



Università degli Studi di Genova

Facoltà di Scienze M.F.N.

Anno Accademico 2010-2011

Tesi di Laurea Specialistica in Fisica

**Realizzazione e studio delle
prestazioni del prototipo del
Forward Tagger per il rivelatore
CLAS12**

Alessandra Casale

Relatori:

Prof. Mauro Taiuti
Dott. Raffaella De Vita

Correlatore:

Prof. Maurizio Lo Vetere

Indice

Introduzione	5
1 Motivazioni fisiche	7
1.1 Spettroscopia mesonica	7
1.1.1 Introduzione	7
1.1.2 Modello a quark costituenti	9
1.1.3 QCD e stati non convenzionali	15
1.1.4 Ricerche sperimentali e tecniche di analisi	22
1.1.5 Ricerca dei mesoni ibridi	24
1.2 Elettroproduzione a piccolo Q^2	26
1.2.1 Apparato sperimentale	29
2 Il rivelatore CLAS12	31
2.1 Introduzione	31
2.2 CEBAF: meccanismi di accelerazione e caratteristiche del fascio . . .	32
2.3 Schema del rivelatore CLAS12	33
2.4 Il Forward Detector	34
2.4.1 Il magnete toroidale	34
2.4.2 Le camere a deriva	35
2.4.3 I rivelatori a tempo di volo (FTOF)	37
2.4.4 I contatori Čerenkov	38
2.4.5 Il calorimetro elettromagnetico	40
2.4.6 Il pre-shower	41
2.5 Il Central Detector	42
2.5.1 Il magnete solenoidale	42
2.5.2 I tracciatori a silicio	43
2.5.3 CTOF	45
3 Il Forward Tagger	47
3.1 Caratteristiche tecniche del rivelatore	47
3.1.1 Il calorimetro elettromagnetico: FT-Cal	49
3.1.2 L'odoscopio: FT-Hodo	53
3.1.3 Il tracciatore: FT-Trk	55

3.2	Cinematica e fondi di misura	58
3.3	Simulazioni	59
3.3.1	Accettanza geometrica del Forward Tagger	59
3.3.2	Fondo elettromagnetico	63
3.3.3	Dose di radiazione	64
3.4	Studio di prestazioni	64
3.5	Stato del progetto	65
4	Il Calorimetro del Forward Tagger	67
4.1	Introduzione	67
4.2	I sensori ottici: APD e SiPM	67
4.2.1	Studio della linearità dei fotosensori	69
4.2.2	Misure di guadagno dell'APD	75
4.2.3	Misure di risoluzione dell'APD	78
4.3	I cristalli	81
4.3.1	Misure di caratterizzazione presso ACCOS al CERN	82
4.3.2	Misure di Light Yield assoluto presso B3 al CERN	85
4.3.3	Misure di Light Yield presso i laboratori di Genova	90
5	Il Prototipo dell'FT-Cal	93
5.1	Introduzione	93
5.2	Struttura meccanica del prototipo	94
5.3	Simulazioni	99
5.3.1	Risposta ai raggi cosmici	101
5.3.2	Risposta allo sciame elettromagnetico	105
5.4	Misure con raggi cosmici	115
5.5	Test su fascio	118
	Conclusioni	121
	Ringraziamenti	123
	Bibliografia	124

Introduzione

Il presente lavoro di tesi rientra nell'ambito di un progetto di ricerca sulla spettroscopia mesonica, volto alla comprensione di fenomeni fondamentali della fisica delle interazioni forti quali il confinamento dei quark e il ruolo dei gluoni nella definizione delle masse adroniche. I mesoni, costituiti da una coppia quark-antiquark, rappresentano gli stati adronici più semplici ed il "laboratorio" ideale per investigare come i costituenti elementari si combinano in stati legati a causa dell'interazione forte. Negli ultimi decenni, diversi modelli teorici hanno suggerito la possibile esistenza di stati mesonici con configurazioni non convenzionali di quark e gluoni, quali ibridi (qqg), tetraquark ($qq\bar{q}\bar{q}$) e glueball (gg e ggg). La ricerca sperimentale di questi stati rappresenta uno dei campi di ricerca di frontiera della fisica adronica moderna.

Recentemente, calcoli teorici hanno suggerito come questi studi, tradizionalmente affrontati con l'uso di sonde adroniche, possano essere sviluppati in modo efficiente sfruttando la diffusione di fotoni di alta energia da protoni e bersagli nucleari. Infatti, per questa tipologia di reazioni, si prevede un'elevata probabilità di produzione di stati non convenzionali con numeri quantici esotici. Seguendo queste indicazioni, un programma sperimentale per lo studio della spettroscopia mesonica con fasci di fotoni linearmente polarizzati è stato avviato presso il Jefferson Laboratory di Newport News (VA).

Il JLab dispone di un acceleratore di elettroni che sarà in grado di produrre un fascio di energia di 12 GeV. Dal fascio primario si produrrà un fascio di fotoni quasi-reali utilizzando la diffusione a piccolo angolo di elettroni su bersaglio di idrogeno. Le misure verranno effettuate presso la Sala B del laboratorio, utilizzando il rivelatore a grande accettazione CLAS12 per la misura dei mesoni prodotti insieme ad un nuovo apparato per la rivelazione degli elettroni diffusi fra 2.5° e 4.5° . Questo nuovo rivelatore, denominato Forward Tagger, è costituito da un calorimetro elettromagnetico per la misura dell'energia dell'elettrone, da un odoscopio di scintillatori per la separazione fra elettroni e fotoni e da un tracciatore per la misura degli angoli di diffusione. Il progetto è realizzato da una collaborazione che comprende l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, il CEA di Saclay, l'Università di Edinburgo, l'Ohio University, la Norfolk State University, la James Madison University e il Jefferson Laboratory. Il Gruppo III INFN della Sezione di Genova è responsabile del coordinamento dell'intero progetto e della realizzazione del calorimetro elettromagnetico. Si tratta di un calorimetro omogeneo costituito da circa 400 cristalli di tungstato di piombo accoppiati a fotorivelatori al silicio e disposti simmetricamente intorno

alla linea di fascio a coprire gli angoli fra 2.5° e 4.5° . Il calorimetro dovrà garantire la rivelazione di elettroni con energia tra 0.5 e 4.5 GeV con massima efficienza e risoluzione energetica di 1-2 %.

Il raggiungimento di questi requisiti richiede una scelta accurata delle componenti del rivelatore, in particolare dello scintillatore e dei fotosensori, nonché delle condizioni di lavoro del detector. Recenti sviluppi tecnologici hanno reso disponibili nuovi tipi di scintillatori con ottime prestazioni in termini di emissione di luce (*Light Yield*) e resistenza alle radiazioni e fotosensori al silicio con area sensibile elevata, che potrebbero permettere il raggiungimento delle specifiche richieste.

In questo lavoro di tesi mi sono occupata della caratterizzazione di tali nuovi elementi per verificarne le proprietà e stabilirne le condizioni di lavoro ottimali. Inoltre per la validazione delle scelte operate, ho contribuito alla realizzazione di un prototipo del rivelatore del quale ho misurato la risposta a raggi cosmici e ho simulato le prestazioni con un fascio di elettroni.

La struttura della tesi è articolata come segue. Nel primo capitolo sono illustrate le motivazioni fisiche alla base del programma scientifico nel quale rientra questo progetto. Nel secondo e terzo capitolo sono presentati lo spettrometro CLAS12 ed il nuovo Forward Tagger. Nel quarto capitolo sono presentati gli studi effettuati sulle componenti essenziali di questo rivelatore, in particolare i fotosensori e i cristalli di scintillatore, e i risultati delle misure su di essi effettuate. Infine nel quinto capitolo è descritto il prototipo del calorimetro elettromagnetico, le simulazioni della sua risposta a raggi cosmici e le relative misure effettuate in laboratorio ed infine le simulazioni con un fascio di elettroni per la pianificazione del test finale presso il Jefferson Laboratory.

Capitolo 1

Motivazioni fisiche

La comprensione del meccanismo di confinamento dei quark nell'ambito della QCD (Quantum Chromo Dynamics) è tra gli argomenti di studio più importanti della fisica adronica moderna. A questo fine, la spettroscopia mesonica rappresenta un potente strumento per migliorare la nostra comprensione di tale fenomeno studiando come i partoni della QCD interagiscono attraverso l'interazione forte a energie dell'ordine della massa nucleare (GeV).

1.1 Spettroscopia mesonica

In questa sezione presento un'introduzione generale sulla spettroscopia mesonica nel settore dei quark leggeri e sulla sua importanza nella comprensione della QCD.

1.1.1 Introduzione

La maggior parte della materia che ci circonda è formata da protoni e neutroni, a loro volta costituiti da quark e gluoni che interagiscono principalmente attraverso l'interazione forte. La teoria che meglio descrive tale interazione è la Cromodinamica Quantistica o QCD. Nonostante molti anni di studi, la complessità di questa teoria non ci ha permesso di dare una risposta ad alcune domande fondamentali:

- Qual è la natura della massa adronica? I quark che compongono il protone costituiscono solo una piccola frazione della sua massa ($m_u = 1.7-3.3$ MeV, $m_d = 4.1-5.8$ MeV) e si presume che la parte restante sia dovuta all'interazione che li lega al suo interno.
- Quali sono i gradi di libertà rilevanti? Ad alte energie gli adroni possono essere descritti in termini di quark e gluoni, mentre a basse energie in termini

di barioni e mesoni. Il passaggio tra queste due possibili descrizioni non è ancora ben capito.

- Qual è l'origine del confinamento? Sappiamo che i quark sono confinati in oggetti di colore nullo: perchè?
- Esistono configurazioni di quark diverse da qqq (barioni) e $q\bar{q}$ (mesoni)? La teoria dell'interazione forte non proibisce stati adronici con diverse configurazioni di quark ($4q$, gg , $2qg$), ma sino ad oggi non si hanno prove certe della loro esistenza.

Lo studio dello spettro degli adroni è uno strumento fondamentale per capire le proprietà dei costituenti e delle forze che agiscono su di loro. Di particolare interesse è la spettroscopia mesonica: i mesoni, costituiti da un quark e un anti-quark, sono il sistema legato più semplice e possono essere presi come riferimento per lo studio della natura della materia adronica, l'origine del confinamento ed il ruolo che in tutto questo hanno i gluoni.

Il pione fu il primo mesone ad essere introdotto da Yukawa nel 1935, quale mediatore della forza nucleare forte che lega i nucleoni. Negli anni 50, con l'avvento degli acceleratori, vennero scoperte nuove particelle, ritenutesi in principio "elementari". Agli inizi degli anni 60 erano stati osservati una decina di barioni (p , n , Λ^0 , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^0 , Ξ^- , ...) e di mesoni (π^+ , π^0 , π^- , η , K^+ , K^0 , \bar{K}^0 , K^- , ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , ω , ...), la cui massa variava tra il centinaio di MeV e qualche GeV, con carica elettrica nell'intervallo -1 e +2. A eccezione del protone e del neutrone si trattava di particelle instabili con tempi di decadimento tra 10^{-23} e 10^{-10} s. Mentre il numero di particelle scoperte aumentava con il tempo, nessuna teoria era in grado di spiegare le loro interazioni e proprietà. La situazione trovò una soluzione quando si intuì che non tutte le particelle scoperte erano elementari e che alcuni principi di simmetria permettevano di accomunarle [1].

Nel 1964 Gell-Mann e Zweig [2] proposero indipendentemente l'ipotesi che gli adroni potessero essere formati da costituenti elementari, denominati quark, di natura fermionica e carica frazionaria: si ipotizzò che i barioni fossero composti da tre quark e i mesoni da una coppia quark anti-quark. Con l'introduzione di tre quark costituenti (up down e strange) e la corrispondente simmetria $SU(3)_f$ l'insieme di adroni sino ad allora scoperti trovò un naturale ordinamento. Queste assunzioni erano compatibili con la molteplicità degli stati osservati e con determinati vincoli quali la relazione di Gell-Mann-Nishijima: $Q = e(I_z + \frac{B+S}{2})$. Vennero quindi accettate le seguenti proprietà per i quark: spin 1/2, carica frazionaria, numero barionico $B=1/3$ e massa circa 1/3 di quella del nucleone.

1.1.2 Modello a quark costituenti

Le ipotesi di Gell-Mann e Zweig portarono, negli anni successivi, alla nascita di diverse teorie che potessero spiegare la natura delle particelle note. Il modello a quark costituenti è uno tra i più importanti modelli efficaci per la descrizione degli adroni: nonostante la relativa semplicità, costituisce una buona base per la classificazione dei mesoni e la spiegazione di alcune loro proprietà.

Una delle caratteristiche fondamentali dell'interazione forte è la conservazione di alcune quantità, quali il numero barionico B , la carica elettrica Q , il momento angolare J , la stranezza S , l'isospin forte I e la parità P . Oltre a tali quantità i quark sono caratterizzati da un "sapore" che li distingue in 6 differenti tipi: up, down, strange, charme, bottom e top. Nella Tabella 1.1 vengono elencati i numeri quantici dei tre quark più leggeri: up, down, strange.

Quark	B	Q	J	S	I	I_z
u	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$
d	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$
s	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	-1	0	0

Tabella 1.1: I numeri quantici dei quark leggeri.

Nel modello a quark costituenti i mesoni vengono descritti come stati legati formati da una coppia quark e anti-quark e possono essere classificati secondo il valore di queste osservabili. Poichè sia q che \bar{q} hanno spin $\frac{1}{2}$, essi si possono combinare con spin totale $S=0$ oppure $S=1$. In aggiunta è possibile avere momento angolare orbitale L tra la coppia $q\bar{q}$: sommando L e S si ottiene il momento angolare totale $J=L\oplus S$. Gli stati che si ottengono sono riportati nella Tabella 1.2, rappresentati in notazione spettroscopica come $2^{S+1}L_J$.

Utilizzando le definizioni di parità $P=(-1)^{L+1}$, coniugazione di carica $C=(-1)^{L+S}$, G-parità $G=(-1)^{L+S+1}$, solo i seguenti valori di J^{PC} sono permessi:

$$0^{-+}, 0^{++}, 1^{--}, 1^{+-}, 2^{--}, 2^{-+}, 2^{++}, 3^{--}, 3^{+-}, \dots$$

Alcune combinazioni di numeri quantici non sono compatibili con l'ipotesi iniziale di una configurazione $q\bar{q}$ e quindi vengono detti "esotici":

Stato	S	L	J	P	C	J^{PC}	Mesoni				Nome
1S_0	0	0	0	-	+	0^{-+}	π	η	η'	K	pseudoscalare
3S_1	1	0	0	-	-	1^{--}	ρ	ω	ϕ	K^*	vettore
1P_1	0	1	1	+	-	1^{+-}	b_1	h_1	h'_1	K_1	pseudovettoriale
3P_0	1	1	0	+	+	0^{++}	a_0	f_0	f'_0	K_1^*	scalare
3P_1	1	1	1	+	+	1^{++}	a_1	f_1	f'_1	K_1	vettore assiale
3P_2	1	1	2	+	+	2^{++}	a_2	f_2	f'_2	K_2^*	tensore

Tabella 1.2: Gli stati mesonici possibili in funzione di \mathbf{L} , \mathbf{S} e \mathbf{J} .

$$0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, 3^{-+-}, \dots$$

L'evidenza sperimentale di uno stato con tale combinazione di numeri quantici proverebbe l'esistenza di sistemi mesonici diversi da $q\bar{q}$.

Limitando le nostre considerazioni ai soli quark leggeri e considerando $SU(3)_f$ di sapore il gruppo di simmetria che descrive le interazioni forti, i tre quark up, down e strange ne costituiscono la base per la rappresentazione fondamentale. Formati dalla coppia $q\bar{q}$, i mesoni possono essere raggruppati in nonetti secondo le regole dell'algebra di gruppo: si dimostra infatti che la combinazione del tripletto $\mathbf{3}$ dei quark con il tripletto $\bar{\mathbf{3}}$ degli antiquark dà origine a un nonetto, decomponibile in un singoletto $\mathbf{1}$ e un ottetto $\mathbf{8}$.

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$$

Si ottengono in questo modo gli stati di sapore dei mesoni. Se si aggiungono i valori di spin e di momento angolare della coppia $q\bar{q}$ è possibile elencare i diversi valori di J^{PC} che definiscono la natura dei nonetti mesonici, come riportato in Tabella 1.2. Si consideri per esempio il nonetto pseudoscalare raffigurato in Figura 1.1: i mesoni sono divisi in un ottetto $|\mathbf{8}\rangle$ costituito da kaoni (Isospin $I=\frac{1}{2}$), pioni ($I=1$) e η ($I=0$) e un singoletto $|\mathbf{1}\rangle$ formato da η' ($I=0$).

Le composizioni di sapore sono le seguenti:

$$\begin{aligned}
 K^+ &= u\bar{s} \\
 K^0 &= d\bar{s} \\
 \bar{K}^0 &= s\bar{d} \\
 K^- &= s\bar{u} \\
 \pi^+ &= u\bar{d} \\
 \pi^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\
 \pi^- &= d\bar{u}
 \end{aligned}$$

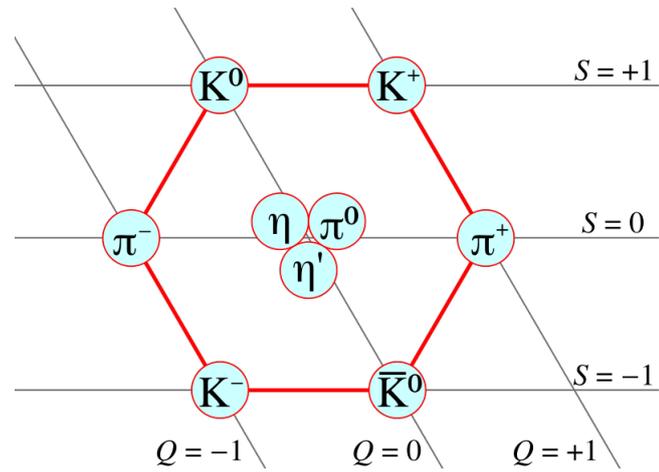


Figura 1.1: Combinazione dei mesoni pseudoscalari.

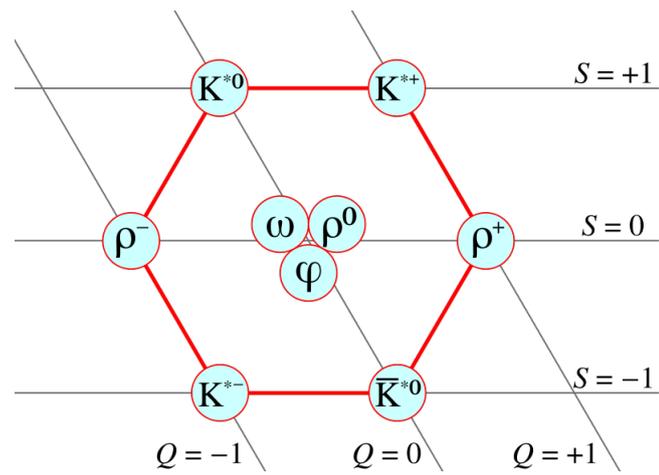


Figura 1.2: Combinazione dei mesoni vettori.

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$$

$$\eta' = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$$

La simmetria $SU(3)_f$ non è esatta a causa della differenza di massa dei quark: up e down infatti hanno massa simile mentre il quark strange ha massa molto maggiore. Una conseguenza è il fatto che gli stati $|\mathbf{8}\rangle$ e $|\mathbf{1}\rangle$ che hanno isospin $I=0$, rappresentati secondo la notazione:

$$|\mathbf{8}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$$

$$|\mathbf{1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$$

non sono stati fisici, ma possano mescolarsi tra loro e dar luogo agli stati mesonici osservati:

$$|\mathbf{f}\rangle = \cos\theta|\mathbf{1}\rangle + \sin\theta|\mathbf{8}\rangle$$

$$|\mathbf{f}'\rangle = -\sin\theta|\mathbf{1}\rangle + \cos\theta|\mathbf{8}\rangle$$

Per angoli $\theta \approx 35^\circ$ si ha mescolamento ideale, ovvero una situazione in cui la componente $s\bar{s}$ è completamente separata dalle componenti $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$.

$$|\mathbf{f}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$$

$$|\mathbf{f}'\rangle = s\bar{s}$$

Molti dei nonetti osservati presentano mescolamenti ideali, quasi come se ci fosse una separazione naturale tra i quark leggeri ($u\bar{u}$ e $d\bar{d}$) da quelli pesanti ($s\bar{s}$). Si veda per esempio il nonetto vettoriale raffigurato in Figura 1.2 e con le seguenti composizioni di sapore:

$$K^{+*} = u\bar{s}$$

$$K^{0*} = d\bar{s}$$

$$\bar{K}^{0*} = s\bar{d}$$

$$K^{-*} = s\bar{u}$$

$$\begin{aligned}
\rho^+ &= u\bar{d} \\
\rho^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\
\rho^- &= d\bar{u} \\
\omega &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \\
\varphi &= (s\bar{s})
\end{aligned}$$

Solo due casi non presentano un mescolamento ideale: lo stato fondamentale dei mesoni pseudoscalari e dei mesoni scalari.

Sperimentalmente, la validità solo approssimativa della simmetria $SU(3)_f$ e altri fenomeni quali il mixing degli stati a isospin nullo non permettono a priori di assegnare con certezza le risonanze mesoniche misurate ai vari stati predetti dal modello a quark. Un aiuto è offerto dall'osservazione dei decadimenti mesonici. La ragione per cui si studiano i decadimenti è che questi permettono di ottenere delle informazioni sulla struttura interna dei mesoni e quindi capire dove si possono collocare nei multipletti del modello a quark. Per esempio lo studio del decadimento della $\omega(770)$ e della $\varphi(1020)$ è stato cruciale per capire come si collocavano nel multipletto dei mesoni vettoriali. Considerando il fatto che entrambe hanno stessi numeri quantici e masse relativamente simili, ci si aspettava che la φ decadesse come la ω in 3π , mentre venne osservato prevalentemente il decadimento $K\bar{K}$. Questo poté dimostrare la diversa natura dei costituenti dei due mesoni: poichè i kaoni erano già stati interpretati come contenenti il quark strange, si poté risalire alle strutture a quark di ω e φ :

$$\begin{aligned}
|\omega\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \\
|\varphi\rangle &= s\bar{s}
\end{aligned}$$

La peculiarità del decadimento della φ in $K\bar{K}$ portò alla formulazione della regola di OZI (Okubo-Zweig-Izuka) secondo la quale sono soppressi i processi in cui i quark dello stato iniziale annichilano mentre diverse coppie di quark vengono create nello stato finale. I processi in cui i quark iniziali si presentano anche nello stato finale sono invece favoriti (si veda Figura 1.3).

Si è potuto verificare la regola OZI anche nel caso del decadimento di altri mesoni. Poichè non è possibile calcolare in modo esatto la probabilità di decadimento adronico, vi sono difficoltà di riscontro tra le previsioni teoriche e i risultati sperimentali. I decadimenti leptonici invece possono risultare molto utili per capire la

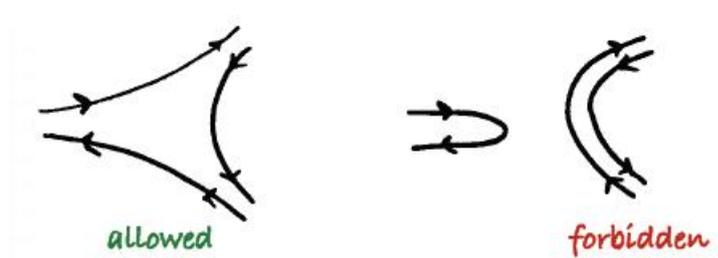


Figura 1.3: Regola di OZI.

struttura interna del mesone: la probabilità del decadimento elettromagnetico può essere calcolata in modo accurato in quanto il vertice leptonic dello stato finale ha espressione esatta data dalla QED. Si consideri per esempio il decadimento dei mesoni ρ , ω e φ in e^-e^+ :

$$\begin{aligned} |\rho\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d}) \\ |\omega\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}) \\ |\varphi\rangle &= s\bar{s} \end{aligned}$$

Il processo consiste nell'annichilazione delle coppie quark-antiquark in un fotone virtuale che a sua volta dà origine alla coppia e^-e^+ , come si può vedere dalla Figura 1.4.

Figura 1.4: Decadimento leptonic di una coppia $q\bar{q}$.

Le probabilità di decadimento dipendono dalla carica elettrica dei quark che costituiscono i mesoni: dal rapporto delle larghezze di decadimento Γ misurate è possibile confermare le ipotesi fatte sulla loro struttura a quark. I rapporti delle larghezze di decadimento Γ sono stati calcolati utilizzando i valori delle cariche dei quark costituenti:

$$\Gamma(\rho \longrightarrow e^-e^+) : \Gamma(\omega \longrightarrow e^-e^+) : \Gamma(\varphi \longrightarrow e^-e^+) = \\ \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3}\right) \right) \right]^2 : \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{2}{3} + \left(-\frac{1}{3}\right) \right) \right]^2 : \left(-\frac{1}{3}\right) = \\ 9 : 1 : 2$$

Di seguito vengono riportati i dati sperimentali: la corrispondenza con la previsione teorica risulta decisamente buona.

$$\begin{aligned} \Gamma(\rho \longrightarrow e^-e^+) &= (7.04 \pm 0.06) keV \\ \Gamma(\omega \longrightarrow e^-e^+) &= (0.60 \pm 0.02) keV \\ \Gamma(\varphi \longrightarrow e^-e^+) &= (1.27 \pm 0.04) keV \end{aligned}$$

In conclusione, il modello a quark costituenti permette di avere una prima indicazione dell'esistenza dei quark e di ordinare gli stati mesonici secondo la simmetria $SU(3)_f$ di sapore; inoltre riproduce molto bene le caratteristiche fondamentali dello spettro mesonico e la fenomenologia nota. Il modello presenta però alcuni svantaggi:

- i quark costituenti descritti dalla teoria differiscono da quelli osservati in esperimenti ad alta energia; si assume infatti che i quark costituenti del protone abbiano massa pari a un terzo della massa del nucleone, mentre ad alte energie si osservano quark di valenza con massa dell'ordine del MeV circondati da quark del mare (coppie di $q\bar{q}$),
- il modello non riesce a spiegare il confinamento e il ruolo dei gluoni,
- il modello non è in grado di fornire previsioni assolute nè sulla massa, nè sulla frequenza assoluta dei decadimenti.

Una possibile spiegazione a questi fenomeni è da cercare dunque in altre teorie: tra queste una delle più importanti è quella della QCD.

1.1.3 QCD e stati non convenzionali

La Cromo Dinamica (QCD) è la teoria delle interazioni forti (Fritzsch 1971, Gross 1973, Weinberg 1973 [9]): una teoria di campo di gauge rinormalizzabile che ipotizza l'esistenza di quark e gluoni, con le seguenti caratteristiche:

- i quark sono fermioni massivi con spin $\frac{1}{2}$, carica frazionaria e carica di colore (red, green, blue),
- i gluoni sono bosoni a spin 1, possiedono sia carica di colore sia di anticoloro,
- quark e gluoni interagiscono formando adroni con colore nullo (bianco).

La QCD può essere pensata come una generalizzazione della elettrodinamica quantistica (QED): confrontando le rispettive lagrangiane, è possibile osservare che l'accoppiamento quark e gluoni è simile a quello tra elettroni e fotoni, con la differenza che i quark sono raggruppati in tripletti di colore $SU(3)_c$ e i gluoni in ottetti di colore. È stato dimostrato che la struttura $SU(3)_c$ di QCD introduce nuovi vertici di interazione: i gluoni non sono solo accoppiati ai quark ma possono interagire tra loro. L'esistenza dei gluoni e l'interazione a cui sono sensibili ha come conseguenza l'esistenza di nuove forme di materia adronica con gradi di libertà gluonici eccitati conosciuti come glueball e ibridi. La teoria quindi non prevede solamente le configurazioni $qq\bar{q}$ e $q\bar{q}$ ma anche stati non convenzionali quali tetraquark ($4q$) glueball (gg o ggg) e ibridi (qqg), rappresentati schematicamente in Figura 1.5.

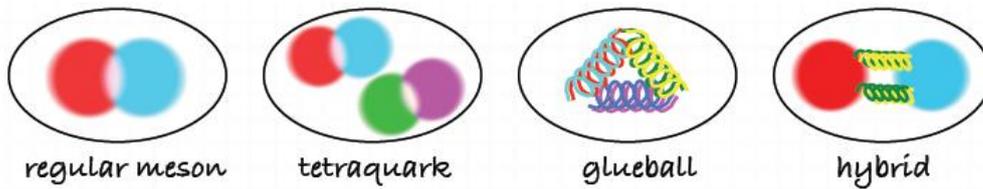


Figura 1.5: Configurazioni dei mesoni convenzionali e non.

A causa delle difficoltà nel risolvere la QCD esattamente, per ottenere le proprietà degli stati fisici previsti dalla teoria, si è ricorso a vari metodi approssimati. Il più promettente è il Lattice Quantum Chromo Dynamics (LQCD) che ridefinisce il problema su un reticolo discreto dello spazio-tempo e si propone di risolvere esplicitamente la lagrangiana della QCD tramite potenti mezzi di calcolo. Allo stato attuale della tecnologia, alcune approssimazioni sono ancora indispensabili ma la rapida evoluzione ed aumento della potenza di calcolo permetterà nel prossimo futuro di avvicinarsi rapidamente alla soluzione esatta del problema.

Singoletti di colore nella QCD

A causa del confinamento, gli stati adronici misurabili possono essere solo singoletti di colore. I quark colorati formano il tripletto che costituisce la rappresentazione fondamentale di $SU(3)_c$ del gruppo di colore di gauge, mentre gli anti-quark corrispondono alla rappresentazione coniugata $\bar{3}$. Per questo motivo una coppia $q\bar{q}$ e un sistema a $3q$ possono combinarsi per formare un singoletto di colore, mentre una coppia qq no. Altri stati legati sono possibili come $q\bar{q}q\bar{q}$ interpretabili come un singolo stato a multiquark o due stati $q\bar{q}$ distinti. Singoletti di colore possono essere realizzati a partire da soli gluoni: le glueball sono adroni senza quark di valenza mentre i mesoni ibridi sono costituiti da quark e antiquark di valenza e un esplicito grado di libertà gluonico.

Glueball

Diversi modelli ispirati alla QCD prevedono l'esistenza delle glueball, tra i più importanti si trovano i Bag Models, i Flux Tube Models e la LQCD. Storicamente i primi calcoli nell'ambito del Bag Model [3] prevedero che le più semplici configurazioni di glueball fossero costituite da due o tre gluoni, come mostrato in Figura 1.6

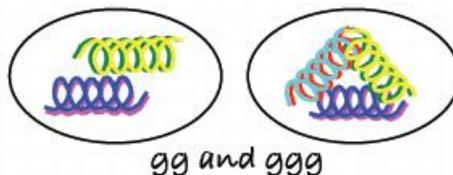


Figura 1.6: Configurazioni possibili delle glueball.

Attualmente le migliori predizioni per lo spettro delle glueball derivano dagli studi di LQCD. I risultati di un calcolo recente sono mostrati nella Figura 1.7 [4]. Lo stato di glueball più leggero ha numeri quantici $\mathbf{J}^{\mathbf{PC}} = 0^{++}$, seguito da 2^{++} e 0^{-+} . Sfortunatamente questi numeri quantici sono gli stessi dei mesoni ordinari, per cui è sperimentalmente complicato distinguere tali glueball dai mesoni convenzionali; inoltre la produzione delle glueball con numeri quantici esotici è favorita solo a energie ben oltre quelle considerate. Nel caso, per esempio, della glueball scalare ($\mathbf{J}^{\mathbf{PC}} = 0^{++}$) lo stato ha massa $m = (1.6 \pm 0.3) \text{ GeV}/c^2$, valore molto vicino a quello del nonetto dei mesoni scalari, $a_0(1450)$, $f_0(1370)$ e $K^*_0(1430)$. Se nello spettro sperimentale, nell'intorno di queste energie, si osservasse un decimo stato scalare, quindi un eccesso rispetto a quanto atteso per un nonetto di stati convenzionali, si avrebbe un'indicazione della possibile esistenza di una glueball. Resterebbe tuttavia, una notevole difficoltà nel distinguerla dal nonetto mesonico ordinario anche a seguito dei possibili fenomeni di mixing tra la glueball e gli stati $q\bar{q}$.

Un metodo indiretto per distinguere le glueball dai mesoni ordinari è dato dallo studio dei loro decadimenti mesonici. Poiché non contengono quark, le glueball possono accoppiarsi con tutti i sapori con la stessa probabilità, per cui le costanti di accoppiamento con le possibili coppie di mesoni pseudoscalari sono calcolabili sulla base di $SU(3)_f$. I rapporti di decadimento previsti per le glueball sono i seguenti:

$$\Gamma(G \rightarrow \pi\pi : K\bar{K} : \eta\eta : \eta\eta' : \eta'\eta') = 3 : 4 : 1 : 0 : 1$$

La procedura fenomenologica per il riconoscimento di una glueball consiste nel cercare uno stato i cui decadimenti scalino come previsto, escludendo per esempio i mesoni che decadono esclusivamente in $\pi\pi$ oppure in $K\bar{K}$. In questo caso le reazioni

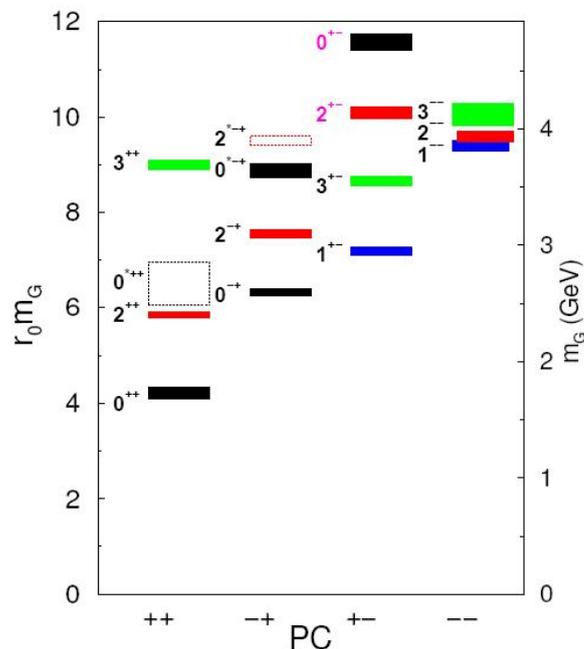


Figura 1.7: Spettro delle masse delle glueball, con $r_0 = 410 MeV$ [4].

oggetto di studio sono i canali *glue rich*, processi in cui si ha una grande produzione di gluoni, in contrapposizione ai canali *glue poor*, in cui altri meccanismi di produzione possono sopprimere l'emissione di puro segnale gluonico. Per quanto riguarda i canali *glue rich*, ci si attende una copiosa produzione di glueball nei seguenti processi:

- Decadimento radioattivo di J/Ψ : a seguito dell'emissione di un fotone, la coppia $c\bar{c}$ annichila in uno stato intermedio gluonico (possibile candidato glueball) che decade in due mesoni (Figura 1.8 a). Studi in corso presso il rivelatore BES a Pechino.

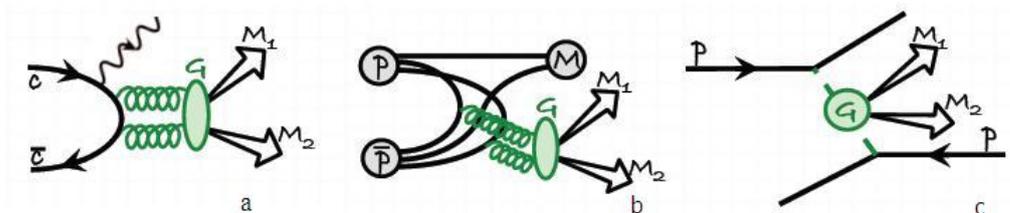


Figura 1.8: Canali di produzione glueball *glue rich*.

- Annichilazione protone-antiprotone: questo processo consiste in una riorganizzazione dei quark seguita dall'emissione di gluoni (Figura 1.8 b). Studi conclusi nell'esperimento Crystal Barrel presso il CERN. Ricerca prevista nell'esperimento PANDA a FAIR.
- Produzione centrale: in questo caso viene presa in considerazione l'interazione tra due particelle iniziali con scambio di particelle virtuali. Ad alte energie questo processo diventa diffrattivo e domina lo scambio di uno o più pomeroni ad alto contenuto gluonico (Figura 1.8 c). Esperimenti coinvolti: WA76-102 presso CERN e GAMS a Protvino.

Tra i processi *glue poor* vi sono:

- Fusione $\gamma\gamma$ (Figura 1.9 a). Ricerca presso DAPHNE (Frascati), BABAR a SLAC, LEP (L3, ALEPH) al CERN.
- Fotoproduzione (Figura 1.9 b). Ricerca presso JLab.

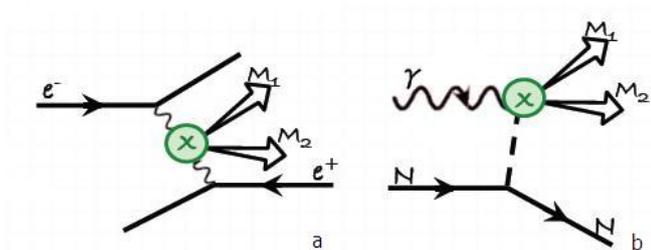


Figura 1.9: Canali di produzione glueball *glue poor*.

In quest'ultimi casi il fotone coinvolto è accoppiato alla carica elettrica e non di colore. La probabilità che una risonanza mesonica sia una glueball può essere stimata dal rapporto delle larghezze di produzione misurate in una reazione *glue rich* e una *glue poor*.

Mesoni ibridi

Un'altra classe di adroni di estremo interesse è costituita dagli stati legati in cui i gluoni contribuiscono direttamente ai numeri quantici del sistema: si tratta dei mesoni ibridi con struttura $q\bar{q}g$. Il modello a tubo di flusso [10, 11] fornisce previsioni sull'esistenza dei mesoni ibridi dando un'interpretazione dell'interazione quark-gluoni. Secondo questo modello le linee di flusso fra quark e anti-quark sono infatti confinate in una stretta regione di spazio e la forza che ne consegue risulta indipendente dalla distanza tra q e \bar{q} , come mostrato in Figura 1.10. La Figura 1.11 mostra

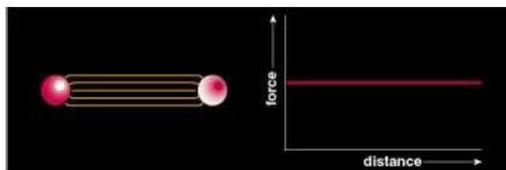


Figura 1.10: Linee di campo associate alla forza di colore tra due quark e rispettiva dipendenza con la distanza.

come all'aumentare della distanza tra q e \bar{q} l'energia richiesta cresce linearmente con la separazione, fino a quando non si ha energia sufficiente a creare una nuova coppia quark-antiquark dal vuoto. Questo significa che i quark non saranno mai separati uno dall'altro, ma sempre confinati entro adroni. Il concetto di tubo di flusso venne introdotto per la prima volta negli anni 70 da Yoichiro Nambu [12] per spiegare le traiettorie lineari di Regge osservate sperimentalmente, ovvero la dipendenza lineare tra la massa al quadrato m^2 degli adroni e il loro spin J . Questa interpretazione, che

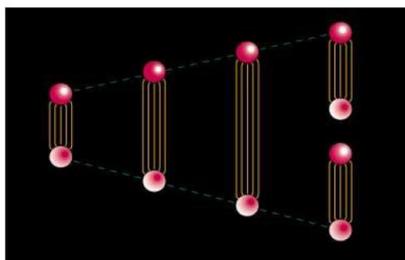


Figura 1.11: Separazione di una coppia $q\bar{q}$: l'energia del tubo gluonico diventa così grande da creare una nuova coppia $q\bar{q}$.

prende il nome di modello di tubo di flusso, è stata confermata dalla LQCD per i quark pesanti. Il modello assume che i gluoni che legano un quark e un anti-quark siano concentrati in un tubo rotante con densità di massa uniforme. La Figura 1.12 mostra la densità di energia del campo di colore tra una coppia statica di quark e anti-quark pesanti e la formazione di un tubo di flusso nella regione intermedia. Viene anche riportato il grafico del potenziale tra q e \bar{q} : la crescita lineare a grandi distanze è dovuta alla forza costante prodotta dal tubo di flusso. I potenziali più intensi corrispondono a eccitazioni del tubo di flusso stesso: gli stati legati di questi potenziali eccitati corrisponderebbero ai mesoni ibridi. Un tubo di flusso eccitato porta un'unità di momento angolare che va a sommarsi al momento angolare della coppia $q\bar{q}$ per determinare i numeri quantici del nuovo sistema. Si consideri, per

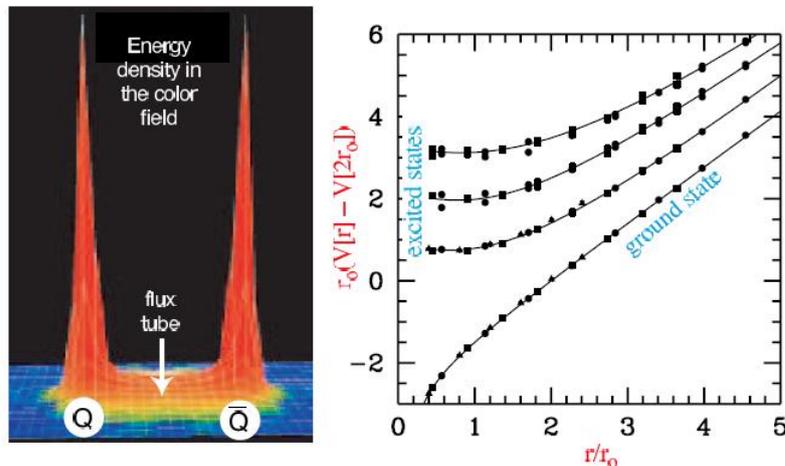


Figura 1.12: (Sinistra) Calcolo LQCD della densità di energia del campo di colore tra q e \bar{q} pesanti [5]. (Destra) Il corrispondente potenziale tra quark [6].

esempio, il caso di un flusso di tubo con $L=0$ ($J^{PC} = 1^{+-}$ oppure $J^{PC} = 1^{-+}$) e lo si sommi ai due nonetti mesonici con $S=0$ ($J^{PC} = 0^{-+}$) e $S=1$ ($J^{PC} = 1^{--}$). Si ottengono in questo modo nuovi numeri quantici: per $S=0$ $J^{PC} = 1^{++}$ e 1^{--} , per $S=1$ $J^{PC} = 0^{-+}$, 0^{+-} (esotico), 1^{-+} (esotico), 1^{+-} , 2^{+-} e 2^{++} (esotico). In conclusione da due nonetti di mesoni regolari abbiamo ottenuto otto nuovi nonetti ibridi (ovvero 72 nuovi mesoni), alcuni di questi aventi numeri quantici esotici.

