

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

---

SCUOLA DI SCIENZE  
Corso di Laurea in Fisica

**CALIBRAZIONE DI RIVELATORI PER  
GAMMA CON UN FLASH ADC E IL  
SOFTWARE DI ACQUISIZIONE DATI  
DELL'ESPERIMENTO ATLAS**

Tesi di Laurea in Fisica Nucleare e Subnucleare

Relatore:  
Chiar.mo Prof.  
Nicola Semprini-Cesari

Presentata da:  
NICO GIANGIACOMI

Correlatore:  
Dott.ssa Carla Sbarra

Sessione II  
Anno Accademico 2012/2013



*Alla mia famiglia  
per tutto il supporto di questi anni*





# Indice

<b>1</b>	<b>L'ACCELERATORE LHC DEL CERN</b>	<b>9</b>
1.1	LHC: Large Hadron Collider . . . . .	10
1.2	Luminosità . . . . .	12
<b>2</b>	<b>L'ESPERIMENTO ATLAS</b>	<b>15</b>
2.1	Descrizione dell'apparato sperimentale . . . . .	15
2.2	Il rivelatore LUCID . . . . .	17
2.3	Il sistema di trigger . . . . .	17
2.4	Software di trigger e acquisizione dati in ATLAS . . . . .	18
2.4.1	Run Control . . . . .	18
2.4.2	ReadoutModule . . . . .	18
2.4.3	Monitoring . . . . .	19
<b>3</b>	<b>IL RIVELATORE LUCID</b>	<b>21</b>
3.1	Descrizione del rivelatore . . . . .	21
3.2	Principio di funzionamento . . . . .	22
3.2.1	Effetto Cherenkov . . . . .	22
3.2.2	Monitoraggio della luminosità . . . . .	22
3.3	Elettronica di acquisizione e monitoring . . . . .	23
<b>4</b>	<b>IL FADC CAEN v1720</b>	<b>27</b>
4.1	Caratteristiche generali . . . . .	28
4.2	Mappa dei registri . . . . .	29
4.2.1	Trigger . . . . .	29
4.3	Struttura del buffer di dati . . . . .	31
<b>5</b>	<b>SOFTWARE SVILUPPATO PER IL CAEN v1720</b>	<b>33</b>
5.1	Libreria dinamica per la configurazione e la lettura del CAEN v1720 via fibra ottica . . . . .	33
5.2	Libreria dinamica per il monitoraggio online dei dati . . . . .	35
<b>6</b>	<b>SPETTROSCOPIA GAMMA</b>	<b>37</b>
6.1	Interazioni luce-materia . . . . .	37
6.1.1	Effetto fotoelettrico . . . . .	37

6.1.2	Effetto Compton . . . . .	38
6.1.3	Produzione di coppie . . . . .	39
6.2	Spettri energetici . . . . .	40
6.2.1	Risoluzione energetica . . . . .	42
<b>7</b>	<b>RIVELATORI PER LA SPETTROSCOPIA GAMMA</b>	<b>45</b>
7.1	Generalità sugli scintillatori . . . . .	45
7.1.1	Meccanismo di scintillazione nei cristalli inorganici . .	46
7.2	Generalità sui fotomoltiplicatori . . . . .	50
7.2.1	Processo di fotoemissione . . . . .	50
7.2.2	Moltiplicazione degli elettroni . . . . .	51
<b>8</b>	<b>CALIBRAZIONE DI DUE RIVELATORI</b>	<b>53</b>
8.1	Strumenti e Setup Sperimentale . . . . .	53
8.1.1	Setup Sperimentale . . . . .	57
8.1.2	Infrastruttura Software . . . . .	58
8.2	Metodo di misura . . . . .	59
8.2.1	Determinazione della carica . . . . .	59
8.2.2	Realizzazione di istogrammi . . . . .	60
8.2.3	Rate di acquisizione . . . . .	60
8.3	Risultati . . . . .	61
8.3.1	Analisi del fondo ambientale . . . . .	61
8.3.2	Analisi spettroscopica . . . . .	61
8.3.3	Parametrizzazione dei fotopicchi . . . . .	62
8.3.4	Risoluzione . . . . .	64
8.4	Calibrazione dei rivelatori . . . . .	66
8.4.1	Calibrazione del rivelatore A . . . . .	66
8.4.2	Calibrazione del rivelatore B . . . . .	68
8.4.3	Analisi del fotopicco presente nel fondo ambientale . .	70
8.5	Dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione . .	71

# Introduzione

ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS) è uno dei quattro grandi esperimenti disposti lungo il Large Hadron Collider (LHC) presso il CERN di Ginevra. La luminosità in ATLAS è costantemente monitorata dal rivelatore LUCID (Luminosity measurement Using Cherenkov Integrating Detector) basato su tubi ad effetto Cherenkov capaci di raccogliere la luce emessa dalle particelle cariche provenienti dal vertice di interazione dell'esperimento e di convertirla in segnali elettrici per mezzo di fotomoltiplicatori. La misura della luminosità è ottenuta dai segnali che superano un prefissato valore di soglia. Nella logica della misura è fondamentale il sistema di controllo della qualità dei segnali elettrici basato su quattro *Flash Analog to Digital Converter* (FADC) che ne esaminano continuamente la forma.

La configurazione attuale prevede che i FADC siano letti tramite VME (VERSABUS Module Eurocard) in modo sequenziale tuttavia esiste la possibilità di migliorare notevolmente le prestazioni del sistema di controllo della qualità sfruttando l'ingresso in fibra ottica.

Lo scopo del presente lavoro di tesi è quello di scrivere e testare un software per la gestione dei FADC in parallelo via fibra ottica in modo da migliorare il rate di analisi in forma dei segnali. Dato che attualmente LHC è in fase di *shut down* il test verrà eseguito in laboratorio per mezzo di una replica del sistema di controllo di LUCID con segnali provenienti da due rivelatori a scintillazione sottoposti all'irraggiamento con una sorgente di  $^{22}\text{Na}$ .



## Capitolo 1

# L'ACCELERATORE LHC DEL CERN

Dopo la Seconda Guerra Mondiale, il grande aumento di organizzazioni internazionali incoraggiò l'idea di creare un laboratorio europeo per la ricerca in fisica nucleare in modo da ridare all'Europa il primato nella fisica. Perciò nel 1952 undici paesi (Belgio, Danimarca, Francia, Germania, Grecia, Italia, Jugoslavia, Norvegia, Paesi Bassi, Regno Unito, Svezia, Svizzera) si riunirono nel Consiglio Europeo per la Ricerca Nucleare (Counseil Européen pour la Recherche Nucléaire) da cui l'acronimo CERN, e nel 1954 venne avviato il progetto di costruzione del centro di ricerca a cui ci si riferisce con lo stesso acronimo. Attualmente il CERN conta venti paesi membri: oltre agli undici fondatori (eccetto la Jugoslavia che è uscita nel 1961) si sono aggiunti l'Austria, la Spagna, il Portogallo, la Finlandia, la Polonia, l'Ungheria, la Repubblica Ceca, la Slovacchia, la Bulgaria e la Romania.

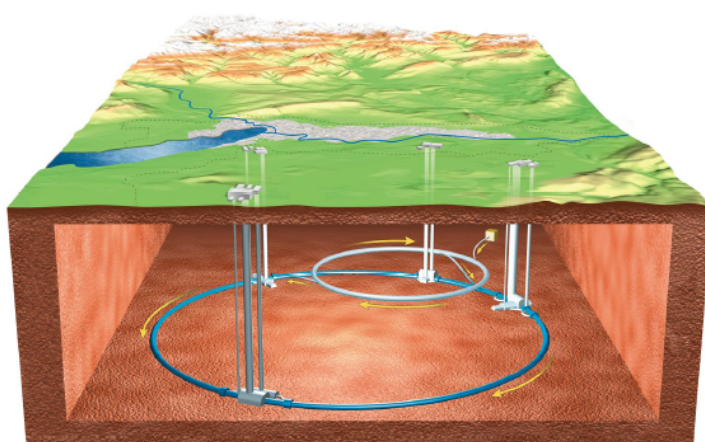


Figura 1.1: L'acceleratore LHC del CERN

## 1.1 LHC: Large Hadron Collider

Lo scopo del CERN è fornire ai ricercatori gli strumenti necessari per lo studio della fisica delle alte energie. Per portare le particelle ad energie elevate in modo da ottenere le reazioni di interesse sono necessari acceleratori di particelle; il CERN vanta il più grande e potente acceleratore del mondo, il Large Hadron Collider (LHC). Esso ha una circonferenza di 27 km ed è costruito nel tunnel dove ha operato dal 1989 al 2000 il Large Electron Positron collider (LEP), nel sottosuolo della campagna al confine tra Svizzera e Francia. L'LHC (Figura 1.1) ha lo scopo di portare due fasci di particelle (protoni o ioni pesanti) ad altissime energie (14 TeV nel centro di massa per i protoni e 1,38 TeV di ogni coppia nucleone-nucleone) e farli collidere in modo da ricreare condizioni di densità di energia simili a quelle dei primi istanti dell'universo, anche se per una piccola frazione di tempo e spazio. Il processo di accelerazione avviene in più fasi. Per avere fasci di protoni viene inserito idrogeno gassoso all'interno di un tubo cilindrico su cui è applicato un forte campo elettrico, in modo da strappare via gli elettroni; i protoni così ottenuti vengono indirizzati in un acceleratore lineare dove acquisiscono un'energia di 50 MeV ed in seguito entrano negli acceleratori circolari chiamati PS e SPS dove arrivano a 450 GeV. Infine sono immessi nell'anello dell'LHC dove vengono accelerati ulteriormente (Figura 1.2).

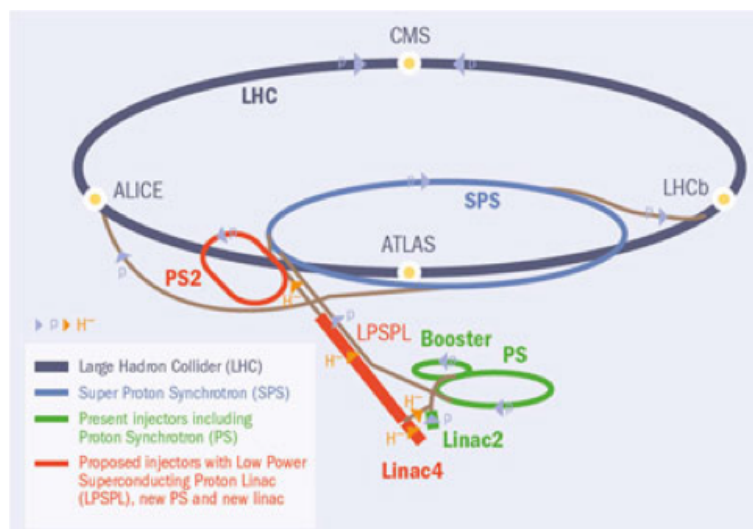


Figura 1.2: Sistema di iniezione dell'acceleratore LHC al CERN: protoni ottenuti da idrogeno ionizzato sono inizialmente iniettati in un acceleratore lineare (Linac), accumulati in un booster, passati a un primo acceleratore circolare (PS), poi a un secondo (SPS) e, infine, in LHC.

Qui i fasci circolano in direzioni opposte in camere separate, in condizioni prossime al vuoto ( $10^{-10} \text{ torr}$ ), vengono mantenuti in traiettorie circolari

grazie a un forte campo magnetico (8,3 T) generato da 1232 magneti di dipolo e sono focalizzati da 392 magneti di quadrupolo. Ciascun magnete funziona in regime di superconduttività ed è mantenuto alla temperatura di 2 K mediante elio superfluido. Una volta raggiunta l'energia desiderata, i fasci vengono fatti scontrare in precise zone di collisione, attorno alle quali sono stati installati quattro grandi apparati sperimentali: ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Solenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment) e LHCb (Figura 1.3).

- **ATLAS:** è un esperimento progettato sia per la ricerca del Bosone di Higgs, l'unica particella del Modello Standard non ancora osservata al tempo della messa in funzione dell'LHC, sia per la ricerca di particelle previste da modelli di nuova fisica, come il modello delle supersimmetrie e la materia oscura, sia per misure di precisione del Modello Standard (come misure di parametri del quark top).
- **CMS:** ha gli stessi scopi di ATLAS ma utilizza tecnologie e metodi differenti.
- **ALICE:** studia le collisioni tra ioni pesanti per poter studiare lo stato della materia denominato *quark gluon plasma*
- **LHCb:** studia il quark bottom con il proposito di comprendere le differenze tra materia e antimateria

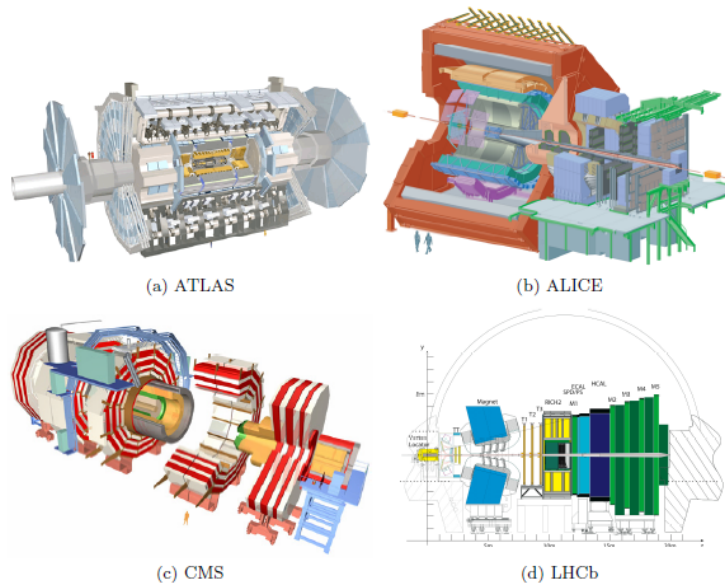


Figura 1.3: I principali esperimenti dell'LHC

Altri tre esperimenti più piccoli condotti presso l'LHC sono:

- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross-section Measurement): studia la fisica delle interazioni p-p *in avanti*, ossia le reazioni che producono particelle preferenzialmente lungo la direzione dei fasci. Questi processi non sono accessibili agli esperimenti *general purpose* come ATLAS e CMS
- LHCf (LHC Forward): usa le particelle prodotte da LHC lungo la direzione dei fasci come strumento per simulare e studiare raggi cosmici in condizioni di laboratorio
- MoEDAL (Monopole and Exotics Detector at the LHC): approvato nel 2010, si occupa della ricerca di monopoli magnetici e altre particelle esotiche.

## 1.2 Luminosità

La luminosità istantanea  $L$  è un parametro di funzionamento di ogni acceleratore e pertanto non dipende dal tipo di interazione, ma dai parametri del fascio. Quando i fasci sono costituiti da *pacchetti* di particelle detti *bunch*, come in LHC, e assumendo che i bunch siano tutti uguali (condizione che in realtà non è quasi mai verificata),  $L$  si esprime come:

$$L = F \cdot \frac{N_1 \cdot N_2 \cdot n_b \cdot f_r \cdot \gamma}{4\pi \cdot \beta \cdot \epsilon} \quad (1.1)$$

dove:

$F$  è un fattore che tiene conto dell'angolo relativo al quale i due fasci collidono;

$N_{1(2)}$  è il numero di particelle in ciascun bunch del fascio 1 (2);

$n_b$  è il numero di bunch collidenti;

$f_r$  è la frequenza alla quale ogni bunch passa per il punto di collisione (frequenza di rivoluzione);

$\gamma$  è il fattore relativistico per le particelle collidenti;

$\epsilon$  e  $\beta$  (emittanza e focalizzazione) sono proprietà del fascio legate alle sue dimensioni trasverse nel punto di interazione.

La luminosità istantanea permette di calcolare il tasso di interazioni prodotte (rate  $R_x$ ) per unità di sezione d'urto ( $\sigma_x$ ) di ogni processo fisico, secondo la formula:

$$R_x = \sigma_x \cdot L \quad (1.2)$$

Nel 2012 LHC è riuscito a raggiungere una luminosità istantanea  $L(\text{Max}) = 0,7 \cdot 10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , da confrontare con le luminosità di progetto di  $10^{34} \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$



Si può inoltre definire la luminosità integrata  $\mathcal{L}$  come l'integrale della luminosità istantanea in un certo intervallo di tempo. Se si considera l'efficienza  $\xi$  del rivelatore, si può esprimere il numero di eventi del processo  $x$  osservati come:

$$N_{oss}^x = \xi_x \cdot \mathcal{L} \cdot \sigma_x \quad (1.3)$$

Per misurare effettivamente la luminosità non si utilizza quasi mai l'equazione 1.1, poiché si ottengono risultati poco precisi a causa della difficoltà di misurare i parametri trasversi dei fasci nel punto di interazione. Quando possibile viene usata l'equazione 1.2, dove  $x$  è un processo di sezione d'urto  $\sigma_x$  nota e la selezione degli eventi relativi ha sufficiente statistica ed è contaminata da poco fondo. Diversamente si sfruttano altri metodi, come quelli utilizzati in passato da LHC ([1],[2]).



## Capitolo 2

# L'ESPERIMENTO ATLAS

### 2.1 Descrizione dell'apparato sperimentale

L'apparato sperimentale di ATLAS ([3]) consiste in un rivelatore cilindrico “general purpose” (Figura 2.1) lungo 45 metri, alto più di 25 metri e del peso complessivo di circa 7000 tonnellate. Esso è composto da più rivelatori: un Inner Detector (rivelatore interno) circondato da un magnete che genera un campo magnetico solenoideale, un calorimetro elettromagnetico, un calorimetro adronico e infine uno spettrometro a muoni, immerso in un campo magnetico toroidale (Figura 2.3).

