gamma_{thres} \quad (2.3)$$

L'intensità e la distribuzione spettrale sono date dalla relazione di Frank-Tamm:

$$\frac{dN_{ph}}{dE} = \frac{\alpha}{\hbar c} \cdot Z^2 L \left[ 1 - \left( \frac{1}{\beta n} \right)^2 \right] \quad (2.4)$$

La dispersione ottica può essere descritta con una funzione  $n=n(E)$ . Questo fatto va tenuto in considerazione nell'utilizzo della relazione 2.4 per la stima dei fotoni Cherenkov prodotti. Assumendo un angolo Cherenkov costante, l'integrale su  $dE$  dà:

$$N = N_0 \cdot Z^2 L \sin^2 \theta \quad (2.5)$$

con  $N$  numero di fotoni rivelati e  $N_0$  parametro di risposta del rivelatore:

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c} \cdot \epsilon \Delta E = (370 eV^{-1} cm^{-1}) \epsilon \Delta E \quad (2.6)$$

$$\epsilon \cdot \Delta E = \int (QTR) dE \quad (2.7)$$

con  $\epsilon$  valore di energia media dell'efficienza del detector (Q=efficienza quantica, T=trasmissione, R=riflettività dello specchio) con un intervallo  $[E_b, E_b + \Delta E]$ .

La radiazione Cherenkov ha uno spettro continuo. Con un mezzo dispersivo,  $n$  e  $\theta$  variano un funzione della frequenza  $\nu$ . L'energia persa per unità di cammino può essere ricavata dall'equazione di Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.8)$$

con  $K = 4Ar_e^2 m_e c^2$ ,  $E_{max}$  è la massima energia che può essere trasmessa in una singola collisione,  $I$  è l'energia media di eccitazione e  $\delta$  è la densità di effetto di correzione della perdita di energia. Il numero di fotoni di una particolare frequenza o lunghezza d'onda è proporzionale a  $d\nu \cdot d\nu / \lambda^2$ , la luce prodotta è quindi principalmente di colore blu.

Considerando piccoli intervalli in frequenza, la dipendenza di  $n$  in funzione della frequenza può essere trascurata. Considerando dunque l'equazione precedente, si vede come l'energia  $dE$  emessa come luce Cherenkov nell'intervallo di frequenze che vanno da  $\nu_1$  a  $\nu_2$  da una particella di carica  $Z$  lungo un tratto  $dx$  può essere parametrizzata come:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{Z^2}{2} \left( \frac{e^2}{\hbar} \cdot c \right) \left( \frac{mc^2}{e^2} \right) \left( (h\nu_1)^2 - ((h\nu_2)^2 / (mc^2)) \right) \left( 1 - \left( \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \right) \quad (2.9)$$

Per particelle con  $z = 1$  e considerando acqua come mezzo attraversato ( $n = 1.33$ ), questa espressione restituisce un valore di  $dE/dx = 400 \text{ eV cm}^{-1}$  per la parte visibile dello spettro ( $\lambda = 400 - 700 \text{ nm}$ ) ed una produzione di circa 200 fotoni per cm. Questa è solo una parte della perdita di energia. L'interesse per lo studio della luce Cherenkov è dato dalla misura dell'angolo  $\theta$ , il quale, come si vede dall'equazione 2.1, fornisce direttamente il valore di  $\beta \cdot n$

La risoluzione in velocità  $\sigma_\beta/\beta$  è data da:

$$\sigma_N/N = \frac{1}{\sqrt{N}} = 2 \cot \theta \cdot \sigma_\theta \quad (2.10)$$

Prendendo ciascun cluster sul piano di riferimento del detector come punto di impatto di un fotone con emissione polare di angoli  $\theta_{clus}$  e  $\phi_{clus}$ ,  $\theta_{ring}$

è la media dei valori di  $\theta_{clus}$ .  $\sigma_\theta$  è la deviazione standard della distribuzione  $\phi_{clus} - \theta_{ring}$  ed è considerata come la risoluzione sul singolo fotone. Con  $\sigma_\theta = \cot\theta (\sigma_\beta/\beta)$  otteniamo:

$$\sigma_\beta/\beta = \frac{\tan^2}{2\sqrt{N}} = \frac{n\beta\sigma_\theta}{\sqrt{N_0L}} \equiv k_r \quad (2.11)$$

dove  $k_r$  è nota come la costante del rivelatore RICH. la risoluzione di un rivelatore RICH per N fotoelettroni è data da:

$$\sigma_\beta/\beta = \tan\theta (\sigma_\theta/\sqrt{N}) \quad (2.12)$$

dove  $\sigma_\theta$  indica l'errore angolare totale per ciascun fotone rivelato. La capacità di identificazione di particelle di un rivelatore RICH può essere riassunta utilizzando le variabili  $u_1 = \sin^2\theta$  e  $u_2 = 1 - \left(\frac{1}{n}\right)^2 - \left(\frac{m}{pn}\right)^2$ :

$$n_\sigma = \frac{u_2 - u_1}{\sigma_u/\sqrt{N}} = \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2 n^2} \cdot \frac{\sqrt{N}}{\sigma_u} \quad (2.13)$$

con  $n_\sigma$  che indica la deviazione standard per la distribuzione di massa  $m_1$  e  $m_2$ .

Introducendo il parametro  $n_\sigma$ , il momento p per l'identificazione di particelle può essere scritto come:

$$p = \sqrt{\left(\frac{(m_2^2 - m_1^2)}{2k_r n_\sigma}\right)} \quad (2.14)$$

## 2.2 I rivelatori RICH

Il principio qui descritto viene utilizzato da differenti tipi di rivelatori.

Fatta chiarezza sulle leggi fisiche che dominano l'effetto Cherenkov e messi in risalto i parametri fondamentali per la sua utilizzazione in un RICH, passiamo a descrivere i principi di funzionamento di questi rivelatori. Appare ormai chiaro che l'idea di base è quella di far attraversare alle particelle da studiare un materiale diffusore che ha appunto il compito di innescare l'effetto Cherenkov. Gli anelli di luce prodotti andranno quindi registrati da opportuni rivelatori. La misura del diametro di tali anelli permette dunque di determinare la velocità della particella che ha prodotto il cono-luce. Spesso però emerge la necessità di allargare i fasci di luce prodotti per migliorare l'efficienza della loro identificazione (vedi fig. 2.3).

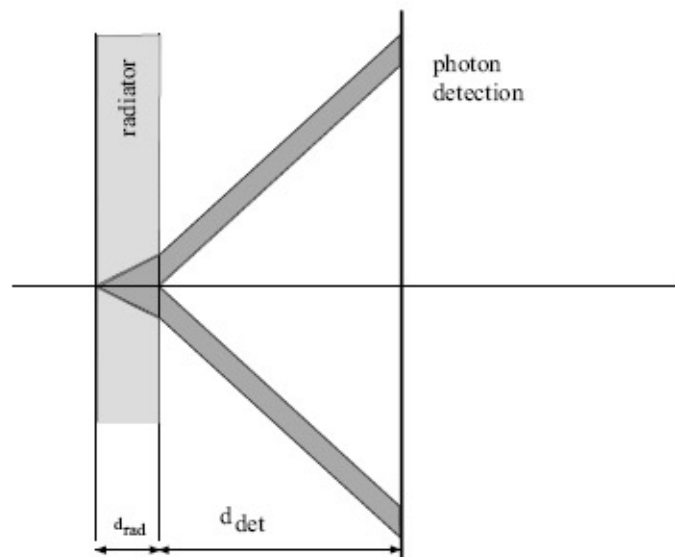


Figura 2.3: Vista schematica di un RICH. Il volume posto tra il radiatore e i fotodetector di spessore  $d_{det}$  allarga il cono Cherenkov per aumentare l'efficienza della misura

L'emissione inoltre, avviene lungo l'asse del fascio. Ecco allora che diviene necessario anche deviare gli anelli di luce, per fare in modo che i rivelatori che dovranno identificarli non si trovino sul cammino del fascio di particelle. Queste due importanti esigenze, insieme ad altre minori, apre la possibilità all'utilizzo di diversi schemi ottici e l'impiego di differenti rivelatori di luce.

In particolare, per quanto concerne i rivelatori, ne sono stati impiegati tre differenti tipi:

- a fotomoltiplicatori;
- a gas fotosensibile;
- a Multi Wire Proportional Chamber con fotocatodi CsI.

Rivelatore di fotoni	Esperimento	Note
rivelatori a fotomoltiplicazione	AMS DIRC HERA-B HERMES LHCb  PHENIX SELEX	PMs a multianodo PMs PMs a multianodo PMs HPD PMs PMs PMs
fotodetector a gas fotosensibile	CARPICE CERES CLEO II CRID DELPHI OMEGA	TMAE TMAE TEA TMAE TMEAE TMAE
MWPCs con fotocatodi CsI	ALICE COMPASS HADES	HMPID

Tabella 2.1: Alcuni rivelatori RICH con i loro fotorivelatori

Ciascuna di queste tre diverse tecniche presenta caratteristiche peculiari. I fotomoltiplicatori offrono un ampio intervallo di frequenze accettate, una alta frequenza di eventi rilevabili e limitata aberrazione cromatica. Operano nel visibile e nel UV e garantiscono una buona rivelazione di anelli Cherenkov utilizzando PM (fotomoltiplicatori), o HPD (Hybrid Photo Diode)

Il secondo tipo è contraddistinto da gas sensibile TME (triethylamine) o TMAE (tetrakis-dimethylamino-ethylene). L'utilizzo di questi gas rende questi rivelatori sensibili nel dominio del UV. Il terzo tipo invece utilizza MWPCs (Multi Wire Proportional Chamber) e un piano di catodi coperto



da un sottile strato di CsI (qualche centinaio di nm). Queste camere necessitano di finestre di ingresso con una buona trasparenza per la regione di spettro interessata, come il quarzo utilizzato per ALICE e COMPASS. La tabella 2.1 mostra riassunte le tre diverse tecniche di costruzione con i rispettivi rivelatori ed esperimenti correlati.

## 2.3 RICH-1: il setup

Il RICH di COMPASS monta i suoi fotorivelatori in una posizione particolare: si trovano infatti nella sezione posteriore del rivelatore (vedi fig. 2.4 ). Il fascio entrante proviene da sinistra nell'illustrazione, e produce un cono luce diretto verso destra. La luce Cherenkov viene quindi riflessa da due specchi segmentati verso la parte posteriore del rivelatore, dove sono montati i fotorivelatori. Gli specchi hanno anche il compito di focalizzare l'immagine alla giusta distanza per ottimizzare l'efficienza dei fotorivelatori stessi. Questa soluzione è sdoppiata in due parti: inferiore e superiore, del tutto identiche tra loro. Questo sdoppiamento e rimando dell'immagine lascia libero il fascio principale, selezionando solo le particelle che hanno interagito col bersaglio.

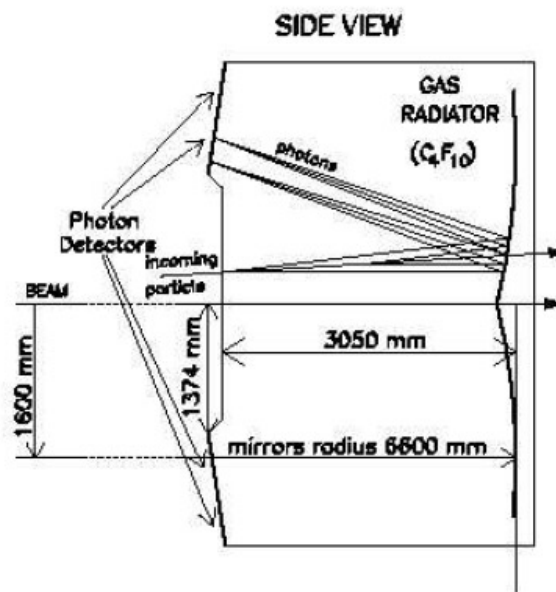


Figura 2.4: Vista laterale del RICH di COMPASS. Sono illustrati tutti i principali componenti e lo schema ottico adottato. Il cammino ottico della luce Cherenkov prodotta è disegnato solo per la parte superiore, ma si ripropone identico anche per quella inferiore.

La tabella 2.2 mostra le caratteristiche principali del rivelatore. La tabella 2.3 mostra invece un confronto tra le prestazioni attese e quelle effettive in due differenti periodi di presa dai (nel 2002 e nel 2003).

Accettanza verticale dello spettrometro	400 mrad
Accettanza orizzontale dello spettrometro	500 mrad
Area attiva a monte del RICH	3,2 x 2,4 m <sup>2</sup>
Area attiva a monte del RICH	5,6 x 4,0 m <sup>2</sup>

Tabella 2.2: Accettanza angolare e caratteristiche del RICH-1

	Atteso	Run del 2002	Run del 2003
Numero di fotoni per anello	36	19,75	21,1
Superficie dello specchio	100%	95%	95%
Riflettanza dello specchio	89%	85 %	85 %
Area attiva	95%	78 %	78 %
Trasmissione del quarzo	85%	83 %	83 %
Contaminazione del gas	5 ppm O <sub>2</sub> 5 ppm H <sub>2</sub> O	4 ppm O <sub>2</sub> 5 ppm H <sub>2</sub> O	1 ppm O <sub>2</sub> 3 ppm H <sub>2</sub> O

Tabella 2.3: Confronto tra le prestazioni attese e quelle misurate nel 2002 e nel 2003. Si noti come la riduzione delle impurità avvenuta nel 2003 abbia portato ad un significativo aumento del numero di fotoni per anello

In questo capitolo verranno presentati tutti i componenti di questo rivelatore: il vessel, che ha un volume di  $83 \text{ m}^3$ , il muro di specchi e la struttura di supporto degli specchi stessi, il sistema di fotorivelazione e il sistema di controllo del gas radiatore.

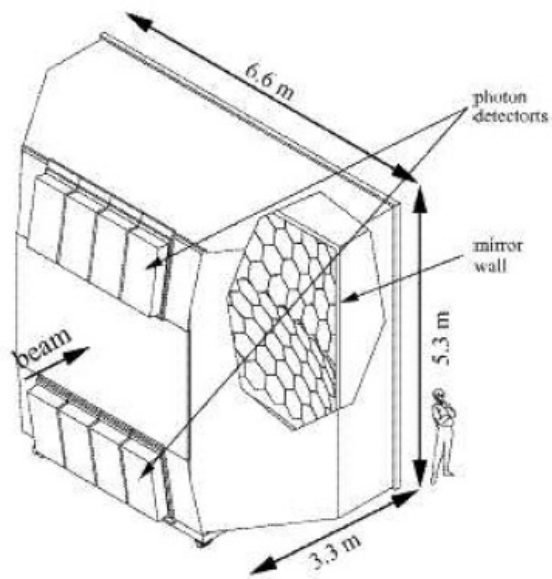


Figura 2.5: Vista generale del RICH di COMPASS. Sono ben visibili la collocazione dei rivelatori nella parte posteriore del RICH, la configurazione del muro di specchi, costituito da una serie di specchi esagonali e pentagonali e il guscio di supporto dell'apparato che funge anche da contenitore per il gas radiatore.

### 2.3.1 Il vessel

Il vessel del RICH-1 misura  $6,6 \times 5,3 \times 3,3 \text{ m}^3$ . Con queste dimensioni fa del RICH il rivelatore più grande di tutto lo spettrometro COMPASS. Ecco elencati i principali costituenti di questa struttura. Il telaio interno, di acciaio inossidabile, fornisce la necessaria stabilità e non richiede precisione meccanica. Questa struttura sostiene le pareti di chiusura del vessel, le quali necessitano invece di una elevata precisione meccanica. Il collegamento tra telaio e pareti di chiusura è composto da telaietti regolabili che permettono di allineare correttamente le superfici di chiusura. L'intera struttura è composta da cinque differenti pareti:

- parete frontale con la finestra di ingresso
- parete posteriore con la finestra di uscita
- due pareti per la collocazione dei fotorivelatori, superiore e inferiore
- una parete con la porta di accesso

Dentro al vessel poi, uno speciale telaio sostiene gli specchi, assicurandone l'esatto posizionamento. Tutta la struttura poi è dotata di ganci esterni per essere sollevata e posizionata e di ruote per lo scorrimento sulle rotaie su cui poggia l'intero spettrometro.

Il mantello esterno del vessel è composto da un sottile pannello di acciaio inossidabile, vincolato al telaio di sostegno sottostante. La figura 2.6 mostra il setup finale privo però della finestra di chiusura e del muro di specchi all'interno. Le finestre anteriore e posteriore sono progettate con una struttura a *sandwich*, costituita da due sottili fogli di alluminio all'esterno e schiuma solida all'interno. La superficie di copertura più ampia è di  $20 \text{ m}^2$ . Durante il run del 2003 sono state misurate per la prima volta le perdite di gas dal vessel di contenimento, tenendo conto di variazioni di pressione, temperatura e livello di liquido immagazzinato. A causa delle variazioni di temperatura e pressioni esterne, i valori sono oscillanti. È stato comunque possibile stabilire un comportamento medio durante un periodo di 90 giorni, misurando una perdita media di 90 litri al giorno.

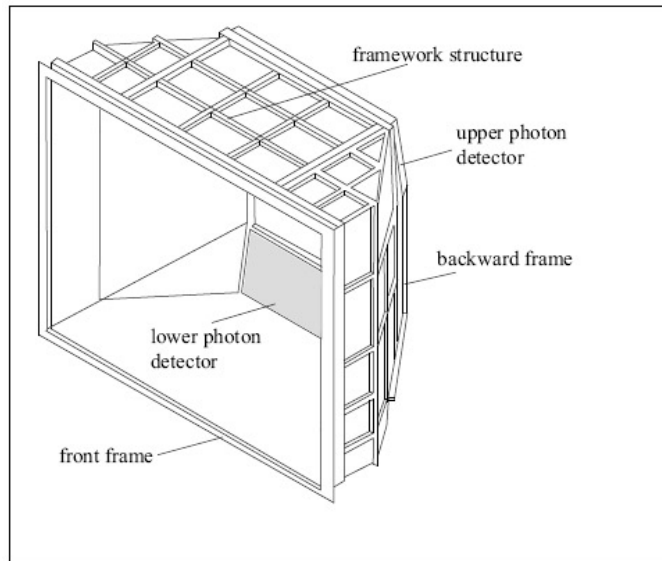


Figura 2.6: Vista del guscio del RICH. Mancano il pannello frontale e il muro di specchi.

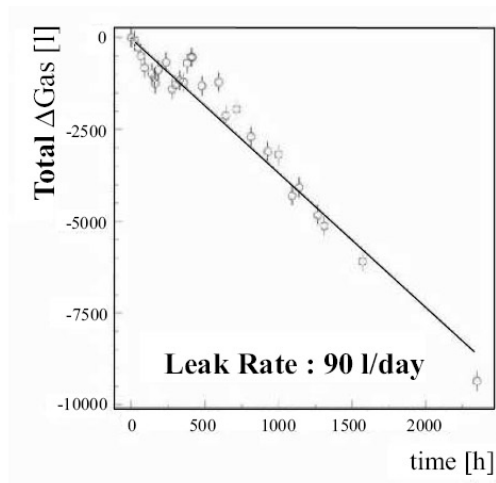


Figura 2.7: Perdite di gas misurate in un periodo di 90 giorni.

### 2.3.2 Gli specchi

I due specchi sferici hanno un raggio di curvatura di 6,6 m. Ciascun di essi è segmentato in 116 diversi elementi, di forma esagonale e pentagonale. Il centro dei due specchi è situato ad una distanza di 1,6 m dall'asse del fascio, il primo sopra e il secondo sotto l'asse stesso, in modo da focalizzare l'immagine all'esterno della regione di accettazione dello spettrometro. Lo spazio tra due segmenti adiacenti è causa di una perdita di riflettività totale del 4 %. L'area riflettiva totale è di 21 m<sup>2</sup>. La massima tolleranza accettabile per lo scarto dalla curvatura ottimale degli specchi è  $\sigma_\theta = 0,2$  mrad.

Il materiale impiegato per la costruzione degli specchi è vetro borosilicato con uno spessore di 7 mm. Per ottenere la riflettività richiesta per l'UV, è stato depositato uno strato di  $\sim 80$  nm di Al ed uno protettivo di  $\sim 30$  nm di MgF<sub>2</sub>



Figura 2.8: Il muro di specchi del RICH visto dall'interno del guscio. Nella foto sono visibili tutte e due gli specchi, quello superiore e quello inferiore

numero di specchi	116
raggio di curvatura	$6606 \pm 20 [mm]$
rugosità superficiale	$1,65 \pm 0,45 [mm]$
riflettanza	83 - 87 %

Tabella 2.4: Caratteristiche principale del muro di specchi

Si è inoltre tenuta in considerazione la stabilità a lungo termine dell'apparato. A tal scopo è stata monitorata la riflettanza degli specchi durante un periodo di due anni. I risultati sono riportati nel grafico 2.9.