Un modo per ottenere informazioni sui mesoni ibridi consiste nello studio dei loro possibili decadimenti. Esistono diversi modelli, tra i quali uno dei più accettati è quello denominato 3P_0 (si veda Figura 1.13) dove il processo di decadimento avviene con la produzione di una coppia $q\bar{q}$ con gli stessi numeri quantici del vuoto ($J^{PC} = 0^{++}$ o 3P_0). I modelli indicano che i canali di decadimento favoriti sono quelli in cui lo stato finale è costituito da due mesoni con $L=0$ e $L=1$:

$$\pi f_1 : \pi b_1 : \pi \rho : \eta \pi : \eta' \pi = 170 : 60 : 5-20 : 0-10 : 0-10$$

I mesoni prodotti dal decadimento di un mesone ibrido sono instabili e a loro volta decadono, rendendo difficile loro individuazione. A ciò si aggiunge il fatto che le larghezze di decadimento sono previste essere dell'ordine del centinaio di MeV, quindi troppo grandi per essere riconosciuti con un'analisi diretta dello spettro di massa. Dal momento che gli ibridi con numeri quantici non esotici possono confondersi facilmente con i mesoni regolari, la ricerca viene indirizzata sui mesoni ibridi esotici. Sono molte le reazioni favorevoli alla produzione di ibridi, tra le più studiate vi sono la produzione periferica (πp), l'annichilazione e^+e^- e la fotoproduzione. La QCD

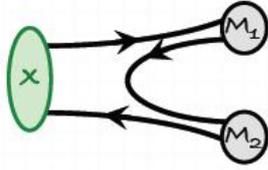


Figura 1.13: Schema del decadimento di un mesone nel modello 3P_0 .

su reticolo o LQCD rappresenta un importante strumento per fornire indicazioni e spunti alla ricerca sperimentale dei mesoni ibridi. È stata eseguita recentemente da un gruppo di ricerca del Jefferson Laboratory, la JLAB Lattice Collaboration, una simulazione LQCD che descrive l'intero spettro dei mesoni isovettoriali costituiti da quark leggeri (up, down, strange) [7]. Le significative innovazioni adottate per questo calcolo, tra cui la fine spaziatura del reticolo e l'ampio set di operatori, hanno portato gli autori a predire un grande numero di stati, la loro natura e il loro stato di spin. La Figura 1.14 mostra lo spettro così ottenuto degli stati ordinari ed esotici. Il buon accordo tra i risultati LQCD e i dati sperimentali riguardanti gli stati convenzionali, sia in termini di numero di stati sia di valori di massa, è prova dell'affidabilità di questo calcolo. Nel settore esotico, sono previsti gli stati con i seguenti numeri quantici: $J^{PC} = 1^{-+}$ è lo stato più leggero, $J^{PC} = 0^{+-}, 2^{+-}$ sono stati fondamentali degeneri e pesanti; dall'analisi emerge anche l'esistenza di stati eccitati con $J^{PC} = 1^{-+}$ e 2^{+-} . Nella Figura 1.15 viene mostrata una serie di risultati di LQCD che riportano i valori di massa dello stato esotico $J^{PC} = 1^{-+}$ in funzione della massa del pione, in accordo con il limite fisico di tale massa.

1.1.4 Ricerche sperimentali e tecniche di analisi

Una risonanza mesonica può essere osservata studiando lo spettro di massa invariante del suo prodotto di decadimento. Data una generica risonanza X isolata e senza fondo, lo spettro presenterà un picco in corrispondenza della massa M_X con una larghezza che dipende dalla vita media della risonanza stessa. Nella maggior parte dei casi le risonanze non appaiono ben distinte nello spettro di massa: esse infatti non sono isolate ma immerse nei segnali di altri processi quali fondi e risonanze diverse. Dato che le ampiezze di produzione di una risonanza mesonica sono quantità complesse, diversi processi possono interferire e dar luogo a differenti forme nello spettro di massa: a seconda dei valori di ampiezza e fase, una risonanza può apparire per esempio come un picco, una protuberanza, una valle, una cuspid, oppure essere completamente nascosta. Per una risonanza stretta e ben isolata, lontana dalla soglia, l'ampiezza è descritta dalla formula di Breit-Wigner:

$$BW(m) = \frac{\Gamma_0}{2(m_0 - m) - i\Gamma_0}$$

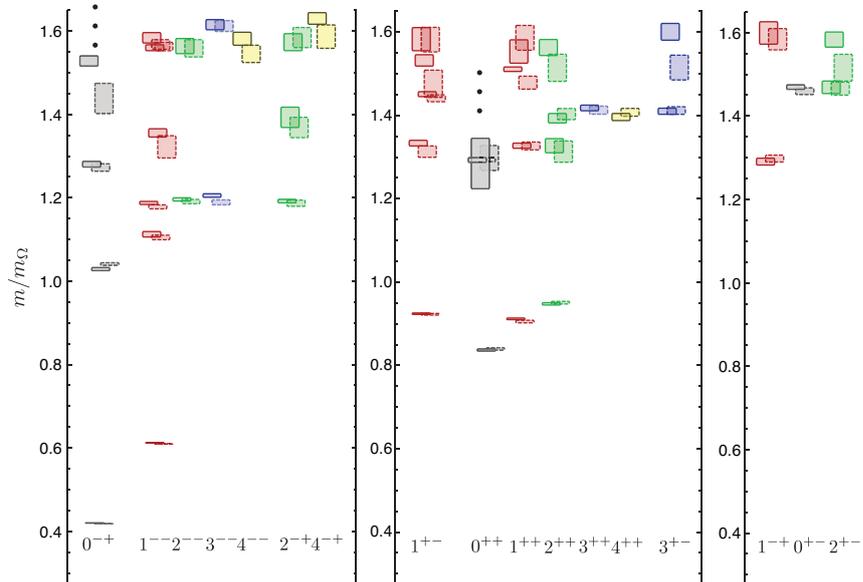


Figura 1.14: Risultati della simulazione LQCD del Jlab lattice collaboration per mesoni isovettoriali. Le masse sono espresse in unità della massa del barione Ω^- [7].

di cui è possibile ricavare una versione per il caso relativistico. Formalmente la risonanza è il polo dell'ampiezza complessa che descrive il processo; in questo semplice caso la formula di Breit-Wigner costituisce una buona parametrizzazione per l'ampiezza della risonanza: i parametri della BW sono in accordo con la posizione del polo ($M_X \sim m_0$, $\Gamma_X \sim \Gamma_0$). Per casi più complessi occorre separare i diversi contributi all'ampiezza di risonanza, analizzando la distribuzione angolare dei prodotti di decadimento; la parametrizzazione dei dati deve essere eseguita come funzione della massa invariante dei prodotti di decadimento misurati e di eventuali variabili cinematiche come l'energia. Questa procedura prende il nome di analisi in onde parziali (PWA). Il metodo della PWA consiste nel:

1. misurare gli eventi del processo di interesse, determinando il quadrivettore degli stati finali e altre variabili di interesse (energia iniziale, momento trasferito, polarizzazione...)
2. costruire un modello basato su un set di parametri liberi θ , che fornisce la probabilità di avere un evento descritto da un particolare insieme di variabili cinematiche Ω (angoli, massa invariante...): $P(\Omega, \vec{\theta})$
3. eseguire un best fit dei dati, cercando di massimizzare la probabilità data dal modello per l'intero insieme di dati: $\mathcal{L} = \prod_{i=1}^{N_{events}} P(\Omega_i, \vec{\theta})$.

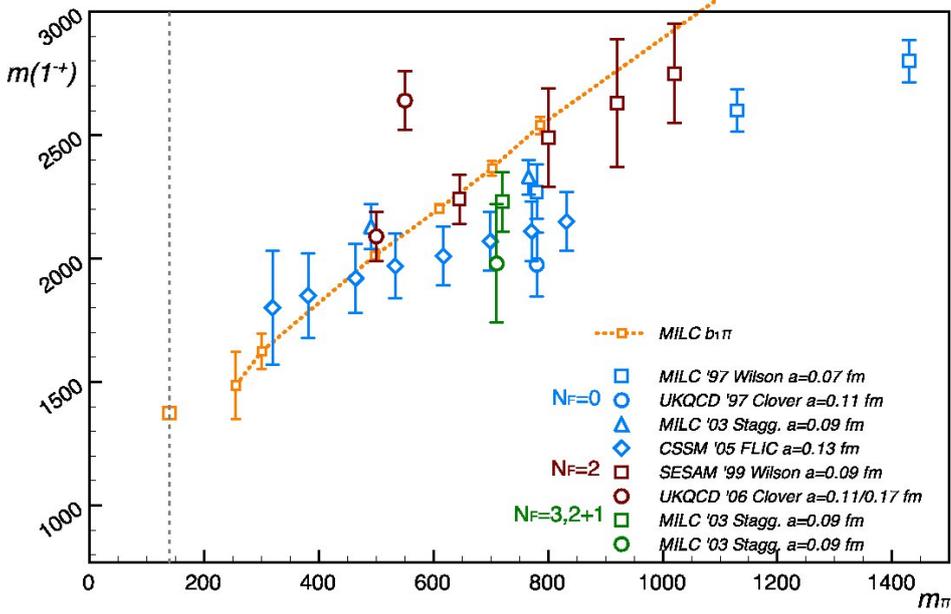


Figura 1.15: Risultati di LQCD della massa del mesone esotico $J^{PC} = 1^{-+}$.

Il modello viene sviluppato a partire da un set di ampiezze complesse che possono includere sia processi risonanti che non risonanti. La funzione alla base dell'analisi è l'*Intensità*, definita come:

$$I(\theta) = |\sum_a V_a A_a(\theta)|^2$$

La sommatoria va eseguita su tutte le onde parziali, V_a sono parametri di fit complessi e A_a sono le ampiezze di decadimento. Il fit dei dati viene eseguito con il metodo della verosimiglianza, definita come:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{\eta(\Omega_i) I(\Omega_i, \vec{V})}{\int \eta(\Omega_i) I(\Omega_i, \vec{V}) d\Omega}$$

dove $\eta(\Omega_i) = 0, 1$ descrive l'accettazione del rivelatore mentre \vec{V} costituisce il vettore dei parametri. Il logaritmo della verosimiglianza è dunque la quantità da massimizzare. L'analisi PWA presenta alcuni limiti, tra i principali vi sono il vasto numero di parametri coinvolti, problemi tecnici dovuti al tempo di calcolo e l'uso di modelli teorici usati per descrivere le ampiezze dello spettro.

1.1.5 Ricerca dei mesoni ibridi

Mentre i risultati teorici, ed in particolare i calcoli di LQCD, sembrano convergere sull'esistenza dei mesoni esotici, la situazione sperimentale è ancora confusa. Molti

dei dati su mesoni esotici leggeri sono stati raccolti negli ultimi trent'anni con sonde adroniche, sia attraverso produzione diffrattiva da fascio di pioni, sia da annichilazione di protoni-antiprotoni; solo recentemente si è ricorso anche alla fotoproduzione, per esempio nell'esperimento CLAS [8, 13, 14, 15, 16, 17]. A tutt'oggi si sono ottenute evidenze sperimentali di tre possibili esotici: $\pi_1(1400)$, $\pi_1(1600)$ e $\pi_1(2105)$. Il primo è stato osservato nel decadimento $\pi\eta$ in esperimenti di scattering di pioni e antiprotone [18, 19, 20, 21, 22]; ma l'osservazione della risonanza in un singolo canale di decadimento e alcune inconsistenze nei segnali osservati hanno portato a forti dubbi sulla sua natura di mesone esotico. Il secondo è stato osservato nei seguenti decadimenti: $\eta'\pi$, $b_1\pi$, $f_1\pi$, $\rho\pi$. Il segnale ottenuto dalla Collaborazione E852 nel canale $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+p$ [23] è considerato la più solida evidenza per questo stato. Una ri-analisi dello stesso esperimento ma con maggiore statistica e i risultati negativi di altri esperimenti quali VES [24] e CLAS [13] hanno gettato dubbi sull'esistenza del $\pi_1(1600)$. Recentemente nuovi risultati positivi sono stati riportati dalla Collaborazione COMPASS [25] in un esperimento di diffusione di pioni da bersaglio nucleare: il segnale osservato è apparso consistente con le ipotesi teoriche ma ancora troppo debole per una prova definitiva. Solo una maggiore statistica ed una maggiore accuratezza nell'analisi sarà in grado di provare l'esistenza di tale stato. Il terzo mesone $\pi_1(2105)$ venne registrato nell'esperimento E852 [26] nei decadimenti $b_1\pi$ e $f_1\pi$, ma la quantità di dati limitata e l'assenza di una conferma non hanno ancora permesso di trarre delle conclusioni definitive su questo possibile esotico.

Dall'analisi critica dei risultati sperimentali ottenuti finora si può giungere a due conclusioni:

- Un segnale esotico per essere convincente deve essere osservato in più canali di decadimento. Modelli fenomenologici possono fornire indicazioni sui decadimenti attesi e suggerire quali di questi siano caratterizzati da significativo *branching ratio*. D'altra parte il fondo che potrebbe ostacolare l'estrazione del segnale può risultare diverso nei vari canali di decadimento che pertanto possono offrire diverse sensibilità. Lo studio di diversi canali di decadimenti multipli richiede la capacità di rivelare complessi stati finali e di identificare le particelle specialmente nei decadimenti in mesoni contenenti quark strange.
- È necessario che la ricerca di mesoni esotici venga condotta in diversi esperimenti sfruttando differenti processi fisici, dato che non si è ancora certi quali meccanismi di produzione siano i più favoriti. Molti esperimenti hanno utilizzato finora sonde adroniche ed elettromagnetiche. In futuro verranno utilizzate diverse tecniche sperimentali come l'esperimento BES-III [27] a Pechino, che sfrutta l'annichilazione e^+e^- , l'esperimento GLUEX [28] a JLab con un fascio di fotoni da Bremsstrahlung su un bersaglio di protoni, e l'esperimento PANDA [29] a GSI che studia l'annichilazione protone-antiprotone.

Un'ultima interessante soluzione per la rivelazione di mesoni esotici è quella di utilizzare l'elettroproduzione in cui il fotone virtuale è quasi reale: questo è uno dei progetti principali dell'esperimento CLAS12 a JLab.

1.2 Elettroproduzione a piccolo Q^2

Modelli fenomenologici, come quello di tubo di flusso, indicano come il fotone possa essere molto più efficace nella produzione di ibridi esotici rispetto per esempio il pione. La ragione di ciò si trova nel fatto che lo spin del fotone è 1 e può fluttuare in una coppia $q\bar{q}$ con spin allineati. Quando una coppia $q\bar{q}$ con $S=1$ è eccitata in un mesone ibrido, la produzione di numeri quantici esotici è favorita. Al contrario, quando nello stato iniziale la coppia $q\bar{q}$ ha $S=0$, come nel caso di un fascio di pioni, i mesoni ibridi finali non sono esotici. Modelli fenomenologici indicano anche che i mesoni esotici possono essere prodotti da fotoni con sezioni d'urto comparabili a quelle dei mesoni ordinari [30, 31]; inoltre si ritiene che la polarizzazione lineare dei fotoni sia uno strumento efficace per l'analisi, in quanto è in grado di fornire informazioni sui meccanismi di produzione e di filtrare il segnale rispetto al fondo dovuto ad altri processi. Un'alternativa alla pura fotoproduzione è l'uso di fotoni quasi-reali prodotti dallo scattering di elettroni a piccoli angoli ($Q^2 \sim 0$): la rivelazione dell'elettrone finale viene fatta in coincidenza con lo stato finale adronico (si veda Figura 1.16) [32]. Questa tecnica è stata già usata in passato per produrre fasci di fotoni ad alta energia ($\sim 100\text{GeV}$) al CERN (Ω [33] e COMPASS [34]) e a DESY (ZEUS [35] e H1 [36]).

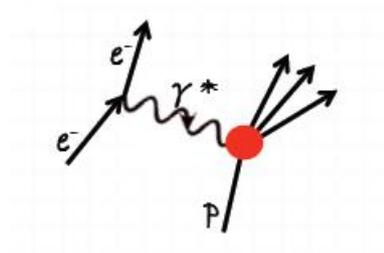


Figura 1.16: Scattering elettrone-protone a piccoli angoli con scambio di fotone quasi-reale.

Consideriamo la diffusione di un elettrone da un protone bersaglio: il momento trasferito q , ovvero il quadrimpulso del fotone virtuale di scambio, è dato dalla differenza tra il quadrimpulso iniziale p e il quadrimpulso finale p' dell'elettrone ($q = p - p'$). Per definizione $Q^2 = -q^2 = -massa(\gamma_{virt})$. Nel caso considerato:

$$Q^2 = 4E_0E' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

dove E_0 e E' sono rispettivamente l'energia dell'elettrone iniziale e finale, θ è l'angolo di scattering formato dalla direzione dell'elettrone iniziale e quella dell'elettrone finale. Per angoli di emissione θ piccoli, si può osservare che il valore di Q^2 diventa piccolo e quindi corrisponde a un fotone virtuale quasi-reale ($Q^2 \sim 0$). In Figura 1.17 viene riportata la distribuzione dell'energia del fotone virtuale, prodotto da un elettrone incidente di 11 GeV : l'andamento è del tipo $1/Q^2$, simile a quella di un fotone prodotto da Bremsstrahlung.

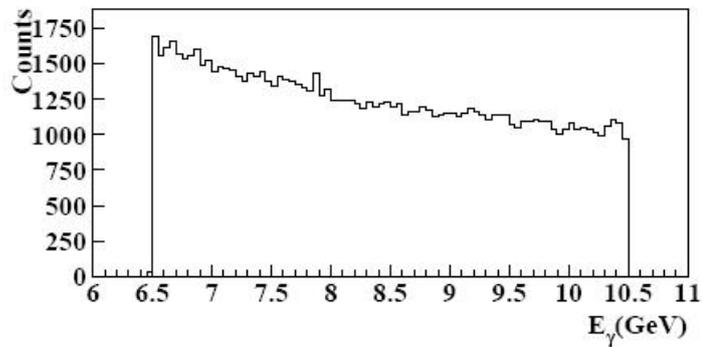


Figura 1.17: Distribuzione dell'energia del fotone virtuale prodotto da un elettrone da 11 GeV.

La scelta della condizione di lavoro a Q^2 piccolo nell'esperimento CLAS12 è stata dettata dal fatto che

- la sezione d'urto fotone-adrone decresce all'aumentare della virtualità del fotone e assume valori maggiori per piccoli Q^2 ,
- ad intensità fissata del fascio di elettroni, il flusso di fotoni virtuali aumenta al diminuire di Q^2 .

Rispetto alla fotoproduzione, l'elettroproduzione presenta svariati vantaggi tra cui la caratteristica di avere il fotone virtuale intrinsecamente polarizzato anche se prodotto da fascio di elettroni non polarizzati. Per determinare il grado di polarizzazione è però necessario rivelare l'elettrone diffuso. Infatti il grado di polarizzazione del fotone virtuale è dato da:

$$\epsilon = [1 + 2 \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} \tan^2(\theta/2)]^{-1}$$

dove ν è l'energia del fotone. La polarizzazione longitudinale che caratterizza solo il fotone virtuale è definita come $\epsilon_L = \frac{Q^2}{\nu^2} \epsilon$; la matrice di densità può essere scritta

come:

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}(1 + \epsilon) & 0 & -\frac{1}{2}\epsilon_L(1 + \epsilon)^{1/2} \\ 0 & \frac{1}{2}(1 - \epsilon) & 0 \\ -\frac{1}{2}\epsilon_L(1 + \epsilon)^{1/2} & 0 & \epsilon_L \end{pmatrix}$$

Per $Q^2 \rightarrow 0$, il fascio di fotoni virtuali diventa un fascio reale in quanto $\epsilon_L \approx 0$ ed è possibile ottenere valori di polarizzazione molto alti (circa il 70%), come illustrato nella Figura 1.18 . Inoltre grazie a queste relazioni la polarizzazione del fotone può essere calcolata evento per evento semplicemente a partire dalla cinematica dell'elettrone finale, in modo tale da avere un ridotto errore sistematico sulla polarizzazione ($\sim \%$).

Questa tecnica è stata testata dall'esperimento CLAS, dove sono stati osservati eventi adronici senza la rivelazione dell'elettrone finale. In particolare si sono selezionati gli stati finali con quattro fotoni misurati e con massa mancante compatibile con il momento di un elettrone emesso a piccoli angoli. Selezionando gli eventi in cui i quattro fotoni misurati sono compatibili con il decadimento di $\pi^0\pi^0$ o $\pi^0\eta$, lo spettro di massa mostra chiare strutture in corrispondenza di alcune risonanze mesoniche note, come mostrato in Figura 1.19 .

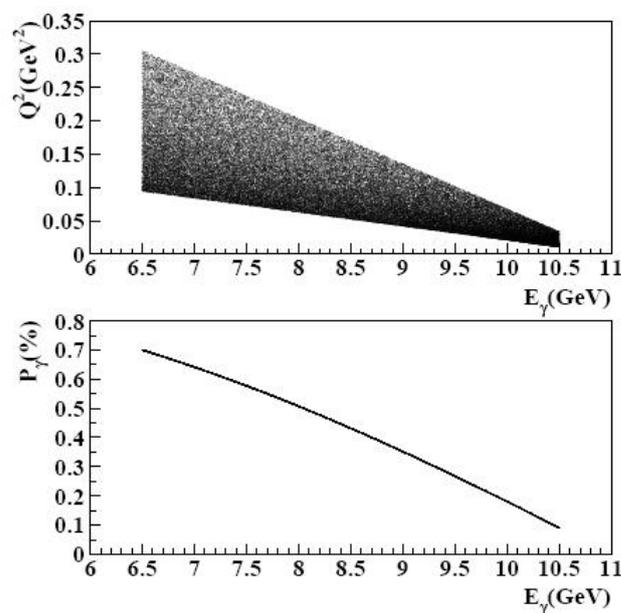


Figura 1.18: Andamento di Q^2 e polarizzazione del fotone virtuale prodotto da eventi inelastici.

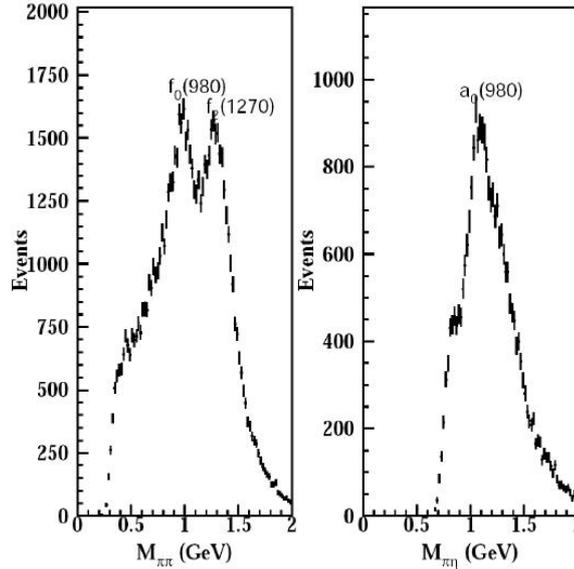


Figura 1.19: Distribuzione della massa invariante per $\pi^0 \pi^0$ (sinistra) e $\pi^0 \eta$ (destra) per la reazione $ep \rightarrow p\pi^0\pi^0(e)$ e $ep \rightarrow p\pi^0\eta(e)$ rispettivamente. In entrambi i casi, solo i protoni e i 4 fotoni emessi dal decadimento mesonico vengono rivelati.

1.2.1 Apparato sperimentale

Obiettivo principale dell'esperimento CLAS12 a JLab è lo studio dei mesoni esotici. A questo fine, il progetto finale consiste nel rivelatore CLAS12, per la rivelazione adronica, e il rivelatore Forward Tagger destinato alla rivelazione dell'elettrone emesso. Nei capitoli seguenti verranno descritti in dettaglio i due apparati sperimentali sopra citati.

Capitolo 2

Il rivelatore CLAS12

2.1 Introduzione

Il rivelatore CLAS12 (CEBAF Large Acceptance Spectrometer at 12 GeV) è uno spettrometro a grande accettazione angolare che verrà installato presso il Thomas Jefferson National Laboratory (JLAB) di Newport News, in Virginia. Il JLab, operativo dal 1997, ha realizzato un vasto programma di esperimenti nell'ambito della fisica nucleare e subnucleare ad energie intermedie, utilizzando un fascio di elettroni di 6 GeV. Il cuore del laboratorio è l'acceleratore CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) [37, 38, 39], composto da due acceleratori lineari collegati da archi di ricircolazione. Dal 2001 è in corso un upgrade dell'intero laboratorio che include l'aumento dell'energia del fascio a 12 GeV e il rinnovamento della strumentazione delle quattro sale sperimentali (*Hall A, B, C, D*). In particolare la Sala B ospiterà il rivelatore CLAS12, ottimizzato per la misura di processi esclusivi e semi-inclusivi indotti dalla diffusione del fascio di elettroni su un bersaglio fisso di protoni. Lo scopo principale dell'esperimento CLAS12 consiste nella misura ad alta precisione delle funzioni di struttura del nucleone e nello studio della spettroscopia adronica e, in particolare, dei barioni pesanti e dei mesoni con numeri quantici ordinari ed esotici. Data l'energia del fascio di elettroni, 12 GeV, la cinematica dei processi esclusivi e semi-inclusivi è caratterizzata dalla produzione di barioni emessi a grande angolo con impulso moderato e mesoni prodotti in avanti con impulsi elevati. Per questo motivo il rivelatore CLAS12 è stato progettato in due parti: il *Forward Detector*, che copre angoli del sistema del laboratorio tra 5° e 35° e il *Central Detector*, per angoli maggiori di 35° . La combinazione della grande accettazione del detector e della luminosità attesa ($\mathcal{L} = 10^{35} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) permetterà la misura di reazioni caratterizzate da sezioni d'urto dell'ordine del nanobarn. Viene riportato in seguito una breve descrizione dell'acceleratore CEBAF e del fascio da esso prodotto, successivamente un approfondimento su CLAS12 e sulle parti di cui è costituito.

2.2 CEBAF: meccanismi di accelerazione e caratteristiche del fascio

Come già accennato, CEBAF è formato da due acceleratori lineari LINAC (Linear Accelerator), costituiti da una serie di cavità acceleratrici di niobio superconduttore all'interno delle quali vi è un campo elettromagnetico stazionario oscillante ad una frequenza di 1.5 GHz, e da archi di ricircolazione per il loro collegamento. La Figura 2.1 mostra la configurazione dell'acceleratore e le modifiche necessarie per passare dagli attuali 6 GeV a 12 GeV. Le modifiche dell'intero complesso consistono nell'aggiunta di nuovi criomoduli nei LINAC preesistenti, nell'aumento della crio-capacità del sistema refrigerante CHL (Central Helium Liquefier), nell'aggiunta di un nuovo arco di ricircolazione e nella riprogettazione dei magneti curvanti, nell'inserimento di una nuova sala sperimentale (*Hall D*) e nell'upgrade delle sale esistenti.

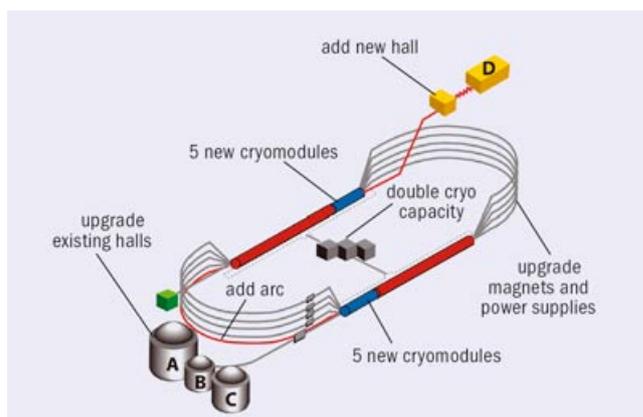


Figura 2.1: Il complesso di CEBAF.

Lo schema di funzionamento di CEBAF è il seguente: gli elettroni, iniettati ad una energia iniziale di 45 MeV e con frequenza uguale a quelle delle cavità, compiono diversi giri all'interno della macchina prima di essere estratti; suddivisi in *bunches* separati temporalmente di circa 0.7 ns, essi vengono accelerati lungo i LINAC dalla differenza di potenziale prodotta da ciascuna cavità, passando ogni volta in uno specifico arco con un diverso campo magnetico a seconda del valore di impulso degli elettroni. L'acceleratore è in grado di portare gli elettroni ad un'energia di 11 GeV dopo 5 giri e di distribuirli nelle Sale A, B, C mentre dopo 5.5 giri si ottengono elettroni da 12 GeV per la Sala D. Ogni sala riceve un pacchetto di particelle ogni 2 ns. Considerando l'alta frequenza di lavoro, il fascio può essere considerato quasi continuo. Il sistema è stato inoltre progettato in modo tale da ottenere un fascio di elettroni di intensità massima pari a $200 \mu\text{A}$ e polarizzazione longitudinale che può arrivare fino al 90%.

2.3 Schema del rivelatore CLAS12

Il rivelatore CLAS12 [40] è il risultato dell'upgrade del rivelatore CLAS, attualmente installato presso la Sala B. Il passaggio a un fascio da 12 GeV ha richiesto a una riprogettazione dell'apparato di rivelazione: lo spettrometro CLAS, strutturato intorno a un magnete toroidale, è stato modificato e ampliato per soddisfare le nuove esigenze sperimentali. Come accennato precedentemente, il rivelatore CLAS12 è costituito dal *Forward Detector*, per la rivelazione di particelle energetiche a piccoli angoli di emissione, e dal *Central Detector*, che copre grandi angoli di scattering. Viene riportato in seguito l'elenco dei rivelatori e dei magneti che rientrano nel progetto finale e nella Figura 2.2 l'immagine completa del rivelatore CLAS12.

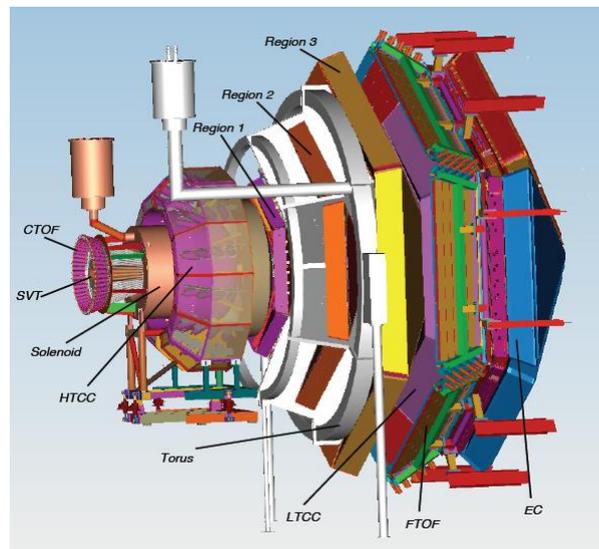


Figura 2.2: Il rivelatore CLAS12.

Forward Detector

- Magnete toroidale a 6 bobine
- Contatore Čerenkov ad alta soglia (HTCC)
- Camere a deriva (Regione 1, 2, 3)
- Contatore Čerenkov a bassa soglia (LTCC)
- Rivelatori a tempo di volo (FTOF)
- Calorimetro elettromagnetico (EC)

Central Detector

- Magnete solenoidale
- Tracciatori al silicio: Barrel strip tracker (BST) e Forward silicon tracker (FST)
- Rivelatori a tempo di volo (CTOF)

2.4 Il Forward Detector

Il *Forward Detector* è la parte di rivelatore CLAS12 destinata alla rivelazione di particelle (elettrone diffuso e mesoni ad alto impulso prodotti) emesse a piccoli angoli, tra 5° e 40° , posizionato nella zona in avanti rispetto al punto di collisione tra il fascio e il bersaglio. Esso è costituito da un contatore Čerenkov ad alta soglia (HTCC), seguito da un magnete toroidale, un sistema a camere a deriva suddiviso in tre regioni e un ulteriore contatore Čerenkov a bassa soglia (LTCC). Infine nella parte più esterna sono presenti un rivelatore a tempo di volo (FTOF) e diversi calorimetri elettromagnetici. Il principio di funzionamento del Forward Detector è il seguente: il campo generato dal magnete toroidale deflette le particelle cariche nella loro traiettoria attraverso le tre camere a deriva: questo permette di risalire ad una relazione tra impulso e curvatura della traiettoria delle particelle rivelate. I contatori Čerenkov sono in grado di discriminare gli elettroni dagli adroni. Utilizzando i rivelatori di tempo di volo, è possibile, calcolando la relazione tra velocità e impulso, ricostruire la massa delle particelle prodotte. Il sistema di calorimetri è finalizzato all'identificazione di elettroni e particelle neutre.

2.4.1 Il magnete toroidale

La funzione del magnete toroidale è l'analisi dell'impulso di particelle cariche emesse in avanti. Esso è costituito da sei bobine superconduttrici posizionate attorno la linea di fascio, in modo tale da produrre un campo primario lungo la direzione azimutale ϕ con intensità massima di 2.5 T. Tale configurazione è stata dettata dalla necessità di soddisfare precise richieste del programma sperimentale di CLAS12:

- copertura angolare e di impulso ampia e uniforme per particelle neutre e cariche,
- buona risoluzione angolare ed energetica: a causa del boost di Lorenz l'impulso medio aumenta col diminuire dell'angolo di emissione dal bersaglio. Per ottenere una risoluzione relativa $\frac{\Delta p}{p}$ migliore per grandi impulsi, è necessario che il campo magnetico sia più intenso a piccoli angoli di emissione. In particolare occorre che $\int B dl$ aumenti in modo tale da migliorare la risoluzione

assoluta Δp ; questo è possibile sagomando le bobine del magnete in maniera opportuna,

- buona identificazione delle particelle attraverso misure di tempi di volo,
- simmetria rispetto l'asse del fascio,
- compatibilità con l'uso di bersagli polarizzati: la configurazione del toroide è tale da avere una zona a campo nullo lungo l'asse di simmetria, e quindi nella regione attorno il bersaglio. Questa caratteristica consente di non aver interferenza tra il processo di polarizzazione del bersaglio e il campo magnetico del toroide,
- temperatura di lavoro di 4.5 K mantenuta dal CHL.

Le sei bobine hanno forma trapezoidale per ottenere l'integrale di cammino $\int B dl$ e la risoluzione richieste, come funzioni dell'angolo θ . Le spire inoltre individuano sei settori in cui è suddiviso il *Forward Detector*.

2.4.2 Le camere a deriva

La progettazione delle camere a deriva si basa su due importanti requisiti: risoluzione in impulso di 0.5 - 1% a 5 GeV ed efficienti prestazioni ad alta luminosità. Il sistema a camere a deriva consiste in tre regioni, una a monte, una all'interno e una a valle del magnete toroidale. Ciascuna regione è suddivisa in sei settori triangolari come illustrato in Figura 2.3.

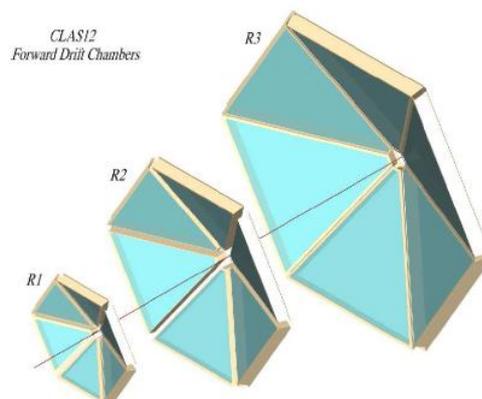


Figura 2.3: Le camere a deriva del *Forward Detector*.

Il funzionamento di una camera a deriva si basa sulla ionizzazione che una particella carica provoca in un gas quando lo attraversa: per ricostruire il punto in cui

la particella è transitata occorre valutare la posizione in cui si è verificato questo processo. Applicando un intenso campo elettrico, gli elettroni e gli ioni derivano in direzioni opposte, provocando ionizzazione secondaria e quindi un'amplificazione del fenomeno. Il campo elettrico viene generato da un insieme di fili paralleli, posti alternativamente a tensioni opposte, in modo che possano essere raccolti sia gli elettroni che gli ioni, per ottenere due segnali di corrente. Ogni regione è formata da due *superlayer*, i cui i fili, paralleli tra loro, formano rispettivamente un angolo *stereo* di $\pm 6^\circ$ con la direzione del campo toroidale. Questo consente di determinare anche l'angolo azimutale della traiettoria della particella. La disposizione dei fili è tale da formare, nel piano perpendicolare alla loro direzione, celle esagonali, con ai vertici sei fili posti a potenziale zero e al centro un filo di tensione: in ogni superlayer si trovano sei strati di celle sovrapposti. Ai bordi delle camere sono posizionati dei fili di guardia che simulano un campo elettrico all'interno della camera generato da una griglia infinita di esagoni. Questa configurazione è stata scelta perchè consente di avere una risposta largamente indipendente dall'angolo con cui viene emessa la particella: questo è particolarmente importante in un rivelatore come CLAS12 che ha nella grande accettazione angolare la sua caratteristica più importante. Per facilitare la calibrazione, tutti i fili di ogni layer giacciono in un piano, in modo tale da formare celle delle stesse dimensioni. Si veda in riferimento la Figura 2.4 .

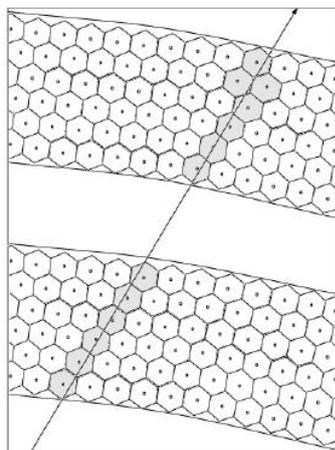


Figura 2.4: Sezione di una regione di camere a deriva: sono visibili i 6 strati di celle esagonali e le celle in cui una particella carica viene rivelata.