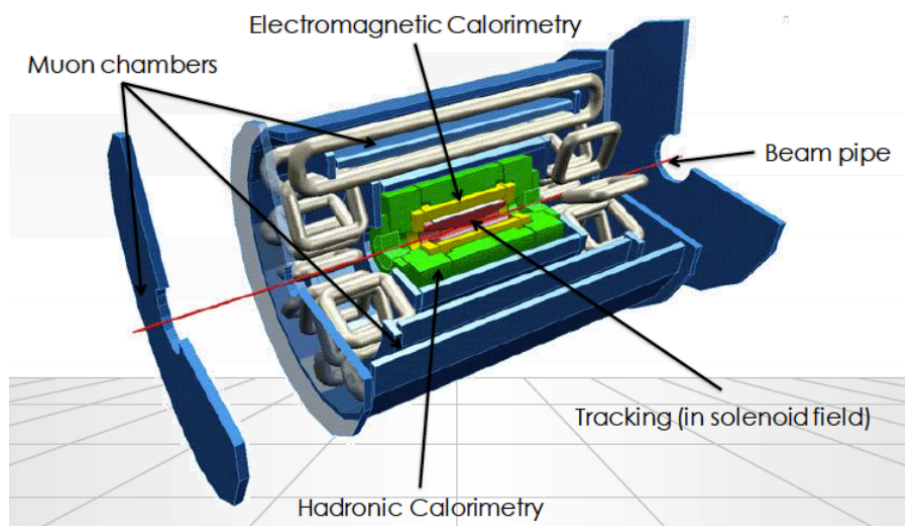


Figura 2.1: Sezione del rivelatore di ATLAS

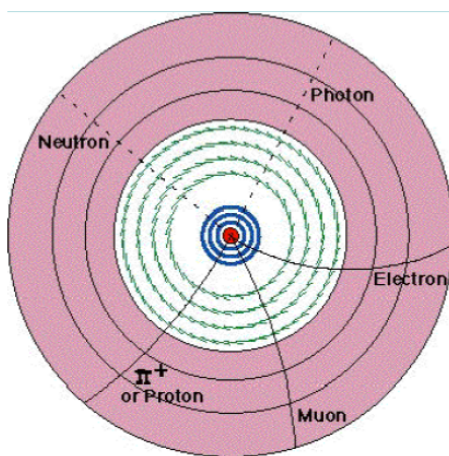


Figura 2.2: Sezione dell'Inner Detector. Sono evidenziati piani di rivelatori a pixel (in blu), piani di rivelatori a strip (in verde), rivelatore a radiazione di transizione (in rosa).

- **Inner Detector:** è un rivelatore di tipo non distruttivo, cioè interferisce il meno possibile con le particelle che lo attraversano e serve a tracciare particelle cariche. Partendo dal centro e proseguendo verso l'esterno, esso è costituito da tre piani di rivelatori a pixel, quattro piani di rivelatori a strip e un rivelatore a radiazione di transizione (Figura 2.2). Le particelle cariche ionizzano questi rivelatori rilasciando segnali ben localizzati che permettono la ricostruzione della loro traiettoria; la curvatura della traiettoria permette inoltre di misurarne l'impulso. Le particelle neutre, come i fotoni e i neutroni, non vengono misurate direttamente.
- **Calorimetro elettromagnetico:** ha lo scopo di misurare l'energia di elettroni e fotoni, i quali sono assorbiti durante il processo. Il calorimetro elettromagnetico è dunque un rivelatore distruttivo.
- **Calorimetro adronico:** similmente al calorimetro elettromagnetico, assorbe gli adroni per misurarne l'energia. Anche questo è un rivelatore distruttivo.
- **Spettrometro a muoni:** i muoni al di sopra di una certa energia non vengono assorbiti dai calorimetri e possono percorrere molti metri prima di decadere. Per questo motivo lo spettrometro a muoni si trova nello strato più esterno dell'apparato di ATLAS e, dal momento che ricopre un'area estesa, è costituito da piani di rivelatori a gas, che sono più economici di altre tecnologie di tracciamento. Il passaggio dei muoni lascia una traccia nel gas che consente di studiarne il segno della carica e l'impulso a partire dalla curvatura delle traiettorie.

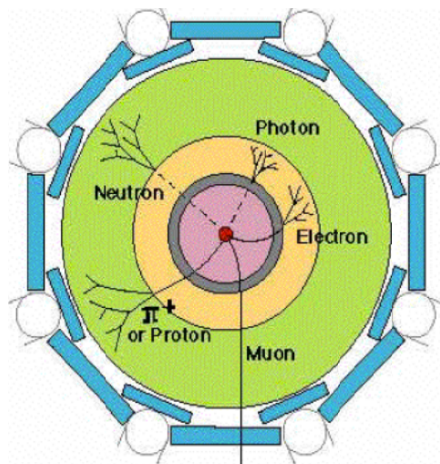


Figura 2.3: Sezione del rivelatore ATLAS: Inner Detector (rosa), Calorimetro elettromagnetico (giallo), Calorimetro adronico (verde), Spettrometro a muoni (blu)

L'apparato sperimentale è ottimizzato per osservare processi che producono particelle con grande impulso trasverso rispetto alla direzione del fascio, e per lavorare ad alta luminosità (fino a 30 interazioni per collisione tra i fasci) in presenza di collisioni tra particelle ogni 25 ns. Ciò che rende ATLAS uno dei migliori esperimenti al mondo sono la velocità di acquisizione, la copertura di un grande angolo solido e l'elevata precisione delle misure.

## 2.2 Il rivelatore LUCID

Il rivelatore LUCID (Luminosity measurement Using Cherenkov Integrating Detector) è dedicato al monitoraggio della luminosità. La descrizione dettagliata del rivelatore è rimandata al capitolo 3.

## 2.3 Il sistema di trigger

A LHC i fasci possono collidere alla frequenza di 40 MHz, ma quella delle interazioni tra quark e gluoni che ATLAS vuole studiare è di molti ordini di grandezza inferiore. Occorre quindi un sistema veloce per identificare le collisioni in cui è probabile si sia verificata un'interazione interessante, limitando il rate di scrittura su disco a qualche centinaio di Hz. Tale sistema prende il nome di trigger e in ATLAS è costituito da tre livelli, di cui il primo è implementato completamente in hardware, il secondo basa la sua decisione solo su un sottoinsieme delle informazioni disponibili in ciascun evento e il terzo livello, puramente software, basa la sua decisione su un'analisi completa degli

eventi che superano i livelli precedenti. Durante il tempo necessario a prendere la decisione di ciascun livello di trigger gli eventi sono immagazzinati in buffer di memoria temporanei da cui sono trasferiti o cancellati in seguito a ciascuna decisione. Il primo buffer si trova fisicamente nell'elettronica di front-end di ciascun sottorivelatore.

## 2.4 Software di trigger e acquisizione dati in ATLAS

Il software di TDAQ (Trigger and Data AcQuisition) di ATLAS è un pacchetto di programmi e librerie dinamiche (plugin) scritti in C++ che include tutte le funzionalità di un sistema di acquisizione: trigger, lettura delle informazioni fornite dai vari rivelatori, monitoraggio dei dati acquisiti, scambio di informazioni tra i processi, comunicazione ed eventuale gestione di errori e scrittura dei dati su disco.

La configurazione specifica di ciascuna implementazione è descritta da un database di configurazione costituito da uno o più file di tipo *xml* che descrivono gli oggetti hardware e software presenti nel sistema e le loro mutue relazioni. Il vantaggio di un tale database consiste nel fatto che può essere modificato e ricaricato senza dover ricompilare nessun pezzo di codice.

L'architettura del sistema di acquisizione è basata sul modello computazionale del Finite-State Machine (macchina a stati finiti), secondo cui il sistema può trovarsi solo in un numero finito di stati predeterminati. In questo modo è possibile sincronizzare le operazioni dei vari sottorivelatori e gestire l'acquisizione in modo centralizzato.

### 2.4.1 Run Control

Il *Run Control* è l'applicazione responsabile del controllo di tutti gli altri processi e delle transizioni tra stati di macchina finiti. Questi possono essere effettuati dall'operatore, che può avvalersi di un'interfaccia grafica (GUI) che facilita il controllo del sistema. Un esempio di come si presenta la GUI è mostrato in figura 2.4.

### 2.4.2 ReadoutModule

Ciascun sottorivelatore ha la propria elettronica di front-end, che in ATLAS è tipicamente di tipo custom, e nessun pacchetto software può prevederne tutti i casi. Tuttavia, la TDAQ di ATLAS contiene una classe astratta che può essere utilizzata per descrivere una generica componente hardware. Questa classe, chiamata *ReadoutModule* è controllata da un'applicazione detta *IOManager* (input-output manager), ed ha un metodo virtuale per ogni transizione tra Stati di Macchina Finiti. Ogni *ReadoutModule* può inoltre avere associato un canale dati, con un metodo virtuale per la richiesta software di lettura dati dal buffer in seguito a un trigger. E' dunque relativamente facile

## 2.4. SOFTWARE DI TRIGGER E ACQUISIZIONE DATI IN ATLAS 19

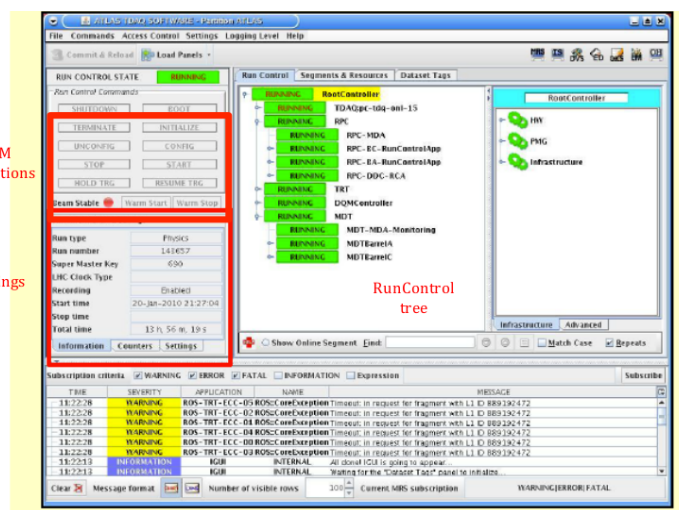


Figura 2.4: Interfaccia grafica del Run Control di ATLAS

implementare il software di configurazione e lettura di ciascun elemento dei vari front-end in modo automaticamente integrato al resto del software di TDAQ.

Grazie a questa flessibilità, il software di ATLAS è utilizzato anche in test di prototipi di nuovi rivelatori e in piccoli laboratori.

### 2.4.3 Monitoring

Così come esiste una classe astratta per descrivere qualunque componente hardware, la TDAQ di ATLAS ha anche degli strumenti per facilitare il monitoring online degli eventi. In particolare esiste un framework (GNAM) che gestisce la richiesta di copie di eventi dai vari buffers dello stream di acquisizione e ne permette l'uso per il riempimento di istogrammi che sono poi resi disponibili online. Il design è tale da separare le azioni comuni dagli algoritmi di analisi, in modo tale che l'utilizzatore non abbia bisogno di conoscere i dettagli delle prime e possa limitarsi a implementare le librerie per la decodifica del frammento di dati di interesse e la creazione dei relativi istogrammi. Le azioni comuni seguono il modello del FSM in modo sincrono con le altre componenti della TDAQ, mentre le azioni specifiche di ogni sottorivelatore sono implementate in librerie dinamiche. Un altro pacchetto, detto OHP (online histogram presenter), è poi disponibile per mostrare gli istogrammi durante l'acquisizione. Gli istogrammi di monitoring possono essere salvati su disco alla fine dell'acquisizione o ogni volta che si analizza un numero configurabile di eventi. Diversamente, non hanno carattere permanente e non sono più disponibili una volta terminato un ciclo di acquisizione.





## Capitolo 3

# IL RIVELATORE LUCID

La conoscenza della luminosità è molto importante nella fisica degli acceleratori, perché è un elemento necessario per la misura della sezione d'urto di qualunque processo, quantità che viene poi confrontata con quella prevista teoricamente in modo da verificare l'efficacia e la validità del modello fisico. Come premesso nella sezione 1.2, è quindi necessario disporre di uno o più rivelatori che ne permettano in qualche modo la misura. In ATLAS il rivelatore dedicato al monitoraggio delle luminosità bunch per bunch prende il nome di LUCID (Luminosity measurement Using Cherenkov Integrating Detector).

### 3.1 Descrizione del rivelatore

LUCID è composto da due moduli simmetrici posti a 17 metri dal punto di interazione ad un raggio di pochi centimetri dalla *beam pipe*.

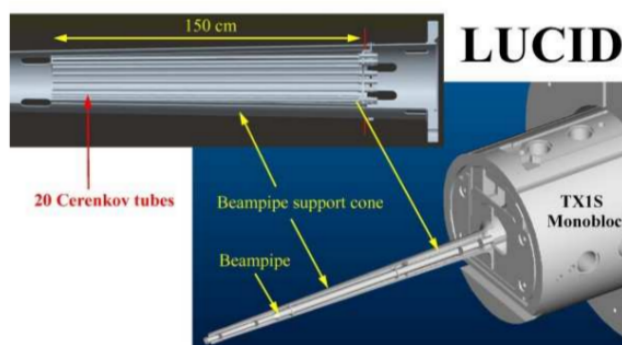


Figura 3.1: Il detector LUCID

Ciascun modulo è formato da 20 tubi di alluminio riflettenti di lunghezza 1,5 m e diametro 15 mm, che puntano verso la regione di interazione al fine di ottimizzare l'accettanza di particelle primarie (Figura 3.1). I tubi sono riempiti con  $C_4F_{10}$ , un gas ad alto indice di rifrazione ( $n=1,00137$ ) in cui è prodotta luce per effetto Cherenkov al passaggio di particelle cariche di grande energia cinetica. La luce è raccolta da tubi fotomoltiplicatori (PMT) che la convertono in segnali elettrici. I fotomoltiplicatori hanno una finestra di quarzo per essere più resistenti alla grande dose di radiazione a cui sono sottoposti; dal momento che il quarzo ha un alto indice di rifrazione, le particelle cariche producono luce Cherenkov anche nelle finestre dei PMT.

## 3.2 Principio di funzionamento

### 3.2.1 Effetto Cherenkov

Come noto la luce viaggia nel vuoto alla velocità  $c$  (circa 300000 km/s), ma in un mezzo denso la velocità di propagazione diminuisce al valore:  $v = \frac{c}{n}$ , dove  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo. Se una particella carica attraversa il mezzo a una velocità superiore di quella della luce in quel mezzo, essa induce nelle molecole un momento di dipolo istantaneo. Quando le molecole tornano alla loro configurazione iniziale producono radiazione elettromagnetica che si dispone in un cono d'onda analogamente a quanto accade per il cono di Mach delle onde sonore (Figura 3.2). Questo effetto prende il nome di effetto Cherenkov.

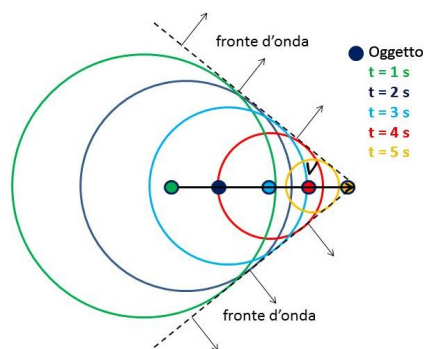


Figura 3.2: Cono d'onda prodotto dall'Effetto Cherenkov

### 3.2.2 Monitoraggio della luminosità

I segnali analogici provenienti dal fotomoltiplicatore con un'ampiezza maggiore di una certa soglia sono detti *hit* e vengono contati. Si possono quindi definire eventi vuoti, eventi con almeno una hit, eventi con almeno una hit

in entrambi i moduli etc. Dal numero di hit o di eventi, usando la statistica di Poisson, si possono costruire quantità proporzionali alla luminosità. LUCID non fornisce quindi una misura assoluta di luminosità ma necessita di essere calibrato da un metodo esterno. A tale scopo viene utilizzato il metodo proposto da Van der Meer nel 1968, detto *Van der Meer Scan* ([5]).

### 3.3 Elettronica di acquisizione e monitoring

In figura 3.3 è mostrato lo schema del sistema di acquisizione di LUCID.

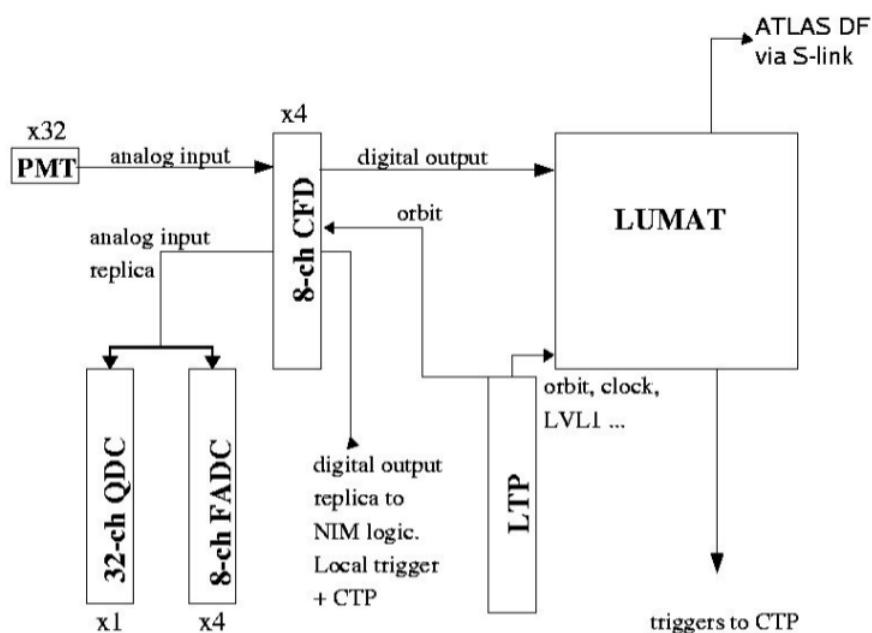


Figura 3.3: Schema del front-end di LUCID: i segnali provenienti da 32 PMT vengono confrontati con una soglia in altrettanti discriminatori (Constant Fraction Discriminator). Le hit sono trasferite alla scheda LUMAT che costruisce quantità proporzionali alla luminosità. Copie degli ingressi analogici sono passate ad altre schede che si occupano della calibrazione dei fotomoltiplicatori (QDC) e del monitoraggio online della qualità dei segnali (FADC). Il rivelatore LUCID partecipa al primo livello di trigger di ATLAS, inviando segnali al Central Trigger Processor (CTP). Riceve a sua volta la decisione di trigger di primo livello (LVL1) attraverso un Local Trigger Processor (LTP) che distribuisce anche i segnali di sincronizzazione

I segnali analogici provenienti dai tubi fotomoltiplicatori sono inviati a dei *Constant Fraction Discriminators* (CFD) dove vengono confrontati con una soglia. Ciascun CFD ha diverse uscite:

- una replica del segnale analogico
- segnali digitali (in logica TTL) che indicano se gli input corrispondenti sono sopra soglia. Tali segnali sono passati al sistema di trigger di ATLAS, dove vengono utilizzati nella logica di livello I.
- segnali digitali (in logica LVDS) che indicano se gli input corrispondenti sono sopra soglia. Questi segnali sono inviati alla scheda LUMAT (Lucid ReadOut Driver) dove vengono utilizzati nel calcolo online delle quantità proporzionali alla luminosità.
- segnali di trigger utilizzati per il *readout* di un flusso locale di dati utilizzato per il monitoraggio della qualità dei segnali provenienti dai PMT.

