

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica



**Ottimizzazione di un Rivelatore a
Tripla-GEM per l'Esperimento LHCb**

Tesi di Laurea

Relatori:

Prof. Biagio Saitta
Dott. Alessandro Cardini

Candidata:

Barbara Sergi

Anno Accademico 2003 - 2004

Alla mia famiglia

Indice

Introduzione	6
1 L'Esperimento LHCb	9
1.1 LHC e suoi apparati sperimentali	9
1.1.1 Il <i>Large Hadron Collider</i>	9
1.1.2 Esperimenti ad LHC	11
1.2 L'esperimento LHCb	13
1.3 L'apparato sperimentale di LHCb	15
1.3.1 Il rivelatore di vertice	15
1.3.2 Il sistema di tracciamento	18
1.3.3 I rivelatori RICH	18
1.3.4 I calorimetri	20
1.3.5 Il rivelatore di muoni	22
1.3.6 Il <i>Trigger</i> di LHCb	24
2 I rivelatori a gas	27
2.1 Ionizzazione primaria	27
2.1.1 Ionizzazione nei gas	28
2.2 Perdita di energia	28
2.3 Il fattore di Fano	30
2.4 Risoluzione di un rivelatore	30
2.5 Principi di funzionamento	31
2.5.1 Diffusione, Deriva e Mobilità	32
2.5.2 Configurazioni piane e cilindriche	35
2.5.3 Ricombinazione e cattura elettronica	36
2.5.4 Regimi di moltiplicazione a valanga e di scarica	37
2.5.5 Carica spaziale	39
2.5.6 Formazione del segnale	39
2.5.7 Scelta del gas	40
2.5.8 Ageing	41
2.6 Camere a ionizzazione	42

2.7	Camere proporzionali	42
2.8	Camere a fili (<i>MWPC</i>)	43
2.9	Rivelatori a micro-struttura	44
2.9.1	Micro Strip Gas Chamber (MSGC)	44
2.9.2	MicroMeGas	46
2.9.3	Rivelatori a GEM	46
3	Caratteristiche dei rivelatori a GEM	49
3.1	Struttura di una GEM	49
3.2	Rivelatore a singola GEM	50
3.2.1	Campo di deriva E_d	51
3.2.2	Campo elettrico nei canali della GEM	52
3.2.3	Campo di induzione E_i	53
3.2.4	Scelta del gas	53
3.2.5	Guadagno	54
3.2.6	Efficienza di raccolta e di estrazione	55
3.3	Rivelatore a tripla-GEM	56
3.3.1	Gap di deriva	57
3.3.2	Gap di trasferimento	59
3.3.3	Gap di induzione	59
3.3.4	Formazione del segnale	59
3.3.5	Guadagno	60
3.3.6	Requisiti dei rivelatori a tripla-GEM	60
4	Studio del guadagno efficace	63
4.1	Misure di guadagno	63
4.1.1	Sorgente utilizzata	66
4.1.2	Apparato sperimentale	68
4.1.3	Soglia di lavoro	69
4.1.4	Calibrazione della catena di rivelazione	71
4.1.5	Guadagno del rivelatore	77
4.1.6	Risoluzione in energia	83
4.1.7	Misure di T/P per la miscela 45/15/40	84
4.1.8	Ottimizzazione dei campi tra le GEM	89
5	Studi sulle scariche	93
5.1	Formazione di una scarica	93
5.2	Osservazione delle scariche	94
5.3	Test distruttivo	95
5.4	Misure di probabilità di scarica	100

INDICE

5

Conclusioni

103

Introduzione

L'avvento dei nuovi acceleratori adronici ad alta luminosità, in particolare l'LHC (Large Hadron Collider) al CERN di Ginevra, ha evidenziato la necessità di utilizzare rivelatori affidabili nel tempo e capaci di sostenere elevati flussi di particelle (*rate capability*).

L'esperimento LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment), uno dei 4 esperimenti che verranno installati ad LHC, è stato progettato per effettuare misure di precisione sulla violazione di CP nel settore dei quark b e studi sui decadimenti rari dei mesoni B. L'apparato sperimentale è articolato in diverse parti: un rivelatore di vertice, un sistema di tracciamento in campo magnetico, due rivelatori RICH, i calorimetri e un rivelatore di muoni. L'apparato è ottimizzato per il riconoscimento dei prodotti di decadimento dei mesoni B, caratterizzati da particelle ad alto impulso trasverso.

Rivelare i muoni e misurarne il loro alto impulso trasverso è una richiesta fondamentale per l'esperimento LHCb. Particolare cura è stata dunque posta alla progettazione del rivelatore di muoni. Il rivelatore a muoni consiste in cinque stazioni di tracciamento realizzate con la tecnologia delle camere proporzionali a filo (MWPC). Questa tecnologia è adeguata per le richieste dell'esperimento tranne che nella regione più centrale della prima stazione. In questa regione, a causa degli elevati flussi di particelle, si è preferito utilizzare la tecnologia dei rivelatori a tripla-GEM con lettura a pad. Lo studio e l'ottimizzazione delle caratteristiche di questo tipo di rivelatori per il loro utilizzo nell'esperimento LHCb è l'obiettivo di questo lavoro di tesi.

Questa tesi è articolata in cinque capitoli. Nel primo verranno descritte le varie parti dell'apparato LHCb e verrà mostrato come le tecnologie scelte per il rivelatore di muoni siano adeguate per le esigenze dell'esperimento.

Nel secondo capitolo verrà ampiamente descritto il principio di funzionamento dei rivelatori a gas come le MWPC e dei rivelatori a micro-pattern, tipologia di rivelatori a gas alla quale appartengono i rivelatori a GEM.

Nel terzo capitolo descriveremo le proprietà di una GEM e quelle che sono le principali caratteristiche dei rivelatori a singola e tripla-GEM.

Nel quarto capitolo studieremo il guadagno efficace di un rivelatore a tripla-GEM in funzione della tensione totale applicata alle GEM. Verrà studiata anche la risposta

del rivelatore, in termini di guadagno efficace, al variare del rapporto temperatura/pressione per diverse sorgenti radioattive all'interno del rivelatore e per diverse tensioni totali. Verrà infine mostrato come ottimizzare i valori dei campi tra le GEM al fine di massimizzare il trasferimento della carica fino agli elettrodi di lettura.

Nel quinto capitolo studieremo infine i fenomeni di scarica in questo tipo di rivelatori, misurando la tolleranza per questi rivelatori ai fenomeni di scarica e ricavando inoltre la configurazione ottimale delle tensioni applicate alle singole GEM per minimizzare gli effetti di scarica.

Capitolo 1

L'Esperimento LHCb

1.1 LHC e suoi apparati sperimentali

1.1.1 Il *Large Hadron Collider*

Nel campo della fisica delle particelle, l'esigenza di esplorare la materia su scale sempre più piccole richiede la realizzazione di macchine acceleratrici sempre più potenti. In quest'ottica si inquadra il progetto e la realizzazione del Large Hadron Collider, che una volta terminato sarà l'acceleratore più potente fino ad oggi mai realizzato.

L'LHC entrerà in funzione nel 2007 ed è tutt'ora in fase di costruzione al CERN (Organizzazione Europea per la Ricerca Nucleare) nel tunnel di 27 km che fino al 2000 ospitò il LEP (Large Electron Positron Collider), i cui esperimenti hanno permesso lo studio delle interazioni elettrodeboli.

Più in dettaglio l'LHC è un grande anello che produrrà collisioni tra protone-protone (p-p) con una energia nel centro di massa (CM) di 14 TeV.

Le sue caratteristiche principali sono riassunte e confrontate con quelle del Tevatron, il collisionatore di p- \bar{p} del Fermilab, nella tabella 1.1.

	LHC	Tevatron
Particelle incidenti	pp	p \bar{p}
Energia nel CM	14 TeV	2 TeV
Luminosità	$10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	$2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Tempo tra due collisioni	25.3 ns	132 ns
Circonferenza	26.7 km	6.28 km
Sezione d'urto anelastica (σ_A)	80 mb	50 mb
Sezione d'urto bb ($\sigma_{b\bar{b}}$)	500 μb	100 μb
Rapporto ($\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_A$)	$6 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$

Tabella 1.1: Caratteristiche principali dell' LHC a confronto con il TEVATRON.

Come si può vedere nel CM sarà disponibile un'energia mai raggiunta negli esperimenti passati; l'abbondante produzione di particelle note permetterà di osservare nuovi canali di decadimento e particelle non ancora scoperte. Inoltre le misure effettuate saranno di grande precisione grazie all'elevata statistica di eventi.

I protoni verranno preaccelerati grazie agli acceleratori PS (Proto Sincrotrone) e SPS (Super Proto Sincrotrone) fino ad una energia di 450 GeV e quindi iniettati nell'anello LHC in cui sono accelerati e poi mantenuti a 7 TeV.

Poichè vogliamo realizzare urti tra particelle di carica uguale è necessario usare due diversi anelli magnetici per i protoni che si muovono nelle due direzioni opposte.

La scelta di utilizzare urti tra soli protoni invece che tra leptoni (e^- , e^+) consente di sfruttare la struttura dei protoni per esplorare un vasto range di energie in ogni urto. Sappiamo inoltre che particelle altamente relativistiche in un collisionatore circolare emettono energia sotto forma di radiazione di sincrotrone, pari a:

$$-\Delta E = \frac{4\pi\alpha\hbar c}{3R} \beta^3 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^4 \quad (1.1)$$

in cui R è il raggio dell'acceleratore considerato e ΔE è la perdita di energia per giro. Confrontando le perdite di energia di un protone e di un elettrone relativistico ci accorgiamo, dalla relazione 1.1, che per i primi l'emissione di radiazione di sincrotrone è $\sim 10^{14}$ volte più piccola. In oltre l'energia nel CM è proporzionale all'energia dei due fasci collidenti:

$$E_{CM} = 2E \quad (1.2)$$

mentre in un sistema a bersaglio fisso essa è proporzionale alla radice quadrata dell'energia del fascio incidente:

$$E_{CM} \propto \sqrt{E} \quad (1.3)$$

Un'ulteriore vantaggio che si ha rispetto agli urti tra $p\bar{p}$ e che è molto facile disporre del numero di protoni necessari per raggiungere alte luminosità. Di solito per produrre un antiprotone \bar{p} sono necessari $\sim 10^5$ protoni, per cui l'accumulazione di \bar{p} necessita di parecchie ore, invece sfruttando i soli protoni si potrà raggiungere la luminosità nominale in circa 7 minuti.

La *luminosità* (\mathcal{L}) è definita come quella costante di proporzionalità tra il numero di eventi di un certo tipo prodotti per unità di tempo (*rate*, \mathcal{R}) e la sezione d'urto dell'interazione (σ_A):

$$\mathcal{R} = \mathcal{L} \cdot \sigma_A \quad (1.4)$$

La luminosità dipende da vari parametri secondo la:

$$\mathcal{L} = fn \frac{N_1 N_2}{2\pi\rho^2} \quad (1.5)$$

in cui n è il numero totale di pacchetti (*bunches*) di particelle che compongono il fascio (3600 ad LHC), N_1 e N_2 è il numero di particelle per ciascuno di essi ($\sim 10^{11}$), f è la loro frequenza di collisione nell'anello ($1.1 \cdot 10^4$ Hz), e ρ è il raggio della sezione del fascio ($15 \mu\text{m}$) ortogonale alla direzione del moto. Usando i dati della tabella 1.1 possiamo calcolare il numero di interazioni per unità di tempo all'LHC:

$$\mathcal{R}_{\text{LHC}} = \mathcal{L}_{\text{LHC}} \cdot \sigma_A = 80 \text{ mb} \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 8 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \quad (1.6)$$

Considerando la frequenza di *bunch crossing* (40 MHz) possiamo ricavare il numero d'interazioni per *bunch crossing*:

$$\mathcal{N}_{\text{LHC}} = \frac{\sigma_A \cdot \mathcal{L}_{\text{LHC}}}{f_{\text{bunch crossing}}} = \frac{(8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2)(10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1})}{40 \text{ MHz}} \simeq 20 \quad (1.7)$$

Una luminosità così elevata è necessaria per studiare eventi rari, però comporta seri problemi come la sovrapposizione di eventi provenienti da collisioni diverse (*Pile-up*). Data quindi l'elevata frequenza di collisione dei fasci ad LHC (40 MHz) da confrontarsi con i 45 kHz del LEP, si richiede una elevata velocità di risposta dei rivelatori, e dal momento che la frequenza massima di scrittura degli eventi su disco magnetico è molto limitata sarà necessaria una procedura di selezione degli eventi (*Trigger*) estremamente veloce ed efficiente.

1.1.2 Esperimenti ad LHC

Nelle aree sperimentali saranno attivi 4 apparati, situati nelle zone d'intersezione dei fasci:

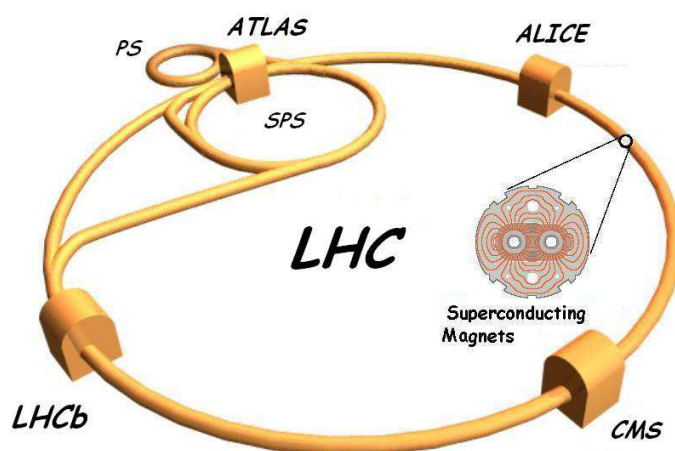


Figura 1.1: Schema di LHC con i suoi apparati sperimentali.

- ATLAS (A Thoroidal LHC ApparatuS);
- CMS (Compact Muon Solenoid);
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment);
- LHCb (Large Hadron Collider Beauty Experiment).

ATLAS e CMS sono due grandi spettrometri che coprono gran parte dell'angolo solido e hanno come scopo principale la ricerca del bosone di Higgs; per fare ciò sono stati realizzati in modo da sfruttare al massimo la grande luminosità e l'ampio range di energia nel CM. ALICE studia invece le collisioni fra ioni pesanti Pb-Pb per la ricerca di un nuovo stato della materia, il *Quark-Gluon-Plasma* (*QGP*).

L'LHCb è invece un esperimento dedicato allo studio della violazione di CP nel settore del quark b e dei decadimenti rari dei mesoni B. In quest'ottica LHC è una vera e propria fabbrica di mesoni B. Gli eventi di produzione del b ad LHC sono solo una piccola parte degli eventi totali prodotti (tabella 1.1):

$$\frac{\sigma_{b\bar{b}}}{\sigma_A} = 0.6\% \quad (1.8)$$

Per questo LHCb richiede un ottimo sistema di *trigger*, che consenta un'efficiente selezione degli eventi di decadimento dei mesoni B. I mesoni B carichi e neutri saranno prodotti nelle seguenti percentuali: B_u (40%), B_d (10%), B_s (10%) e B_c e altri (10%).

1.2 L'esperienza LHCb

LHCb è uno spettrometro di massa a singolo braccio che si prefigge lo studio della fisica del b ad LHC; è dotato di una copertura angolare in avanti che va da 10 a 300 mrad nel piano di curvatura del fascio (xz), e da 10 a 125 mrad nel piano ad esso perpendicolare (yz) (figura 1.2).

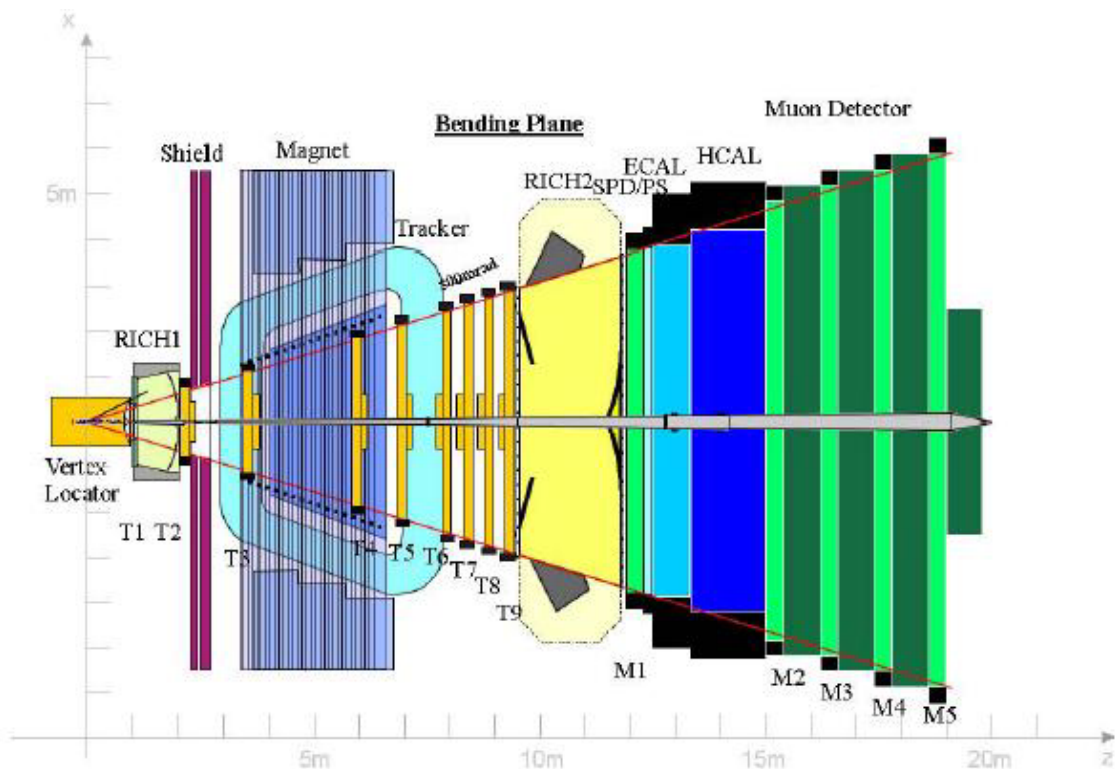


Figura 1.2: L'esperimento LHCb visto dall'alto (piano xz).

La scelta di questa geometria è giustificata dal fatto che i quark b e \bar{b} sono correlati in rapidità. Alle alte energie sia gli adroni contenenti i b che quelli contenenti i \bar{b} vengono prodotti in avanti nello stesso cono come si può vedere nella figura 1.3, in cui sono riportati gli angoli polari dei b e \bar{b} rispetto all'asse del fascio. Gli adroni-B prodotti nella stessa direzione hanno un impulso medio di 80 GeV/c; questo corrisponde ad una lunghezza media di decadimento di circa 7 mm.