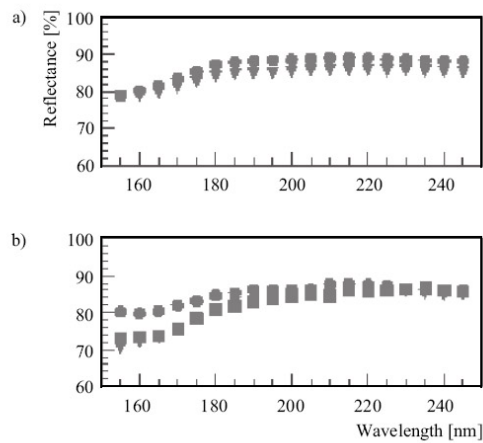


Figura 2.9: (a) media dei valori di riflettanza misurati per tutti i 126 specchi al centro dello specchio (punti) e ai bordi (triangoli). (b) riflettanza di un singolo specchio misurata subito dopo la riproduzione (punti), dopo un anno (quadretti) e dopo due anni (triangoli)



Il meccanismo per il posizionamento ed il fissaggio dei singoli specchi deve essere leggero e allo stesso tempo molto rigido. È stato quindi impiegata una lega di  $Al_{95}$ ,  $Fe_4$ ,  $Brass_1$ . La stabilità del sistema in combinazione con il vessel del RICH è stata simulata col metodo agli elementi finiti (FEM), simulandone il comportamento in diverse condizioni di impiego. La configurazione finale è di tipo reticolare, con gli specchi sospesi su sfere di precisione. La struttura di alluminio è composta da:

- un telaio rettangolare posto fuori dalla regione di accettazione dello spettrometro. Le sue dimensioni sono di  $6,05 \times 4,85 \text{ m}^2$ . Questo telaio è montato sulla parte posteriore del vessel (vedi fig. 2.10).
- una struttura a doppia sfera ad alta precisione meccanica, con punti di connessione per gli specchi
- le giunzioni. Un complesso meccanismo che fissa gli specchi alla struttura sopra citata e ne permette il corretto allineamento. Permettono di far ruotare ogni singolo specchio su due assi e sono dotate di scale micrometriche, raggiungono una precisione di  $2,5 \text{ mrad}$ . Il peso di una giunzione è di  $112 \text{ g}$ .

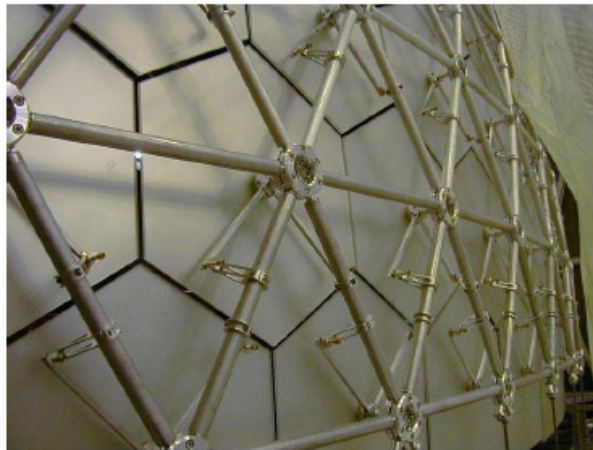


Figura 2.10: Struttura di sostegno degli specchi. Sono ben visibili la struttura reticolare e i punti di contatto sferici che permettono la regolazione e l'allineamento dei singoli specchi

### 2.3.3 I fotorivelatori

La zona centrale del RICH-1 ha ricevuto da poco un up-grade che ha portato all'installazione di nuovi fotomoltiplicatori a multianodo (MAPMT) ed una nuova elettronica di read-out. Questo up grade verrà descritto in dettaglio nel paragrafo 2.4. Sulle parti periferiche sono invece rimaste le camere multifilo (Multi Wire Proportional Chambres (MWPCs)), con fotocatodi di CsI. Questo tipo di rivelatori sensibili alla banda UV, sono stati sviluppati in collaborazione con il gruppo RD-26 al CERN e sono stati utilizzati anche per l'esperimento ALICE. Il RICH-1 è dotato di otto camere identiche tra loro, ciascuno con una superficie di  $576 \times 1152 \text{ mm}^2$ . I fotocatodi sono composti da due Printed Circuit Boards (PCB), grandi  $576 \times 576 \text{ mm}^2$ . La finestra di silicato di quarzo consiste in due pannelli identici al quarzo ( $600 \times 600 \times 5 \text{ mm}^3$ ). Una speciale attenzione è richiesta nel maneggiare le PCBs con il deposito di CsI. Infatti va evitata la loro esposizione in atmosfera con più di 100 ppm di ossigeno. La segmentazione dei fotocatodi in aree di  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  fornisce un totale di 82944 canali, ciascuno con la sua elettronica di readout. Il livello di occupazione atteso è di  $\sim 5\%$  alla massima frequenza di trigger di  $10^5 \text{ s}^{-1}$ , che produce un flusso di dati di 2,5 Gb/s. L'elettronica di front-end è composta dai chips Gassiplex. La versione impiegata è stata appositamente modificata e fornita di un preamplificatore, uno shaper e un multiplexer analogico. Il tempo morto intrinseco è di 400 nsec per evento, con un peaking time di un  $4 \mu\text{sec}$ . Le figure 2.11 e 2.12 mostrano il setup dei fotorivelatori.

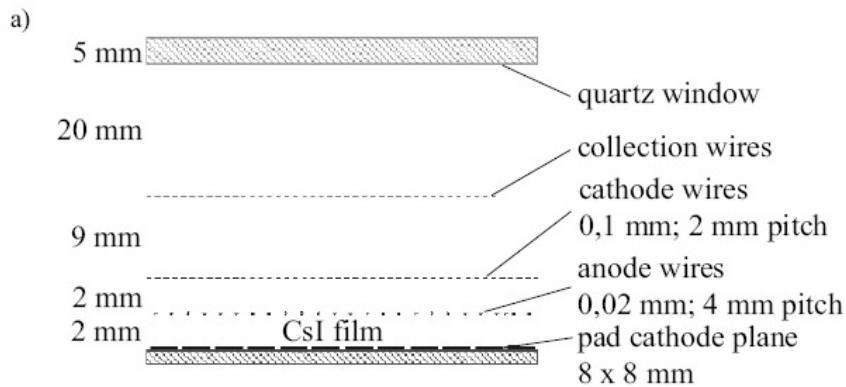


Figura 2.11: Vista laterale di un fotorivelatore del RICH-1

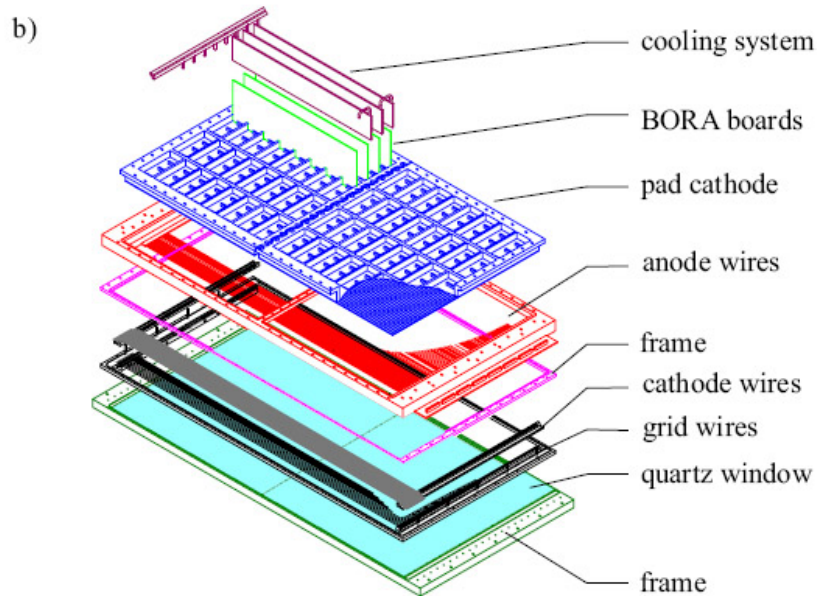


Figura 2.12: Vista prospettica di un fototivelatore del RICH-1. Sono chiaramente visibili tutti i componenti principali e la loro collocazione.

Il sistema di readout è composto da un totale di 192 front-end-cards, le BORA boards, le quali ospitano i chip di front-end e il trigger di primo livello. Ci sono 24 BORA-boards per camera e forniscono ciascuna 432 canali analogici. Ogni Bora è dotata di un chip di front-end, un ADC (Analog to Digital Converter), un FIFO (First In First Out buffer), una FPGA (Field Programmable Gate Array) per le sequenze logiche, la sottrazione delle soglie e la soppressione dello zero, DSP a 32 bit e un connettore ottico. Il sistema di controllo delle bora è una rete parallela di DSPs (Digital Signal Processing), che opera con una interfaccia dedicata PC-PCI: le DOLINA boards con otto DSPs ciascuna. La figura 2.13 mostra l'architettura del sistema.

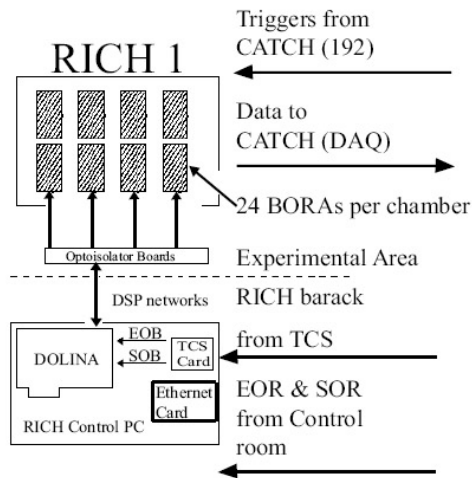


Figura 2.13: Schema dell'architettura dell'elettronica di readout del RICH-1

La rivelazione dei fotoni raggiunge un guadagno assoluto di  $10^4$  al voltaggio nominale di 2000V, con una efficienza di circa il 75%, come mostrato in figura 2.14.

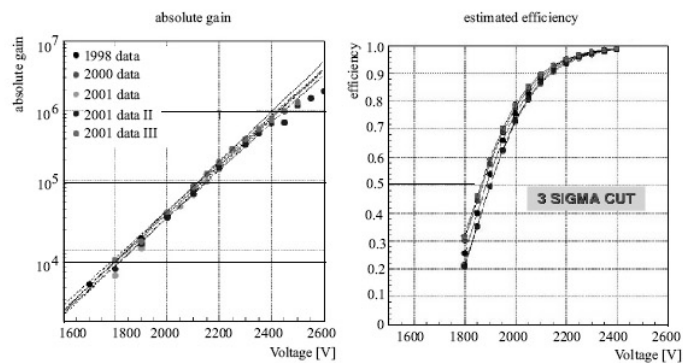


Figura 2.14: Grafici di guadagno assoluto ed efficinezza. Il guadagno rimane lineare sino a 2300 V circa. Il voltaggio operativo è di 200 V, che corrisponde ad un guadagno di  $3 \times 10^4$ . L'efficienza, con voltaggio di 2000 V è di circa il 75%.

Nella figura 2.15 sono chiaramente visibili i due array di rivelatori, uno superiore ed uno inferiore. Sono inoltre visibili gli anelli di luce Cherenov rivelati dai fotorivelatori e digitalizzati dall'elettronica di front-end. Il caso di sinistra è in condizioni di bassa intensità del fascio, mentre quello a destra è preso con fascio intenso. Si noti l'aumento del fondo, molto più presente nel secondo caso.

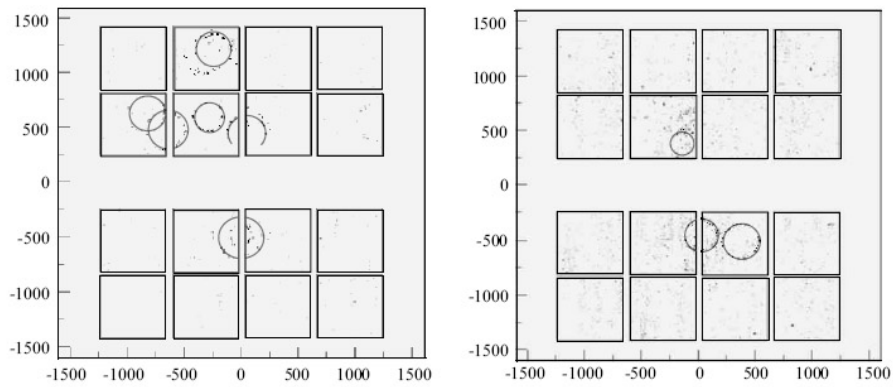


Figura 2.15: Lato sinistro: "On Line Event Display: 2002 run, Run 20319, Event Nr.142, Photon detector voltage: 2050 V, readout threshold : 3 sigma above background, low beam intensity, fraction of  $C_4F_{10}$  n the vessel: 93%". Lato destro: On Line Event Display: 2002 run, Run 22312, Event Nr.389, Photon detector voltage: 1950 V, readout threshold : 2 sigma above background, nominal beam intensity, fraction of  $C_4F_{10}$  n the vessel: 68%.

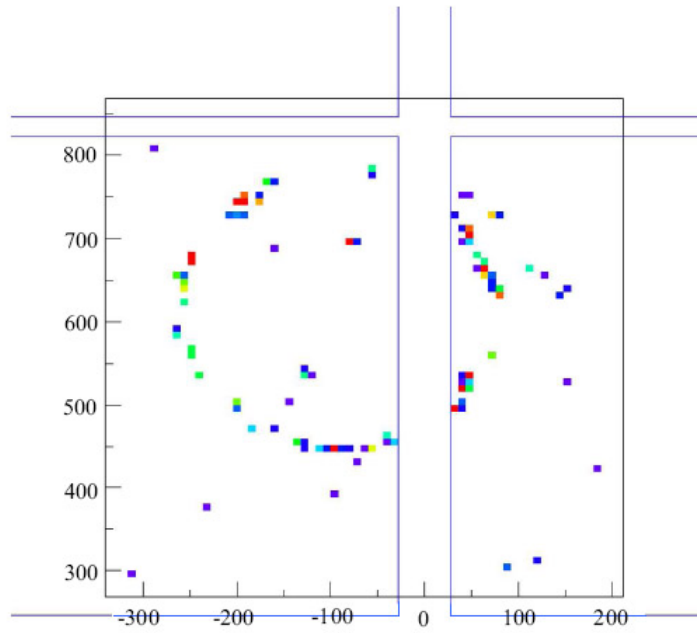


Figura 2.16: Singolo anello tra due differenti fotorivelatori.

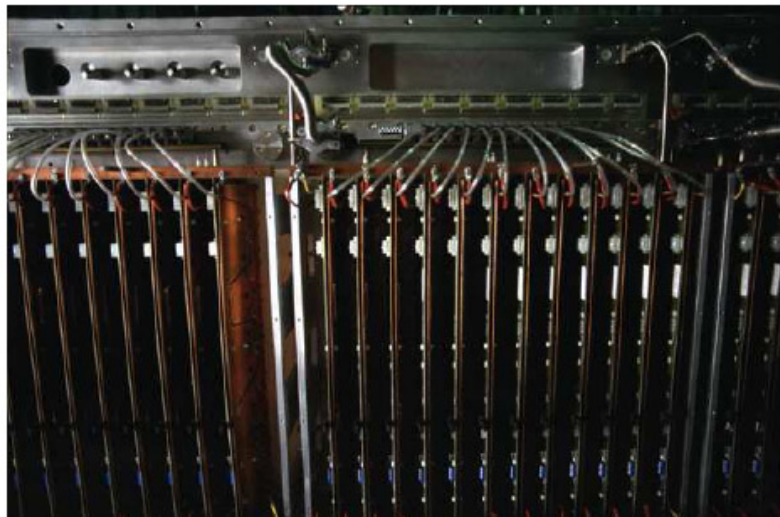


Figura 2.17: Vista posteriore dell'array di fotorivelatori. Sono visibili le schede Bora e le fibre ottiche di connessione con il sistema di controllo

### 2.3.4 Il sistema di gestione del gas radiatore

Il compito principale di questo sistema è quello di assicurare la purezza del gas radiatore utilizzando un sistema di ricircolo del gas stesso. Lo stesso sistema ha anche il compito di immettere il gas nel guscio del RICH-1 all'inizio di ogni run e di riportarlo nei serbatoi alla fine. A causa delle larghe e sottili pareti del guscio, la massima pressione consentita per il gas è di 5 mbar. Per questo motivo è stato creato un meccanismo di protezione meccanico che assicura la depressurizzazione in caso di non funzionamento del sistema di gestione del gas. In caso di sovrappressione il gas viene disperso in atmosfera. Se invece la pressione diminuisce, viene introdotta aria nel guscio. In questo caso viene contaminata la miscela di gas radianti ma vengono preservate le delicate finestre al quarzo dei fotosensori.

Il sistema si compone di tre parti principali:

- due compressori collegati tra loro e con il sistema di circolazione che hanno il compito di regolare la pressione del gas. Le regolazioni vengono fatte in base alla lettura dei parametri in tempo reale.
- l'impianto di purificazione, composto da due paia di filtri che mantengono pura la miscela di gas radianti.
- l'impianto di separazione della miscela di gas, che permette di separare i due C ed F sfruttando i differenti punti di ebollizione. Questo impianto entra in funzione durante le fasi di evacuazione del gas dal guscio. La miscela viene separata e i componenti divisi vengono stipati in appositi serbatoi. Il processo inverso avviene durante la riempitura del guscio.

Lo schema 2.18 illustra le parti essenziali di questo complesso sistema.

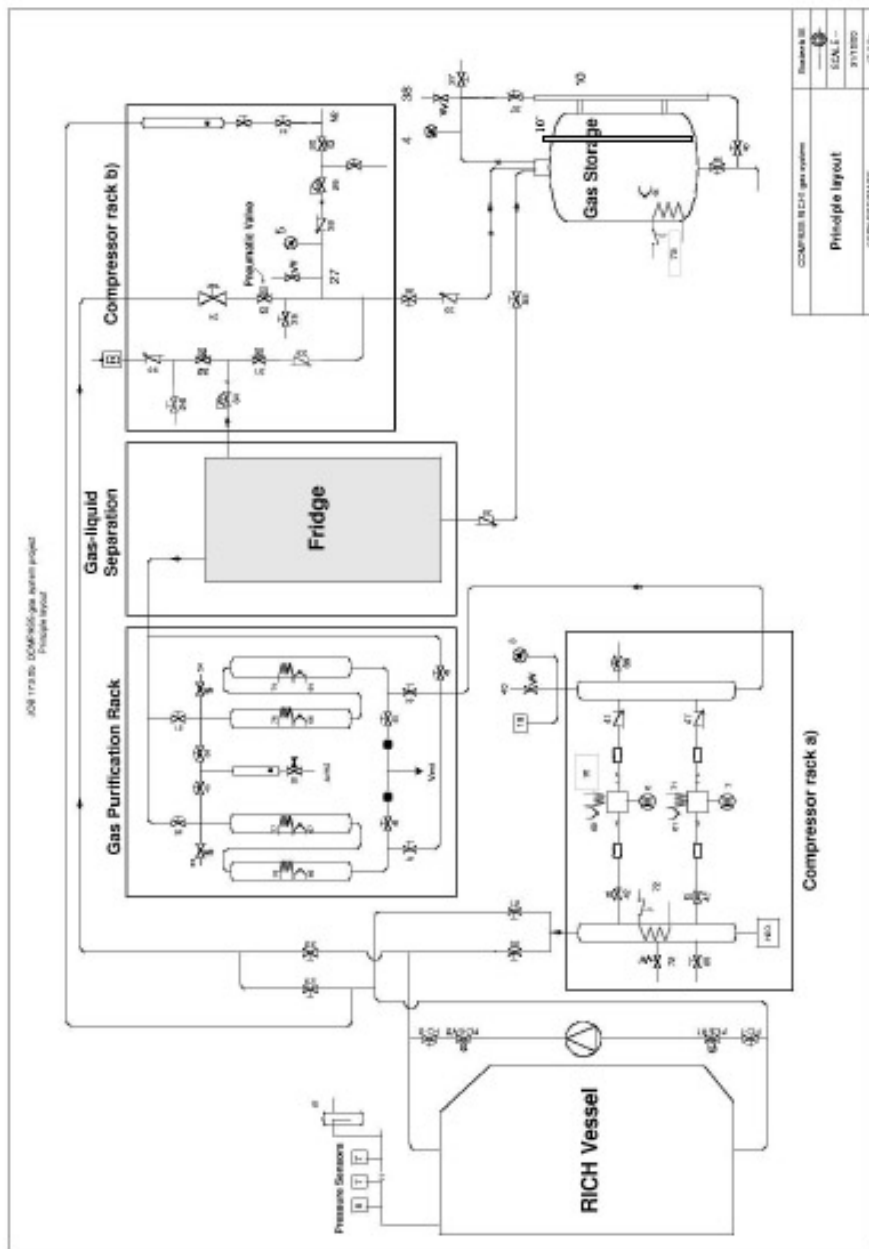


Figura 2.18: Schema dell'impianto di gestione del gas del RICH-1.