I segnali utilizzati nel monitoraggio della luminosità sono segnali digitali che non contengono alcuna informazione sulla forma dei segnali analogici provenienti dai PMT. È quindi necessario avere un metodo di controllo sui segnali analogici per verificare che non ci siano effetti indesiderati (ad esempio il *drift* della baseline) che alterino la misura della luminosità. Per questo motivo l'uscita analogica del CFD è inviata a dei FADC (Flash Analog to Digital Converter) per l'analisi della forma d'onda.

A titolo di esempio in figura 3.4 è riportato un esempio di forma d'onda campionata dal FADC durante una fase di funzionamento di LHC in cui collidevano treni di bunch separati da 50 ns. Il trigger al FADC coincide in questo caso con l'inizio del treno. La porzione di segnale campionata comprende una regione antecedente all'arrivo del treno stesso utilizzata per la determinazione della baseline.

Osservando l'immagine si possono trarre alcune informazioni:

- la baseline rimane circa costante
- il processo di emissione luce Cherenkov e conversione dei segnali luminosi in corrente è molto veloce e ciò permette di osservare individualmente i segnali prodotti a ciascun incrocio dei fasci (*bunch crossing*).

I dati del QDC e del FADC sono letti via VME (VERSABUS Module Eurocard) ad un rate di circa 700 Hz, notevolmente inferiore al rate di collisione dei *bunch* di particelle. Non si ha quindi un controllo su tutti i segnali inviati alla scheda LUMAT ma si può comunque osservare la presenza o meno di effetti come il *drift* della baseline.

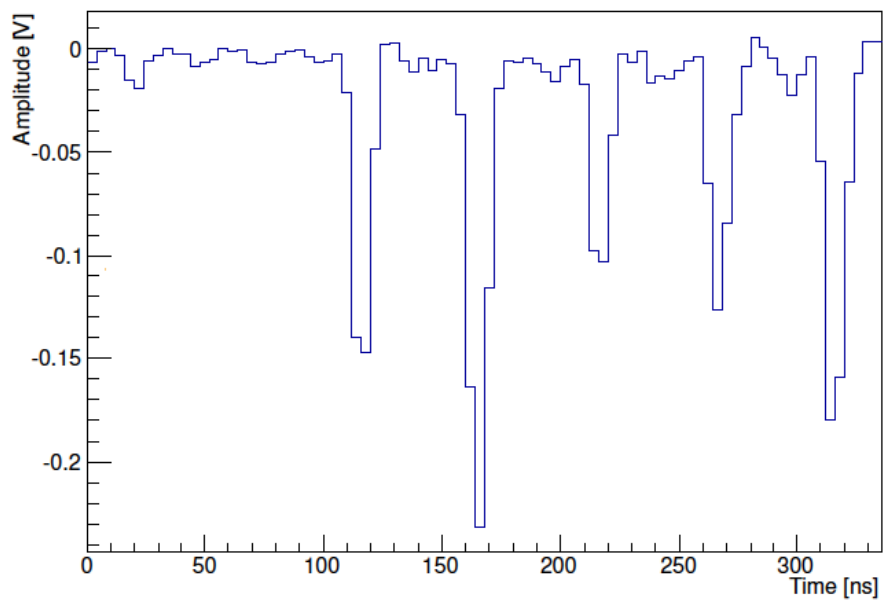


Figura 3.4: Esempio del segnale proveniente da uno dei PMT di LUCID come campionato dal FADC.

I dati registrati dal FADC sono utilizzati online per la costruzione di istogrammi di monitoraggio che permettono di visualizzare le condizioni dell'acquisizione dati in tempo reale. Un sottoinsieme di tali dati è anche scritto su disco per permettere studi offline più dettagliati.



## Capitolo 4

# IL FADC CAEN v1720

Il CAEN v1720 (Figura 4.1) è una scheda VME con funzione di Flash Analog to Digital Converter Waveform Digitizer (FADC), cioè campiona segnali analogici convertendoli in segnali digitali. Esso è utilizzato nel rivelatore LUCID (si confronti la sezione 3.4) e ha la funzione di un oscilloscopio digitale, con il vantaggio che le forme d'onda possono essere salvate in modo da poter venir analizzate in un secondo momento.



Figura 4.1: CAEN v1720

## 4.1 Caratteristiche generali

Il v1720 (di cui in figura 4.2 è mostrato lo schema a blocchi) ha 8 canali di input analogici da 12 bit ciascuno e un'impedenza di  $50 \Omega$ . Il range di segnali di input è di 2V, normalmente simmetrico attorno allo 0 (da -1V a +1V), ma è possibile introdurre un offset attraverso un DAC (Digital to Analog Converter) da 16 bit se si vuole, ad esempio, misurare segnali tutti positivi o tutti negativi di ampiezza maggiore di 1V.

Dal momento che il range di input è di 2V e che i canali hanno 12 bit, i segnali che arrivano alla scheda sono campionati con una precisione di circa 0,5 mV ( $2/2^{12}V$ ). La frequenza di campionamento è di 250 MHz, che corrisponde ad un campionamento ogni 4 ns.

I segnali in ingresso sono continuamente digitalizzati e il risultato è memorizzato in un buffer circolare di memoria FIFO (First In First Out) di dimensione programmabile; quando arriva il segnale di trigger, l'FPGA (Field Programmable Gate Array) congela il buffer finché non viene letto via VME (VERSABUS Module Eurocard) o via fibra ottica. L'acquisizione prosegue senza tempi morti in un nuovo buffer, a meno che tutti i buffer siano occupati. In tal caso la scheda diventa *busy* e si perdono alcuni segnali.

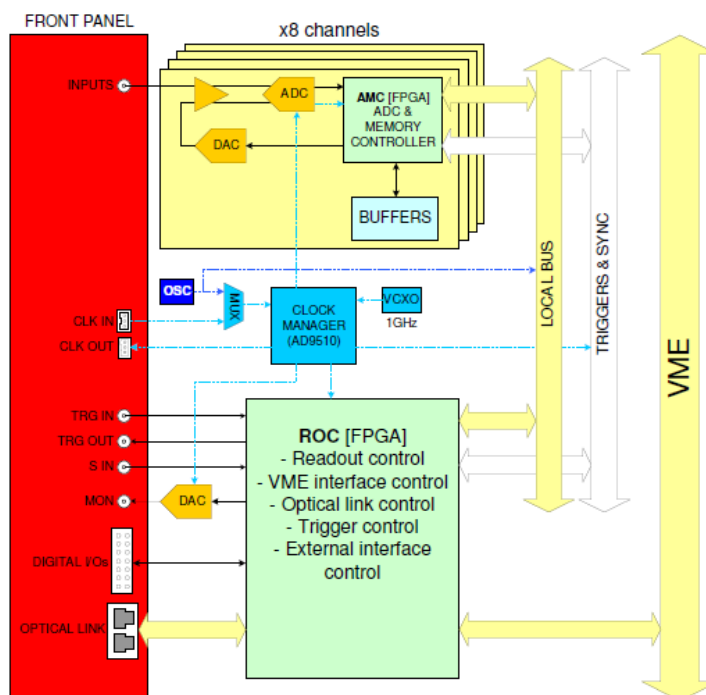


Figura 4.2: Diagramma a blocchi del CAEN v1720



La scheda può essere programmata per funzionare in molti modi diversi. La programmazione è effettuata scrivendo i comandi opportuni in appositi registri situati sulla scheda stessa, ai quali si può accedere sia via VME, sia via fibra ottica sia in entrambi i modi parallelamente.

## 4.2 Mappa dei registri

In figura 4.3 è riportata la mappa dei registri per la programmazione del v1720.

Tra i parametri di configurazione più importanti vi sono:

- il numero di canali attivi
- la dimensione dei buffer
- la dimensione degli eventi
- i meccanismi di trigger e il numero di campionamenti da leggere prima e dopo l'arrivo del segnale di trigger

### 4.2.1 Trigger

Il trigger è un sistema che serve a decidere quando acquisire un dato, se il tempo di arrivo non è noto, e quale dato acquisire, quando la capacità di lettura/immagazzinamento è inferiore alla frequenza di arrivo dei dati. Il CAEN v1720 ammette tre possibili meccanismi di trigger:

- Trigger Esterno
- Software Trigger
- Auto Trigger

#### **Trigger Esterno**

Il trigger esterno è un segnale in logica NIM o TTL che arriva attraverso un cavo LEMO al pannello frontale.

#### **Software Trigger**

Il software trigger è generato via software scrivendo direttamente nei registri del v1720.

#### **Auto Trigger**

Ciascun canale può generare un segnale di auto-trigger se il segnale ricevuto in input supera una certa soglia per un certo numero di campionamenti. Il valore della soglia e il numero di campionamenti sono parametri programmabili. Inoltre si può programmare se il trigger deve essere sul fronte di salita

REGISTER NAME	ADDRESS	ASIZE	DSIZE	MODE	H_RE	S_RES	CLR
EVENT READOUT BUFFER	0x0000-0x0FFC	A24/A32/A64	D32	R	X	X	X
Channel n ZS THRES	0x1n24	A24/A32	D32	R/W	X	X	
Channel n ZS_NSAMP	0x1n28	A24/A32	D32	R/W	X	X	
Channel n THRESHOLD	0x1n80	A24/A32	D32	R/W	X	X	
Channel n TIME OVER/UNDER THRESHOLD	0x1n84	A24/A32	D32	R/W	X	X	
Channel n STATUS	0x1n88	A24/A32	D32	R	X	X	
Channel n AMC FPGA FIRMWARE REVISION	0x1n8C	A24/A32	D32	R			
Channel n BUFFER OCCUPANCY	0x1n94	A24/A32	D32	R	X	X	X
Channel n DAC	0x1n98	A24/A32	D32	R/W	X	X	
Channel n ADC CONFIGURATION	0x1n9C	A24/A32	D32	R/W	X	X	
CHANNEL CONFIGURATION	0x8000	A24/A32	D32	R/W	X	X	
CHANNEL CONFIGURATION BIT SET	0x8004	A24/A32	D32	W	X	X	
CHANNEL CONFIGURATION BIT CLEAR	0x8008	A24/A32	D32	W	X	X	
BUFFER ORGANIZATION	0x800C	A24/A32	D32	R/W	X	X	
BUFFER FREE	0x8010	A24/A32	D32	R/W			
CUSTOM SIZE	0x8020	A24/A32	D32	R/W	X	X	
ACQUISITION CONTROL	0x8100	A24/A32	D32	R/W	X	X	
ACQUISITION STATUS	0x8104	A24/A32	D32	R			
SW TRIGGER	0x8108	A24/A32	D32	W			
TRIGGER SOURCE ENABLE MASK	0x810C	A24/A32	D32	R/W	X	X	
FRONT PANEL TRIGGER OUT ENABLE MASK	0x8110	A24/A32	D32	R/W	X	X	
POST TRIGGER SETTING	0x8114	A24/A32	D32	R/W	X	X	
FRONT PANEL I/O DATA	0x8118	A24/A32	D32	R/W	X	X	
FRONT PANEL I/O CONTROL	0x811C	A24/A32	D32	R/W	X	X	
CHANNEL ENABLE MASK	0x8120	A24/A32	D32	R/W	X	X	
ROC FPGA FIRMWARE REVISION	0x8124	A24/A32	D32	R			
EVENT STORED	0x812C	A24/A32	D32	R	X	X	X
SET MONITOR DAC	0x8138	A24/A32	D32	R/W	X	X	
BOARD INFO	0x8140	A24/A32	D32	R			
MONITOR MODE	0x8144	A24/A32	D32	R/W	X	X	
EVENT SIZE	0x814C	A24/A32	D32	R	X	X	X
VME CONTROL	0xEF00	A24/A32	D32	R/W	X		
VME STATUS	0xEF04	A24/A32	D32	R			
BOARD ID	0xEF08	A24/A32	D32	R/W	X	X	
MULTICAST BASE ADDRESS & CONTROL	0xEF0C	A24/A32	D32	R/W	X		
RELOCATION ADDRESS	0xEF10	A24/A32	D32	R/W	X		
INTERRUPT STATUS ID	0xEF14	A24/A32	D32	R/W	X		
INTERRUPT EVENT NUMBER	0xEF18	A24/A32	D32	R/W	X	X	
BLT EVENT NUMBER	0xEF1C	A24/A32	D32	R/W	X	X	
SCRATCH	0xEF20	A24/A32	D32	R/W	X	X	
SW RESET	0xEF24	A24/A32	D32	W			

Figura 4.3: Mappa dei registri del FADC CAEN v1720

(Rising Edge) o di discesa (Falling Edge) del segnale, e il numero minimo di canali che devono essere sopra la rispettiva soglia affinché venga generato il trigger.

### 4.3 Struttura del buffer di dati

Il buffer di dati è strutturato come segue:

- **Header:** l'*header* è formato da 4 parole da 32 bit in cui sono scritti la dimensione dell'evento, un identificatore della scheda, il numero dell'evento, il *Channel Mask* e il tempo trascorso dal precedente trigger.
- **Dati:** sono costituiti di un numero programmabile di parole da 32 bit per ogni canale. Ciascuna parola contiene due campionamenti (12 bit ciascuno).

Il formato degli eventi è mostrato in figura 4.4.

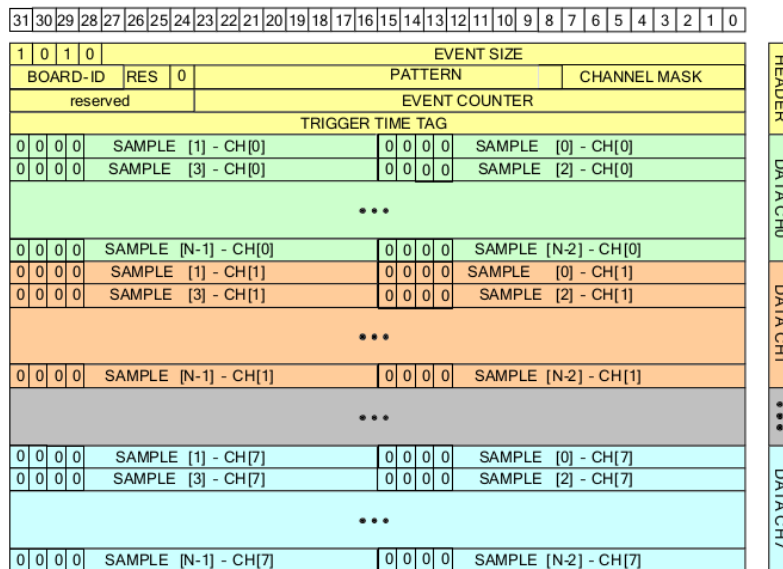


Figura 4.4: Formato degli eventi immagazzinati nel buffer di lettura del v1720



## Capitolo 5

# SOFTWARE SVILUPPATO PER IL CAEN v1720

Come anticipato nel capitolo 3, il rivelatore LUCID utilizza nella sua elettronica dei Flash ADC CAEN v1720, descritti nel capitolo 4. Attualmente la lettura dello *stream di dati* avviene tramite VME ed è la parte che limita maggiormente il rate di controllo e analisi delle forme d'onda dei segnali provenienti dalle collisioni tra particelle.

Lo scopo della tesi è di sviluppare un pezzo di software all'interno della TDAQ di ATLAS (si confronti il capitolo 2) che permetta la configurazione e la lettura dei dati del v1720 tramite fibra ottica, più veloce del VME. È stato inoltre sviluppato il software per la realizzazione di istogrammi di monitoraggio online.

### 5.1 Libreria dinamica per la configurazione e la lettura del CAEN v1720 via fibra ottica

La lettura di una scheda tramite fibra ottica offre diversi vantaggi rispetto alla lettura tramite VME. Innanzitutto la banda massima, cioè il numero di byte al secondo che sono scritti, è di 80 MB/s per la fibra ottica e di 40 MB/s per il VME; inoltre, se nel sistema di acquisizione ci sono più schede, la lettura via VME avviene sequenzialmente mentre quella via fibra ottica può avvenire in parallelo.

Come già anticipato, nell'apparato sperimentale di LUCID ci sono quattro FADC CAEN v1720 che sono letti sequenzialmente via VME. Al fine di aumentare il rate di controllo e analisi delle forme d'onda dei segnali provenienti dalle collisioni tra particelle, è stato sviluppato un software per la configurazione e la lettura del CAEN v1720 via fibra ottica.

Il software di TDAQ di ATLAS, descritto nella sezione 2.4, contiene una classe astratta, il `ReadoutModule`, per la descrizione di un generico dispositivo hardware dell'apparato sperimentale. Sono stati implementati i metodi vir-

tuali chiamati ad ogni transizione tra stati di macchina finita che permettono in particolare:

- la lettura dei parametri di configurazione del FADC dal database xml
- la scrittura degli stessi nei registri della scheda
- l'inizio e la fine del ciclo di acquisizione
- la lettura del buffer della scheda.

L'interfaccia via fibra ottica del v1720 è di proprietà della CAEN, quindi, per l'implementazione della libreria dinamica, è stato necessario utilizzare la libreria CAENDigitizer, messa a disposizione dalla CAEN e che prevede anche l'installazione di una scheda sul bus PCI del PC di acquisizione.