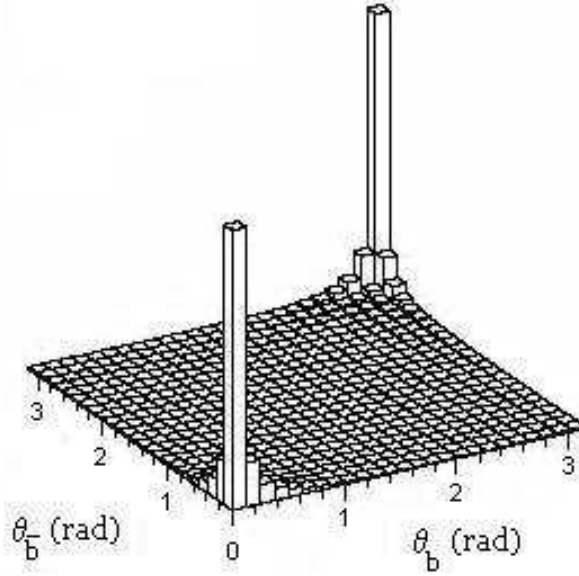


Figura 1.3: Angoli polari dei quark b e \bar{b} calcolati dal generatore di eventi PYTHIA.

L'obiettivo principale di LHCb è quello di studiare gli eventi a piccoli angoli, per questo scopo bisognerà ridurre la quantità di dati da registrare e quindi lavorare con una luminosità che sia minore di quella nominale:

$$\mathcal{L}_{LHCb} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} \quad (1.9)$$

Il vantaggio di lavorare con basse luminosità è la riduzione del danno da radiazione, un basso numero di canali fisici accesi per evento (*occupancy*), e la riduzione di eventi dominati da interazioni multiple p-p.

Il numero d'interazioni per *bunch crossing* sarà:

$$\mathcal{N}_{LHCb} = \frac{\sigma_A \cdot \mathcal{L}_{LHCb}}{f_{bunch\ crossing}} = \frac{(8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2)(10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1})}{40 \text{ MHz}} \simeq 0.4 \quad (1.10)$$

cioè circa una interazione ogni due incroci e mezzo; infine dalla sezione d'urto per la produzione di coppie $b\bar{b}$ (tabella 1.1) si ricava un tasso di produzione pari a:

$$\mathcal{N}_{b\bar{b}} = \mathcal{L}_{LHCb} \cdot \sigma_{b\bar{b}} \simeq 10^5 \text{ coppie } b\bar{b} \text{ al secondo} \quad (1.11)$$

corrispondenti a circa $3 \cdot 10^{12}$ coppie l'anno, senza dubbio una statistica considerevole.

1.3 L'apparato sperimentale di LHCb

L'apparato sperimentale è composto da 5 sottosistemi, come mostrato in figura 1.2, che in sintesi si possono così elencare:

- Un rivelatore di vertice.
- Un preciso sistema di tracciamento, che in parte si trova dentro il magnete dell'apparato.
- Due rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*).
- Due calorimetri: adronico ed elettromagnetico.
- Un sistema di rivelazione di muoni.

Tutte le diverse componenti sono assemblate in due metà, per permettere la manutenzione e l'accesso alla *beam pipe* (tubo a vuoto in cui passano i due fasci di protoni). Il rivelatore di vertice è contenuto all'interno della *beam pipe*.

Lungo la linea del fascio, a valle del rivelatore di vertice e del primo rivelatore RICH, si trova un magnete il cui potere curvante è di 4 Tm.

Descriveremo nel seguito le varie parti dell'apparato.

1.3.1 Il rivelatore di vertice

Ciò che permette di identificare un B dal fondo sono principalmente due caratteristiche distintive:

- La presenza di vertici secondari, che rappresentano i vertici di decadimento degli adroni b .
- L'alto impulso trasverso (p_T) dei suoi prodotti di decadimento.

Principalmente il sistema di rivelazione dovrà ricostruire sia la posizione del vertice primario che quella dei vertici secondari di decadimento degli adroni b , rivelando le tracce non originate dal vertice primario.

Il rivelatore di vertice è costituito da:

- Un rivelatore al silicio (*VELO*).
- Un *pile-up veto counter* (*VETO*).

Il *VELO* [1] (*Vertex Locator*) è composto da 25 stazioni che circondano il punto d'interazione, ognuna costituita da due dischi di rivelatori al silicio, uno a strip circolari (r) e l'altro a strip radiali (ϕ), disposti perpendicolarmente al fascio; il raggio

attivo di questi rivelatori è compreso tra 8 e 42 mm.

Nella ricostruzione del vertice primario si ha una risoluzione spaziale di 42 μm lungo l'asse del fascio e di 10 μm lungo l'asse normale, mentre sul parametro d'impatto per le tracce ad alto impulso trasverso la risoluzione è di 20 μm .

Il *VELO* è costituito da due metà che possono essere spostate verticalmente.

Il rivelatore di vertice ha il compito di fornire precise informazioni sulla produzione e sul decadimento degli adroni b , che verranno utilizzate direttamente dal *trigger* di Livello-1. L'algoritmo di Livello-1 effettua una ricostruzione tridimensionale del vertice d'interazione in modo da distinguere gli eventi interessanti da quelli di *minimum bias*, che sono stati selezionati dal *trigger* di Livello-0.

In un anno di presa dati ci si aspetta un elevato numero di eventi ricostruiti nei vari canali, come mostrato in tabella 1.2.

Decadimento	Rapporto di decadimento	Ricostruzione offline
$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- + tag$	0.7×10^{-5}	6.9 k
$B_d^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	1.5×10^{-5}	33 k
$B_d^0 \rightarrow \rho^+ \pi^- + tag$	1.8×10^{-5}	551 k
$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s + tag$	3.6×10^{-5}	56 k
$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}$	3.3×10^{-7}	337 k
$B_d^0 \rightarrow K^{*0} \gamma$	3.2×10^{-5}	26 k
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+ + tag$	1.2×10^{-4}	35 k
$B_s^0 \rightarrow D_s^- K^+ + tag$	8.1×10^{-6}	2.1 k
$B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi + tag$	5.4×10^{-5}	44 k

Tabella 1.2: Numero di eventi ricostruiti, per un anno di presa dati, per alcuni canali di decadimento, per una luminosità di $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Due piani di silicio posti a monte del punto d'interazione costituiscono un contatore di vertici primari (*pile-up veto counter*). Esso viene utilizzato dal *trigger* di Livello-0 per scartare gli eventi che contengono più di una interazione protone-protone per incrocio.

I due piani rivelatori sono a strip circolari e dalla simulazione risulta che il vertice primario viene ricostruito con una risoluzione pari a 1 mm nella direzione del fascio. Il *VETO* rigetta l'80% delle interazioni doppie e conserva il 95% delle interazioni singole.

Le caratteristiche principali dei sensori ed il *layout* generale del rivelatore di vertice sono mostrati rispettivamente in tabella 1.3 ed in figura 1.4.

	Sensori tipo r	Sensori tipo φ
Numero di sensori	50 + 4 (VETO)	50
Canali di <i>readout</i> per sensore	2048	2048
Passo più piccolo	40 μm	37 μm
Passo più grande	92 μm	98 μm
Lunghezza della <i>strip</i> più corta	6.4 mm	9.2 mm
Lunghezza della <i>strip</i> più lunga	66.6 mm	24.4 mm
Raggio interno dell'area attiva	8 mm	8 mm
Raggio esterno dell'area attiva	42 mm	42 mm

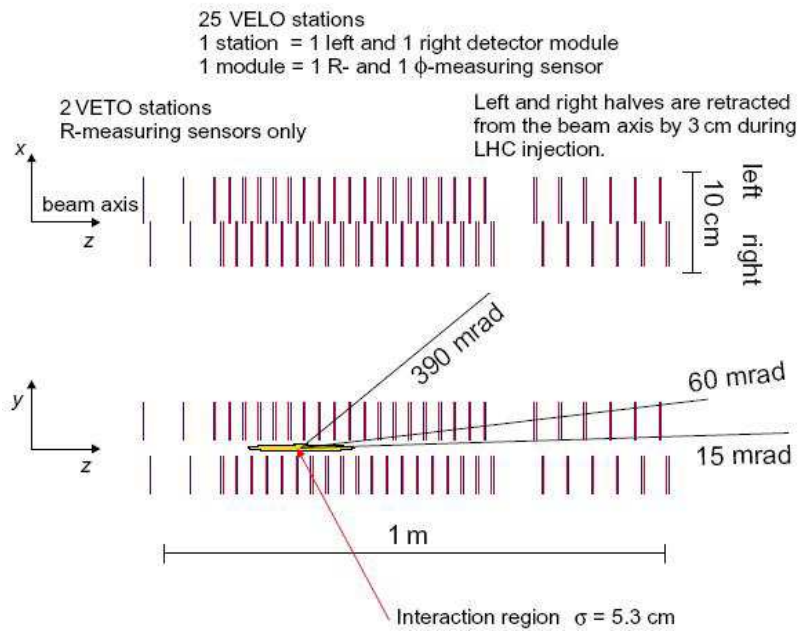
Tabella 1.3: Parametri dei sensori tipo r e φ .

Figura 1.4: *Layout* del rivelatore di vertice. Sopra: disposizione delle stazioni VELO e del VETO visto dall'alto. Sotto: vista laterale a $x=0$. Le tre rette indicano rispettivamente la copertura angolare massima e minima del VELO e l'angolo medio delle tracce di *minimum bias*.

1.3.2 Il sistema di tracciamento

Per ricostruire con una certa precisione le tracce delle particelle cariche vengono utilizzate 9 stazioni (T1-T9) nella regione compresa tra il rivelatore di vertice ed il RICH2 (fig 1.2).

La superficie di ogni stazione è dotata di una granularità differente tra la parte esterna, più lontana dal fascio, ed interna, più vicina al fascio; ciò è dovuto al fatto che la regione interna sarà sottoposta ad un più elevato flusso di particelle. L'*Inner Tracker* è il tracciatore riferito alla regione interna mentre l'*Outer Tracker* copre tutta la restante area (pari al 98%) [2].

Gli obiettivi principali di questo sistema tracciante sono:

- Ricostruire le tracce delle particelle cariche nella regione tra il rivelatore di vertice ed i calorimetri e misurare l'impulso delle particelle. La precisione nella misura dell'impulso è un ingrediente fondamentale nella risoluzione della massa del mesone B ricostruito.
- Dare una misura precisa della direzione dei segmenti di traccia nei due rivelatori RICH. Questa informazione è utilizzata come input negli algoritmi d'identificazione delle particelle.
- Unire le misure effettuate dal rivelatore di vertice con quelle effettuate dai calorimetri e dal rivelatore di muoni.

L'*Inner Tracker* [3] sfrutta la tecnologia delle *microstrip* al silicio che consentono di sostenere flussi dell'ordine di 3.5 MHz/cm^2 . La risoluzione spaziale del singolo *hit* è di $\sim 15 \mu\text{m}$.

L'*Outer Tracker* [2] sarà invece soggetto ad un flusso di particelle di $\sim 1.4 \text{ MHz/cm}^2$, che permette di utilizzare dei tubi a radiazione di transizione disposti a nido d'ape. La risoluzione spaziale per punto è di $200 \mu\text{m}$.

Per la ricostruzione delle tracce vengono utilizzate le informazioni di entrambi i tracciatori.

1.3.3 I rivelatori RICH

Il sistema dei rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*, figura 1.5) identifica le particelle cariche il cui impulso è compreso tra 1 e $150 \text{ GeV}/c$, all'interno di una accettazione angolare di $10\text{-}330 \text{ mrad}$ [4].

L'identificazione delle particelle è un punto fondamentale per ridurre il fondo nella selezione finale, riuscendo a distinguere tra kaoni e pioni.

Il RICH1 (figura 1.2) è posto subito dopo il rivelatore di vertice e contiene due diversi radiatori: un *aerogel* al silicio ($n=1.03$) e la miscela di gas C_4F_{10} ($n=1.0014$). Il RICH1 permette di identificare le particelle di impulso più basso ed ha un'accettazione

complessiva di 25-330 mrad in entrambe le proiezioni x e y .

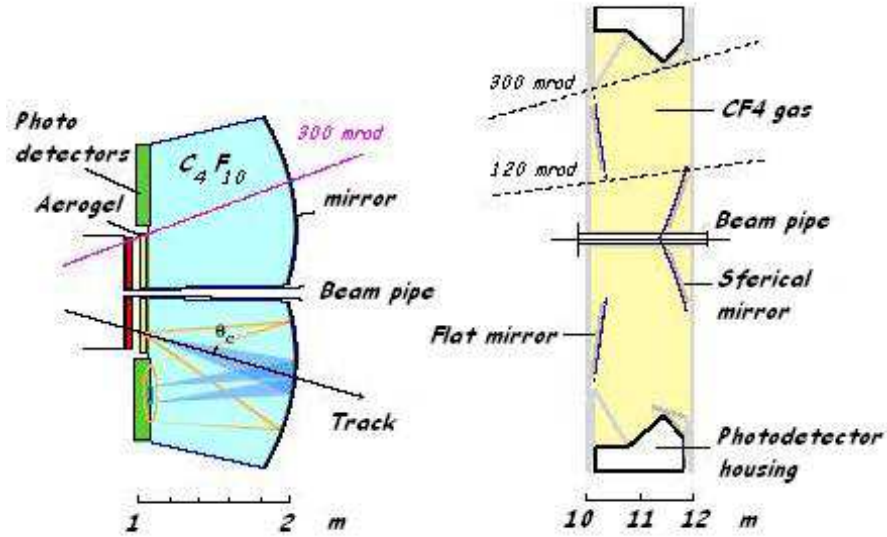


Figura 1.5: Schema dei due Rich: RICH1 a sinistra, in cui viene mostrata la focalizzazione dei fotoni Cherenkov dovuti al passaggio di una traccia, RICH2 a destra.

Il RICH2 è posto prima dei calorimetri; possiede come unico radiatore il gas CF_4 ($n=1.0005$), e nonostante abbia un'accettazione ridotta a 10-120 mrad in x e di 10-100 mrad in y raccoglie gran parte delle tracce a più alto impulso.

Le soglie minime di identificazione [8] per i π e i K sono:

- in *aerogel*: 0.6 GeV/c (π) e 2 GeV/c (K);
- in C_4F_{10} : 2.6 GeV/c (π) e 9.3 GeV/c (K);
- in CF_4 : 4.4 GeV/c (π) e 15.6 GeV/c (K).

In entrambi i rivelatori la luce Cherenkov, prodotta da una particella che attraversa un mezzo con una velocità maggiore di quella della luce nello stesso mezzo, viene raccolta grazie a dei fotodiodi ibridi a *pixel* di silicio (HPD), sensibili al singolo fotoelettrone. La traiettoria della particella, ricostruita dal sistema di tracciamento, permette di identificare il centro del cerchio dei fotoni raccolti.

Se θ è l'angolo di apertura del cono di luce prodotto e n è l'indice di rifrazione del mezzo attraversato, la relazione:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1.12)$$

consente di misurare θ e quindi di risalire alla velocità della particella che ha attraversato il radiatore; conoscendo l'impulso si ha la sua identificazione.

In tabella 1.4 riportiamo i risultati della ricostruzione effettuata dai due RICH combinati per 500 eventi simulati di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ [4]. L'*efficienza* (ϵ) rappresenta la frazione di particelle di un dato tipo identificate correttamente, la *purezza* (P) è la frazione delle tracce identificate come particelle di un dato tipo che corrispondono realmente a quel tipo, ed X le tracce sotto soglia nei radiatori.

Paricelle ricostruite	e	μ	π	K	p	X	Purezza P
e	6233	7	328				0.95
μ	8	224	554			31	0.27
π	5	10	13114		1	8	0.99
K		1	39	1083		11	0.96
p	1		4	1	427	1	0.98
X	3	8	197	27		3990	0.94
Efficienza ϵ	0.99	0.90	0.92	0.97	1.00	0.99	

Tabella 1.4: Risultati della ricostruzione fornita dai due RICH combinati per 500 eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

1.3.4 I calorimetri

I calorimetri identificano adroni, elettroni e fotoni misurandone la loro energie e posizione [5]. Questi dati vengono utilizzati dal *trigger* di Livello-0 [5].

Il sistema dei calorimetri (figura 1.2) è costituito da:

- Un calorimetro elettromagnetico (*ECAL*), preceduto da un *preshower*.
- Un calorimetro adronico (*HCAL*).

Per entrambi si utilizza una struttura a campionamento (*sampling*). L'accettanza polare di questi calorimetri è di 300 mrad orizzontalmente e di 250 mrad verticalmente. Nell'*ECAL* la densità di *hit* sulla superficie varia di due ordini di grandezza per cui la sezione frontale è divisa in 3 settori (figura 1.6) con tipi di moduli differenti per ogni settore [5]:

- Nel settore più interno sono presenti 167 moduli contenenti ognuno 9 celle di dimensioni 40.4 mm.

- Nel settore intermedio 448 moduli ognuno con 4 celle da 60.6 mm.
- Nel settore più esterno 2688 moduli contenenti una sola cella di 121.2 mm.

Ogni modulo è realizzato alternando piani di piombo di 2 mm con piani scintillatori spessi 4 mm, per un totale di 66 strati che consentono di ottenere una risoluzione di energia di:

$$\sigma(E)/E = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.5\% \quad (1.13)$$

dove E viene espressa in GeV. Il primo termine è correlato alle fluttuazioni di *sampling* ed è dominante alle basse energie, mentre il secondo termine è dovuto ad altri fattori come il non perfetto contenimento degli sciame e alla calibrazione.

Il rivelatore *preshower*, posto subito prima di *ECAL*, possiede una maggiore granularità; la dimensione delle celle è ridotta dell' 1.5% rispetto a quelle dell'*ECAL*. Costituito da uno strato di piombo spesso 12 mm interposto tra due scintillatori spessi 15 mm, il suo scopo è quello di rivelare i fotoni attraverso la produzione di coppie e^+ e^- , e di rivelare l'inizio dello sciame elettronico. Negli scintillatori sono presenti delle scanalature che contengono fibre ottiche WLS (*wavelength shifting*) che raccolgono la luce prodotta. La luce viene poi inviata a dei fotomoltiplicatori posti sopra e sotto il rivelatore.