Il sistema è controllato ed opera in una area dedicata all'esterno dell'esperimento. Sono disponibili alcune diverse opzioni di intervento: Purge Mode, Filling Mode, Run Mode e Recovery Mode. Ecco in sequenza le differenti caratteristiche di ciascun modo.

### **Purge Mode**

In questa modalità il nitrogeno proveniente dai serbatoi del CERN viene immesso nel guscio del RICH-1, escludendo il sistema di purificazione dedicato. Questa opzione garantisce che il sistema rimanga asciutto e pulito.

### **Filling Mode**

Inizialmente il guscio è pieno di azoto e il  $C_4F_{10}$  viene continuamente aggiunto. Il nitrogeno in eccesso estratto dal guscio viene disperso in atmosfera. In questo modo la percentuale di  $C_4F_{10}$  presente nel guscio aumenta lentamente, permettendone un continuo monitoraggio. Il processo completo richiede circa 36 ore.

### **Run Mode**

Il gas radiatore circola con continuità tra il guscio e il sistema di purificazione. La pressione viene mantenuta stabile e costante grazie ad un sistema di valvole ad apertura variabile a valle dei compressori.

### **Recovery Mode**

Il sistema di separazione dei gas viene attivato. Il  $C_4F_{10}$  estratto torna nei serbatoio e il nitrogeno lo sostituisce nel guscio per mantenere la pressione costante. Il controllo della procedura è simile a quello descritto per il Run Mode.

## 2.4 Il primo up-grade

### 2.4.1 Le motivazioni e le parti interessate

A partire dal maggio 2006 è iniziata la seconda fase di presa dati di COMPASS. Il programma in corso durerà sino al 2010. Durante questa fase, l'obiettivo di COMPASS è la raccolta di dati per una accurata misura del contributo del gluone del nucleo  $\frac{\Delta G}{G}$  del canale di open charm e completare i programmi muonici ed adronici proposti. Il completo raggiungimento di questi traguardi richiede di utilizzare lo spettrometro ad elevate intensità del fascio (sopra  $10^8/sec$ ), con impegnativi rate di trigger (sino ad un massimo di 100 KHz), previsti per studi di particelle charmate e di processi Primakoff.

Per le particelle uscenti a piccolo angolo, le prestazioni del RICH sono ridotte. I motivi sono da ricercarsi sia nelle zone morte, sia alle immagini dovute all'ampio alone del fascio. Inoltre, a peggiorare le cose concorrono un lungo tempo di memoria dei rivelatori di fotoni dovuto alla natura delle MWPCs e dall'architettura del sistema di readout. L'alone genera infatti un'alta occupazione dei rivelatori centrali, facendo perdere definizione al segnale. Su tutta l'area del rivelatore poi, sia centrale che periferica, le particelle al minimo di ionizzazione che attraversano le CsI-MWPCs aumentano le probabilità di intabilità elettriche nel rivelatore di fotoni, limitando il guadagno massimo raggiungibile e di conseguenza il numero di fotoni rilevati. Inoltre le prospettive di utilizzo dello spettrometro COMPASS per fasci muonici di maggiore intensità e di adroni, nonché dell'aumento del rate di trigger, hanno fatto riesaminare l'occupazione dei pad e dei tempi morti di acquisizione.

Il primo progetto di up-grade si compone di due tecnologie complementari. Nella parte centrale è stata variata la tecnologia di rivelazione dei fotoni e lo schema dell'elettronica di readout. L'utilizzo dei MAPMT (Multi Anode Photons Multiplier Tube) ha portato ad un netto incremento del numero di fotoni rivelati. L'elettronica di readout associata è senza tempo morto.

Nella restante parte del rivelatore, è stata utilizzata una architettura basata sul chip APV, permettendo una importante riduzione del tempo morto dell'elettronica e un miglioramento della risoluzione temporale, lasciando inalterati i rivelatori MWPCs già esistenti.

La parte centrale, interessata dalla sostituzione delle MWPCs, corrisponde a circa il 25% della superficie attiva (vedi fig. 2.19).

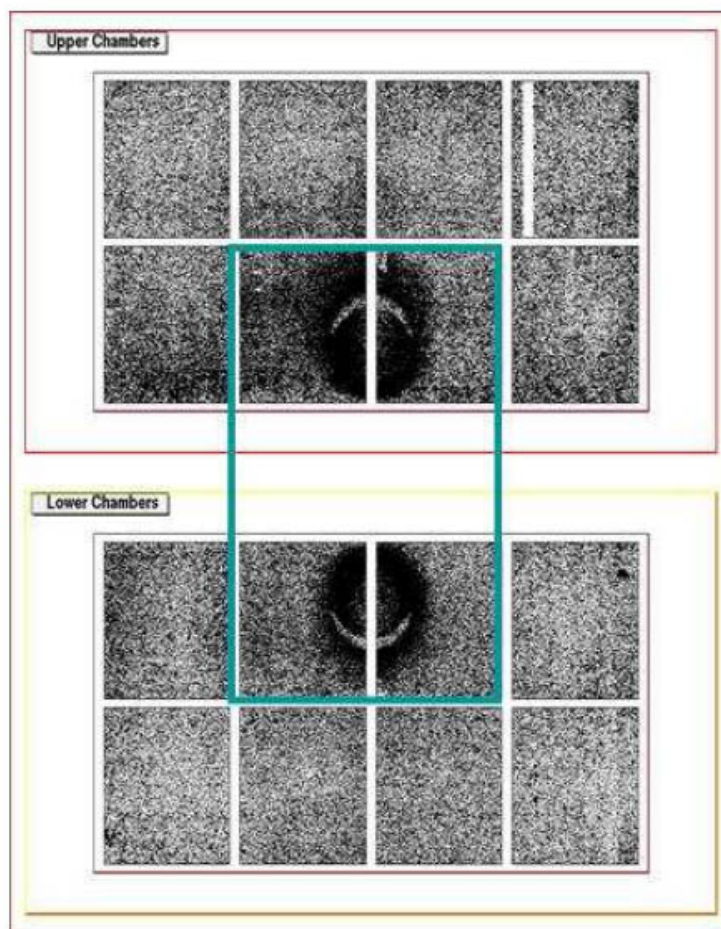


Figura 2.19: Area sensibile del RICH-1. In azzuro sono evidenziate le aree nelle quali sono state rimosse le MWPCs ed installati i MAPMTs



Figura 2.20: Fasi dell'installazione dei nuovi gruppi ottici del RICH-1

Davanti a ciascun forivelatore è stato posizionato un sistema telescopico composto da due lenti al quarzo (fig. 2.21), trasparenti per lunghezze d'onda  $\geq 200$  nm, in modo da aumentare il numero di fotoni raccolti ed incrementare la superficie sensibile del MAPMT, senza però perdere l'informazione in posizione dei fotoni. L'incremento della zona attiva dei forivelatori permette di abbassarne il rumore di fondo e di ridurre i costi. L'accoppiate di MAPMT e lenti non è una novità assoluta ma è già stata introdotta in altri esperimenti (HeraB e LHCb).

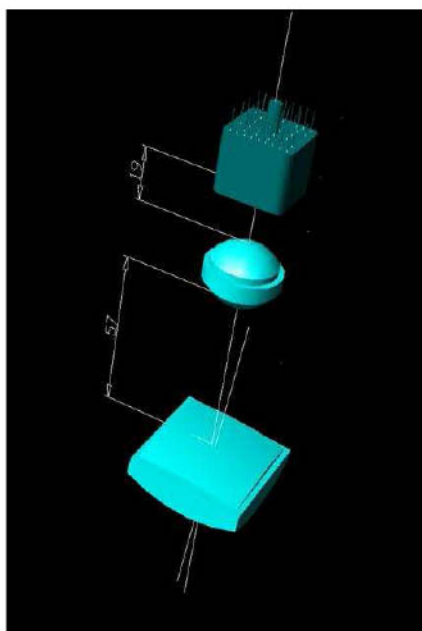


Figura 2.21: Spaccato del sistema a doppie lenti impiegato per aumentare l'area sensibile dei MAPMTs. Il fascio proviene dal basso e i rivelatori sono posizionati sopra l'ultimo elemento in alto

Con il sistema di lenti telescopiche l'effettiva dimensione di ciascun pixel è di  $12 \times 12 \text{ mm}^2$ . I MAPMTs sono inoltre sensibili all'ultravioletto (fino a  $\sim 200 \text{ }\mu\text{m}$ ) e, uniti alle lenti in vetro di silice, permettono di estendere la finestra di spettro di luce Cerenkov rivelata. Prima dell'adozione definitiva del sistema a doppie lenti telescopiche, è stato preso in considerazione anche un sistema a lente singola per minimizzare la lunghezza del sistema telescopico. La scelta delle doppie lenti si è però rivelata la più vantaggiosa.

I MAPMTs sono accoppiati ad una elettronica di front-end che prevede un amplificatore/discriminatore, montata su piccole schede di lettura interfacciate direttamente sulle schede dei partitori resistivi. L'alimentazione e le soglie sono controllate da remoto. Una scheda di bus, chiamata *roof*, distribuisce alle carte di Front End la tensione e i segnali di controllo. Le schede contengono i TDC F1 (Time to Digital Converter) sono accoppiate direttamente alle schede *roof*. Il tutto è stato realizzato senza l'ausilio di cavi, rendendo il sistema poco rumoroso, compatto e maneggevole. Il sistema di lettura dei dati è molto simile a quello già adottato su altri rivelatori quali le MWPCs, le W4-5 e i Muon Wall.

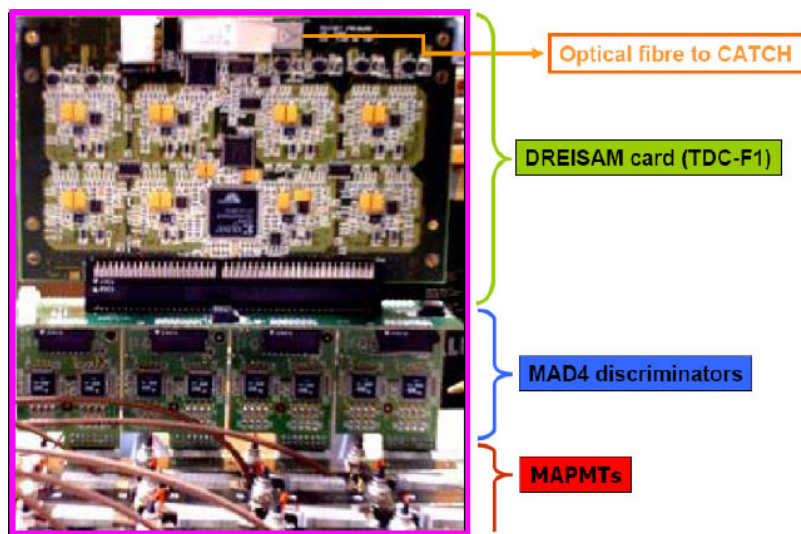


Figura 2.22: L'immagine mostra l'elettronica di front-end accoppiata ai MAPMTs descritta nel testo.

Ecco dunque riassunte le caratteristiche principali di questo primo upgrade:

1. sostituzione delle quattro camere centrali del RICH-1 con pannelli alloggianti 144 MAPMT UV-extended con accoppiato il sistema di lenti telescopiche. I fili anodici posti di fronte alle lenti sono stati rimossi, le rimanenti parti delle MWPCs sono rimasti inalterati
2. sistema di lettura dati basato su un amplificatore/discriminatore MAD e un TDC F1
3. utilizzo (in un secondo stadio evolutivo) di chip C-MAD, una versione modificata del MAD4
4. utilizzo del chip F1 in modo TDC. Con la sua finestra temporale di  $\sim 2$  nsec permette un notevole guadagno rispetto alla vecchia modalità di lavoro
5. progettazione e realizzazione di un sistema telescopico a doppia lente in silice di quarzo. La prima lente è sferica dal taglio rettangolare ad incastro perfetto con la finestra di entrata della luce Cherenkov e una lente asferica più piccola posizionata di fronte al MAPMT. L'asse ottico è inclinato parallelamente alla direzione media della linea di formazione di luce Cherenkov. Lo schema a doppia lente è stato preferito all'utilizzo di una singola lente più spessa in virtù della minore deformazione dell'immagine e per contenere il cromatismo. Inoltre l'utilizzo

di questo sistema ha permesso di ottenere superficie inattiva minori del 2%

6. realizzazione di un pannello di supporto per l'alloggiamento dei gruppi di lenti telescopiche, minimizzando l'area inattiva del rivelatore.

I vantaggi introdotti da questo up-grade consistono quindi in:

1. aumento del numero di fotoni rilevati per singolo anello di un fattore 3.5. Nelle regioni lontane dal centro si arriva sino a 50 fotoni per anello
2. diminuzione della risoluzione a saturazione dell'anello Cherenkov (fattore  $\sim 1.5$ ). Questa minore risoluzione viene però ampiamente compensata dal maggior numero di fotoni rilevati per singolo anello. Inoltre, la risoluzione risente anche dei benefici effetti del rumore di fondo non correlato al segnale e quindi facilmente eliminabile. La risoluzione ottenuta è quindi di  $\sim 0.3$  mrad a fronte degli 0.45 mrad ottenuti prima dell'up-grade (sempre in zone distanti dal centro e in saturazione). Questo aumento in risoluzione si riflette dunque anche in una migliore separazione tra pioni e kaoni, con una deviazione di  $2.5 \sigma$  fino a 50 GeV/c anzichè i precedenti 40 GeV/c
3. l'aumento del numero dei fotoni rilevati comporta un effettivo abbassamento della soglia del RICH. La nuova soglia coincide all'incirca alla soglia fisica dell'effetto Cherenkov.

## 2.5 Il secondo up-grade

### 2.5.1 MAD-4: caratteristiche del chip

Nei paragrafi precedenti si è già fatto riferimento a questo chip di front-end, senza però mai descriverlo con attenzione. Cerchiamo allora di conoscerlo meglio. Il MAD-4 è stato sviluppato per l'apparato sperimentale CMS, in particolare per le camere a deriva per i muoni. I suoi compiti principali consistono nel rilevare il segnale prodotto, compararlo ad una soglia esterna preimpostata e trasmettere il segnale risultante all'elettronica di acquisizione. L'uscita è di tipo differenziale con standard LVDS.

Il chip è costruito con la tecnologia BiCMOS da  $0.8 \mu\text{m}$ , fornisce quattro identiche catene di amplificazione (vedi fig. 2.23), discriminazione e pilotaggio. Sono inoltre integrati un abilitatore/disabilitatore di canale e una sonda termometrica per il monitoraggio.

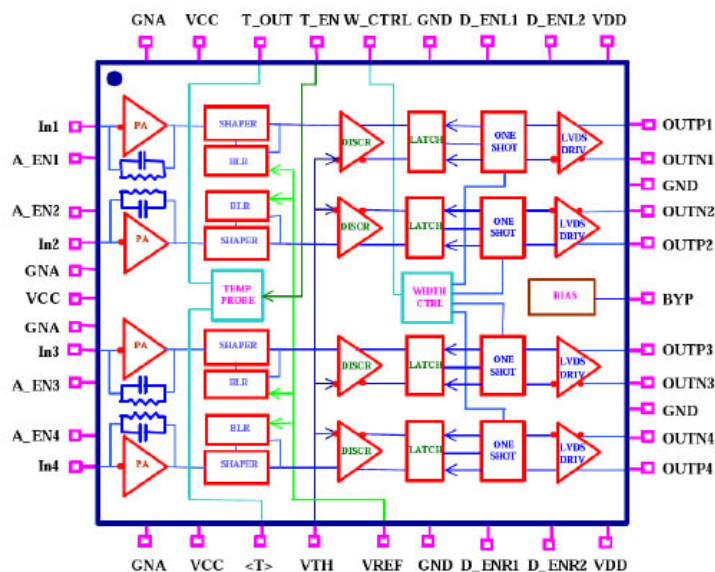


Figura 2.23: Architettura del chip MAD-4. Sono ben visibili i quattro canali identici descritti nel testo.

Le condizioni di lavoro dei rivelatori ai quali è associato richiedono una alta sensibilità e velocità di elaborazione, con un basso rumore elettronico ed un ridotto consumo energetico. Altro requisito fondamentale per un'elettronica di front-end è la possibilità di settare il minor valore di soglia possibile su ciascun canale, in modo da raggiungere la massima efficienza e risoluzione temporale. Sono inoltre necessarie una buona uniformità di amplificazione e una buona omogeneità tra i diversi canali.

Vediamo ora in dettaglio la struttura di questo chip, facendo riferimento alla figura 2.23. Le quattro linee identiche fra loro sono composte da un preamplificatore di carica seguito da un semplice shaper con un baseline restorer. L'uscita è confrontata con una soglia esterna da un discriminatore. La larghezza del segnale in uscita dal comparatore viene dunque regolata da un one-shot programmabile ed inviato allo stadio di uscita. Lo stadio di uscita pilota il segnale con un driver LVDS (Low Voltage Differential Signaling). Sono state inoltre incluse nel chip opzioni di monitoraggio e controllo: per mascherare le linee affette da rumore ciascun canale può essere disabilitato all'ingresso dello shaper. È inoltre stato inserito un misuratore di temperatura al fine di evidenziare eventuali guasti elettrici e variazioni dell'ambiente di lavoro del chip stesso.

Sono state utilizzate due diverse sorgenti di tensione (una da 5V e una da 2.5V), in modo da ridurre i consumi energetici e minimizzare le interferenze tra gli stadi di ingresso ed uscita del segnale. Il layout e la dispo-



sizione delle piste sono state curate con attenzione, molti pins sono stati riservati all'alimentazione, alla terra del segnale di input e a quella del segnale analogico.

Per prevenire fenomeni di lath-up e crosstalk, sono stati ampiamente utilizzati anelli di guardia per isolare gli stadi sensibili come i preamplificatori o i device MOS complementari.

### **2.5.2 L'upgrade del MAD-4; il CMAD**

Il MAD-4 è stato utilizzato con successo per l'elettronica di read-out del RICH-1 di COMPASS per anni. Considerando però l'avvento del primo upgrade e i nuovi traguardi da raggiungere nella seconda fase dell'esperimento, emergono alcuni importanti limiti per le nostre applicazioni:

1. La velocità di elaborazione di un singolo canale non può sostenere un rate di 5 MHz, che è quello richiesto dal nuovo setup.
2. Le soglie sono programmate esternamente e globalmente per ciascun chip. Quindi, ogni canale è settato allo stesso valore di soglia degli altri. Ciò costringe ad utilizzare un circuito esterno che generi le soglie e non consente l'equalizzazione dei canali, proprio perchè le soglie non sono settabili indipendentemente.
3. Il guadagno è programmato globalmente ed è comune a tutti i canali. Non è quindi possibile uniformare il segnale in uscita dai MAPMT.

## Capitolo 3

# CMAD, il progetto

La sostituzione del MAD-4 con il nuovo chip CMAD segna l'ultimo passo dell'up-grade del RICH-1 di COMPASS. L'esperienza acquisita con il primo run fisico ha mostrato infatti i limiti del vecchio chip, esigendo un rate di trigger di 100 KHz ed un rate per singolo canale di 5 MHz, livelli insostenibili per il MAD-4.

Il raggiungimento di questi obiettivi richiede l'utilizzo dei nuovi fotomoltiplicatori MAPMT accoppiati ad una elettronica di front-end molto veloce, per la quale è stato appositamente sviluppato il nuovo chip CMAD, presentato in questo capitolo.

### 3.1 Caratteristiche generali

Prodotto con un tecnologia CMOS 0,35  $\mu\text{m}$ , ciascun chip CMAD è composto da otto identici canali. A differenza del MAD-4, il CMAD offre molti parametri personalizzabili. È infatti possibile programmare livello di base (*baseline*), soglia (*threshold*) e guadagno (*gain*) per ciascun canale e in modo del tutto indipendente. Questa estrema flessibilità permette di uniformare al meglio il comportamento in amplificazione di ciascun canale rispetto agli altri (programmando il guadagno), di eliminare gli offset tra i canali (programmando il livello di base) e di massimizzare l'efficienza con soglie apposite per il canale in oggetto (programmando la soglia).

Vediamo dunque come è fatto un singolo canale e quali sono i suoi componenti fondamentali, per comprendere meglio il comportamento dell'intero chip.

### 3.2 L'architettura di un singolo canale

La figura 3.1 mostra l'architettura di un singolo canale. Ciascun canale è composto da un amplificatore a transimpedenza a basso rumore seguito da uno shaper, un baseline holder (BLH), un comparatore, un one-shot

programmabile per mantenere la compatibilità con il vecchio sistema di read-out e un driver LVDS finale.