Dal momento che è stata sviluppata una libreria dinamica nuova per il v1720, si è deciso di renderla più generica rispetto a quella attualmente presente in LUCID (in cui per esempio il tipo di trigger non è configurabile ma fisso). Possono infatti essere configurati in modo semplice, cioè senza dover ricompilare nessun pezzo di codice, i seguenti parametri:

- il numero di canali da abilitare
- la logica dei segnali digitali in ingresso (TTL o NIM)
- l'abilitazione o la disabilitazione del software trigger in ingresso o in uscita
- l'abilitazione o la disabilitazione del trigger esterno in ingresso o in uscita
- l'abilitazione o la disabilitazione dell'auto trigger in ingresso o in uscita per ciascun canale
- il minimo numero di canali che devono essere sopra soglia affinché sia generato l'auto trigger
- la polarità del segnale in ingresso (positivo/negativo)
- la polarità dell'auto trigger (trigger sul fronte di salita/discesa) per ciascun canale
- la soglia per l'auto trigger di ciascun canale
- il numero di campionamenti per evento
- la dimensione del buffer
- il numero di campionamenti da leggere dopo l'arrivo del trigger

Attualmente l'acceleratore LHC è in fase di *shut down*, perciò non è stato possibile testare il nuovo software per il v1720 direttamente in LUCID e quantificare l'effettivo miglioramento del rate di acquisizione. Il software è stato testato nel laboratorio del Dipartimento di Fisica per la calibrazione di due rivelatori a scintillazione per raggi gamma come descritto nella seconda parte della tesi.

## 5.2 Libreria dinamica per il monitoraggio online dei dati

Visualizzare in tempo reale i risultati dell'acquisizione è molto importante perché permette di verificare la correttezza dei parametri di configurazione (ad esempio si può verificare se le soglie del trigger non siano troppo alte o troppo basse) e di controllare che tutto proceda come ci si aspetta. Nel caso specifico si è scelto di monitorare le forme d'onda, le distribuzioni delle baseline e dei relativi Root Mean Square e le distribuzioni in carica dei segnali provenienti da ciascun canale del v1720.

Il software di TDAQ di ATLAS contiene degli strumenti per il monitoraggio online dei dati acquisiti (si confronti la sezione 2.4). In particolare è stato utilizzato il *framework* GNAM che permette la realizzazione e la visualizzazione di istogrammi online. È stata implementata una libreria composta da tre oggetti:

1. l'evento, cioè una classe che contiene le quantità rilevanti;
2. il codice di decodifica dei dati, che permette la lettura e la decodifica dei dati provenienti dal buffer del v1720 (descritto nella sezione 4.2) in modo da estrarre le quantità di interesse e di popolare l'evento;
3. il codice di creazione e di riempimento degli istogrammi.

Una volta forniti questi tre oggetti il framework si occupa automaticamente, evento per evento, di chiamare il codice di decodifica, di riempire l'evento e di riempire gli istogrammi. Gli istogrammi sono continuamente aggiornati online all'arrivo di nuovi dati, ma sono resi disponibili all'utente dopo un numero predefinito di secondi. La frequenza di aggiornamento è un parametro di configurazione che sta nel database *xml* di GNAM.





## Capitolo 6

# SPETTROSCOPIA GAMMA

I raggi gamma, in quanto fotoni, non hanno carica e non ionizzano o eccitano direttamente i materiali attraverso cui passano. Tuttavia può accadere che il fotone trasferisca tutta o parte della sua energia ad un elettrone, facendogli vincere i legami atomici. L'elettrone liberato perde la sua energia per ionizzazione o eccitazione del mezzo. Un rivelatore adatto alla spettroscopia gamma deve quindi essere costituito da materiali appositi affinché i raggi incidenti abbiano una elevata probabilità di interagire con il mezzo e creare elettroni liberi. Ci sono tre meccanismi principali con cui i fotoni possono interagire con la materia:

1. Effetto fotoelettrico (o Assorbimento fotoelettrico)
2. Effetto Compton
3. Produzione di coppie

### 6.1 Interazioni luce-materia

#### 6.1.1 Effetto fotoelettrico

L'effetto fotoelettrico è un'interazione in cui il fotone è completamente assorbito da un atomo, il quale cede l'energia acquisita ( $h\nu$ ) a un proprio elettrone che si trova in una certa shell e che, se l'energia è superiore all'energia di legame ( $E_b$ ), uscirà dall'atomo e avrà un'energia cinetica pari a :  $E_e = h\nu - E_b$  (Figura 6.1).

Il posto vuoto lasciato dall'elettrone emesso viene velocemente riempito da un altro elettrone situato in una shell più esterna. In questo processo l'energia di legame viene liberata in forma di fotone (raggio X) o di un altro elettrone (Effetto Auger). I raggi X creati interagiscono di nuovo con il mezzo dando origine ad altri elettroni. Se il rivelatore è abbastanza grande, tutti i

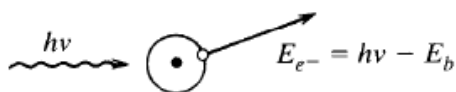


Figura 6.1: Emissione di un elettrone per effetto fotoelettrico

fotoelettroni verranno assorbiti e verrà depositata energia pari all'energia del fotone incidente. Se il fascio incidente di gamma è monocromatico, l'energia totale misurata sarà sempre la stessa e ripetendo la misura si otterrà uno spettro costituito da unico picco, la cui larghezza dipende dalla risoluzione del rivelatore (Figura 6.2).



Figura 6.2: Spettro energetico per un fascio monocromatico di fotoni dovuta a effetto fotoelettrico

### 6.1.2 Effetto Compton

L'*Effetto Compton* è l'urto elastico tra un fotone molto energetico e un elettrone (considerato libero e a riposo nel sistema di riferimento del laboratorio). Nella collisione il fotone cede parte della sua energia all'elettrone, che la converte quasi interamente in energia cinetica (l'energia di legame è trascurabile).

Ricordando che  $E = h\nu$ , se il fotone incidente ha frequenza  $\nu$ , dopo lo scattering la frequenza sarà  $\nu'$  ( $\nu' < \nu$ ).

Dalla conservazione del quadrimpulso si ha:

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \left(\frac{h\nu}{m_0 \cdot c^2}\right) \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (6.1)$$

Il rivelatore misura l'energia cinetica ricevuta dall'elettrone che corrisponde alla differenza di energia del fotone (prima e dopo l'urto) e vale:

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left( \frac{(h\nu/m_0 \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \theta)}{1 + (h\nu/m_0 \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \theta)} \right) \quad (6.2)$$

Da questa formula si ottengono due casi limite:

1.  $\theta = 0$ .

In questo caso il fotone prosegue indisturbato il suo moto e non cede energia. L'energia ricevuta dall'elettrone è pari a zero.

2.  $\theta = \pi$

In questo caso l'energia ceduta dal fotone è massima, e questo torna indietro.

Sono osservabili tutti i casi intermedi tra questi; lo spettro di energia dell'elettrone prende il nome di *continuo Compton* (Figura 6.3).

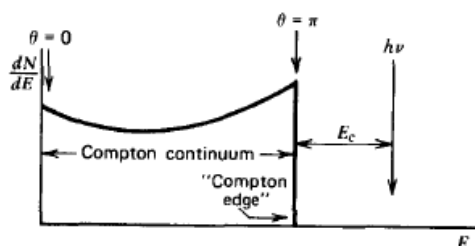


Figura 6.3: Esempio di spettro di un fascio monocromatico di fotoni dovuto ad Effetto Compton

### 6.1.3 Produzione di coppie

Il processo di produzione di coppie è una reazione in cui un raggio gamma, scontrandosi contro un nucleo atomico, interagisce con la materia e converte la sua energia nel formare una coppia elettrone-positrone. L'energia minima che deve avere il fotone affinché questo processo avvenga è:

$$h\nu = \frac{2m_e c^2}{m_{nucleo} c^2} + 2m_e c^2 \quad (6.3)$$

Per nuclei molto pesanti, l'energia deve essere di poco superiore a  $2m_e c^2$ , cioè 1,022 MeV.

Se i fotoni hanno energia superiore, la differenza si trasforma in energia cinetica equamente ripartita tra elettrone e positrone:

$$E_{e^+} + E_{e^-} = 2E_{e^-} = h\nu - m_e c^2 \quad (6.4)$$

È proprio questa energia cinetica che viene misurata dal rivelatore, e ha una forma tendente ad una delta di Dirac in caso di fascio monocromatico (Figura 6.4).

Può succedere anche che la coppia non venga misurata, in quanto il positrone si ricombina facilmente con l'elettrone e può dare vita ad un fotone identico a quello di partenza.

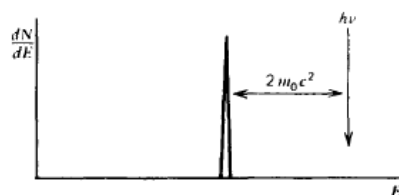


Figura 6.4: Esempio di spettro energetico per un fascio monocromatico di fotoni dovuto a produzione di coppie

## 6.2 Spettri energetici

L'effetto fotoelettrico, l'effetto Compton e la produzione di coppie sono i meccanismi che rendono possibile l'analisi spettroscopica di sorgenti di fotoni gamma (Figura 5.5).

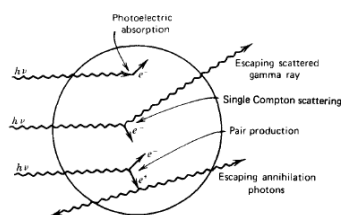


Figura 6.5: Schema delle interazioni luce-materia all'interno di un rivelatore

La probabilità che avvenga una di queste interazioni dipende dall'energia del fotone e dal numero atomico  $Z$  del materiale.

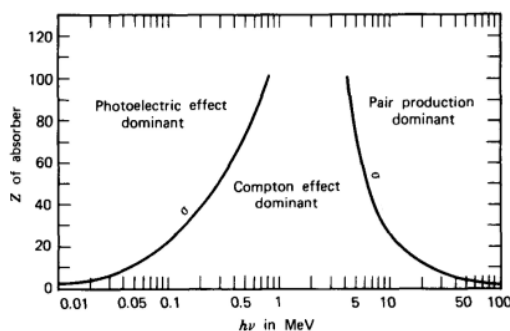


Figura 6.6: Interazione luce-materia dominante (dominio di assorbimento fotoelettrico, effetto Compton o produzione di coppie) al variare dell'energia e del numero atomico  $Z$  del materiale

L'assorbimento fotoelettrico varia come  $Z^{4,5}$  ed è dominante per fotoni di bassa energia (qualche centinaio di keV), la produzione di coppie è dominante

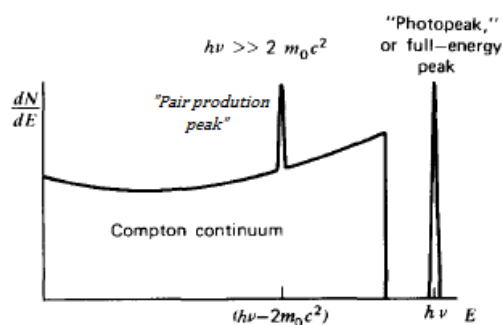


Figura 6.7: Esempio di spettro dovuto alla somma di effetto fotoelettrico, effetto Compton e produzione di coppie. ( $h\nu > 1,022\text{MeV}$ )

a energie superiori a 5-10 MeV e l'effetto Compton è dominante per range energetici intermedi (Figura 6.6).

La distribuzione in energia risultante dall'analisi spettroscopica di una sorgente gamma dovuta alla somma dei tre effetti è riportata in Figura 6.7; se i fotoni provenienti dalla sorgente hanno energia minore a 1,022 MeV il picco di produzione di coppia è assente.

Tuttavia ci sono altri fenomeni che avvengono oltre a quelli descritti e che modificano la forma dello spettro energetico tra cui sono di particolare importanza:

- **BREMSSTRAHLUNG:** Il bremsstrahlung, o radiazione di frenamento, è la radiazione emessa da particelle cariche quando vengono accelerate o decelerate, con conseguente perdita di energia. La perdita media di energia varia come  $\frac{1}{m^2}$ , dove  $m$  è la massa della particella, per cui questo effetto può essere importante negli elettroni ed è trascurabile per protoni o muoni. La perdita di energia per bremsstrahlung è significativa per elettroni molto energetici, per cui il contributo complessivo di questo effetto consiste nel fatto che lo spettro atteso viene modificato a favore delle basse energie, ma non vengono aggiunti picchi.
- **FUGA DI ELETTRONI:** Se il detector ha dimensioni tali che alcuni elettroni prodotti per interazione luce-materia (elettroni secondari) non riescono a venire completamente assorbiti ma riescono a uscire dopo aver ceduto solo parte della loro energia cinetica, si ha l'effetto di fuga di elettroni. Questo effetto è maggiore per elettroni più energetici, in quanto il tempo (quindi la distanza) necessaria ad assorbire l'energia cinetica è maggiore. Come per il bremsstrahlung, il contributo complessivo di questo effetto consiste nel fatto che lo spettro viene modificato a favore delle basse energie, ma non vengono aggiunti picchi.

### 6.2.1 Risoluzione energetica

I picchi energetici ottenuti dall'analisi spettroscopica sono caratterizzati dalla *risoluzione energetica*  $R$ , definita come:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \quad (6.5)$$

dove:

- $H_0$  : è la posizione del picco energetico
- FWHM (Full Width Half Maximum): è la larghezza del picco a metà altezza (Figura 6.8)

Minore è la risoluzione energetica migliore è la misura effettuata. Ci sono molti fattori che influiscono nella risoluzione energetica:

- Effetti statistici nella raccolta di cariche
- Rumore elettronico
- Diversa risposta del rivelatore in corrispondenza di diversi segnali
- Variazione delle condizioni ambientali

I valori di risoluzione non sono costanti al variare dell'energia.

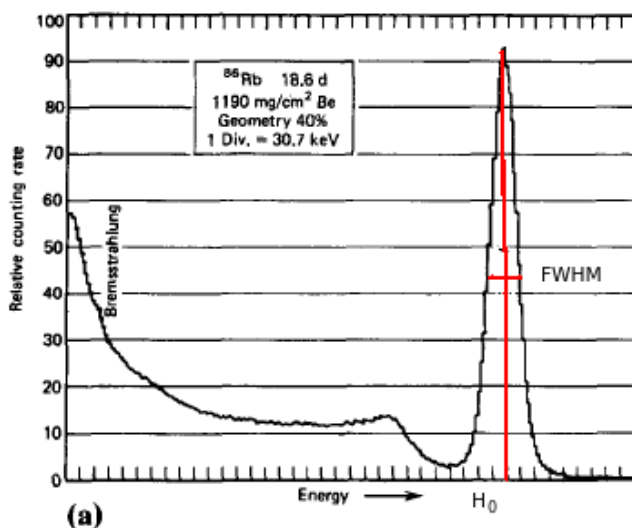


Figura 6.8: Esempio di spettro in cui sono evidenziati la FWHM e  $H_0$

Considerando esclusivamente effetti statistici, questa dipendenza della risoluzione dall'energia è data dalla formula:

$$R = C \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (6.6)$$

dove  $C$  è una costante.

Infatti, assumendo che l'energia depositata sul rivelatore abbia fluttuazioni che seguono una statistica Poissoniana, la deviazione standard  $\sigma$  è data dalla radice quadrata del valore del picco energetico  $H_0$ , e dato che il picco ha la forma di una gaussiana, la FWHM è data da:  $FWHM = \sigma \cdot 2 \cdot \sqrt{2 \log 2}$ . Quindi si ottiene:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} = C \cdot \frac{\sqrt{E}}{E} = C \cdot \frac{1}{\sqrt{E}} \quad (6.7)$$

Ad esempio, un rivelatore che ha una risoluzione del 7,5% in corrispondenza di un picco a 662 keV potrebbe avere una risoluzione del 15% a 122 keV o del 6% a 1172 keV.





## Capitolo 7

# RIVELATORI PER LA SPETTROSCOPIA GAMMA

Tra i rivelatori più utilizzati per la spettroscopia gamma sono molto diffusi gli scintillatori accoppiati a fotoconvertitori.

I raggi gamma interagiscono con il materiale dello scintillatore emettendo elettroni; lo scintillatore converte l'energia cinetica degli elettroni in fotoni i quali arrivano al fotoconvertitore che li trasforma in impulsi elettrici.

I fotoconvertitori più diffusi sono i tubi fotomoltiplicatori (PhotoMultiplier Tube PMT).

### 7.1 Generalità sugli scintillatori

Uno scintillatore è un dispositivo che trasforma l'energia cinetica delle particelle cariche che lo attraversano in fotoni. La rivelazione di radiazione ionizzante attraverso la scintillazione luminosa è uno dei più antichi ed efficaci metodi per lo studio e la spettroscopia di un vasto assortimento di radiazioni. Uno scintillatore ideale gode delle seguenti proprietà:

1. Converte con un'elevata efficienza l'energia cinetica delle particelle cariche in luce misurabile.
2. Il numero di fotoni prodotti è direttamente proporzionale all'energia cinetica della particella che lo attraversa
3. Il mezzo è trasparente ai fotoni da esso stesso prodotti, affinché questi possano arrivare al fotoconvertitore.
4. Il tempo di decadimento della luminescenza indotta è piccolo in modo da generare segnali veloci.

5. L'indice di rifrazione è tale da permettere un efficace accoppiamento con il tubo fotoconvertitore.

Nessun materiale soddisfa contemporaneamente tutti questi requisiti, quindi la scelta dello scintillatore è sempre un compromesso. Esistono scintillatori organici, che si dividono in liquidi e plastici, e scintillatori inorganici a cristalli alcalini (tra cui il più diffuso è quello allo ioduro di sodio  $\text{NaI(Tl)}$ ). Gli scintillatori organici liquidi sono utilizzati principalmente per la rivelazione di neutroni; quelli plastici sono economici, hanno una risposta molto veloce ma producono pochi fotoni e sono utilizzati principalmente come contatori di particelle.

Gli scintillatori inorganici sono più lenti ma producono molti fotoni, inoltre il numero atomico  $Z$  dei cristalli è molto elevato, quindi sono particolarmente adatti per la spettroscopia gamma.

Convenzionalmente si distinguono tre processi che portano all'emissione di luce:

- **Fluorescenza:** consiste nell'emissione vera e propria, cioè la produzione di luce causata dall'eccitazione del materiale da parte di particelle cariche.
- **Fosforescenza:** consiste nell'emissione di luce di lunghezza d'onda maggiore di quella della fluorescenza, e generalmente il processo dura più a lungo.
- **Fluorescenza ritardata:** consiste nell'emissione di luce di spettro identico a quella della fluorescenza, ma nuovamente il processo dura più a lungo.

Un buon scintillatore deve essere costruito in modo da massimizzare il processo di fluorescenza e minimizzare la fosforescenza e la fluorescenza ritardata.

Inoltre lo spettro di luce prodotta deve rientrare il più vicino possibile alla regione di massima sensibilità dei fotoconvertitori (solitamente si usano tubi fotomoltiplicatori) a cui sono accoppiati (Figura 7.1).