Nell'*HCAL*, per le elevate dimensioni degli sciame adronici, ci sono due soli settori di celle per la segmentazione frontale (fig.1.6); qui le celle sono più grandi. Le dimensioni laterali per le due sezioni sono ± 2101 mm e ± 4202 mm in x e ± 1838 mm e ± 3414 mm in y, rispettivamente per il settore interno ed esterno [5]. In totale *HCAL* è costituito da 52 moduli, ognuno dei quali è a sua volta composto da 8 sottomoduli per un totale di 416.

HCAL è realizzato alternando piani di ferro spessi 16 mm alternati con scintillatori spessi 4 mm, per un totale di 600 strati. La risoluzione in energia per uno spessore totale di 1.2 m è data da:

$$\sigma(E)/E = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.5\% \quad (1.14)$$

La lettura dei piani di scintillatore viene effettuata con fototubi attraverso fibre ottiche WLS (*wavelength shifting*).

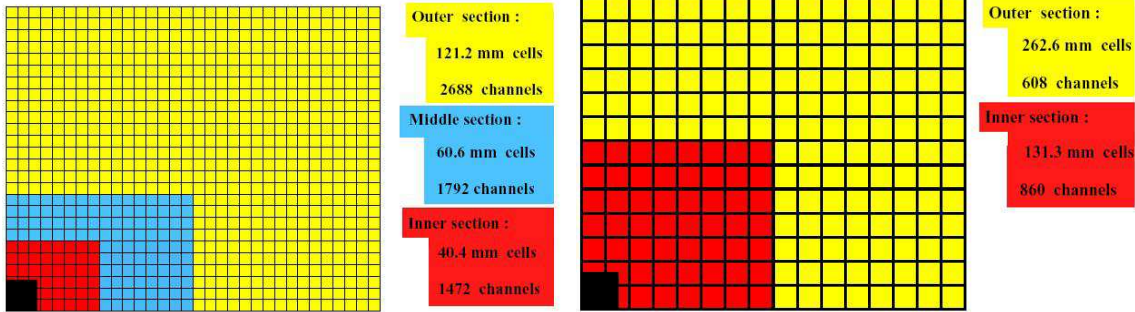


Figura 1.6: A sinistra: segmentazione laterale di ECAL. A destra: segmentazione laterale di HCAL. Per entrambi è mostrato solo un quarto della faccia frontale.

1.3.5 Il rivelatore di muoni

I muoni sono presenti negli stati finali di molti decadimenti dei mesoni B sensibili alla violazione di CP, in particolare nei due canali:

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)K_s^0 \quad B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)\phi \quad (1.15)$$

Il rivelatore di muoni [6] ha la funzione di:

- rivelare i muoni ad ogni *bunch crossing*;
- fornire una stima dell'impulso trasverso dei muoni presenti nell'evento; tale stima viene utilizzata dal *trigger* di Livello-0.

Il rivelatore di muoni è costituito da 5 stazioni poste lungo l'asse del fascio (figura 1.2):

- La prima stazione M1 è particolarmente importante per la misura dell'impulso trasverso (p_T) delle tracce dei muoni. A differenza delle altre stazioni M1 è posta prima dei calorimetri, a 12.1 m dal punto d'interazione, per ottenere una migliore risoluzione spaziale e visto che la misura di p_T non viene influenzata dallo scattering multiplo nei calorimetri.
- Le altre 4 stazioni sono collocate dopo il calorimetro adronico ad una distanza dal punto d'interazione di 15.2 m (M2), 16.4 m (M3), 17.6 m (M4), 18.8 m (M5). Esse sono intervallate da tre strati di ferro spessi 800 mm che assieme ai calorimetri fungono da filtro per adroni, elettroni e fotoni. Dopo l'ultima stazione è posto un ulteriore strato di ferro di 400 mm, necessario per proteggerla dalle radiazioni emesse dalla caverna.

Il rivelatore di muoni è caratterizzato da un'accettanza angolare interna ed esterna, relativa al piano *bending* (non *bending*) pari a 20 (16) mrad e 306 (258) mrad, simile a quella del sistema tracciante. Questo permette un'accettanza geometrica del 20% per muoni derivanti dai decadimenti degli adroni-*b* [6].

La scelta delle differenti tecnologie che vengono utilizzate dipende dal flusso di particelle (*rate*) nelle varie regioni dell'apparato. In tabella 1.5 riportiamo il valore della *rate* per ogni regione di ciascuna stazione; i dati tengono conto di un fattore di sicurezza conservativo pari a 2 per la prima stazione (M1) e pari a 5 per le altre.

	M1	M2	M3	M4	M5
R1	460 kHz/cm ²	37.5 kHz/cm ²	10 kHz/cm ²	6.5 kHz/cm ²	4.4 kHz/cm ²
R2	186 kHz/cm ²	26.5 kHz/cm ²	3.3 kHz/cm ²	2.2 kHz/cm ²	1.8 kHz/cm ²
R3	80 kHz/cm ²	6.5 kHz/cm ²	1.0 kHz/cm ²	750 Hz/cm ²	650 Hz/cm ²
R4	25 kHz/cm ²	1.2 kHz/cm ²	415 Hz/cm ²	250 Hz/cm ²	225 Hz/cm ²

Tabella 1.5: Valore della *rate* stimata per ciascuna regione, per una luminosità pari a $\mathcal{L}=5\cdot 10^{32}$ cm⁻²s⁻¹.

Il sistema di lettura dei muoni è costituito dall'elettronica di *front end* (ASD chip) che amplifica, forma e discrimina i segnali analogici che provengono dai rivelatori, generando in uscita un'informazione digitale.

Data la grande variazione di flusso di particelle, spostandoci dalla parte centrale al bordo del rivelatore, si è resa necessaria la suddivisione di ciascuna stazione in 4 regioni (figura 1.7), ciascuna delle quali a sua volta è suddivisa in canali. La sovrapposizione dei canali verticali con quelli orizzontali forma le pad logiche.

Le dimensioni delle pad logiche seguono la geometria proiettiva del rivelatore; ossia aumentando quanto più le pad sono lontane dal punto di interazione e dall'asse del fascio.

L'area totale del rivelatore di muoni è di 435 m² [6] e saranno utilizzati diversi tipi di rivelatori di particelle:

- Le stazioni M1 (esclusa la zona centrale), M2, M3, M4 e M5 (il 99% dell'area totale) sono sottoposte ad una *rate* tra 1÷80 kHz/cm², e sono equipaggiate con camere proporzionali a filo (MWPC, *Multi Wire Proportional Chamber*)
- Le parte interna R1 della stazione M1 è sottoposta ad una *rate* compresa tra i 200÷500 kHz/cm². La tecnologia che verrà utilizzata è quella dei rivelatori a GEM (*Gas Electron Multiplier*), le cui caratteristiche e prestazioni verranno studiate in questa tesi.

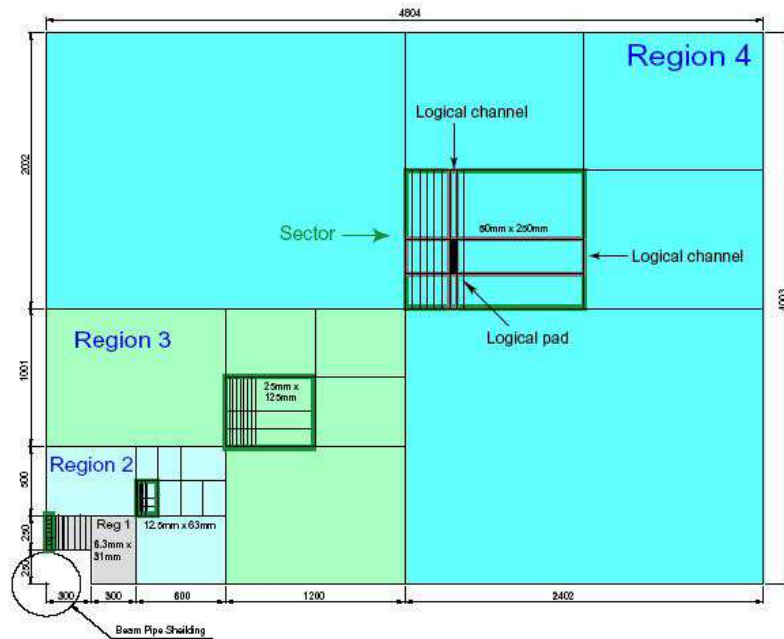


Figura 1.7: Primo quadrante della stazione M2. Le dimensioni delle regioni e dei canali, tra una stazione e la successiva.

1.3.6 Il *Trigger* di LHCb

Il sistema di *trigger* è stato progettato per selezionare i decadimenti dei mesoni B dal fondo di collisioni anelastiche, come abbiamo precedentemente detto LHCb avrà a disposizione 10^5 coppie $b\bar{b}$ al secondo. Una statistica così elevata è difficile da analizzare interamente per qualunque apparato elettronico, per cui l'obiettivo è quello di scegliere solo gli eventi con impulso trasverso più alto. La strategia del *trigger*, ottimizzata per ridurre il tempo morto dell'acquisizione, è organizzata in 4 livelli, 1 hardware e 3 software:

- **Livello-0** La *rate* d'ingresso è di 40 MHz e quella d'uscita è fissata a 1 MHz; utilizza le informazioni provenienti dal calorimetro e dal sistema di muoni per selezionare gli eventi con adroni, leptoni o fotoni con alto impulso trasverso. Un contatore di vertici primari (*pile-up veto*) rigetta tutti gli eventi caratterizzati da interazioni multiple per singolo *bunch crossing*.
- **Livello-1** La *rate* d'ingresso è di 1 MHz e quella d'uscita di 40 kHz; utilizza le informazioni del *VELO* per identificare vertici secondari dislocati vicini al vertice primario, segno dell'avvenuto decadimento di una particella a breve vita media.

- **Livello-2** La *rate* d'ingresso è di 40 kHz e quella d'uscita 5 kHz; seleziona ulteriormente gli eventi utilizzando le informazioni sull'impulso delle tracce ricavate dal sistema di tracciamento. Vengono scartati gli eventi con vertici secondari falsi, dovuti principalmente a particelle a basso impulso.
- **Livello-3** La *rate* d'ingresso è di 5 KHz e quella d'uscita di 200 Hz; ricostruisce completamente lo stato finale combinando le informazioni di tutti i rivelatori. I dati in uscita vengono salvati su nastro alla frequenza di 200 Hz.

Per essere selezionato dal *trigger*, un muone μ deve presentare un *hit* su ciascuna delle 5 stazioni. Per ogni *hit* in una *pad* logica di M3 vengono creati gli *hit* corrispondenti in M2, M4 e M5, lungo una linea proiettata fino alla regione d'interazione (fig. 1.8). Trovati gli *hits* nelle quattro stazioni, si seleziona per M1 l'*hit* più vicino al punto estrapolato. Una volta che la ricostruzione della traccia è completata, si valuta l'impulso trasverso, considerando al massimo due muoni a processo, attraverso gli *hit* delle tracce di M1.

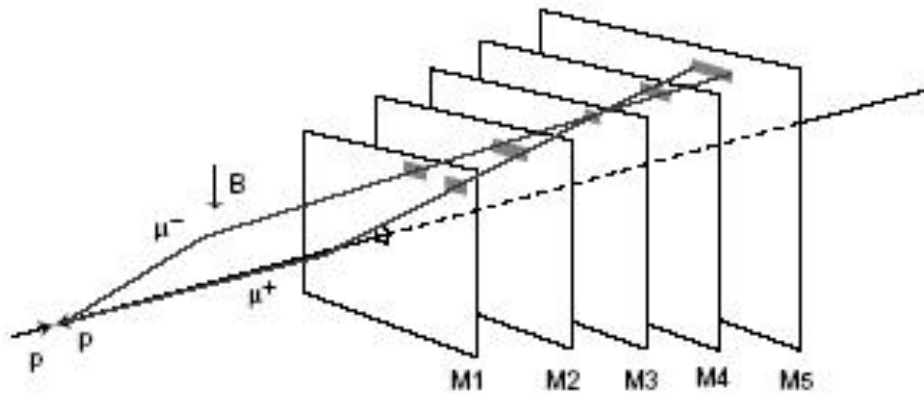


Figura 1.8: Funzionamento del *trigger* dei muoni. In questo esempio $\mu^+ \mu^-$ accendono in M3 la stessa *pad* logica.

I rivelatori di particelle che offrono le migliori prestazioni per quelle che sono le principali richieste del rivelatore di muoni ad LHCb sono rappresentati dai rivelatori a gas MWPC (*Multi Wire Proportional Chamber*). In particolare nella zona R1 della stazione M1, per l'elevato flusso di particelle, vengono utilizzati i rivelatori a GEM (*Gas Electron Multiplier*), che appartengono alla classe dei rivelatori a micro-struttura.

Nel prossimo capitolo verrà spiegato il principio di funzionamento dei rivelatori a gas e dei rivelatori a micro-struttura; questo ci permetterà di introdurre i rivelatori a GEM con le loro principali caratteristiche, che sono l'oggetto di studio di questo lavoro di tesi.

Capitolo 2

I rivelatori a gas

I rivelatori a gas sono stati tra i primi ad essere utilizzati per la rivelazione di particelle negli esperimenti di fisica delle alte energie. Principalmente sfruttano l'amplificazione della ionizzazione prodotta dal passaggio di una particella nel gas per ottenere un segnale che viene poi analizzato dall'elettronica di lettura.

2.1 Ionizzazione primaria

Una particella che attraversa un materiale da luogo ad un certo numero di urti anelastici con gli atomi del materiale; quando questi vengono ionizzati vengono create coppie elettrone-ione (prima ionizzazione). Se gli elettroni liberati hanno energia maggiore del potenziale di ionizzazione del mezzo, ionizzano a loro volta liberando altre coppie elettrone-ione (ionizzazione secondaria). La somma della ionizzazione primaria e di quella secondaria è detta ionizzazione totale:

$$n_T = \frac{\Delta E}{w} \quad (2.1)$$

dove ΔE è l'energia persa dalla particella nell'attraversare il materiale considerato e w è l'energia media efficace per produrre una coppia elettrone-ione. Il numero delle ionizzazioni primarie n_P non è facilmente esprimibile in maniera analitica. Sperimentalmente nei gas è stata verificata una relazione di linearità tra il numero di ionizzazioni primarie per unità di lunghezza ed il numero atomico medio. Le ionizzazioni primarie sono un numero piccolo di eventi indipendenti, quindi seguono la statistica di Poisson [10]. Pertanto se n è il numero medio di ionizzazioni primarie, la probabilità di avere k ionizzazioni è data da:

$$P_k^n = \frac{n^k}{k!} e^{-n} \quad (2.2)$$

2.1.1 Ionizzazione nei gas

Una particella incidente in un gas, per poter ionizzare una molecola deve perdere un'energia maggiore o uguale all'energia di legame dell'elettrone emesso (10÷20 eV). La particella incidente perde energia anche in processi che non liberano solo coppie elettrone-ione, come l'eccitazione degli atomi del mezzo, quindi l'energia media persa dalla particella per produrre una coppia è maggiore della energia di ionizzazione del mezzo.

A questo punto diventa importante chiedersi quale è il numero medio di ioni prodotti per una data energia persa nel rivelatore, ricordando che l'energia viene scambiata anche in processi di eccitazione.

Ciò che emerge dall'esperienza è che l'energia media (w) necessaria per produrre una coppia dipende più dal tipo di gas usato che dal tipo di radiazione. In tabella 2.1 riportiamo l'energia di eccitazione, l'energia di ionizzazione (I) e l'energia media richiesta per creare una coppia elettrone-ione (w) [10].

Gas	Potenziale di eccitazione (eV)	Potenziale di ionizzazione I (eV)	Energia media per la produzione di una coppia w (eV)
Ar	11.6	15.8	26
He	19.8	24.6	41
H ₂	10.8	15.4	37
N ₂	8.1	15.5	35
Ne	16.6	21.6	36
O ₂	7.9	12.2	31
CO ₂	10.0	13.7	33

Tabella 2.1: Energia di eccitazione, di prima ionizzazione (I) ed energia media per produrre una coppia (w) per alcuni gas [15].

2.2 Perdita di energia

Nel passaggio attraverso la materia le particelle perdono energia a causa degli urti anelastici con gli atomi del mezzo, provocandone la ionizzazione o l'eccitazione. Il valor medio dell'energia persa per unità di lunghezza ($-\frac{dE}{dx}$), in funzione della velocità della particella incidente e del potenziale medio di eccitazione del materiale è espresso dalla formula di Bethe-Bloch [9]. Da tale formula si osserva che la perdita di energia dipende sostanzialmente dalla velocità della particella incidente, dalla sua carica e dalle caratteristiche del mezzo attraversato.

La perdita di energia per unità di lunghezza, in funzione della distanza percorsa (x),

aumenta all'aumentare di x , diminuendo rapidamente quando la particella ha perso praticamente tutta la sua energia cinetica.

La perdita di energia in funzione della distanza percorsa all'interno del materiale aumenta con l'aumentare dello spessore attraversato, diminuendo rapidamente quando la particella ha perso praticamente tutta la sua energia cinetica.

La perdita di energia per ionizzazione è statisticamente distribuita attorno al valor medio definito dalla formula di Bethe-Bloch. Le fluttuazioni statistiche sono dominate dal fatto che il numero delle collisioni primarie è piccolo e seguono pertanto la distribuzione di Poisson.

Se si suppone che la perdita di energia in ogni interazione faccia variare in modo trascurabile la velocità della particella incidente e che lo spessore attraversato sia tale da provocare un elevato numero di interazioni, allora la distribuzione dell'energia persa della particella incidente è una gaussiana.

Se lo spessore del materiale attraversato è talmente piccolo che il numero di interazioni a cui è soggetta la particella non è sufficiente ad applicare la distribuzione di Gauss, si deve ricorrere a descrizioni analitiche più complicate.

Nelle distribuzioni non gaussiane dell'energia persa, si deve tenere conto del fatto che ci possono essere grandi quantità di energia trasferita che tendono ad allungare la coda della distribuzione. Un esempio di tale distribuzione è quella di Landau (figura 2.1) in cui si può vedere che la distribuzione non è simmetrica, per cui il valor medio ed il valore più probabile non coincidono.

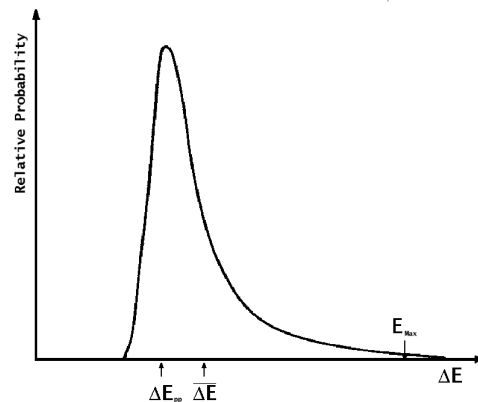


Figura 2.1: Distribuzione di Landau: descrive l'energia persa da una particella in un piccolo spessore dove non è applicabile la distribuzione di Gauss [9].