Il gas utilizzato è una miscela di argon (98%) e diossido di carbonio (8%): l'argon viene facilmente ionizzato e consente un guadagno di $5 \cdot 10^4$, mentre il CO_2 agisce da *quencher*, cioè limita la reazione a valanga; questo gas ha una risoluzione intrinseca di $\sim 100\mu m$. La risoluzione spaziale attesa, stimata dalle simulazioni, è di circa $250\mu m$.

Lo spessore totale del materiale che costituisce le camere a deriva corrisponde a $0.1 \div 0.4$ lunghezze di radiazione: questo minimizza la probabilità che avvengano fenomeni di scattering multiplo. Nella Tabella 2.1 vengono riportati i principali parametri di progettazione delle camere a deriva.

	Regione 1	Regione 2	Regione 3
Distanza dal target	2.3 m	3.5 m	4.7 m
Num. di superlayer	2	2	2
Layer/superlayer	6	6	6
Fili/layer	112	112	112
Dimensione cella	0.75 cm	1.18 cm	2.07 cm
Finestra temporale attiva	150 ns	250-500 ns	500 ns
Risoluzione spaziale	0.020 cm	0.025 cm	0.030 cm

Tabella 2.1: Parametri di progettazione per le camere a deriva.

2.4.3 I rivelatori a tempo di volo (FTOF)

Lo scopo del sistema di rivelatori FTOF (Forward Time-of-Flight) è misurare il tempo di volo delle particelle cariche emesse nello stato finale. La richiesta principale per questo tipo di rivelatori è l'ottima risoluzione temporale: si richiede $\sigma_{TOF} = 80$ ps per piccoli angoli e 150 ps per angoli maggiori di 36° . Il sistema FTOF è stato progettato per permettere la separazione dei pioni dai mesoni K per impulsi fino a 2.6 GeV. L'esperimento CLAS12 infatti prevede un contatore Čerenkov a bassa soglia a monte dei rivelatori FTOF. La soglia sopra la quale il contatore Čerenkov distingue i pioni dai kaoni è 2.6 GeV; al di sotto di questa il sistema FTOF deve essere in grado di separare il segnale dei pioni da quello dei kaoni. Come si può vedere dalla Figura 2.5, per separare pioni da kaoni fino a energie di 2.6 GeV e pioni e kaoni da protoni fino a 5.6 GeV è necessaria una risoluzione temporale pari a $\sigma_{TOF} = 80ps$, assumendo che la separazione tra due segnali debba essere di 4σ .

I rivelatori a tempo di volo sono inoltre in grado di effettuare misure di perdita di energia: la misura dell'ampiezza del segnale, direttamente proporzionale all'energia depositata, fornisce uno strumento indipendente per l'identificazione delle particelle lente. A questo proposito, il tempo di volo può fornire una misura dell'energia delle particelle lente molto più accurata rispetto quella relativa all'analisi del magnete toroidale in cui la possibilità di scattering multiplo è maggiore. Il sistema FTOF è un ottimo candidato per la generazione di trigger di primo livello per selezionare eventi con stati finali a multi-particelle cariche.

Il rivelatore è stato progettato in modo tale che le dimensioni degli scintillatori raggiungano i requisiti di risoluzione e che il sistema di lettura del segnale (guide di

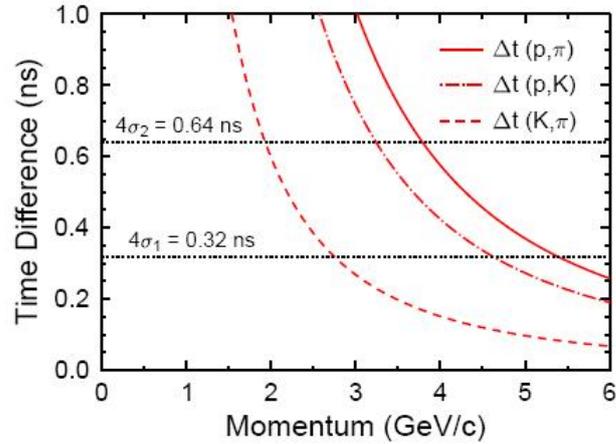


Figura 2.5: Differenze temporali Δt tra protoni e pioni, tra protoni e kaoni e tra kaoni e pioni calcolate su una distanza di 650 cm tra bersaglio e sistema FTOF. Le linee orizzontali indicano i valori di 4σ per il pannello 1b e 1a.

luce, fotomoltiplicatori) venga collocato nelle zone d'ombra del magnete toroidale. Il sistema FTOF è costituito da tre rivelatori a tempo di volo, detti pannelli: la Figura 2.6 mostra i pannelli 1a e 1b sovrapposti in color arancione, che coprono angoli da 5 a 36°, e il pannello 2 in color rosso, che copre angoli maggiori (da 36 a 45°). Il pannello 1a consiste in 23 scintillatori plastici della Bicron BC-408, di larghezza 15 cm, spessore 5 cm e lunghezza che varia da 32 a 375 cm. Il pannello 1b è costituito da 58 scintillatori di larghezza 6 cm e spessore 6 cm e con le medesime lunghezze di quelli appartenenti al pannello 1a. Gli scintillatori più corti sono di tipo BC-404, caratterizzati da un tempo di risposta molto veloci, quelli più lunghi sono di tipo BC-408 con lunghezza di attenuazione maggiore. Ogni settore del pannello 2 è formato da 11 barre di scintillatore di tipo BC-408 di larghezza 22 cm, spessore 5 cm, e lunghezza da 370 a 430 cm. Scopo del pannello 2 è quello di intercettare le particelle cariche che escono dalla Regione 3 delle camere a deriva, la cui traiettoria è stata deviata a grandi angoli dal magnete toroidale.

2.4.4 I contatori Čerenkov

Il contatore Čerenkov ha come scopo il riconoscimento degli elettroni: infatti un sistema efficiente di separazione del fondo dovuto ai pioni negativi è necessario in ogni esperimento di diffusione di elettroni da nuclei. Le particelle cariche in moto in un mezzo emettono una radiazione, detta radiazione Čerenkov, quando superano la velocità della luce nel mezzo stesso: la velocità di soglia per questo fenomeno

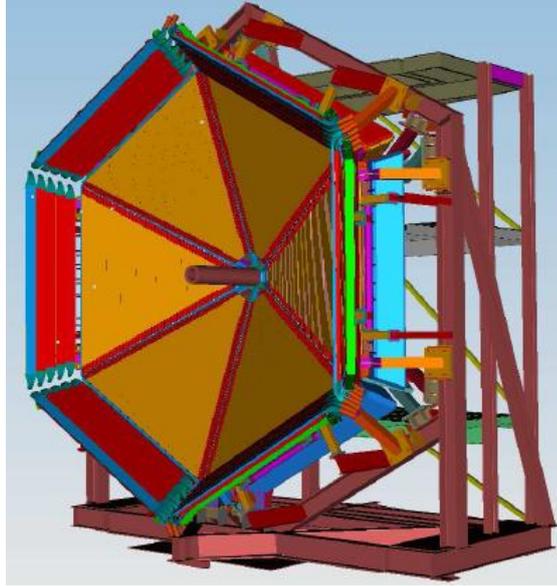


Figura 2.6: Visione tridimensionale del sistema FTOF: si possono vedere i pannelli 1a-1b sovrapposti di color arancione, il pannello 2 di color rosso.

è $\beta=1/n$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo. La radiazione viene emessa in un cono di apertura α tale che $\cos(\alpha) = 1/\beta n$: in un radiatore a gas, per il quale tipicamente $n - 1 \ll 1$, questo significa una emissione sostanzialmente in avanti. Il sistema CLAS12 prevede due tipi di contatori Čerenkov, uno ad alta e uno a bassa soglia, quest'ultimo derivato dall'upgrade del contatore Čerenkov di CLAS.

Il contatore ad alta soglia (HTCC) è collocato tra il *Central* e il *Forward Detector*, in particolare tra i tracciatori al silicio (SVT) e la Regione 1 della camera a deriva. Il gas radiante utilizzato è diossido di carbonio (CO_2) mantenuto a temperatura ambiente e a pressione atmosferica con indice di rifrazione $n \sim 1.00041$; in questa configurazione è possibile distinguere gli elettroni dai π fino a 5 GeV: tale valore costituisce la soglia oltre la quale i pioni emettono radiazione Čerenkov, quindi fino a 5 GeV vi è solo il segnale degli elettroni. Caratteristica fondamentale di questo contatore è l'uso di specchi ellissoidali, grazie ai quali è possibile raggiungere un'alta efficienza di rivelazione. Il sistema di specchi è stato progettato in modo tale che vi sia una sola riflessione dei fotoni Čerenkov, i quali vengono convogliati a una serie di 48 fotomoltiplicatori, posizionati a una certa distanza (da 160 a 190 cm) dal fascio, fuori dalla zona di influenza del campo magnetico. La struttura ha un'accettanza angolare per θ tra 5° e 35° e una copertura totale per l'angolo azimutale ϕ ; la quantità di materiale sugli specchi è stata minimizzata per evitare multiple scattering entro i limiti $\delta\theta \leq 1.5$ mrad, $\delta\phi \leq 5$ mrad, $\Delta p/p \leq 1\%$.

I contatori Čerenkov a bassa soglia (LTCC) [42] utilizzano come gas radiante il perfluorobutano (C_4F_{10}) mantenuto a pressione atmosferica; l'indice di rifrazione è di ~ 1.00153 e questo determina una soglia di circa 2.6 GeV per la distinzione dei pioni dai kaoni: fino a questo valore infatti si ha solo il segnale dei π . Come nel caso del HTCC, la luce Čerenkov viene raccolta da un sistema di specchi e convogliato verso opportuni fotomoltiplicatori, alloggiati nella regione d'ombra, all'esterno del magnete toroidale.

2.4.5 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico (EC) ha tre principali funzioni:

- rivelazione e riconoscimento degli elettroni con energia superiore a 0.5 GeV,
- rivelazione dei fotoni con energia superiore a 0.2 GeV, che rende possibile la ricostruzione di π^0 e η attraverso la misura dei loro decadimenti in due γ ,
- rivelazione di neutroni, con separazione tra fotoni e neutroni mediante misure di tempo di volo.

Lo spettrometro CLAS12 riutilizzerà l'esistente *Forward Angle Calorimeter* di CLAS [43]. Questo calorimetro copre angoli polari θ da 10° a 45° , è composto da sei moduli a forma di triangolo equilatero, che, una volta assemblati, formano una struttura esagonale simmetrica intorno all'asse del fascio. I moduli sono stati realizzati impiegando una sequenza di strati di piombo e scintillatore plastico sovrapposti; sono stati utilizzati fogli di piombo di spessore di 2.2 mm e 36 barre di scintillatore di spessore di 10 mm e di larghezza 10 cm, disposte in modo che le barre di tre strati successivi siano parallele ai tre lati del modulo: in questo modo si ottengono 13 strati attivi a celle triangolari. Questa quantità di materiale corrisponde a 16 lunghezze di radiazione e a più di una lunghezza di interazione adronica: le simulazioni indicano che, in un tipico sciame elettromagnetico, circa un terzo dell'energia della particella responsabile viene depositata nel rivelatore. I 5 strati più interni e gli 8 più esterni vengono letti da due serie indipendenti di PMT, fornendo due misure di energia rilasciata che permette di migliorare l'efficienza nella identificazione delle particelle. La risoluzione spaziale del rivelatore è stata misurata con CLAS, paragonando il segnale misurato in corrispondenza del passaggio di una particella carica con l'estrapolazione della traccia ricavata dalle camere a fili, ottenendo un valore di circa 2.3 cm; per quanto riguarda la risoluzione energetica, si è ottenuto un andamento del tipo $\sigma/E = 0.003 + 0.093/\sqrt{E}$ (E misurata in GeV).

Le particelle neutre vengono identificate richiedendo l'anticoincidenza con il segnale delle camere a fili. La ricostruzione dei pioni neutri π^0 , che decadono in due fotoni, viene effettuata calcolando la massa invariante di ciascuna coppia di fotoni

rivelata; i dati di CLAS mostrano una risoluzione di $\delta m/m \sim 0.11 - 0.14$. I neutroni vengono discriminati dai fotoni grazie alla risoluzione temporale del calorimetro, valutata circa 500 ps.

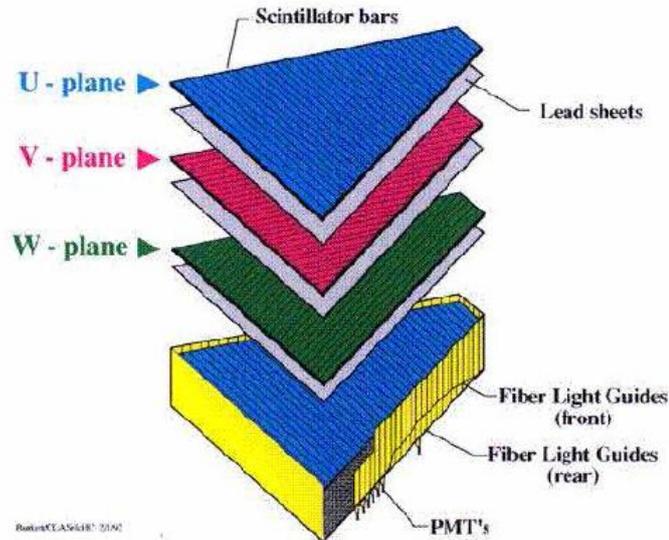


Figura 2.7: Esploso di un settore del calorimetro in avanti: sono visibili le tre orientazioni delle barre di scintillatore di tre settori sovrapposti (piani U, V e W).

2.4.6 Il pre-shower

Il *pre-shower* (PCAL), collocato a monte dell'EC, è stato progettato per migliorare le prestazioni del calorimetro elettromagnetico. Diverse simulazioni hanno infatti mostrato che il calorimetro di CLAS12 non è in grado di assorbire tutta l'energia di uno sciame elettromagnetico prodotto da elettroni e fotoni di 5 GeV di impulso; tale perdita equivale a una diminuzione di risoluzione energetica. In secondo luogo il pre-shower è utile per la separazione del segnale dei fotoni ad alte energie da quello dei fotoni emessi dal decadimento π^0 , il cui angolo di apertura diminuisce all'aumentare dell'impulso del pione. La separazione di questi due segnali è molto importante per gli esperimenti di *Deeply Virtual Compton Scattering* (DVCS); a questo scopo la rivelazione del π^0 è cruciale per eliminare il maggior fondo di misura. La risoluzione spaziale del calorimetro elettromagnetico non è in grado di separare i segnali dei due fotoni emessi dal pione ricostruendoli come un singolo fotone ad alta energia. In conclusione, il rivelatore *pre-shower* è necessario sia per ricostruire

l'energia rilasciata dalle particelle che fanno sciame sia per separare i pioni π^0 dai fotoni ad alta energia.

La geometria del PCAL rispecchia quella dell'EC: il *pre-shower* consiste in strati sovrapposti di scintillatore e piombo; in modo alternato le barre di scintillatore vengono ruotate di un angolo stereo di 120° . Per lo studio dei parametri di progettazione sono state effettuate diverse simulazioni: 15 strati di barre di scintillatore di spessore 1 cm e larghezza 4.5 cm e 14 strati di piombo spessi 2.2 mm, corrispondenti a circa 5.5 lunghezze di radiazione, sono sufficienti per soddisfare i requisiti richiesti. Le barre sensibili sono di scintillatore estruso al cui interno è stata inserita una fibra di WLS (WaveLength Shifter), per una miglior raccolta della luce: essa è in grado di riemettere la luce assorbita a una lunghezza d'onda maggiore, la quale viene convogliata lungo la fibra e raccolta all'esterno da fotomoltiplicatori.

2.5 Il Central Detector

Il *Central Detector* è la sezione di CLAS12 destinata alla rivelazione di particelle (adroni a basso impulso) a grandi angoli, tra 35° e 125° , posizionato attorno al punto di collisione tra il fascio e il bersaglio. Esso è costituito da un magnete solenoidale, un sistema di tracciatori di vertice a silicio (SVT) e un rivelatore a tempo di volo (CTOF). L'identificazione delle particelle (distinzione tra elettroni e pioni) avviene infatti per mezzo della combinazione tra l'analisi del momento, effettuata dai tracciatori, e le misure di tempo di volo, affidata ai CTOF.

2.5.1 Il magnete solenoidale

Il magnete solenoidale superconduttore è destinato all'analisi di particelle emesse a grande angolo e può generare un campo magnetico di valore 5 T. Le tre funzioni principali del magnete solenoidale sono le seguenti:

- analisi del momento delle particelle cariche con buona risoluzione in uno spazio radiale limitato nell'angolo polare θ da 35° a 125° e in un intervallo di momento limitato da 0.3 a 1.3 GeV,
- polarizzazione del bersaglio per mezzo di un alto campo magnetico con disuniformità nel volume del target di $\frac{\Delta B}{B} < 10^{-4}$,
- schermatura magnetica per i rivelatori di tracce dal fondo elettromagnetico: elettroni Møller e particelle prodotte da interazioni secondarie. Il campo longitudinale devia gli elettroni a bassa energia dalla zona dei rivelatori a tracce verso degli assorbitori spessi in cui gli elettroni depositano la loro energia.

Il magnete solenoidale è separato da quello toroidale da una distanza di circa 1.5 m e i rispettivi campi risultano parzialmente sovrapposti. A causa alle sue proprietà di simmetria, il campo toroidale diminuisce rapidamente con la distanza e non influenza in modo particolare quello solenoidale, soprattutto lungo l'asse del fascio dove si trova il bersaglio e dove il campo solenoidale deve essere mantenuto strettamente uniforme e dove il suo potere di deviazione è massimo. Viceversa, l'effetto del solenoide sul campo toroidale deve essere accuratamente considerato per raggiungere la risoluzione in impulso di progetto.

2.5.2 I tracciatori a silicio

La ricostruzione delle traiettorie delle particelle viene affidato al magnete solenoidale e a un sistema di tracciatori in silicio SVT (*Silicon Vertex Tracker*). Il SVT è composto dal *Barrel strip tracker* (BST) e il *Forward silicon tracker* (FST), costituiti rispettivamente da otto e sei strati di sensori a strisce di silicio. I due tracciatori, rappresentati nella Figura 2.8, sono rivelatori indipendenti, flessibili e possono essere utilizzati singolarmente o insieme a seconda dell'esperimento considerato.

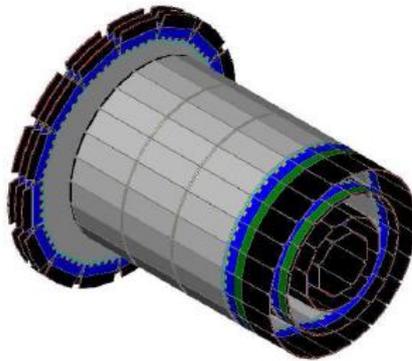


Figura 2.8: Visione tridimensionale del *Silicon Vertex Tracker*.

Le caratteristiche principali dei due tracciatori sono le seguenti:

- il BST è composto da quattro strati double-layer cilindrici concentrici interni al magnete solenoidale. Gli otto strati, costituiti da sensori a strisce, hanno spessore di $300\mu\text{m}$ e sono disposti con angoli stereo positivi e negativi. La buona risoluzione nelle coordinate r e θ è dovuta al piccolo passo tra una striscia sensibile e l'altra ($150\mu\text{m}$), mentre la ricostruzione delle tracce nella posizione r e z è dovuta al piccolo angolo stereo. Il diametro di ciascuna

regione (101 mm per la Regione 1, 157 mm per la Regione 2, 239 mm per la Regione 3, 320 mm per la Regione 4) e la distanza radiale tra questi (Δr) sono stati scelti in modo da massimizzare la risoluzione sul momento che presenta una dipendenza che va come l'inverso del quadrato di Δr . Ciascuna regione è, dalla più interna alla più esterna, suddivisa in 8, 12, 18, 24 settori.

- l'FST è composto da tre strati double-layer piani. I sensori a strisce hanno passo di $150\mu\text{m}$ disposti in strati V-W stereo alternativamente con angolo stereo di $\pm 12^\circ$ a una distanza di 27 cm dal bersaglio. Il FST è in grado di ricostruire i punti di interazione con una precisione di circa $50\mu\text{m}$ nella direzione perpendicolare alle strip. La risoluzione di impulso risulta essere funzione dell'angolo di emissione (da 0.3% per angoli di 5° a 1.0% per angoli di 30°) e pressochè costante in funzione dell'impulso stesso. La risoluzione angolare dovrà essere migliore di 2mrad a 1GeV di energia. Ogni regione del FST è composta da 15 sensori trapezoidali disposti radialmente. Gli strati V e W di ogni regione contiene circa 40 strisce sensibili per un totale di 600 strip per layer.

Le risoluzioni ottenibili dal sistema formato da FST e DC, chiamato *Forward Tracker*, e dal BST, detto anche *Central Tracker*, sono riportate nella Tabella 2.2.

	Fwd. Tracker	Central Tracker
Copertura angolare	$5^\circ - 40^\circ$	$35^\circ - 125^\circ$
Risoluzione del momento	$\frac{dp}{p} < 1\%$	$\frac{dp}{p} < 5\%$
Risoluzione in θ	1 mrad	5-10 mrad
Risoluzione in ϕ	1 mrad/sin θ	5 mrad/sin θ

Tabella 2.2: Specifiche generali per i tracciatori di CLAS12.

Le prestazioni del sistema sono state studiate con simulazioni dettagliate ottenendo la risoluzione in impulso, angolo azimutale ϕ , posizione z del vertice, parametro di impatto b . La Figura 2.9 mostra le risoluzioni attese per elettroni emessi a 15° sia con l'uso del solo DC (plot nero) sia con l'uso combinato di DC e FST (plot rosso); in questo secondo caso i risultati ottenuti sono migliori e compatibili con i requisiti elencati in Tabella 2.2.

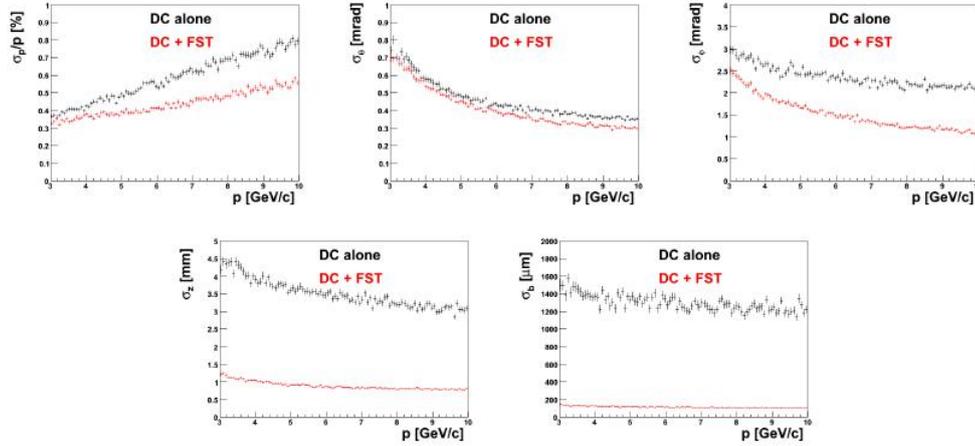


Figura 2.9: Risoluzione in p , θ , ϕ , z e b per elettroni emessi a 15° con (plot rosso) e senza (plot nero) FST.

2.5.3 CTOF

Il rivelatore di tempo di volo centrale è costituito da 50 contatori disposti come in Figura 2.10 ed è inserito all'interno del magnete solenoidale del *Central Detector* a una distanza radiale di 25 cm dalla linea di fascio. Le barre di scintillatori hanno lunghezza di circa 50 cm e sezione trapezoidale di dimensione dell'ordine di 30 mm; il sistema di raccolta di luce, posizionato alle due estremità degli scintillatori, consiste in lunghe guide di luce (1.5 m) accoppiate a PMT convenzionali (sezione di 46 mm di raggio).

Le guide di luce hanno come scopo quello di allontanare i fotomoltiplicatori dalla zona del campo magnetico solenoidale; in aggiunta è stato calcolato che, per ridurre il campo a 0.25 G nella zona dei PMT, è necessaria una schermatura composta da tre cilindri concentrici ferromagnetici di opportune dimensioni.

Obiettivo principale per il CTOF è quello di raggiungere una risoluzione temporale di $\sigma_{TOF} \approx 50$ ps, che permette una separazione dei segnali dei pioni da quelli dei kaoni al di sopra di 0.64 GeV e dai segnali dei protoni al di sopra di 1.25 GeV. La risoluzione temporale del CTOF dipende dalla risoluzione dei fotomoltiplicatori che raccolgono il segnale: $\sigma_{TOF} = 0.5\sigma_{PMT}$.

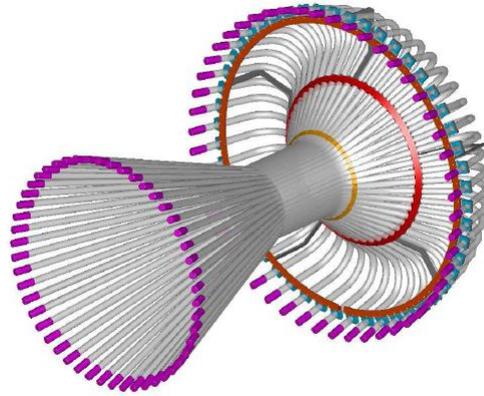


Figura 2.10: Immagine tridimensionale del rivelatore di tempo di volo.

Tale risoluzione σ_{PMT} è determinata dal tempo di risposta dello scintillatore, dall'efficienza di raccolta della luce, dalle caratteristiche temporali dei PMT e dell'elettronica annessa; si è stimato che per raggiungere la risoluzione temporale richiesta sia necessario una risoluzione dei PMT, σ_{PMT} , inferiore a 72 ps.

Capitolo 3

Il Forward Tagger

3.1 Caratteristiche tecniche del rivelatore

Lo scopo del rivelatore Forward Tagger (FT) è la misura degli elettroni diffusi a piccolo angolo a seguito dell'interazione con il bersaglio. L'FT è attivo nel range angolare $\theta_{e'} = 2.5^\circ - 4.5^\circ$ non coperto dal rivelatore CLAS12 nella sua configurazione standard e nel range energetico $E_{e'} = 0.5 - 4.5$ GeV. Fissate queste condizioni di accettazione, l'FT verrà utilizzato per misurare l'energia e l'angolo dell'elettrone diffuso e quindi ricavare l'energia ν e la polarizzazione P_γ del fotone quasi reale associato: $\nu = 6.5 - 10.5$ GeV, $P_\gamma = 70 - 10\%$. Il Forward Tagger è costituito da un calorimetro elettromagnetico per identificare l'elettrone, misurare l'energia rilasciata sotto forma di sciame elettromagnetico ed ottenere un segnale veloce di trigger, un tracciatore per misurare gli angoli di scattering ($\theta_{e'}$ e $\phi_{e'}$) e un contatore a scintillazione (odoscopio) per la separazione degli elettroni dai fotoni. Il Forward Tagger sarà posizionato tra il Contatore Čerenkov ad alta soglia (HTCC) e il supporto del magnete toroidale, a circa 190 cm a valle del bersaglio, come mostra la Figura 3.1. Lo spazio disponibile limitato e la vicinanza alla linea di fascio (2.5° corrispondono a ~ 8 cm di distanza) richiedono un calorimetro compatto, con lunghezza di radiazione piccola e resistenza alla radiazione molto buona. L'odoscopio, posizionato di fronte al calorimetro, è costituito da scintillatori plastici letti da fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) per mezzo di fibre ottiche. Il tracciatore, basato su tecnologia MicroMegs, si trova a sua volta di fronte all'odoscopio. Le componenti dell'FT sono state progettate per lavorare entro un cono di apertura di 5° intorno alla linea di fascio, in modo tale che non vi sia interferenza con le operazioni e l'accettazione delle altre componenti del rivelatore CLAS12. La Tabella 3.1 riporta il range cinematico e la risoluzione previsti per il Forward Tagger.

	Range	Risoluzione
$E_{e'}$	0.5 - 4.5 GeV	$2\%/\sqrt{E_{e'}(\text{GeV})} \oplus 1\%$
$\theta_{e'}$	$2.5^\circ - 4.5^\circ$	0.1°
$\phi_{e'}$	$0^\circ - 360^\circ$	1°
E_γ	6.5 - 10.5 GeV	0.9 - 0.14 %
P_γ	70 - 10 %	
Q^2	0.01 - 0.3 GeV^2 ($< Q^2 > 0.1 \text{ GeV}^2$)	
W	3.6 - 4.5 GeV	

Tabella 3.1: Range cinematici e risoluzioni dell'FT.

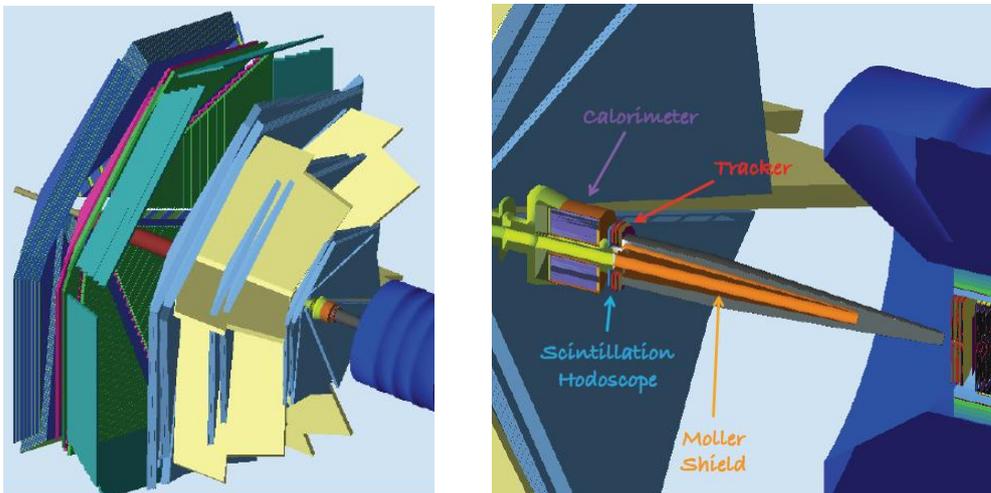


Figura 3.1: Visualizzazione in GEANT4 della posizione del rivelatore Forward Tagger rispetto a CLAS12.

3.1.1 Il calorimetro elettromagnetico: FT-Cal

Le caratteristiche richieste per il calorimetro elettromagnetico del Forward Tagger (FT-Cal) sono le seguenti:

- alta resistenza alla radiazione,
- alto valore di Light Yield, ovvero il numero di fotoni emessi per unità di energia depositata,
- lunghezza di radiazione e raggio di Moliere piccoli,
- tempi di recupero veloci,
- buona risoluzione energetica e temporale.

La risoluzione energetica dell'elettrone è un fattore cruciale per determinare l'energia del fotone con buona precisione e garantire la selezione univoca dello stato adronico finale attraverso il metodo della massa mancante. Dal momento che il nostro interesse è rivolto ad elettroni di bassa energia e corrispondentemente a fotoni di alta energia, la risoluzione energetica di quest'ultimo risulterà migliore di quella dell'elettrone: per esempio, per una risoluzione energetica dell'elettrone del 2% a 1 GeV corrisponde a una risoluzione di circa 0.2% per il relativo fotone da 10 GeV. L'FT deve avere un tempo di recupero dell'ordine di 100 ns per sostenere un alto rate di eventi con ridotto effetto di *pile-up* e misurare il tempo di interazione con buona accuratezza (< 1 ns), necessaria per rigettare il fondo e identificare il segnale in coincidenza col segnale di CLAS12. Per sostenere l'elevato rate dovuto al fondo elettromagnetico, il calorimetro dovrà essere segmentato in elementi con dimensioni comparabili alle dimensioni trasverse caratteristiche dello sciame elettromagnetico, ovvero al raggio di Moliere.

Per ottenere la migliore risoluzione energetica verranno utilizzati scintillatori inorganici in forma cristallina, realizzando un calorimetro omogeneo. L'energia depositata dall'elettrone è misurata rivelando la luce di scintillazione prodotta.

Negli ultimi anni i cristalli di tungstato di piombo ($PbWO_4$) sono stati largamente studiati e sono risultati molto resistenti al danno da radiazione; per questo motivo sono stati utilizzati in numerosi esperimenti che hanno comportato l'uso di decine di migliaia di cristalli, quali CMS-ECal [44], ALICE-PHOS [45], CLAS-IC [47] e PANDA-EMC [46]. Le caratteristiche principali del $PbWO_4$ sono le seguenti:

- tempo di decadimento di scintillazione molto veloce (6.5 ns),
- elevata densità (8.28 g/cm³),
- lunghezza di radiazione molto piccola (0.9 cm),

- ridotto raggio di Moliere (2.1 cm),
- indice di rifrazione elevato (2.2).

Lo svantaggio maggiore per questo tipo di materiale è costituito dalla ridotta emissione di luce, tipicamente dell'ordine di 100-200 γ/MeV .

Altri tipi di scintillatori inorganici con caratteristiche di densità, lunghezza di radiazione, raggio di Moliere simili ma con Light Yield superiore quali per esempio il LYSO (*Lutetium-Yttrium OxyorthoSilicate*) sono stati scartati a causa dei costi molto più elevati e della poca esperienza nella produzione di grandi quantità.

Esistono in commercio due tipologie di cristalli di tungstato di piombo: il $PbWO_4$ -tipo I, utilizzato dal calorimetro dell'esperimento CMS, ha valore di Light Yield di $\sim 120 \gamma/\text{MeV}$ alla temperatura di 18°C , mentre il $PbWO_4$ -tipo II, sviluppato più recentemente dalla BTCP (Bogoroditsk Plant of Technochemical Products), presenta una maggiore produzione di luce: $\sim 240 \gamma/\text{MeV}$ a temperatura ambiente e $\sim 960 \gamma/\text{MeV}$ a -25°C . Date le migliori prestazioni, il $PbWO_4$ -tipo II sarà il materiale utilizzato per la realizzazione del calorimetro che verrà mantenuto alla temperatura di -25°C per garantire la massima risoluzione.

Per quanto riguarda la lettura del segnale, i fotorivelatori dovranno essere posizionati in una zona con campo magnetico non nullo a causa dei magneti solenoidali e toroidali di CLAS12 ed entro uno spazio limitato; per questo i fotomoltiplicatori convenzionali non sono adatti, mentre i fotorivelatori al silicio, gli APD (Avalanche Photo Diode) oppure i SiPM (Silicon Photo Multipliers), soddisfano i criteri richiesti. La lunghezza d'onda a cui corrisponde l'emissione massima di luce dei cristalli $PbWO_4$ è 420 nm [46]; intorno a tale valore l'efficienza quantica (QE) dei SiPM e degli APD raggiunge il valore massimo dell'ordine del 70-75%: per questo motivo tali sensori risultano essere particolarmente adatti alla raccolta della luce emessa dai cristalli. Sono stati presi in considerazione i seguenti modelli:

- Hamamatsu APD S8664-55: $5 \times 5 \text{ mm}^2$, QE(450nm) $\sim 75\%$
- Hamamatsu APD S8664-1010: $10 \times 10 \text{ mm}^2$, QE(450nm) $\sim 75\%$
- Hamamatsu SiPM S10985-025C: matrice con 4 celle, ciascuna con 14400 pixels, QE(450nm) $\sim 25\%$

Il segnale fornito dai fotosensori dovrà inoltre essere amplificato per poter essere acquisito dall'elettronica di lettura. A questo scopo verranno utilizzati preamplificatori progettati dall'IPN (Institute de Physique Nucleaire) di Orsay [47], opportunamente adattati ai due tipi di fotosensori: nel caso degli APD è necessario un guadagno del preamplificatore pari a 2000, nel caso dei SiPM un guadagno pari a 100. In entrambi i casi, si tratta di preamplificatori a transimpedenza a due o tre stadi che convertono linearmente la corrente generata dal sensore in un segnale di tensione, con un tempo caratteristico del segnale in uscita di 40 ns.

Il progetto finale del calorimetro prevede l'uso di 332 cristalli di dimensioni $15 \text{ mm} \times 15 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$, disposti con simmetria cilindrica attorno alla linea di fascio come mostrato in Figura 3.2. Per garantire la stabilità del segnale, è necessario termostatare i cristalli e i fotosensori con una precisione di 0.1°C , infatti sia il Light Yield sia il guadagno dei fotosensori dipendono fortemente dalla temperatura. Il raffreddamento e la termostatazione verranno garantiti da un sistema di raffreddamento esterno e da un buon isolamento dei cristalli dall'ambiente circostante.

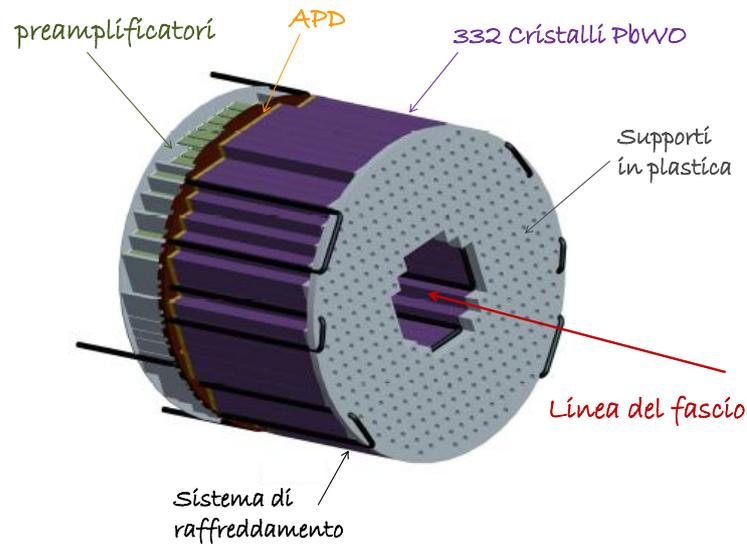


Figura 3.2: Il Calorimetro del Forward Tagger.

La risoluzione energetica prevista per il calorimetro è

$$\sigma/E = 2\%/\sqrt{E_e(\text{GeV})} \oplus 1\%$$

Questo valore di risoluzione, già riportato nel Technical Design Report della Collaborazione PANDA per il calorimetro EMC [46], è stato stimato con simulazioni complete dell'FT-Cal basate su GEANT4 [51]. In queste simulazioni è stata studiata la dipendenza della risoluzione dal tipo di cristalli utilizzati e dal tipo di sensori ottici a disposizione. Sono stati inoltre inseriti gli effetti del rumore dei preamplificatori: nel caso dell'APD è stato anche considerato il contributo del rumore intrinseco, trascurabile nel caso del SiPM, dato il maggiore guadagno intrinseco del sensore. La Figura 3.3 mostra la risoluzione energetica dell'FT-Cal in funzione dell'energia dell'elettrone (in alto) e dell'energia del fotone (in basso) nelle diverse combinazioni di sensori e tipologia di cristallo. In particolare, per rendere le simulazioni più realistiche, è stato studiato l'effetto di una soglia sull'energia misurabile su ciascun canale

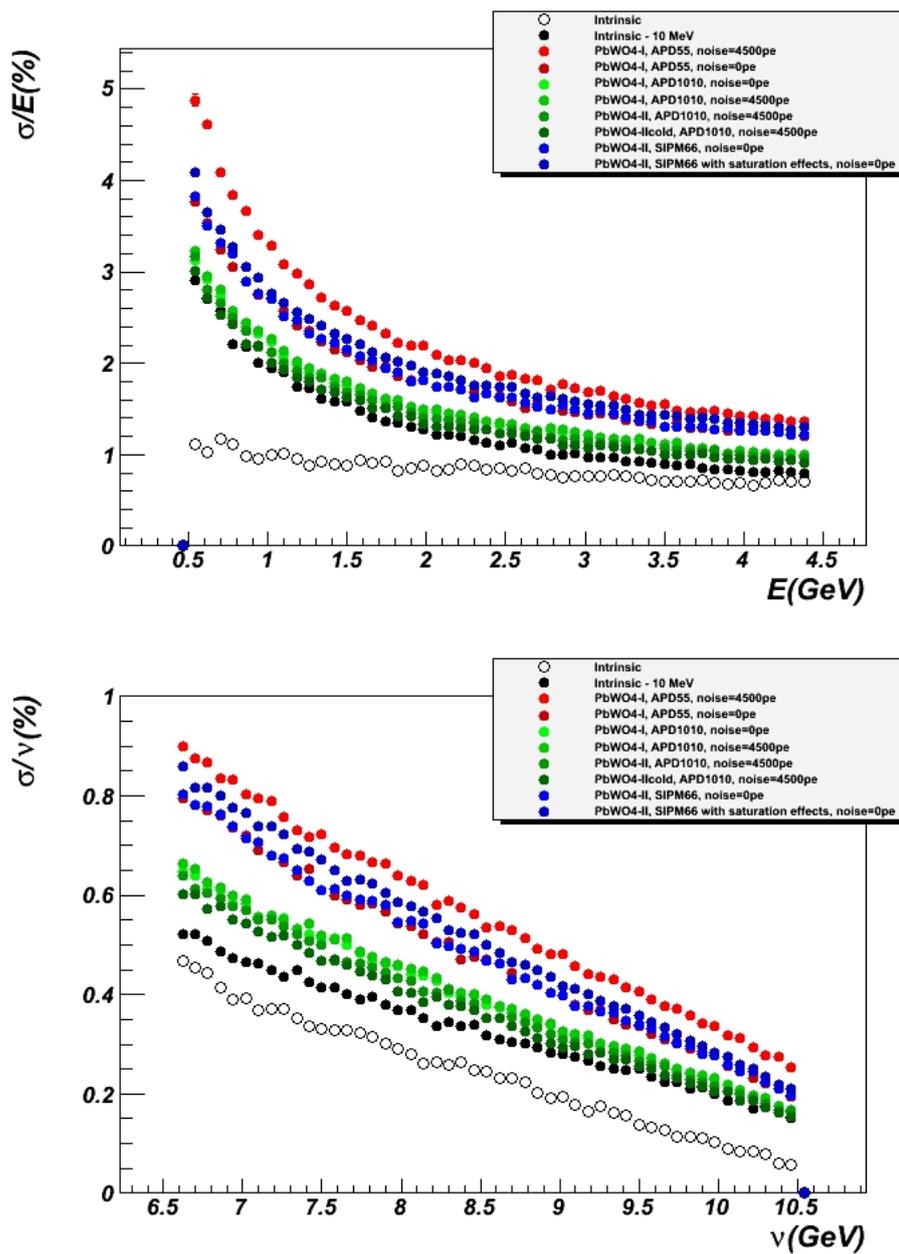


Figura 3.3: Risoluzione energetica dell'FT-Cal in funzione dell'energia dell'elettrone finale (sopra) e del fotone prodotto (sotto) in diverse combinazioni di sensori e tipologia di cristallo.