### 7.1.1 Meccanismo di scintillazione nei cristalli inorganici

La scintillazione è un processo in cui l'energia cinetica di particelle cariche viene convertita in fotoni. Come è noto, nei solidi cristallini gli elettroni possono disporsi solo in discrete bande di energia. Tra le bande si trovano livelli energetici in cui è impossibile trovare elettroni, perciò prendono il nome di *gap di energia proibita*. Viene definito *livello di Fermi* l'energia corrispondente allo stato quantico più alto occupato nello stato fondamentale. La banda energetica al di sotto del livello di Fermi si chiama *banda di valenza*,

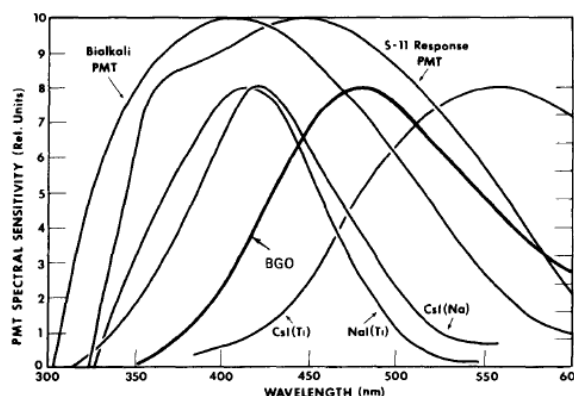


Figura 7.1: Spettro di emissione di alcuni scintillatori plastici e curve di risposta di alcuni fotomoltiplicatori.

la banda al di sopra si chiama *banda di conduzione*. Gli elettroni che si trovano nella banda di valenza sono sostanzialmente legati, mentre quelli che si trovano nella banda di conduzione hanno energia sufficiente per muoversi liberamente attraverso il cristallo.

Nei materiali semiconduttori puri, il livello di Fermi si trova a metà del gap di energie proibite, perciò un elettrone nella banda di valenza deve ricevere un'energia pari al gap per passare alla banda di conduzione. Inoltre è poco probabile che un elettrone nella banda di conduzione passi in quella di valenza rilasciando un fotone, e anche se ciò avvenisse, questo avrebbe un'energia molto elevata e non sarebbe all'interno della regione di massima sensibilità del fotoconvertitore (si ricorda che  $\nu = \frac{\Delta E}{h}$ ).

Per aumentare la probabilità che venga emessa luce nella regione di massima sensibilità del fotoconvertitore durante la diseccitazione di un atomo di materiale semiconduttore, vengono aggiunte piccole quantità di impurità, dette "attivatori" (nel caso specifico ioduro di tallio TI). Questi attivatori vanno a disporsi in certe zone del dispositivo e ne modificano la struttura dei livelli energetici, creando stati di energia permessi all'interno del gap proibito (Figura 7.2). La differenza di energia tra questi nuovi stati creati

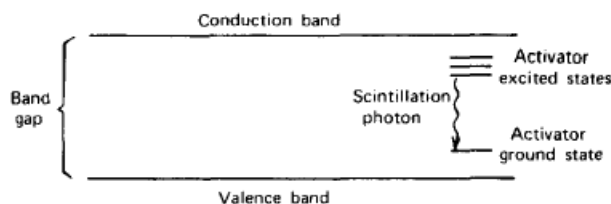


Figura 7.2: Bande energetiche in uno scintillatore inorganico cristallino con attivatori

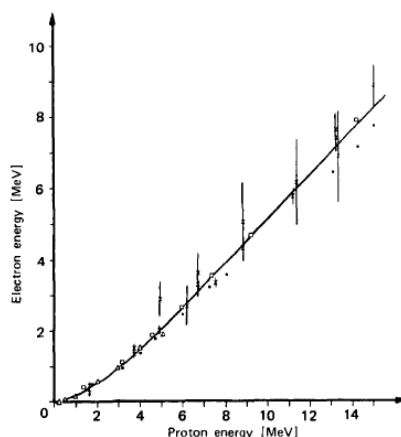


Figura 7.3: Luce emessa da uno scintillatore inorganico cristallino (espressa in equivalente energia di elettrone) in funzione dell'energia di protoni. L'andamento è proporzionale a  $E^{3/2}$  sotto i 5 Mev, poi diventa circa lineare.

dagli attivatori e la banda di valenza è quindi più piccola del gap, perciò gli elettroni che compiono una transizione tra questi livelli possono produrre luce visibile.

Quando una particella carica passa attraverso lo scintillatore si forma una grande quantità di coppie elettrone-lacuna poiché gli elettroni ricevono energia sufficiente a passare nella banda di conduzione. La lacuna si sposta verso la zona dove si trova un attivatore e lo ionizza. Nel frattempo l'elettrone si muove liberamente nel cristallo finché non incontra un attivatore ionizzato. A questo punto questo può ricombinarsi con l'impurità ionizzata, formando una struttura neutra con il proprio set di stati eccitati (Figura 6.2: Activator excited states). Se lo stato che si è formato è uno stato eccitato tale per cui è permessa una transizione allo stato fondamentale, la probabilità che avvenga un decadimento e sia emesso un fotone è molto alta. Tipiche vite medie di questi stati eccitati sono dell'ordine di  $10^{-7}$  secondi. Ci sono altri processi che competono con quello appena descritto. Ad esempio, se lo stato creato dalla ricombinazione elettrone – attivatore eccitato è tale per cui non sono permesse transizioni allo stato fondamentale, il decadimento non avviene a meno che non venga fornito un ulteriore incremento di energia (ad esempio a causa dell'energia termica). In questo caso la luce viene prodotta molto più lentamente, e il fenomeno prende il nome di fosforescenza o fluorescenza ritardata a seconda dei casi. Inoltre potrebbero avvenire transizioni non radiative dallo stato eccitato a quello fondamentale, il che introduce un fattore di perdita nella conversione particelle cariche – fotoni. Questo fenomeno prende il nome di quiescenza.

In figura 7.3 è mostrato l'andamento della luce emessa dallo scintillatore

in funzione dell'energia di protoni. La risposta di uno scintillatore quando viene attraversato da una particella carica può essere descritta da una relazione tra  $\frac{dL}{dx}$ , l'energia di fluorescenza emessa per unità di lunghezza, e  $\frac{dE}{dx}$ , l'energia cinetica persa dalla particella. J. B. Birks ipotizzò che, in assenza di quiescenza, la luce prodotta è proporzionale alla perdita di energia:

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \quad (7.1)$$

dove S è l'efficienza di scintillazione. Se si tiene conto della quiescenza, si ottiene la *formula di Birks*:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (7.2)$$

dove kB è un parametro sperimentale proprio di ciascun scintillatore. Basandosi su misure sperimentali, Craun e Smith introdussero una versione estesa della formula di Birks:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \cdot \frac{dE}{dx} + C \left( \frac{dE}{dx} \right)^2} \quad (7.3)$$

dove C nuovamente è una costante sperimentale. In Figura 7.4 è riportato l'andamento della luce emessa e del tempo di decadimento di un rivelatore NaI(Tl) in funzione della temperatura. .

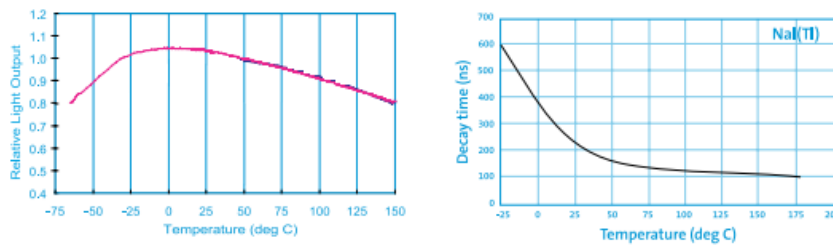


Figura 7.4: Luce emessa e tempo di decadimento di uno scintillatore inorganico cristallino allo ioduro di sodio in funzione della temperatura

## 7.2 Generalità sui fotomoltiplicatori

La diffusione degli scintillatori per la rivelazione di radiazioni non sarebbe stata possibile senza la presenza di un dispositivo in grado di convertire i deboli segnali luminosi prodotti in corrispondenti impulsi elettrici. Strumenti con questa funzione prendono il nome di fotoconvertitori, di cui il più usato è il tubo fotomoltiplicatore (PMT) il quale riesce a convertire in modo lineare poche centinaia di fotoni in circa  $10^7 - 10^8$  elettroni. In Figura 7.5 è riportato uno schema descrittivo di un tipico PMT.

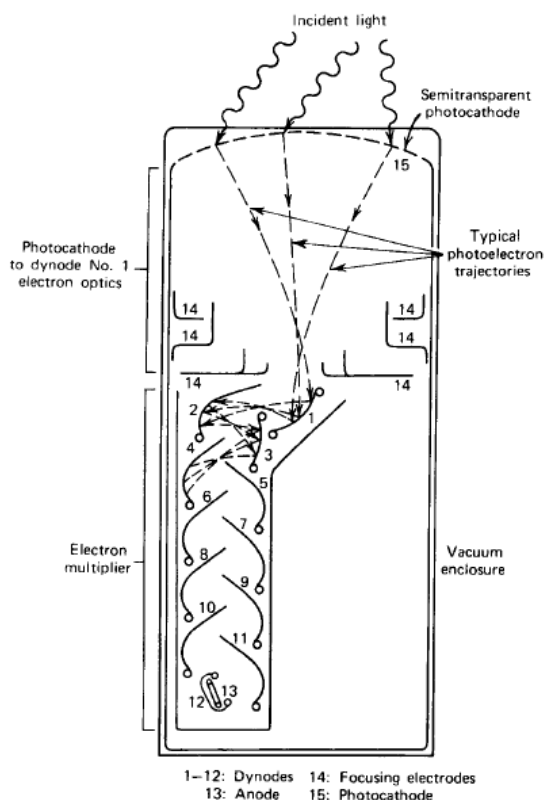


Figura 7.5: Elementi di base di un tubo fotomoltiplicatore (PMT)

### 7.2.1 Processo di fotoemissione

Il processo di conversione dei fotoni incidenti in elettroni prende il nome di fotoemissione. I fotoni che incidono sul fotocatodo possono essere assorbiti da un atomo per effetto fotoelettrico. Se l'energia trasferita è sufficientemente grande, l'elettrone che si trova nella shell più esterna dell'atomo può vincere i legami atomici e iniziare a muoversi liberamente nel dispositivo. Durante questa fase, parte dell'energia iniziale viene dissipata nelle collisio-

ni elettrone-elettrone. Se tuttavia l'energia rimane sufficiente a vincere la barriera di potenziale tra il dispositivo e il vuoto, l'elettrone (spesso chiamato in questo caso *fotoelettrone*) può uscire dal fotocatodo e proseguire il suo cammino. Tipici ordini di grandezza della barriera di potenziale sono di 3-4 eV, ma si può arrivare a 1.5-2 eV per semiconduttori appositamente preparati.

Si definisce l'*efficienza* di un fotocatodo QE (Quantum Efficiency) come:

$$QE = \frac{\text{numero di fotoelettroni emessi}}{\text{numero di fotoni incidenti}}$$

L'efficienza di un fotocatodo ideale è del 100%, ma a causa delle perdite di energia e della presenza di barriere di potenziale (sia quella dovuta al legame atomico sia quella tra dispositivo e vuoto), nella realtà tipici valori della QE sono dell'ordine del 20-30%. Abbassando il valore delle barriere di potenziale l'efficienza aumenterebbe, ma si avrebbe un maggiore effetto di emissione elettronica spontanea, cioè l'emissione di elettroni dovuta ad agitazione termica. Questo effetto crea un *rumore di fondo* non trascurabile che deve essere minimizzato. Tipicamente per i fotocatodi la QE è ottimizzata per fotoni di lunghezza d'onda compresa tra i 300 nm e gli 800 nm con un massimo a circa 400 nm. In figura 7.1 è mostrato il range di lunghezze d'onda che massimizza la *sensibilità spettrale*, una quantità proporzionale alla QE, dei fotocatodi più diffusi.

Alla fine del processo di fotoemissione, dalle poche centinaia di fotoni incidenti sono state prodotte alcune decine di elettroni, troppo pochi per poter essere misurati. È quindi necessaria una fase ulteriore che porti alla moltiplicazione di questi elettroni.

### 7.2.2 Moltiplicazione degli elettroni

La fase di moltiplicazione si basa sul fenomeno di *emissione elettronica secondaria*. Gli elettroni sono accelerati da un campo elettrico e sono fatti scontrare contro un elettrodo, chiamato *dinodo*. Il processo di emissione elettronica secondaria è simile a quello di fotoemissione, con le differenze che:

- le particelle incidenti sono elettroni e non fotoni
- l'energia cinetica degli elettroni incidenti può essere fatta variare modificando il campo elettrico ( $\Delta K = q \cdot \Delta V$ ).

Scegliendo appositamente il materiale di cui è composto il dinodo, si può fare in modo che per ciascun elettrone incidente vengano emessi molti elettroni. Tuttavia non tutti gli elettroni provenienti dal fotocatodo riescono ad

arrivare al dinodo, poiché la direzione di emissione è casuale e poiché durante il tragitto potrebbero verificarsi perdite di energia (ad esempio a causa di collisioni con le pareti). È quindi utile introdurre il *fattore di moltiplicazione*

$$\delta = \frac{\text{numero di elettroni secondari emessi}}{\text{elettroni primari incidenti}} \quad (7.4)$$

Questo parametro può essere espresso come:

$$\delta = A \cdot \Delta V^{\alpha'} \quad (7.5)$$

dove  $A$  è una costante,  $\Delta V$  è la tensione tra i due dinodi e  $\alpha'$  è una costante. Tuttavia questo non è sufficiente a raggiungere un guadagno elettronico tale da rendere la corrente misurabile (almeno  $10^6$ ), perciò gli elettroni prodotti dal primo dinodo vengono nuovamente accelerati e mandati a collidere contro un altro elettrodo. Questo procedimento viene ripetuto diverse volte. In caso di  $N$  iterazioni, il guadagno totale è espresso semplicemente dalla formula:

$$\text{guadagno totale} = \alpha \cdot \delta^N \quad (7.6)$$

dove  $\alpha$  è una costante moltiplicativa sperimentale.

Si supponga a titolo di esempio di avere  $\delta = 5$  e  $\alpha = 1$ , allora serviranno 10 dinodi per raggiungere un guadagno di  $10^7$ . Tenendo conto dell'equazione 6.5, il guadagno si può esprimere come:

$$\text{guadagno totale} = \alpha \cdot (A \cdot \Delta V^{\alpha'})^N = k \cdot \Delta V^{N \cdot \alpha'} \quad (7.7)$$

dove  $k$  è una costante.



## Capitolo 8

# CALIBRAZIONE DI DUE RIVELATORI

In questo capitolo viene mostrato l'utilizzo delle librerie dinamiche descritte nel capitolo 5 per la calibrazione di due rivelatori della SAINT-GOBAIN CRYSTALS composti da uno scintillatore integrato con un tubo fotomoltiplicatore. Sono stati misurati spettri energetici di una sorgente di sodio 22 a diverse tensioni di alimentazione attorno al valore suggerito dalla casa costruttrice, in modo da trovare quella corrispondente alla risoluzione migliore. Una volta impostata la tensione di alimentazione opportuna sono state ripetute misure di spettri sia in presenza sia in assenza della sorgente, per poter calibrare i rivelatori. Infine è stata valutata la dipendenza del guadagno dei fotomoltiplicatori dalla tensione di alimentazione.

### 8.1 Strumenti e Setup Sperimentale

L'apparato sperimentale utilizzato in questa misura consiste in:

- due rivelatori costituiti da scintillatori (NaI(Tl)) accoppiati a fotomoltiplicatori ([7]);
- un alimentatore CAEN N1740;
- un Flash ADC CAEN v1720 con la funzione di oscilloscopio digitale, già descritto nel capitolo 4;
- una sorgente  $^{22}\text{Na}$ ;
- un computer per l'acquisizione e l'immagazzinamento dei dati registrati dal FADC.

### I rivelatori

I rivelatori da calibrare sono scintillatori inorganici allo ioduro di sodio drogato con tallio (NaI(Tl)) accoppiati con fotomoltiplicatori (Figura 8.1).

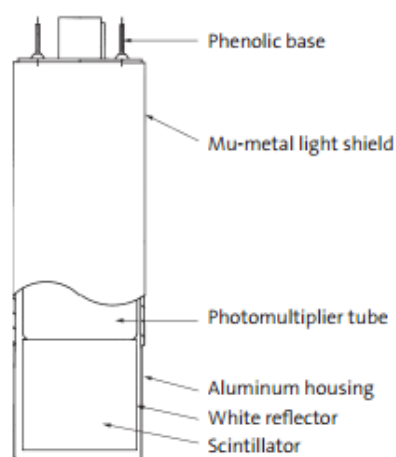


Figura 8.1: Schema dei rivelatori da calibrare

In tabella 8.1 sono riportate le specifiche degli scintillatori come indicato dal fornitore: Saint-Gobain Crystals.

Diametro del cristallo	8cm
Altezza del cristallo	8cm
Densità	$3,67g/cm^3$
Temperatura di fusione	$924K$
Coefficiente di espansione termica	$47,7 \cdot 10^{-6}C^{-1}$
Piano di sfaldatura	$< 100 >$
Durezza	$2Mho$
Igroscofia	si
Massima lunghezza d'onda di emissione	$415nm$
Indice di rifrazione	1,85
Tempo di decadimento primario	$250ns$
Luce emessa	$38photons/keVy$
Coefficiente di temperatura di luce emessa	$-3\%C^{-1}$

Tabella 8.1: Proprietà degli scintillatori NaI(Tl)

I tubi fotomoltiplicatori sono di tipo ETI 9305, forniti dalla ditta *ET Enterprises*; in tabella 8.2 sono riportate le specifiche fornite:

Le risoluzioni dei due rivelatori (che verranno indicati con rivelatore A e rivelatore B) misurate ad una tensione di alimentazione di 800 V con una

Numero di elettrodi	10
Diametro del fotocatodo	70 mm
Efficienza quantica	30%
Sensibilità luminosa	$75\mu A/Im$
Sensibilità anodica	50 A/Im
Guadagno nominale	$0,7 \cdot 10^6$
Dark current nominale	0,5 nA
Tensione di alimentazione di 800 V	
FWHM per singolo elettrone	4 ns
FWHM per più elettroni	7,5 ns
Tempo di transito	42 ns
Corrente anodica	$100\mu A$

Tabella 8.2: Proprietà dei tubi fotomoltiplicatori ETI 9305

sorgente di  $^{137}Cs$  ( $E_\gamma = 662keV$ ) sono riportate dalla casa costruttrice e sono del 7,3% per il rivelatore A e del 6,7% per il rivelatore B.