2.3 Il fattore di Fano

La risoluzione in energia di un rivelatore è funzione dell'energia depositata o per ionizzazione o per eccitazione delle molecole del mezzo. Esistono delle fluttuazioni nel numero di coppie formate dalle particelle ionizzanti, incidenti con la stessa energia. Tali fluttuazioni pongono un limite alla risoluzione energetica che può essere raggiunta da una rivelatore, e variano quando la radiazione viene completamente o in parte assorbita dal mezzo.

Per un rivelatore che assorbe solo parte dell'energia della particella, la formazione di ciascuna coppia di ioni può essere considerata un processo Poissoniano. Il numero totale di coppie di ioni sarà perciò soggetto a delle fluttuazioni caratterizzate da una deviazione standard uguale alla radice quadrata del numero medio N di coppie formate.

Se la particella perdesse tutta la propria energia cinetica nel gas, il numero di ionizzazioni sarebbe costante e le fluttuazioni sarebbero minime.

Il *fattore di Fano* (\mathcal{F}) viene introdotto per tenere conto della frazione di energia della particella incidente che non è convertita in informazione rivelabile. Il fattore di Fano è un coefficiente, determinato sperimentalmente, per cui va moltiplicata la deviazione standard calcolata dalla statistica di Poisson per ottenere il valore osservato sperimentalmente.

Nel caso in cui tutta l'energia venga trasferita \mathcal{F} tende a 0, nel caso in cui solo una minima parte venga ceduta, il fattore \mathcal{F} tende a 1.

In un comune rivelatore a gas il fattore di Fano è una quantità solitamente minore di 1.

La risoluzione del rivelatore, tenendo conto di \mathcal{F} , risulta:

$$R = 2.35 \sqrt{\frac{\mathcal{F}}{N}} \quad (2.3)$$

2.4 Risoluzione di un rivelatore

La risoluzione di un rivelatore è legata alla capacità di distinguere valori differenti della grandezza da misurare (energia, tempo, coordinate spaziali,...). Una quantità frequentemente usata per caratterizzare la risoluzione è il rapporto tra la larghezza a mezza altezza della distribuzione di interesse ($FWHM = \text{Full Width Half Maximum}$) e il valore centrale della distribuzione.

La risoluzione di un rivelatore dipende da vari fattori, a seconda della grandezza di interesse (energia, tempo,...) e del tipo di rivelatore. Infatti rivelatori di differente tipo hanno risoluzioni diverse. Nel caso di rivelatori a ionizzazione ad esempio la risoluzione energetica è legata al numero di coppie di ioni formate (N) e al fattore di Fano (\mathcal{F}).

Una buona risoluzione energetica consente di separare segnali che differiscono di poco (ad esempio i vari picchi di energia di una sorgente α) mentre una risoluzione scadente non permetterebbe di vedere tali picchi separati.

2.5 Principi di funzionamento

Un gas è un mezzo naturale per la raccolta della ionizzazione provocata dalla radiazione, grazie alla grande mobilità che in esso hanno ioni ed elettroni.

Esistono diverse configurazioni per i rivelatori a gas, ma in tutti i casi essi sono costituiti da un contenitore riempito con un gas facilmente ionizzabile; il rivelatore deve essere inoltre costituito da almeno due elettrodi per la raccolta della carica.

Se una radiazione penetra nel rivelatore sarà creato un certo numero di coppie ione-elettrone, sia direttamente, se la radiazione è una particella carica, che indirettamente attraverso radiazioni secondarie, se la radiazione è neutra.

Il numero medio di coppie create è proporzionale all'energia depositata nel gas. Sotto l'azione del campo elettrico, gli elettroni vengono accelerati verso l'anodo e gli ioni verso il catodo. Come si evince dalla figura 2.2 l'ampiezza del segnale in uscita dipende dal potenziale applicato agli elettrodi.

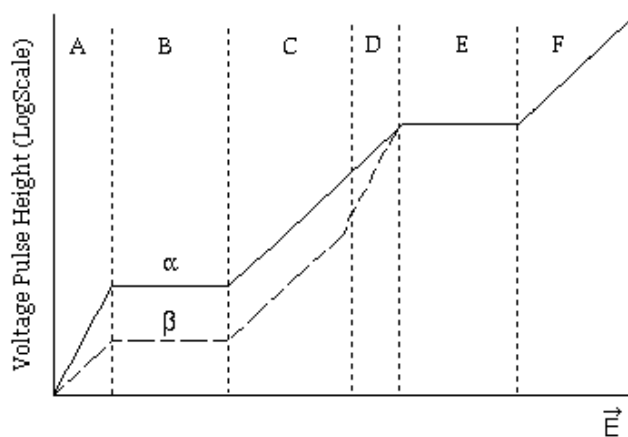


Figura 2.2: Andamento dell'ampiezza segnale al variare del campo elettrico applicato.

- *Regione A*: In questa regione non tutte le cariche prodotte vengono raccolte, in quanto, a causa del piccolo valore del campo elettrico, il processo di *ricombinazione* delle varie coppie ione-elettrone è importante. Aumentando la differenza di potenziale applicata il tempo a disposizione per la ricombinazione diminuisce, perchè aumenta la componente della velocità delle coppie lungo la direzione del campo; questo crea un aumento della carica raccolta.

- *Regione B*: Questa regione è detta di saturazione o di camera a ionizzazione, gli effetti della ricombinazione diventano trascurabili e la carica raccolta è tutta quella prodotta.
- *Regione C e D*: In queste due regioni il campo elettrico è sufficientemente intenso da far acquistare agli elettroni primari prodotta energia cinetica sufficiente a ionizzare gli atomi del gas producendo così una *moltiplicazione a valanga*. La ionizzazione secondaria è ancora strettamente dipendente da quella primaria ed è in questa regione che lavorano i contatori proporzionali.
- *Regione E*: Questa è detta regione di Geiger-Muller, la carica raccolta non è più proporzionale alla ionizzazione primaria; oltre alla ionizzazione si hanno altri fenomeni quali l'eccitazione seguita da emissione di luce visibile e ultravioletta; questo produce un impulso costante in un certo intervallo del campo elettrico applicato, indipendentemente dal tipo di particella incidente.
- *Regione F*: In questa regione non è più possibile nessun tipo di rivelazione: l'impulso in uscita non dipende più dalla radiazione incidente, poiché si hanno segnali in presenza o meno di radiazione.

Tra i rivelatori a gas sviluppati nella prima metà del secolo scorso, sono particolarmente importanti le camere a ionizzazione (che lavorano nella regione B), i contatori proporzionali (nella regione C) e i contatori Geiger-Muller (nella regione E). Molti rivelatori a gas, in versioni più o meno modificate, sono ancora attualmente usati nella fisica delle particelle elementari.

2.5.1 Diffusione, Deriva e Mobilità

Due fenomeni particolarmente importanti per comprendere il comportamento degli ioni in un gas sono: la *diffusione* e la *deriva* in presenza di un campo elettrico.

Diffusione

In assenza di campo elettrico gli elettroni e gli ioni liberati dal passaggio della radiazione diffondono uniformemente, essenzialmente a causa dell'agitazione termica, urtando le molecole del gas e perdendo parte della loro energia. All'energia termica, le velocità delle particelle sono descritte dalla distribuzione di Maxwell da cui si ricava che il valor medio della velocità è:

$$v = \sqrt{\frac{8KT}{\pi m}} \quad (2.4)$$

dove K è la costante di Boltzmann, T la temperatura assoluta e m la massa della particella.

La diffusione spaziale degli elettroni in un gas è di tipo gaussiano [15]:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} \cdot e^{-\frac{x^2}{4Dt} dx} \quad (2.5)$$

dove $\frac{dN}{N}$ è la frazione di elettroni che si trova in un elemento dx a distanza x dall'origine dopo un tempo t mentre D è il coefficiente di diffusione associato al cammino libero medio λ della particella e alla sua velocità tramite la relazione:

$$D = \frac{1}{3} \lambda v \quad (2.6)$$

La diffusione degli elettroni pone un limite alla risoluzione spaziale raggiungibile in un rivelatore a gas (caso di diffusione lineare):

$$\sigma_{diff} = \sqrt{2Dt} \quad (2.7)$$

Grazie ad opportune miscele è possibile ridurre gli effetti della diffusione a valori inferiori anche ai 100 μm , come ad esempio con la CO_2 [15].

Deriva e Mobilità

In presenza di un campo elettrico gli elettroni e gli ioni liberati dalla radiazione sono accelerati lungo le linee del campo verso l'anodo e il catodo rispettivamente. Questa accelerazione è interrotta dalle collisioni con le molecole del gas che limita la velocità massima raggiunta ottenuta lungo la direzione del campo.

La velocità media raggiunta è conosciuta come *velocità di deriva* (u). Paragonata alla velocità termica è molto più piccola.

Gli elettroni, avendo una piccola massa, possono, in presenza di campi elettrici elevati, subire un'accelerazione tra un urto e l'altro. La velocità di deriva degli elettroni, in prima approssimazione, è espressa tramite la formula di *Townsend*:

$$u^- = \mu^- \frac{E}{P} = \frac{e}{2m} \tau \frac{E}{P} \quad (2.8)$$

dove τ è il tempo medio fra due collisioni, dipendente dal valore del campo elettrico. Nella teoria cinetica è utile definire la *mobilità* di una carica come:

$$\mu = \frac{u}{E} \quad (2.9)$$

dove u è la velocità di deriva ed E il campo elettrico.

In tabella 2.2 riportiamo alcuni valori delle velocità di deriva relativi a gas utilizzati

Gas	$u_{elettroni}$ (cm/s)	u_{ioni} (cm/s)
He	$4 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^3$
H ₂	$7 \cdot 10^2$	$3 \cdot 10^3$
N ₂	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^2$
Ne	10^6	$9 \cdot 10^2$
CO ₂	10^5	-
CH ₄	$1.5 \cdot 10^6$	-

Tabella 2.2: Velocità di deriva degli elettroni e degli ioni relative a diversi gas usati come riempimento di rivelatori a gas.

per il riempimento di rivelatori a gas. Si può notare che la velocità di deriva degli elettroni in un gas è molto più alta rispetto a quella degli ioni.

Per questo motivo la maggior parte dei rivelatori a gas basano il loro funzionamento sulla raccolta degli elettroni, che fornisce una risposta molto più rapida.

Infatti per gli ioni la velocità di deriva dipende linearmente dal rapporto E/P (Campo elettrico/pressione del gas):

$$u^+ = \mu^+ \frac{E}{P} \quad (2.10)$$

La mobilità ionica dipende principalmente dal tipo di ione e dal gas in cui si muove, mentre varia debolmente con il campo elettrico a causa della elevata massa degli ioni.

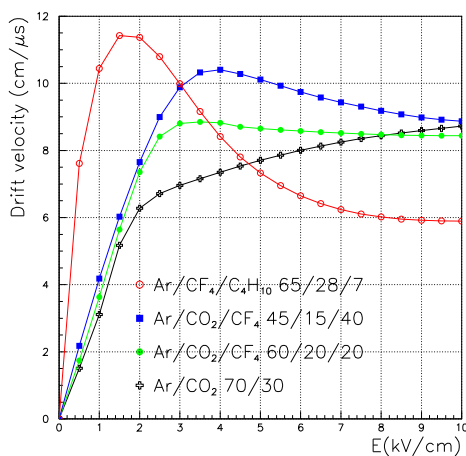


Figura 2.3: Velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico per 4 differenti miscele di gas utilizzate.

In figura 2.3 riportiamo un grafico che mostra la velocità di deriva degli elettroni

in funzione del campo elettrico applicato per differenti miscele di gas. Al di sopra di un determinato valore di campo elettrico, specifico per ogni miscela, è possibile raggiungere, in certi casi, una certa stabilità nel valore della velocità di deriva.

2.5.2 Configurazioni piane e cilindriche

Per un rivelatore a gas esistono due possibili configurazioni base:

- una planare
- una cilindrica

Le due si differenziano principalmente per i diversi andamenti dei campi elettrici al loro interno (figura 2.4).

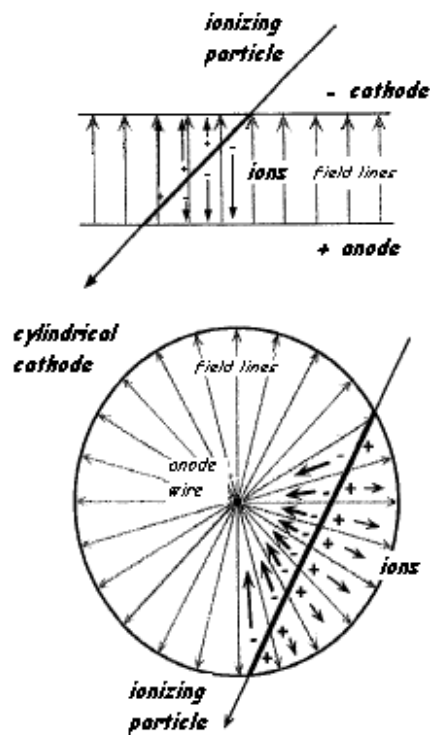


Figura 2.4: Configurazioni di un rivelatore a gas: in alto quella planare, in basso quella cilindrica.

Per una struttura planare in cui la differenza di potenziale fra piano-catodico e piano-anodico è V_0 , l'andamento delle linee di campo è quello dato in figura 2.4, mentre il modulo vale:

$$E = \frac{V_0}{d} \quad (2.11)$$

dove d è la distanza fra i due piani.

La configurazione cilindrica è costituita da un cilindro cavo, che funge da catodo, al cui interno è contenuto un filo conduttore, che funge da anodo, mantenuto ad un potenziale $+V_0$ rispetto al cilindro, il quale solitamente è posto a potenziale zero. In questo modo gli elettroni sono attratti verso il filo in cui il campo elettrico è maggiore.

Il campo elettrico radiale, che si viene a formare all'interno del rivelatore, il cui andamento è mostrato in figura 2.4, ha un modulo pari a:

$$E(r) = \frac{1}{r} \cdot \frac{V_0}{2\pi\epsilon \ln(b/a)} \quad (2.12)$$

dove V_0 è la differenza di potenziale tra anodo e catodo, r è la distanza radiale dal filo conduttore, b è il raggio interno del cilindro e a il raggio del filo conduttore.

In condizioni ideali il campo elettrico ha una simmetria assiale, ma in realtà si discosta da questa per vari ed ovvi motivi:

- la non perfetta centratura del filo;
- il rilassamento del filo;
- la non uniformità del raggio del filo lungo la sua lunghezza, che sarà tanto più evidente quanto più è sottile il filo;
- la presenza di supporti isolanti del filo, che nella regione circostante creano delle forti distorsioni dalla simmetria assiale.

2.5.3 Ricombinazione e cattura elettronica

La ricombinazione è quel processo nel quale, a causa delle collisioni fra ioni positivi ed elettroni liberi, questi ultimi possono essere catturati dai primi con il conseguente ritorno allo stato di neutralità. Alternativamente potrebbe avvenire una collisione fra ione positivo e ione negativo, che cede l'elettrone extra al primo con la conseguente neutralizzazione di entrambi gli ioni. In ogni caso viene persa l'informazione sulla ionizzazione prodotta all'interno del rivelatore. Poiché la frequenza di collisione è proporzionale al prodotto della concentrazione delle due specie coinvolte, la rate di ricombinazione è dato:

$$\frac{dn^+}{dt} = \frac{dn^-}{dt} = -\beta n^+ n^- \quad (2.13)$$

dove n^+ è la densità numerica degli ioni positivi, n^- la densità numerica degli ioni negativi e β il coefficiente di ricombinazione. Il coefficiente di ricombinazione fra ioni positivi e negativi è solitamente parecchi ordini di grandezza più grande di quello fra ioni positivi ed elettroni.

Un altro effetto concorrente alla ionizzazione è la cattura elettronica, in cui un elettrone viene catturato da una molecola, creando uno ione negativo. L'effetto è piuttosto evidente con atomi fortemente elettronegativi, come l'ossigeno e il fluoro.

2.5.4 Regimi di moltiplicazione a valanga e di scarica

La moltiplicazione in un rivelatore a gas avviene quando gli elettroni provenienti dalla ionizzazione primaria accelerati dal campo elettrico riescono a ionizzare le molecole del gas. Gli elettroni secondari possono produrre una nuova ionizzazione e così via, con la formazione di una valanga di ioni.

A causa della grande mobilità degli elettroni rispetto agli ioni positivi, la valanga ha la forma di una goccia, con gli elettroni raggruppati in testa e gli ioni più lenti in coda (figura 2.5).

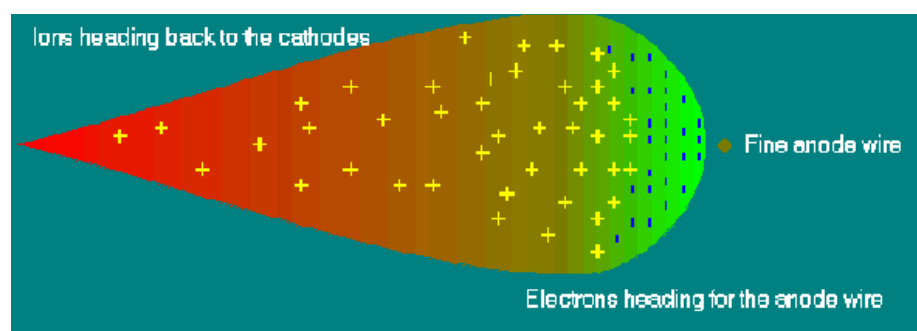


Figura 2.5: Formazione della valanga. La forma a goccia è dovuta alla diversa mobilità (μ) tra elettroni e ioni e al diverso coefficiente di diffusione (D).