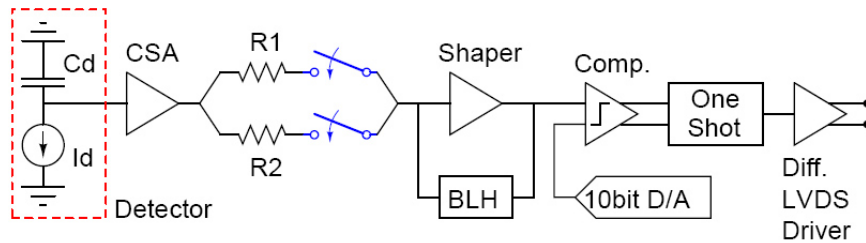


Figura 3.1: Architettura di un singolo canale del nuovo CMAD. Ciascun chip è composto da otto canali come questo identici tra loro.

### 3.2.1 Charge Sensitive Amplifier

Il Charge Sensitive Amplifier (CSA) (fig. 3.2) è il primo elemento che incontra il segnale in ingresso. Come si evince dal nome, il suo compito è di fornire la prima amplificazione del segnale in carica proveniente dai fototubi.

È costituito da un amplificatore a transimpedenza di tipo *cascode* con una capacità di feedback,  $C_f$ , un buffer di tensione, B, e una resistenza di feedback,  $R_f$ . Il buffer di tensione, B, è stato impiegato per ovviare al problema della caduta di guadagno di open loop a bassa frequenza dovuto al carico sulla resistenza  $R_f$ . Permette inoltre di evitare l'accoppiamento diretto tra  $C_f$  ed una possibile capacità di ingresso degli stadi successivi.

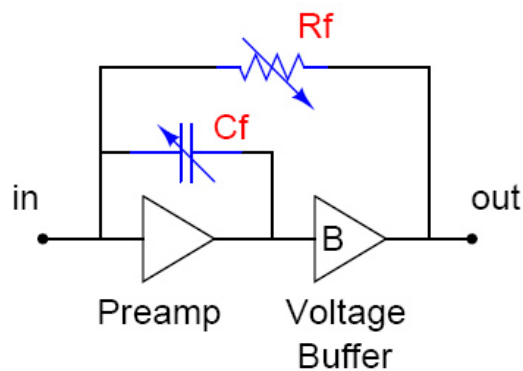


Figura 3.2: Schema del Charge Sensitive Amplifier (CSA).

### 3.2.2 Selettore di guadagno

Il guadagno di ciascun canale, che era fissato a  $3,35 \text{ mV/fC}$  nel MAD-4, ora è programmabile. Sono disponibili due differenti modalità: *low gain mode* e *high gain mode*, attivabili attraverso la selezione di uno dei due resistori, R1 ed R2, vedi fig. (3.3). In modalità *low gain*, il guadagno può essere settato con valori compresi tra  $0.4 \text{ mV/fC}$  e  $1.2 \text{ mV/fC}$ , con passi di  $0.08 \text{ mV/fC}$ . Nella modalità *high gain* invece, i valori possono variare tra  $1.6 \text{ mV/fC}$  e  $4.8 \text{ mV/fC}$ .

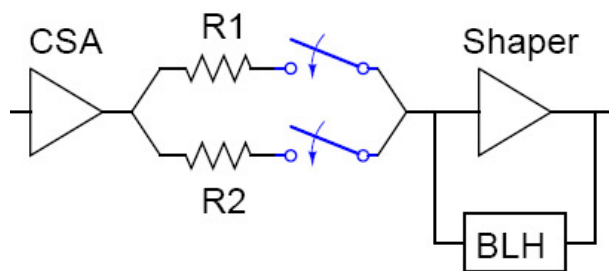


Figura 3.3: I due resistori R1 e R2 che permettono di selezionare le due differenti modalità di guadagno: *low gain mode* e *high gain mode*.

Questa ampia possibilità di programmazione del guadagno consente di poter utilizzare il nuovo ASIC per leggere segnali di ampiezza molto diversa,

da quelli molto grandi prodotti dai MAPMTs ai quelli di pochi fC prodotti dalle camere a gas.

Inoltre la programmazione canale per canale permette di compensare le disuniformità in guadagno presenti tra i pixels del MAPMT, che può anche essere di 3:1.

### 3.2.3 Fast Shaper

Il fast shaper mostrato in figura 3.4 si basa su di un amplificatore operazionale di classe AB, attorno al quale sono state implementate due reti di feedback.

Il percorso veloce (shaper) funziona come un filtro ad alta frequenza, mentre il circuito di feedback baseline holder (BLH) provvede all'accoppiamento in alternata con lo stadio precedente, garantendo stabilità al livello di baseline.

Una buffer veloce con un basso slew rate è inserito nell'anello di controllo della baseline.

I segnali veloci all'uscita dello shaper vengono tagliati prima di arrivare all'ingresso del transconduttore. Il circuito di stabilizzazione della baseline (BLH) è progettato limitare le variazioni del livello di baseline a meno di 3 mV per impulsi in uscita di 3 V di ampiezza a 10 MHz di frequenza.

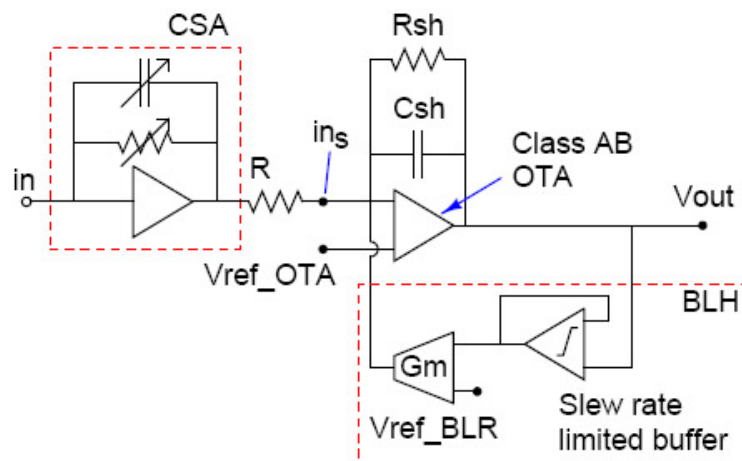


Figura 3.4: Il fast shaper con le due reti di feedback.

Come si vede in figura 3.1, il primo stadio (CSA) pilota il secondo stadio (lo shaper), con un segnale a corrente attraverso un contatto a resistenza

variabile (R1 e R2) e programmabile che permette di selezionare l'high gain o il low gain mode.

### 3.2.4 Digital-to-Analog Converter

Sino a qui, il segnale prodotto dal rivelatore è passato attraverso lo stadio di amplificazione (CSA) e lo shaper con lo stabilizzatore di baseline. Ora il segnale è pronto per essere comparato con una soglia generata localmente. Questa soglia è generata da un convertitore digitale-analogico a 10 bit.

Ogni canale ha un suo comparatore e un generatore di soglie opportuno. Per questo motivo non è possibile utilizzare un DAC comune per tutti i canali del chip. Ogni canale ha quindi il proprio convertitore digitale-analogico. Questa necessità impone però limiti su ciascun DAC: in particolare e devono occupare poco spazio e dissipare poca energia.

Concettualmente, un DAC è costituito da una serie di sorgenti pesate (che possono essere di corrente, di tensione o di resistenza). All' $n$ -esimo elemento pesato del codice binario è collegato un peso fisico. La combinazione di questi diversi pesi a seconda della sequenza logica immessa, restituisce un segnale analogico coerente.

### 3.2.5 Comparatore

La figura 3.5 mostra lo schema del comparatore del CMAD. Il comparatore è costituito da una serie di stadi di guadagno, uguali tra loro,  $G$ , e tre circuiti di feedback,  $H$ , che stabiliscono una isteresi attraverso lo sbilanciamento delle correnti, le quali vengono guidate da un ramo all'altro del circuito. L'ultimo stadio, denotato dalla lettera  $B$ , è lo stadio di uscita che si accoppia all'one shot.

### 3.2.6 One shot e LVDS driver

Questi ultimi due stadi sono stati ereditati dal MAD-4 e non presentano variazioni rispetto al vecchio chip. Le loro funzioni sono quelle già esposte nei paragrafi dedicati al MAD-4 (vedi par. 2.5.1). La scelta di adottare lo stesso stadio finale utilizzato in precedenza garantisce la completa compatibilità con l'elettronica di read-out preesistente, minimizzando i tempi di adattamento del nuovo componente al sistema di acquisizione dati dal RICH-1 di COMPASS.

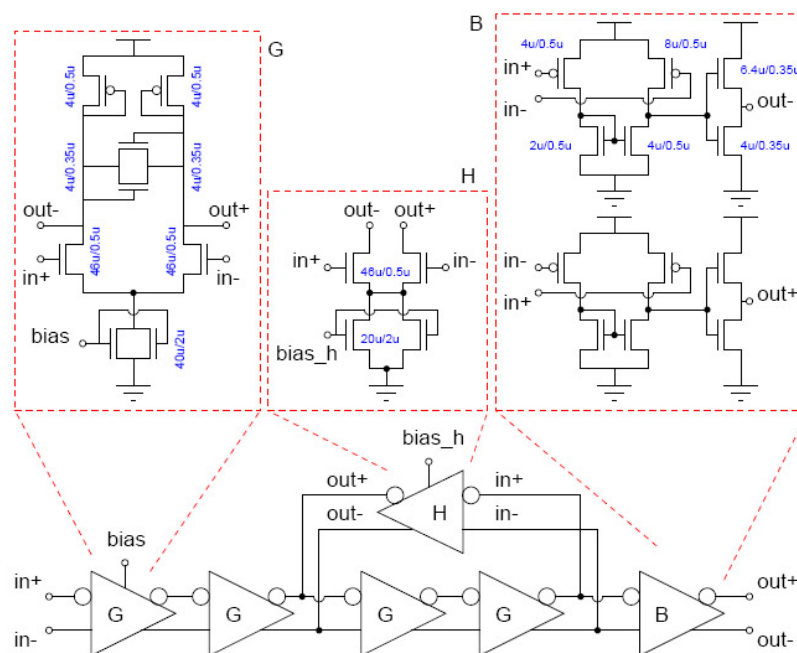


Figura 3.5: Schema del comparatore con i tre stadi che lo costituiscono.

## Capitolo 4

# CMAD, il test

Dopo la prima fase di progettazione del nuovo chip, sono state eseguite numerose simulazioni al calcolatore per verificarne il funzionamento ed evidenziarne eventuali criticità. Superata questa prima fase ed apportate le modifiche necessarie, si è passati alla produzione dei primi esemplari per i test in laboratorio.

I prossimi capitoli ripercorreranno dunque tutte le fasi che hanno scandito la caratterizzazione della nuova elettronica di front-end, incominciando dalla descrizione del sistema di test che è stato utilizzato per condurre i test.

### 4.1 Obiettivi e programma

Prima di procedere con la descrizione vera e propria dei test effettuati, è bene soffermarsi qualche istante per evidenziare gli obiettivi che si intendono perseguire e le tappe fondamentali che verranno seguite.

- In prima battuta, è necessario verificare la corretta comunicazione tra il software di controllo e il nuovo chip, in modo da garantirne una corretta programmazione. Senza questa garanzia sarà impossibile effettuare test attendibili. Si passa dunque successivamente a verificare la linearità della risposta dei DAC e al controllo delle transizioni critiche.
- Il passo successivo è la misura del rumore di fondo di ogni singolo canale. Il CMAD è stato infatti progettato per offrire un ottimo rapporto segnale-rumore. Se il livello del rumore risultasse troppo elevato, si dovrebbero programmare soglie conseguentemente elevate, riducendo così l'efficienza di rilevazione del segnale.
- A questo punto ci si può dedicare all'equalizzazione dei canali. Una delle caratteristiche che distinguono il CMAD dal MAD-4 è la possibilità di programmare soglie e baseline canale per canale; nel vecchio chip il valore di baseline era fisso e non programmabile e il valore di



soglia era comune a tutti e quattro i canali. Le nuove funzionalità di programmazione implementate sul chip permettono di massimizzare l'efficienza di rilevazione del segnale canale per canale.

Ogni canale può presentare un livello di baseline (in tensione) differente dagli altri. Questi offset sono dovuti a correnti parassite, imperfezioni circuitali ed altri problemi tipici della tecnologia CMOS. Potendo programmare soglia e baseline in modo indipendente per ciascun canale possiamo ottimizzare di volta in volta le prestazioni del singolo canale ed equalizzare i canali tra loro, uniformandone la posizione del pedestallo preservando così il range dinamico esteso. Per ottenere questo risultato, si può procedere in due modi differenti: programmare uniformemente le baseline lasciando quindi gli offset tra i diversi canali e poi sistemare le soglie canale per canale, oppure fare il contrario, sistemando tutte le basline allo stesso livello in tensione e poi applicare una soglia comune a tutti. I due sistemi sono equivalenti, si è scelto di utilizzare il secondo. Il processo che porta a programmare tutti i livelli di baseline allo stesso valore in tensione, eliminando così gli offset preesistenti, prende il nome di equalizzazione. Durante questa fase sono state prese in esame diverse tecniche per l'equalizzazione, valutandone di volta in volta la precisione e l'efficienza, in modo da identificare il modo più affidabile.

- Come si è detto nel paragrafo 3, una delle caratteristiche del CMAD è la possibilità di programmare il guadagno di ciascun canale. È dunque necessario verificare che il guadagno venga impostato correttamente in funzione delle stringhe di codice inviate e che la risposta dell'amplificatore sia lineare. Dovranno dunque essere effettuati test appositi per verificare l'andamento del segnale di uscita in funzione del guadagno impostato.

Come annunciato nel paragrafo 2.5.2, il motivo principale che ha portato alla realizzazione di una nuova elettronica per il RICH-1 è l'aumento del rate di eventi previsto per il nuovo run adronico. Restano dunque da verificare le prestazioni del CMAD ad alte frequenze, misurandone l'efficienza.

- L'ultima fase prevede la ripetizione di tutti i test elencati sin ora sui chip prodotti in larga scala. La prima fase è stata infatti condotta su di un ristretto numero di chip prototipo, mentre quelli installati sul RICH-1 saranno prodotti in serie.

Riassumiamo dunque le tappe salienti del programma di test:

- verifica del corretto funzionamento del software di controllo e programmazione del chip e conseguente controllo del corretto decoding dei DAC

- verifica delle linearità dei DAC
- misura del livello di rumore per ogni canale
- equalizzazione di tutti e otto i canali del chip. Confronto tra diverse tecniche di equalizzazione e ricerca del metodo migliore
- verifica della linearità della risposta degli amplificatori in funzione del livello di guadagno impostato
- misura dell'efficienza del CMAD ad alte frequenze di lavoro
- ripetizione dei test sui chip prodotti in serie

## 4.2 Il sistema di test

Il C-MAD, come si è già visto, è parte di un sistema molto più ampio e va a collocarsi in sostituzione del vecchio MAD-4. A monte del chip sono collegati i fototubi, che raccolgono la luce prodotta per effetto Cherenkov, mentre a monte troviamo le roof board, che collegano i chip alle DREISAM card (vedi fig. 2.22). Da qui, il segnale è pronto per raggiungere i sistemi di acquisizione e controllo. La parte sin qui citata è solo quella inerente al RICH-1, ma la presa dati viene effettuata in accordo con tutto lo spettrometro COMPASS, scandita dal segnale di trigger.

Per testare il C-MAD è stato necessario ricreare tutta questa catena in laboratorio.

Il C-MAD è alloggiato su una scheda opportuna, la test board. Questa scheda ha il compito di alimentare il chip, di permetterne la comunicazione con la DREISAM card e di interfacciarsi ai fototubi. In sostanza ha le stesse funzioni che avrà la scheda di front-end definitiva. Le dimensioni però sono maggiori e, cosa più importante, presenta numerosi test point, utilissimi per misurare tensioni, correnti e livelli logici del chip.

La DREISAM card utilizzata è del tutto identica a quelle già installate sul RICH-1. Da qui in poi il sistema presenta gli stessi componenti già impiegati sul MAD-4. La comunicazione con i sistemi di acquisizione dati e di controllo dell'elettronica (CATH + HOT-CMC) avviene tramite fibra ottica. La simulazione del segnale di trigger richiede qualche accorgimento in più. COMPASS è un sistema che prevede finestre temporali ben precise per la presa dati, intramezzate da finestre di sincronizzazione e invio dei dati appena acquisiti. Per simulare questo sistema è stato impiegato un generatore di trigger modulato in modo opportuno. Il generatore di trigger è collegato anche ad un impulsatore che ha il compito di iniettare carica sui canali del C-MAD, simulando il segnale dei fototubi.

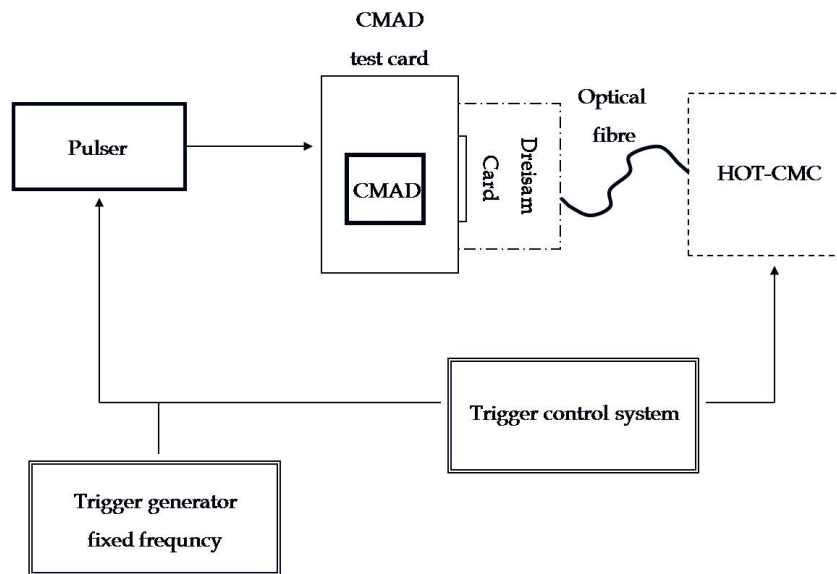


Figura 4.1: Schema del sistema di test utilizzato per la caratterizzazione del C-MAD

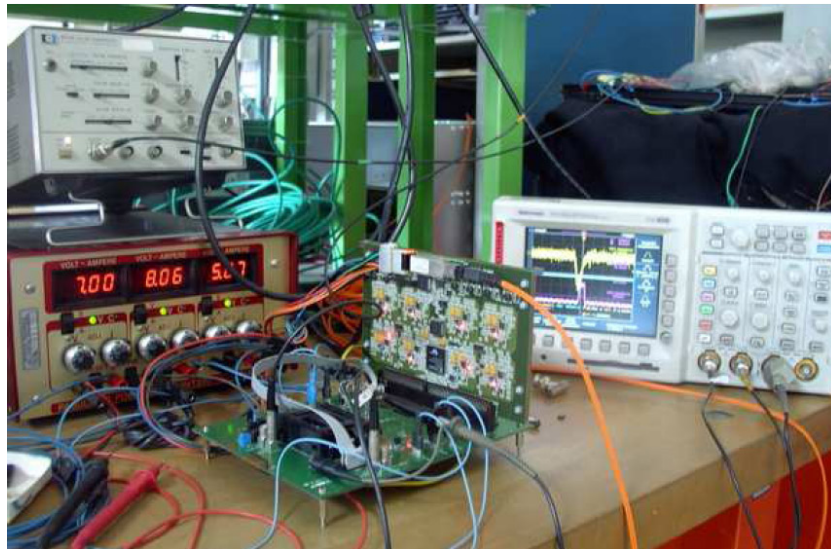


Figura 4.2: Il sistema di test utilizzato per la caratterizzazione del C-MAD. La freccia rappresenta l'alloggiamento del chip CMAD sulla scheda di test

## 4.3 Adattamento del software di controllo

Il nuovo C-MAD, proprio come il suo predecessore MAD-4, viene interamente controllato via software in remoto. Le possibilità di settaggio implementate nel nuovo chip hanno richiesto l'adattamento del codice di controllo dell'elettronica, rendendolo capace di programmare molti più parametri. Si è scelto, per garantire la compatibilità tra il vecchio sistema e il nuovo, di mantenere invariata la logica ad 8 bits già impiegata per la gestione del MAD-4, pur avendo i DAC a 10 bit. L'utilizzo di questo sistema prevede, come è facilmente intuibile, l'invio di stringhe binarie composte da 8 bit in sequenza per programmazione a 10 bit. Si è scelto di impiegare tre bit per stringa come bit di indirizzamento, e i restanti cinque come valore effettivo. I tre bit di indirizzamento (i bit 5, 6, 7) hanno la funzione di dire all'elettronica quale parametro si intende programmare (soglia, baseline o guadagno), mentre gli altri (bit 0, 1, 2, 3, 4), forniscono il valore effettivo.