### L'alimentatore CAEN N1740

Il modulo NIM CAEN N1740 (Figura 8.2) è un alimentatore con quattro canali ad Alto Voltaggio. Ciascun canale può fornire un voltaggio fino ad un massimo di 8 kV e una corrente di 3 mA .



Figura 8.2: Alimentatore CAEN N1740

### Il computer

Il computer utilizzato ha come sistema operativo SCIENTIFIC LINUX 5 (lo stesso sistema operativo presente nelle macchine del CERN) e vi è installato il software di acquisizione dati di ATLAS. Dal computer (che comunica con il FADC v1720 tramite fibra ottica) viene avviata l'interfaccia grafica della TDAQ; inoltre vi vengono salvati i dati acquisiti e gli istogrammi realizzati.

### La sorgente $^{22}\text{Na}$

La sorgente  $^{22}\text{Na}$  appartiene al Dipartimento di Fisica, identificata dal numero 608 ed ha un'attività di  $10 \mu\text{Ci}$

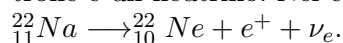
Il sodio 22 (Figura 8.3) è un isotopo instabile del sodio con una vita media di 2,6 anni e un nucleo composto da 11 protoni e 11 neutroni.



Figura 8.3: Sorgente di  $^{22}\text{Na}$

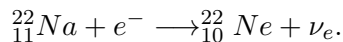
Il  $^{22}\text{Na}$  può decadere in due modi:

- Decadimento  $\beta^+$  (90,6%): un protone decade in un neutrone, un positrone e un neutrino. Nel caso specifico la reazione osservata è:

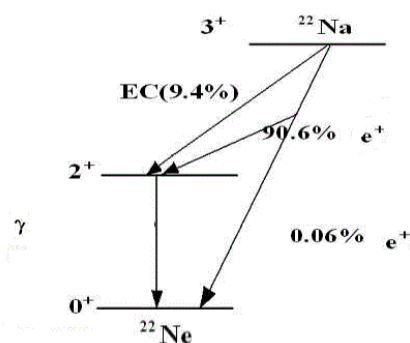


Il positrone si ricombina immediatamente con un elettrone dando origine a due fotoni da 0,511 MeV ciascuno:  $e_+ + e_- \longrightarrow 2\gamma$ .

- Cattura elettronica (9,4%): un protone si combina con un elettrone generando un neutrone e un neutrino elettronico. Nel caso specifico la reazione osservata è:



In entrambi i casi il risultato del decadimento è il  ${}_{10}^{22}\text{Ne}$  (anche se nel caso della cattura elettronica non c'è produzione di positrone) in un suo stato eccitato. Il neon si diseccita e passa al suo stato fondamentale emettendo un fotone di energia 1,275 MeV. Nello 0,06% dei casi il decadimento beta dà origine al  ${}_{10}^{22}\text{Ne}$  nel suo stato fondamentale, senza quindi che ci sia l'emissione del fotone. Lo schema di decadimento del sodio è mostrato in figura 8.4

Figura 8.4: Schema di decadimento del  $^{22}\text{Na}$ 

### 8.1.1 Setup Sperimentale

La sorgente è stata fissata alla copertura di plastica di uno dei due scintillatori (Figura 8.5) e i due rivelatori sono stati posti frontalmente a contatto (Figura 8.6 A) in modo da poter coprire il maggior angolo solido possibile e raccogliere quasi tutti i fotoni emessi. Il tutto è stato schermato con blocchi



Figura 8.5: Fissaggio sorgente alla copertura dello scintillatore

di piombo che impediscono ai raggi gamma di proseguire il loro cammino (Figura 8.6 B). Viene così limitato il numero di radiazioni a cui è esposto il personale di laboratorio, conformemente a quanto previsto dall'ICRP (International Commission on Radiological Protection) che nella Pubblicazione 60 del 1991 ha imposto a 20 mSv annui il limite di dose efficace permesso.

Ciascun rivelatore è alimentato dall'alimentatore CAEN N1740. La corrente anodica in uscita da ciascun tubo fotomoltiplicatore è collegata tramite cavo LEMO a uno degli ingressi della scheda CAEN v1720, che a sua vol-

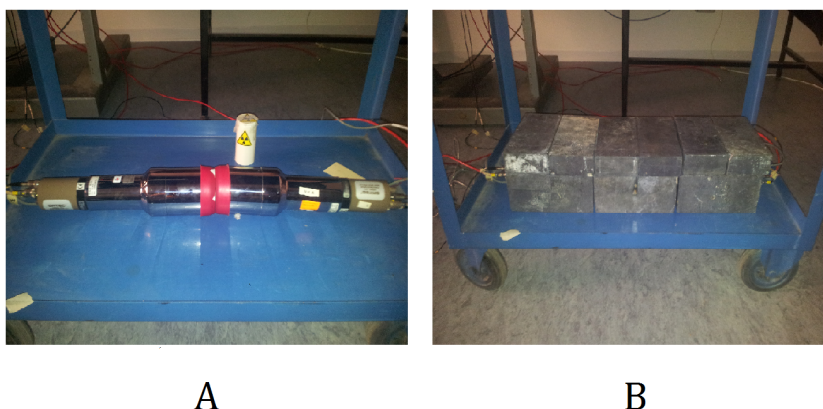


Figura 8.6: Disposizione rivelatori prima e dopo la schermatura

ta è collegata tramite fibra ottica a un computer. Lo schema del circuito è rappresentato in figura 8.7.

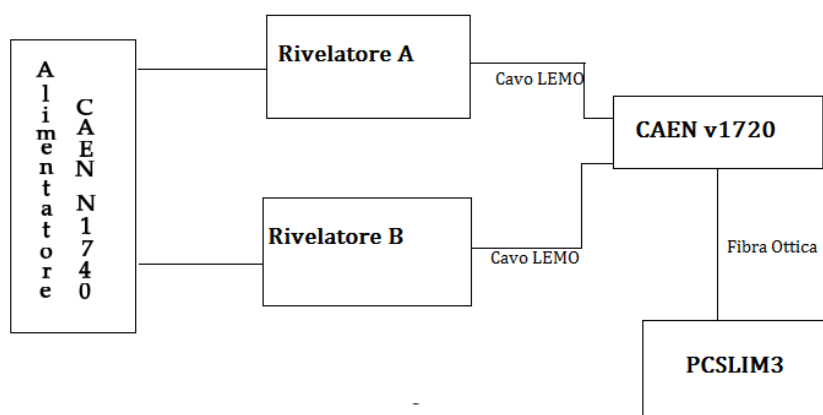


Figura 8.7: Schema del circuito

### 8.1.2 Infrastruttura Software

L'acquisizione dei dati è gestita dal software della TDAQ di ATLAS. Come descritto in dettaglio nel capitolo 5, sono stati sviluppati due librerie dinamiche: una per la configurazione e per la lettura dati del Flash ADC v1720, l'altra per l'analisi dei dati on-line e la realizzazione di istogrammi di monitoring. Si è inoltre costruito il database di configurazione specifico per questo esperimento, elencandovi gli oggetti presenti, i loro parametri di configurazione e le loro mutue relazioni.

Dal computer si apre l'interfaccia grafica del software della TDAQ, attraverso la quale:

- viene avviata o fermata l'acquisizione (dopo aver configurato il v1720),
- viene abilitata o disabilitata la scrittura dei dati su disco
- è possibile monitorare online gli istogrammi

Dopo aver osservato i segnali provenienti dai rivelatori con un oscilloscopio, la scheda CAEN v1720 è stata configurata nel seguente modo:

- Canali di acquisizione abilitati: Canale 0 (Rivelatore A) e Canale 1 (Rivelatore B)
- Trigger esterno: Disabilitato in entrata e in uscita
- Software trigger: Disabilitato in entrata e in uscita
- Auto trigger: Abilitato in entrata per i due canali e disabilitato in uscita
- Numero minimo di coincidenze per l'auto-trigger: 0 o 1
- Soglia di Auto trigger: 62 mV per Ch0, 29 mV per Ch1. Le soglie sono impostate a valori diversi perché i segnali presentano baseline introdotte dal v1720 di valori diversi (82 mV per Ch0 e 49 mV per Ch1); la soglia effettiva è quindi di 20 mV (si confronti figura 8.8).
- Numero di campionamenti per evento: 300
- Percentuale di campionamenti post-trigger: 70%

## 8.2 Metodo di misura

### 8.2.1 Determinazione della carica

La carica del segnale, cioè l'integrale del segnale nel tempo, è proporzionale all'energia depositata sul rivelatore.

In figura 8.8 è riportato un esempio di segnale acquisito dal FLASH ADC (che ha la funzione di un oscilloscopio digitale), da cui si possono ricavare alcune informazioni:

- la polarità è negativa (come ci si aspetta dal momento che la tensione misurata è dovuta al passaggio di elettroni, che hanno carica negativa)
- il segnale presenta una baseline non nulla introdotta dalla scheda v1720. Il valore della baseline e della relativa incertezza (Root Mean Square) è misurata evento per evento mediando i primi 10-20 campionamenti (cioè i campionamenti pre-trigger).

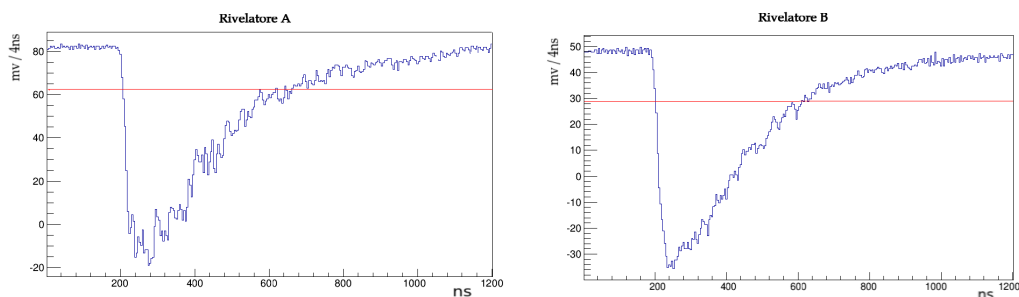


Figura 8.8: Esempio di segnale del rivelatore A e del rivelatore B come campionato dal FADC. La linea rossa identifica la soglia del trigger

- la carica viene valutata approssimando l'integrale con il metodo dei rettangoli. Per ciascun campionamento, alla tensione misurata dal FADC viene sottratto il valore della baseline precedentemente calcolato e il risultato ottenuto (altezza del rettangolo) viene moltiplicato per l'ampiezza del bin, cioè quattro nanosecondi (base del rettangolo). Sommando tra loro i risultati di tutti i campionamenti si ottiene un'approssimazione della carica del segnale.

### 8.2.2 Realizzazione di istogrammi

Durante l'acquisizione dati vengono creati e riempiti vari istogrammi per il monitoring online (per mezzo della libreria dinamica appositamente sviluppata) tra cui:

- l'andamento del segnale più recente di ciascun rivelatore, come campionato dal FADC ogni 4 ns
- le distribuzioni del valore della baseline di ciascun rivelatore
- le distribuzioni del Root Mean Square delle baseline
- le distribuzioni in carica (corrispondenti alle distribuzioni in energia) dei segnali di ciascun canale

### 8.2.3 Rate di acquisizione

Il *rate* di acquisizione dipende da diversi fattori, quali la presenza o meno della sorgente, la tensione di alimentazione, l'abilitazione o la disabilitazione della scrittura dati, la configurazione del trigger.

Gli istogrammi vengono realizzati online ma non tutti i dati acquisiti vengono analizzati e graficati, poiché l'acquisizione è molto più veloce dell'analisi. In tabella 8.3 sono riportati i rate di acquisizione e le percentuali di eventi analizzati online rispetto agli eventi totali in presenza di sorgente,



Tensione di alimentazione	Rate di acquisizione	Percentuale eventi analizzati
700	2,5 kHz	16,7%
750	3,8 kHz	11,5%
800	4,3 kHz	10,0%
850	4,3 kHz	9,29%
900	4,3 kHz	8,07%

Tabella 8.3: Rate di acquisizione e percentuale di eventi analizzati in funzione della tensione di alimentazione

senza scrivere dati su disco e con trigger in singola. Il rate di acquisizione aumenta all'aumentare della tensione di alimentazione perché aumenta il guadagno (si confronti la sezione 7.2) e di conseguenza diminuisce l'energia che una particella deve avere per superare la soglia di trigger.

Quando il trigger è in singola, abilitando la scrittura dati su disco il rate di acquisizione è limitato dalla banda, cioè dal numero di byte al secondo che si riesce a scrivere. La banda massima vale circa 2,5 MB/s, a cui corrisponde un rate di 3,8 kHz (ogni evento è composto da 164 *parole* di 32 bit ciascuna di cui 154 provenienti dal Flash ADC e 10 dalla TDAQ ).

Con il trigger in coincidenza il rate diminuisce del 51%; senza sorgente invece il rate è di 60 Hz con il trigger in singola, minore di 1 Hz con il trigger in coincidenza.

## 8.3 Risultati

### 8.3.1 Analisi del fondo ambientale

I rivelatori misurano anche raggi cosmici e particelle provenienti da elementi radioattivi presenti nell'ambiente; questi danno origine al *fondo ambientale*. In figura 8.9 è riportato lo spettro energetico ottenuto in assenza della sorgente.

Si nota l'andamento esponenziale tipico dello spettro di fondo e un piccolo fotopicco, che si assume provenire da un contaminante ambientale presente in laboratorio. L'identificazione del contaminante è possibile solo dopo aver calibrato i rivelatori.

Il rate di acquisizione del fondo ambientale è di circa 60 Hz, contro i 4 KHz della sorgente; si può perciò affermare che il fondo non influisce significativamente nella spettroscopia del  $^{22}\text{Na}$ .

### 8.3.2 Analisi spettroscopica

L'analisi spettroscopica per una sorgente di  $^{22}\text{Na}$  prevede (si confrontino il capitolo 6 e la sezione 8.1):

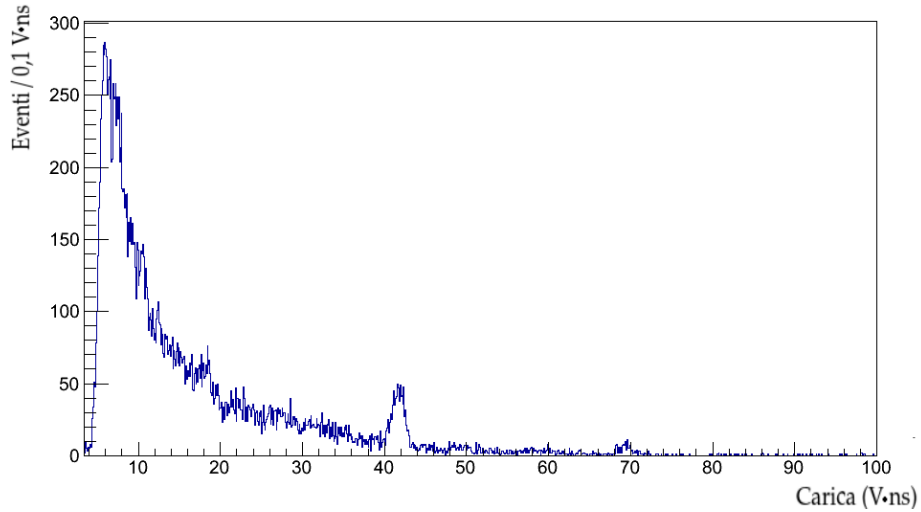


Figura 8.9: Spettro del fondo ambientale

- un fotopicco a 0,511 MeV proveniente dai fotoni di annichilazione elettrone-positrone e il corrispondente *continuo Compton*, con il ginocchio separato dal fotopicco di

$$\Delta E = E_\gamma - E_e = h\nu \left( 1 - \frac{(h\nu/m_0 \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \pi)}{1 + (h\nu/m_0 \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \pi)} \right) = 170 \text{KeV}; \quad (8.1)$$

- un fotopicco a 1,274 MeV proveniente dai fotoni emessi dall'atomo di  $^{22}_{10}\text{Ne}$  che torna al suo stato fondamentale, il corrispondente *continuo Compton* e il fotopicco di produzione di coppie. Il ginocchio Compton si trova ad un'energia  $E_e = h\nu \left( \frac{(h\nu/m_0 \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \pi)}{1 + (h\nu/m_0 \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \pi)} \right) = 1,06 \text{MeV}$ , il picco di produzione di coppie ad un'energia  $E = E_\gamma - 2m_e c^2 = 0,252 \text{MeV}$
- un picco energetico a 1,785 MeV, cioè la somma dei primi due picchi, e la somma dei corrispondenti *continui Compton*.

In Figura 8.10 è mostrato lo spettro misurato in laboratorio con il rivelatore A. Sono ben distinguibili i picchi energetici e i continui Compton.

Prima di calibrare i rivelatori, è necessario avere un metodo per ricavare il valore centrale di ciascun picco.