(~ 10 MeV). I simboli bianchi corrispondono alla risoluzione intrinseca del calorimetro, ottenuta dall'energia ricostruita secondo GEANT4 trascurando ogni altro effetto: tale risoluzione è dovuta solo alle fluttuazioni dello sciame elettromagnetico ed è quindi la migliore che si possa ottenere per questa geometria; i simboli neri corrispondono anch'essi alla risoluzione intrinseca ma con l'aggiunta della soglia a 10 MeV. I simboli rossi, verdi e blu mostrano rispettivamente la risoluzione nel caso si includa l'effetto della lettura del segnale con APD 5×5 mm², APD 10×10 mm² e SiPM. Nella legenda vengono riportati in dettaglio le diverse configurazioni. È stato anche considerato il fatto che, a causa del numero limitato di pixels del SiPM, si possa avere un effetto di saturazione. Da questo studio è possibile concludere che la soluzione con APD 10×10 mm² alla temperatura di lavoro di 18°C o inferiori consente di raggiungere la risoluzione necessaria.

3.1.2 L'odoscopio: FT-Hodo

L'obiettivo principale dell'odoscopio è quello di distinguere gli elettroni dai fotoni. Questo rivelatore è costituito da una matrice di tasselli di scintillatore plastico, ciascuno dei quali copre uno o più cristalli del calorimetro; la lettura della luce avviene attraverso l'utilizzo di una fibra WLS (WaveLength Shifter), collocata all'interno di ciascun tassello, avvolta a formare una circonferenza per aumentare la superficie di accoppiamento con lo scintillatore. La luce di scintillazione che penetra nella fibra viene assorbita e riemessa in modo isotropo ad una frequenza minore. La luce, convogliata fuori dalla zona attiva dell'odoscopio attraverso la fibra stessa, viene rivelata da un fotosensore posto alla sua estremità. Tenendo conto dell'alto valore del campo magnetico in cui è immerso l'FT e della quantità di luce limitata, i sensori che verranno utilizzati per l'odoscopio saranno i SiPM. La Figura 3.4 riporta una rappresentazione schematica dell'odoscopio.

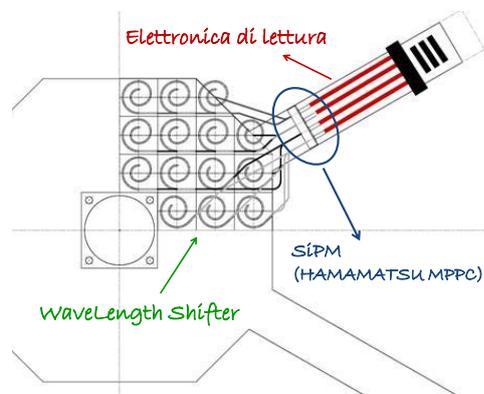


Figura 3.4: Possibile configurazione per l'Odoscopio del Forward Tagger.

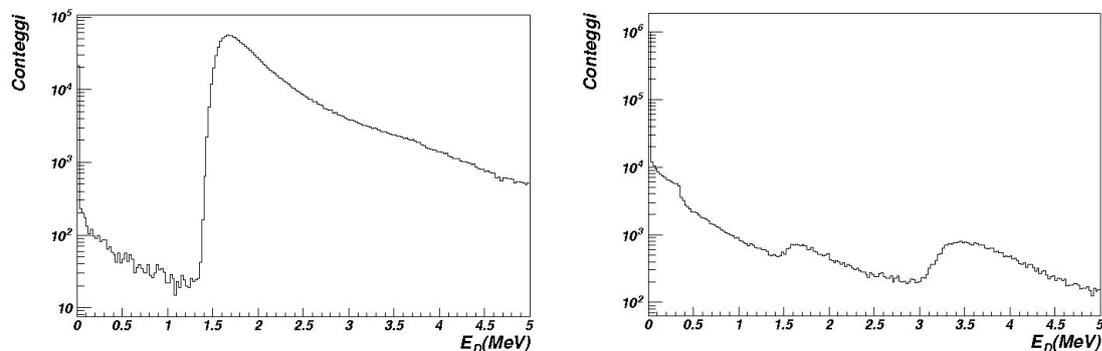


Figura 3.5: A sinistra l'energia depositata nell'odoscopio da un elettrone. A destra l'energia depositata da un fotone. In entrambi i casi le particelle incidenti hanno impulso compreso tra 0.5 e 4.5 GeV, e angoli di emissione θ tra 2.5° e 4.5° .

La risoluzione temporale dell'odoscopio deve essere sufficiente per poter selezionare la coincidenza tra l'odoscopio stesso e il calorimetro e produrre così il segnale di trigger: la risoluzione dell'odoscopio deve essere quindi confrontabile con quella del calorimetro e dell'ordine di 1 ns. Questo parametro è stato studiato per mezzo di simulazioni GEANT4 [53]. Per prima cosa è stata analizzata la risposta dell'odoscopio a elettroni e fotoni nel range energetico di interesse: come si può vedere dalla Figura 3.5 gli elettroni depositano circa 2 MeV, a differenza dei fotoni che hanno poca probabilità di interagire con lo scintillatore. I due picchi che si notano nel grafico

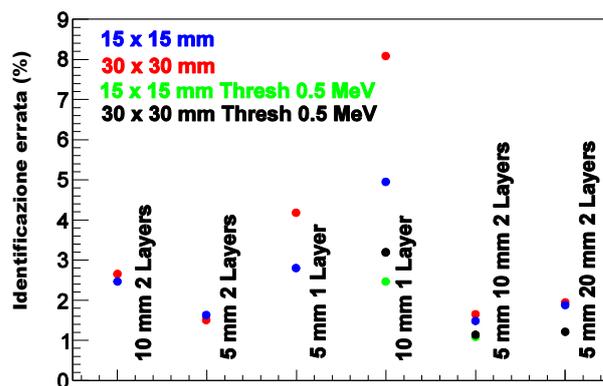


Figura 3.6: Probabilità di errata identificazione dei fotoni. I risultati sono riportati per diverse dimensioni dei tasselli e soglie applicate a ciascun canale, come indicato in legenda, e per diversi spessori dei tasselli nel caso di uno o due strati.

a destra corrispondono alla conversione del fotone in una coppia elettrone-positrone: il primo picco corrisponde al caso in cui solo una delle due particelle viene rivelata, il secondo al caso in cui entrambe vengono assorbite dallo scintillatore. La Figura 3.6 mostra la probabilità che un fotone venga “visto” come un elettrone per diverse configurazioni del rivelatore. Lo studio della risoluzione temporale dell’odoscopio è riportato in Figura 3.7 per diverse dimensioni dei tasselli e diverso numero di fibre WLS inserite: tranne il caso di tassello $30 \times 30 \text{ mm}^2$ con una fibra, tutti i casi studiati soddisfano la risoluzione temporale richiesta.

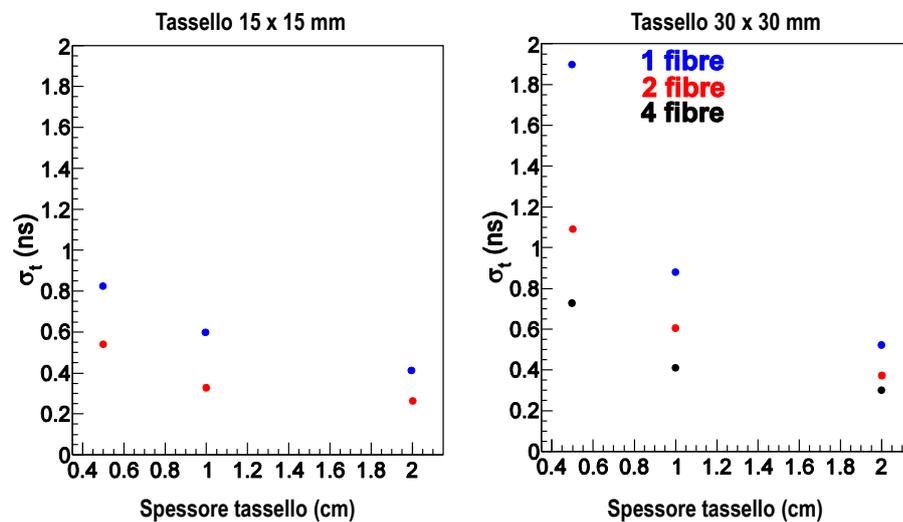


Figura 3.7: Risoluzione temporale dell’odoscopio a sinistra il caso di tasselli con dimensioni $15 \times 15 \text{ mm}^2$ e con l’inserimento di una o due fibre WLS. A destra il caso di tasselli di dimensioni $30 \times 30 \text{ mm}^2$ con l’inserimento di una , due o quattro fibre.

3.1.3 Il tracciatore: FT-Trk

Lo scopo del tracciatore è ricostruire con buona precisione il punto di impatto dell’elettrone per angoli polari θ compresi tra 2.5° e 4.5° . Il tracciatore rientra nella categoria dei rivelatori MicroMegas [56]: inventati nel 1992 da Georges Charpak e Ioanis Giomataris, sfruttano il processo di ionizzazione di un gas al passaggio di una particella carica, come illustrato in Figura 3.8. La particolarità di questi detector è la griglia metallica (*Micromesh*) mantenuta ad alto potenziale a una distanza dell’ordine di $\sim 100 \mu\text{m}$ dall’elettrodo: questa permette un alto guadagno di amplificazione, generalmente dell’ordine di 10^4 , e la generazione di un segnale veloce. L’elettrodo di

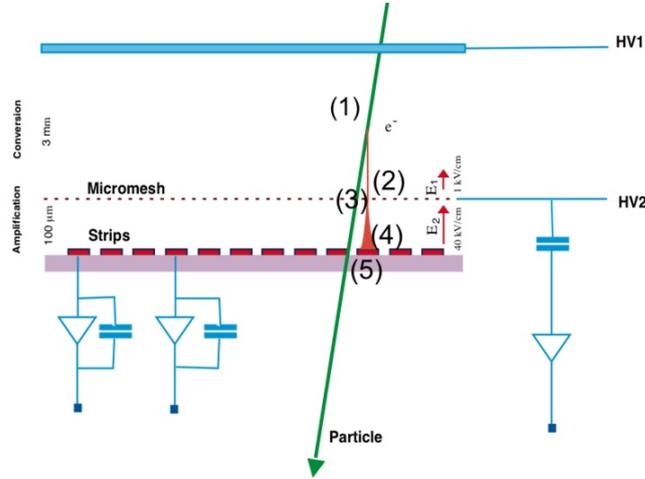


Figura 3.8: Principio di funzionamento delle MicroMegas.

lettura viene segmentato in strip per ottenere la posizione della particella incidente nel rivelatore.

Il tracciatore dell'FT è costituito da due *layer*, ciascuno dei quali è composto da due singoli rivelatori MicroMegas con strip di raccolta del segnale perpendicolari tra loro, tali da fornire una coppia di coordinate (x e y) trasverse alla linea di fascio. In questo modo, con l'uso di due *layer* è possibile sopprimere il rumore ed ottenere con buona precisione il punto di passaggio di una particella carica. Per limitare il numero di canali elettronici è stata scelta la larghezza delle strip di $500\ \mu\text{m}$, che permette al più una risoluzione di $500/\sqrt{12} = 144\ \mu\text{m}$. Nel caso specifico, lo spazio per la ionizzazione del gas ha spessore $5\ \text{mm}$, per raggiungere una buona efficienza, mentre lo spazio per l'amplificazione è di $128\ \mu\text{m}$. Il primo e il secondo layer sono collocati rispettivamente a $1771\ \text{mm}$ e $1791\ \text{mm}$ di distanza dal bersaglio, centrati intorno all'asse del fascio e con forma anulare con raggio interno di $65\ \text{mm}$ e raggio esterno di $160\ \text{mm}$. Il gas utilizzato nei detector è una miscela di Neon, isobutano C_4H_{10} (circa il 10%) e CF_4 (circa il 5%): l'uso del Neon riduce significativamente la probabilità di scarica del segnale e il CF_4 garantisce una buona risoluzione temporale (attorno ai 10-15 ns); il tempo di drift è stato stimato essere dell'ordine di 100 ns. Complessivamente il tracciatore è costituito da 5120 canali.

Le prestazioni del sistema sono state studiate con dettagliate simulazioni GEANT4 [54] generando elettroni nel range energetico ($0.5 - 4.5\ \text{GeV}$) e angolare ($2.5^\circ - 4.5^\circ$) di interesse. La ricostruzione delle tracce è stata effettuata considerando anche il contributo, dominante, del fondo elettromagnetico generato a seguito dell'interazione del fascio primario con il bersaglio (elettroni Møller e fotoni secondari di bassa energia). Se due o più strip contigue registrano un segnale, è possibile determinare

il baricentro della carica depositata e quindi la posizione della particella. Per ogni layer, solo le combinazioni delle coordinate x e y che corrispondono a un punto dell'area attiva vengono considerate. Combinando i dati provenienti dai due layer è possibile costruire i possibili segmenti di traccia e in particolare eliminare i segnali spuri dovuti al fondo elettromagnetico. La tracciatura viene completata combinando le informazioni del FT-Trck con quelle del FT-Cal: data la posizione e l'impulso dell'elettrone, assumendo noto il campo magnetico attraversato dall'elettrone, si può tracciare la particella all'indietro e ottenere così gli angoli di emissione dell'elettrone diffuso.

La Figura 3.9 mostra i risultati delle simulazioni per la risoluzione in angolo polare θ e angolo azimutale ϕ , definiti a partire dalle coordinate x e y nelle seguenti relazioni:

$$\phi = \tan\left(\frac{y}{x}\right)$$

$$\theta = \tan\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z}\right)$$

dove z è la coordinata lungo la direzione del fascio. I valori ottenuti sono consistenti con le specifiche del progetto.

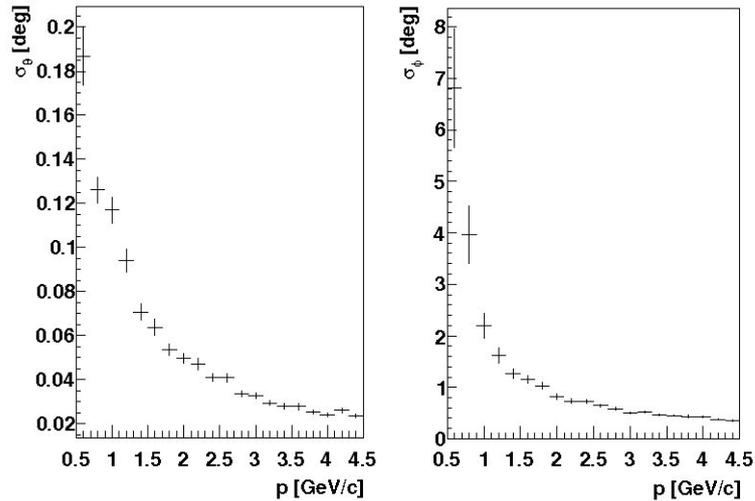


Figura 3.9: Risoluzione per θ (sinistra) e ϕ (destra) in funzione del momento dell'elettrone incidente.

3.2 Cinematica e fondi di misura

La copertura cinematica del FT è tale da assicurare la massima energia possibile del fotone virtuale associato all'elettrone diffuso, ed angoli più piccoli possibili compatibilmente con il fondo elettromagnetico. La sezione d'urto totale di scattering dell'elettrone contiene non solo il contributo dello scambio di un solo fotone (*One-photon Exchange*) ma anche il contributo dei loop di polarizzazione del vuoto e quello dovuto all'emissione di un fotone prima o dopo la diffusione; quest'ultimo è detto *correzione radiativa* e, in particolare, aumenta al diminuire di Q^2 e all'aumentare di E_γ . Sono stati studiati i diversi contributi alla sezione d'urto totale con l'utilizzo del programma RADGEN 1.0 [49]. Il rate inclusivo degli elettroni, entro l'accettazione geometrica ed energetica dell'FT, è risultato essere di circa 130 kHz; i processi inelastici rappresentano il 45% della sezione d'urto totale, mentre il restante 55% è dovuto a eventi elastici. Riducendosi all'intervallo energetico $E_\gamma = 6.5-10.5$ GeV, il rate totale degli eventi inelastici risulta essere di 6.7 kHz. La distribuzione energetica e angolare degli eventi inelastici sono riportate in Figura 3.10, la distribuzione di Q^2 e della polarizzazione lineare in Figura 1.18.

Per quanto riguarda il fondo elettromagnetico, i contributi da considerare sono dovuti a fenomeni di Bremsstrahlung e di diffusione Møller. I fotoni prodotti da

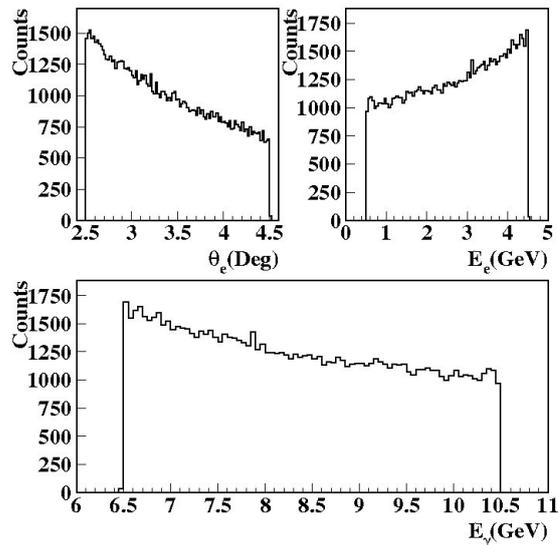


Figura 3.10: Distribuzione angolare ed energetica dell'elettrone diffuso (sopra) e distribuzione energetica del fotone virtuale (sotto) entro le accettanze geometriche ed energetiche del FT.

Bremsstrahlung vengo emessi ad angoli molto piccoli ($\delta\theta \approx m_e/E_{Beam}$) per cui il loro contributo per $\theta > 2.5^\circ$ è trascurabile. Gli elettroni Møller hanno una maggior influenza sulla misura: la loro sezione d'urto nelle accettanze dell'FT è infatti dell'ordine di $d\sigma/d\theta \sim 10\text{-}20$ mb/rad. Tuttavia la cinematica Møller è molto vincolata e per angoli maggiori di 2.5° l'energia dei relativi elettroni è minore di 0.5 GeV, quindi fuori dal range energetico di interesse. Questi elettroni a bassa energia vengono deflessi dal campo solenoidale e diretti verso un cono di tungsteno che schermi sia il rivelatore CLAS12 sia il Forward Tagger da tale fondo e dai relativi prodotti secondari, quali fotoni di bassa energia e raggi X. Il contributo degli elettroni Møller può essere comunque eliminato sfruttando il segnale di coincidenza con il resto del rivelatore CLAS12. Infatti, in tal caso, non c'è un'emissione adronica associata.

3.3 Simulazioni

La risposta dell'FT agli elettroni emessi nella cinematica di interesse e al fondo elettromagnetico sono stati studiati tramite GEMC [50], un codice Monte Carlo basato su GEANT4 che descrive il rivelatore CLAS12. Alle componenti dello spettrometro già presenti sono state aggiunte quelle relative all'FT:

- il calorimetro è stato descritto con 332 cristalli di $PbWO_4$, parallelepipedi con base quadrata (15×15 mm²) e lunghezza di 200 mm corrispondente a 23 lunghezze d'onda, disposti intorno al fascio con simmetria cilindrica in modo tale da coprire angoli polari da 2° a 5.5° per contenere lo sciame prodotto da elettroni emessi ad angoli θ tra 2.5° e 4.5° . Il calorimetro è inserito in una schermatura di tungsteno per schermare il rivelatore CLAS12 dalle perdite dello sciame,
- l'odoscopio e il tracciatore sono stati collocati davanti al calorimetro,
- un cono di tungsteno è stato posizionato prima dell'FT per la schermatura dagli elettroni Møller e dei secondari prodotti dal fascio per angoli minori di 2.5° .

3.3.1 Accettanza geometrica del Forward Tagger

Per studiare la reale accettanza geometrica dell'FT, sono stati simulati elettroni con momento tra 0.05 e 5 GeV emessi dal bersaglio ad angoli polari tra 1° e 35° [51]. La traiettoria degli elettroni è soggetta al campo solenoidale di 5T, che induce una rotazione delle particelle con componente trasversa del momento non nulla attorno alla linea di fascio. Ciò comporta una significativa variazione dell'angolo azimutale ϕ , mentre l'angolo polare θ rimane pressochè costante, a eccezione di impulsi molto

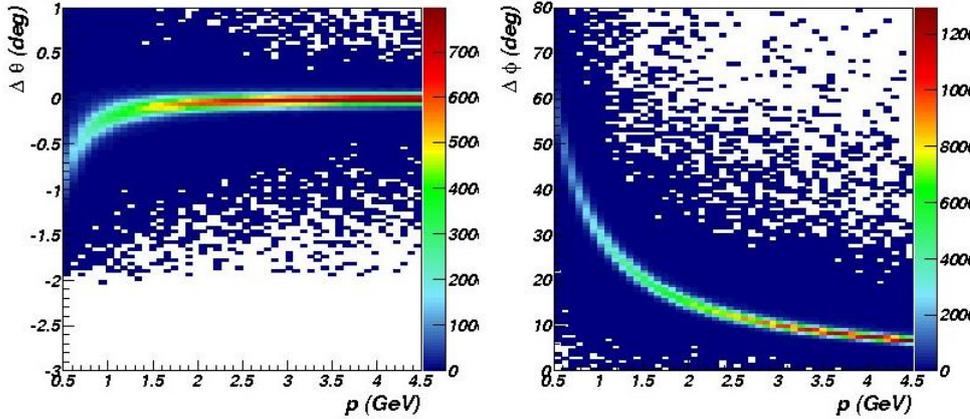


Figura 3.11: Risultati delle simulazioni GEMC: differenza tra gli angoli azimutale e polare della posizione registrata dal tracciatore e quella corrispondente al vertice di emissione, in funzione dell'impulso dell'elettrone.

piccoli. Il grafico a sinistra della Figura 3.11 mostra la differenza tra l'angolo polare registrato dal tracciatore e quello di emissione generato in corrispondenza del vertice, in funzione del momento dell'elettrone; il grafico a destra mostra lo stesso studio riferito all'angolo azimutale. Nella situazione reale, a partire dall'impulso dell'elettrone misurato dal calorimetro, si dovrà risalire alle differenze angolari sopra descritte e quindi, conoscendo la posizione registrata dal tracciatore, risalire alle coordinate del vertice come già illustrato nel Paragrafo 3.1.3.

Una volta colpito il calorimetro, gli elettroni producono uno sciame elettromagnetico che coinvolge un certo numero di cristalli, detto *cluster*; la distribuzione del numero di cristalli con energia depositata maggiore di 10 MeV è mostrata in Figura 3.12 in alto a sinistra. L'energia depositata in un singolo cristallo è distribuita nell'intervallo 0-200 MeV, come si può vedere nel grafico in alto a destra della stessa Figura. Sommando l'energia depositata in ogni cristallo appartenente a un *cluster* è possibile ricostruire l'energia dell'elettrone incidente; la differenza tra l'energia generata e quella ricostruita in funzione del momento dell'elettrone è mostrato nel pannello in basso a sinistra. L'accettanza geometrica del calorimetro è riportata nel grafico in basso a destra, in cui il rapporto degli elettroni misurati dal FT rispetto a quelli generati è riportato in funzione del momento dell'elettrone e dell'angolo polare. Si considera che un elettrone sia rivelato dal calorimetro se l'energia depositata in esso è almeno il 10% dell'energia totale generata. L'accettanza risulta uniforme nella regione di interesse.

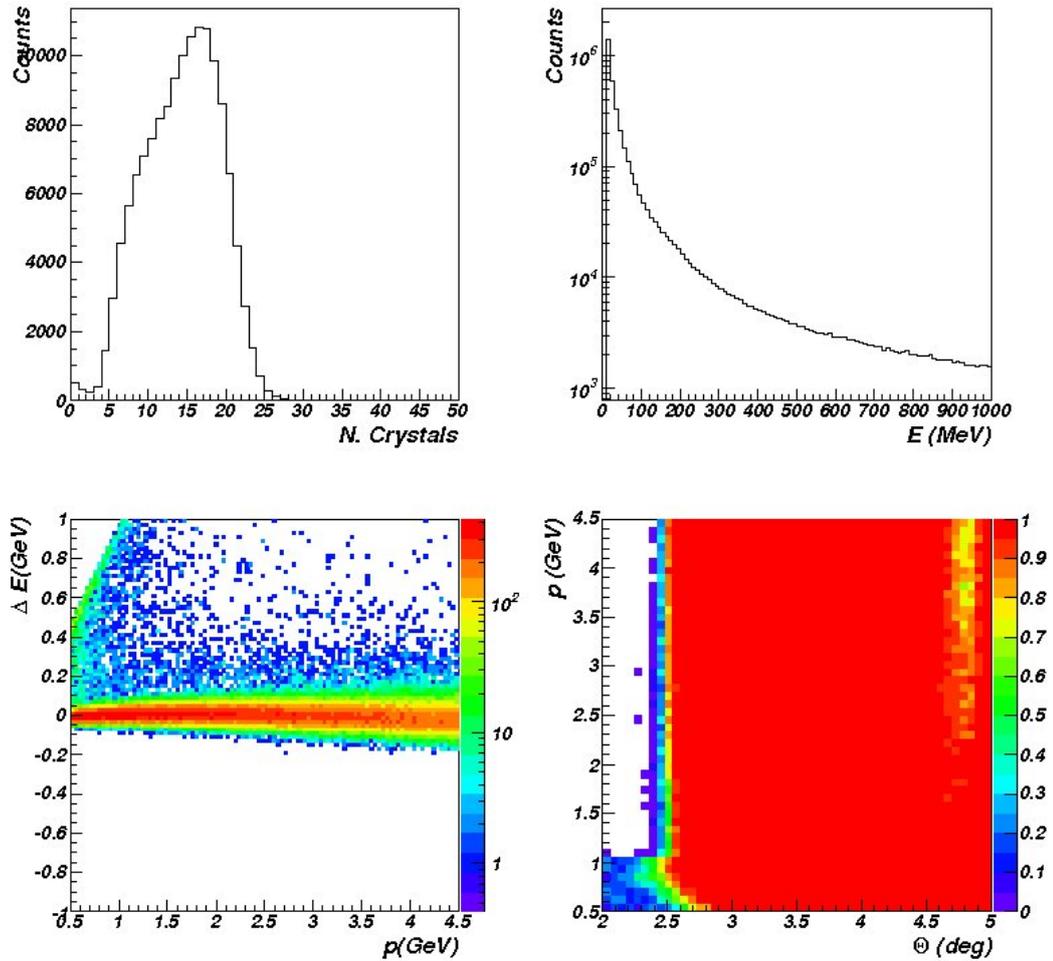


Figura 3.12: Risultati delle simulazioni GEMC per il calorimetro. In alto a sinistra: numero di cristalli con energia depositata maggiori di 10 MeV, appartenenti a un *cluster* generato da elettroni incidenti con energia tra 0.5-4.5 GeV. In alto a destra: energia depositata in un singolo cristallo. In basso a sinistra: differenza tra energia ricostruita e generata in funzione dell'impulso dell'elettrone incidente. In basso a destra: rapporto tra elettroni assorbiti e generati nei range cinematici di interesse.

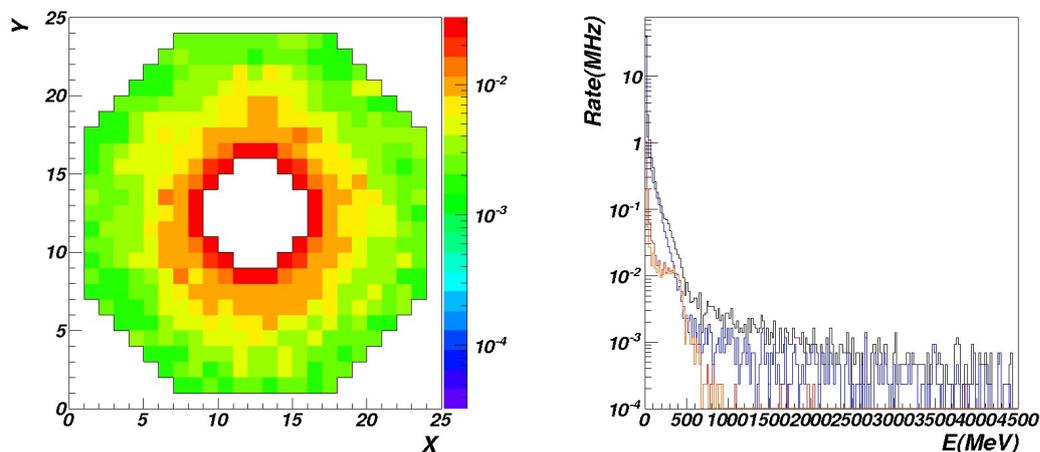


Figura 3.13: Simulazioni del fondo elettromagnetico. A sinistra: energia depositata nel calorimetro in MeV/ns. A destra: distribuzione dell'energia delle particelle entranti nel calorimetro (nero: totale, rosso: elettroni, blu: fotoni).

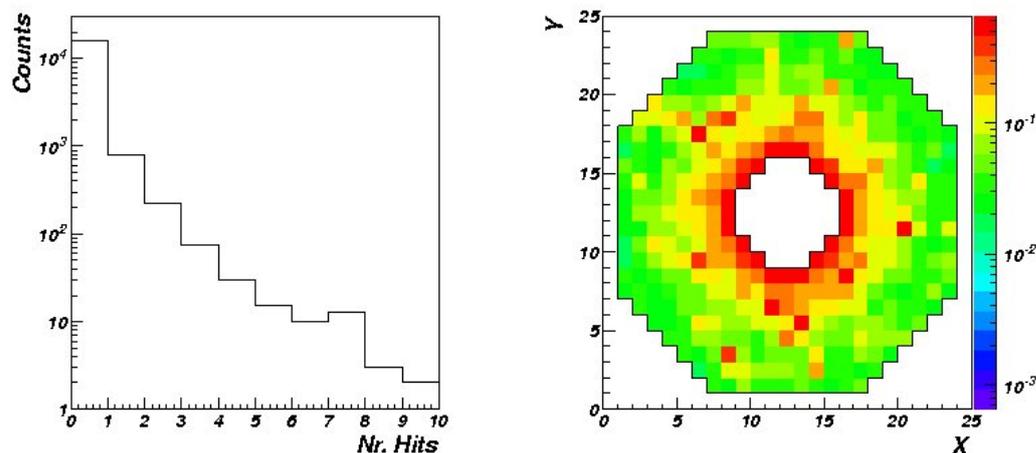


Figura 3.14: A sinistra: numero dei cristalli del calorimetro con segnale sopra la soglia di 10 MeV in una finestra temporale di 20 ns dovuto al fondo elettromagnetico corrispondente a una luminosità di $10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Destra: distribuzione dell'energia depositata nel calorimetro in 20 ns, la scala z è espressa in MeV.

3.3.2 Fondo elettromagnetico

Sono state eseguite una serie di simulazioni riguardo il fondo elettromagnetico prodotto dall'interazione degli elettroni del fascio con il bersaglio, alla luminosità nominale di CLAS12 di $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [55]. La Figura 3.13 mostra l'energia depositata nel calorimetro in MeV/ns (sinistra) e la distribuzione dell'energia delle particelle entranti nel calorimetro (destra). La deposizione di energia per ciascun cristallo è stata stimata essere meno di 0.04 MeV/ns; la maggior parte della dose è dovuta a particelle di bassa energia, come mostra il grafico a destra della Figura sopra citata. La frequenza totale di eventi è di 50 MHz, di cui solo il 10% è dovuto a particelle con energia superiore a 100 MeV. Nel range energetico di interesse ($E_{e'} = 0.5\text{-}4.5 \text{ GeV}$) il rate totale si riduce a 200 kHz. È stato altresì studiato l'effetto del fondo elettromagnetico sulla ricostruzione di eventi "buoni", considerando contributo maggiore quello in cui si ha sovrapposizione del fondo con il segnale dell'elettrone. La finestra temporale che va considerata è 3τ , con τ il tempo di risposta complessiva del cristallo. Il grafico a sinistra della Figura 3.14 mostra il numero di eventi nel calorimetro nella finestra temporale scelta, il grafico a destra la distribuzione energetica in MeV. Considerando che il segnale atteso per un evento buono coinvolge almeno 4 cristalli e che almeno uno dei cristalli coinvolti deve avere un'energia minima depositata di 100 MeV, è possibile affermare che il fondo elettromagnetico è trascurabile.

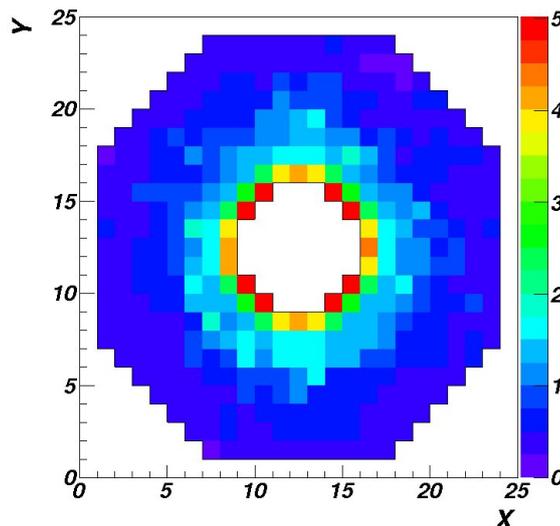


Figura 3.15: Dose di radiazione sui cristalli del calorimetro espressa in rad/ora per una luminosità di $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

3.3.3 Dose di radiazione

I risultati ottenuti dallo studio del fondo elettromagnetico sono utili per stimare la dose di radiazione che si deposita nei cristalli dell'FT. La radiazione infatti induce un deterioramento della trasmissione della luce nel cristallo a causa della comparsa di centri di colore nel reticolo cristallino; questi difetti non sono permanenti e possono essere rimossi mediante una procedura di "riscaldamento", che però risulta essere poco pratico durante la presa dati. Il deposito di energia in ogni cristallo deve essere valutato dalle simulazioni per stimare la dose per unità di tempo [55]. La dose di radiazione media è risultata meno di 1 rad/h come mostra la Figura 3.15. Il valore massimo risulta 5 rad/h a piccoli angoli di emissione, che corrisponde a 3600 rad in 30 giorni. Valori simili erano stati misurati per il calorimetro CLAS-IC [47], per il quale non si sono osservati peggioramenti significativi delle prestazioni del rivelatore.

3.4 Studio di prestazioni

Studi dettagliati delle performance del Forward Tagger sono stati effettuati per la reazione

$$\gamma p \longrightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-$$

già citata nel Capitolo 1 come canale preferenziale per la produzione dell'ibrido $\pi_1(1600)$. Questa reazione verrà misurata rivelando i tre pioni in CLAS12, l'elettrone diffuso nell'FT e ricostruendo il neutrone mediante la tecnica della massa mancante. La risoluzione sulla massa mancante e, quindi, l'efficacia della selezione di questo processo dipendono dalla risoluzione sugli impulsi e sugli angoli dei mesoni prodotti e dalla risoluzione energetica dell'FT. I fondi simulati sono quelli dovuti alla reazione $\gamma p \longrightarrow n\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0$, in cui viene prodotto un pione in più, il π^0 , che decade in due γ ; assumendo che solo i 3 pioni carichi vengano misurati, solo i risultati della cinematica possono rigettare lo stato finale. La Figura 3.16 mostra lo spettro di massa mancante dei 3 pioni per tre diverse risoluzioni del Forward Tagger:

1. la risoluzione dell'esistente calorimetro CLAS-IC $PbWO_4$ [47]

- $\sigma_P = \sqrt{0.02^2 + 0.03^2P + 0.024^2P^2}$ GeV,

2. la risoluzione proposta per l'FT

- $\sigma_P = \sqrt{0.02^2P + 0.01P^2}$ GeV,

3. la risoluzione di un generico calorimetro a sampling

- $\sigma_P = 0.2\sqrt{P}$ GeV.

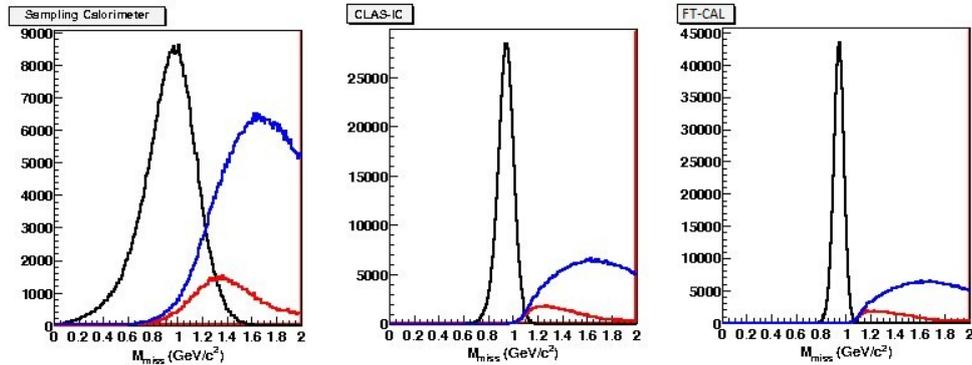


Figura 3.16: Massa mancante del sistema 3π per eventi a 3π (plot nero) e per eventi a 4π in blu e stesso caso ma con un taglio sui fotoni emessi da π^0 in rosso. Il grafico a sinistra è riferito alla risoluzione di calorimetro a sampling, il grafico al centro alla risoluzione di CLAS-IC e a destra la risoluzione proposta per l'FT.

Il plot nero corrisponde alla generazione di eventi con stato finale a 3π , i plot blu e rosso alla generazione del canale a 4π con diversi tagli cinematici. Dalla Figura risulta chiaro che la risoluzione energetica attesa (plot a destra) garantisce un'ottima discriminazione del canale a 3 pioni da quello a 4. Analoghi risultati si sono ottenuti per le altre reazioni di interesse proposte nel programma di spettroscopia mesonica.

3.5 Stato del progetto

Il rivelatore Forward Tagger è stato progettato e verrà realizzato da una collaborazione internazionale che include l'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, il CEA di Saclay, l'Università di Edinburgo, l'Ohio University, la Norfolk State University, la James Madison University e il Jefferson Laboratory con finanziamenti da parte dei diversi paesi e dalla Comunità Europea. Il Gruppo III INFN della Sezione di Genova è responsabile del coordinamento dell'intero progetto e della realizzazione del calorimetro elettromagnetico, il cui disegno tecnico dettagliato è in fase di definizione. Nei prossimi capitoli verranno illustrati la caratterizzazione delle componenti principali di questo rivelatore e la realizzazione di un suo prototipo.