### 4.3.1 Codice per la programmazione di soglia e baseline

Trattiamo nello stesso paragrafo questi due diversi settaggi perchè accomunati dalla stessa tecnica e dalle stesse caratteristiche. Come si è già visto, esclusi i tre bits di indirizzamento non rimangono che cinque bits significativi. In logica binaria, un codice di cinque bits consente un range che va dal valore 0 (tutti i bits spenti) al valore 31 (tutti i bits accesi  $31 = 2^4 + 2^3 + 2^2 + 2^1 + 2^0$ ). Il range dei possibili settaggi in tensione del chip è di circa 500 mV. Coprire 2 V con 32 valori significa avere singoli salti in tensione tra due valori adiacenti di circa 31 mV. Decisamente troppi. Ecco allora che si è deciso di comporre l'informazione per il settaggio di baseline e soglia dall'unione di due diverse stringhe di bits. La prima coprirà le potenze di due che vanno da 0 a 4, mentre la seconda quelle che vanno da 5 a 9. D'ora in poi chiameremo i 5 bits della prima stringa *lsb* (less significant bits), mentre gli altri cinque *msb* (most significant bits). I bits utilizzabili diventano così dieci, permettendo un range che va da 0 a 1023 (tutti i bits accesi  $1023 = 2^9 + 2^8 + 2^7 + 2^6 + 2^5 + 2^4 + 2^3 + 2^2 + 2^1 + 2^0$ ), con salti tra valori adiacenti che corrispondono a circa 2 mV. In questo modo è possibile avere un controllo molto più fine ed accurato. Soglie e baseline si settano seguendo le stesse regole logiche. Tutti e due i parametri sono dunque composti da due stringhe di codice. Ogni stringa viene identificata dall'elettronica attraverso la lettura dei bit 5, 6, 7, che indica il tipo di settaggio (soglia, baseline o guadagno) e di quale tipo di informazione si tratta (msb o lsb). I restanti 0, 1, 2, 3, 4 rappresentano il valore da programmare.

### 4.3.2 Codice per il settaggio del guadagno

Il guadagno viene settato agendo sui valori varibili di una resistenza e di una capacità. Lo stadio responsabile dell'amplificazione è il Charge Sensitive Amplifier, già trattato nel paragrafo 3.2.1. La resistenza e la capacità in questione sono rappresentate in figura 3.2 e indicate con  $R_f$  e  $C_f$ . La resistenza domina il valore nominale dell'amplificazione, mentre il settaggio della capacità del condensatore consente di ottenere una adeguata costante di tempo, in modo da ottenere la minima distorsione possibile del segnale trattato. Come già visto per soglie e baseline, anche il questo caso tre bits su otto sono dedicati all'indirizzamento. Devono infatti indicare all'elettronica che si intende programmare il valore della resistenza oppure quello della capacità. Contrariamente a quanto accaduto prima però, non è più necessario ricorrere alla fusione di due diverse stringhe di dati. Sono infatti più che sufficienti 4 dei 5 bits rimanenti. Il range garantito va dunque da 0 a 17, sia per la resistenza che per la capacità.

### 4.3.3 Riepilogo dei codici di programmazione

Dopo aver trattato separatamente i settaggi di baseline, soglia e guadagno, presentiamo una tabella che riassume tutti i codici visti sin ora. Le  $d$  seguite dal pedice  $n$  indicano che stiamo usando il digit ennesimo della stringa di bit in questione (ricordiamo che il numero di bits per stringa è pari ad otto, quindi  $n$  varierà tra 0 e 7). Si noti la presenza di un indirizzo che non imposta alcun parametro del chip. Questo indirizzo è libero e può essere assegnato, per esempio, come segnalazione di eventuali mal funzionamenti.

INDIRIZZI	OPERAZIONI
digit utilizzati d <sub>7</sub> d <sub>6</sub> d <sub>5</sub>	digit utilizzati d <sub>4</sub> d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub>
0 0 0	d <sub>4</sub> d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub> → t <sub>9</sub> t <sub>8</sub> t <sub>7</sub> t <sub>6</sub> t <sub>5</sub> settaggio della soglia, msb
0 1 0	d <sub>4</sub> d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub> → t <sub>4</sub> t <sub>3</sub> t <sub>2</sub> t <sub>1</sub> t <sub>0</sub> settaggio della soglia, lsb
0 0 1	d <sub>4</sub> d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub> → b <sub>9</sub> b <sub>8</sub> b <sub>7</sub> b <sub>6</sub> b <sub>5</sub> settaggio della baseline, msb
0 1 1	d <sub>4</sub> d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub> → b <sub>4</sub> b <sub>3</sub> b <sub>2</sub> b <sub>1</sub> b <sub>0</sub> settaggio della baseline, lsb
1 0 0	d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub> → settaggio della capacità C <sub>f</sub>
1 1 0	d <sub>3</sub> d <sub>2</sub> d <sub>1</sub> d <sub>0</sub> → settaggio della resistenza R <sub>f</sub>
1 - 0	invalid code

Tabella 4.1: Codici di programmazione del C-MAD

## 4.4 I Digital to Analog Converter (DAC)

Sin ora abbiamo visto la logica dei codici di controllo del CMAD. Abbiamo evidenziato come la programmazione del chip avvenga tramite l'invio di stringhe di otto bits ciascuna. Il segnale in ingresso è dunque di tipo digitale. I valori impostati sul chip sono però di tipo analogico (i livelli di soglia e baseline sono delle tensioni, ad esempio). Ecco allora che entano in gioco i DAC (Digital to Analog Converter). I prossimi paragrafi ne descriveranno il funzionamento, le eventuali criticità e i test condotti per verificarne la corretta risposta in funzione delle istruzioni digitali assegnate.

### 4.4.1 Principio di funzionamento

Il compito dei DAC è quello di convertire un segnale digitale in un valore analogico. Prima di vedere come avviene questa conversione, è utile fare alcuni cenni sulla logica binaria. L'espressione di un numero decimale attraverso una stringa binaria utilizza la somma delle potenze in base due. Il bit in posizione 0, se acceso (quindi se il suo valore logico è pari ad uno), corrisponde al valore decimale 1 ( $2^0 = 1$ ). L'accensione del bit *ennesimo* corrisponderà al valore decimale pari a  $2^n$ . Tutti i valori decimali che non corrispondono a potenze esatte di 2 sono ottenuti tramite la somma di differenti potenze in base 2. Vediamo un esempio, utilizzando un stringa ad otto bits, come quelle impiegate dal C-MAD. Il codice 00101101, indica che

sono accesi i bits in posizione 0, 2, 3, 5, il che significa che il valore decimale corrispondente sarà:  $2^0 + 2^2 + 2^3 + 2^5 = 45$ .

Questa introduzione risulta particolarmente utile per comprendere il funzionamento dei DAC integrati nel C-MAD. In questo caso infatti, le potenze di due sono rappresentate da sorgenti di corrente opportunamente pesate, in modo da rappresentare la corretta proporzionalità tra le potenze ennesime in base 2. L'accensione di un bit in posizione ennesima, corrisponde fisicamente all'accensione di una sorgente di corrente dall'opportuno valore. Nel caso in cui siano accesi più bits, come nell'esempio sopracitato, vengono attivate diverse sorgenti, le quali vanno poi a sommarsi in modo da creare il corrispondente valore in corrente.

#### 4.4.2 Transizioni critiche

Il sistema descritto nel paragrafo precedente consente il raggiungimento di una notevole precisione dei livelli analogici in uscita ed una relativa semplicità nella costruzione.

Presenta però alcune transizioni critiche, che devono essere opportunamente controllate e, se necessario, ottimizzate. Immaginiamo di voler incrementare il livello analogico in uscita facendo passi unitari che partono dal livello 0. Utilizziamo inoltre una stringa di dieci bits, come quella realmente impiegata per il settaggio di soglie e baseline (somma di msb e lsb, vedi par. 4.3.1 e tabella 4.1). Ogni volta avremo l'accensione delle sorgenti di correnti opportune e il valore in uscita subirà l'incremento atteso. Immaginiamo ora di essere al livello logico 63, il quale, ponendo la sorgente unitaria pari ad un mA, fornirà una corrente di 63 mA. In questo caso il codice binario sarà 0000111111. Il prossimo passo sarà il valore logico 64, con il codice binario 0001000000. In questa transizione, il DAC dovrà spegnere tutte le sorgenti che, sommate tra loro, fornivano una corrente di 63 mA, per accenderne una sola del valore di 64 mA. È evidente la difficoltà di questa transizione. Basta infatti un piccolo errore sulla taratura delle sorgenti unitarie per fare in modo che il salto sia maggiore o minore del mV atteso. La tabella 4.2 mostra tutte le potenziali transizioni critiche.

Codice binario	Valore decimale
000000001	1
000000010	2
000000011	3
000000100	4
000000111	7
000001000	8
000001111	15
000001000	16
000001111	31
000010000	32
000011111	63
000100000	64
000111111	127
001000000	128
001111111	255
010000000	256
011111111	511
100000000	512

Tabella 4.2: Transizioni critiche per la linearità dei DAC



Le transizioni basse (sotto il 64), presentano meno problemi in quanto è minore il peso delle sorgenti coinvolte. Vengono citate per completezza ma, come vedremo in seguito, non presentano alcun problema. Le non linearità diventano sempre maggiori all'aumentare del valore analogico in oggetto.

#### 4.4.3 Verifica della linearità

A seguito di quanto visto fin ora, si capisce quanto sia importante una diagnosi accurata sulla linearità dei DAC. Particolare attenzione verrà posta alle transizioni critiche citate poco sopra. Gli obiettivi di questa indagine sono dunque la verifica della linearità nella risposta del convertitore digitale - analogico e la risposta alla granularità impostata. Quest'ultimo parametro, citato ora per la prima volta, merita un'adeguata attenzione. Iniziamo con la sua definizione:

$$G = \frac{\Delta mV}{\Delta bits} \quad (4.1)$$

dove  $G$  è appunto la granularità,  $\Delta bits$  è l'intervallo di bits considerato e  $\Delta mV$  è la variazione corrispondente della tensione in uscita. Il C-MAD permette di scegliere tra due diverse granularità: 1 e 0,5. Per definizione, risulta dunque evidente che impostando  $G = 1$  ad ogni incremento unitario del codice corrisponde un valore analogico in uscita incrementato di 1 mV, mentre l'incremento è di 0,5 mV con  $G = 0,5$ .

Per eseguire le verifiche di cui si è parlato, è stata fatta una scansione su tutto il range possibile (da 0 a 1023), misurando per ciascun codice il voltaggio in uscita del DAC. Il grafico 4.3 mostra il risultato di questa prima scansione.

Come si può vedere, sono state riscontrate due non-linearità, evidenziate in figura dai cerchi verde e rosso. Questi problemi emergono proprio in corrispondenza delle transizioni critiche di cui si è parlato nel paragrafo 4.4.2 e sono risolvibili con un'opportuna messa a punto.

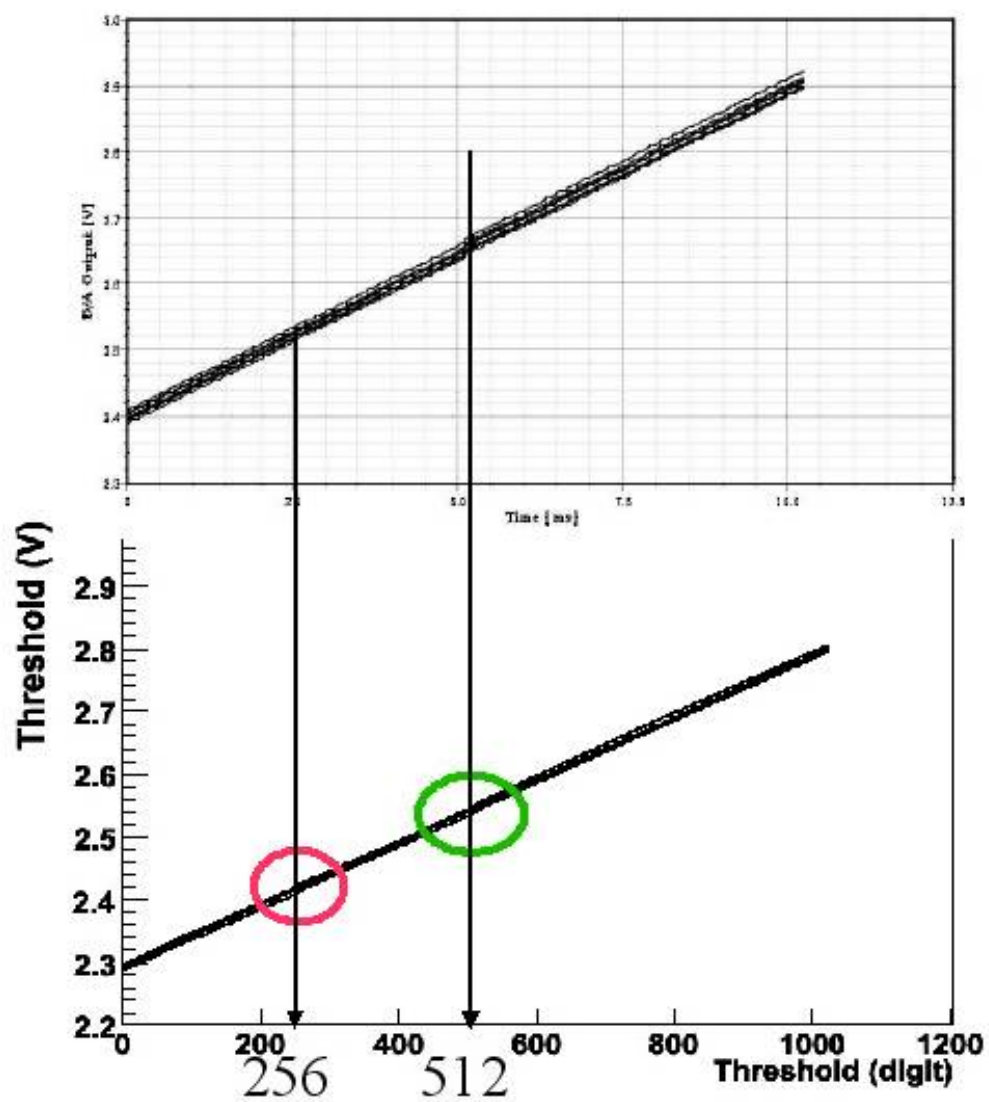


Figura 4.3: Verifica della linearità del DAC. La figura in basso mostra la scansione effettuata mentre quello in alto il comportamento previsto dalle simulazioni fatte al computer. Nei cerchi sono indicate le non-linearità registrate. Il grafico mostra l'andamento di quattro canali dello stesso chip.

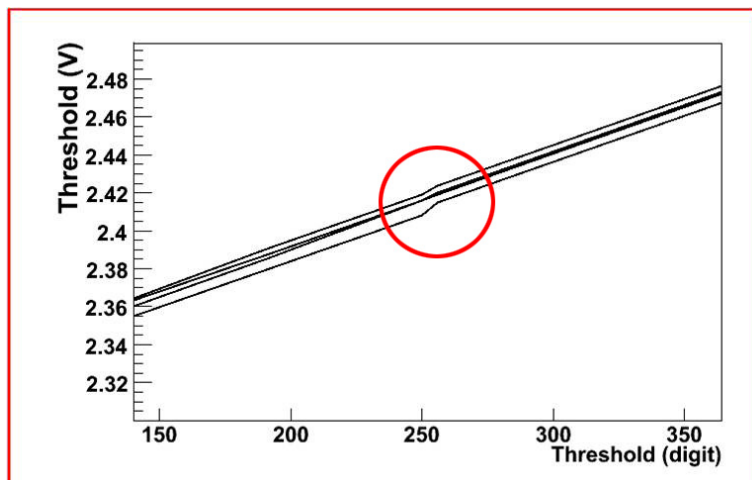


Figura 4.4: Particolare della transizione critica riscontrata nel passaggio tra i codici 255 e 256.

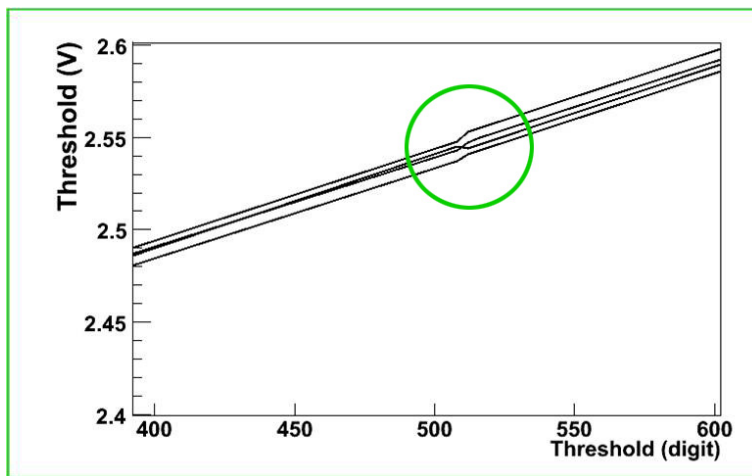


Figura 4.5: Particolare della transizione critica riscontrata nel passaggio tra i codici 511 e 512

## 4.5 Lo scan di soglia

Prima di procedere con il programma di test descritto nel paragrafo 4.1 è necessario introdurre il concetto di *scan di soglia*. Lo scan di soglia è una

tecnica di indagine del segnale che consiste nell'impostare un valore fisso di baseline e far variare con continuità il livello della soglia.

Il segnale prodotto dai fototubi è un segnale negativo e la sua forma è simile a quella rappresentata in figura 4.6. In riferimento alla stessa figura, la linea B rappresenta la baseline, che rimane fissa durante tutto lo scan. La linea A rappresenta invece il livello della soglia. È necessario a questo punto fare chiarezza su cosa si intende per *livello della soglia* e *soglia* stessa. Definiamo *livello della soglia* il livello in tensione della soglia. Intendiamo invece per *soglia* la differenza tra il livello della baseline e il livello della soglia. Il livello della soglia (come anche quello della baseline) può essere programmato con codici che variano da 0 digit a 1023 digit, garantendo una escursione pari a 1024 mV in modalità 1 mV per digit e di 512 mV in modalità 0,5 mV per digit. Supponendo, come si è detto, di mantenere costante il livello della baseline, risulta ora chiaro che il valore minimo del livello della soglia (0 digit) rappresenti dunque la massima soglia possibile. Il valore della *soglia* diminuisce quindi all'aumentare del *livello della soglia*. Durante lo scan di soglia il livello di soglia varia dal digit 0 al digit 1023.

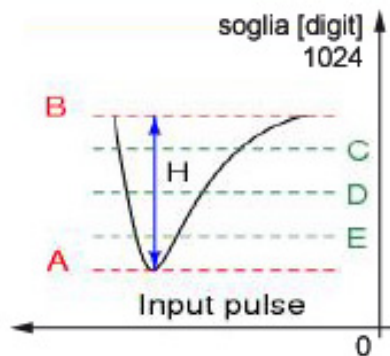


Figura 4.6: In figura è mostrata la forma del segnale, il livello della soglia (A, variabile) e il livello della baseline (B, mantenuto costante)

Sino a quando il livello della soglia si trova sotto la linea A, la soglia è maggiore del segnale (H), il comparatore non commuta e l'uscita è nulla. Quando il livello della soglia oltrepassa il livello del segnale, la soglia è minore del segnale stesso e il comparatore inizia a commutare. La commutazione continua sino a quando il livello della soglia non raggiunge la baseline B. L'uscita torna dunque ad essere nulla sino al termine dello scan di soglia.

La parte superiore del grafico 4.7 mostra quanto descritto sin ora. L'asse  $x$  rappresenta il livello della soglia, mentre sull'asse  $y$  rappresenta il numero di conteggi per evento (molteplicità).

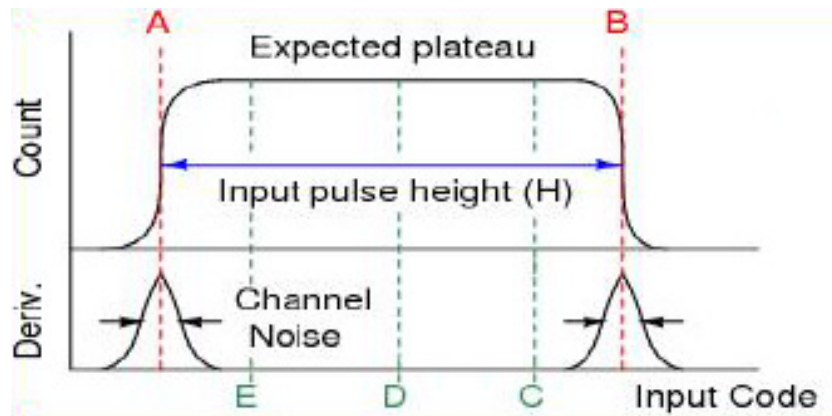


Figura 4.7: Parte superiore: scan di soglia, livello della soglia sull'asse  $x$  e molteplicità sull'asse  $y$ . Parte inferiore: derivata del precedente grafico.