### 8.3.3 Parametrizzazione dei fotopicchi

I fotopicchi giacciono su un fondo (si confronti figura 8.10), dovuto al fatto che i contributi dell'effetto Compton e fotoelettrico non sono sempre ben

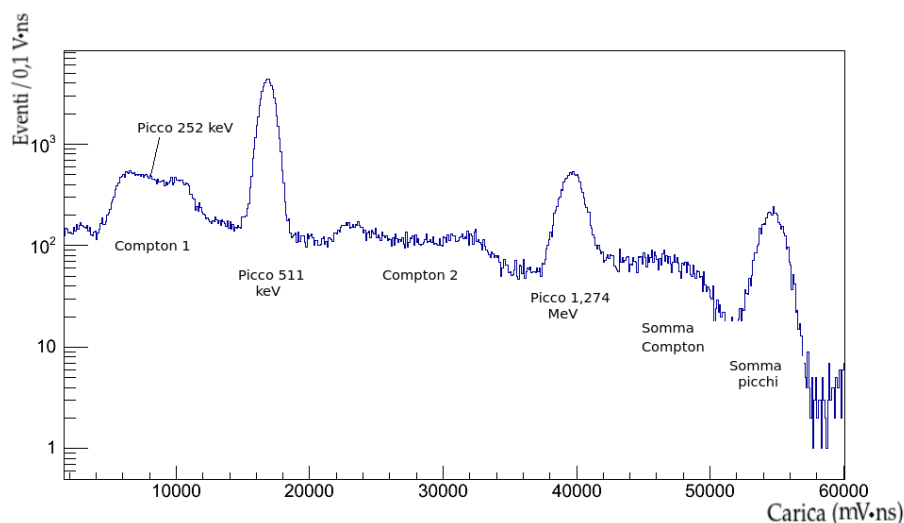


Figura 8.10: Spettro energetico del  $^{22}\text{Na}$ .

separati e alla presenza del fondo ambientale (trascurabile). Si è deciso di descrivere ciascun picco come la somma di una gaussiana e di una funzione polinomiale di primo o di secondo grado per descrivere il fondo (Figura 8.11). Il valor medio della gaussiana corrisponde al centro del picco, mentre dalla sua  $\sigma$  è possibile risalire alla Full Width Half Maximum, ricordando che:  $FWHM = \sigma \cdot 2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}$ .

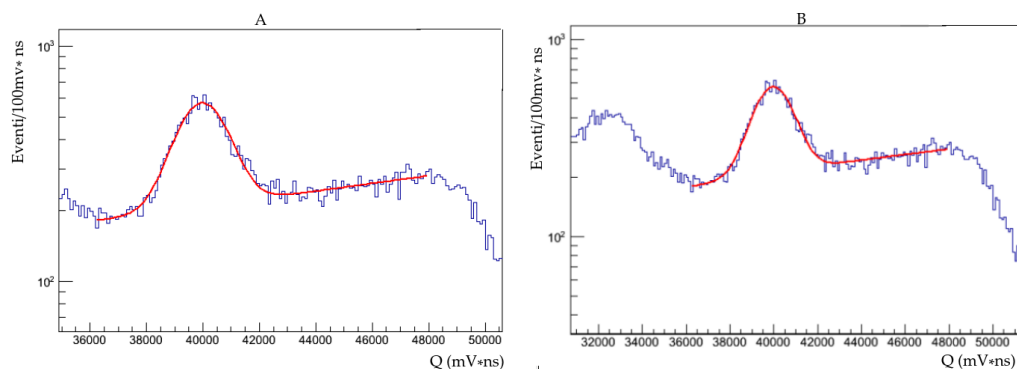


Figura 8.11: Fit del secondo picco della distribuzione in carica a 800 V per il rivelatore A utilizzando una gaussiana composta ad una polinomiale di primo grado (A) e una gaussiana composta ad una polinomiale di secondo grado (B)

Per eseguire i fit attorno a ciascun picco sono state sviluppate due MACRO di ROOT, un framework di analisi *Objected Oriented* ([10]):

- $FIT_1$ : la funzione modello è composta da una gaussiana e da un poli-

nomio di primo grado. I valori di interesse sono:  $x_1$  (il centro del picco)  $\Delta x_1$  (il suo errore statistico),  $\sigma_1$ ,  $\Delta\sigma_1$ .

- $FIT_2$ : la funzione modello è composta da una gaussiana e da un polinomio di secondo grado. I valori di interesse sono:  $x_2$  (il centro del picco)  $\Delta x_2$  (il suo errore statistico),  $\sigma_2$ ,  $\Delta\sigma_2$ .

I parametri che descrivono la posizione e la larghezza dei fotopicchi sono affetti da errori sia statistici che sistematici. L'incertezza statistica viene calcolata da ROOT in sede di fit mentre gli errori sistematici considerati sono dovuti principalmente a:

- errore dovuto alla funzione usata per descrivere il fondo e alla frazione di spettro utilizzata. Sono stati misurati spettri di carica triggerando sia in singola sia in coincidenza e per i fotopicchi di ciascuno spettro sono stati eseguiti fit con diverse funzioni di parametrizzazione ( $FIT_1$  e  $FIT_2$ ) e diverse frazioni di spettro. La massima differenza tra i valori ottenuti per la media e larghezza della gaussiana è stata presa come errore sistematico sui parametri corrispondenti;
- errore dovuto alla instabilità del rivelatore, dovuto a fattori esterni come il cambiamento delle condizioni ambientali, in particolare l'umidità. Questo errore è stato stimato dalla differenza dei valori ottenuti dalle misure effettuate in giorni diversi.

L'errore totale si calcola sommando in quadratura tutte e tre le sue componenti. In tabella 8.4 sono riportati i risultati ottenuti.

Per la posizione del picco l'errore più significativo è quello sistematico dovuto all'instabilità del rivelatore; per la  $\sigma$ , quindi anche per la FWHM, l'incertezza dominante è quella dovuta alla funzione usata per descrivere il fondo.

### 8.3.4 Risoluzione

Dato un picco di energia, la risoluzione energetica è data dal rapporto tra la FWHM del picco e la sua posizione.

La risoluzione dei due rivelatori in funzione della tensione di alimentazione è riportata in tabella 8.5.

Il rivelatore A ha la risoluzione migliore a 800 V, il rivelatore B a 900 V. Dal momento che la risoluzione migliore per il rivelatore A è a 800 V, non è stata necessaria un'acquisizione impostando la tensione di alimentazione di questo rivelatore a 900 V.

Per verificare che effettivamente la miglior risoluzione del rivelatore B è a 900 V sarebbe necessario confrontarla con le risoluzioni ottenute ad una maggiore tensione di alimentazione; questa misura tuttavia non è stata effettuata per

Rivelatore A		Posizione ( $V \cdot ns$ )	$\sigma$ ( $V \cdot ns$ )	FWHM( $V \cdot ns$ )
700 V	1°picco	$5,71 \pm 0,03$	$0,218 \pm 0,004$	$0,513 \pm 0,010$
	2°picco	$13,49 \pm 0,07$	$0,312 \pm 0,011$	$0,74 \pm 0,03$
	3°picco	$18,94 \pm 0,09$	$0,35 \pm 0,03$	$0,818 \pm 0,05$
750 V	1°picco	$9,92 \pm 0,05$	$0,331 \pm 0,002$	$0,779 \pm 0,005$
	2°picco	$23,63 \pm 0,12$	$0,499 \pm 0,008$	$1,17 \pm 0,2$
	3°picco	$32,95 \pm 0,16$	$0,57 \pm 0,02$	$1,35 \pm 0,06$
800 V	1°picco	$16,97 \pm 0,08$	$0,529 \pm 0,003$	$1,246 \pm 0,008$
	2°picco	$39,9 \pm 0,2$	$0,788 \pm 0,014$	$1,86 \pm 0,03$
	3°picco	$55,0 \pm 0,3$	$0,93 \pm 0,04$	$2,11 \pm 0,03$
850 V	1°picco	$28,45 \pm 0,14$	$0,897 \pm 0,014$	$2,11 \pm 0,03$
	2°picco	$65,9 \pm 0,3$	$1,32 \pm 0,02$	$3,12 \pm 0,05$
	3°picco	$89,0 \pm 0,4$	$1,31 \pm 0,08$	$3,08 \pm 0,19$
Rivelatore B		Posizione ( $V \cdot ns$ )	$\sigma$ ( $V \cdot ns$ )	FWHM( $V \cdot ns$ )
700 V	1°picco	$2,564 \pm 0,013$	$0,24 \pm 0,03$	$0,56 \pm 0,06$
	2°picco	$6,17 \pm 0,03$	$0,27 \pm 0,07$	$0,62 \pm 0,17$
	3°picco	$8,70 \pm 0,05$	$0,26 \pm 0,05$	$0,62 \pm 0,11$
750 V	1°picco	$4,41 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,07$
	2°picco	$10,65 \pm 0,05$	$0,341 \pm 0,002$	$0,803 \pm 0,006$
	3°picco	$14,99 \pm 0,08$	$0,35 \pm 0,02$	$0,83 \pm 0,05$
800 V	1°picco	$7,37 \pm 0,04$	$0,339 \pm 0,005$	$0,798 \pm 0,013$
	2°picco	$17,73 \pm 0,09$	$0,462 \pm 0,017$	$1,09 \pm 0,04$
	3°picco	$24,92 \pm 0,12$	$0,52 \pm 0,04$	$1,21 \pm 0,09$
850 V	1°picco	$11,92 \pm 0,06$	$0,447 \pm 0,003$	$1,052 \pm 0,006$
	2°picco	$28,60 \pm 0,14$	$0,674 \pm 0,006$	$1,587 \pm 0,015$
	3°picco	$40,0 \pm 0,2$	$0,76 \pm 0,03$	$1,80 \pm 0,07$
900 V	1°picco	$18,72 \pm 0,09$	$0,646 \pm 0,003$	$1,520 \pm 0,006$
	2°picco	$44,6 \pm 0,2$	$1,006 \pm 0,008$	$2,368 \pm 0,002$
	3°picco	$62,0 \pm 0,3$	$1,16 \pm 0,07$	$2,74 \pm 0,15$

Tabella 8.4: Posizioni dei fotopicchi a diverse tensioni di alimentazione per i rivelatori A e B.

Tensione	Risoluzione Rivelatore A	Risoluzione Rivelatore B
700 V	$(8,99 \pm 0,18)\%$	$(21 \pm 2)\%$
750 V	$(7,86 \pm 0,05)\%$	$(15 \pm 2)\%$
800 V	$(7,34 \pm 0,05)\%$	$(10,8 \pm 0,2)\%$
850 V	$(7,4 \pm 0,1)\%$	$(8,83 \pm 0,05)\%$
900 V		$(8,12 \pm 0,03)\%$

Tabella 8.5: Risoluzione energetica per il fotopicco a 511 keV misurata al variare della tensione di alimentazione

non avere una tensione di alimentazione troppo lontana da quella consigliata dal fornitore (800V) in modo da non danneggiare il rivelatore.

I valori di risoluzione ottenuti sperimentalmente sono compatibili con quelli forniti dal costruttore per il rivelatore A (7,3% a 800 V per fotoni di 662 keV), mentre sono notevolmente peggiori di quelli forniti per il rivelatore B (6,7% a 800 V per un picco energetico di 662 keV).

## 8.4 Calibrazione dei rivelatori

Le tensioni di alimentazione sono state fissate a 800 V per il rivelatore A e a 900 V per il rivelatore B, cioè quelle corrispondenti alla miglior risoluzione; in questa configurazione sono state effettuate altre misure sia in presenza sia in assenza della sorgente, ottenendo risultati compatibili a quelli già descritti. Per la calibrazione è stato eseguito un fit lineare sui tre principali picchi energetici. Per includere gli effetti sistematici sulla stabilità delle posizioni in carica dei fotopicchi dovute ad effetti ambientali (temperatura, umidità, ecc), le calibrazioni sono state eseguite separatamente su spettri misurati in giorni diversi.

### 8.4.1 Calibrazione del rivelatore A

Per la calibrazione del rivelatore A sono stati eseguiti fit sugli spettri della sorgente  $^{22}\text{Na}$  misurati il 6 settembre e il 12 settembre 2013, cioè quelli in cui l'effetto di spostamento della posizione dei picchi dovuto alle condizioni climatiche è massimo. È riportata come esempio la procedura eseguita per lo spettro acquisito il 12 settembre.

#### Acquisizione del 12 settembre 2013

In tabella 8.7 sono riportate le posizioni in carica dei tre picchi in funzione dello spettro di energia misurato dal rivelatore A il giorno 12 settembre 2013. Le incertezze sui valori riportati sono state calcolate includendo gli errori statistici e gli errori sistematici dovuti alla parametrizzazione della funzione di fondo, ma non includendo gli errori sistematici dovuti alle condizioni climatiche.

Rivelatore A	Q ( $V \cdot ns$ )	E (Mev)
1° picco	$16,93 \pm 0,08$	0,511
2° picco	$39,9 \pm 0,1$	1,274
3° picco	$55,0 \pm 0,3$	1,785

Tabella 8.6: Posizione dei tre picchi di carica in funzione dell'energia corrispondente

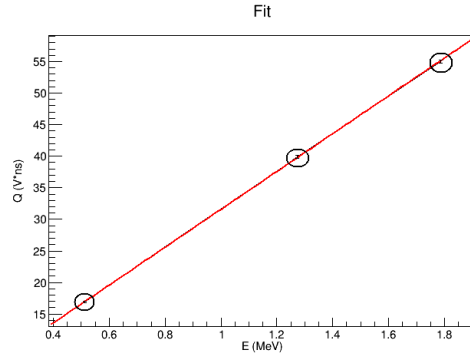


Figura 8.12: Fit lineare per la calibrazione del rivelatore A. In ascissa è riportata l'energia, in ordinata la carica misurata.

Per determinare i coefficienti di calibrazione  $a$  e  $b$ , tale che  $Q = a \cdot E + b$ , è stato eseguito un fit lineare utilizzando ROOT (Figura 8.12).

$$a = 30,1 \pm 0,2V \cdot ns/MeV$$

$$b = 1,6 \pm 0,1V \cdot ns$$

Il  $\chi^2$  corrispondente è fornito da ROOT e vale:

$$\chi^2 = 1,37$$

Dal momento che il numero di gradi di libertà è 1, il valore di  $\chi^2$  ottenuto è molto vicino a quello atteso. I parametri  $a$  e  $b$  sono correlati tra loro e l'indice di correlazione  $\delta_{ab}$ , che viene fornito da ROOT, vale:

$$\delta_{ab} = -0,878$$

Invertendo la retta ottenuta dal fit lineare si ricava il valore atteso dell'energia data la carica:

$$E = k_A \cdot Q + q_A \quad (8.2)$$

dove le nuove costanti  $k_A = \frac{1}{a}$  e  $q_A = \frac{b}{a}$  valgono:

$$k_A = 0,0332 \pm 0,0002MeV/(V \cdot ns)$$

$$q_A = 0,052 \pm 0,005MeV$$

L'errore su  $q_A$  si propaga secondo la formula:

$$\frac{\Delta q_A}{q_A} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 - 2 \cdot \frac{\Delta a \cdot \Delta b \cdot \delta_{ab}}{a \cdot b}} \quad (8.3)$$

**Risultati**

Ripetendo la procedura descritta si ottiene che per lo spettro del 6 settembre:

$$k_A = 0,0334 \pm 0,0001 \text{ MeV}/(V \cdot ns)$$

$$q_A = 0,055 \pm 0,004 \text{ MeV}$$

con  $\chi^2=1,30$ .

Si nota che i valori ottenuti per le rette di calibrazione sono compatibili nei margini di errore e che in entrambi i casi l'incertezza maggiore è quella di  $q_A$ , cioè l'*intercetta* della retta di calibrazione.

Per la stima dei parametri  $k_A$  e  $q_A$  sono stati scelti come valori centrali quelli del fit dello spettro del 12 settembre. Per includere l'incertezza sistematica dovuta alla variazione delle condizioni ambientali, all'errore totale è stata aggiunta la differenza tra i valori ottenuti il 12 settembre e quelli ottenuti il 6 settembre.

$$k_A = 0,0332 \pm 0,0002 \pm (0,0002)_{stab} \text{ MeV}/(V \cdot ns)$$

$$q_A = 0,052 \pm 0,005 \pm (0,003)_{stab} \text{ MeV}$$

**8.4.2 Calibrazione del rivelatore B**

Per la calibrazione del rivelatore B sono stati eseguiti fit sugli spettri della sorgente  $^{22}\text{Na}$  misurati il 6 settembre e il 12 settembre 2013, cioè quelli in cui l'effetto di spostamento della posizione dei picchi dovuto alle condizioni climatiche è massimo. È riportata come esempio la procedura eseguita per lo spettro acquisito il 12 settembre.

**Acquisizione del 12 settembre 2013**

In tabella 8.7 sono riportate le posizioni in carica dei tre picchi in funzione dello spettro di energia misurato dal rivelatore B il giorno 12 settembre 2013. Come per il rivelatore A, le incertezze sui valori riportati sono state calcolate includendo gli errori statistici e gli errori sistematici dovuti alla parametrizzazione della funzione di fondo, ma non includendo gli errori sistematici dovuti alle condizioni climatiche.

Rivelatore B	Q ( $V \cdot ns$ )	E (MeV)
1° picco	18,32±0,02	0,511
2° picco	43,88±0,04	1,274
3° picco	61,1±0,2	1,785

Tabella 8.7: Posizione dei tre picchi di carica in funzione dell'energia corrispondente



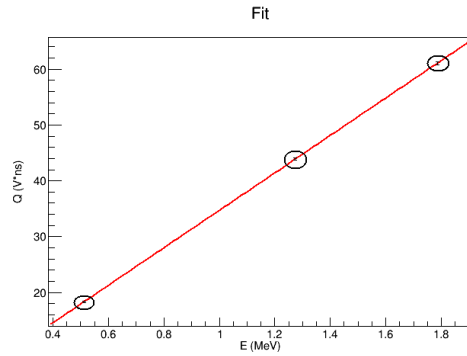


Figura 8.13: Fit lineare per la calibrazione del rivelatore B. In ascissa è riportata l'energia, in ordinata la carica misurata.

Per determinare i coefficienti di calibrazione  $a$  e  $b$ , tale che  $Q = a \cdot E + b$ , è stato eseguito un fit lineare utilizzando ROOT (Figura 8.13).

$$a = 33,50 \pm 0,06V \cdot ns/MeV$$

$$b = 1,20 \pm 0,05V \cdot ns$$

Il  $\chi^2$  corrispondente è fornito da ROOT e vale:

$$\chi^2 = \chi^2 / \text{numero di gradi di libertà} = 1,02$$

Il valore ottenuto è molto vicino a quello atteso. I parametri  $a$  e  $b$  sono correlati tra loro e l'indice di correlazione  $\delta_{ab}$ , che viene fornito da ROOT, vale:

$$\delta_{ab} = -0,878$$

Invertendo la retta ottenuta dal fit lineare si ottiene il valore atteso dell'energia data la carica:

$$E = k_B \cdot Q + q_B \quad (8.4)$$

dove le nuove costanti  $k_B = \frac{1}{a}$  e  $q_B = \frac{b}{a}$  valgono:

$$k_B = 0,0299 \pm 0,0001MeV/(V \cdot ns)$$

$$q_B = 0,036 \pm 0,002MeV$$

L'errore su  $q_B$  si propaga secondo la formula:

$$\frac{\Delta q_B}{q_B} = \sqrt{\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2 - 2 \cdot \frac{\Delta a \cdot \Delta b \cdot \delta_{ab}}{a \cdot b}} \quad (8.5)$$

### Risultati

Con una procedura analoga a quella descritta sopra si ottiene che per lo spettro del 6 settembre:

$$k_B = 0,0300 \pm 0,0001 \text{ MeV}/(V \cdot \text{ns})$$

$$q_B = 0,038 \pm 0,002 \text{ MeV}$$

con  $\chi^2=1,30$ .