Quando si hanno n elettroni primari, la frazione di elettroni secondari formati per unità di percorso è governata dalla equazione di *Townsend*:

$$dn = n \alpha dx \quad (2.14)$$

dove α è la probabilità di ionizzazione per unità di percorso (*coefficiente Townsend*). Integrando in un percorso x si ottiene:

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.15)$$

dove n_0 è il numero iniziale di elettroni. Il coefficiente α dipende dalla pressione, dal campo elettrico e dal gas, secondo la formula di *Korff* [15]:

$$\alpha = A p e^{-B \frac{p}{E}} \quad (2.16)$$

dove A e B sono due costanti che dipendono dal tipo di gas (tabella 2.3). Tramite

Gas	A (cm ⁻¹ Torr)	B (cm ⁻¹ Torr)
He	3	34
Ar	14	180
Xe	26	350
CO ₂	20	466

Tabella 2.3: Parametri che compaiono nell'espressione di Korff del primo coefficiente di Townsend .

l'espressione 2.15 si definisce il *fattore di moltiplicazione* o *guadagno* G del gas:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.17)$$

Per campi non uniformi α è una funzione della posizione ($\alpha=\alpha(x)$), in questo caso il guadagno è dato da [11]:

$$G = e^{\int_{x_i}^{x_f} \alpha(x) dx} \quad (2.18)$$

In funzione del campo elettrico il fattore di moltiplicazione è dato da:

$$\ln G = \int_{E(x_c)}^{E(x_f)} \alpha(E) \frac{dx}{dE} dE \quad (2.19)$$

dove x_c è la distanza minima dall'anodo a cui si innesca la valanga. In un rivelatore a simmetria cilindrica il guadagno è dato dalla relazione:

$$\ln G = \frac{V_0}{2\pi\epsilon \ln(b/a)} \int_{E(a)}^{E(r_c)} \frac{\alpha(E)}{E} \frac{dE}{E}. \quad (2.20)$$

Nei processi di moltiplicazione gli elettroni e gli ioni si allontanano gli uni dagli altri, in questo modo all'interno della valanga viene generato un campo elettrico opposto a quello applicato. In particolare, quando viene raggiunto il *limite di Rather* [13], ossia $G \simeq 10^7 \div 10^8$, il valore del campo elettrico all'interno della valanga si annulla. In questa situazione elettroni e ioni all'interno della valanga si possono ricombinare, producendo un'emissione quasi isotropa di fotoni di energia dell'ordine di ~ 10 eV. Questi effetti secondari sono responsabili della transizione dal regime proporzionale al

regime di *streamer*. Infatti questi fotoni possono generare a loro volta per fotoionizzazione coppie di elettroni-ioni nelle vicinanze della valanga. Gli elettroni che vengono generati con questo meccanismo all'estremità della valanga possono innescare nuovi processi di moltiplicazione, mentre quelli prodotti sul lato della valanga no, perchè in queste zone il campo elettrico è fortemente depresso, a causa della carica spaziale (paragrafo 2.5.5). Con questo meccanismo la valanga principale si unisce con quelle secondarie formando lo *streamer*, che si propaga verso il catodo del rivelatore. La velocità con cui si propaga uno *streamer* è di $\sim 10^8$ cm/s, cioè molto maggiore della velocità con cui procedono i processi di moltiplicazione a valanga.

Nel caso in cui le estremità di uno *streamer* raggiungono gli elettrodi di un rivelatore si innesca una scarica, gli elettrodi vengono così temporaneamente cortocircuitati.

In definitiva possiamo dire che il *limite di Rather* rappresenta un limite fenomenologico al fattore di moltiplicazione G, secondo il quale nella 2.17 non si può superare il limite $\alpha x \simeq 20$ [15] senza innescare le scariche. Sperimentalmente il fenomeno delle scariche si può già verificare a guadagni superiori a $\simeq 10^6$.

2.5.5 Carica spaziale

Nel processo di moltiplicazione è importante osservare che in certi casi la carica degli ioni positivi, che si muovono verso il catodo, è tale da modificare il campo elettrico tra anodo e catodo, modificando il funzionamento del rivelatore.

La carica spaziale può essere di tipo autoindotto quando il fattore di guadagno G è talmente alto che gli ioni prodotti in una valanga schermano il campo elettrico, in questo modo il numero di elettroni prodotti nei successivi stadi di moltiplicazione viene ridotto; ma in generale la carica spaziale è dovuta alla carica ionica di tutte le valanghe.

Maggiore è il numero di particelle incidenti nell'unità di tempo maggiore sarà il peso dell'effetto della carica spaziale.

2.5.6 Formazione del segnale

Il moto delle coppie prodotte nel gas dal passaggio di una particella ionizzante in una regione in cui è presente un campo elettrico, genera sugli elettrodi una corrente indotta. Grazie al Teorema di Ramo [14] è possibile conoscere la corrente indotta sugli elettrodi da una carica q, che si muove tra essi. Secondo tale teorema la corrente è data da:

$$I_{\text{ind}} = -e \vec{v} \cdot \vec{E}_w \quad (2.21)$$

dove \vec{v} è la velocità della carica e \vec{E}_w è detto campo di *weighting field* ed è il campo elettrico nel punto in cui si trova la carica in assenza della stessa e quando l'elettrodo su cui è indotta la corrente è posto a potenziale unitario e tutti gli altri a potenziale

zero.

Nel caso in cui un elettrone si muove lungo le linee del campo tra due elettrodi piani ed infinitamente estesi, in direzione opposta, la corrente indotta sull'elettrodo interessato è data da:

$$I_{\text{ind}} = \frac{e v}{d} \quad (2.22)$$

in cui d è la distanza fra gli elettrodi. Ricordando le definizioni di corrente e velocità, nel caso in cui l'elettrone si sposti di dx lungo la direzione del campo, la carica indotta su un elettrodo è:

$$dq = -e E_w dx = \frac{e dx}{d}. \quad (2.23)$$

Nel caso di un rivelatore a gas a faccie piane e parallele (figura 2.4, in alto) in cui la ionizzazione da luogo ad una coppia elettrone-ione ad una distanza x dall'anodo, le cariche indotte sull'anodo dall'elettrone e dallo ione sono rispettivamente:

$$q_{\text{an}}^- = -e^- \frac{d-x}{d} = -e \frac{d-x}{d} \quad q_{\text{an}}^+ = -e^+ \frac{x}{d} = -e \frac{x}{d} \quad (2.24)$$

La carica totale indotta sull'anodo è data quindi da:

$$q_{\text{an}} = q_{\text{an}}^+ + q_{\text{an}}^- = -e \quad (2.25)$$

Allo stesso modo si dimostra che la carica indotta sul catodo è:

$$q_{\text{cat}} = +e. \quad (2.26)$$

La carica indotta su ciascun elettrodo è uguale alla carica dell'elettrone, naturalmente di segno opposto sui due elettrodi, essa inoltre non dipende dal punto in cui la coppia viene prodotta.

La forma del segnale in funzione del tempo dipende dal campo elettrico in cui le cariche si muovono. Sempre riferendosi alla configurazione di elettrodi a faccie piane e parallele tale campo è costante, per cui il segnale indotto sugli elettrodi, dagli elettroni e dagli ioni, è costante nel tempo. Ovviamente la durata temporale dei due contributi è diversa, per la differente velocità di deriva, ma il segnale totale è dato dalla sovrapposizione dei due.

Nella configurazione cilindrica (figura 2.4, in basso) l'ampiezza del segnale aumenta all'avvicinarsi degli elettroni all'anodo, in prossimità del quale il campo elettrico è più intenso.

2.5.7 Scelta del gas

La scelta del gas nei rivelatori a gas è regolata da molti fattori come [15]:

- basso tensione di lavoro

- alto guadagno
- buona proporzionalità

Di solito queste caratteristiche sono ottenute da una miscela di gas piuttosto che da un singolo gas. I gas nobili sono quelli preferiti per le basse tensioni, in quanto richiedono bassissimi campi elettrici per la formazione di valanghe, ed inoltre non sono elettronegativi, cioè non sono in grado di catturare elettroni.

Il più utilizzato è l'argon per il suo basso costo e per il suo basso valore di energia di ionizzazione, anche se ha come svantaggio quello di essere facilmente eccitato e quindi di rilasciare fotoni energetici capaci di ionizzare e creare nuove valanghe. Ciò non permette di raggiungere guadagni troppo elevati senza entrare nel regime di scariche. Per ovviare questo problema lo si addiziona con gas poliatomici come il CH_4 , CO_2 , CF_4 e il BF_3 : queste miscele assorbono i fotoni irradiati (agiscono da *quencher*) e poi dissipano l'energia attraverso dissociazioni o collisioni elastiche.

Grazie all'aggiunta di questi gas poliatomici si possono raggiungere guadagni fino a 10^6 senza entrare in regime di scarica.

Un gas di particolare interesse per il mio lavoro di tesi è rappresentato dal CF_4 , è un gas non infiammabile, non corrosivo, non tossico e mostra buone compatibilità con la maggior parte dei metalli, plastiche e resine generalmente impiegate nella costruzione di un rivelatore. Inoltre permette di avere elevate velocità di deriva per bassi valori del campo elettrico e discreti valori del guadagno.

2.5.8 Ageing

Un effetto a cui sono spesso soggetti i rivelatori quando vengono esposti per un tempo prolungato ad intensi flussi di particelle è l'invecchiamento (*ageing*), cioè un deterioramento progressivo nel tempo delle performance del rivelatore.

Questo fenomeno è molto complesso e dipende da vari fattori [15], ma principalmente si possono evidenziare due diversi tipi di effetti:

- Polimerizzazione sugli elettrodi. Tali effetti avvengono in seguito alla dissociazione delle molecole poliatomiche utilizzate solitamente come *quencher*: i radicali liberi si depositano sugli elettrodi del rivelatore formando un sottile strato isolante che impedisce la raccolta delle cariche e che altera le prestazioni del rivelatore, fino ad impedire, nei casi più gravi, il funzionamento stesso del rivelatore (effetto Malter). Generalmente la possibilità di avere delle polimerizzazioni è più elevata nei gas poliatomici di tipo organico, ed è spesso aggravata dalla presenza di contaminanti o impurità.
- Corrosione degli elettrodi e di altri materiali del rivelatore. Per ottimizzare alcune proprietà dei rivelatori a gas vengono spesso utilizzate miscele di gas

binarie o ternarie che utilizzano molecole contenenti cloro o fluoro. In tali miscele, durante la moltiplicazione elettronica, vengono a crearsi dei radicali liberi estremamente aggressivi che attaccano le superfici del rivelatore a contatto col gas, corrodendole. La corrosione è particolarmente grave in alcuni casi dove gli elettrodi sono sottili; questo può succedere ad esempio nei fili delle camere proporzionali operanti in miscele contenenti CF_4 , che possono arrivare a spezzarsi in seguito al continuo effetto di corrosione che si ha durante il funzionamento del rivelatore. Con queste miscele è inoltre estremamente importante il controllo della quantità d'acqua nella miscela di gas: in presenza di fluoro e cloro infatti si ottiene immediatamente acido fluoridrico e cloridrico rispettivamente, che aggravano i fenomeni di corrosione citati sopra.

2.6 Camere a ionizzazione

Le camere a ionizzazione lavorano nella regione B (figura 2.2) della curva segnale d'uscita campo elettrico in un rivelatore a gas. In tale regione il campo elettrico permette che gli effetti di ricombinazione bilancino quelli di moltiplicazione degli ioni, in modo tale che il risultato finale sia la raccolta di tutti gli ioni prodotti dal passaggio della radiazione.

Tale regione prende il nome di *regione di saturazione*; in essa piccole variazioni del potenziale applicato non hanno influenza, in quanto è caratterizzata da un *plateau*. La saturazione è dovuta al fatto che si è praticamente annullato il processo di ricombinazione, ma gli elettroni prodotti non hanno energia sufficiente per ionizzare le molecole del gas.

Le condizioni di saturazione possono essere raggiunte su dimensioni di pochi centimetri applicando differenze di potenziale non più grandi di decine o al massimo centinaia di Volt.

Le camere a ionizzazione possono essere utilizzate per misurare l'energia delle particelle incidenti, ed hanno il vantaggio di essere facilmente costruite in grandi superfici e in varie varie geometrie, di essere resistenti ai danni della radiazione e di avere un basso costo.

A causa della piccola ampiezza dei segnali indotti sugli elettrodi, bisognerà prestare particolare attenzione alla scelta dell'elettronica da utilizzare.

2.7 Camere proporzionali

Le camere proporzionali lavorano nella regione C (figura 2.2). In questa regione gli elettroni creati per ionizzazione vengono accelerati verso l'anodo producendo una valanga di elettroni lungo il loro cammino. Quindi per valori del campo elettrico

maggiori di quelli a cui lavorano le camere a ionizzazione aumenta l'ampiezza del segnale indotto sugli elettrodi del rivelatore. Gli elettroni primari ora hanno energia sufficiente per ionizzare le molecole del gas.

La carica prodotta nelle ionizzazioni secondarie induce una corrente sugli elettrodi che si somma a quella dovuta alla ionizzazione primaria. Questa corrente aumenta all'aumentare del campo elettrico ed in un certo intervallo del campo (regione C), è proporzionale all'energia persa dalla particella incidente.

Aumentando ancora il campo (regione D), la corrente indotta aumenta ma si inizia a perdere la relazione di proporzionalità tra energia persa dalla particella incidente e corrente indotta. La causa di ciò è dovuta all'effetto della carica spaziale che aumenta con l'aumentare del campo elettrico.

2.8 Camere a fili (*MWPC*)

Le camere a fili o *MWPC* (*MultiWire Proportional Chamber*), inventate nel 1968 da Charpak [17], sono stati i rivelatori a gas che hanno avuto maggiore impiego nella fisica delle particelle elementari.

Sono costituite da un volume di gas contenuto tra due elettrodi piani e paralleli, che fungono da catodo, e da dei fili equidistanti e paralleli (figura 2.6) posti su un piano parallelo ed equidistante dai piani catodici. I fili sono posti ad un potenziale positivo rispetto ai piani catodici e fungono da anodo.

Il merito di Charpak fu quello di dimostrare che ogni singolo filo si comporta come un rivelatore proporzionale.

Gli elettroni prodotti al passaggio di una particella ionizzante sono soggetti ad un moto di deriva verso i fili, vicino ai quali il campo è così intenso (figura 2.6) da permettere la moltiplicazione. Gli ioni prodotti nella ionizzazione primaria e secondaria vanno verso i piani catodici.

Sia gli elettroni che gli ioni inducono sui fili e sui due piani un segnale che avrà una componente più veloce, dovuta agli elettroni, e una più lenta, dovuta agli ioni.

Per risalire a dove è passata la particella ci si basa sul filo su cui viene indotto il segnale; per avere una informazione bidimensionale si usano due rivelatori con i fili disposti perpendicolarmente tra loro.

Le camere a fili possono rivelare e distinguere due particelle contemporaneamente purchè la distanza tra le due traiettorie sia maggiore della distanza tra i fili.

In una *MWPC* la risoluzione spaziale (σ), con lettura digitale del segnale anodico, è determinata dalla distanza tra i fili anodici (s) ed è data da $\sigma = s/\sqrt{12}$. Per migliorare la risoluzione spaziale si potrebbe ridurre la distanza tra i fili, ma ciò comporterebbe l'insorgere di instabilità elettrostatiche, i fili tenderebbero ad incurvarsi sopra e sotto il piano (ideale) su cui dovrebbero stare.

Un limite di questi rivelatori si ha ad alti flussi di particelle incidenti. La carica ionica

creata nell'intorno del filo anodico nei processi di moltiplicazione, migra lentamente verso il catodo generando una carica spaziale positiva che modifica il campo elettrico. Come conseguenza il guadagno del rivelatore subisce una brusca diminuzione che determina una riduzione di efficienza ad alti flussi di particelle.

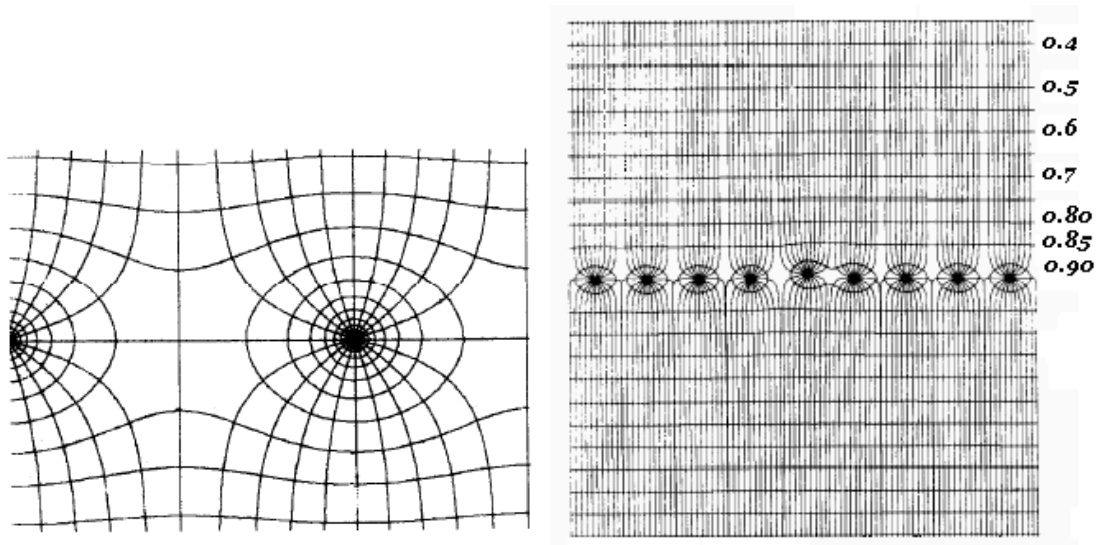


Figura 2.6: Campo elettrico in una camera a multifili.

2.9 Rivelatori a micro-struttura

I rivelatori a micro-pattern furono sviluppati verso la fine degli anni '80 per soddisfare le nuove necessità nel campo della fisica delle alte energie, in cui è necessario lavorare in condizioni di alte *rate*, cioè con un elevato numero di particelle incidenti nell'unità di tempo.

Le loro caratteristiche principali sono appunto la capacità di lavorare a *rate* maggiori di 10^4 Hz/mm² e una granularità maggiore di quella imposta dalla distanza minima tra i fili di una *MWPC*.

2.9.1 Micro Strip Gas Chamber (MSGC)

Le Micro Strip Gas Chamber furono introdotte nel 1988 [19] e furono tra i primi rivelatori a micro-pattern ad essere studiati.

Sono costituite da strip (strisce) metalliche dello spessore di qualche centinaio di

nanometri depositate su un supporto isolante. Le strip vengono poste alternativamente a potenziale positivo e negativo, come delle strip anodiche a catodiche. Tra le varie strip vi è uno spazio in cui il dielettrico è scoperto.

La distanza tra queste strip è minore di quella tra i fili nelle MWPC, ciò fa sì che si possano raggiungere granularità e risoluzioni spaziali maggiori di un ordine di grandezza.