Capitolo 4

Il Calorimetro del Forward Tagger

4.1 Introduzione

Dati i requisiti stringenti sulla risoluzione energetica e le limitazioni imposte dalla richiesta di compatibilità con gli elementi del rivelatore CLAS12, la progettazione del calorimetro elettromagnetico necessita di uno studio dettagliato delle sue componenti essenziali. In particolare è importante valutare le proprietà e le caratteristiche tecniche di ciascuna tipologia di cristallo e di sensore ottico disponibile ai fini di scegliere quella che meglio si adatta alle esigenze dell'FT-Cal. In questo capitolo verranno presentate le misure di caratterizzazione dei sensori e dei cristalli che compongono il calorimetro.

4.2 I sensori ottici: APD e SiPM

I fotosensori al silicio (APD e *Silicon PhotoMultipliers* o SiPM) sono ottimi candidati per la raccolta della luce proveniente dai cristalli $PbWO_4$ dell'FT-Cal: sono caratterizzati da dimensioni compatte e area attiva compatibile con le dimensioni dei cristalli, non risentono degli effetti dei campi elettromagnetici e possiedono il massimo dell'efficienza quantica [57, 58] in corrispondenza della lunghezza d'onda di massima emissione dei cristalli. Viene riportata in seguito una breve descrizione del principio di funzionamento dei due sensori.

Il fotodiodo a valanga, detto APD (*Avalanche PhotoDiode*), è un dispositivo elettronico a semiconduttore altamente sensibile che converte luce in corrente. Gli APD possono essere pensati come dei fotodiodi con uno stadio di guadagno intrinseco dovuto alla moltiplicazione a valanga della carica nella zona di deplezione. La Figura 4.1 ne illustra lo schema tipico: il fotone incidente entra nel fotodiodo attraverso lo strato di diossido di silicio, la zona n e la zona p e infine arriva nella zona di

deplezione, in cui crea coppie di elettroni e lacune libere che migrano verso il catodo e l'anodo, rispettivamente. Ponendo il diodo semiconduttore in configurazione di *reverse bias* si viene a generare una corrente proporzionale al numero di fotoni incidenti.

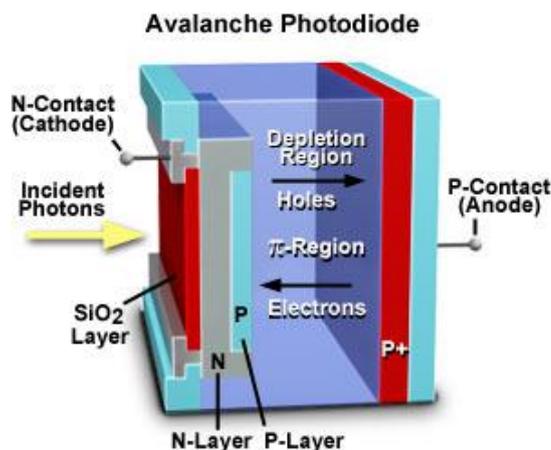


Figura 4.1: Schema di funzionamento dell'APD.

Il SiPM (*Silicon Photomultiplier*) è un dispositivo sensibile al singolo fotone costruito a partire da un array di migliaia di APD¹ che operano in regime Geiger, connessi in parallelo su un substrato di silicio. Sebbene i singoli APD lavorino in regime digitale, il SiPM è un dispositivo analogico in quanto la lettura in parallelo dei pixel rende possibile la generazione di un segnale proporzionale al numero di fotoni incidenti e con range dinamico variabile a partire dal singolo fotone. L'uso del SiPM è però limitato dalla saturazione del sensore stesso: poichè i pixel lavorano in regime Geiger, se su uno di essi incidono due o più fotoni, il segnale in uscita è lo stesso del caso di un solo fotone incidente, quindi le due situazioni risulterebbero indistinguibili e, all'aumentare della luce, il segnale tenderebbe a un limite corrispondente al numero totale di pixel.

Rispetto agli APD, i SiPM sono caratterizzati da una maggior stabilità in tensione e in temperatura e da una tensione di alimentazione più bassa (~ 70 V). Inoltre, avendo un guadagno intrinseco più elevato (10^5), hanno sensibilità al singolo fotone e possono essere accoppiati a un preamplificatore con basso guadagno (50-100). I SiPM presentano però alcuni svantaggi: risentono particolarmente del danno da radiazione dei neutroni, hanno un'area efficace minore di quella geometrica dovuta agli spazi non sensibili tra un pixel e l'altro e, come spiegato precedentemente, possono presentare problemi di saturazione. Anche gli APD presentano alcuni aspetti

¹Qui e in seguito si indicherà il singolo APD con il termine pixel.

negativi, quali la necessità di essere termostatati a causa della loro sensibilità a variazioni di temperatura, la necessità di un'elevata tensione di alimentazione (~ 400 V), ed, infine, il guadagno intrinseco più basso, dell'ordine di 10^2 che non rende possibile la rivelazione del singolo fotone e che impone l'utilizzo di stadi di preamplificazione con guadagno elevato. Nonostante ciò, il fatto che gli APD siano sensori molto conosciuti e che abbiano trovato numerose applicazioni nella realizzazione di calorimetri con ampio range dinamico, la loro resistenza alla radiazione e la miglior compatibilità tra l'area attiva e le dimensioni del cristallo hanno portato a sceglierli come fotosensori per l'FT-Cal.

4.2.1 Studio della linearità dei fotosensori

Le prime misure effettuate riguardano lo studio della linearità degli APD e dei SiPM, allo scopo di caratterizzare la loro risposta in corrente: la linearità infatti misura il rapporto tra i fotoni incidenti e le coppie elettrone-lacuna prodotte dal materiale fotosensibile ed è un parametro essenziale per un calorimetro in quanto da esso dipendono il range dinamico accessibile e la risoluzione energetica.

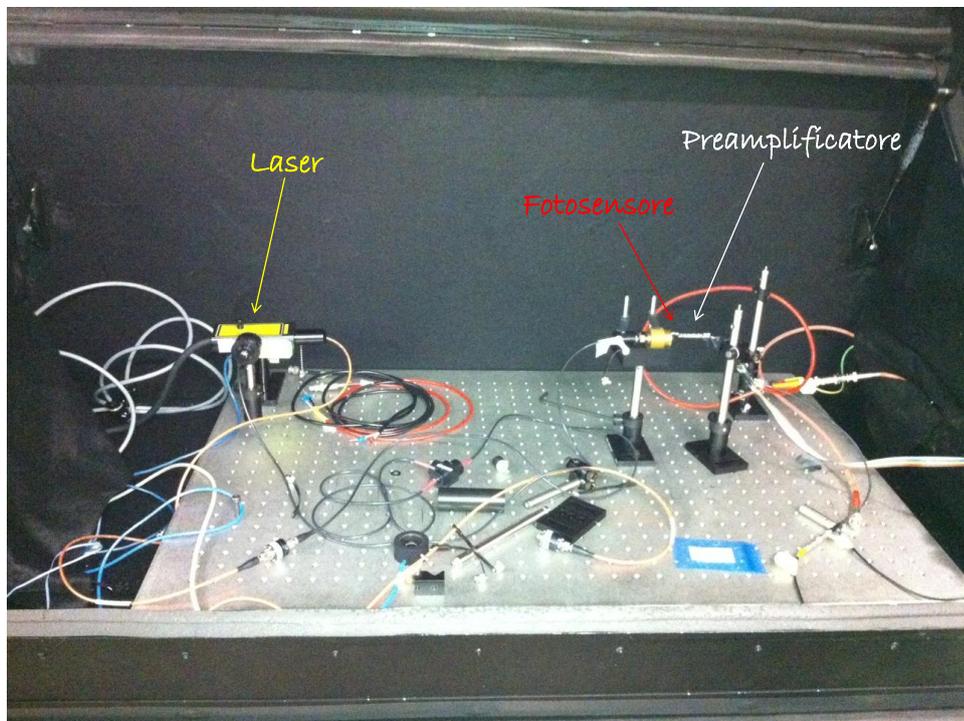


Figura 4.2: Apparato sperimentale per la misura di linearità.

Per questa misura è stato necessario utilizzare una sorgente di luce calibrata che, nel nostro caso, è il sistema laser mostrato in Figura 4.2. L'apparato sperimentale consiste in un banco ottico in cui sono stati posizionati:

- Laser Hamamatsu Photonics K.K. M 10306-06
 - potenza di picco: 63 mW
 - durata dell'impulso: 101 ps
 - lunghezza d'onda: 439 nm
- Sistema di fibre ottiche, splitter ottico e vari supporti meccanici
- Attenuatore variabile Crisel Instrument SRL BB-500-11-440-50/125-M-35-33-3-1-ND, con range tra 0 e -40 dB.

Il sistema di controllo del laser consente di regolare la potenza e la frequenza degli impulsi; esso fornisce inoltre un segnale di sincronismo che può essere utilizzato come segnale di trigger.

La luce proveniente dal laser viene inviata all'attenuatore variabile e quindi a uno splitter, le cui due uscite sono collegate ad un misuratore di potenza (Newport M 2930C), per la lettura dell'intensità, al fotosensore per mezzo di una fibra ottica. Il fotosensore ed il relativo preamplificatore vengono posizionati con opportuni supporti davanti all'estremità della fibra ottica affinché l'illuminazione sia omogenea. La misura della potenza del laser viene effettuata regolando la frequenza degli impulsi su valori elevati in modo da risultare in un valore rilevabile, mentre le misure della risposta del fotosensore vengono effettuate ad una frequenza di 1 kHz, in modo da risolvere i singoli impulsi. Regolando l'attenuatore si è verificato che il range di potenza ottenibile è : (nWatt \div μ Watt), coprendo pertanto tre ordine di grandezza. A una fissata potenza di lavoro, il segnale proveniente dal sistema fotosensore-preamplificatore viene misurato utilizzando come trigger il segnale di SYNC OUT del laser. Il segnale viene successivamente integrato per determinare la carica prodotta. Queste misure sono state effettuate utilizzando un oscilloscopio digitale Lecroy WaveRunner 6100A.

Sono stati presi in considerazione i seguenti sensori:

- Hamamatsu SiPM S10931-025P (14400 pixels)
- Hamamatsu SiPM S10985-050P (Matrice 2 \times 2 da 3600 pixels)
- Hamamatsu APD S8664-1010

accoppiati ai preamplificatori progettati dall'IPN di Orsay, opportunamente modificati a seconda del sensore utilizzato e le prestazioni richieste.

Il primo fotosensore di cui è stata studiata la risposta è il SiPM da 14400 pixel (Hamamatsu S10931-025P): questo è un sensore con superficie pari a $3 \times 3 \text{ mm}^2$, fattore di riempimento² pari al 30% ed una efficienza quantica efficace pari al 25%. Questo tipo di sensore è alla base delle matrici di SiPM, recentemente sviluppate dall'Hamamatsu e prese in considerazione per l'FT-Cal data la superficie complessiva elevata. Per verificare la stabilità del sistema intorno al valore di tensione di alimentazione nominale sono state eseguite inizialmente una serie di misure a potenza fissata: è stato così verificato che per tensioni minori il numero di pixel del SiPM eccitati diminuisce ed è stata individuata una regione di stabilità dell'ordine di 1 V sopra il valore nominale. Si è dunque deciso di impostare la tensione di alimentazione all'interno di questa regione, ad un valore di 71.8 V e si è quindi proceduto con le misure a potenza variabile. Un esempio del segnale misurato a bassa potenza è riportato nel pannello di sinistra della Figura 4.4, in cui il segnale proveniente dal SiPM e preamplificatore è in color magenta, mentre la distribuzione dell'area del segnale stesso è rappresentata dall'istogramma in giallo, espresso in $V \times s$. L'istogramma, equivalente alla distribuzione in carica del segnale, si presenta come una serie di picchi, in cui quello con valore assoluto di area più basso corrisponde al piedistallo dell'oscilloscopio mentre i successivi corrispondono all'eccitazione di uno o più pixel.

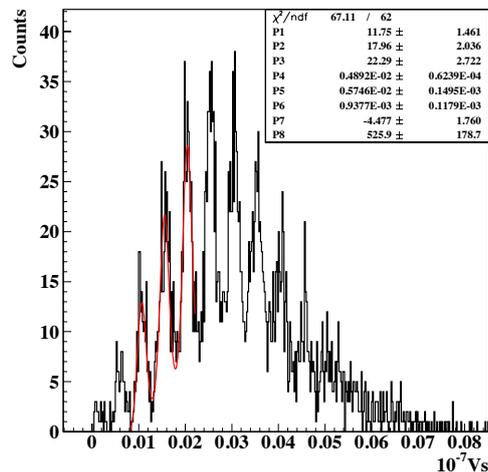


Figura 4.3: Iistogramma dell'area del segnale con fit di tre gaussiane.

²Si definisce fattore di riempimento il rapporto tra la superficie attiva del sensore e la sua superficie complessiva. Esso tiene conto degli spazi morti fra i singoli pixel che compongono il SiPM.

Per ricavare il fattore di conversione tra l'area del segnale ($V \times s$) e il numero di pixel accesi (N_{pixel}) è stata presa in considerazione una misura a bassa potenza in cui fossero ben distinti i singoli pixel. Si è eseguito un best fit dei primi tre picchi con una funzione data dalla somma di tre gaussiane con la seguente espressione analitica:

$$\begin{aligned} P1 & * e^{\frac{-(x-P4-P5)^2}{2*P6^2}} + P2 * e^{\frac{-(x-2*P4-P5)^2}{2*P6^2}} \\ +P3 & * e^{\frac{-(x-3*P4-P5)^2}{2*P6^2}} + P7 \\ +x & * P8 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Un esempio di tale analisi è riportato in Figura 4.3. Il parametro di maggior rilievo è $P4$, che rappresenta la distanza tra due picchi o equivalentemente la posizione assoluta del primo picco. $P4$ è dunque il fattore di conversione dalla scala delle aree del segnale ($V \times s$) a quella del numero di pixel accesi (N_{pixel}).

Utilizzando il fattore di conversione così determinato, si è proceduto all'analisi degli istogrammi del numero di pixel del fotosensore accesi al variare della potenza di illuminazione. Per ogni punto di misura si è estratto il valore medio e la larghezza della distribuzione attraverso un best fit. Si nota come a basse potenze, quindi a piccoli valori di pixel accesi, la distribuzione può essere descritta dalla convoluzione di una distribuzione poissoniana con una funzione gaussiana che rappresenta la risposta del fotosensore al singolo pixel (si veda Figura 4.4). A potenze più alte, quindi valori più grandi di pixel, non è più possibile risolvere i singoli pixel e la distribuzione può essere semplicemente descritta con una funzione gaussiana (si veda Figura 4.5).

Il risultato finale del numero di pixel eccitati al variare della potenza del laser è mostrato nella Figura 4.6: le misure seguono un andamento lineare. È stato verificato che per i dati fittati con la funzione gaussiana, il valore medio di pixel estratto è compatibile a meno del 10% con il numero che si ottiene assumendo che il rapporto tra la sigma ed il valore medio della gaussiana stessa siano pari a $1/\sqrt{N}$, come atteso per un processo stocastico. La deviazione di alcuni punti, specialmente ad alta potenza, dalla retta di fit è stata stimata dell'ordine del 10% e può essere attribuita ad effetti sistematici delle misure effettuate. Non è stato possibile lavorare a potenze maggiori del μW a causa della saturazione del preamplificatore. Alla potenza massima di $1\mu W$ sono stati ottenuti circa 500 pixel che, tenendo conto dell'efficienza quantica del SiPM del 25%, corrispondono a 2000 fotoni ottici incidenti. Si conclude quindi che, nel range studiato pari a 0-2000 fotoni incidenti, non vi sono evidenti deviazioni dal regime di linearità.

La stessa analisi è stata effettuata per la matrice di SiPM Hamamatsu S10985-050P. Questa è una matrice di 2×2 SiPM, ciascuno caratterizzato da 3600 pixel di $50 \times 50 \mu m^2$ e da superficie pari a $3 \times 3 mm^2$. Per effettuare misure confrontabili alle precedenti, si è deciso di puntare la luce su un'unica cella, la sola ad essere stata

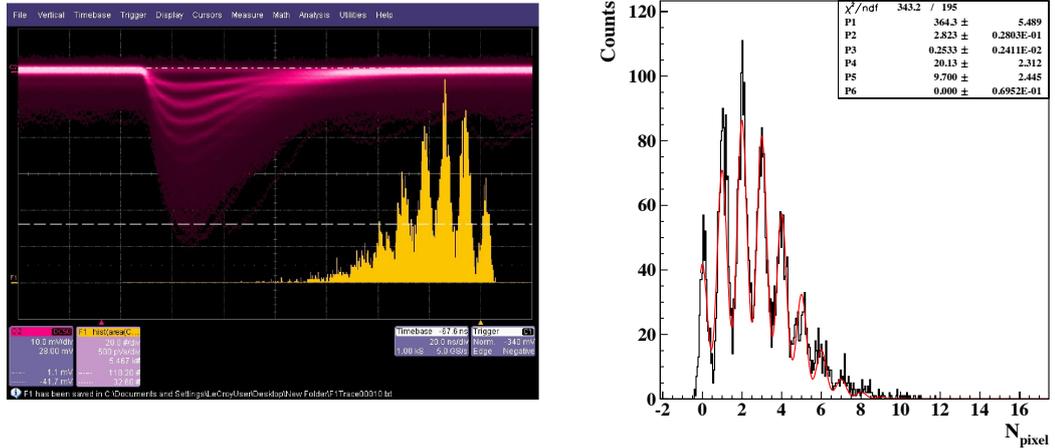


Figura 4.4: Misura a 5 nW: a sinistra il segnale osservato sull'oscilloscopio, a destra istogramma della carica con fit descritto dalla convoluzione di una distribuzione poissoniana con una distribuzione gaussiana.

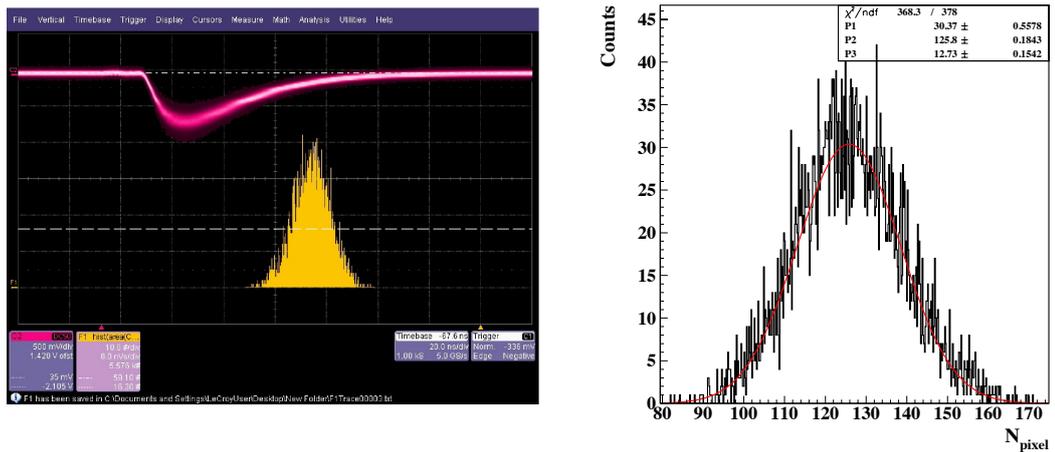


Figura 4.5: Misura a 300 nW: a sinistra il segnale osservato sull'oscilloscopio, a destra istogramma della carica con fit gaussiano.

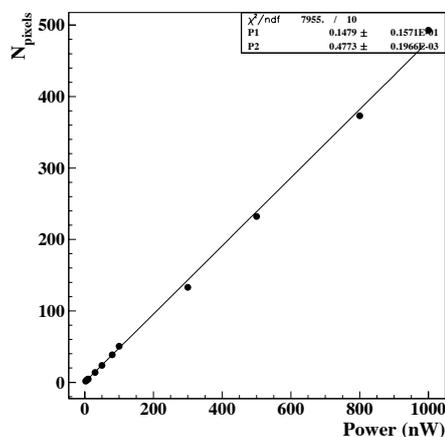


Figura 4.6: Numero di pixel accesi in funzione della potenza del laser, nel caso del SiPM da 14400 pixel (Hamamatsu S10931-025P).

alimentata. Il risultato della misura è riportato in Figura 4.7. Anche in questo caso la risposta del sensore è risultata essere lineare nel range studiato che, come nel caso precedente, è stato limitato dalla saturazione del preamplificatore. La deviazione dei punti ad alta potenza dalla retta di fit è stata stimata dell'ordine del 5% ed è imputabile ad effetti sistematici delle misure.

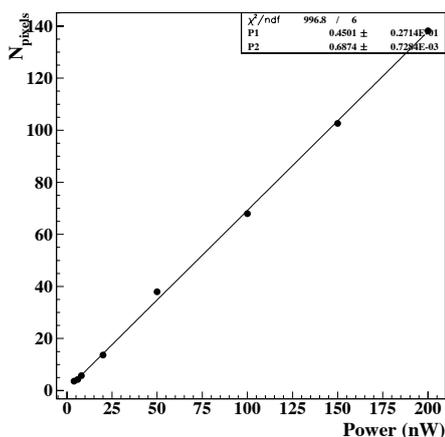


Figura 4.7: Numero di pixel accesi in funzione della potenza del laser, nel caso della matrice di SiPM Hamamatsu S10985-050P.

Infine è stata misurata la risposta dell'APD (Hamamatsu S8664-1010). La tensione di alimentazione è stata fissata a 390 V, in modo da ottenere un guadagno intrinseco dell'ordine di 150. Come verrà illustrato nel Paragrafo 4.2.3, queste condizioni di guadagno corrispondono alle condizioni ottimali in termine di rapporto segnale-rumore considerato il preamplificatore in uso. Con l'utilizzo dell'attenuatore è stato possibile variare la potenza del laser da 50nW fino a 22 μ W. Un esempio del segnale a bassa intensità visualizzato sull'oscilloscopio e riportato nella Figura 4.8 a sinistra. L'istogramma della carica, di cui un esempio è riportato in Figura 4.8 a destra, si presenta come la somma di due gaussiane in cui quella dominante è dovuta alle fluttuazioni del numero di coppie elettrone-lacuna misurate mentre quella più bassa e larga è dovuta a rumore ad alta frequenza che condiziona la risposta del preamplificatore. Per ogni valore di potenza, è stato quindi effettuato un best fit con la somma di due gaussiane e sono stati quindi analizzati i parametri estratti, in particolare la media M e la sigma σ_M per la gaussiana più stretta. Come mostra la Figura 4.9 a sinistra, i valori delle medie così ottenuti sono lineari rispetto alla potenza incidente.

Come accennato precedentemente, in questo caso non è possibile misurare il segnale corrispondente al singolo fotone e quindi estrarre direttamente il fattore di conversione fra il numero di coppie elettrone-lacuna e la carica. Questo fattore è stato quindi stimato analizzando le distribuzioni di carica misurate per ogni valore di potenza ed estraendo il numero N di coppie e-h, assumendo che $\sigma_M/M = 1/\sqrt{N}$. L'andamento del numero di coppie così estratto in funzione della potenza del laser è mostrato in Figura 4.9 a destra. Anche per questa tipologia di sensore si può concludere che la risposta nel range studiato da circa 50 a circa 6000 fotoni incidenti è lineare. L'ampiezza degli errori, in questo caso, è dovuta al metodo di estrazione del numero di coppie elettrone-lacuna misurate e al contributo del rumore introdotto dal preamplificatore che domina per potenze elevate.

4.2.2 Misure di guadagno dell'APD

Una volta deciso di usare l'APD come sensore ottico per l'FT-Cal, si è proceduto a caratterizzare la dipendenza del guadagno dalla tensione di polarizzazione e dalle temperatura. Per misurare il guadagno assoluto dell'APD a tensione di alimentazione fissata è necessaria una sorgente di luce continua con uno spettro di emissione simile a quello dei cristalli $PbWO_4$. Nel caso specifico è stato utilizzato un LED (Light Emitting Diode) blu con spettro di emissione tra 450-500 nm, la cui stabilità si è verificato essere entro l'1%. Il guadagno dell'APD ad una tensione di polarizzazione V può essere determinato come:

$$G(V) = \frac{I_{on}(V) - I_{off}(V)}{I_{on}(G = 1) - I_{off}(G = 1)} \quad (4.2)$$

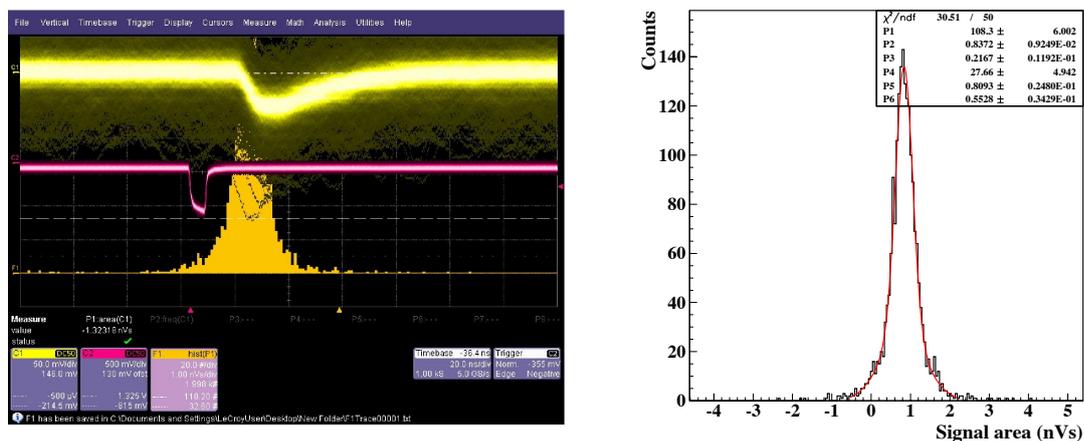


Figura 4.8: Misura a potenza di 50 nW. A sinistra: segnale APD e preamplificatore in giallo chiaro, segnale di trigger dl laser in magenta, istogramma dell'area del segnale in giallo scuro. A destra: Istogramma della carica con fit a doppia gaussiana.

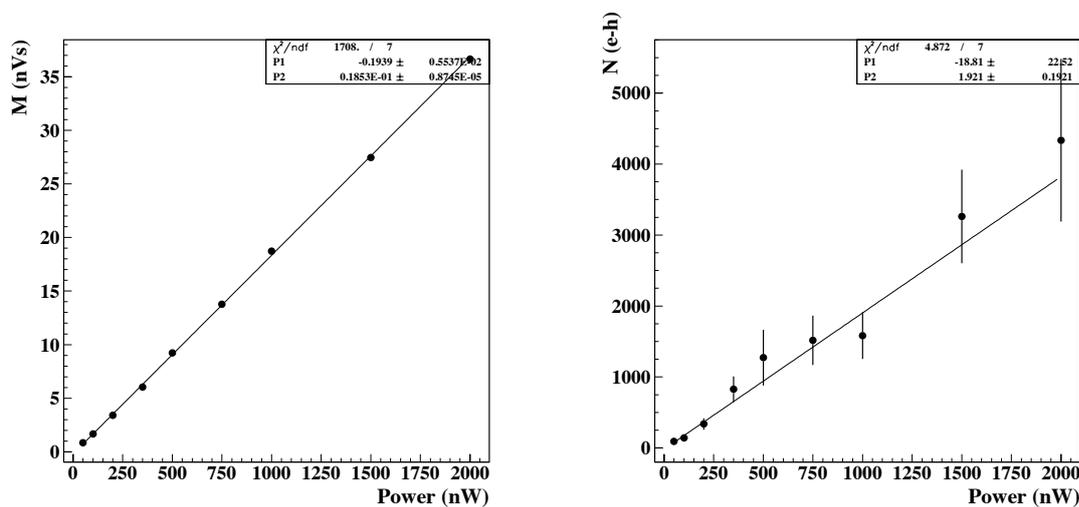


Figura 4.9: A sinistra: valori medi M delle distribuzioni gaussiane in funzione della potenza del laser. A destra: numero medio di coppie elettrone-lacuna in funzione della potenza del laser.

dove $I_{on}(G=1)$ e $I_{off}(G=1)$ sono rispettivamente il valore di corrente in presenza di luce incidente e il valore di corrente di buio nel caso di guadagno pari a 1, ovvero nel caso in cui non si innesca la valanga. $I_{on}(V)$ e $I_{off}(V)$ sono le stesse correnti misurate alla tensione di polarizzazione prescelta. Questi parametri possono essere determinati utilizzando il circuito mostrato nella Figura 4.10.

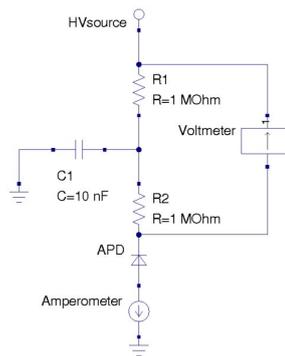


Figura 4.10: Circuito elettrico per la misura del guadagno dell'APD.

L'APD viene alimentato con l'alta tensione e la corrente che scorre al suo interno misurata nelle diverse condizioni di illuminazione da un amperometro collegato in serie. La tensione ai capi dell'APD è determinata dalla differenza $V=V_0 - \Delta V$, tra il valore di tensione impostato V_0 e la caduta di tensioni ai capi delle resistenze a monte dell'APD ΔV . Non è possibile misurare direttamente la caduta di tensione ai capi dell'APD in quanto la resistenza interna di un voltmetro è minore di quella del sensore, che può raggiungere ordini di 10^{11} - $10^{12} \Omega$. La misura è stata effettuata inserendo il sensore e il LED in un apposito contenitore chiuso, a temperatura costante, mantenuta da un circuito di raffreddamento esterno. Al variare della tensione di alimentazione è stata quindi misurata la corrente che scorre nell'APD con il LED acceso (I_{on}), e la corrente di buio a LED spento (I_{off}). La Figura 4.11 mostra i risultati di tali misure. Si osserva che è possibile ricavare i valori di $I_{on}(G=1)$ e $I_{off}(G=1)$ direttamente dalla Figura 4.11: essi infatti corrispondono al valore di corrente per tensioni tra 1 e 100 V in cui non vi è una variazione significativa delle correnti I_{on} e I_{off} . Le misure sono state ripetute a diverse temperature di lavoro fra 18°C e -18°C . Interpolando i dati ottenuti è possibile ricavare l'andamento del guadagno dell'APD in funzione della temperatura e della tensione di alimentazione. Il relativo grafico è riportato in Figura 4.12: si osserva come il guadagno del sensore dipenda dalla combinazione lineare delle due grandezze. Eseguendo un fit lineare è possibile quindi ricavare separatamente i coefficienti che descrivono le variazioni del guadagno per variazioni di temperatura e di tensione, necessari per ottimizzare le condizioni di lavoro. Questi fattori, per valori di guadagno pari a 150 e temperatura

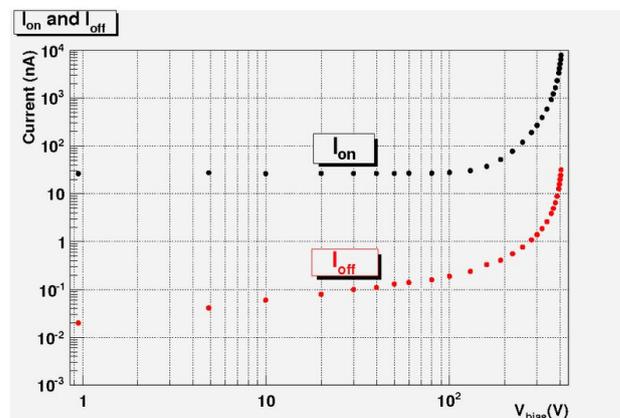


Figura 4.11: Valori di corrente misurata in funzione della tensione di alimentazione dell'APD: in nero la corrente indotta da un LED, in rosso la corrente di buio.

di 18°C sono risultati essere pari a:

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial V} = 3.9\%[V^{-1}]$$

$$\frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial T} = 3.3\%[K^{-1}]$$

Le misure di guadagno sono state effettuate sistematicamente sui fotosensori utilizzati per la realizzazione del prototipo dell'FT-Cal, descritto nel prossimo capitolo, rilevando una uniformità di comportamento entro lo 0.3%.

4.2.3 Misure di risoluzione dell'APD

È stata infine misurata la risposta dell'APD alla luce emessa da uno YAP, una sorgente di fotoni costituita da uno scintillatore inorganico di piccolo volume su cui è applicato uno strato di Americio 241. Questo dispositivo è equivalente ad una sorgente di fotoni di intensità fissata ad una frequenza di 20 Hz. La misura è stata effettuata al variare della tensione di alimentazione dell'APD allo scopo di verificarne il comportamento e determinarne la risoluzione in funzione del guadagno. Durante le misure, la temperatura è stata controllata per mezzo di una termocoppia, registrando variazioni da 27°C a 30°C.

Essendo la tensione nominale dell'APD utilizzato pari a 377.2 V, si è deciso di variare la tensione di alimentazione tra 350 V e 418 V. Al di sopra di questo valore l'APD non è più in regime proporzionale ma inizia ad evidenziare fenomeni di scarica. Per ogni misura è stata registrata la distribuzione di carica associata al segnale della

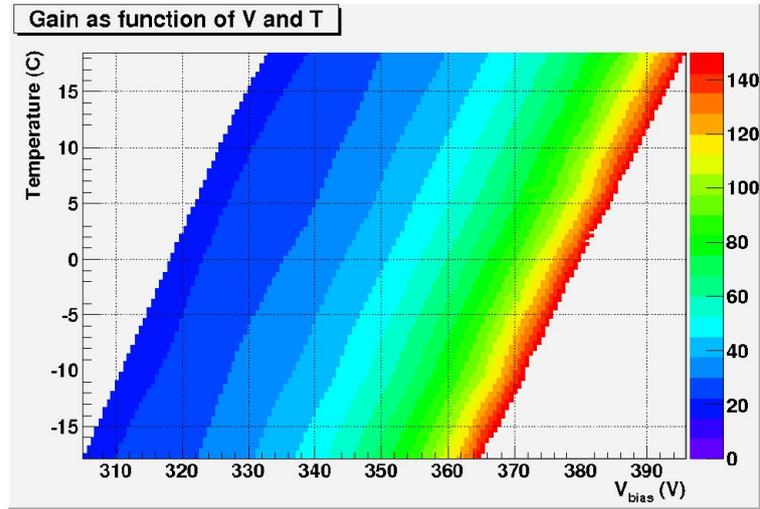


Figura 4.12: Guadagno APD in funzione della temperatura e della tensione di alimentazione.

sorgente e quella del rumore dovuto al sensore e al preamplificatore. Il grafico in alto della Figura 4.13 mostra il valore di carica medio misurato, il grafico in basso la risoluzione in carica e il grafico in alto della Figura 4.14 il paragone tra le fluttuazioni del segnale e quelle del rumore al variare della tensione di polarizzazione dell'APD.

La risoluzione sulla misura del segnale σ_Q/Q diminuisce al crescere della tensione di polarizzazione raggiungendo un minimo per una tensione dell'ordine di 405 V a cui corrisponde un guadagno dell'ordine di 150. Questo andamento è dovuto al rumore del preamplificatore che contribuisce alla risoluzione del segnale con un termine costante che diventa trascurabile all'aumentare del guadagno del sensore. Al di sopra del punto con guadagno 150, la risoluzione tende a peggiorare a causa di inhomogeneità della regione di deplezione in cui avviene il processo di valanga, che induce un aumento del rumore intrinseco dell'APD. Questo comportamento, già osservato precedentemente [29], viene usualmente descritto con l'introduzione di un fattore F , detto *Excess Noise Factor*, che dipende linearmente dal guadagno del sensore e contribuisce alla risoluzione come:

$$\frac{\sigma_Q}{Q} = \frac{1}{\sqrt{Q}} \times \sqrt{F(Q)} \quad (4.3)$$

La risoluzione intrinseca dell'APD può essere determinata sottraendo alla risoluzione in carica del segnale il contributo di rumore del preamplificatore. Questo è mostrato dai punti verdi nel grafico in basso della Figura 4.14.

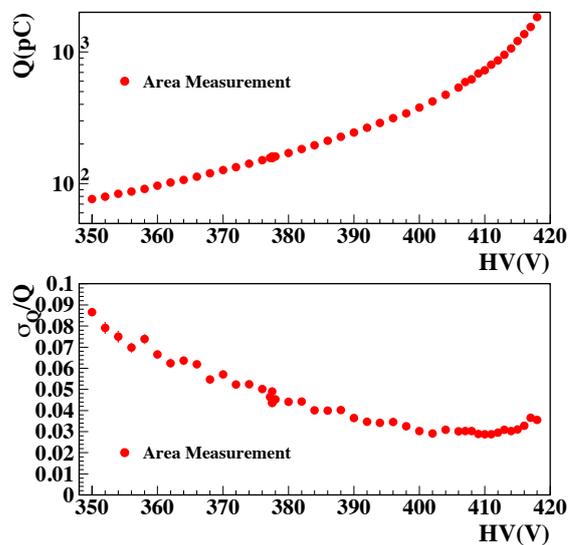


Figura 4.13: In alto: carica misurata dall'APD in funzione della tensione di alimentazione. In basso: la risoluzione in carica.

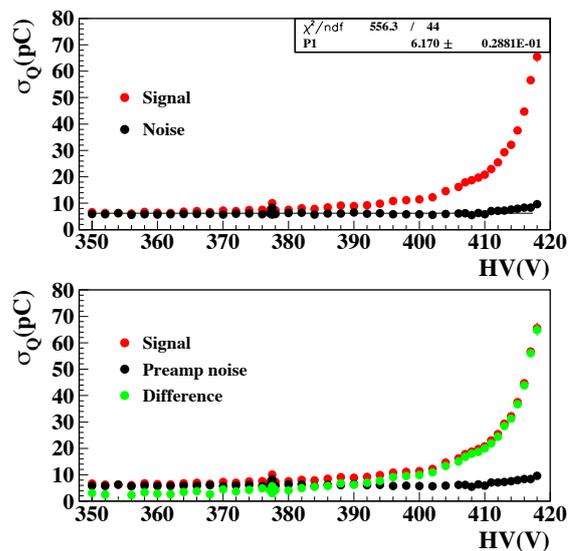


Figura 4.14: In alto: confronto tra la risoluzione in carica e la risoluzione dovuta al rumore. In basso: risoluzione intrinseca dell'APD (plot verde).

In conclusione, è stato verificato che per tensioni al di sotto di 405 V, quindi per guadagni inferiori a 150, la risoluzione in carica è dominata dalle fluttuazioni del rumore del preamplificatore, mentre al di sopra di 405 V domina il rumore intrinseco dell'APD. La condizione di lavoro ottimale è quindi quella di guadagno pari a 150.

4.3 I cristalli

Un primo campione di cristalli di $PbWO_4$ -II è stato acquistato dalla BTCP per effettuare le prime misure di caratterizzazione. I parametri dei cristalli che devono essere verificati sono:

- le dimensioni, che dovranno essere in accordo con la tolleranza richiesta di 200 μm ,
- il Light Yield, ovvero la luce emessa dallo scintillatore per unità di energia depositata³,
- l'uniformità di emissione di luce, ovvero la variazione del valore di Light Yield lungo la dimensione longitudinale del cristallo,
- la cinematica della scintillazione, che descrive il numero di fotoni ottici emessi dal cristallo in funzione del tempo. I parametri di interesse sono i tempi di decadimento dell'emissione e le relative ampiezze,
- la trasmissione di luce. Generalmente vengono misurate:
 1. la trasmissione trasversale lungo l'asse del cristallo per valutare la sua uniformità,
 2. la trasmissione longitudinale, da cui è possibile determinare la lunghezza di attenuazione della luce,
- la resistenza alla radiazione, determinata misurando le proprietà ottiche del cristallo prima e dopo l'irraggiamento con una dose prestabilita.

³Poiché il Light Yield viene determinato misurando la luce prodotta con un opportuno fotosensore (per esempio un fotomoltiplicatore), il parametro che verrà riportato in seguito non corrisponde al Light Yield intrinseco dello scintillatore bensì allo stesso moltiplicato per l'efficienza di trasmissione della luce e l'efficienza quantica del sensore e verrà espresso in fotoelettroni/MeV.