Si nota i valori ottenuti sono compatibili nei margini di errore.

Per la stima dei parametri  $k_B$  e  $q_B$  sono stati scelti come valori centrali quelli del fit dello spettro del 12 settembre. Per includere l'incertezza sistematica dovuta alla variazione delle condizioni ambientali, all'errore totale è stata aggiunta la differenza tra i valori ottenuti il 12 settembre e quelli ottenuti il 6 settembre.

$$k_B = 0,0299 \pm 0,0001 \pm (0,0001)_{stab} \text{ MeV}/(V \cdot \text{ns})$$

$$q_B = 0,036 \pm 0,002 \pm (0,002)_{stab} \text{ MeV}$$

#### 8.4.3 Analisi del fotopicco presente nel fondo ambientale

In figura 8.14 è mostrato lo spettro del fondo ambientale ottenuto dal rivelatore A alla tensione di alimentazione di 800 V. Come discusso precedentemente, si nota la presenza di un piccolo fotopicco che si trova a

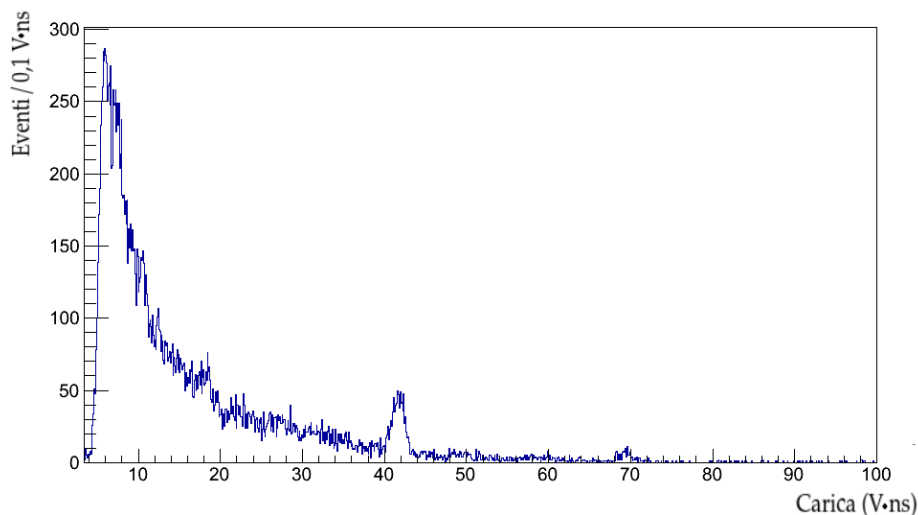


Figura 8.14: Spettro del fondo ambientale ottenuto dal rivelatore A

## 8.5. DIPENDENZA DEL GUADAGNO DALLA TENSIONE DI ALIMENTAZIONE 71

- Rivelatore A:  $(41,7 \pm 0,2)V \cdot ns$  corrispondente ad un'energia  $E = (1,44 \pm 0,03)$  MeV
- Rivelatore B:  $(47,9 \pm 0,2)V \cdot ns$  corrispondente ad un'energia  $E = (1,47 \pm 0,02)$  MeV

Il picco è compatibile con quello atteso dal decadimento del potassio 40 (presente in piccole quantità nei muri del laboratorio) che decade emettendo fotoni di 1,46 MeV.

### 8.5 Dipendenza del guadagno dalla tensione di alimentazione

Il guadagno  $G$  di un fotomoltiplicatore (si confronti la sezione 6.1.2) varia con la tensione di alimentazione applicata come  $G = Cost \cdot \Delta V^\alpha$  dove  $\alpha$  dipende dal numero di dinodi e dal guadagno di ciascun dinodo. La carica misurata è proporzionale al guadagno e, rapportandola ai valori ottenuti ad una tensione di riferimento (nel caso specifico 700 V), si ottiene:

$$\frac{Q}{Q_0} = \left( \frac{\Delta V}{\Delta V_0} \right)^\alpha \quad (8.6)$$

e quindi:

$$\log \left( \frac{Q}{Q_0} \right) = \alpha \cdot \log \left( \frac{\Delta V}{\Delta V_0} \right) \quad (8.7)$$

Misurando quindi la posizione (in carica) del primo picco energetico al variare della tensione di alimentazione è possibile stimare il parametro  $\alpha$ .

Rivelatore A		$\log \left( \frac{V}{V_0} \right)$	$\log \left( \frac{Q}{Q_0} \right)$
750 V	1°picco	0,029963	$0,240 \pm 0,002$
800 V	1°picco	0,057992	$0,473 \pm 0,003$
850 V	1°picco	0,084321	$0,698 \pm 0,005$
Rivelatore B		$\log \left( \frac{V}{V_0} \right)$	$\log \left( \frac{Q}{Q_0} \right)$
750 V	1°picco	0,029963	$0,235 \pm 0,002$
800 V	1°picco	0,057992	$0,458 \pm 0,001$
850 V	1°picco	0,084321	$0,667 \pm 0,001$
900 V	1°picco	0,109144	$0,863 \pm 0,001$

Tabella 8.8:  $\log \left( \frac{V}{V_0} \right)$  e  $\log \left( \frac{Q}{Q_0} \right)$  al variare della tensione di alimentazione per la determinazione di  $\alpha$ .  $V_0 = 700V$ ,  $Q_0$  è la carica misurata dal rivelatore a  $V_0$ .

Il guadagno dei fotomoltiplicatori non è influenzato in modo significativo dall'umidità, che è il fattore ambientale che varia maggiormente, perciò le incertezze sulla posizione del fotopicco sono state valutate includendo gli errori statistici e gli errori sistematici dovuti alla parametrizzazione della funzione di fondo, ma non gli errori sistematici dovuti alle condizioni climatiche.

In tabella 8.8 sono riportati i risultati ottenuti:

Le incertezze sulle tensioni di alimentazioni sono di 0,5 V e sono trascurabili (minori dello 0,1% dei valori delle tensioni di alimentazione); la formula per la propagazione degli errori di  $\log\left(\frac{Q}{Q_0}\right)$  è:

$$\Delta \log\left(\frac{Q}{Q_0}\right) = \sqrt{\left(\frac{\Delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\Delta Q_0}{Q_0}\right)^2} \quad (8.8)$$

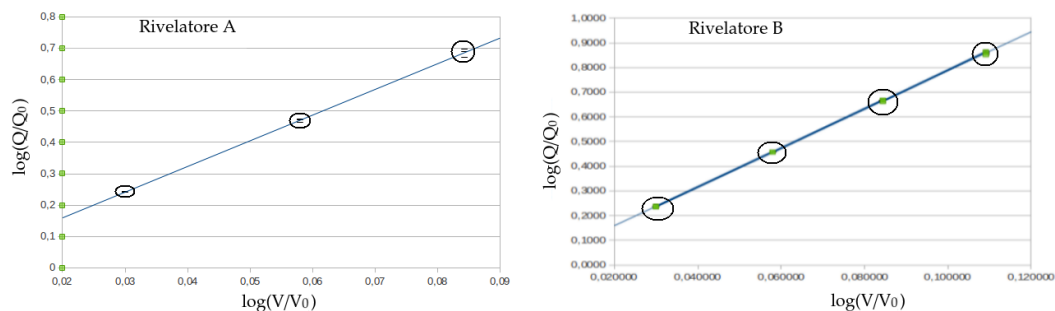


Figura 8.15: Fit lineare per la determinazione del parametro di guadagno  $\alpha$  per i rivelatori A e B

Il parametro  $\alpha$  è stato valutato eseguendo un fit lineare dei valori ottenuti (Figura 8.15) e vale:

- Rivelatore A:  $\alpha=8,29\pm 0,09$  con  $\chi^2/\text{numero di gradi di libertà} = 1,06$
- Rivelatore B:  $\alpha=7,92\pm 0,01$  con  $\chi^2/\text{numero di gradi di libertà} = 0,85$

# Conclusioni

Una prima rilevante conclusione del presente lavoro di tesi riguarda la scrittura e la verifica del nuovo software per la gestione del Flash ADC CAEN v1720 via fibra ottica che sarà prossimamente installato nel sistema di acquisizione del rivelatore LUCID dell'esperimento ATLAS presso il CERN di Ginevra. Ci si attende un sensibile miglioramento nella velocità di lettura dello *stream* di dati analogici del rivelatore il cui compito è quello di misurare la luminosità di ATLAS, un parametro fondamentale per la misura della sezione d'urto di qualunque processo fisico.

Il corretto funzionamento del software è stato verificato in laboratorio studiando le prestazioni e calibrando due rivelatori a scintillazione inorganici allo ioduro di sodio (NaI(Tl)) per mezzo di una sorgente di  $^{22}\text{Na}$ . In particolare è stata ottenuta la relazione carica/energia  $E = k_x \cdot Q + q_x$  valida per i fotoni assorbiti dai rivelatori con i seguenti valori dei parametri:

Rivelatore A:

$$k_A = 0,0332 \pm 0,0002 \pm (0,0002)_{stab} \text{MeV}/(V \cdot ns)$$

$$q_A = 0,052 \pm 0,005 \pm (0,003)_{stab} \text{MeV}$$

Rivelatore B:

$$k_B = 0,0299 \pm 0,0001 \pm (0,0001)_{stab} \text{MeV}/(V \cdot ns)$$

$$q_B = 0,036 \pm 0,002 \pm (0,002)_{stab} \text{MeV}$$

È stata inoltre misurata la risoluzione energetica R dei rivelatori verificando così che nel caso del rivelatore A le prestazioni sono compatibili con quelle dichiarate dalla casa costruttrice (ad una tensione di alimentazione di 800 V il valore misurato è  $R=(7,34 \pm 0,05)\%$  per un fotopicco a 511 keV, il valore dichiarato è  $R=7,3\%$  per un fotopicco a 662 keV) mentre nel caso del rivelatore B queste risultano sensibilmente peggiori (ad una tensione di alimentazione di 800 V il valore misurato è  $R=(10,8 \pm 0,2)\%$  per un fotopicco a 511 keV, il valore dichiarato è  $R=6,7\%$  per un fotopicco a 662 keV).

L'analisi dello spettro energetico del fondo ambientale ha infine evidenziato la presenza di un picco di eventi attribuibili alla presenza di potassio 40 nelle mura del laboratorio.



# Elenco delle figure

1.1	L'acceleratore LHC del CERN . . . . .	9
1.2	Sistema di iniezione dell'acceleratore LHC al CERN: protoni ottenuti da idrogeno ionizzato sono inizialmente iniettati in un acceleratore lineare (Linac), accumulati in un booster, passati a un primo acceleratore circolare (PS), poi a un secondo (SPS) e, infine, in LHC. . . . .	10
1.3	I principali esperimenti dell'LHC . . . . .	11
2.1	Sezione del rivelatore di ATLAS . . . . .	15
2.2	Sezione dell'Inner Detector. Sono evidenziati piani di rivelatori a pixel (in blu), piani di rivelatori a strip (in verde), rivelatore a radiazione di transizione (in rosa). . . . .	16
2.3	Sezione del rivelatore ATLAS: Inner Detector (rosa), Calorimetro elettromagnetico (giallo), Calorimetro adronico (verde), Spettrometro a muoni (blu) . . . . .	17
2.4	Interfaccia grafica del Run Control di ATLAS . . . . .	19
3.1	Il detector LUCID . . . . .	21
3.2	Cono d'onda prodotto dall'Effetto Cherenkov . . . . .	22
3.3	Schema del front-end di LUCID: i segnali provenienti da 32 PMT vengono confrontati con una soglia in altrettanti discriminatori (Constant Fraction Discriminator). Le hit sono trasferite alla scheda LUMAT che costruisce quantità proporzionali alla luminosità. Copie degli ingressi analogici sono passate ad altre schede che si occupano della calibrazione dei fotomoltiplicatori (QDC) e del monitoraggio online della qualità dei segnali (FADC). Il rivelatore LUCID partecipa al primo livello di trigger di ATLAS, inviando segnali al Central Trigger Processor (CTP). Riceve a sua volta la decisione di trigger di primo livello (LVL1) attraverso un Local Trigger Processor (LTP) che distribuisce anche i segnali di sincronizzazione . . . . .	23

3.4	Esempio del segnale proveniente da uno dei PMT di LUCID come campionato dal FADC. . . . .	25
4.1	CAEN v1720 . . . . .	27
4.2	Diagramma a blocchi del CAEN v1720 . . . . .	28
4.3	Mappa dei registri del FADC CAEN v1720 . . . . .	30
4.4	Formato degli eventi immagazzinati nel buffer di lettura del v1720 . . . . .	31
6.1	Emissione di un elettrone per effetto fotoelettrico . . . . .	38
6.2	Spettro energetico per un fascio monocromatico di fotoni dovuta a effetto fotoelettrico . . . . .	38
6.3	Esempio di spettro di un fascio monocromatico di fotoni dovuto ad Effetto Compton . . . . .	39
6.4	Esempio di spettro energetico per un fascio monocromatico di fotoni dovuto a produzione di coppie . . . . .	40
6.5	Schema delle interazioni luce-materia all'interno di un rivelatore	40
6.6	Interazione luce-materia dominante (dominio di assorbimento fotoelettrico, effetto Compton o produzione di coppie) al variare dell'energia e del numero atomico $Z$ del materiale . . .	40
6.7	Esempio di spettro dovuto alla somma di effetto fotoelettrico, effetto Compton e produzione di coppie. ( $h\nu > 1,022MeV$ ) .	41
6.8	Esempio di spettro in cui sono evidenziati la FWHM e $H_0$ . .	42
7.1	Spettro di emissione di alcuni scintillatori plastici e curve di risposta di alcuni fotomoltiplicatori. . . . .	47
7.2	Bande energetiche in uno scintillatore inorganico cristallino con attivatori . . . . .	47
7.3	Luce emessa da uno scintillatore inorganico cristallino (espressa in equivalente energia di elettrone) in funzione dell'energia di protoni. L'andamento è proporzionale a $E^{3/2}$ sotto i 5 Mev, poi diventa circa lineare. . . . .	48
7.4	Luce emessa e tempo di decadimento di uno scintillatore inorganico cristallino allo ioduro di sodio in funzione della temperatura . . . . .	49
7.5	Elementi di base di un tubo fotomoltiplicatore (PMT) . . . .	50
8.1	Schema dei rivelatori da calibrare . . . . .	54
8.2	Alimentatore CAEN N1740 . . . . .	55
8.3	Sorgente di $^{22}Na$ . . . . .	56
8.4	Schema di decadimento del $^{22}Na$ . . . . .	57
8.5	Fissaggio sorgente alla copertura dello scintillatore . . . . .	57
8.6	Disposizione rivelatori prima e dopo la schermatura . . . . .	58
8.7	Schema del circuito . . . . .	58



8.8	Esempio di segnale del rivelatore A e del rivelatore B come campionato dal FADC. La linea rossa identifica la soglia del trigger . . . . .	60
8.9	Spettro del fondo ambientale . . . . .	62
8.10	Spettro energetico del $^{22}\text{Na}$ . . . . .	63
8.11	Fit del secondo picco della distribuzione in carica a 800 V per il rivelatore A utilizzando una gaussiana composta ad una polinomiale di primo grado (A) e una gaussiana composta ad una polinomiale di secondo grado (B) . . . . .	63
8.12	Fit lineare per la calibrazione del rivelatore A. In ascissa è riportata l'energia, in ordinata la carica misurata. . . . .	67
8.13	Fit lineare per la calibrazione del rivelatore B. In ascissa è riportata l'energia, in ordinata la carica misurata. . . . .	69
8.14	Spettro del fondo ambientale ottenuto dal rivelatore A . . . . .	70
8.15	Fit lineare per la determinazione del parametro di guadagno $\alpha$ per i rivelatori A e B . . . . .	72



# Elenco delle tabelle

8.1	Proprietà degli scintillatori NaI(Tl) . . . . .	54
8.2	Proprietà dei tubi fotomoltiplicatori ETI 9305 . . . . .	55
8.3	Rate di acquisizione e percentuale di eventi analizzati in funzione della tensione di alimentazione . . . . .	61
8.4	Posizioni dei fotopicchi a diverse tensioni di alimentazione per i rivelatori A e B. . . . .	65
8.5	Risoluzione energetica per il fotopicco a 511 keV misurata al variare della tensione di alimentazione . . . . .	65
8.6	Posizione dei tre picchi di carica in funzione dell'energia corrispondente . . . . .	66
8.7	Posizione dei tre picchi di carica in funzione dell'energia corrispondente . . . . .	68
8.8	$\log\left(\frac{V}{V_0}\right)$ e $\log\left(\frac{Q}{Q_0}\right)$ al variare della tensione di alimentazione per la determinazione di $\alpha$ . $V_0 = 700V$ , $Q_0$ è la carica misurata dal rivelatore a $V_0$ . . . . .	71



# Bibliografia

- [1] *Lummosity Determination in pp Collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV Using the ATLAS Detector at the LHC*, Eur.Phys.J.C71:1630,2011 13
- [2] *Improved luminosity determination in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV using the ATLAS detectori at the LHC*, Eur. Phys. J. C (2013) 73:2518 13
- [3] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/TDR/TDR.html> 15
- [4] S.Gameiro, B.Gorini, M.Joos, J.Petersen, E.Pasq ualucci, G.Crone, *ATLAS TDAQ Readout* (2006), ATL-DQ-EN-0020
- [5] S. van der Meer, *Calibration of the effective beam height in the ISR* (1968). CERN-ISR-PO-68-31 23
- [6] *Mod. V1720 8 Channel 12bit - 250MS/s Digitizer* (2012) CAEN
- [7] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, J. Wiley & Sons 53
- [8] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag
- [9] <http://www.detectors.saint-gobain.com>
- [10] <http://root.cern.ch/drupal/> 63
- [11] J.R. Taylor, *Introduzione all'analisi degli errori*, Zanichelli 2010