Il campo elettrico (campo di deriva) viene instaurato con un elettrodo parallelo alle strip, posto ad una distanza di alcuni millimetri, delimitando la regione in cui è contenuto il gas (gap di deriva), che rappresenta la regione sensibile del rivelatore. L'elettrodo piano viene posto a potenziale V_d negativo rispetto al potenziale delle strip anodiche che solitamente sono a potenziale nullo, mentre le strip catodiche sono a potenziale negativo V_c . Il campo elettrico nella gap di deriva si può considerare praticamente uniforme, se si esclude la regione vicino alle strip.

L'intensità del campo di deriva non è sufficiente ad innescare la moltiplicazione, ma trasporta gli elettroni prodotti dal passaggio di una particella ionizzante nella regione vicino alle strip. Tra le strip invece il campo elettrico è sufficiente ad innescare la moltiplicazione.

Gli elettroni prodotti nella moltiplicazione vanno verso le strip anodiche, mentre gli ioni verso le catodiche, questo movimento induce una corrente sia sulle strisce che sull'elettrodo piano.

La maggior parte delle linee di campo del campo di deriva terminano sulle strip anodiche, per cui si deduce che, a meno di fenomeni dovuti alla diffusione, gran parte degli elettroni prodotti nella ionizzazione primaria vengono raccolti su tali strip. Gli ioni invece saranno raccolti sull'elettrodo piano (elettrodo di deriva), dove inducono una corrente.

La piccola distanza tra le strip fa sì che la carica prodotta nella moltiplicazione venga raccolta in tempi brevi rispetto a quello che si ha nelle MWPC, limitando l'effetto della carica spaziale degli ioni, consentendo al rivelatore di lavorare con un numero maggiore di particelle incidenti nell'unità di tempo.

Un limite di questi rivelatori è la polimerizzazione, cioè la formazione nel gas di polimeri che poi si depositano sulle strip, compromettendone il corretto funzionamento.

Un altro limite è rappresentato dal deposito di carica sul dielettrico. A causa del fatto che alcune linee del campo terminano su di esso, gli ioni prodotti nella moltiplicazione seguono queste linee e vi si depositano. Il risultato è lo schermaggio del campo elettrico tra le strip che riduce il campo elettrico e di conseguenza il guadagno. Ciò che ha impedito un vasto utilizzo delle MSGC negli esperimenti di fisica alle alte energie è l'elevata probabilità di scarica in presenza di particelle molto ionizzanti.

La probabilità di scarica aumenta con l'aumentare del campo elettrico tra le strip, danneggiando il rivelatore anche in modo definitivo dopo un piccolo numero di scariche. Per limitare le scariche sono stati sviluppati altri rivelatori a micro-pattern, usati come

stadio di preamplificazione di carica per le MSGC che possono così lavorare a parità di guadagno totale con campi più bassi.

2.9.2 MicroMeGas

I rivelatori a MicroMeGas [19] sono costituiti da due elettrodi piani che sono rispettivamente a potenziale negativo e positivo. Tra questi è interposta una griglia metallica con potenziale compreso tra quello positivo e negativo.

La griglia è posta a circa $100 \mu\text{m}$ dall'anodo ed è sorretta da supporti isolanti che poggiano su di esso. La griglia separa la regione del gas dove si ha la ionizzazione primaria (gap di deriva) da quella dove si ha la moltiplicazione.

La carica primaria viene prodotta nella gap di deriva, per la presenza del campo di deriva, poi arriva nella gap tra la griglia e l'anodo dove si ha la moltiplicazione. Gli elettroni prodotti nella moltiplicazione sono raccolti sull'anodo, dove inducono una corrente.

Il campo vicino alla griglia deve essere tale da permettere il passaggio degli elettroni primari nella gap di moltiplicazione, ma anche di consentire la raccolta degli ioni prodotti nella moltiplicazione per evitare effetti di carica spaziale.

Aumentando troppo il campo di moltiplicazione si innesca il fenomeno delle scariche e diminuendo troppo il campo di deriva la carica primaria è soggetta alla ricombinazione.

2.9.3 Rivelatori a GEM

Una GEM (*Gas Electron Multiplier*) rappresenta la parte attiva di un rivelatore a gas, in cui gli elettroni prodotti dal passaggio di una particella ionizzante vengono amplificati. Inizialmente sono state utilizzate proprio come stadio di preamplificatore per le *Micro Strip Gas Chambers* (MSGC) [12]. La GEM venne disposta parallelamente all'elettrodo di deriva in modo da evitare le scariche distruttive tra le strip, dovute alla differenza di potenziale applicata tra queste per ottenere un guadagno che rendesse efficiente la rivelazione di particelle al minimo di ionizzazione.

Dagli studi sulle MSGC è stato evidenziato che una GEM può essere utilizzata direttamente come amplificatore di carica. Così è possibile costruire rivelatori a gas, a geometria planare, che abbiano come stadio di amplificazione una o più GEM in cascata.

I rivelatori a tripla-GEM sono stati approvati per la zona centrale R1 della stazione di muoni M1 dell'esperimento LHCb. Grazie agli elevati guadagni che con questi rivelatori si possono raggiungere è possibile rivelare particelle al minimo di ionizzazione. Inoltre soddisfano ampiamente quelle che sono le richieste fondamentali dell'esperimento LHCb [6]:

- Capacità di lavorare ad elevati flussi di particelle fino a *rate* di 500 kHz/cm².
- Efficienza di risposta in una finestra temporale di 25 ns > del 96%.
- Capacità di operare per 10 anni senza danni o diminuzione delle prestazioni.

Nel successivo capitolo descriveremo in dettaglio questo tipo di rivelatori.

Capitolo 3

Caratteristiche dei rivelatori a GEM

In questo capitolo vengono introdotte le GEM (*Gas Electron Multiplier*), il rivelatore a singola e a tripla-GEM ed i loro parametri fondamentali.

3.1 Struttura di una GEM

Una GEM [23] consiste di un sottile foglio di kapton di spessore di $50\ \mu\text{m}$, con un deposito di rame su entrambi i lati di $5\ \mu\text{m}$ su cui viene realizzata una matrice di canali ad alta densità (figura 3.1, sinistra) che agiscono come canali di moltiplicazione elettronica.

Ogni canale è caratterizzato da una struttura biconica (figura 3.1, destra) con un diametro esterno (D) di $70\ \mu\text{m}$ ed interno (d) di $50\ \mu\text{m}$; la distanza tra i canali (P) è di $140\ \mu\text{m}$. La struttura biconica dei canali è realizzata con tecnologia fotolitografica a doppia maschera: prima vengono forati i due strati di rame, poi sulle due superfici viene depositato un solvente per il kapton che, grazie alla maschera di rame, viene forato solo dove è forato il rame, ottenendo la caratteristica sezione biconica.

I parametri geometrici di una GEM sono il diametro, il passo e la forma dei canali (conica, biconica, cilindrica). Applicando una differenza di potenziale di $300\div 500\ \text{V}$ tra le due superfici di rame all'interno dei canali si instaurano campi elettrici fino ai $100\ \text{kV/cm}$. Un elettrone che si viene a trovare in tale regione può acquistare un'energia tale da ionizzare le molecole del gas, innescando un processo di moltiplicazione a valanga. In queste condizioni si possono raggiungere guadagni fino a 10^3 .

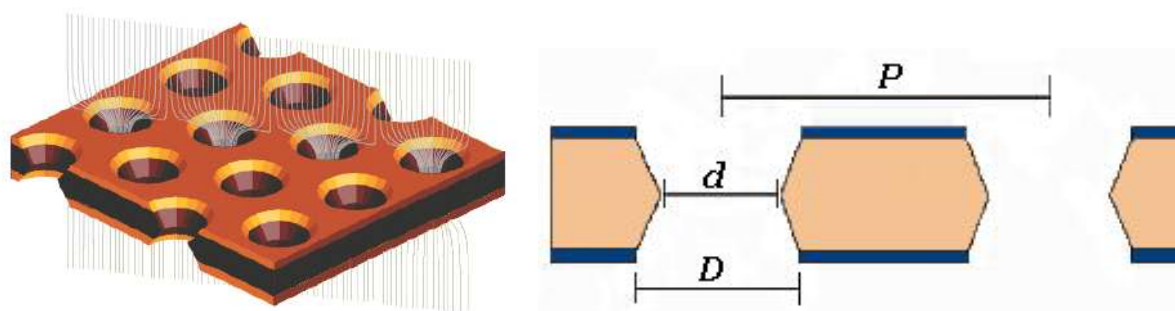


Figura 3.1: Struttura di una GEM. A sinistra: densità dei canali sulla superficie. A destra: geometria dei canali.

Il diametro del foro influisce sul guadagno della GEM, la sua riduzione in genere comporta un aumento del guadagno in quanto migliora il campo elettrico di moltiplicazione all'interno del canale. Sperimentalmente si è trovato che esiste una saturazione della curva di guadagno per valori del diametro al di sotto dei $70 \mu\text{m}$. Per limitare il più possibile il deposito di carica sul kapton all'interno del canale si è cercato di ridurre la differenza tra il diametro esterno e quello interno dei canali; una configurazione ideale è quella con i canali cilindrici [23], in pratica molto difficile da realizzare.

3.2 Rivelatore a singola GEM

Un rivelatore a singola GEM [23] è costituito da due elettrodi di rame piani e paralleli tra cui è interposto un foglio di GEM.

L'elettrodo superiore funge da catodo mentre quello inferiore da anodo. L'anodo è segmentato in *pad* (settori metallici tra loro isolati) su cui viene indotto il segnale (figura 3.2). Tra gli elettrodi e la GEM viene applicata una differenza di potenziale tale da generare al di sopra e al di sotto della GEM due campi elettrici:

- *Campo di deriva* E_d : tra la superficie superiore della GEM (GEM-up) e il catodo. La regione in cui tale campo ha sede prende il nome di *gap di deriva*.
- *Campo di induzione* E_i : tra la superficie inferiore della GEM (GEM-down) e l'anodo. La regione corrispondente prende il nome di *gap di induzione*.

Al passaggio di una particella ionizzante vengono create coppie elettrone-ione nella *gap di deriva*. Gli ioni migrano verso il catodo, mentre gli elettroni si dirigono verso la GEM. Le linee del *campo di deriva* sono tali da spingere gli elettroni ad entrare nei canali della GEM, all'interno dei quali si ha la formazione della valanga. Gli ioni della valanga vanno verso il catodo, e verso il lato superiore della GEM. Gli elettroni

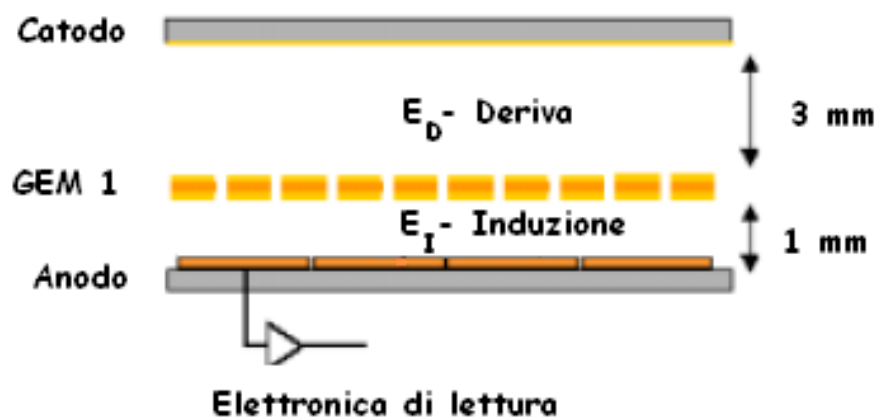


Figura 3.2: Rappresentazione schematica di un rivelatore a singola GEM, con rispettivamente: catodo, campo di deriva, GEM, campo di induzione e anodo.

prodotti nella valanga escono dai canali e vanno verso il catodo. Gli elettroni prodotti nella valanga vengono estratti dal *campo di induzione* che li spinge verso l'anodo. Il segnale indotto sull'anodo sarà di natura puramente elettronica, dovuto al moto degli elettroni nella *gap di induzione*.

I parametri che regolano il funzionamento di un rivelatore a singola GEM sono:

- Campo di deriva E_d .
- Campo elettrico nei buchi della GEM E_h .
- Campo di induzione E_i .
- Scelta del gas.

3.2.1 Campo di deriva E_d

Il campo elettrico sopra la GEM (E_d) è necessario per raccogliere gli elettroni creati dal passaggio di particelle ionizzanti verso la GEM, nei cui canali avviene la moltiplicazione.

Gli ioni seguono le linee del campo e si dirigono verso il catodo, quelli prodotti nella moltiplicazione vengono in parte raccolti sulla GEM-up ed in parte si muovono verso il catodo, liberando in questo modo la zona di moltiplicazione in tempi rapidi. Le frazioni relative dipendono dal valore del campo di deriva e da quello all'interno dei buchi.

In una regione a pochi centinaia di micron sopra la GEM le linee del campo di deriva si raccordano con le linee di campo nei canali della GEM. Un elevato campo di deriva farebbe aumentare il numero di elettroni prodotti che colpiscono la superficie superiore della GEM. Questo perchè una frazione sempre più consistente delle linee di forza del campo di deriva preferisce essere raccolta sull'elettrodo superiore della GEM piuttosto che convergere nei canali, riducendo così la capacità di raccolta degli elettroni nei canali della GEM.

Per valori di E_d relativamente bassi si osserva una diminuzione del segnale indotto, ciò è causato dalla diminuzione della capacità di raccolta degli elettroni e dalla concomitanza di effetti di ricombianzione e di bassa velocità di deriva degli elettroni. Nel caso in cui si sia interessati ad avere migliori prestazioni temporali del rivelatore, la scelta del campo di deriva, oltre a massimizzare la raccolta degli elettroni nei canali, deve massimizzare anche la velocità di deriva degli elettroni.

3.2.2 Campo elettrico nei canali della GEM

Il campo elettrico (E_h) nei canali di una GEM è principalmente dovuto alla differenza di potenziale applicata tra i due estremi di rame (V_{gem}).

Le linee del campo elettrico nei canali e le linee equipotenziali sono rappresentate in figura 3.3. L'intensità del campo elettrico diminuisce man mano che ci allontaniamo dal centro del canale.

Quando un elettrone si viene a trovare in tale regione acquista una energia che gli consente di ionizzare le molecole del gas, innescando un processo a valanga. Il numero di elettroni secondari prodotti da quelli primari aumenta con l'aumentare del campo nel canale. Un elevato valore di E_h aiuta gli elettroni ad entrare nei canali della GEM, ma d'altro canto riduce l'estrazione degli elettroni secondari.

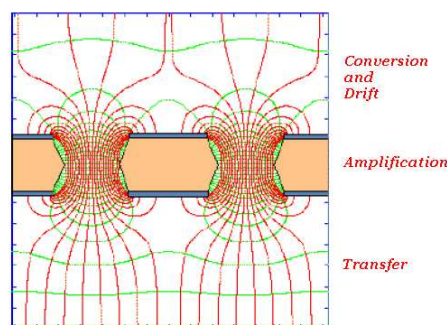


Figura 3.3: Rappresentazione delle linee del campo elettrico nei canali di una GEM, insieme alle linee equipotenziali.

3.2.3 Campo di induzione E_i

Il campo di induzione E_I ha come funzione principale quella di estrarre gli elettroni dai canali e di trasportarli verso l'anodo. Inoltre, attraverso la dipendenza della velocità di deriva (u) dal campo elettrico, E_i interviene nel definire la durata del segnale indotto.

Un basso campo di induzione non permette di raccogliere gli elettroni all'anodo, essi vengono comunque estratti, grazie al campo del canale (figura 3.3), ma vengono totalmente raccolti sull'elettrodo inferiore della GEM a causa del fatto che le linee di campo si richiudono su quest'ultimo.

All'aumentare del campo E_i cresce la frazione di elettroni raccolti all'anodo, ma non si può aumentarlo a piacere, in quanto campi troppo intensi potrebbero generare effetti di moltiplicazione con la comparsa di fenomeni indesiderati come le scariche.

3.2.4 Scelta del gas

La scelta del gas dipende dal tipo di studi che si devono fare col rivelatore. Più in generale alcune delle caratteristiche in base alle quali si sceglie un gas sono:

- l'energia di ionizzazione;
- la capacità di lavorare ad alti guadagni;
- il coefficiente di diffusione;
- la velocità di deriva (u);
- il coefficiente di cattura elettronica;
- il numero di *cluster* formati al passaggio di una particella ionizzante.

Il *cluster* è l'insieme di elettroni primari e secondari creati in un intorno di $\sim 100 \mu\text{m}$ dal punto in cui è avvenuta la ionizzazione primaria.

I gas nobili (monoatomici) sono i più usati, infatti permettono la formazione della valanga per bassi valori del campo elettrico rispetto alle molecole complesse. I gas nobili nella valanga possono eccitarsi e tornando allo stato fondamentale emettere fotoni ultravioletti (11.6 eV nel caso dell'argon) questo ha energia sufficiente per interagire per effetto fotoelettrico con gli atomi di rame che compongono gli elettrodi, generando nuove valanghe.

Ulteriori valanghe vengono innescate dalla neutralizzazione degli ioni del gas sul catodo di rame, dal quale estraggono un elettrone, con la conseguente emissione di un fotone in seguito al raggiungimento dello stato a più bassa energia; anche questo fotone può provocare nuove valanghe.

Per limitare valanghe o regimi di scariche che possono subentrare col raggiungimento di guadagni dell'ordine di 10^3 - 10^4 , vengono aggiunti al gas monoatomico dei gas poliatomici. La capacità di un gas di assorbire fotoni è tanto maggiore quanto più la molecola è complessa. Gli stati eccitati vibrazionali e rotazionali di tali molecole hanno energia tale da permettere a queste molecole di assorbire i fotoni emessi dagli atomi monoatomici. Quindi con l'utilizzo di gas poliatomici è possibile lavorare con campi elettrici più alti rispetto ad una miscela composta esclusivamente da gas monoatomici.

3.2.5 Guadagno

Una volta che gli elettroni riescono ad entrare nei canali della GEM vengono moltiplicati (figura 3.4). Il processo di moltiplicazione dipende dalla differenza di potenziale tra gli elettrodi della GEM, pertanto tale differenza di potenziale (V_{GEM}) definisce il guadagno di una GEM come:

$$G \propto e^{\alpha \cdot V_{GEM}} \quad (3.1)$$

dove α è il primo coefficiente di Townsend [24] mediato sul cammino dell'elettrone all'interno del buco e dipendente dalla miscela di gas.