4.3.1 Misure di caratterizzazione presso ACCOS al CERN

Una prima serie di misure sui cristalli è stata effettuata presso la Facility ACCOS (Automatic Crystal quality Control System) del CERN, determinando in particolare le dimensioni geometriche, la trasmissione ottica longitudinale e trasversale e il valore di Light Yield relativo. Il sistema ACCOS è stato sviluppato per il test dei cristalli di $PbWO_4$ -I con cui è stato realizzato il calorimetro elettromagnetico dell'esperienza CMS. Dato l'elevato numero di cristalli utilizzati (~ 70000), la Collaborazione CMS decise di realizzare un sistema per il test semi-automatico dei cristalli in modo da ridurre il tempo e la manodopera richiesti. La macchina ACCOS, mostrata in Figura 4.15, è costituita da una piattaforma circolare girevole su cui sono stati installati 30 supporti in grado di sostenere orizzontalmente i cristalli.

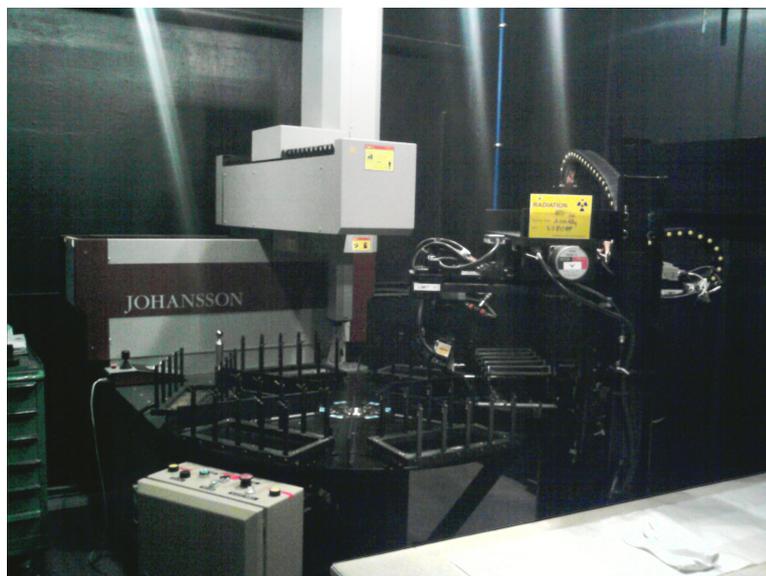


Figura 4.15: La macchina ACCOS.

Intorno alla piattaforma sono installati due diversi dispositivi, il primo per la misura delle dimensioni dei cristalli e il secondo per misure di trasmissioni e Light Yield.

Il primo di questi è dotato di un sensore in grado di misurare la posizione di diversi punti della superficie del cristallo, da cui ricostruire in 3D il volume e le dimensioni effettive del cristallo. Dai dati sperimentali è emerso che le dimensioni dei 9 cristalli a nostra disposizione sono più piccole rispetto ai valori nominali ($15 \times 15 \times 200$ mm) con discrepanze sulla lunghezza di $100 \mu\text{m}$ e sulle dimensioni trasversali di $200 \mu\text{m}$. Questo è imputabile al particolare processo usato per tagliare e lucidare i cristalli. Le dimensioni misurate sono comunque compatibili con quelle attese entro le specifiche.

Per le misure di trasmissione ottica, longitudinale e trasversale, il secondo dispositivo è dotato di uno spettrometro a doppio fascio, composto da una lampada alogena da 20 W, un sistema di collimatori a lente e un fotodiodo per la raccolta della luce. Per ogni misura è possibile impostare 11 diverse lunghezze d'onda con l'uso di filtri d'interferenza. Nel caso della trasmissione trasversale, le misure sono state effettuate in 10 punti lungo l'asse del cristallo. La Figura 4.16 mostra i valori di trasmissione longitudinale in funzione della lunghezza d'onda incidente per tutti i 9 cristalli. La trasmissione longitudinale è caratterizzata da una rapida salita intorno ai 350 nm e da un plateau al 75% nella regione tra 400 e 700 nm.

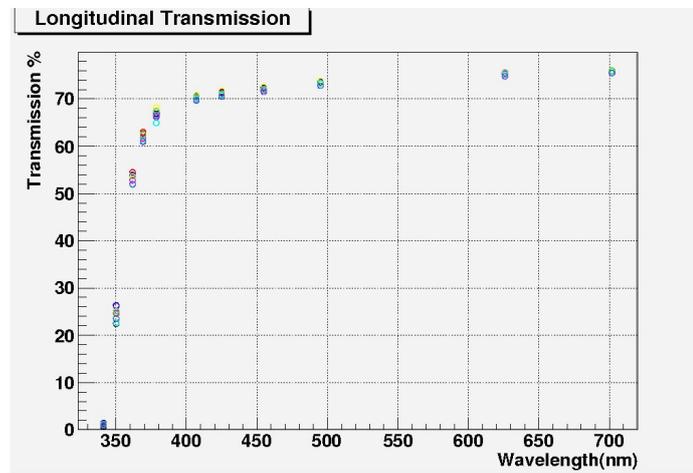


Figura 4.16: Trasmissione longitudinale in funzione della lunghezza d'onda incidente per i diversi cristalli.

Allo scopo di definire delle specifiche quantitative sull'andamento della trasmissione longitudinale [46] è stato ricavato il valore di trasmissione longitudinale in corrispondenza di $\lambda = 360$ nm, 420 nm, 620 nm tramite interpolazione dei dati sperimentali, imponendo che tali valori siano rispettivamente maggiori di 35%, 60%, 70%. La Tabella 4.1 riporta i risultati ottenuti: è possibile verificare che i cristalli soddisfano questi requisiti.

Lunghezza d'onda	Range (min-max) (%)	Media (%)	RMS (%)
360 nm	47.5-50.5	48.8	0.9
420 nm	70.5-71.5	70.9	0.4
620 nm	74.6-75.6	75.2	0.2

Tabella 4.1: Trasmissione longitudinale per tre diverse lunghezze d'onda incidenti.

La valutazione quantitativa dell'uniformità della trasmissione trasversale è stata ottenuta confrontando le misure effettuate nei 10 punti lungo l'asse del cristallo e confrontando i valori di lunghezza d'onda λ per cui è stata misurata una trasmissione del 50%. Seguendo le specifiche scelte per la caratterizzazione di cristalli dello stesso materiale [46], si considera l'uniformità adeguata se la distribuzione di lunghezze d'onda così ottenuta presenta un RMS inferiore a 3 nm. Come riportato in Tabella 4.2 tutti i cristalli rientrano in questa specifica.

N° cristallo	Lunghezza d'onda media (nm)	RMS (nm)
1	344.6	0.2
2	345.1	0.3
3	346.5	0.4
4	344.0	0.1
5	345.0	0.7
6	344.1	0.1
7	347.3	0.3
8	344.6	0.9
9	345	1

Tabella 4.2: Valori medi e RMS delle distribuzioni di lunghezze d'onda corrispondenti alla trasmissione trasversale di 50%.

Per misurare il valore di Light Yield dei cristalli è stato utilizzato il metodo “start-stop” con una sorgente di ^{22}Na . Come illustrato nella Figura 4.17, uno dei due fotoni emessi con energia pari a 0.511 MeV viene rivelato da un piccolo cristallo di BaF_2 e produce il segnale di start, mentre il secondo fotone viene rivelato dal cristallo di PbWO_4 che genera il segnale di stop. Il cristallo di PbWO_4 viene letto da un

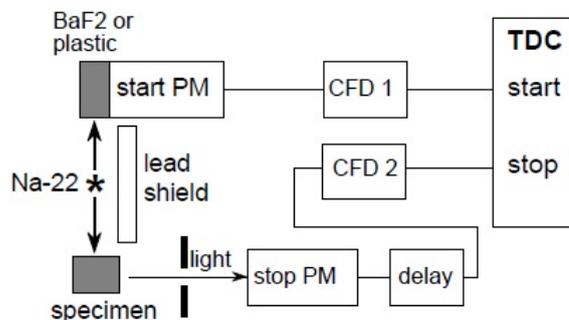


Figura 4.17: Metodo “start-stop” utilizzato per la misura del Light Yield.

fototubo inserendo un collimatore che riduce sotto l'unità il numero medio di fotoni ottici che raggiunge il fotocatodo. In questo modo la distribuzione delle differenze temporali fra il segnale di start ed il segnale di stop rappresenta la probabilità di emissione di un fotone in funzione del tempo. Lo spettro temporale dei fotoni viene quindi integrato in un intervallo di 100 ns ottenendo il Light Yield relativo. Le misure sono state effettuate in 18 punti lungo l'asse del cristallo. La Figura 4.18 riporta i valori medi di Light Yield relativo per i 9 cristalli. Da questo grafico si può osservare che tutti i cristalli, tranne il numero 4, presentano valori di Light Yield paragonabili entro un 10%. La Figura 4.19 riporta il grafico dei valori di Light Yield relativo

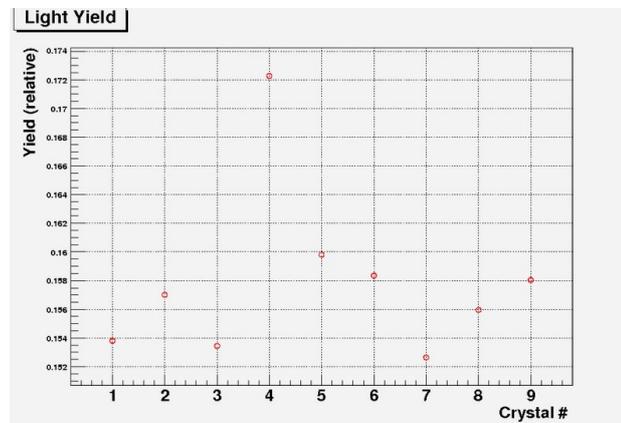


Figura 4.18: Light Yield relativo per i nove cristalli.

dei 9 cristalli nei diversi punti di misura lungo l'asse. I valori risultano compatibili entro l'8-10% tranne per le estremità del cristallo dove la misura risente di effetti sistematici dovuti alla geometria dell'apparato. Nuovamente i valori riportati per il cristallo n°4 si discostano dagli altri, come nell'analisi precedente.

4.3.2 Misure di Light Yield assoluto presso B3 al CERN

Per misurare il valore assoluto del Light Yield è stata utilizzata la macchina Bench3 (B3) presso il CERN. Essa permette di misurare tale valore sottoponendo il cristallo $PbWO_4$ alla radiazione di una sorgente, nel caso specifico ^{60}Co . Come si può vedere dalla Figura 4.20, il cristallo viene inserito in una struttura di rame che lo sostiene in posizione verticale e fornisce la necessaria termostatazione. Tutti i lati del cristallo vengono coperti da un rivestimento in materiale diffusore bianco (TYVEC), tranne la base inferiore che viene accoppiata con un'opportuna colla ottica (indice di rifrazione $n \sim 1.5$) a un fotomoltiplicatore PMT XP2262B Photonis per la raccolta del segnale. È possibile muovere la sorgente lungo l'asse del cristallo con l'uso di un motore a step, in modo da poter effettuare le misure di Light Yield in diversi

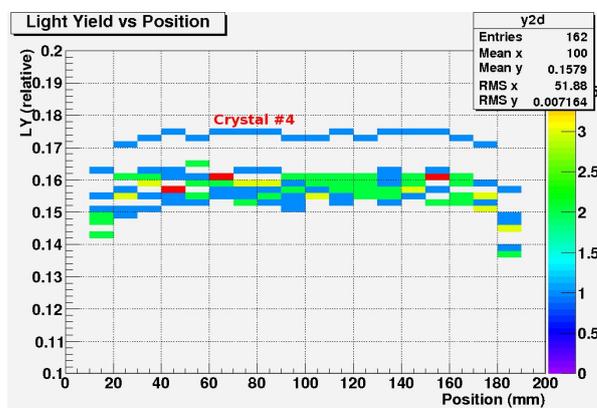


Figura 4.19: Light Yield relativo in funzione della posizione di misura lungo l'asse.

punti lungo la sua dimensione longitudinale; nel caso particolare le misure sono state effettuate in 17 punti lungo il lato del cristallo a una distanza tra loro di 10 mm. Un sistema di raffreddamento collegato al supporto in rame mantiene il cristallo alla temperatura costante di 18°C. La Figura 4.21 mostra il processo di acquisizione del segnale: quando il PMT genera un segnale sopra la soglia di discriminazione, viene generato un segnale digitale o *gate* di durata pari a 150 ns. Durante questo tempo il segnale analogico del PMT viene integrato da un modulo QVT il cui segnale in uscita viene digitalizzato da un ADC a 10 bit. Segnali casuali di trigger, prodotti da un generatore di impulsi, vengono sommati a quelli provenienti dal PMT per misurare il piedistallo del sistema. I segnali digitalizzati vengono raccolti in uno spettro che quindi presenta tre picchi: il piedistallo, il singolo fotoelettrone e il picco di emissione del ^{60}Co . La Figura 4.22 mostra un esempio di spettro misurato. La sorgente radioattiva usata emette fotoni a due differenti energie: 1.17 MeV e 1.33 MeV. Vista la scarsa quantità di luce prodotta dal cristallo, i due picchi non appaiono separati come ci si attenderebbe. Per questo motivo lo spettro mostra un'unica struttura. Il piedistallo rappresenta il livello di energia zero e viene utilizzato per determinare l'origine della scala energetica della misura; la larghezza del piedistallo dipende invece dal rumore dell'elettronica. Il picco di singolo fotoelettrone corrisponde all'emissione termica di un elettrone dal fotocatodo del PMT. La differenza tra la posizione del piedistallo e del singolo fotoelettrone è il numero di canali ADC equivalenti all'energia del singolo fotoelettrone, quindi può essere utilizzata per calibrare la scala dei canali ADC in numero di fotoelettroni. Questa calibrazione è stata effettuata eseguendo un fit con la somma di due gaussiane e definendo il fattore di conversione come la differenza della posizione del picco di singolo fotoelettrone e del piedistallo. La Figura 4.23 riporta un esempio di tale analisi. Per ricavare il numero di fotoelettroni a cui corrisponde il picco del ^{60}Co , è stato effettuato un

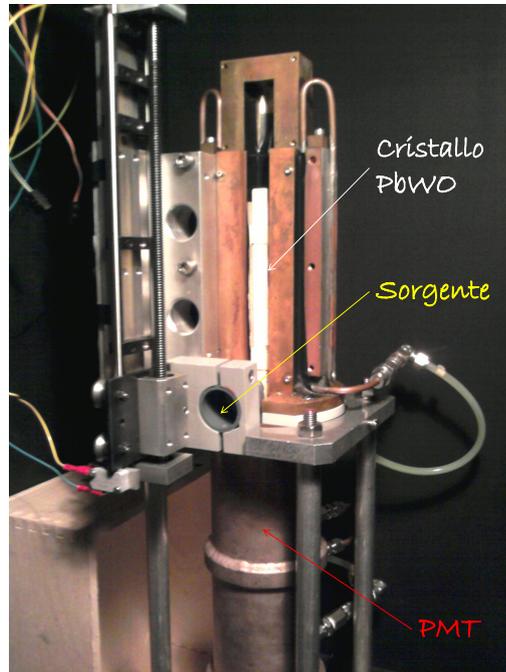


Figura 4.20: La macchina B3 per la misura di Light Yield assoluto.

fit dello spettro nella regione del picco, composto dalla somma di un esponenziale e una gaussiana, come mostra la Figura 4.24. Utilizzando il fattore di conversione sopra definito, è stato quindi ricavato il numero medio di fotoelettroni corrispondenti all'emissione della sorgente, che normalizzato al valore medio fra i due picchi di emissione del ^{60}Co , ha fornito il valore di Light Yield. La Figura 4.25 mostra i valori di Light Yield dei 9 cristalli misurati a metà lunghezza.

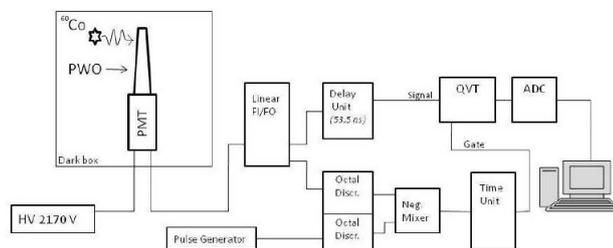


Figura 4.21: Il processo di acquisizione del segnale della macchina B3.

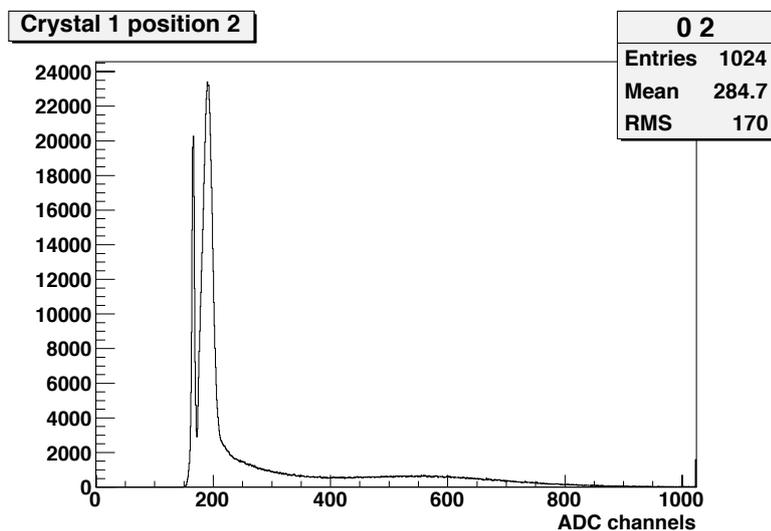


Figura 4.22: Spettro energetico misurato con la macchina B3.

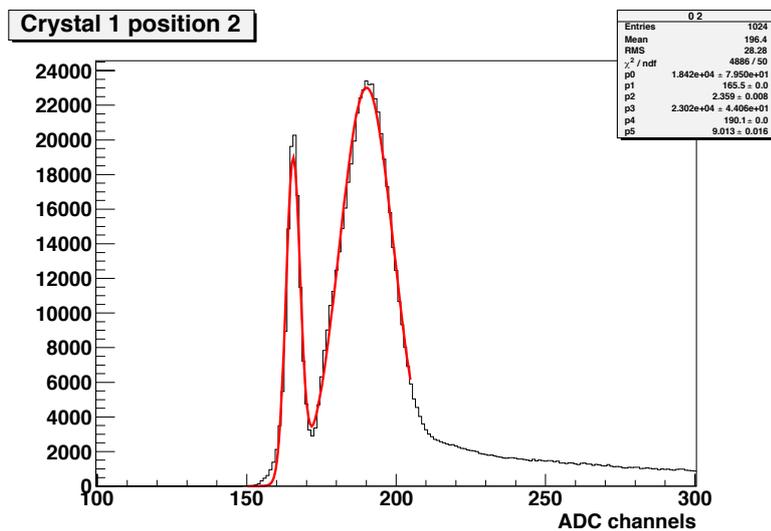


Figura 4.23: Particolare del piedistallo e il picco del singolo fotoelettrone: le curve sono state analizzate con un fit dato dalla somma di due gaussiane.

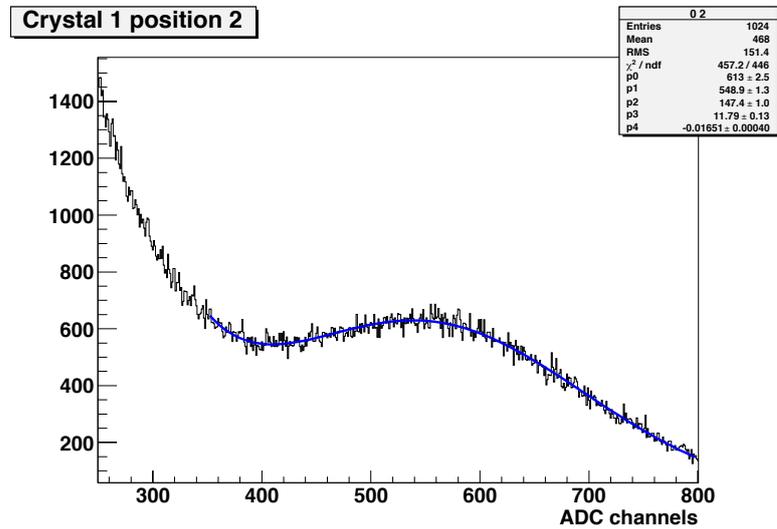


Figura 4.24: Particolare del picco di emissione del ^{60}Co : la curva è stata studiata con un fit dato dalla somma di un esponenziale e una gaussiana.

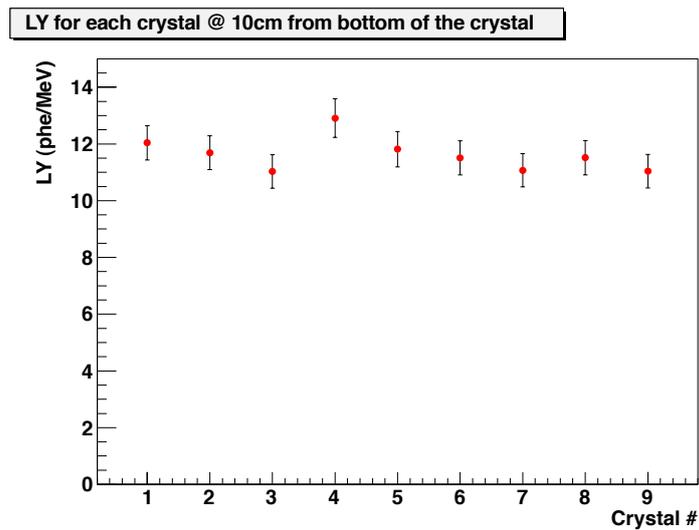


Figura 4.25: Valori di Light Yield dei 9 cristalli misurati a metà lunghezza.

4.3.3 Misure di Light Yield presso i laboratori di Genova

Tutte le misure effettuate presso il CERN, sono state fatte a temperatura ambiente e non hanno quindi consentito di determinare le proprietà del $PbWO_4$ -II, in particolare il Light Yield, al variare della temperatura. Altre misure sono state effettuate presso i laboratori di Genova utilizzando i muoni cosmici e variando la temperatura di lavoro fra 18°C e -25°C . La luce prodotta dal cristallo è stata misurata da un fotomoltiplicatore (XP2262B Photonis), analogo a quello utilizzato nelle misure con la macchina B3. Il cristallo è stato rivestito su tutte le facce, esclusa quella di accoppiamento con il PMT, da un foglio di materiale riflettente VM2000. Il segnale di trigger è stato generato dalla coincidenza di due scintillatori posti sopra e sotto il cristallo. Il segnale del PMT è stato acquisito da un QCD e, per ciascuna misura a temperatura fissata, lo spettro in carica, sottratto del piedistallo, è stato normalizzato alla carica del singolo fotoelettrone. Il numero di fotoelettroni così ottenuto viene quindi diviso per l'energia depositata dai cosmici, stimata dalle simulazioni GEANT4 essere 16 MeV (si veda il capitolo successivo), per ottenere i valori di Light Yield. Alcuni esempi di distribuzioni di Light Yield vengono mostrati nella Figura 4.26.

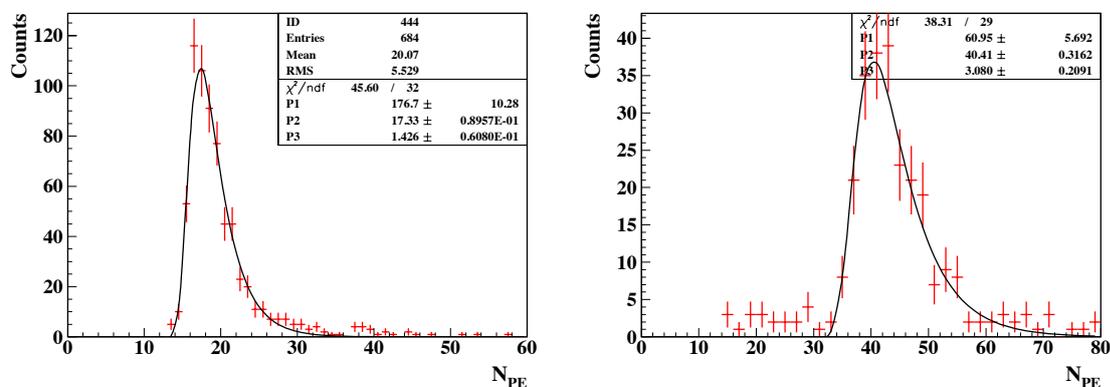


Figura 4.26: A sinistra: distribuzione di Light Yield a 18°C . A destra: alla temperatura di -25°C .

Tali distribuzioni sono state analizzate per mezzo di un fit con funzione di Landau per ottenere la posizione del picco. La dipendenza della posizione del picco in funzione della temperatura è mostrata in Figura 4.27. Il valore di Light Yield a 18°C è circa il 20% più grande di quello misurato con la sorgente di ^{60}Co presso la macchina B3; ciò potrebbe essere dovuto all'uso del rivestimento di VM2000 del cristallo nel caso delle misure effettuate a Genova. Il guadagno in termine di Light Yield, passando da 18°C a -25°C , è di circa 2.5.

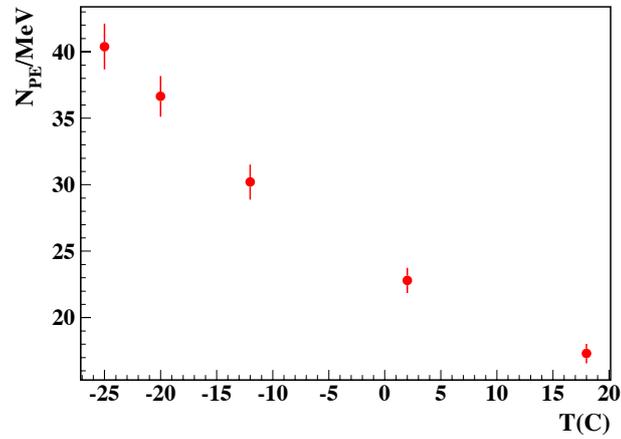


Figura 4.27: Valore di Light Yield in funzione della temperatura.

La stessa misura è stata effettuata con un APD (Hamamatsu S8664-1010), la cui tensione di alimentazione è stata impostata per aver guadagno pari a 150. Come nel caso precedente il segnale di trigger proviene dalla coincidenza di due scintillatori posti sopra e sotto il cristallo. Le misure sono state effettuate a 18°C e a -25°C.

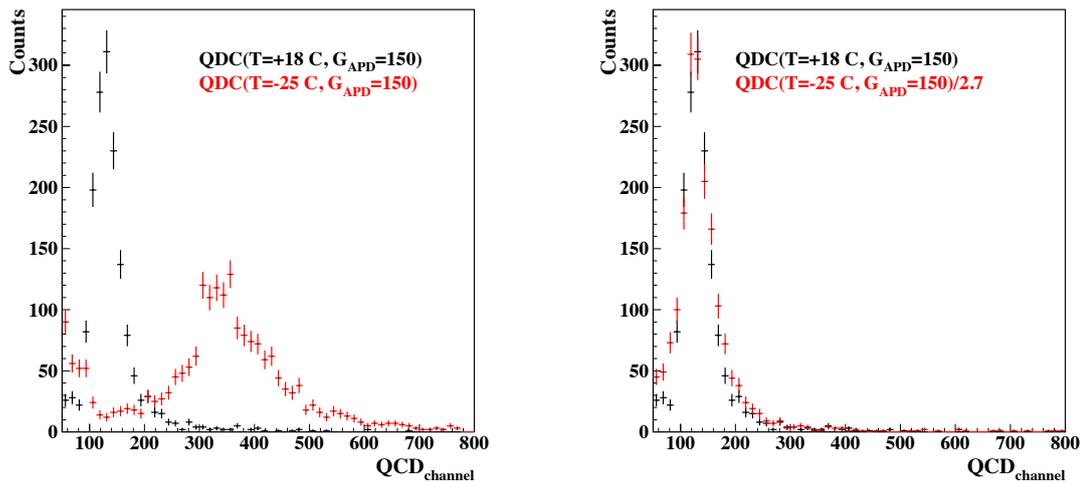


Figura 4.28: Sopra: le distribuzioni in carica del segnale a temperatura 18°C e -25°C. Sotto: confronto tra le due distribuzioni, dopo aver corretto con un opportuno fattore la distribuzione di carica a -25°C.

La posizione del piedistallo, costante in entrambe le misure, è stato sottratto alla distribuzione. La Figura 4.28 mostra le distribuzioni in carica ottenute.

Attraverso un best fit, è stata ricavata la posizione del picco delle due distribuzioni: (26 ± 3) pC a temperatura ambiente e (70 ± 7) pC a -25°C . Avendo considerato il guadagno dell'APD pari a 150, il guadagno del preamplificatore 1800, l'energia depositata media ottenuta dalle simulazioni pari a 16 MeV, l'efficienza quantica dell'APD del 70% e il rapporto dell'area dell'APD e della base del cristallo pari a $(10 \times 10)/(15 \times 15)$, i valori di carica sono stati convertiti in valore di Light Yield:

- $\text{LY}[N_{pe}/\text{MeV}] = 121 \pm 10$ a 18°C
- $\text{LY}[N_{pe}/\text{MeV}] = 325 \pm 30$ a -25°C

La variazione di Light Yield ottenuto passando da temperatura ambiente a -25°C è compatibile con il fattore 2.5 misurato con il PMT nelle precedenti misure. Il valore di $121 N_{pe}/\text{MeV}$ ottenuto a 18°C verrà usato nelle simulazioni del Capitolo 5.

Il complesso delle misure riportate in questo capitolo sulle prestazioni dei cristalli e degli APD hanno permesso di definire le condizioni di lavoro e completare la progettazione di un prototipo del calorimetro che verrà descritto nel prossimo capitolo.

Capitolo 5

Il Prototipo dell'FT-Cal

5.1 Introduzione

La progettazione di un rivelatore di particelle richiede oltre allo studio delle singole componenti anche la realizzazione di un prototipo per testarne le proprietà e le prestazioni. A questo scopo è stato realizzato un prototipo del calorimetro del Forward Tagger, costituito da una matrice 4×4 di elementi ciascuno di volume $15 \times 15 \times 200$ mm³, per un volume complessivo di 720 cm³. Data la disponibilità di un numero limitato di cristalli di $PbWO_4$ acquistati dalla BTCP, sono stati scelti 9 canali destinati ai cristalli, disposti in una matrice 3×3 , e 7 canali costituiti da blocchi d'acciaio disposti intorno, come mostra la Figura 5.1; è stato scelto l'acciaio in quanto è un materiale che possiede una conducibilità termica e una densità molto simili a quella dei cristalli $PbWO_4$. In questa configurazione, per elettroni con energia dell'ordine del GeV, la parte attiva del prototipo potrà contenere il 90% dello sciame elettromagnetico. Per la lettura del segnale, come nel caso dell'FT-Cal, sono stati utilizzati APD (Hamamatsu S8664-1010) di area 10×10 mm² e i preamplificatori sviluppati dall'IPN di Orsay. La risposta del prototipo verrà studiata sia con i raggi cosmici che con un fascio di elettroni di 0.5 - 2.0 GeV di energia presso il JLab. La risposta del prototipo a questi tipi di radiazione è stata studiata mediante simulazioni GEANT4, in modo da avere indicazioni sulle prestazioni attese e ottimizzare le condizioni di misura. La prima misura, eseguita presso il Laboratorio del Gruppo III dell'INFN di Genova, verrà descritta in modo approfondito nel seguito; la programmazione del test su fascio ha trovato invece numerose difficoltà per quanto concerne la disponibilità di un acceleratore in grado di soddisfare i requisiti necessari in termini di energia, intensità e caratteristiche energetiche del fascio. Una prima scelta è stata indirizzata verso la Beam Test Facility di Frascati per un test su fascio di elettroni con energia da 50 a 500 MeV. A causa di problemi tecnici dell'acceleratore di Frascati, questi test, inizialmente rimandati dalla primavera all'autunno, sono stati cancellati. In

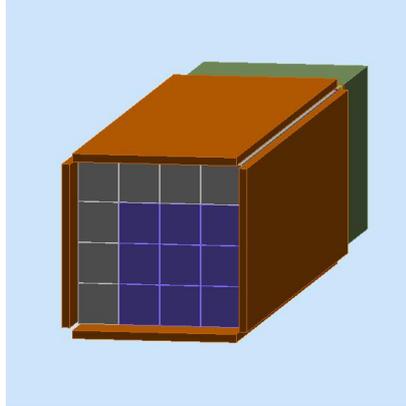


Figura 5.1: Spaccato del rivelatore rispetto alla direzione trasversale, visualizzato in GEANT4: i volumi viola corrispondono ai cristalli di $PbWO_4$ e i volumi grigi ai parallelepipedi in acciaio.

sostituzione è stata programmata nel mese di Dicembre 2011 una misura nella Sala B del Jefferson Laboratory, che verrà presentata brevemente nell'ultima sezione di questo capitolo.

5.2 Struttura meccanica del prototipo

Come accennato precedentemente, il prototipo è costituito da una matrice 3×3 di cristalli $PbWO_4$ di dimensioni $15 \times 15 \times 200 \text{ mm}^3$, circondata su due lati da 7 blocchi di acciaio delle stesse dimensioni. Ciascuno di essi è dotato di opportuni supporti: nella parte anteriore è stato inserito un parallelepipedo in plastica a base quadrata di dimensioni $15 \times 15 \times 10 \text{ mm}^3$ con un foro di diametro 5 mm per contenere un eventuale LED per il monitoraggio della risposta del fotosensore (Figura 5.2 a). Nella parte posteriore è stato inserito un supporto in plastica progettato per sostenere un APD e il relativo connettore (Figura 5.2 b). Gli APD vengono assicurati alla faccia del

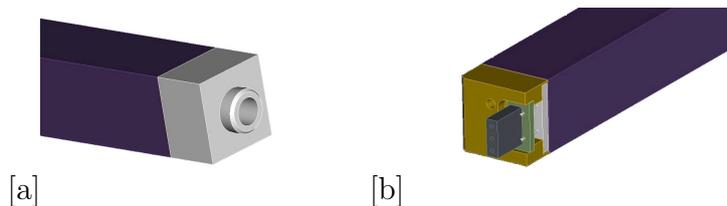


Figura 5.2: A: supporto in plastica nella parte anteriore del cristallo. B: supporto in plastica per il fotosensore applicato nella parte posteriore del cristallo.

cristallo utilizzando una colla ottica al silicone. Ogni cristallo e blocco di acciaio è stato avvolto in un foglio di materiale riflettente, che, estendendosi ai supporti anteriore e posteriore, fornisce la necessaria rigidità meccanica a tutto il sistema. L'avvolgimento, denominato *wrapping*, viene effettuato utilizzando fogli di VM2000, un materiale plastico ad altissima riflettività (>98 % per lunghezze d'onda tra 400 e 700 nm) sviluppato dalla 3M, dello spessore di $65 \mu\text{m}$. La sua funzione è quella di riflettere fotoni ottici fuoriusciti dai lati del cristallo verso il suo interno in modo da migliorare l'efficienza di trasmissione della luce di scintillazione. Il *wrapping* viene sagomato a caldo a 120°C con un'apposita struttura metallica che gli permette di assumere la forma necessaria. Come si può vedere dalla Figura 5.3, i supporti plastici vengono incollati al foglio di *wrapping* in modo tale da costituire un unico corpo con il cristallo o il blocco d'acciaio; il foglio viene infine chiuso con del nastro adesivo. I 16 blocchi così formati vengono assemblati in una matrice 4×4 con l'utilizzo di un sostegno di rame, costituito da una piastra anteriore, una posteriore e due laterali. Per sostenere i preamplificatori e garantire loro un'adeguata messa a terra, sono state inserite delle piccole guide in rame nella piastra posteriore.

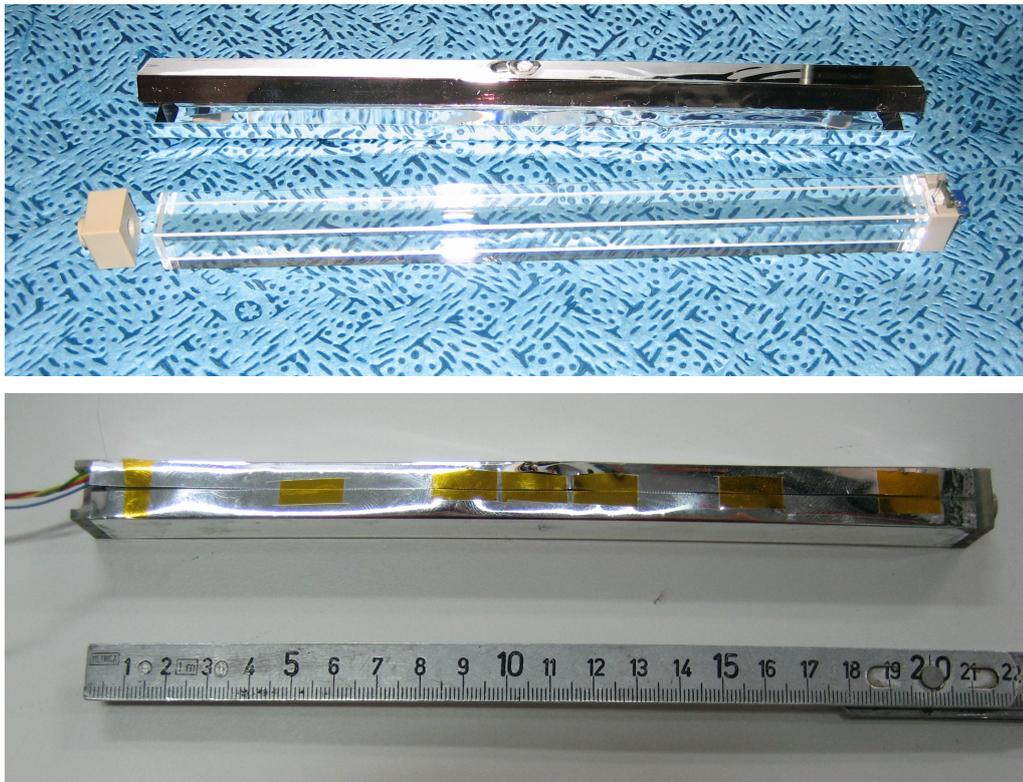


Figura 5.3: Sopra: il singolo cristallo con a fianco il foglio per il *wrapping* e i supporti plastici. Sotto: *wrapping* completo del cristallo.

La Figura 5.4 mostra l'assemblaggio finale del prototipo: la matrice 4×4 dei blocchi avvolti nel *wrapping*, gli APD e i preamplificatori sono sostenuti dal supporto di rame. I preamplificatori sono connessi a una scheda elettronica, *motherboard*, che permette la raccolta e la trasmissione del segnale ai moduli di acquisizione, la distribuzione dell'alta tensione agli APD e l'alimentazione ai preamplificatori.

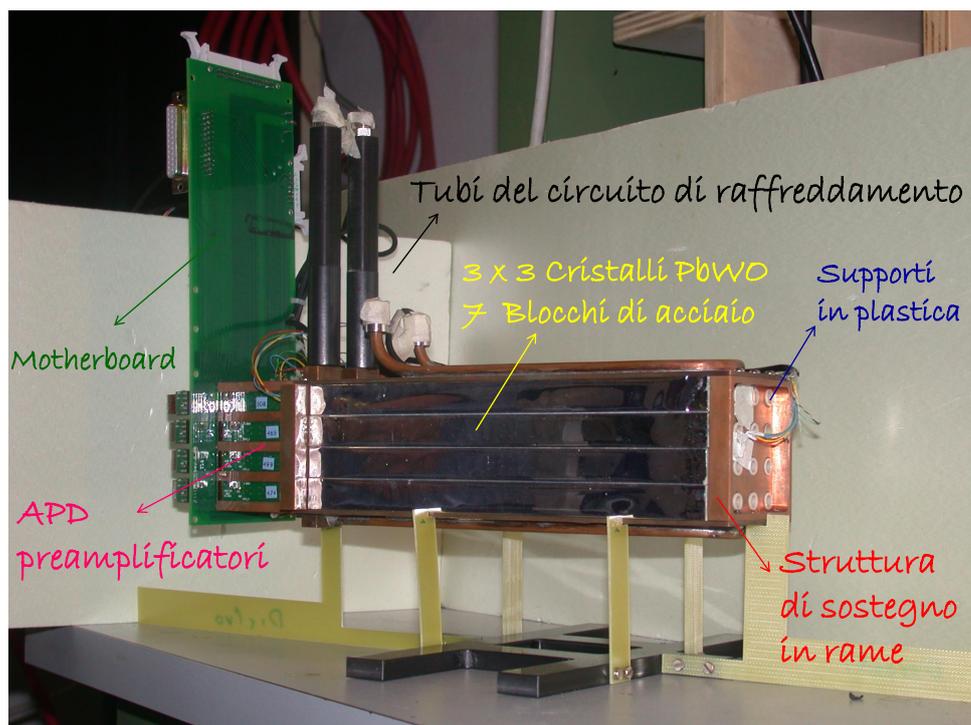


Figura 5.4: Il prototipo dell'FT-Cal.