Dal comportamento descritto sin ora, ci si aspetterebbe una commutazione netta nelle transizioni in corrispondenza dei livelli A e B. Il grafico 4.7 presenta invece un andamento *a esse* nelle zone di transizione. Il profilo arrotondato è dovuto alla presenza di rumore elettronico, responsabile di oscillazioni statistiche del livello del segnale. La misura del rumore elettronico verrà affrontata nel paragrafo seguente.

## 4.6 Misura del rumore elettronico

Come accennato nel paragrafo precedente, è possibile utilizzare la tecnica dello scan di soglia per misurare l'entità del rumore elettronico, passaggio molto importante per la completa caratterizzazione del CMAD. Il rumore elettronico è generato da correnti e tensioni parassite, sempre presenti in qualsiasi circuito. Il fenomeno è noto ed è un problema intrinseco di un circuito elettrico. Per questo motivo, in fase di progettazione si è cercato di ridurre al minimo l'entità di questo disturbo, valutandone l'ammontare con simulazioni al computer e cercando di mantenerlo al di sotto di una soglia massima. In fase di test risulta dunque fondamentale verificare se gli obiettivi preposti sono stati raggiunti. Un rumore elettronico troppo elevato farebbe infatti diminuire drasticamente il rapporto segnale-rumore, diminuendo di conseguenza la precisione sulla misura.

### 4.6.1 Misura senza segnale in ingresso

Come si è detto, la tecnica utilizzata per la misura del rumore elettronico è quella dello scan di soglia. Il primo approccio che si è deciso di seguire consiste nell'effettuare uno scan di soglia senza immettere alcun segnale sulle linee di ingresso. In questo caso lo scan di soglia fornisce l'esatto profilo del solo segnale di rumore, producendo un andamento tipico simile a quello illustrato in figura 4.8.

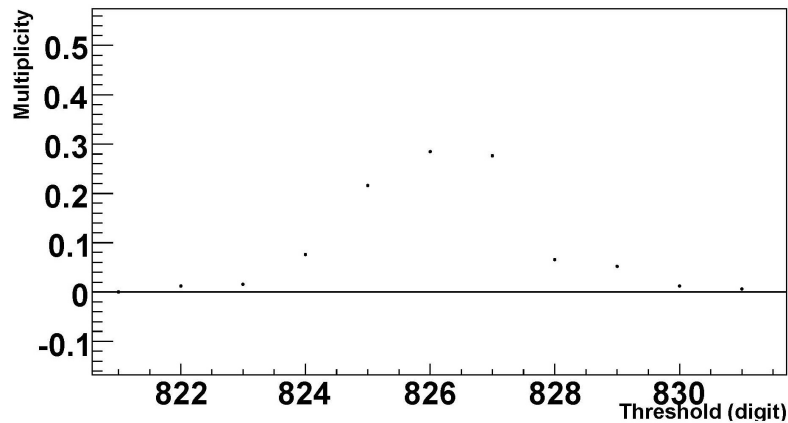


Figura 4.8: Scan di soglia effettuato senza alcun segnale sulle linee di ingresso.

La misura riportata in figura è stata ottenuta con una granularità di 0.5 mV/digit ed un guadagno di 1.2 mV/fC. L'RMS della gaussiana è di circa 1.5 digit, corrispondenti a 0.75 mV. Otteniamo dunque un rumore di circa 0.63 fC. Il rumore misurato è molto basso ed è più che sufficiente per le necessità del RICH.

#### 4.6.2 Misura con segnale in ingresso

Nel paragrafo 4.5 si è già accennato alla possibilità di ricavare informazioni circa il rumore elettronico con uno scan di soglia in presenza di segnale in ingresso. La forma tipica di uno scan di soglia con segnale è quella rappresentata in figura 4.7. La forma *a esse* delle rampe di salita e discesa porta intrinsecamente informazioni riguardanti il rumore.

Il grafico 4.16 mostra uno scan di soglia ottenuto su un canale del CMAD. In particolare viene mostrata la rampa di salita, già interpolata con una opportuna funzione.

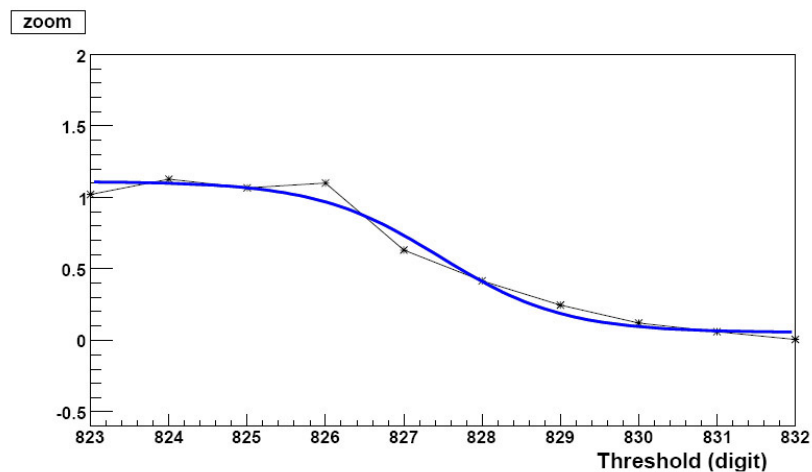


Figura 4.9: Scan di soglia in presenza di segnale. Il grafico mostra il fronte di salita opportunamente fittata con una funzione *a esse*

Il passo successivo consiste nel derivare la funzione di interpolazione ottenuta. Il risultato di questa seconda operazione è mostrato in figura 4.17.

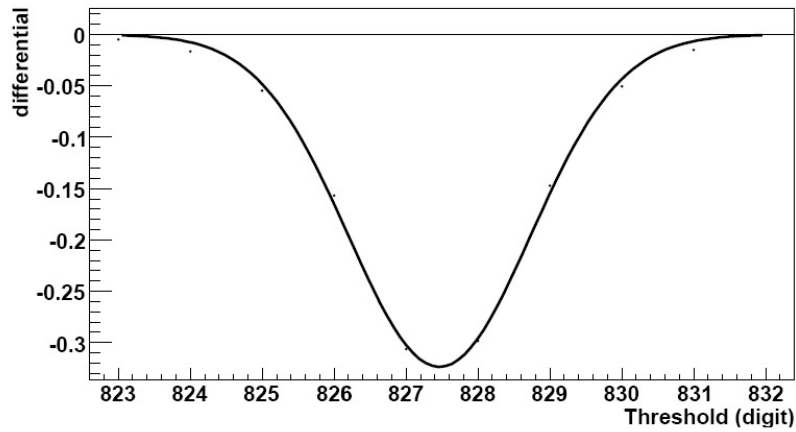


Figura 4.10: Il grafico mostra il differenziale dei dati esposti in figura 4.16 opportunamente interpolati da una funzione gaussiana.

L'RMS della distribuzione gaussiana costituisce la stima del rumore elettronico. Con questa seconda tecnica stimiamo un rumore elettronico pari a circa 0.6 fC, riproducendo un risultato analogo a quello già esposto per il caso della stima del rumore ottenuta senza avere segnale sulle linee di ingresso (paragrafo 4.6.1).



## 4.7 Equalizzazione

Una delle nuove funzioni introdotte con il CMAD riguarda la possibilità di programmare indipendentemente i livelli di soglia e baseline per ciascun canale (vedi paragrafo 3.1). Questa nuova possibilità è stata introdotta per garantire un livello di baseline comune a tutti i canali del medesimo chip. Infatti, pur assegnando lo stesso codice di programmazione a tutti i canali, i livelli di tensione prodotti canale per canale non sono uguali tra loro. Questo comportamento è imputabile a svariate cause, come correnti parassite o leggere disuniformità dei singoli canali del chip. Se non fosse possibile programmare indipendentemente soglia e baseline, occorrerebbe utilizzare appunto una soglia comune, che sarebbe ottimale per alcuni canali ed eccessiva per altri. Inoltre, ciascun canale comincerebbe a commutare per livelli di tensione differenti. La figura 4.11 riassume una tipica condizione sugli otto canali di un chip non equalizzato, evidenziando i dislivelli in tensione.

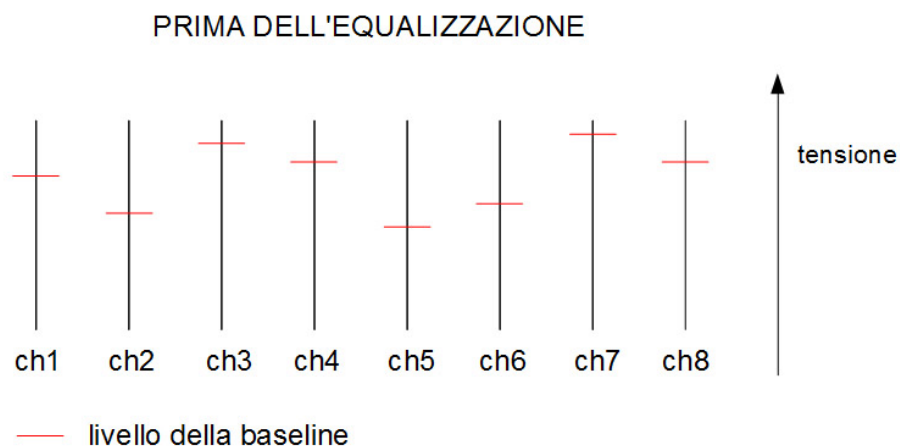


Figura 4.11: Schema dei livelli in tensione delle baseline dopo il settaggio con codice comune. Come si vede permangono differenze in tensione tra i singoli canali (*ch1*, *ch2*, *ch3*, *ch4*...).

L'equalizzazione consiste dunque nell'apportare le dovute correzioni al valore di baseline dei singoli canali in modo che tutti e otto abbiano lo stesso livello di baseline. I singoli canali saranno dunque programmati con codici diversi tra loro, in modo da colmare le differenze in tensione registrate.

Il grafico 4.12 schematizza la configurazione dei livelli di baseline sugli otto canali del chip dopo l'equalizzazione.

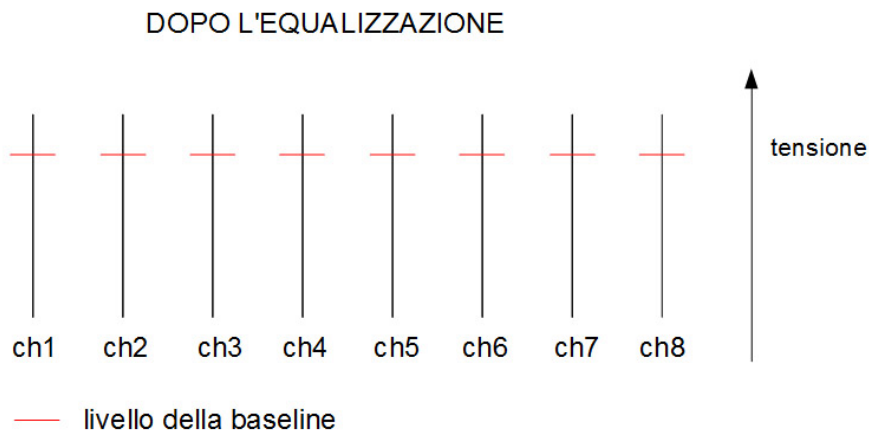


Figura 4.12: Schema dei livelli in tensione dopo l'equalizzazione. Ciascun canale è stato settato con un codice opportuno, in modo da correggere il gap in tensione rappresentato in figura 4.11

Per ottenere una efficace equalizzazione utilizzeremo la tecnica dello scan di soglia, già precedentemente illustrata nel paragrafo 4.5. Come è stato fatto per l'analisi del rumore elettronico, anche in questo caso procederemo confrontando due diverse tecniche per l'equalizzazione: quella con rumore e quella con segnale.

#### 4.7.1 Equalizzazione con rumore

Per equalizzare gli otto canali del chip è necessario conoscere il gap in tensione che separa un canale dall'altro quando viene assegnato a tutti lo stesso codice di programmazione. Per ottenere questa informazione, è dunque necessario inviare lo stesso codice per il settaggio delle baseline a tutti i canali. Si procede poi con uno scan di soglia effettuato nell'intorno del valore di baseline atteso. In assenza di segnale esterno otterremo i profili di rumore di ciascun canale, simili a quello già visto nel paragrafo 4.6.1 e in particolare nella figura 4.8.

La figura 4.13 mostra quattro degli otto canali di uno dei chip analizzati.

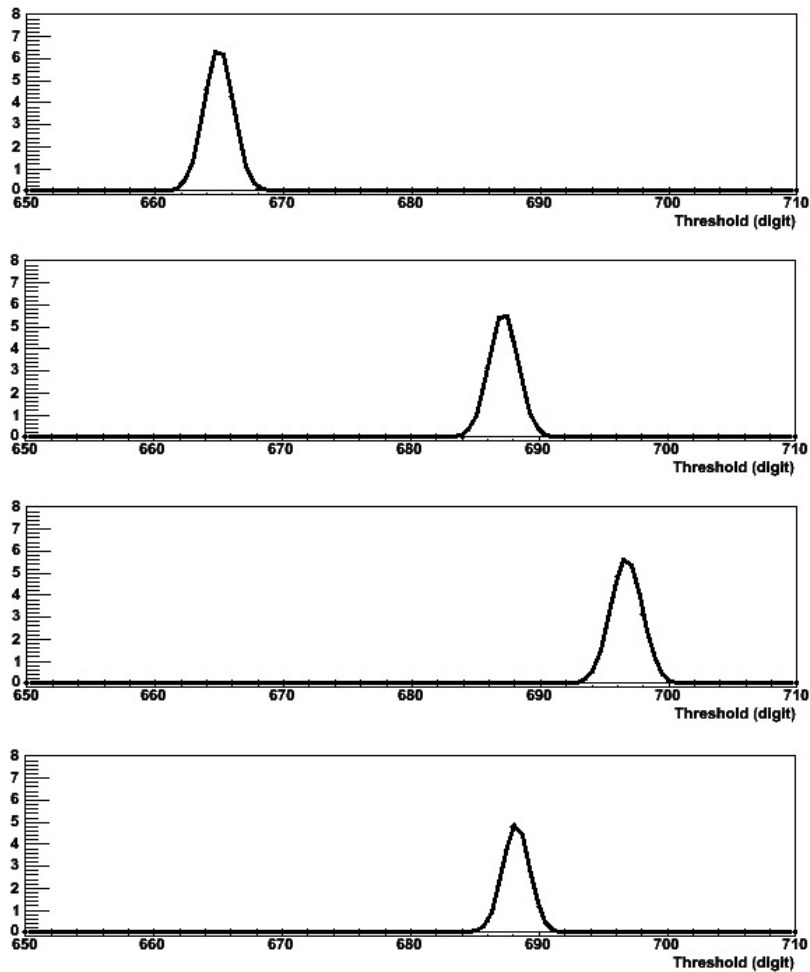


Figura 4.13: Scan di soglia su 4 degli otto canali del chip prima dell'equalizzazione

Come ci si aspettava, emergono chiaramente i profili di rumore di ciascun canale. Risulta inoltre evidente che i quattro canali commutano a valori di tensione differenti, proprio come anticipato dallo schema 4.11.

La figura 4.13 ci fornisce le indicazioni necessarie per ottenere una corretta equalizzazione. Basterà infatti valutare la differenza di posizione tra i picchi di rumore dei vari canali e correggere di conseguenza il codice di programmazione delle baseline per ciascun canale.

Una volta impostati i singoli valori di baseline per l'equalizzazione del chip, eseguiamo un nuovo scan di soglia per verificare l'esattezza della procedura.

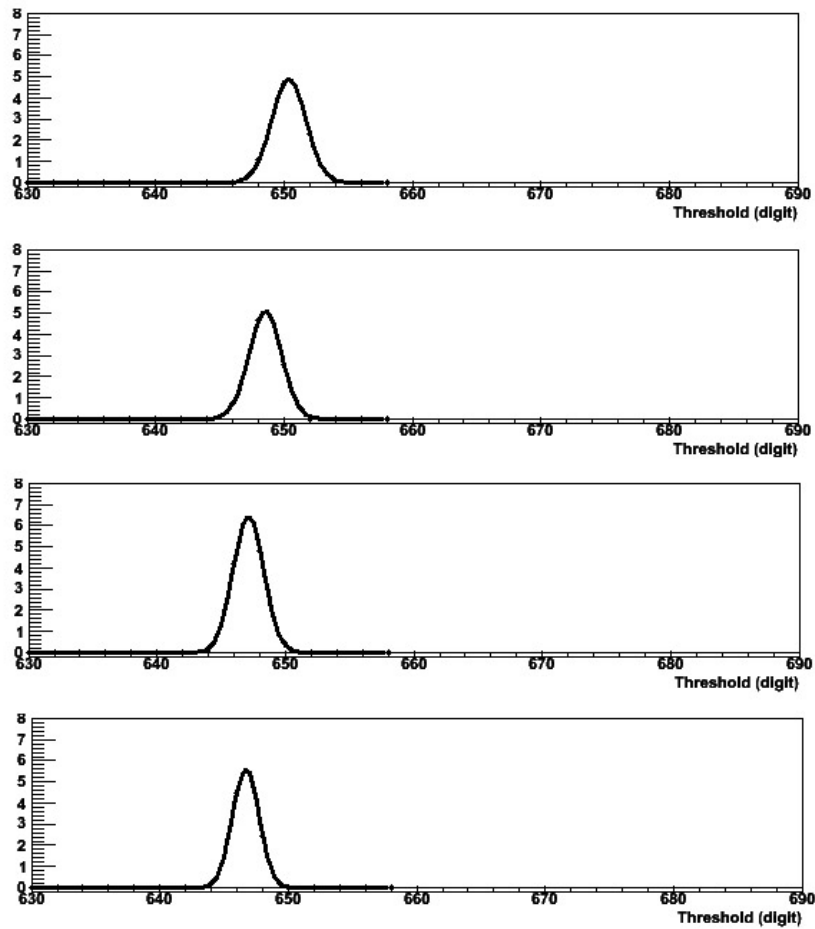


Figura 4.14: Scan di soglia su 4 degli otto canali del chip dopo l'equalizzazione

Il confronto tra le figure 4.13 e 4.14 mostra chiaramente gli effetti dell'equalizzazione. La figura 4.14 mostra poi in modo evidente la bontà della tecnica utilizzata: i quattro canali presi in esame iniziano infatti a commutare quasi contemporaneamente.

### 4.7.2 Equalizzazione con segnale di calibrazione

Ripetiamo ora le procedure appena analizzate nel paragrafo precedente, utilizzando però un segnale sulle linee in ingresso. Il segnale prodotto dai PM è un segnale in carica. Per simulare la presenza dei PM è stata quindi iniettata carica sulle linee di ingresso. Questa volta il profilo che emergerà dallo scan di soglia sarà dunque quello tipico a scalino, con fronte di salita e fronte di discesa, come già visto nel grafico 4.7.

Per ottenere le informazioni necessarie (l'offset in tensione tra i vari canali), ci occuperemo solo del fronte di salita di ciascun canale. La sua forma tipica è simile a quella riportata nella figura sottostante (fig. 4.15)

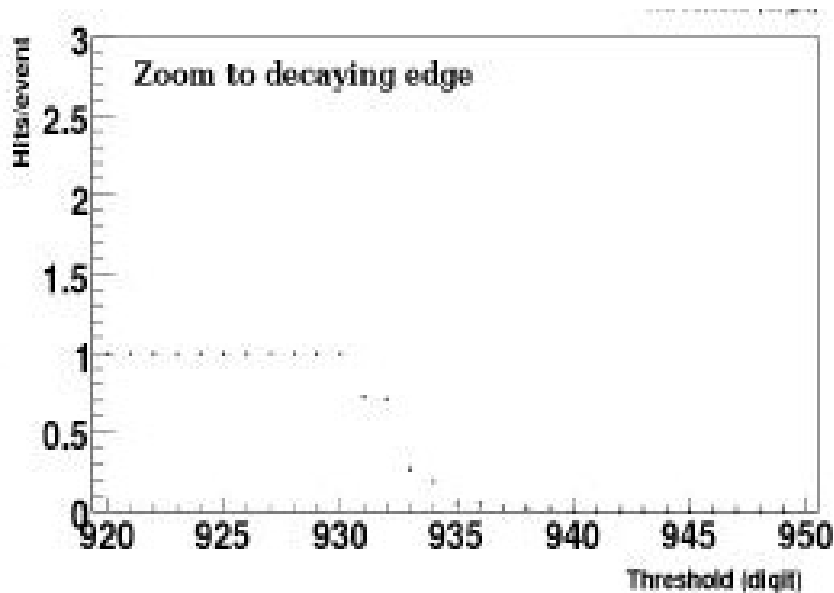


Figura 4.15: Scan di soglia nell'intervallo del fronte di salita

Per ottenere una corretta equalizzazione, è importante trovare un metodo che ci consenta di stabilire quale punto della rampa di discesa prendere come riferimento. Sono state vagliate tre possibilità:

- fittare i punti della rampa di salita con una funzione *a esse* e assumere il punto di flesso della funzione come posizione del pedestal
- differenziare i punti della rampa, ottenendo così una distribuzione gaussiana. I dati ottenuti vanno poi fittati con una funzione gaussiana e si assume come riferimento il picco della gaussiana in questione.