Più precisamente diamo due definizioni di guadagno:

- *Guadagno intrinseco* (G_{intr}): numero medio di elettroni secondari prodotti per un elettrone primario. In genere tale guadagno è compreso tra i valori $100 \div 1000$.
- *Guadagno efficace* (G_{eff}) o più semplicemente guadagno (G): numero medio di elettroni estratti dal lato inferiore della GEM per elettrone primario. In realtà solo una parte degli elettroni secondari creati all'interno dei canali riesce a lasciare la GEM, quindi il guadagno risulta compreso tra i $10 \div 100$. Il guadagno dipende dalla tensione applicata alla GEM, a parità di campo di deriva, di induzione e con una data miscela di gas.

Possiamo quindi capire che il guadagno risulta in genere inferiore a quello intrinseco, dipendendo dalla capacità d'infiammento e di estrazione degli elettroni attraverso i canali della GEM.

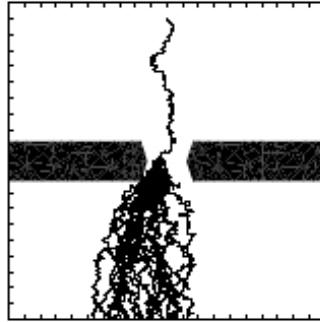


Figura 3.4: Simulazione della moltiplicazione elettronica all'interno di un canale di una GEM.

3.2.6 Efficienza di raccolta e di estrazione

Due importanti parametri di cui bisogna tener conto sono:

- *Efficienza raccolta* (ε_{racc}): rappresenta il rapporto tra il numero di elettroni raccolti nei canali ed il numero di elettroni prodotti dalla particella ionizzante nella regione di deriva.

$$\varepsilon_{racc} = \frac{\text{elettroni raccolti}}{\text{elettroni prodotti}} \quad (3.2)$$

L'efficienza di raccolta dipende dall'effetto di diffusione ed è una misura di quanto le linee del campo di deriva si raccordano con quelle del campo nel canale, non tutte entrano dentro i canali della GEM (paragrafo 3.2.1), per cui alcuni elettroni colpiscono la superficie superiore della GEM e vengono persi (figura 3.5).

- *Efficienza d'estrazione* (ε_{extr}): rappresenta il rapporto tra il numero di elettroni estratti dai canali nella parte inferiore della GEM ed il numero di elettroni prodotti nella moltiplicazione all'interno del canale:

$$\varepsilon_{extr} = \frac{\text{elettroni estratti}}{\text{elettroni prodotti}} \quad (3.3)$$

Il suo valore può dipendere dal fatto che alcuni elettroni possono essere catturati dal kapton, o dall'elettrodo inferiore della GEM per bassi valori del campo di induzione.

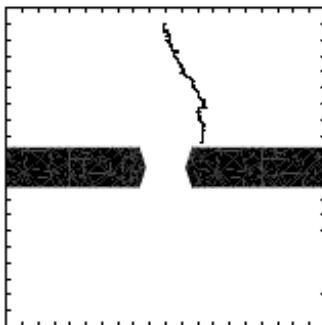


Figura 3.5: Simulazione di un elettrone che colpisce la parte superiore della GEM.

Il prodotto delle due efficienze definisce la *trasparenza elettronica* di una GEM:

$$T = \varepsilon_{coll} \cdot \varepsilon_{extr} \quad (3.4)$$

che ci permette di definire il guadagno in funzione di quello intrinseco:

$$G = G_{intr} \cdot T \quad (3.5)$$

3.3 Rivelatore a tripla-GEM

Aumentando la differenza di potenziale tra gli elettrodi di una GEM il suo guadagno aumenta, ma in concomitanza aumenta la probabilità di scarica.

Per limitare l'insorgere di questi fenomeni, a parità di guadagno si può realizzare un rivelatore a multi-GEM. Assemblando insieme più GEM introduciamo più stadi di moltiplicazione all'interno del rivelatore, ottenendo guadagni fino a $10^4 \div 10^5$, che permettono la rivelazione di particelle al minimo di ionizzazione e contemporaneamente tenere bassa la probabilità di scarica.

Un rivelatore a tripla-GEM [23] è un rivelatore a gas con appunto tre fogli di GEM posti in cascata tra il catodo e l'anodo. Una tale configurazione consente di amplificare in stadi successivi la carica prodotta dalla particella ionizzante nella regione di deriva, raggiungendo guadagni più elevati rispetto ad un rivelatore a singola GEM.

In figura 3.6 vediamo lo schema di tale rivelatore, mentre in figura 3.7 è mostrata la formazione degli elettroni, dovuti al passaggio di una particella ionizzante, la loro moltiplicazione all'interno dei canali e la loro raccolta all'anodo.

Come nel rivelatore precedente la prima e l'ultima zona sono chiamate rispettivamente regione di deriva e di induzione, mentre quelle intermedie sono identificate come regioni di trasferimento 1 e 2.

In ogni regione sono presenti i campi elettrici: E_d , E_{t1} , E_{t2} ed E_i .

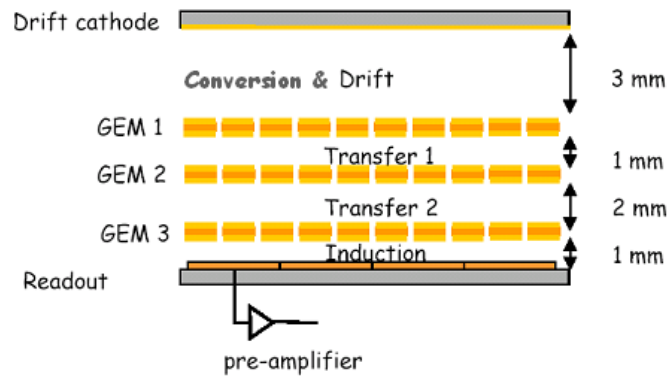


Figura 3.6: Rappresentazione schematica di un rivelatore a tripla-GEM.

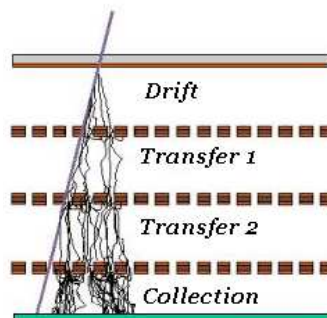


Figura 3.7: Rivelatore a tripla-GEM: formazione degli elettroni al passaggio di una particella ionizzante, loro moltiplicazione all'interno dei canali delle GEM e loro raccolta sulle *pad*.

3.3.1 Gap di deriva

La ionizzazione prodotta nella gap di deriva, quella che poi verrà amplificata dalle tre GEM (figura 3.7), rappresenta il segnale. La geometria di questa gap deve essere scelta per garantire un'elevata efficienza di rivelazione delle particelle al minimo di ionizzazione che attraversano il rivelatore.

Il numero di *cluster* prodotti dalla particella ionizzante nel gas dipende dalla natura

della particella ionizzante, dalla sua energia e dalla miscela utilizzata.

La distribuzione spaziale di questi elettroni è descritta dalla statistica di Poisson [15]:

$$P_j^n(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nx} \quad (3.6)$$

con $1 < j < n$, dove n è il numero massimo di *cluster* prodotti per lunghezza x normalizzata ($0 \leq x \leq 1$). Se si considera il primo *cluster* ($j=1$), quello formatosi vicino all'elettrodo superiore della GEM1, si ottiene:

$$P_1^n(x) = n e^{-nx} \quad (3.7)$$

la cui deviazione standard (*RMS*) è:

$$\sigma(x) = \frac{1}{n} \quad (3.8)$$

Grazie alle espressioni precedenti possiamo ottenere la distribuzione temporale del tempo di arrivo (t) di questo *cluster* sulla GEM1, supponendo nota la velocità di deriva (u) otteniamo:

$$P_1(t) = u P_1^n(x) = u n e^{-nx} \quad (3.9)$$

la cui risoluzione temporale intrinseca:

$$\sigma_1(t) = \frac{1}{n u} \quad (3.10)$$

L'eq.3.10 mostra che per ottenere elevate risoluzioni temporali si devono sfruttare miscele di gas con alte velocità di deriva (u) e con una elevata ionizzazione primaria (n).

Il campo di deriva viene scelto in modo da avere la maggiore efficienza di raccolta nel primo stadio di moltiplicazione e quindi una maggiore trasparenza elettronica del rivelatore.

La carica prodotta dalla ionizzazione primaria induce una corrente su tutti gli elettrodi, catodo, GEM e anodo. Se il numero di particelle incidenti nell'unità di tempo è R ed n_0 è il numero di ionizzazioni dovute alla particella incidente nel gas allora la corrente indotta all'anodo sarà data da:

$$i_0 = e \cdot n_0 \cdot R \cdot G \quad (3.11)$$

in cui e rappresenta la carica dell'elettrone.

3.3.2 Gap di trasferimento

In un rivelatore a tripla-GEM un ruolo importante è giocato dalle *gap* tra le GEM. In queste regioni le nuvole di elettroni vengono portate fuori da un GEM e trasportate verso quella successiva.

Per questo motivo il campo elettrico nelle gap di trasferimento (E_{t1} , E_{t2}) è un parametro importante per avere il massimo trasferimento di carica attraverso le GEM:

- Un elevato E_t è necessario per garantire una buona capacità di estrazione degli elettroni secondari dalla GEM superiore nella gap di trasferimento.
- D'altro canto non si possono raggiungere valori di tale campo troppo elevati altrimenti si rischierebbe di aumentare la perdita di elettroni sulla superficie superiore della GEM. Infatti su tale superficie le linee del campo tenderebbero ad intensificarsi, provocando la perdita di elettroni che quindi non verranno moltiplicati.

In definitiva il valore di tali campi deve essere tale da permettere una buona efficienza di estrazione degli elettroni dall'elettrodo inferiore della GEM e contemporaneamente avere una buona efficienza di raccolta degli elettroni nell'elettrodo superiore della GEM successiva.

3.3.3 Gap di induzione

Per questa gap valgono tutte le considerazioni fatte per il rivelatore a singola-GEM. Il suo valore viene scelto in modo da massimizzare la quantità di carica raccolta all'anodo (figura 3.7); maggiore è il suo valore e maggiore è ovviamente la capacità di estrazione di elettroni dalla terza GEM.

Per evitare l'insorgere di scariche in questa gap fissiamo un valore che ci permetta di restare lontani dalla soglia di moltiplicazione (~ 10 kV/cm). Tale valore viene solitamente fissato a 5kV/cm.

3.3.4 Formazione del segnale

La forma del segnale indotto sulle *pad*, in cui è segmentato l'anodo, in un rivelatore a GEM dipende dal moto degli elettroni nella regione di induzione. Possiamo considerare che il segnale inizi a formarsi non appena gli elettroni lasciano l'elettrodo inferiore dell'ultima GEM.

La corrente I_k che viene indotta sull'elettrodo *k-esimo*, dovuta al moto di una carica q , di velocità v , è data dal teorema di RAMO [14]:

$$I_k = - \frac{q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_k(x)}{V_k} \quad (3.12)$$

dove $\vec{E}_k(x)$ è il campo elettrico dovuto all'elettrodo k -esimo posto a potenziale V_k . In particolare per una pad_k si ha:

$$I_k = -q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_w^k(x) \quad (3.13)$$

dove $\vec{E}_w^k(x)$ è il *weighting field*. Attraverso simulazione [25] si è studiato l'andamento di $\vec{E}_w^k(x)$ per pad 1×1 cm² con una regione di induzione di 1 mm, il risultato è che tale campo sopra le pad è praticamente costante, così come il campo di induzione reale E_i e la velocità di deriva u .

Ci si aspetta quindi che ogni elettrone che emerge dall'ultima GEM, induca sulla pad più vicina un impulso di corrente rettangolare, la cui larghezza dipende dal tempo impiegato dagli elettroni per attraversare la regione di induzione:

$$i = -\frac{q}{t} = -\frac{qu}{x} \quad (3.14)$$

in cui x rappresenta la dimensione della regione di deriva a u la velocità di deriva dell'elettrone.

3.3.5 Guadagno

Il guadagno efficace di un rivelatore a tripla-GEM è dato dal rapporto tra gli elettroni raccolti sulle pad ed il numero di elettroni primari formati nella gap di deriva:

$$G = \frac{\text{elettroni sulle } pad}{\text{elettroni primari}} \quad (3.15)$$

Considerando che abbiamo ben tre fogli di GEM il guadagno efficace sarà dato da:

$$G = G_1 \cdot G_2 \cdot G_3 \quad (3.16)$$

dove G_i ($i=1,2,3$) è il guadagno della GEM i -esima.

3.3.6 Requisiti dei rivelatori a tripla-GEM

Attraverso lo studio delle proprietà caratteristiche dei rivelatori a tripla-GEM è stato possibile dimostrare che questo tipo di rivelatore soddisfa ampiamente quelle che sono le richieste fondamentali dell'esperimento LHCb [6].

Nei rivelatori a tripla-GEM è fondamentale anche la comprensione del fenomeno delle scariche e dei suoi effetti sul suo funzionamento. Studi effettuati al Paul Sherrer Institute [28] hanno permesso di misurare la probabilità di scarica in funzione dei guadagni dei rivelatori in condizioni simili a quelle che si avranno ad LHCb.

Nei capitoli successivi verrà studiato il guadagno efficace di un rivelatore a tripla-GEM in funzione della tensione totale applicata per differenti miscele di gas. Verrà

inoltre studiato il fenomeno delle scariche utilizzando particelle altamente ionizzanti; in particolare studieremo quanto i rivelatori a tripla-GEM sono in grado di sopportare le scariche senza danneggiamenti, e cercheremo inoltre di capire in che modo convenga distribuire il guadagno nei tre stadi di amplificazione per diminuire la probabilità di scarica a parità di guadagno totale.

Capitolo 4

Studio del guadagno efficace

Come già detto nell'introduzione, obiettivo di questo lavoro di tesi è l'ottimizzazione del funzionamento dei rivelatori a tripla-GEM per l'esperimento LHCb. In particolare il lavoro di questa tesi si è focalizzato sullo studio del guadagno del rivelatore e dei fenomeni di scarica. In particolare si vuole dare una risposta ai seguenti punti:

- In che modo il guadagno efficace del rivelatore è influenzato dalla miscela di gas utilizzata.
- Se la miscela scelta è idonea per la rivelazione efficiente di particelle al minimo.
- Quanto può resistere il rivelatore se sottoposto ad un considerevole numero di scariche.
- In che modo possono essere ridotti, a parità di guadagno, i fenomeni di scariche.

In questo capitolo studieremo il guadagno efficace.

4.1 Misure di guadagno

Abbiamo visto che il guadagno efficace di un rivelatore a singola GEM dipende dalla tensione ad essa applicata:

$$G = A e^{\alpha \cdot V_{GEM}} \quad (4.1)$$

in cui A e α dipendono dalla miscela di gas usata. In un rivelatore a tripla-GEM il guadagno efficace è dato da:

$$G = G_1 \cdot G_2 \cdot G_3 = A e^{\alpha \cdot (V_{GEM1} + V_{GEM2} + V_{GEM3})} \quad (4.2)$$

in cui G_i ($i=1,2,3$) è il guadagno efficace di ciascuna GEM. Il guadagno efficace è quindi una funzione della somma delle tensioni applicate alle tre GEM (V_{TOT}) ed

esistono differenti modi in cui può essere misurato.

Sottoponendo un rivelatore a tripla-GEM ad un flusso di fotoni monocromatici con una sorgente di ^{55}Fe esistono tre metodi per calcolare il guadagno. Il primo consiste nel misurare:

- la corrente (I) indotta sull'anodo con un opportuno amperometro;
- la rate (R), contando i segnali indotti sull'anodo, discriminati con una soglia in tensione, in un certo intervallo di tempo;
- n_0 , che rappresenta il numero di ionizzazioni primarie prodotte nella gap di deriva del rivelatore al passaggio della particella ionizzante nel gas. Questo numero sarà stimato in base alla sorgente e alla miscela di gas utilizzata.

In questo caso il guadagno del rivelatore sarà dato dalla seguente relazione:

$$G = \frac{I}{n_0 e R} \quad (4.3)$$

in cui e è la carica elettronica.

Il secondo metodo consiste nel misurare:

- la corrente all'anodo (I_a) con tutte le GEM accese;
- la corrente all'anodo (I_k) con tutte le GEM spente. In questo caso il rivelatore funziona come una semplice camera a ionizzazione.

In questo caso abbiamo:

$$G = \frac{I_a}{I_k} \quad (4.4)$$

L'ultimo metodo consiste nel:

- acquisire la carica totale (Q_{out}) di ogni conversione avvenuta nel rivelatore. Mediante una opportuna catena di rivelazione ed un ADC.
- calcolare la carica primaria (Q_{n_0}) generata nella gap di deriva al passaggio della particella ionizzante. Per tale misura dobbiamo conoscere il deposito di energia legato alla sorgente utilizzata (ΔE) e l'energia di ionizzazione (w) della miscela di gas ($Q_{n_0} = \Delta E / w$).

In questo ultimo caso il guadagno efficace sarà:

$$G = \frac{Q_{out}}{Q_{n_0}} \quad (4.5)$$

Le misure di guadagno efficace sono state fatte per differenti miscele di gas (Ar/CO₂ e Ar/CO₂/CF₄) con una sorgente di ⁵⁵Fe.

Per il nostro studio abbiamo scelto di utilizzare l'ultimo metodo (equazione (4.5)). Dal rivelatore, attraverso la catena di rivelazione, acquisiamo su un computer un istogramma che rappresenta la spettro della carica (figura 4.1) in uscita dal rivelatore. La posizione del picco più alto rappresenta la nostra Q_{out} . La posizione esatta del picco verrà stabilita attraverso un fit, e dalla calibrazione della catena di rivelazione calcoleremo il valore esatto della carica. Il valore della Q_{n0} sarà valutata successivamente per ciascuna miscela di gas.

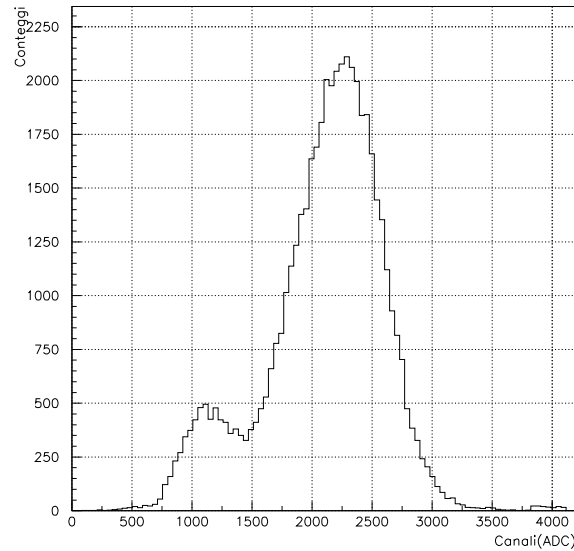


Figura 4.1: Spettro della carica.