Per termalizzare i cristalli e gli APD si è utilizzato un sistema di raffreddamento costituito da tubi di rame in cui scorre un fluido mantenuto a temperatura costante da un termostato LAUDA RTK20 e che circola sulla piastra inferiore e all'interno della piastra posteriore. Il sistema di raffreddamento serve a mantenere il prototipo a temperatura costante ed uniforme, disaccoppiando termicamente, tramite la piastra posteriore, i cristalli dalla zona dei preamplificatori, da cui proviene la maggior parte del calore (~ 250 mW a canale). Il prototipo così costruito viene infine circondato da materiale isolante (densità 0.035 g/cm³, conducibilità termica 0.027 W/mK) di spessore pari a 5 cm e chiuso in una seconda scatola a tenuta di gas, in cui viene fatto circolare dell'azoto per impedire la formazione di condensa quando il prototipo viene raffreddato.

Per verificare preventivamente l'efficienza del circuito di raffreddamento e dell'isolante, è stato eseguito uno studio termico con un software di simulazione [61].

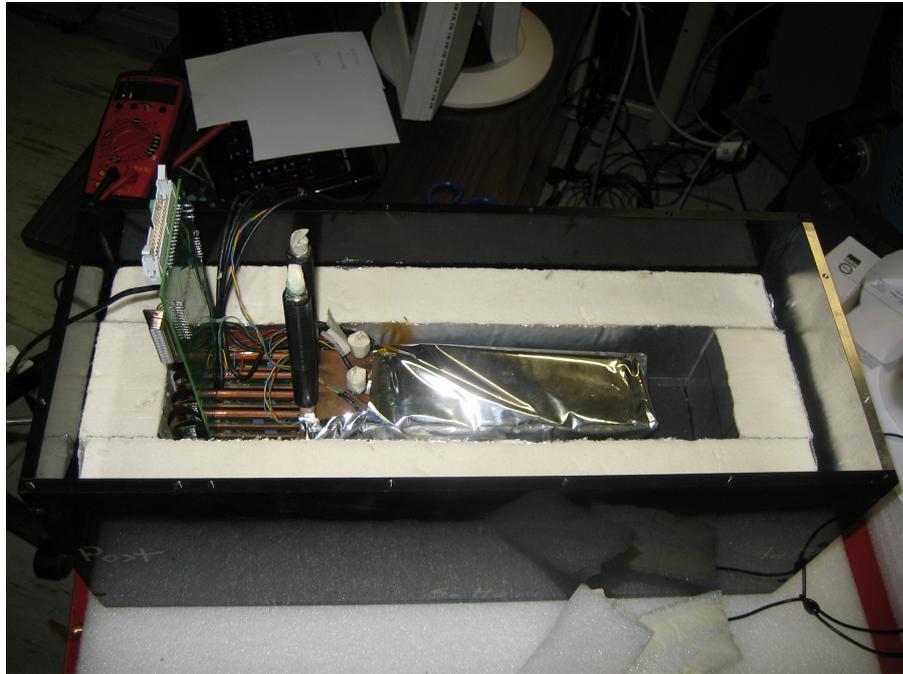


Figura 5.5: Il prototipo inserito in un contenitore di plastica con materiale isolante.

La Figura 5.6 mostra l'andamento della temperatura nel volume del prototipo fissata la temperatura di ingresso del fluido a -25.6°C . I cristalli risultano essere isolati termicamente dalle componenti elettroniche, la cui temperatura è più alta di una decina di gradi rispetto a quella impostata. La temperatura dei cristalli risulta variare tra -25.4° e -25° con le temperature massime nella regione frontale. Misure sperimentali effettuate successivamente hanno indicato che la distribuzione della temperatura è in buon accordo con queste previsioni.

L'acquisizione dati, basata su architettura VME, utilizza moduli discriminatori, TDC e FADC; la gestione di tale sistema è realizzata attraverso un opportuno software, CODA (CEBAF Online Data Acquisition) [59]. Il segnale proveniente dai preamplificatori viene inviato a uno splitter: una parte viene letta da due FADC (CAEN V1720), ciascuno a 8 canali, caratterizzati da frequenza di campionamento di 250 MHz, range da 0 a -2 V e risoluzione a 12 bit; l'altra parte del segnale viene inviata a un discriminatore a soglia impostato a 10 mV e a un TDC (CAEN VX1290A) per la misura dei tempi; il sistema di acquisizione è di tipo *pipe-line*. Questo sistema di acquisizione è stato scelto in modo tale da riprodurre quello che verrà utilizzato nel progetto finale del calorimetro dell'FT: il software di gestione e i TDC saranno infatti i medesimi mentre discriminatori e i FADC avranno caratteristiche molto simili a quelli usati per il prototipo.

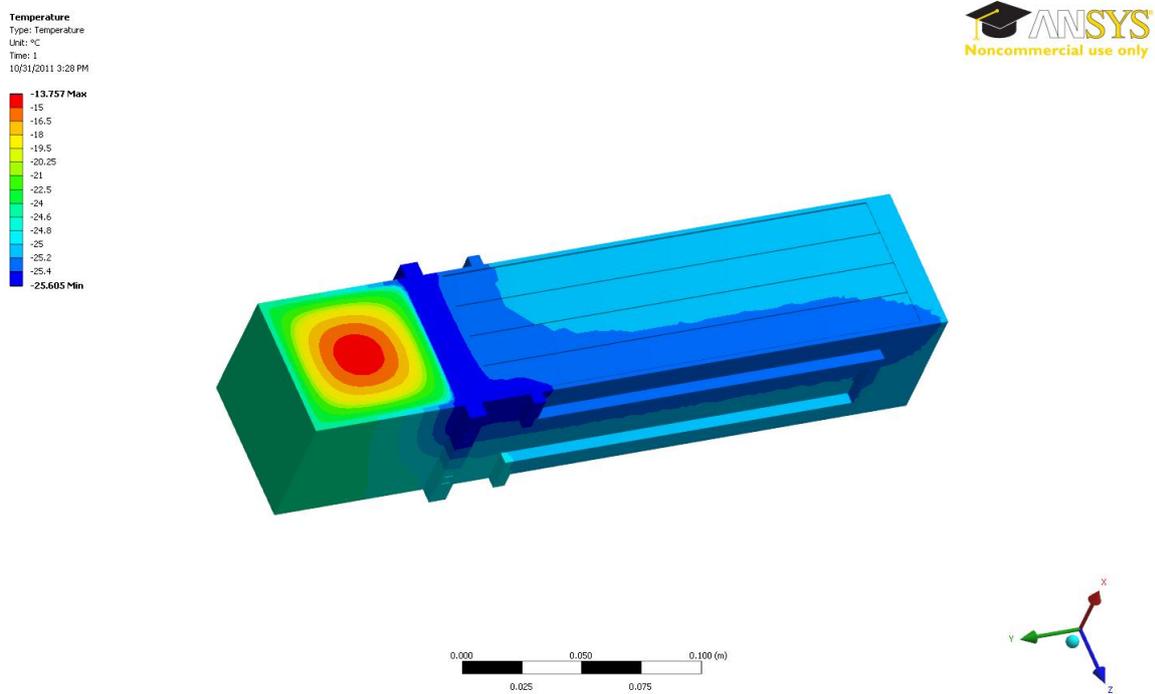


Figura 5.6: Studio termico del prototipo [61].

5.3 Simulazioni

Le simulazioni da me effettuate sono state eseguite per mezzo del programma GEMC già introdotto nel Capitolo 3. La geometria del prototipo implementata è mostrata nella Figura 5.7 : sono stati inseriti una matrice 3×3 di cristalli $PbWO_4$ e 7 blocchi di acciaio con dimensioni $15 \times 15 \times 200 \text{ mm}^3$, uno strato di materiale plastico di spessore 10 mm posto di fronte ai cristalli per simulare il supporto dei LED, uno strato di materiale plastico spesso 10 mm come sostegno per gli APD e un volume d'aria lungo 50 mm per simulare l'elettronica nella parte posteriore, infine uno strato di rame spesso 2 mm circonda completamente il prototipo; la temperatura di lavoro è stata fissata a 18°C .

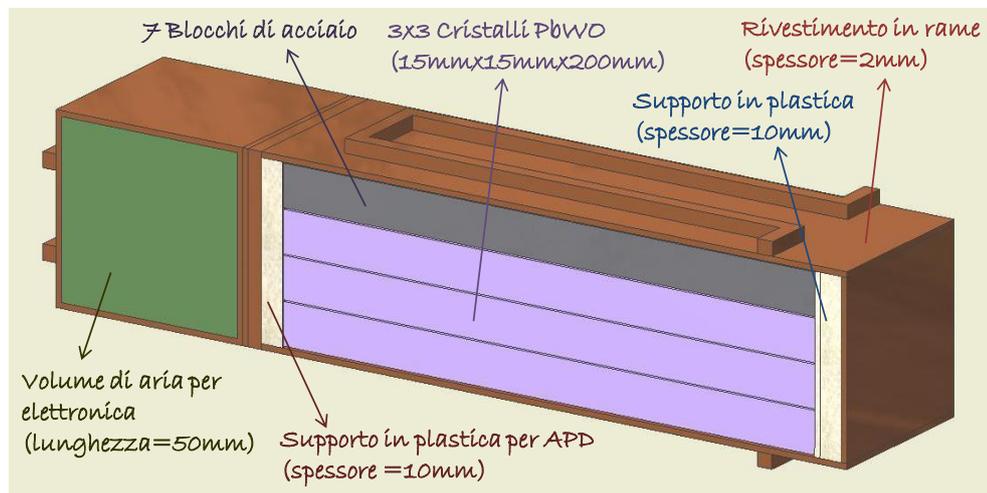


Figura 5.7: Il modello del prototipo implementato con il programma GEANT4.

Lo scopo delle simulazioni è quello di studiare la risposta del prototipo a diversi tipi di radiazione:

muoni (raggi cosmici): i risultati verranno confrontati con le misure sperimentali,

fascio di elettroni: questo tipo di simulazione ha l'obiettivo di determinare la risoluzione energetica del prototipo e stabilire il range energetico ottimale del fascio per il test presso il JLab.

Per ogni evento vengono definiti tre parametri:

1. E_g , l'energia generata dalla sorgente,
2. E_d , l'energia depositata nel cristallo secondo GEANT4,

3. *Er*, l'energia ricostruita a partire dei segnali simulati dei sensori ottici e dell'elettronica.

Quest'ultimo parametro viene definito dall'utente in quanto include una serie di fattori legati alla trasmissione della luce, ai fotosensori e all'elettronica di lettura. Di seguito vengono riportati i passaggi con i quali è definito il parametro *Er*. Per ogni tratto o step delle traiettorie delle particelle simulate da GEANT4, l'energia depositata, ΔEd , viene moltiplicata per

- il valore di Light Yield dei cristalli alla temperatura di 18°C pari a 240 γ /MeV,
- un fattore 1/2 per tener conto della distribuzione della luce all'interno del cristallo,
- un fattore 1/2.25 pari al rapporto tra l'area dell'APD (100 mm²) e l'area della base del cristallo (225 mm²),
- l'efficienza quantica dell'APD pari a 0.7 (questo è un valore efficace ottenuto come convoluzione dell'efficienza quantica riportata dal costruttore con lo spettro di emissione dello scintillatore),

ottenendo quindi il numero medio di coppie elettrone-lacuna prodotte nell'APD. Tale valore medio viene quindi utilizzato per definire una distribuzione poissoniana da cui viene estratto il numero "vero" di coppie *e-h*, che quindi terrà conto delle fluttuazione intrinseche nel processo di produzione, trasmissione e rivelazione della luce. Per ottenere il numero di elettroni che costituiscono il segnale dell'APD generato, è necessario considerare

- il guadagno dell'APD pari a 150

e le relative fluttuazioni dovute alle variazioni di temperatura e di tensione di alimentazione descritte nella Tabella 5.1.

Guadagno APD=150 @ 18°C	
Fluttuazioni (%)	Calcolo numerico
$\frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial V} = 3.9 \text{ [V}^{-1}\text{]}$	per $\Delta V = 10 \text{ mV}$ si ha $\frac{\Delta G}{G} = 3.9 \cdot 10^{-4}$
$\frac{1}{G} \cdot \frac{\partial G}{\partial T} = 3.3 \text{ [K}^{-1}\text{]}$	per $\Delta T = 0.1^\circ\text{C}$ si ha $\frac{\Delta G}{G} = 3.3 \cdot 10^{-3}$
$\frac{\Delta G}{G}_{total} = 3.3 \cdot 10^{-3}$ (somma in quadratura)	

Tabella 5.1: Dipendenza del guadagno APD (G) in funzione della variazione della tensione di alimentazione V e della temperatura T.

Il numero di elettroni così ottenuto, a cui è stato sommato il contributo del rumore intrinseco espresso come *input equivalent electrons*, ovvero una gaussiana con RMS = 9000 elettroni, va infine moltiplicato per:

- il guadagno del preamplificatore pari a 1800,
- la carica dell'elettrone pari a $1.6 \cdot 10^{-7} \text{C}$.

Questa procedura viene ripetuta per ogni tratto della traiettoria di ogni particella simulata da GEANT4 all'interno dei singoli elementi attivi del detector. Il segnale che si assume venga misurato è quindi definito come la somma delle cariche elettriche ricavate per ogni step. Per ricavare il parametro Er occorre dividere la carica complessiva simulata per i singoli cristalli per tutti i fattori citati sopra: questo permetterà di riconvertire la carica del segnale così simulato in energia senza ovviamente però poter correggere per le fluttuazioni del numero di coppie $e-h$ dell'APD, del guadagno dell'APD e il termine di rumore del preamplificatore introdotti.

L'insieme dei parametri sopra elencati, che descrivono la dinamica della trasmissione del segnale, sono basati sulle misure di caratterizzazione effettuate sui cristalli e sui sensori, presentate nel Capitolo 4.

5.3.1 Risposta ai raggi cosmici

La sorgente scelta per questo studio è costituita da muoni cosmici; per meglio descrivere la distribuzione di tale sorgente, la simulazione è stata suddivisa in diverse fasi:

1. simulazione di fascio muonico con energia 10 GeV, il cui vertice è fissato a 20 cm sopra il prototipo in corrispondenza dei cristalli centrali,
2. aggiunta al caso precedente di uno *spread* angolare: 20 gradi lungo l'asse z e 5 gradi lungo l'asse y ,
3. aggiunta di uno *spread* spaziale: la sorgente viene estesa a un rettangolo di lato 6 cm e lunghezza 24 cm posto 10 cm al di sopra del prototipo,
4. aggiunta di uno *spread* energetico: i muoni vengono generati con energia tra 2 e 200 GeV.

Come riportato nel Particle Data Group (PDG) [60], lo spettro energetico dei muoni cosmici è molto ampio e copre un intervallo da 1 a 1000 GeV con un massimo intorno a 50 GeV. Per semplicità è stata simulata una distribuzione uniforme in un range energetico più ristretto: i risultati dimostreranno che la risposta del prototipo dipende molto debolmente dalla particolare distribuzione spaziale ed energetica della

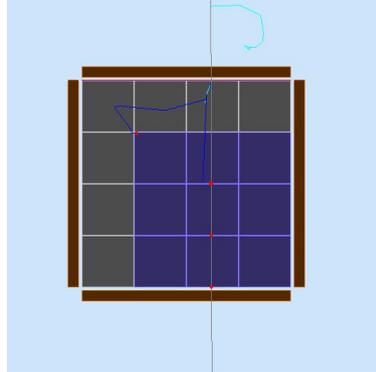


Figura 5.8: Visualizzazione della traccia di un muone proveniente dall'alto che attraversa il prototipo dell'FT-Cal. La traccia in grigio rappresenta la traiettoria del muone, mentre le tracce di altro colore rappresentano fotoni ed altre particelle secondarie.

sorgente e che quindi non è necessario implementare una descrizione accurata dello spettro dei muoni cosmici.

In tutti gli step sopra elencati la soglia in energia equivalente degli APD è stata fissata a 10 MeV. Si consideri il primo caso rappresentato in Figura 5.8; la prima grandezza oggetto di studio è l'energia depositata nel prototipo, in particolare la Figura 5.9 riporta l'energia depositata Ed in ciascun cristallo: è possibile riconoscere il passaggio dei muoni cosmici nei tre cristalli centrali, mentre i cristalli laterali sono caratterizzati da un basso deposito di energia dovuto ai pochi muoni che, deviati dalla traiettoria verticale, li attraversano. Se si osserva la distribuzione energetica di uno dei cristalli centrali l'energia depositata mostra fluttuazioni di Landau intorno al valore della moda pari a 16 MeV; ciò è in accordo con una stima di massima dell'energia depositata, calcolata a partire dalla perdita di energia media nel caso di particelle al minimo di ionizzazione (MIP) [46] e dallo spessore Δx di cristallo attraversato:

$$E_{attesa} \sim dE/dx(MIP) \cdot \Delta x = 10.2 MeV/cm^2 \cdot 1.5 cm = 15.3 MeV \quad (5.1)$$

Per capire come le successive fasi descritte sopra possano influenzare il deposito di energia nei cristalli, sono state sovrapposte nello stesso grafico le distribuzioni di Ed nel cristallo centrale per i diversi passaggi. La Figura 5.10 ne mostra il risultato: si noti che vi sono variazioni solo marginali della distribuzione al di sopra dei 10 MeV. Questo indica che non vi è necessità di implementare descrizioni molto accurate della distribuzione energetica e spaziale dei muoni in quanto le fluttuazioni intrinseche nel deposito di energia che portano alla tipica distribuzione di Landau dell'energia depositata costituiscono il fattore dominante.

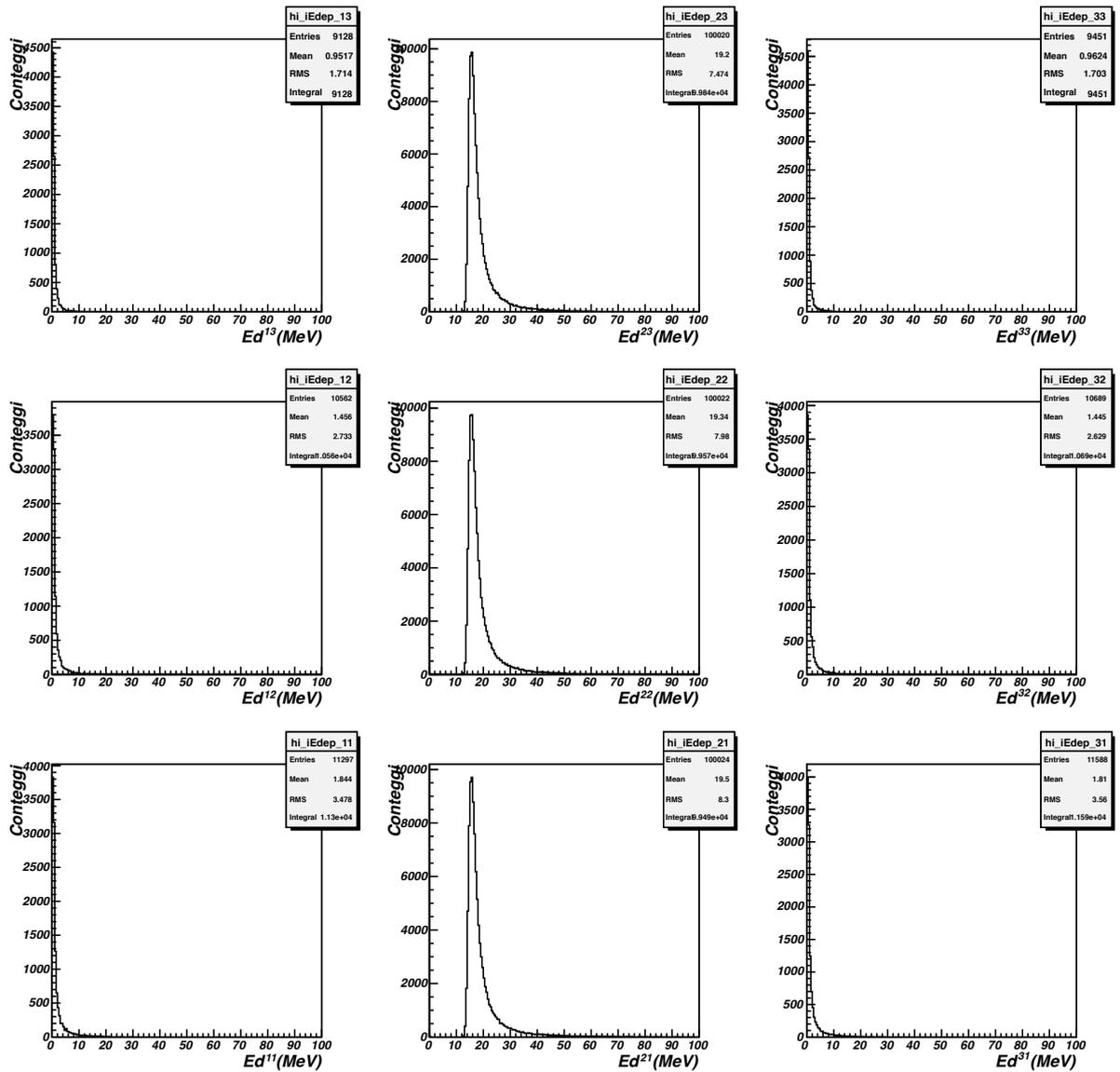


Figura 5.9: Energia depositata in ciascun canale del prototipo nel caso di fascio di muoni da 10 GeV con vertice fissato sopra i cristalli centrali.

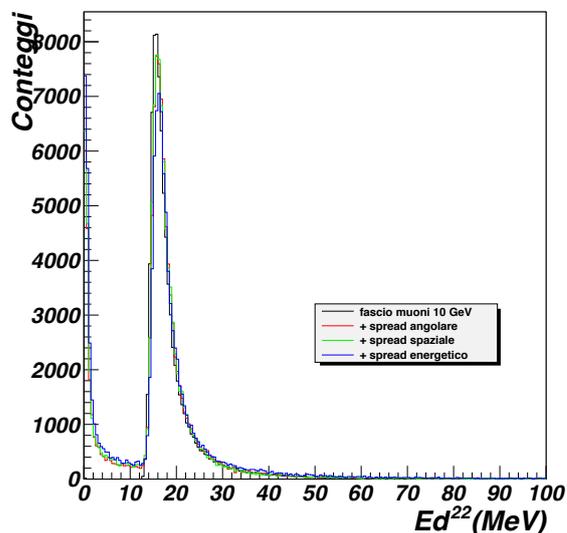


Figura 5.10: Energia depositata nel cristallo centrale nelle diverse fasi di simulazione dei raggi cosmici. Le distribuzioni sono state normalizzate al numero di conteggi e alla larghezza dei bin.

Il passo successivo dell'analisi è lo studio dell'energia ricostruita E_r e in particolare degli effetti che la digitalizzazione produce sul segnale. La Figura 5.11 mostra la sovrapposizione delle distribuzioni di E_d e E_r nel cristallo centrale nella fase n°4 della simulazione. In questi istogrammi, nessuna soglia è stata applicata all'energia depositata E_d mentre solo gli eventi con $E_r > 10$ MeV sono stati inclusi, assumendo che questa sia l'energia minima sperimentalmente rivelabile. Si è verificato che l'integrale delle due distribuzioni per $E > 10$ MeV è molto simile e ciò significa che passando dall'energia depositata a quella ricostruita non sono stati persi eventi. La digitalizzazione ha solo modificato la forma della distribuzione E_r , rendendola meno ampia e più larga rispetto a quella di E_d . Calcolando evento per evento la differenza fra E_r e E_d , è stato stimato che la differenza fra le due energie è del 9 %.

È comunque evidente che l'influenza della digitalizzazione sull'informazione portata dal segnale è inferiore a quella delle fluttuazioni intrinseche del deposito di energia che, nel caso dei raggi cosmici, costituiscono il contributo maggiore alla risoluzione energetica.

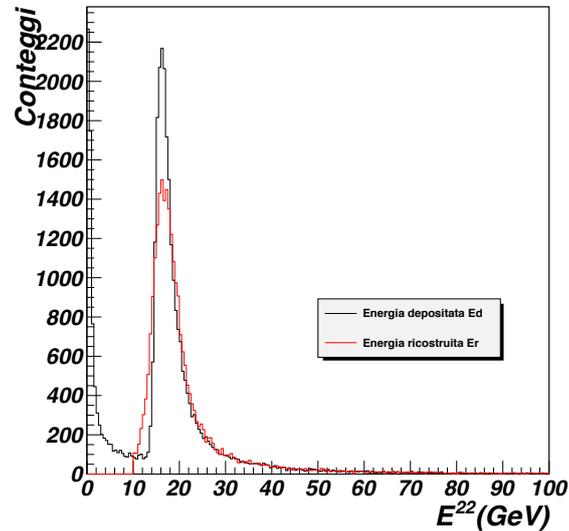


Figura 5.11: Sovrapposizione delle distribuzioni di E_d e di E_r nel cristallo centrale corrispondenti alla fase n° 4 della simulazione.

5.3.2 Risposta allo sciame elettromagnetico

Lo studio della risposta del prototipo ad un fascio di elettroni è stato diviso in due sezioni:

1. una simulazione di 10000 elettroni con energia fissata a 500 MeV,
2. una simulazione di 100000 elettroni con energia compresa tra 50 MeV e 4 GeV.

Gli intervalli energetici esaminati sono stati scelti sulla base del range energetico di interesse per il Forward Tagger e compatibilmente con le energie disponibili nelle future misure presso il Jefferson Laboratory. In entrambe le configurazioni il vertice di emissione è stato posizionato a 100 cm di distanza dal prototipo e il fascio, che percorre un tragitto nell'aria, è puntato nel cristallo centrale, come rappresentato in Figura 5.12.

Nell'analisi delle simulazioni della risposta ad un fascio di elettroni con energia fissata a 500 MeV, non è stata applicata alcuna soglia agli APD, registrando ogni segnale con $E_d > 0$. La Figura 5.13 mostra l'energia depositata in ciascun cristallo: il cristallo centrale raccoglie il 70% dell'energia generata, gli altri 8 cristalli raccolgono una parte della coda dello sciame elettromagnetico corrispondente al 20% di E_g , il rimanente 10% viene perso a causa delle dimensioni limitate del prototipo. La Figura 5.14 presenta tre grafici: il primo consiste nella distribuzione di E_d totale, ovvero

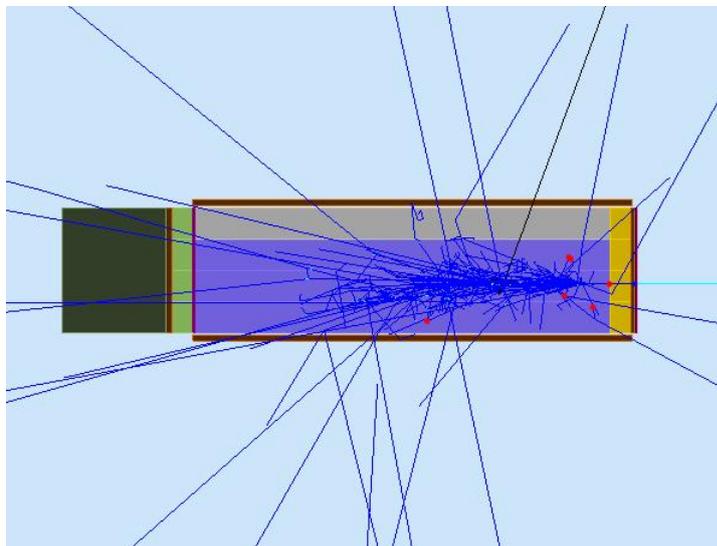


Figura 5.12: Visualizzazione in GEANT4 dell'interazione di un elettrone proveniente da destra nel prototipo dell'FT-Cal. Le tracce blu rappresentano fotoni dello sciame elettromagnetico che non sono contenuti nel rivelatore a causa delle sue piccole dimensioni trasversali.

l'energia depositata sommata su tutti i cristalli, il secondo nella distribuzione di E_r totale, il terzo rappresenta la differenza delle due grandezze. Mediante un fit di tipo gaussiano è possibile ricavare la risoluzione delle tre distribuzioni energetiche: E_d ed E_r hanno risoluzione molto vicine, rispettivamente $\sigma/E(E_d) \sim 0.030$ e $\sigma/E(E_r) \sim 0.034$. Come nel caso dei raggi cosmici, il contributo della digitalizzazione, caratterizzato dal valore $\sigma/E ((E_r - E_d)/E_d) \sim 1.3\%$, è trascurabile se paragonato alle fluttuazioni dell'energia depositata.

È interessante studiare come i singoli contributi alla digitalizzazione influenzino il risultato finale, ed in particolare gli effetti legati a:

- fluttuazione poissoniana del numero di coppie $e-h$ sul catodo fotosensibile dell'APD,
- variazione del guadagno dell'APD dovuta a variazioni di temperatura e tensione d'alimentazione,
- rumore del preamplificatore.

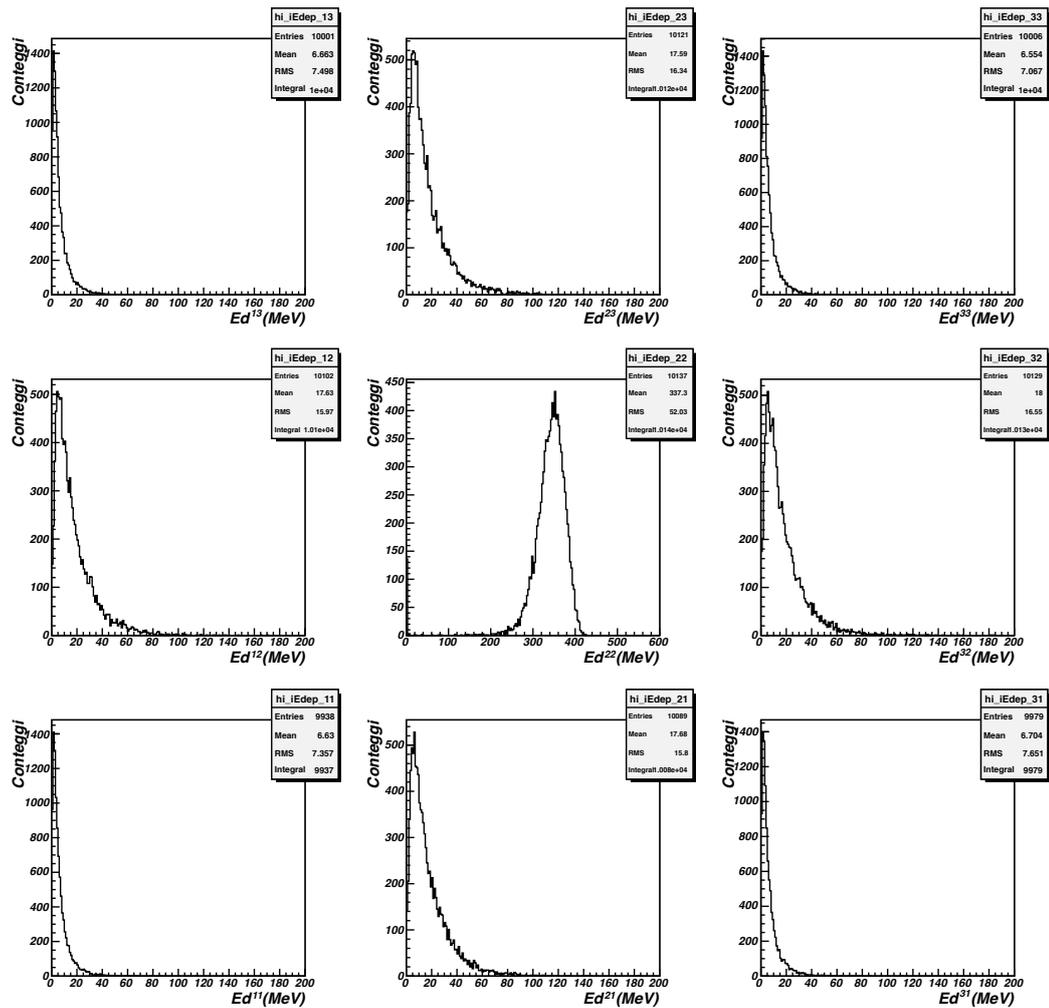


Figura 5.13: Energia depositata in ciascun cristallo nel caso di un fascio di elettroni con energia fissata a 500 MeV, puntato al cristallo centrale.

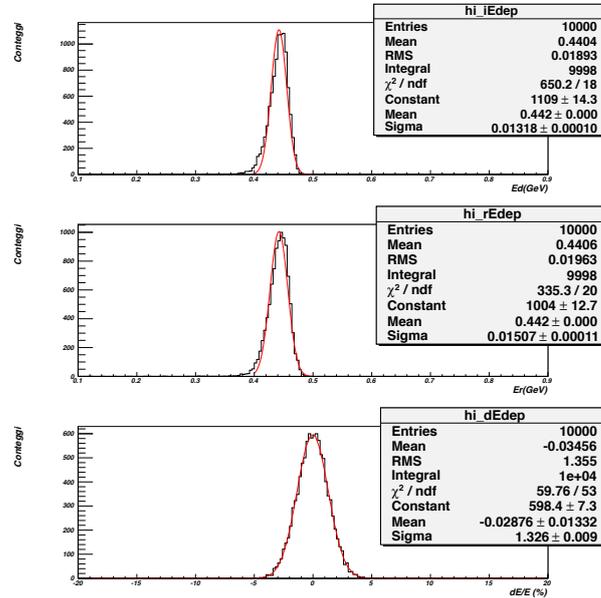


Figura 5.14: Primo plot: distribuzione dell'energia depositata Ed totale, ovvero sommata sui 9 cristalli. Secondo plot: distribuzione dell'energia ricostruita Er totale. Terzo plot: distribuzione della differenza di Ed e Er totali.

Per meglio chiarire il ruolo di ciascun contributo, nella simulazione sono stati aggiunti uno alla volta :

Fase1 nessun termine di fluttuazione,

Fase2 solo fluttuazione poissoniana,

Fase3 fluttuazione poissoniana e fluttuazione del guadagno APD,

Fase4 fluttuazione poissoniana, fluttuazione del guadagno APD, rumore del pre-amplificatore.

La Figura 5.15 mostra la sovrapposizione delle distribuzioni dell'energia ricostruita Er totale nelle diverse fasi descritte sopra, avendo fissato la soglia APD a 10 MeV; è stato eseguito un fit gaussiano per ogni spettro i cui risultati vengono riportati nella Tabella 5.2. Non è possibile stabilire se vi è un termine di fluttuazione che prevalga sugli altri in quanto le distribuzioni sono uguali dentro gli errori; è possibile ribadire il fatto che la risoluzione intrinseca dello sciame elettromagnetico domina sulle fluttuazioni dovute alla digitalizzazione del segnale.

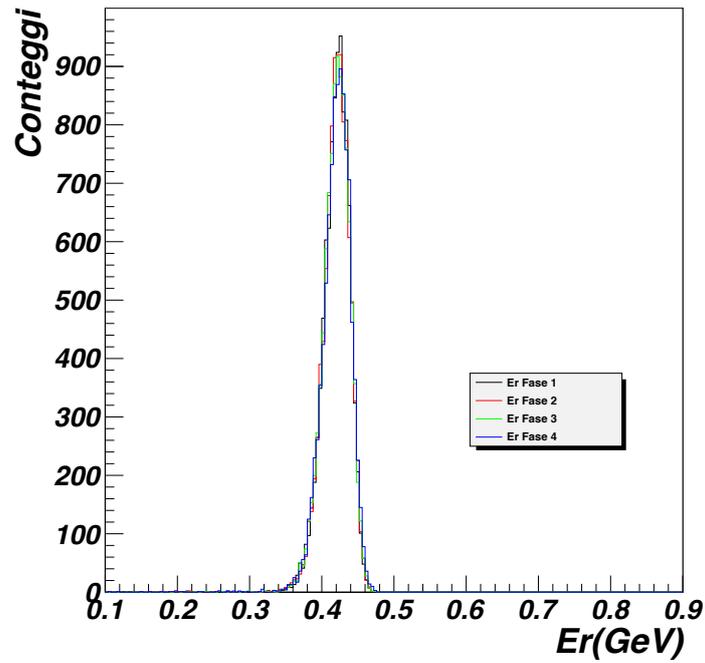


Figura 5.15: Distribuzione dell'energia ricostruita nelle diverse fasi della simulazione, con soglia APD pari a 10 MeV.

Risultati del fit gaussiano			
Fase	Intervallo fit	Media (GeV)	Sigma (GeV)
1	0.39-0.5 GeV	0.4215 ± 0.0002	0.0159 ± 0.0001
2	0.38-0.5 GeV	0.4208 ± 0.0002	0.0159 ± 0.0001
3	0.38-0.5 GeV	0.4208 ± 0.0002	0.0162 ± 0.0001
4	0.39-0.5 GeV	0.4221 ± 0.0002	0.0166 ± 0.0001

Tabella 5.2: Risultati dei fit gaussiani applicati alle distribuzioni di energia ricostruita complessiva alle diverse fasi della simulazione.

È stata inoltre studiata la dipendenza della risoluzione in funzione della soglia applicata agli APD: sono stati considerati i casi con soglia pari a 0, 10, 20 MeV. Nella Figura 5.16 vengono riportati gli spettri dell'energia ricostruita Er totale e nella Tabella 5.3 i valori medi e le risoluzioni dedotti da un opportuno fit gaussiano. All'aumentare della soglia l'energia media rivelata diminuisce e la risoluzione del prototipo peggiora.

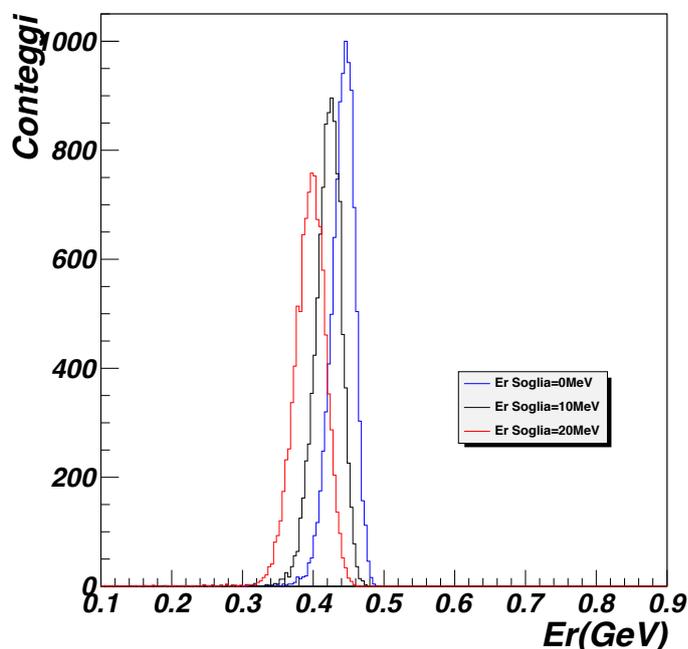


Figura 5.16: Distribuzione dell'energia ricostruita totale, ovvero sommata su tutti i cristalli, in diversi casi di soglia APD.

Soglia	Media E (MeV)	Risoluzione $\frac{\sigma_E}{E}$
0 MeV	442.0 ± 0.2	0.0341 ± 0.0002
10 MeV	422.1 ± 0.2	0.0393 ± 0.0002
20 MeV	396.0 ± 0.1	0.0521 ± 0.0005

Tabella 5.3: Caratteristiche delle distribuzioni Er totale nei diversi casi di soglia APD.

Infine si è voluto studiare la perdita di energia dovuta agli strati di rame e di plastica posti davanti ai cristalli. È stato verificato che il 10% degli elettroni interagisce nel rame principalmente emettendo fotoni di Bremsstrahlung la cui energia però non viene interamente persa perchè anche essi vengono rivelati nel calorimetro. Per quantificare questo fenomeno è stata effettuata una simulazione in cui sono stati messi a confronto il prototipo completo con il prototipo senza lo strato di rame ed il prototipo senza rame e plastica. La Figura 5.17 mostra i risultati relativi all'energia ricostruita Er totale e la Tabella 5.4 riassume le caratteristiche delle distribuzioni riportate (per questo studio, la soglia è stata fissata a 10 MeV). Non tutta l'energia depositata nel rame e nella plastica viene riassorbita nel calorimetro, infatti le distribuzioni di Er differiscono dell'ordine dell'1% nel valor medio: vi è ovviamente una maggior raccolta di luce nel caso in cui non sia presente materiale davanti ai cristalli.