- individuare l'ultimo punto a molteplicità nulla e il primo punto del plateau a molteplicità 1 e prendere come riferimento il punto medio tra i due appena citati.

I tre metodi elencati sono rappresentati nei grafici sottostanti.

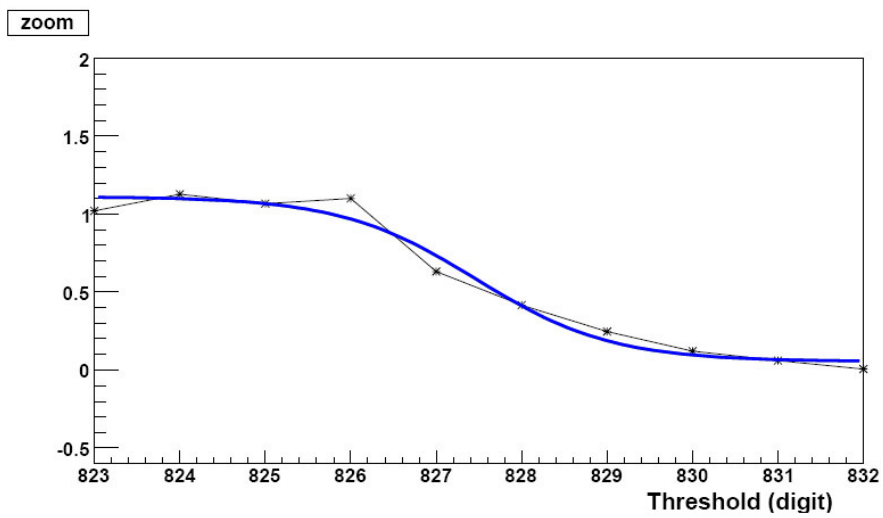


Figura 4.16: Metodo della funzione *a esse*

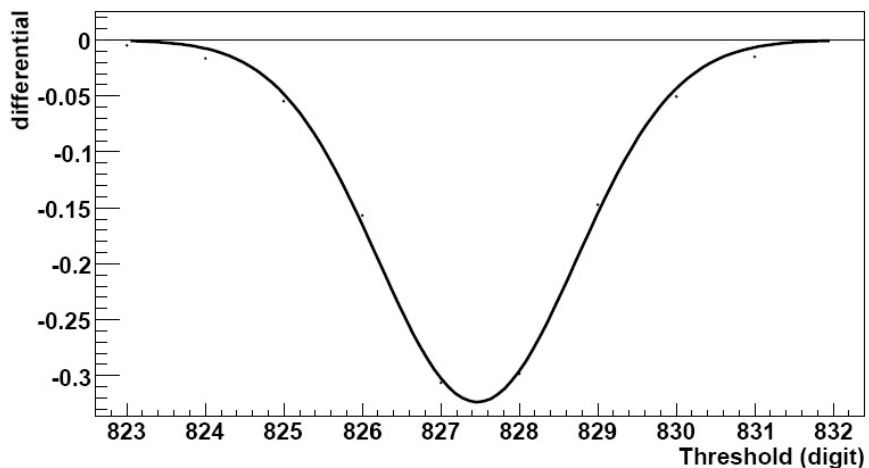


Figura 4.17: Metodo con funzione gaussiana

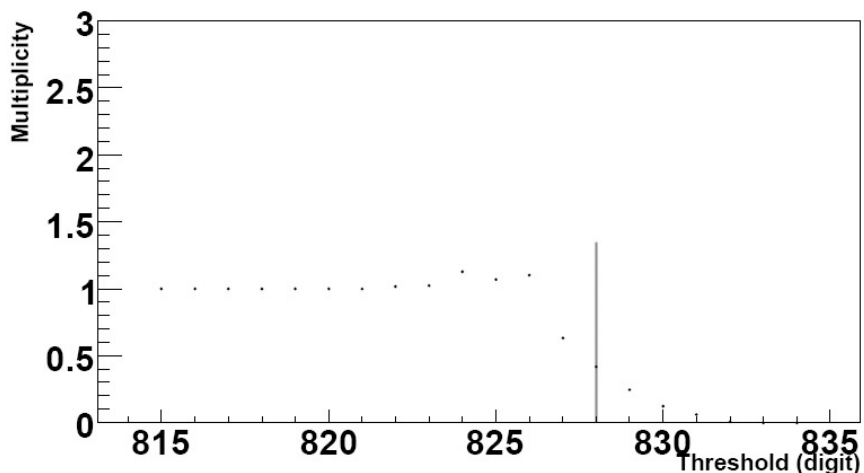


Figura 4.18: Metodo del punto medio

Come si vede, i tre metodi forniscono sempre risultati molto simili e compatibili, dimostrandosi equivalenti. Si è però scelto di utilizzare il terzo. I primi due infatti, richiedono l'utilizzo di funzioni di approssimazione, le quali approssimano molto bene i dati interpolati solo nel caso in cui gli intervalli dei fit siano scelti con cura. In caso contrario, molto spesso falliscono, fornendo risultati del tutto incompatibili. Nell'ottica di dover testare un gran

numero di chip dopo la produzione in serie, il terzo metodo si dimostra il più affidabile, richiedendo minori attenzioni e garantendo i medesimi risultati.

Dopo aver scelto la tecnica migliore, la si è utilizzata per l'equalizzazione dei canali del chip. Il grafico 4.19 mostra lo scan di soglia intorno al fronte di salita di quattro canali prima e dopo l'equalizzazione. Sono evidenti i risultati dell'equalizzazione: i quattro canali commutano contemporaneamente. A differenza del caso con rumore (fig. 4.13), gli scan di soglia sono stati sovrapposti per farli comparire nello stesso grafico.



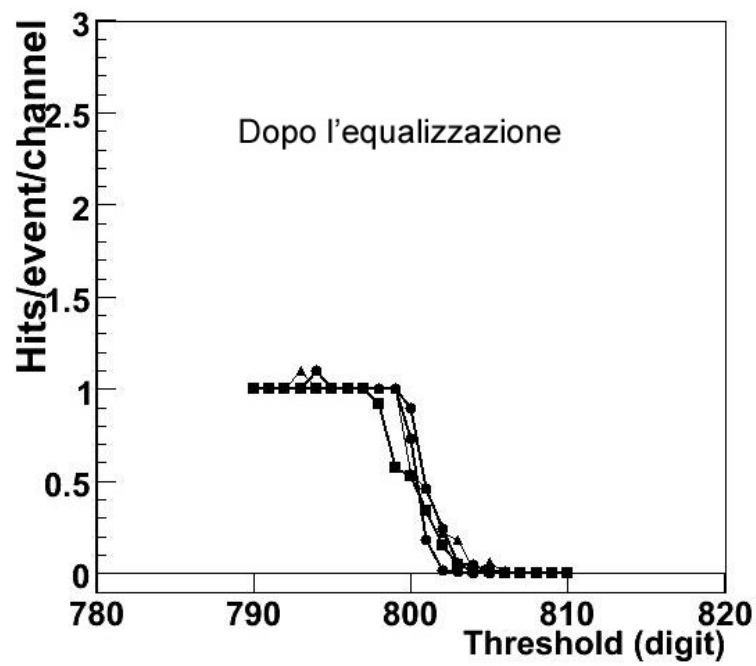
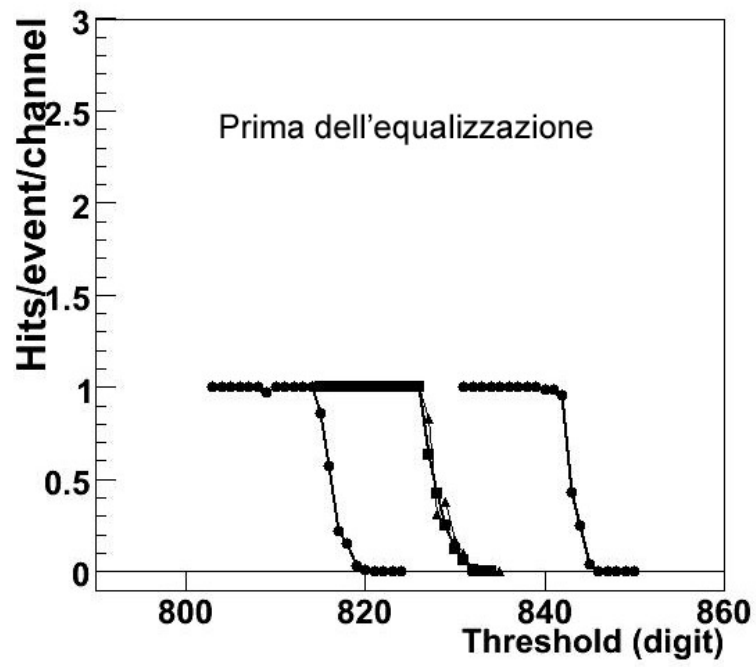


Figura 4.19: Scan di soglia con segnale prima e dopo l'equalizzazione. I grafici mostrano quattro canali contemporaneamente.

### 4.7.3 Equalizzazione con segnale prodotto dai PM

Abbiamo analizzato sin ora due diverse tecniche di equalizzazione: con rumore e con segnale di calibrazione sulla linee di ingresso. Verifichiamo ora che l'equalizzazione funziona anche con un segnale prodotto da un fotomoltiplicatore (MAPMT). Il MAPMT utilizzato è del tutto analogo a quelli che sono montati sul RICH di COMPASS. Le metodologie illustrate nei precedenti paragrafi per ottenere una corretta equalizzazione rimangono invariate, utilizzeremo dunque, come fatto sin ora, uno scan di soglia con settaggio di baseline comune per valutare il gap in tensione tra i vari canali.

Per brevità mostremo, solo il risultato dell'equalizzazione (fig. 4.20). Anche in questo caso riusciamo ad ottenere un'ottima equalizzazione. Come in precedenza, sono illustrati solo quattro degli otto canali equalizzati.

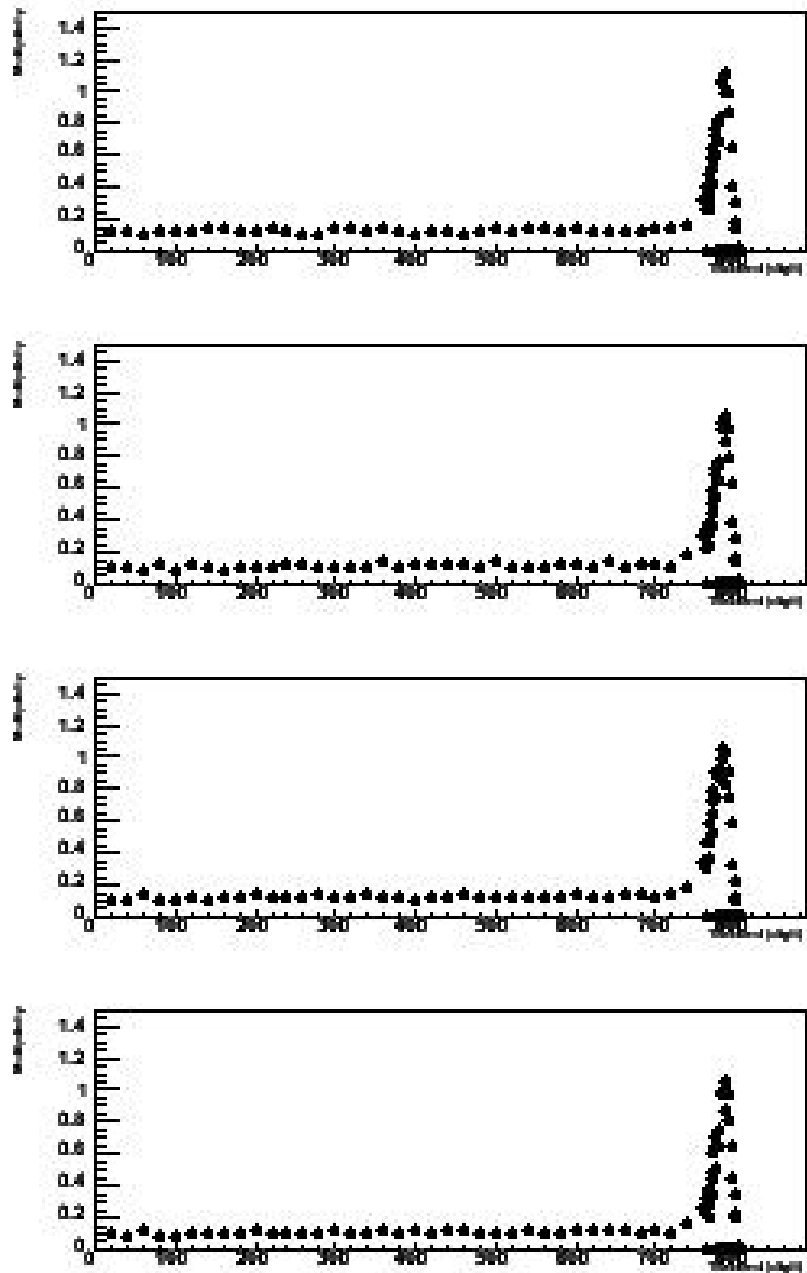


Figura 4.20: Scan di soglia con segnale prodotto dal PM dopo l'equalizzazione. Come si può notare i quattro canali commutano contemporaneamente.

## 4.8 Guadagno

Come già illustrato nei paragrafi 3.2.1 e 3.2.2, il CMAD permette di impostare il guadagno dello stadio di amplificazione e di scegliere tra due diverse modalità, 1x e 4x. La selezione del livello di guadagno avviene, come già visto per il settaggio di soglia e baseline, tramite l'invio di un codice digitale (vedi tabella 4.1), attraverso il quale è possibile impostare fisicamente il valore della resistenza  $C_f$  e della resistenza  $R_f$ , all'interno del circuito del Charge Sensitive Amplifier (vedi fig. 3.2), responsabili dell'amplificazione nominale. Sono disponibili 4 digit per la stringa di programmazione di  $C_f$  e  $R_f$ , il che significa codici che vanno da 0 a 15. I codici che vanno da 0 a 7 fanno variare il guadagno nella modalità 1x (da 1,2 a 0,4 mV/fC), mentre quelli dall'8 al 15 in modalità 4x (da 4,8 a 1,6 mV/fC).

La figura 4.21 mostra il segnale in uscita in modalità 1x e in modalità 4x.

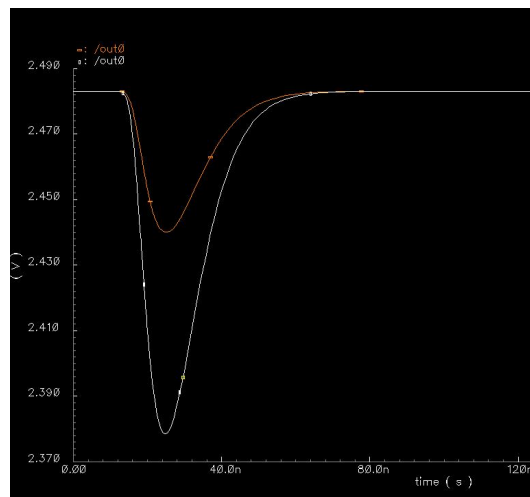


Figura 4.21: Segnale in uscita. Confronto tra la modalità di guadagno 1x e 4x.

Per mantenere una opportuna costante di tempo si sceglie di impostare sempre lo stesso valore in digit per  $C_f$  e  $R_f$ .

Oggetto dei test sarà dunque valutare l'effettivo guadagno osservato sui canali d'uscita in funzione dei codici di programmazione inviati.

### 4.8.1 Verifica del guadagno nominale

Per verificare la corretta corrispondenza tra il valore di amplificazione atteso e quello realmente misurato si è usata, ancora una volta, la tecnica dello scan di soglia con segnale. Inviando un segnale di ampiezza nota in ingresso e variando il guadagno da uno scan all'altro, si evidenzierà l'effettivo aumento dell'ampiezza del segnale.

Per comodità, gli scan di soglia eseguiti con i valori di guadagno oggetto di indagine sono disegnati nello stesso grafico ed evidenziati da colori differenti. Iniziamo a confrontare i differenti guadagni ottenibili in modalità 0,4 mV/fC e 1,2 mV/fC. Ci stiamo dunque muovendo nella regione di guadagno configurabile in modalità 1x. I codici assegnati saranno dunque rispettivamente 77 (ottenendo un guadagno di 0,4 mV/fC) e 00 (ottenendo un guadagno di 1,2 mV/fC). Con questo confronto ci si aspetta una aumento dell'ampiezza del segnale di un fattore 3 ( $1,2 / 0,4$ ).

Analizziamo lo scan di soglia per verificare l'amplificazione reale. In tutti i casi trattati, verranno esaminati due canali, in modo da garantire anche l'uniformità di comportamento al variare dei canali stessi.

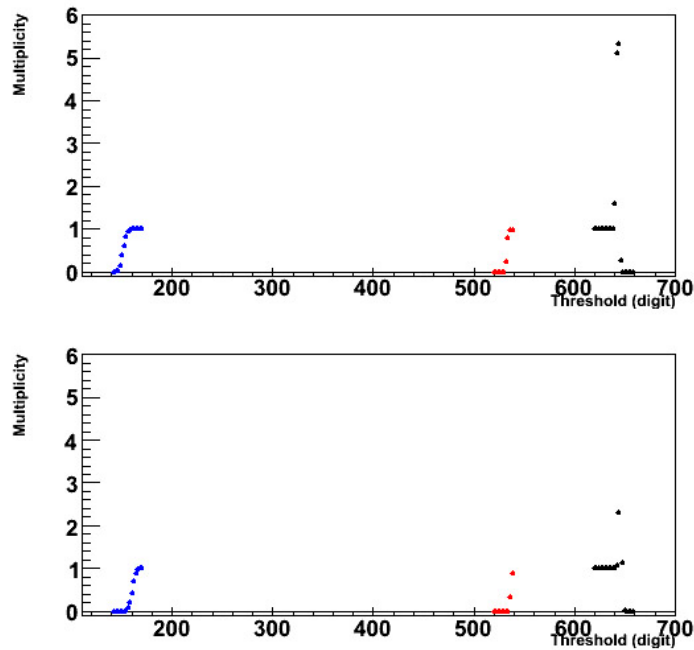


Figura 4.22: Scan di soglia dello stesso segnale con guadagno 0,4 mV/fC (in rosso) e 1,2 mV/fC (in blu)

Il segnale rosso in figura 4.22 è stato ottenuto con il guadagno impostato a 0,4 mV/fC, mentre quello blu a 1,2 mV/fC. Il primo si estende per 120 digit, mentre il secondo si estende per 490 digit. L'amplificazione ottenuta è dunque:  $490/120 = 3,8$  x, mentre ci si attendeva una amplificazione di 3 x ( $3 = 1,2/0,4$ ).

Il prossimo caso analizzato riguarda sempre la modalità 1x e vede il confronto tra i codici 11 e 00, quindi tra le modalità 0,4 mV/fC e 0,5 mV/fC rispettivamente. Il grafico 4.23 mostra i risultati ottenuti.

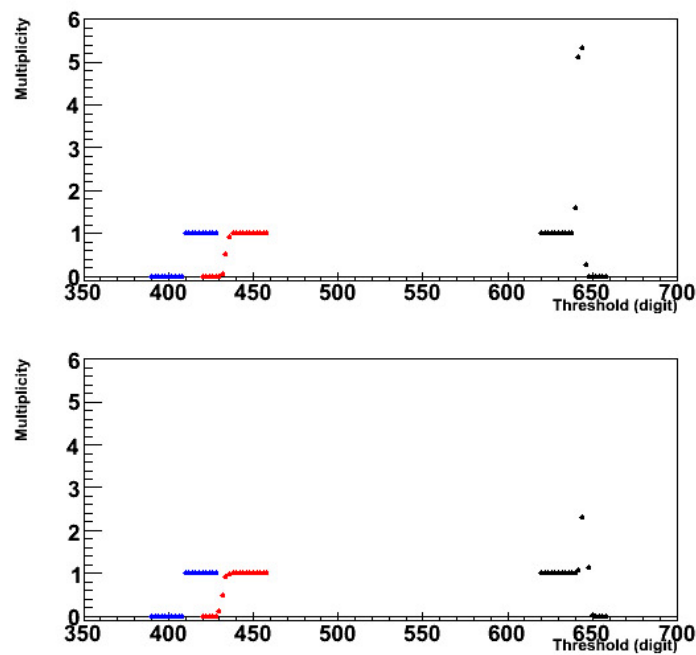


Figura 4.23: Scan di soglia dello stesso segnale in modalità 0,4 mV/fC (in rosso) e in modalità 0,5 mV/fC (in blu)

Il segnale in rosso (modalità 0,4 mV/fC) si estende per 205 digit, mentre quello blu (modalità 0,5 mV/fC) si estende per 250 digit. Il guadagno misurato è pari dunque a 1,2 x, mentre quello atteso è pari a 1,1 x.

Nel prossimo grafico 4.24 vengono invece messi a confronto i codici 77 e 11. In questo caso stiamo dunque confrontando i guadagni in modalità 0,5 mV/fC e 1,2 mV/fC.

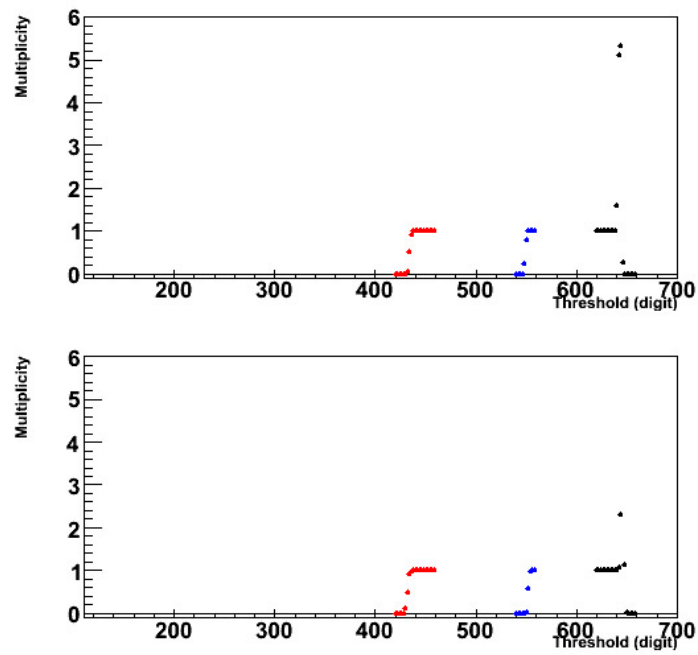


Figura 4.24: Scan di soglia dello stesso segnale in modalità 0,5 mV/fC (in blu) e in modalità 1,2 mV/fC (in rosso)

Ci attendiamo un guadagno di 2,4 x. Dai dati rilevati emerge un guadagno di 2,1 x.

L'ultimo grafico presentato (4.25) confronta invece due codici che appartengono alle due diverse modalità possibili (1 x e 4 x). I codici interessati sono 14 14 e 2 2 , che corrispondono rispettivamente ad una amplificazione di 1 e 4,5 mV/fC.

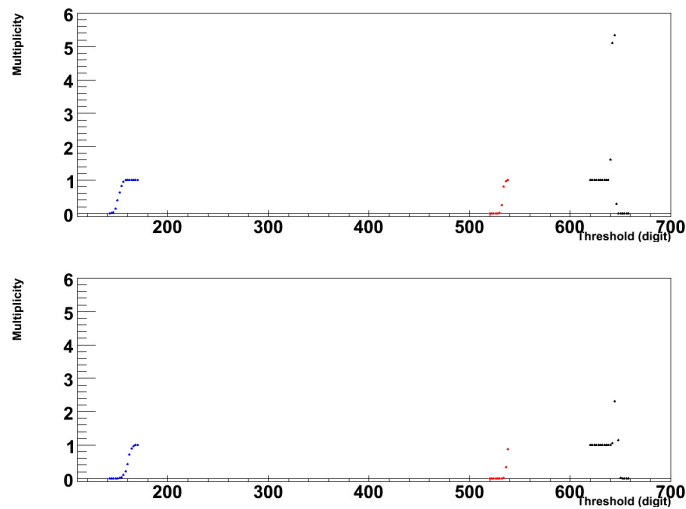


Figura 4.25: Scan di soglia dello stesso segnale in modalità 1,1 mV/fC (in rosso) e in modalità 4,5 mV/fC (in blu)

Il rapporto tra i due segnali misurati con lo scan di soglia ci fornisce un valore di amplificazione pari a 4,4 x. Il valore atteso era di 4,5 x.

In tutti i casi esaminati osserviamo un buon rapporto tra valore atteso e valore misurato.



### 4.8.2 Verifica della linearità del guadagno

In questa ultima parte verificheremo la linearità dell'amplificazione. Come fatto in precedenza assegneremo sempre il medesimo codice di programmazione per  $C_f$  e  $R_f$ .

Il primo grafico mostra l'andamento del guadagno in modalità 1 x al variare dei codici di programmazione.

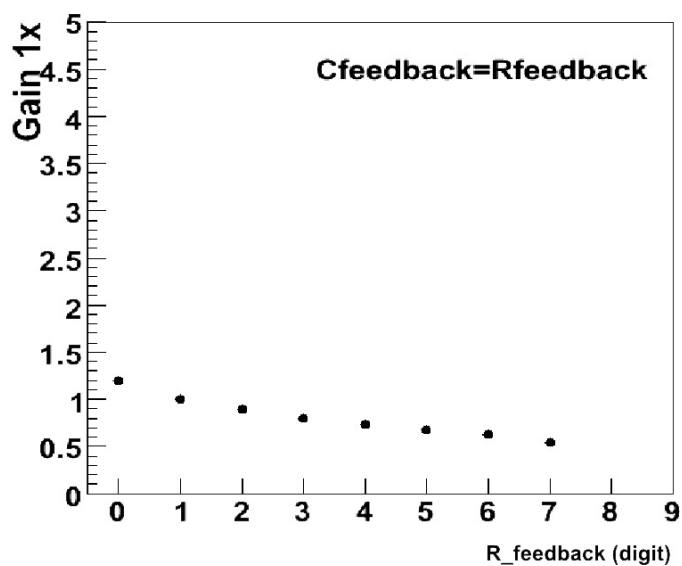


Figura 4.26: Linearità del guadagno in modalità 1 x

Come era già prevedibile dai risultati esposti nel paragrafo 4.8.1, la risposta in modalità 1 x è lineare.

Passiamo ora alla modalità 4 x.

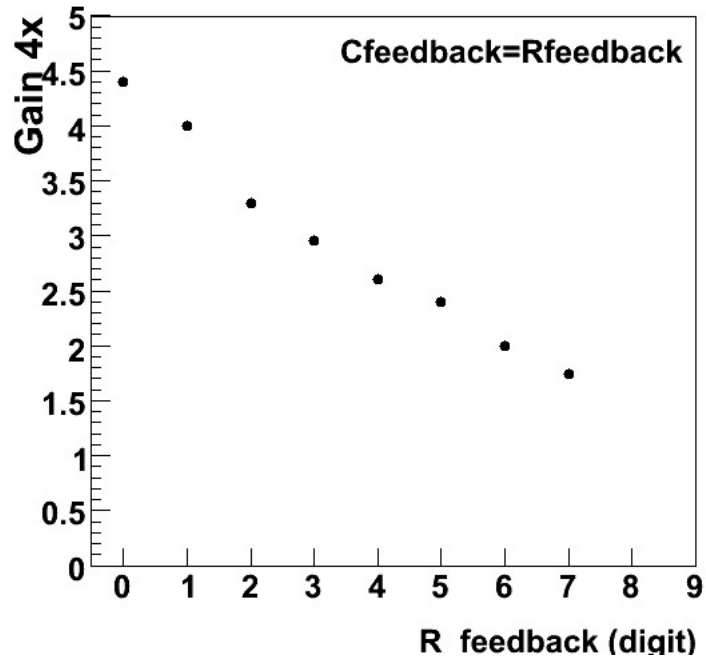


Figura 4.27: Linearità del guadagno in modalità 4 x

Anche in questo caso l'andamento è lineare, assicurando un buona risposta dell'elettronica ai codici di programmazione inviati.

## 4.9 Misura dell'efficienza in funzione della frequenza

Il motivo principale che ha portato allo sviluppo del CMAD è l'aumento del rate di eventi previsto per il nuovo run adronico. L'ultima parte del programma di test è dunque dedicata alla misura dell'efficienza di conteggio degli eventi in funzione della frequenza.

Per questa misura è stato necessario ricreare le condizioni di lavoro in cui si troverà ad operare il CMAD. Questo significa simulare un segnale fisico correlato al segnale di trigger ad una frequenza di circa 200 KHz ed un segnale scorrelato ad alta frequenza (circa 80 MHz) per l'alone del fascio.

Il segnale è stato generato con un led impulsato alla frequenza desiderata e collocato davanti al MAPMT, mentre il fondo è stato prodotto con l'utilizzo di una lampada alogena al deuterio.

L'efficienza, nel nostro caso, è la capacità di rilevazione di eventi fisici in presenza di segnale di fondo ad alta frequenza e viene dunque definita come:

$$\eta = \frac{\text{molteplicità}_{LED+LAMP} - \text{molteplicità}_{LAMP}}{\text{molteplicità}_{LED}} \quad (4.2)$$

Dove *molteplicità* rappresenta il numero di eventi registrati nell'unità di tempo, il pedice *LAMP+LED* indica che la misura è stata compiuta con lampada e led accesi, il pedice *LAMP* indica che la misura è stata fatta con la sola lampada accesa e *LED* con il solo led acceso.

La lampada utilizzata è il modello *AvaLight-D(H)-S Deuterium-Halogen Light Sources*. Questa lampada produce un segnale scorrelato ad altissima frequenza (oltre 100 MHz). Per effettuare le misure di efficienza è necessario misurare esattamente la frequenza del fondo prodotto dalla lampada stessa. L'elevatissima frequenza ha richiesto l'utilizzo di filtri attenuatori, con il compito di ridurre la frequenza stessa sino a valori misurabili con buona precisione. I filtri attenuatori utilizzati sono prodotti dalla Newport e la loro densità è variabile. Sono classificati con un numero che ne indica il fattore di attenuazione. Il numero uno attenua l'emissione in frequenza di un fattore  $10^1$ , il numero due attenua di un fattore  $10^2$  e così via. Sono stati dunque posizionati filtri attenuatori dal valore sempre maggiore sino a quando non si è riusciti a misurare con precisione la frequenza del fondo. Attraverso il fattore di attenuazione è stato possibile ricavare la frequenza della lampada in assenza di filtri. Noto questo dato, è stato possibile, sempre utilizzando i filtri attenuatori, impostare la frequenza del fondo ad un valore

di 80 MHz, in modo da simulare con precisione la frequenza dell'alone del fascio.

Una volta impostata correttamente la frequenza del fondo, è possibile procedere con le misure. La frequenza del segnale simulato dal led è nota, basta quindi misura il numero di eventi registrati dall'elettronica. La misura è stata ripetuta aumentando di volta in volta la frequenza del segnale di fondo.

Il grafico 4.28 mostra i risultati ottenuti.

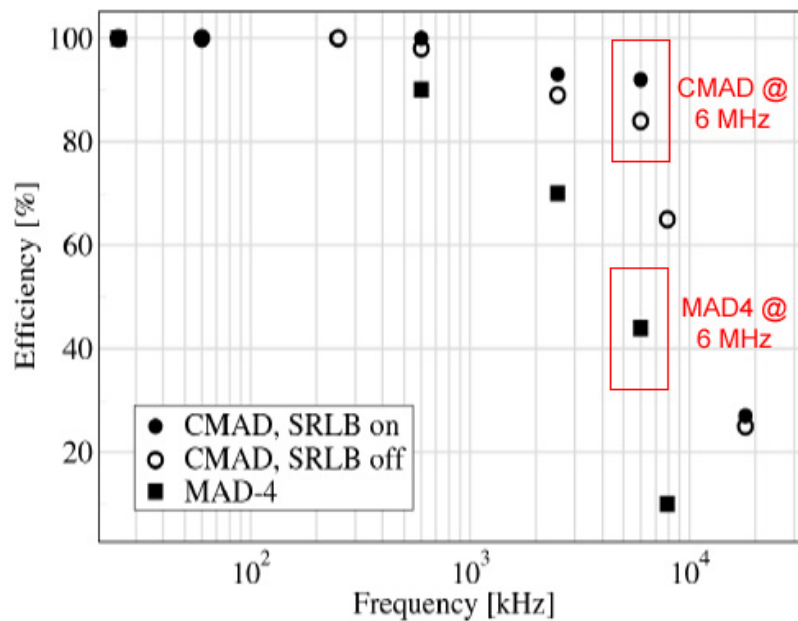


Figura 4.28: Misura dell'efficienza del CMAD all'aumentare della frequenza del segnale. A confronto sono riportati anche i dati del MAD4

Come evidenziato dal grafico, l'efficienza del CMAD rimane elevata (superiore all'80%) anche a frequenza di 6 MHz. A queste frequenza, l'efficienza del MAD4 scende invece a meno del 50%.

## 4.10 Test sulla produzione in serie

I test visti sin ora sono stati effettuati su un primo campione di chip prodotti come prototipo. I risultati soddisfacenti ottenuti in questa fase hanno dato il via alla produzione di un maggior numero di esemplari, destinati all'installazione definitiva sul RICH-1 di COMPASS. La produzione finale ammonta ad un totale di 1125 chip installati su altrettante schede. L'ultima parte di questo lavoro riguarda dunque il test degli esemplari prodotti in serie.

In questa fase non sono stati ripetuti tutti i passaggi visti sin qui, ma solo i più significativi. In particolar modo si è verificata la corretta equalizzazione dei canali dei chip e l'ammontare del rumore elettronico.

Il grafico sottostante (graf. 4.29) riassume i risultati ottenuti.

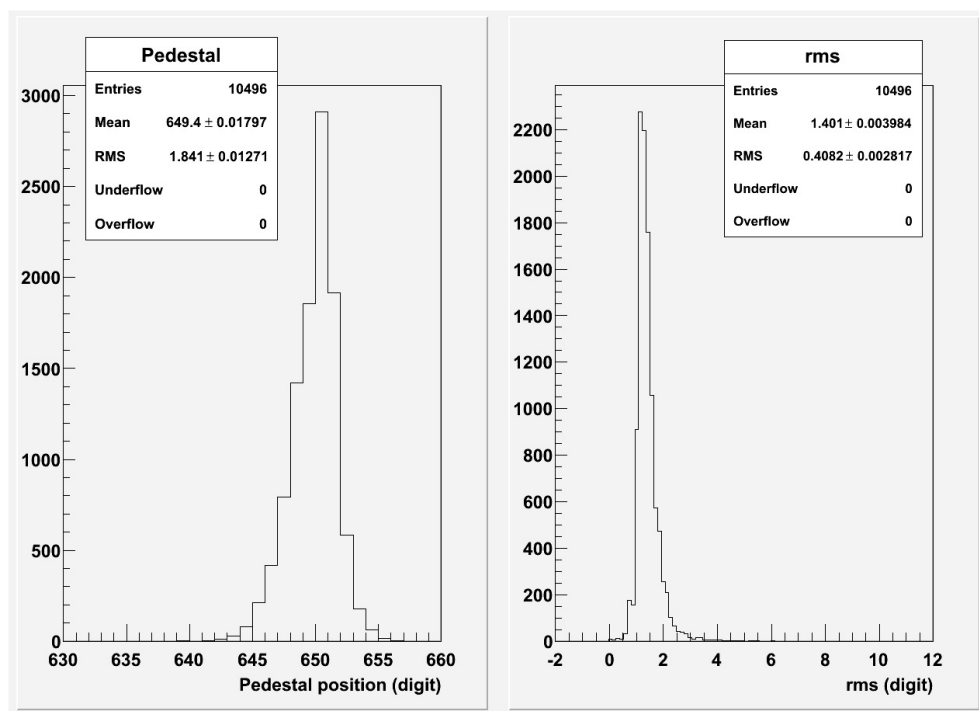


Figura 4.29: Test sui chip prodotti in serie. Il grafico di sinistra mostra la distribuzione dei pedestalli dei singoli canali dopo l'equalizzazione. Il grafico di destra mostra invece la distribuzione del rumore elettronico.

La ridotta ampiezza della distribuzione dei pedestalli mostra che l'equalizzazione è andata a buon fine su tutti i chip testati. Anche l'ampiezza della distribuzione del rumore è ridotta, proprio come si era già osservato sui prototipi. I test sulla produzione in serie confermano dunque le buone prestazioni del CMAD già emerse durante i test eseguiti sui primi prototipi.

# Conclusioni

Al termine del programma di test esposto in questa tesi, si possono trarre alcune importanti conclusioni. Il CMAD ha mostrato un ottimo comportamento globale, rispettando tutte le specifiche per le quali è stato progettato. Non sono mai stati necessari interventi sulla sua architettura per ovviare a problemi di qualsivoglia natura. Tutti i parametri critici sono risultati sotto controllo e, spesso, anche superiori alle aspettative e alle necessità del RICH-1. Al momento della stesura di questa tesi, i chip prodotti in serie e testati in laboratorio sono già stati installati con successo sul rivelatore. Le prime verifiche effettuate confermano la piena efficienza del chip anche ora che si trova nella sua sede definitiva. Durante i test inoltre, è emersa l'estrema versatilità di questo nuovo chip. Progettato in occasione dell'up-grade del RICH, sono state infatti introdotte nuove possibilità di controllo e gestione. Questa grande flessibilità, sia per quanto concerne il range di frequenza di lavoro, sia per la personalizzazione resa possibile dai numerosi parametri programmabili, fa sì che il CMAD possa essere impiegato con profitto anche in altri apparati, rendendo questo progetto longevo e largamente utilizzabile.

# Ringraziamenti

Da sempre contrario a frasi melense e sbrodolature, e ancor più convinto che il fine non giustifichi i mezzi, farò, in questa particolare circostanza, una doppia eccezione...

Cominciamo dai ringraziamenti canonici ma non per questo meno sentiti, che vedono ai primi posti il professor Ferruccio Balestra e il professor Angelo Rivetti in qualità di relatore e controrelatore rispettivamente.

Un ringraziamento particolare va poi a Michela, mia correlatrice. Grazie per essere stata un esempio di dedizione al lavoro, di capacità e di preparazione, per avermi guidato e sostenuto in questo lavoro, ma soprattutto grazie per le lunghe chiacchierate sugli argomenti più disparati, per il sorriso che ti accompagna e per l'allegria e la serenità che sai infondere in chi ha la fortuna di averti accanto.

Grazie ai miei genitori, per la vostra pazienza, per il vostro sostegno silenzioso e continuo, per la vostra fiducia. Unico e inarrivabile esempio di amore incondizionato, traccia indelebile. Ciò che sono ora è in gran parte merito vostro.

Grazie ai miei zii, per i bei ricordi che ho con voi. Grazie a mio padrino, per le splendide stagioni passate sotto il sole dei nostri campi e per le interminabili chiacchierate. Grazie a tutta la mia famiglia per essermi stati accanto in questi anni.

Grazie alla professoressa Losiggio, per avermi spronato e per aver creduto in me.

Grazie ai miei amici, vecchi e nuovi. Grazie a Daniele, Livio, Dario, Diego, per le belle serate, le risate, per la vostra accoglienza. Grazie a Stefania e Jacopo. Grazie a Laura, per il tuo affetto. Grazie a Lella, splendida luce in un momento difficile. Grazie a Chicca, per il tuo sorriso, per il tuo esempio. Grazie a Grazia, per il tuo orgoglio e la tua fierezza.

Grazie ad Ale, per quanto sei straordinariamente unico e per il tuo modo di voler bene.

E poi grazie a Emanuele e Stefano, per il vostro sostegno, per ciò che mi avete insegnato, per avermi accolto quando ne avevo bisogno, per la vostra amicizia. Grazie per essere le uniche persone che, da figlio unico, ho potuto chiamare fratelli.



Grazie a Simona, per il modo in cui sei entrata nella mia vita, per come mi stai accanto, per la pazienza e l'affetto.

E per ultimo grazie all'uomo a cui dedico questo mio lavoro. Grazie nonno, grazie per essere stato uno splendido esempio, per avermi insegnato come affrontare la vita, per la tua voglia di ridere e di regalare sorrisi, per come hai vissuto e per come hai sopportato il dolore e le difficoltà. Grazie per il tempo che hai trascorso con me, per essere stato una guida ed un amico allo stesso tempo. Il tuo ricordo vivrà in me per sempre.

# Bibliografia

- [1] The COMPASS Collaboration. *The COMPASS Experiment at CERN*. 2007.
- [2] The COMPASS Collaboration. *The COMPASS Hadron Programme, 2007 to 2010*. 2007.
- [3] The COMPASS Collaboration. *Read-out electronics for fast photon detection with COMPASS RICH-1*. 2007.
- [4] Peter Fauland. *The COMPASS Experiment and the RICH-1 Detector*. 2004.
- [5] Ozgur Cobanoglu. *Development of Front-End and Data Transmission Integrated Circuits for Nuclear and HEP Experiments*. 2007.
- [6] Federica Sozzi. *identificazione di particelle con il RICH di COMPASS al Supersincrotrone del CERN*. 2003.