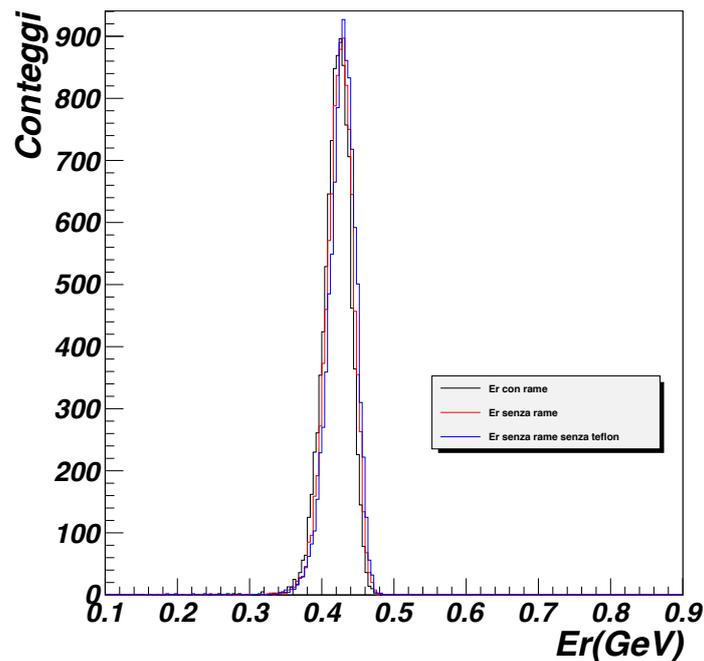


Figura 5.17: Distribuzioni dell'energia ricostruita nel caso di prototipo completo, nel caso in cui è stato tolto solo lo strato di rame e il caso in cui sono stati tolti sia lo strato di rame sia quello di plastica. La soglia APD è stata fissata a 10 MeV.

Caso	Media E (MeV)	Risoluzione $\frac{\sigma_E}{E}$
Con rame, con plastica	422.1±0.2	0.0393±0.0002
Senza rame, con plastica	425.4±0.2	0.0399±0.0002
Senza rame, senza plastica	428.5±0.2	0.0383±0.0002

Tabella 5.4: Caratteristiche delle distribuzioni Er totale nel caso in cui sono stati lasciati gli strati di rame e plastica davanti ai cristalli, nel caso in cui è stato tolto solo il rame e quello in cui sono stati tolti sia il rame che il plastica.

Una volta studiata in dettaglio la risposta del prototipo ad elettroni di energia fissata, si è passato a simulare la risposta ad un fascio di elettroni con energia compresa tra 50 MeV e 4 GeV, con soglia degli APD fissata a 10 MeV. Nella Figura 5.18 il grafico in alto a sinistra rappresenta l'istogramma della differenza tra l'energia ricostruita Er totale e l'energia incidente Eg ; il grafico in alto a destra mostra la medesima differenza in funzione dei Eg : per ciascun bin dell'istogramma è stato effettuato un fit gaussiano della distribuzione $Er-Eg$ da cui estrapolare valore medio (riportato nel grafico al centro a sinistra) e RMS (riportato nel grafico in basso a sinistra). Il grafico al centro a destra mostra i valori medi così trovati in funzione di Eg , espressi come percentuale di energia persa $\frac{Er-Eg}{Eg}$. Il plot in basso a destra rappresenta la risoluzione dedotta dai valori di RMS, anch'essa in funzione di Eg . Per migliorare il fit del grafico in alto a destra si è scelto di correggere tale distribuzione: ciò è stato fatto fittando l'andamento dei valor medi (riportati nel plot al centro a sinistra) con un polinomio di quarto grado, il quale è stato sottratto alla stessa distribuzione $Er-Eg$, correggendo quindi la distribuzione per l'energia persa. A questo punto si è proceduto nuovamente al fit gaussiano.

In ultima analisi è stata studiata la dipendenza della risoluzione energetica al variare della soglia degli APD; nella Figura 5.19 sono riportati diversi casi. I punti in rosso sono la risoluzione di Ed con soglia nulla che, essendo dovuta solo alle fluttuazioni intrinseche del segnale, corrisponde al limite ideale. I punti in nero sono la risoluzione per l'energia ricostruita Er con soglia nulla: rispetto al caso precedente non è presente un'evidente differenza, a dimostrazione che nell'intervallo energetico esaminato la risoluzione del prototipo non dipende significativamente dalla digitalizzazione ma solo dalle fluttuazioni dello sciame elettromagnetico. I punti blu corrispondono alla risoluzione di Er con soglia APD fissata a 10 MeV e i punti in verde al caso di soglia di 20 MeV; in quest'ultimo caso inizia ad essere evidente una significativa differenza dai casi precedenti e un peggioramento della risoluzione.

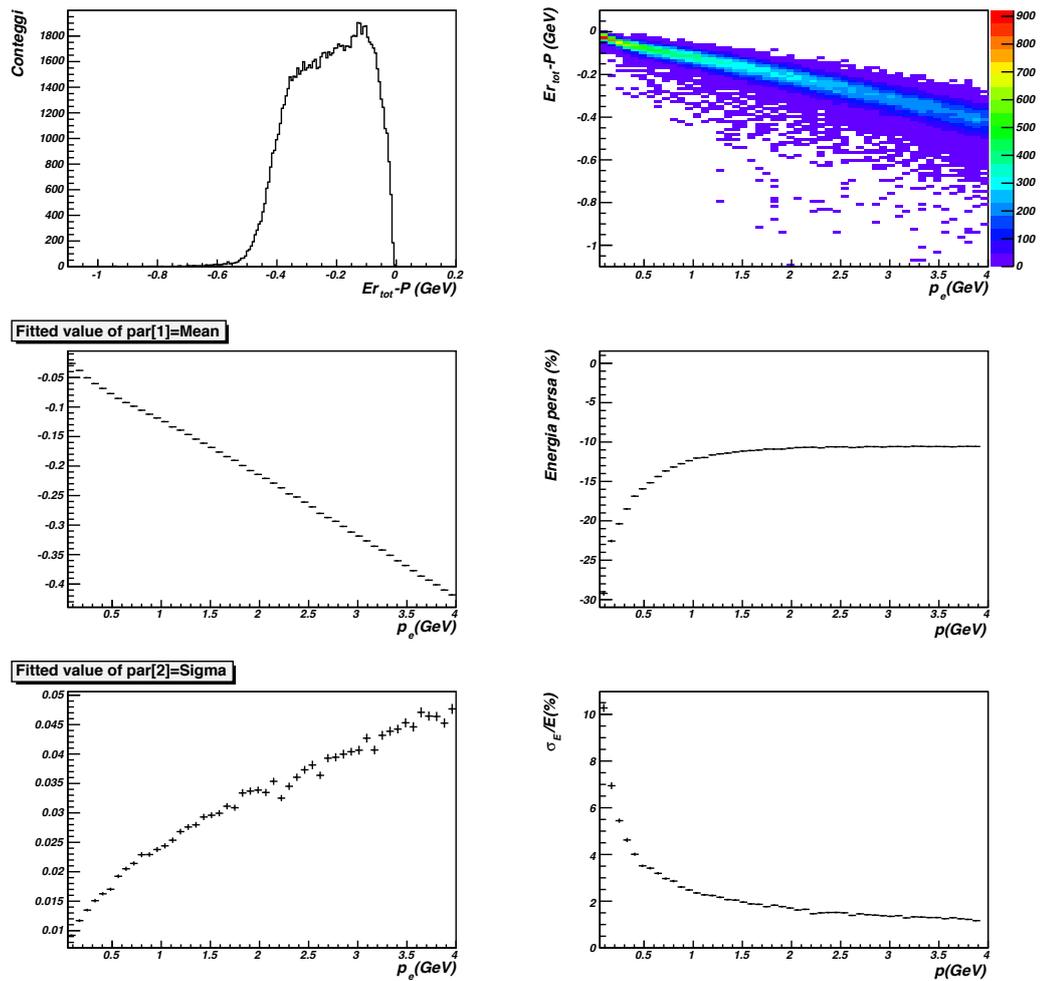


Figura 5.18: Distribuzione della differenza tra energia ricostruita totale ed energia generata, nel caso di un fascio di elettroni con energia tra 50 MeV e 4 GeV con soglia APD fissata a 10 MeV. La descrizione dei singoli grafici è riportata nel testo.

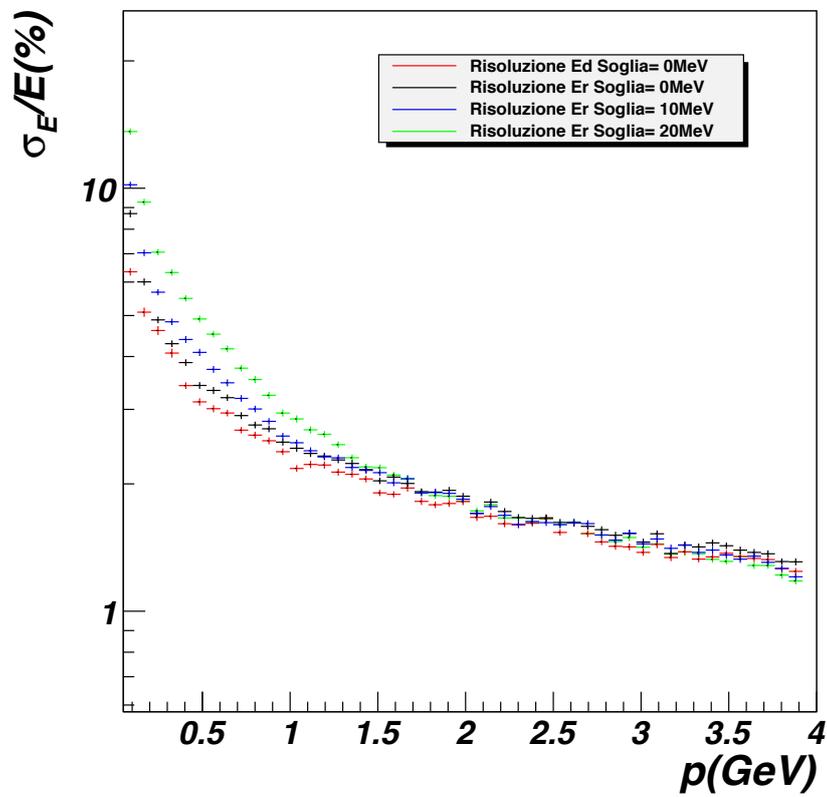


Figura 5.19: Risoluzione energetica del prototipo al variare della soglia applicata agli APD.

5.4 Misure con raggi cosmici

L'apparato sperimentale per le misure dei muoni cosmici è mostrato nella Figura 5.20; esso è composto da 3 barre di scintillatore plastico NE110 allineate tra loro verticalmente: una sopra e due sotto il prototipo, definite rispettivamente *TOP*, *MEDIUM* e *BOTTOM*; le dimensioni delle barre è $60 \times 5 \times 1 \text{ cm}^3$, la distanza tra *TOP* e *MEDIUM* è di 60 cm mentre tra *TOP* e *BOTTOM* 80 cm. Ad entrambe le estremità delle barre sono stati collocati dei PMT veloci (Photonis XP2020 per *TOP* e *MEDIUM* e Hamamatsu R2083 per *BOTTOM*) per la raccolta della luce. La coincidenza dei sei scintillatori definisce il trigger dell'acquisizione. Il prototipo viene

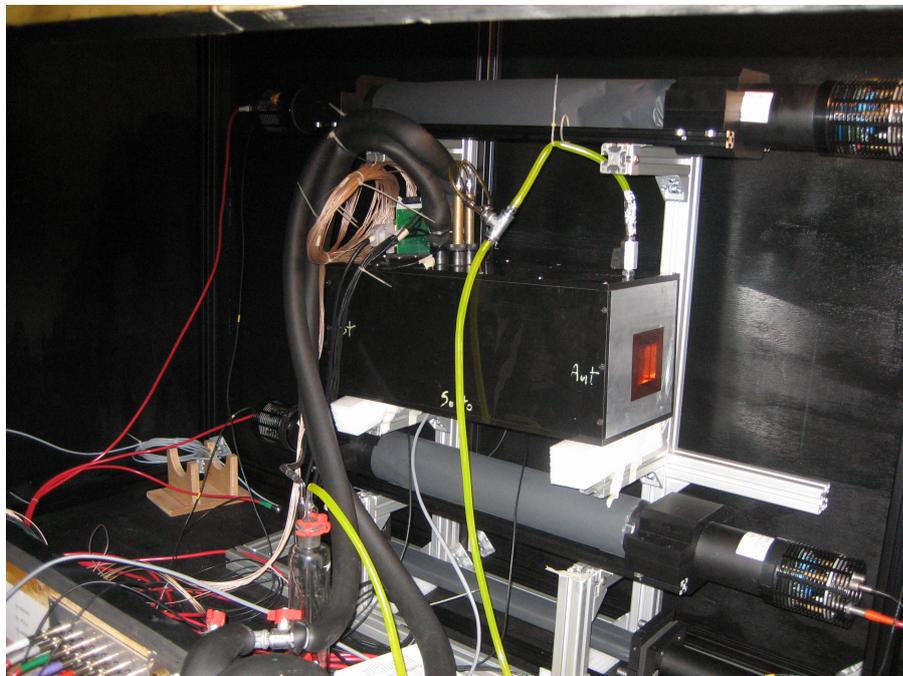


Figura 5.20: Apparato sperimentale per le misure con radiazione cosmica.

portato alla temperatura di 18.5°C dal circuito di raffreddamento esterno; i sensori termici utilizzati per il monitoraggio della temperatura sono PT100 posizionate in diversi punti del prototipo.

A ogni trigger vengono letti i FADC e i TDC, con una finestra temporale di 400 ns. Misurando i tempi degli eventi registrati da ciascun PMT, è possibile definire la traiettoria dei raggi cosmici; questa informazione è utile per applicare dei tagli, allo scopo di selezionare solo le particelle che passano attraverso il prototipo. Una volta registrato il segnale del FADC, questo viene sottoposto a un filtro digitale per eliminare l'eventuale rumore ad alta frequenza, e poi convertito in segnale di

carica. La Figura 5.21 mostra il segnale in carica di un singolo cristallo (plot blu): l'istogramma include eventi in cui il segnale di trigger è dato dai 6 fotomoltiplicatori senza, pertanto, alcuna soglia sul segnale del cristallo; il picco intorno allo zero è il piedistallo, che corrisponde a un segnale di trigger generato da un muone cosmico che ha attraversato le barre di scintillatore ma non il calorimetro, mentre la distribuzione centrata intorno a 15 pC corrisponde a eventi in cui il muone attraversa il cristallo. Sovrapposto a questo, è stata riportata la distribuzione di carica ottenuta con le simulazioni (plot rosso), opportunamente normalizzata in modo tale da avere lo stesso $\frac{N_{conteggi}}{pC}$ del segnale sperimentale tra 10 e 50 pC. I due spettri mostrano

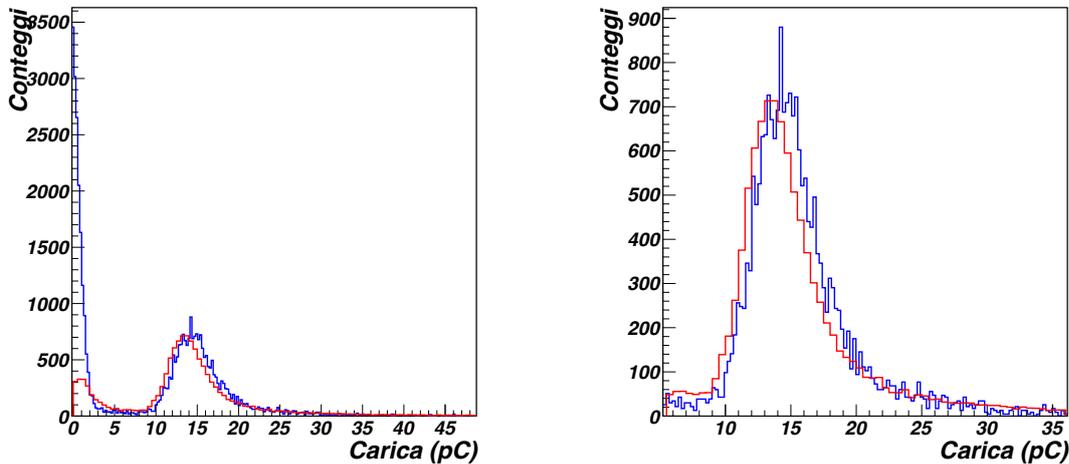


Figura 5.21: Carica raccolta in un cristallo (plot blu) e carica ricostruita con le simulazioni (plot rosso) normalizzata in modo tale da avere lo stesso (numero di conteggi/pC) del segnale sperimentale. La Figura a destra mostra le distribuzioni in un intervallo minore.

andamenti estremamente simili con, apparentemente, uno spostamento del valore più probabile della distribuzione. Essi sono stati analizzati con una funzione di Landau convoluta con una gaussiana per determinare in modo accurato la posizione del picco: i risultati sono riportati nella Figura 5.22 a sinistra per la carica misurata e a destra per la carica simulata; i risultati del fit permettono di stimare una differenza tra le posizioni dei picchi pari a $6.0\% \pm 0.3\%$. Correggendo la distribuzione simulata per un fattore moltiplicativo corrispondente, si ottengono gli spettri mostrati in Figura 5.23. In questo caso la distribuzione dei dati sperimentali e di quelli simulati sono in perfetto accordo. La differenza, inizialmente osservata e poi corretta, è compatibile con le incertezze sui parametri inseriti nella simulazioni che descrivono la conversione da energia a carica.

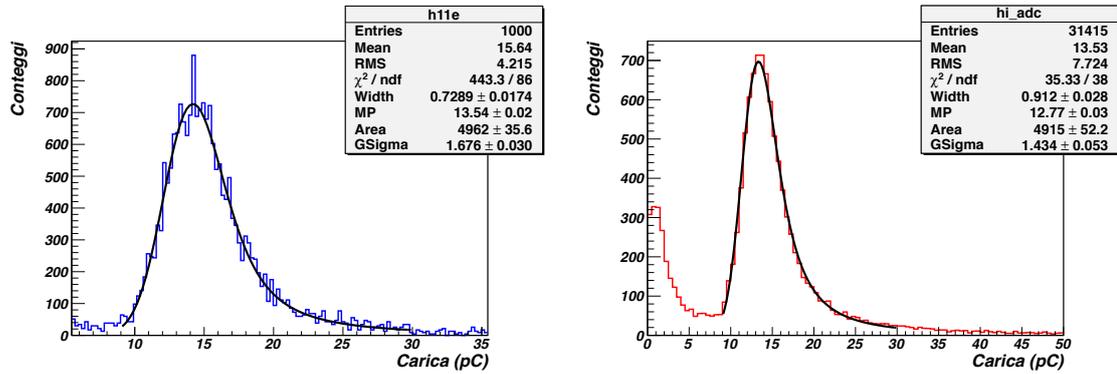


Figura 5.22: Distribuzione della carica misurata (a sinistra) e simulata (a destra) con una funzione di Landau convoluta con una gaussiana.

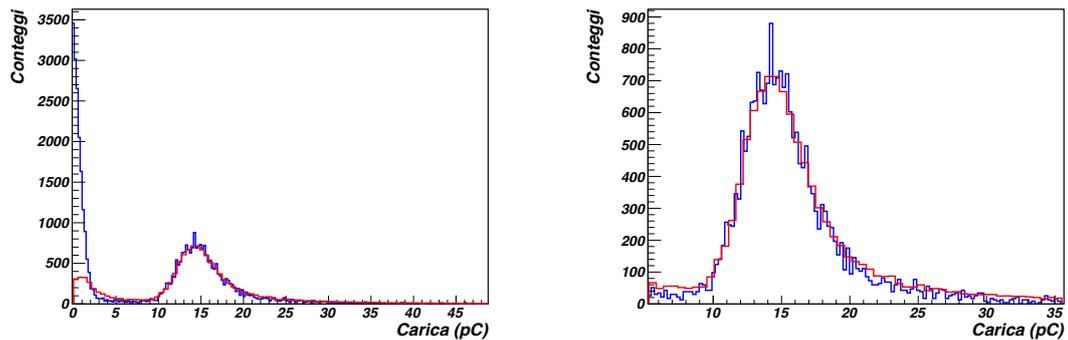


Figura 5.23: Sovrapposizione della distribuzione di carica misurata (plot blu) e di carica simulata con Monte Carlo (plot rosso), dopo le correzioni al processo di ricostruzione. La Figura a destra mostra le distribuzioni in un intervallo minore.

5.5 Test su fascio

Le misure che verranno effettuate presso la Sala B del JLab hanno come scopo principale lo studio della risposta del prototipo allo sciame elettromagnetico di elettroni di energia dell'ordine del GeV. Esse verranno eseguite in parallelo alle misure di spettroscopia, basate su fotoproduzione, previste per CLAS dal Novembre 2011 al Maggio 2012. Per realizzare esperimenti con fotoni reali, la Sala B è dotata di un dispositivo per la produzione di fotoni di Bremsstrahlung, che consiste in un radiatore, costituito da un sottile bersaglio di oro. Un campo magnetico dipolare ha il compito di deviare gli elettroni che non hanno interagito verso il punto di arresto del fascio posto sotto terra, e deflettere gli elettroni che hanno emesso il fotone verso un odoscopio (*tagger*), collocato sul piano focale del magnete. Il *tagger* è costituito da due serie di barre di scintillatori: la prima (*E counters*) utilizzata per determinare l'energia, la seconda (*T counters*) per misurare il tempo di passaggio degli elettroni associati a un fotone di Bremsstrahlung. Conoscendo il valore del campo magnetico del dipolo e il punto di collisione dell'elettrone nel *tagger* è possibile risalire all'energia di quest'ultimo e dunque all'energia del fotone prodotto per Bremsstrahlung. Il *tagger* permette di misurare elettroni entro l'intervallo energetico $0.05 E_0 - 0.80 E_0$, dove E_0 è l'energia iniziale del fascio di elettroni. La Figura 5.24 mostra una sezione della sala sperimentale.

Per il test del prototipo, verranno utilizzati come sorgente gli elettroni che hanno interagito con l'odoscopio: il prototipo verrà infatti collocato nello spazio sottostante il *tagger* e con un sostegno meccanico adeguato verrà posizionato sotto le diverse barre di scintillatore in corrispondenza a diversi *range* di energia incidente. Nel caso specifico l'energia del fascio proveniente da CEBAF sarà di 4.4 GeV, dunque il range energetico degli elettroni rivelati dal *tagger* corrisponderà a 200 MeV - 3.5 GeV. Con il prototipo verranno effettuate misure di risoluzione energetica e temporale, sfruttando la conoscenza dell'energia e del tempo di interazione dell'elettrone con gli *E* e *T counters* rispettivamente. Sulla base delle simulazioni da me effettuate, si è stabilito di effettuare un minimo di 4 misure a 0.5 GeV, 1 GeV, 2 GeV e 3 GeV. La possibilità di effettuare misure ad energia inferiori è stata esclusa dato il peggioramento della risoluzione indicato dalle simulazioni. Per ogni energia, verrà misurata la distribuzione di energia ricostruita da ogni cristallo, in modo da determinare l'energia complessiva e quindi la risoluzione, e la forma dello sciame elettromagnetico. La misura verrà effettuata con soglie sugli APD pari a 10 MeV o superiori, per verificare le predizioni delle simulazioni. Inoltre verrà studiata la differenza temporale tra i segnali dei cristalli e quelli dei *T counters* per determinare la risoluzione temporale del prototipo ed ottimizzare gli algoritmi di ricostruzione.

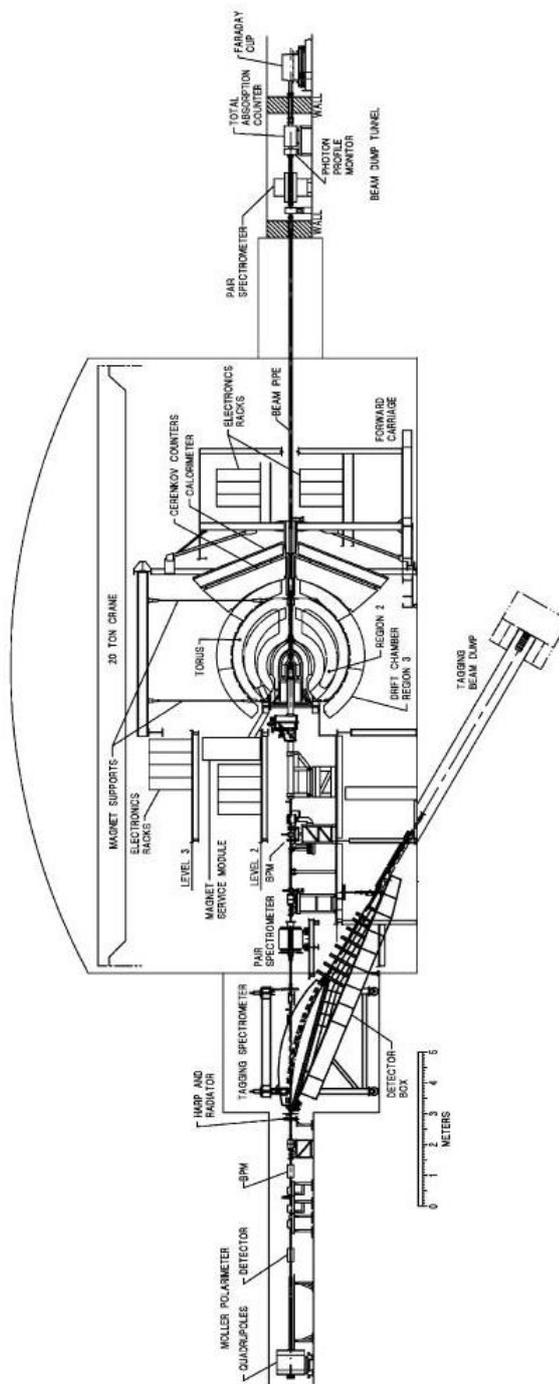


Figura 5.24: *Setup* sperimentale della Sala B.

Conclusioni

Lo scopo della mia tesi è stato la realizzazione del prototipo di un calorimetro elettromagnetico costituito da cristalli di $PbWO_4$, la caratterizzazione delle sue componenti e lo studio della risposta ai raggi cosmici e allo sciame elettromagnetico attraverso misure e simulazioni Monte Carlo.

Il progetto di tesi si inserisce nell'ambito della realizzazione di un rivelatore di elettroni, denominato Forward Tagger, che verrà installato nel 2014 presso la Sala B del Jefferson Laboratory di Newport News (VA). Il Forward Tagger, insieme al rivelatore CLAS12, permetterà lo studio della spettroscopia mesonica nel settore dei quark leggeri e la ricerca di stati esotici utilizzando la diffusione a piccolo angolo di elettroni su bersagli di idrogeno. In queste condizioni cinematiche la diffusione di elettroni è equivalente allo scattering di fotoni quasi-reali, sonda ideale per la produzione di stati mesonici. Il rivelatore Forward Tagger verrà realizzato da una collaborazione internazionale che comprende università ed istituti di ricerca italiani, francesi, britannici e statunitensi. Il Gruppo III INFN della Sezione di Genova è coordinatore del progetto e responsabile della realizzazione del calorimetro elettromagnetico, fondamentale per l'identificazione dell'elettrone e la misura della sua energia.

Il calorimetro dovrà rivelare elettroni da 0.5 a 4.5 GeV diffusi a piccoli angoli (2.5° e 4.5°) con risoluzione energetica di 1-2 %. Esso verrà installato all'interno dello spettrometro CLAS12 in prossimità della linea del fascio, in una regione caratterizzata da spazio limitato, campi magnetici significativi ed elevati livelli di radiazione. Questi fattori hanno portato alla scelta di scintillatori inorganici ad elevata densità, accoppiati a fotosensori al silicio, in modo da realizzare un rivelatore compatto ed omogeneo in grado di garantire le prestazioni richieste.

La prima fase di questo lavoro di tesi ha riguardato lo studio delle prestazioni dei cristalli di scintillatore e dei fotosensori al silicio che sono le componenti essenziali del calorimetro elettromagnetico.

Recentemente, la BTCP (Bogoroditsk Techno-Chemical Plant) di Tula in Russia, insieme alla collaborazione PANDA e CMS, ha sviluppato un nuovo tipo di tungstato di piombo $PbWO_4$ -II che si è dimostrato avere ottime caratteristiche in termine di produzione di luce, uniformità e resistenza alle radiazioni. Un campione di questi cristalli, prodotti nella geometria necessaria al calorimetro del Forward Tagger ($15 \times 15 \times 200 \text{ mm}^3$) è stato caratterizzato presso i laboratori del Gruppo III dell'INFN di Genova e del CERN (Facility ACCOS) per misurarne le proprietà ottiche e di

scintillazione (trasparenza, trasmissione ed emissione di luce) sia a temperatura ambiente che a -25° . Le misure hanno mostrato che i cristalli analizzati possiedono le caratteristiche richieste. Dato lo spazio limitato e la presenza di campi magnetici, fotosensori al silicio, quali APD e SiPM, sono stati inizialmente presi in considerazione e sottoposti a test in laboratorio con sorgente di luce monocromatica e sorgenti radioattive. I risultati di tali misure hanno permesso di individuare gli APD come i sensori adatti alla lettura della luce prodotta dai cristalli. Per verificare il funzionamento d'insieme delle varie componenti si è progettato e realizzato un piccolo prototipo del calorimetro assemblando 9 cristalli di $PbWO_4$ -II accoppiati a APD S8664-1010 dell'Hamamatsu, per un volume complessivo di $45 \times 45 \times 200 \text{ mm}^3$. I cristalli sono racchiusi in un rivestimento in rame che viene mantenuto a temperatura costante, regolabile tra 18° e -25° , per garantire la necessaria uniformità e stabilità dello scintillatore e dei sensori. Utilizzando un programma di simulazioni basato sul software GEANT4 è stata studiata la risposta del prototipo a raggi cosmici ed a elettroni di energia fissata fra 50 MeV e 4 GeV. I risultati ottenuti per i raggi cosmici sono stati paragonati con le misure effettuate in laboratorio, mostrando un eccellente accordo tra gli spettri reali e quelli simulati, indicando quindi la buona comprensione e parametrizzazione dei diversi componenti del calorimetro. Infine, i risultati delle simulazioni con fascio di elettroni hanno consentito di scegliere le condizioni ottimali per le misure su fascio e di pianificare i test del prototipo che verranno effettuati presso il Jefferson Laboratory nel Dicembre 2011.

Ringraziamenti

Desidero innanzitutto ringraziare il Prof. Mauro Taiuti per la grande disponibilità e cortesia dimostratemi, per i preziosi insegnamenti e consigli durante questi due anni di laurea specialistica.

Merita un ringraziamento particolare la Dott. Raffaella De Vita che mi ha guidato in questa esperienza di formazione sempre con molta disponibilità e professionalità, trasmettendomi interesse e passione per la materia. Ringrazio sentitamente il Dott. Marco Battaglieri per tutto l'aiuto fornito durante la stesura della tesi. Vorrei inoltre esprimere la mia gratitudine ad Andrea Celentano per i numerosi consigli durante la ricerca. Ringrazio il Prof. Maurizio Lo Vetere per aver dimostrato un sincero interesse verso questo lavoro di tesi. Un grazie sentito ad Andrea Bersani e a tutti i ricercatori e i tecnici del laboratorio L102 per avermi accolto nel gruppo.

Le persone che sento però di dover ringraziare maggiormente per aver raggiunto questo importante traguardo sono i miei genitori e mia sorella Francesca, per il loro incrollabile affetto e sostegno.

Un grazie davvero speciale a Federico, che con il suo carattere solare riesce sempre a far nascere un sorriso sul mio viso.

Ringrazio con infinito affetto gli amici Martina e Matteo, sempre presenti, sempre vicini, soprattutto nei momenti difficili. Un sincero grazie a tutti gli abitanti della "piccionaia": Francesca, Dario, Coriolis, Marina, Franceschina, Sara, Lorenzo, Ilaria, Emmanuela, Giorgio, Papi, Andrea, Sebi, Paolo, Piccolo Fra...grazie per essere diventati la mia seconda famiglia!

Infine ringrazio di cuore Barbara, per aver condiviso con me intere giornate di studio e di lavoro in quest'ultimo periodo universitario, per avermi dato sempre il giusto appoggio e dimostrato tantissima comprensione.

Bibliografia

- [1] E.Fermi and C.N.Yang, Phys. Rev. 76 (1949) 1739.
- [2] G.Zweig, Origins of the Quark Model Baryon 1980 Conference.
- [3] R.Jaffe and J.Jhonson, Phys. Lett. B69 (1976) 201.
- [4] J.Chen et al., Phys. Rev. D73, 014516 (2006).
- [5] G.Bali et al. [SESAM Collaboration] Nucl. Phys. Proc. Suppl. 63 (1998) 209-211.
- [6] G.Bali et al., Phys. Rev. D56 (1997) 2566-2589.
- [7] J.Dudek et al., Phys. Rev. D82, 034508 (2010).
- [8] B.A.Mecking et al. [CLAS Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A503 (2003) 513.
- [9] S. Godfrey, J. Napolitano, Rev. Mod. Phys. **71**, 1411-1462 (1999).
- [10] N. Isgur, R. Kokoski, J. E. Paton, Phys. Rev. Lett. **54**, 869 (1985).
- [11] N. Isgur, J. E. Paton, Phys. Rev. **D31**, 2910 (1985).
- [12] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev., 122, 345-358 (1961).
- [13] M. Nozar *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 102002 (2009).
- [14] M. Battaglieri *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102**, 102001 (2009) and M. Battaglieri *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. **D80**, 072005 (2009).
- [15] C. Salgado *et al.*, E-99-005: *Meson Spectroscopy in Few-Body Decays*, http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/99/PR99-005.pdf;
C. Salgado *et al.*, E-01-017: *Extensions to E-99-005, Meson Spectroscopy in Few-Body Decays*, http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/01/PR01-017.pdf.
- [16] P. Eugenio *et al.*, E-04-005: *Search for New Forms of Hadronic Matter in Photoproduction*, http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/04/PR04-005.pdf.
- [17] S. Stepanyan *et al.*, E-07-009: *Meson spectroscopy in the Coherent Production on ^4He with CLAS*, http://www.jlab.org/exp_prog/proposals/07/PR-07-009.pdf.
- [18] D. Alde, et al. *Phys. Lett.* **B205**, 397 (1988).

- [19] G. M. Beladidze *et al.* [VES Collaboration], Phys. Lett. **B313**, 276-282 (1993).
- [20] H. Aoyagi, S. Fukui, T. Hasegawa *et al.*, Phys. Lett. **B314**, 246-254 (1993).
- [21] D. R. Thompson *et al.* [E852 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **79**, 1630-1633 (1997); S. U. Chung *et al.* [E852 Collaboration], Phys. Rev. **D60**, 092001 (1999).
- [22] A. Abele *et al.* [Crystal Barrel Collaboration], Phys. Lett. **B423**, 175-184 (1998); A. Abele *et al.* [Crystal Barrel Collaboration], Phys. Lett. **B446**, 349-355 (1999).
- [23] G. S. Adams *et al.* (E852 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **81**, 5760 (1998).
- [24] Y. Khokhlov *et al.* [VES Collaboration], Nucl. Phys. A **663**, 596 (2000).
- [25] A. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **104**, 241803 (2010); B. Grube *et al.* [COMPASS Collaboration], arXiv:1002.1272 [hep-ex] (2010).
- [26] J. Kuhn *et al.* [E852 Collaboration], Phys. Lett. **B595**, 109-117 (2004); M. Lu *et al.* [E852 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 032002 (2005).
- [27] M. Ablikim *et al.* [BESIII Collaboration], Nucl. Instrum. Meth. A **614** (2010) 345.
- [28] The GlueX Collaboration, *The GlueX Experiment in Hall-D*, <http://argus.phys.uregina.ca/cgi-bin/public/DocDB/ShowDocument?docid=1545>;
The GlueX Collaboration, *Mapping the Spectrum of Light Quark Mesons and Gluonic Excitations with Linearly Polarized Photons*, <http://argus.phys.uregina.ca/cgi-bin/public/DocDB/ShowDocument?docid=1226>.
- [29] D. Bettoni *et al.* [PANDA Collaboration], *Physics Performance Report for PANDA: Strong Interaction Studies with Antiprotons*, arXiv:0903.3905v1 [hep-ex] (2009).
- [30] A. Afanasev and P. R. Page, Phys. Rev. **A57**, 6771 (1998).
- [31] A. Szczepaniak and M. Swat, Phys. Lett. **B516**, 72 (2001).
- [32] N. Dombey, Rev. Mod. Phys. **41**, 236 (1969).
- [33] M. Atkinson *et al.*, Z. Phys. **C27**, 233 (1985).
- [34] E. S. Ageev *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Lett. **B**, 633 (2005).
- [35] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Nucl. Phys. B **627**, 3 (2002).
- [36] B. Andrieu *et al.*, *Test beam results of the tungsten/quartz-fibre calorimeter for the luminosity measurement in H1, Proc. of the IX Int. Conf. on Calorimetry in Particle Physics*, CALOR2000, Annecy Oct. 2000, Frascati Physics Series (2001).
- [37] L. Harwood, Proceedings of LINAC 2006, Knoxville, Tennessee USA.

- [38] H.A.Grunder, J.J.Bisognano, W.I.Diamond, B.K.Hartline, C.W.Leemann, J.Mougey, R.M.Sundelin, R.C.York, "The Continuous Electron Beam Accelerator Facility," Conf. Proc. **C870316** (1987) 13.
- [39] C.Leemann, "Cebaf: Design Overview And Project Status," In Argonne 1987, Proceedings, RF superconductivity, vol. 1 141-162 and Southeast. Univ. R. A. Newport News - CEBAF-PR-88-01.
- [40] CLAS12 Technical Design Report,
http://clasweb.jlab.org/wiki/index.php/CLAS12_Technical_Design_Report.
- [41] H. Matevosyan, R. Mitchell and M. Shepherd, IUampTools.
- [42] G.Adams *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **465** (2001) 414.
- [43] M.Amarian *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **460** (2001) 239.
- [44] CMS Electromagnetic Calorimeter,
<http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/ECAL/index.html>.
- [45] D. C. Zhou *et al.* (ALICE Collaboration), J. Phys. G **34** (2007) 719.
- [46] PANDA Collaboration, *Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)*, arXiv:0810.1216.
- [47] I. Bedlinskiy *et al.*, "An Inner Calorimeter for CLAS/DVCS experiments", unpublished.
- [48] S. Stepanyan *et. al.*, CLAS Note 2009-019; S. Stepanyan *et. al.*, 2008 IEEE nuclear Science Symposium and Medical imaging Conference.
- [49] I. Akushevich, H. Bottcher and D. Ryckbosch, arXiv:hep-ph/9906408.
- [50] M. Ungaro, CLAS12 GEANT-4 simulation package GEMC,
http://clasweb.jlab.org/wiki/index.php/CLAS12_Software.
- [51] R. De Vita, *comunicazione privata*.
- [52] Y.S. Tsai, Rev. Mod. Phys. **46**, 815 (1974).
- [53] D. Glazier, *comunicazione privata*.
- [54] G. Charles, *comunicazione privata*.
- [55] M.Battaglieri *et al.*, (CLAS Collaboration) E12-11-005: *Meson spectroscopy with low Q^2 electron scattering in CLAS12*, http://www.jlab.org/battaglieri/ft/meson_spectroscopy_clas12_proposal.pdf.
- [56] I. Giomataris *et al.*, Nucl.Instrum.Meth.A560: 405-408,2006.

- [57] http://jp.hamamatsu.com/resources/products/ssd/pdf/s8664_series_kapd1012e04.pdf.
- [58] http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_S/s10984_series_etc_kapd1024e03.pdf.
- [59] https://coda.jlab.org/wiki/index.php/Main_Page.
- [60] K.Nakamura *et al.*, (Particle Data Group), J.Phys. G **37**, 075021 (2010) and 2011 partial upgrade for the 2012 edition.
- [61] A. Bersani, *comunicazione privata*.