Dalla figura 4.1 si vedono chiaramente due picchi che sono caratteristici dell'interazione per effetto fotoelettrico dei fotoni da 5.9 keV in argon (paragrafo 4.1.1). Con il primo metodo, facendo misure di corrente, perderemmo questa informazione e quindi la precisione nelle stime del guadagno.

Anche il secondo metodo non è conveniente in quanto non riusciamo a misurare la I_k con precisione. La corrente dovuta alla ionizzazione primaria è troppo piccola, dell'ordine dei pA, e viene nascosta dalle correnti di fuga, dello stesso ordine di grandezza, che sono sempre presenti all'interno del rivelatore per il non perfetto isolamento delle sue parti costituenti.

4.1.1 Sorgente utilizzata

Come detto precedentemente la sorgente utilizzata è quella di ^{55}Fe , che costituisce una sorgente di raggi X.

Il vantaggio di utilizzare questo tipo di sorgente (^{55}Fe) è che l'effetto fotoelettrico è il processo predominante nell'interazione di raggi X di bassa energia con la materia. Il fotone viene completamente assorbito con la conseguente emissione di un fotoelettrone dagli stati legati dell'atomo. L'interazione avviene tra il fotone e la totalità dell'atomo. Abbiamo quindi un deposito di energia senza fluttuazioni.

Al contrario con sorgenti come il ^{60}Co i fotoni emessi interagiscono anche per effetto Compton, producendo nell'interazione un elettrone ma anche un fotone secondario. L'energia trasferita all'elettrone può variare e il fotone secondario può non essere visto.

La sorgente di ^{55}Fe viene inserita all'interno del rivelatore in modo tale che illumini il più possibile la gap di deriva.

Il ^{55}Fe è una sorgente di raggi X che in seguito a cattura elettronica decade in ^{55}Mn emettendo fotoni di energia pari a 5.9 keV.

L'assorbimento fotoelettrico di questi raggi X in argon produce [27]:

- 80% assorbimento-k:

$$\gamma(5.9 \text{ keV}) \longrightarrow e^-(2.7 \text{ keV}) + e^-_{Auger}(3.2 \text{ keV}) \quad (4.6)$$

Sia il fotoelettrone che l'elettrone Auger vengono rivelati dal rivelatore, lasciando un deposito di energia pari a $\Delta = 5.9 \text{ keV}$.

- 16% assorbimento-k:

$$\gamma(5.9 \text{ keV}) \longrightarrow e^-(2.7 \text{ keV}) + \gamma_{LM}(0.3 \text{ keV}) + \gamma_{KL}^{escape}(2.9 \text{ keV}) \quad (4.7)$$

Sia il fotoelettrone e^- che il fotone di fluorescenza γ_{LM} sono rivelati, mentre il fotone di fluorescenza γ_{KL}^{escape} in argon ha un range di percorrenza dell'ordine di decine di cm e per questo nella gap di deriva non viene sempre rivelato. In questi casi il deposito di energia è pari a $\Delta = 3.0 \text{ keV}$.

- <4% assorbimento-L:

$$\gamma(5.9 \text{ keV}) \longrightarrow e^-(5.6 \text{ keV}) + \gamma_{LM}(0.3 \text{ keV}) \quad (4.8)$$

Sia il fotoelettrone e^- che il fotone di fluorescenza γ_{LM} sono rivelati, il deposito di energia è $\Delta = 5.9 \text{ keV}$.

Lo spettro di energia mostra quindi un doppio picco, uno a 5.9 keV ed uno più piccolo a $\sim 3.0 \text{ keV}$, chiamato *argon escape peak*.

In figura 4.2 possiamo osservare due spettri del ^{55}Fe acquisiti con la miscela di gas $\text{Ar}/\text{CO}_2 \rightarrow 70/30$, in cui si vede chiaramente il doppio picco. In entrambi gli spettri agli estremi sono presenti altri due picchi, il primo a sinistra rappresenta il rumore mentre quello a destra la saturazione dell'ADC.

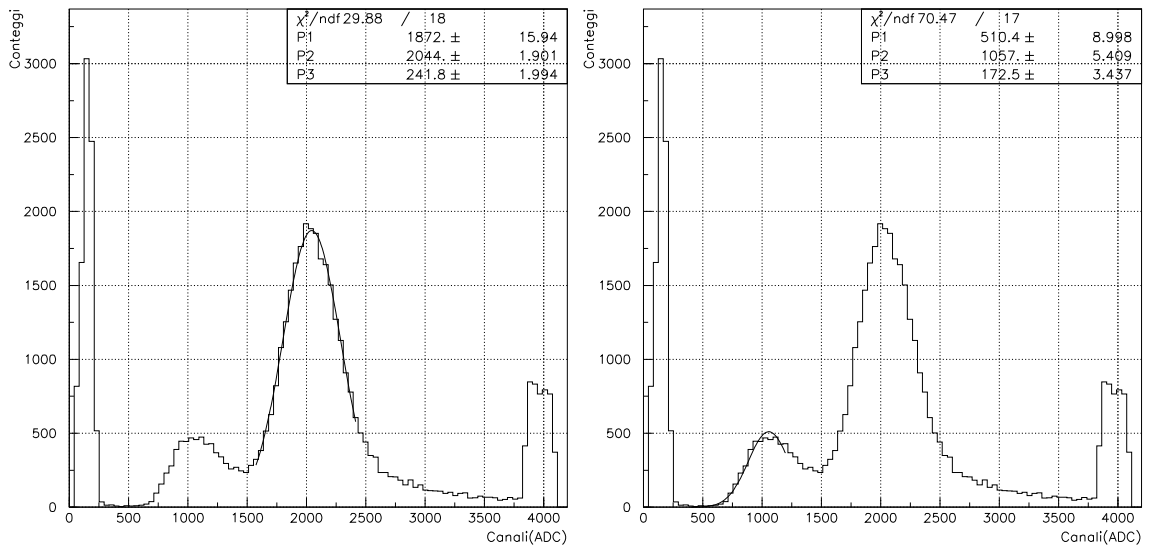


Figura 4.2: Spettro del ^{55}Fe in un rivelatore a tripla-GEM con la miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2 \rightarrow 70/30$. Nelle due figure sono riportati i risultati del fit gaussiano dei 2 picchi.

Per il fit utilizzato per stimare la posizione del picco più alto si utilizza la Gaussiana [9]:

$$f(x) = p_1 \cdot \exp\left\{-\frac{(x - p_2)^2}{2p_3^2}\right\} \quad (4.9)$$

dove p_1 , p_2 e p_3 sono:

- p_1 : altezza della Gaussiana.
- p_2 : posizione del picco.
- p_3 : semi larghezza a mezza altezza.

Dalla figura 4.2 si può notare che la posizione del primo picco è circa la metà del secondo.

4.1.2 Apparato sperimentale

La strumentazione utilizzata per effettuare le misure di guadagno è schematizzata in figura 4.3, in cui possiamo individuare le parti fondamentali:

- Rivelatore a tripla-GEM.
- Preamplificatore, ORTEC MODEL 142AH.
- Amplificatore, ORTEC MODEL 579.
- Discriminatore.
- Pulsatore.
- ADC (Analogic to Digital Converter), CAEN Mod.V792N.

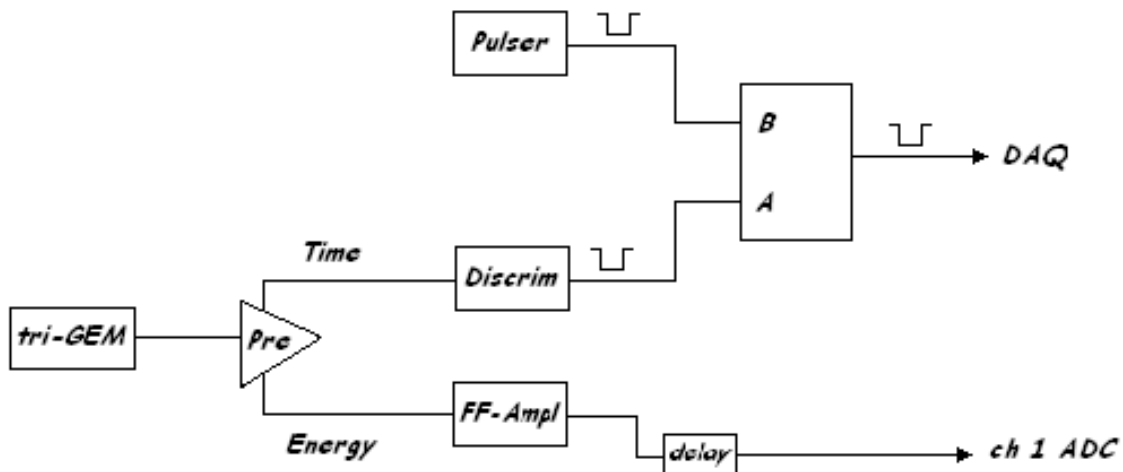


Figura 4.3: Schema a blocchi della strumentazione utilizzata per fare le misure di guadagno.

Il rivelatore a tripla-GEM è costituito da fogli di GEM da $10 \times 10 \text{ cm}^2$, con la seguente geometria:

- Gap di deriva: 4.7 mm.
- Prima gap di trasferimento: 1 mm.
- Seconda gap di trasferimento: 2 mm.

- Gap di induzione: 1 mm.

L'anodo del rivelatore è direttamente collegato con il preamplificatore, che ha due uscite distinte (figura 4.3):

- *Energy* (E): serve per eseguire misure in energia, in uscita fornisce segnali attraverso una resistenza $R_0 = 93 \Omega$.
- *Timing* (T): serve per applicazioni di timing, con rapidi segnali d'uscita con una resistenza di 50Ω .

Nella nostra configurazione usiamo l'uscita *Timing* come trigger della catena di acquisizione. Per le nostre misure usiamo anche l'uscita E in quanto offre un più elevato rapporto segnale-rumore. Il segnale per il trigger (uscita *Timing*) viene inviato ad un discriminatore, che seleziona i segnali secondo una soglia da noi scelta.

L'uscita *Energy* del preamplificatore viene invece inviata all'amplificatore che è dotato di un guadagno variabile selezionabile grazie a due manopole: la *coarse gain* (G_C), con la quale possiamo selezionare ben 6 posizioni (X15, X25, X50, X125, X250, X500) e la *fine gain* (G_F) variabile da 0.3 a 1.0.

L'uscita dell'amplificatore viene infine inviata al canale 1 dell'ADC, dove il segnale in arrivo viene integrato in una finestra temporale (*gate*), scelta in modo tale che vi sia contenuto interamente. Nel nostro esperimento il *gate* ha un'ampiezza di 200 ns. L'ADC utilizzato ha una sensibilità di 100 fC/count.

Nella strumentazione abbiamo la possibilità di selezionare un *pulsatore* che genera impulsi casuali nel tempo, consentendoci di misurare lo zero (*pedistallo*) dell'ADC. Ciò che noi visualizziamo di volta in volta sarà lo spettro della carica misurata (figura 4.1).

4.1.3 Soglia di lavoro

Una condizione preliminare, per eseguire le nostre misure di guadagno efficace, è stata la determinazione della soglia in tensione per i segnali che acquisiamo con la catena di rivelazione. Nello schema di fig 4.3 abbiamo infatti un discriminatore che ci permette di stabilire tale soglia.

Nella figura 4.4 riportiamo un grafico della *rate* in funzione della soglia (mV), misurata al minimo del guadagno del rivelatore. Possiamo osservare chiaramente una regione in cui la *rate* si può considerare pressochè costante (*plateau*), cioè una regione in cui anche per piccole variazioni della soglia non si hanno brusche variazioni della *rate*. La soglia viene fissata per tutte le misure che eseguiamo a 14 mV.

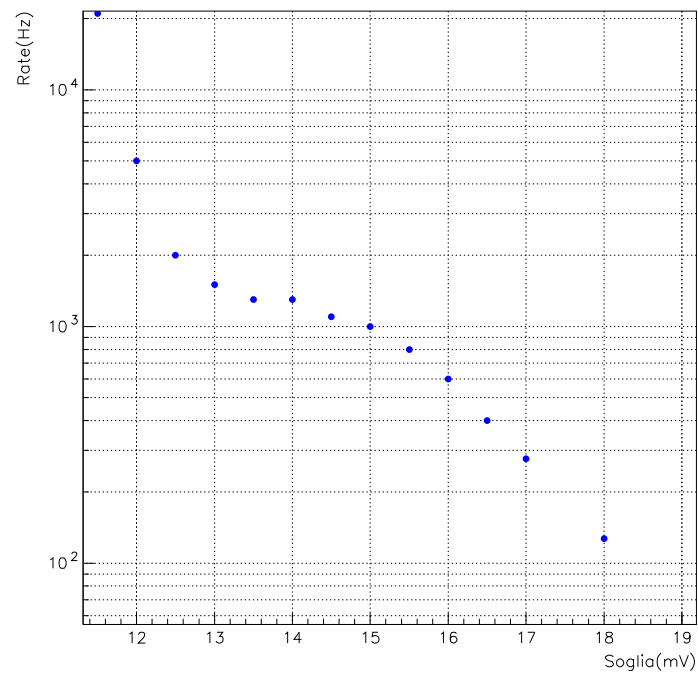


Figura 4.4: Grafico della *rate* (Hz) in funzione della soglia (mV) al discriminatore.

4.1.4 Calibrazione della catena di rivelazione

Prima di iniziare le misure di guadagno efficace è necessario osservare che di volta in volta potremmo lavorare con *coarse gain* (G_C) differenti dell'amplificatore e che quindi la nostra catena di rivelazione potrebbe essere modificata a seconda della miscela e del voltaggio applicato al rivelatore.

Da qui si capisce l'esigenza di eseguire una calibrazione della nostra catena di rivelazione, che ci permetta di risalire alla carica in uscita (Q_{out}) dal rivelatore attraverso la stima della posizione del picco, negli istogrammi che acquisiamo di volta in volta per le varie misure.

Per poter effettuare la calibrazione utilizzo (figura 4.3) un generatore d'onde arbitrario (*AWG*), la cui forma dei segnali è confrontabile con quella dei segnali che provengono dal nostro rivelatore. Il generatore di funzioni è collegato in uscita ad un iniettore di carica con capacità $C_{in} = 20.6$ pF; lo schema è mostrato a sinistra della figura 4.5.

L'ampiezza dei segnali può essere selezionata manualmente sull'*AWG* ed osservandone l'ampiezza picco-picco all'oscilloscopio (V_{osc}) possiamo calcolare la carica (Q_{in}) che ogni volta decidiamo di iniettare nel preamplificatore:

$$Q_{in} = C_{in}V_{osc} \quad (4.10)$$

Nel grafico a destra della figura 4.5 mostriamo un esempio dello spettro di una carica iniettata acquisito con la catena di rivelazione. Possiamo osservare che $\delta Q/Q = 1^0/00$.

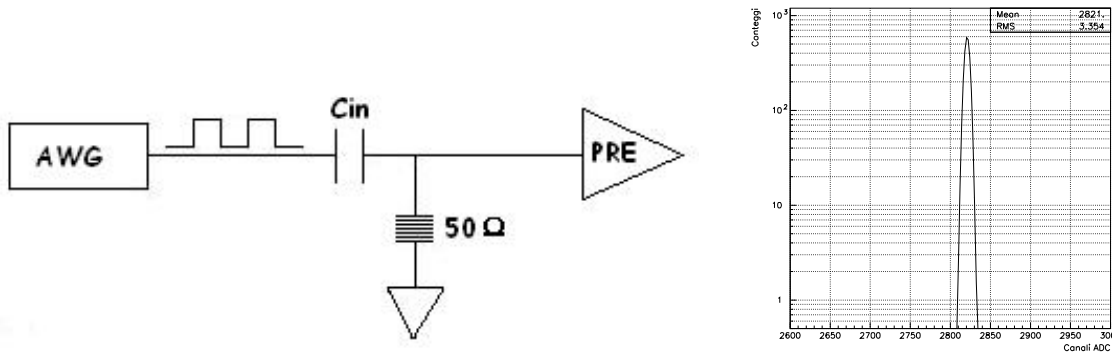


Figura 4.5: A sinistra: schema dell'iniettore di carica; a destra: esempio della carica iniettata al preamplificatore con l'iniettore di carica.

La prima calibrazione (figura 4.6) è stata eseguita con $G_C=15$ e $G_F=0.3$, nell'amplificatore. Nel primo grafico in alto a sinistra della figura 4.6 riportiamo i picchi dell'ADC (Peak) in funzione della carica che abbiamo di volta in volta iniettato (Q_{in}). Man mano che aumentiamo la carica iniettata osserviamo un andamento di tipo lineare. Raggiunto un certo valore della Q_{in} la curva comincia a perdere in linearità, questo significa che stiamo superando il range di amplificazione del preamplificatore che oltre un certo valore della Q_{in} comincia a saturare. Il fit dei punti sperimentali è stato fatto con la retta:

$$Peak = a Q_{in} + b \quad (4.11)$$

fin dove è stato possibile considerare l'andamento lineare. Dalla figura 4.6, in alto a sinistra, si osserva che la saturazione del preamplificatore inizia oltre i 10000 fC.

In alto a destra di figura 4.6 riportiamo un grafico che mostra, sempre in funzione della carica iniettata, quanto ci discostiamo dal fit precedente. Osserviamo che la distanza dei punti sperimentali dal fit è minima fino ai 10000 fC, dopo cominciamo a discostarci in modo evidente.

In basso a sinistra e a destra della figura 4.6 riportiamo l'errore relativo percentuale (E_{rel}) sulla carica iniettata rispettivamente in funzione della carica iniettata, a sinistra, e in funzione del picco dell'ADC, a destra. Possiamo osservare che l'errore relativo percentuale è dell'1 % entro un range di 1000÷12000 fC per la carica iniettata, e di 200÷3000 conteggi ADC.

La seconda calibrazione (figura 4.7) è stata eseguita con $G_C=15$ e $G_F=1.0$. In queste condizioni nel grafico principale del fit osserviamo un andamento perfettamente lineare con un errore relativo (E_{rel}) dell' 1 % nel range di 250÷4500 fC.

Tutti i risultati dei fit (a , b), gli errori relativi (E_{rel}) ed i rispettivi range in termini di picco e di carica per tutte le calibrazioni eseguite con i vari G_C , G_F vengono riassunti in tabella 4.1.

G_C	G_F	a	b	E_{rel}	Range(ADC)	Range(fC)
15	0.3	0.3	60.89	±1%	200÷3000	1000÷12000
15	1.0	0.9	59.49	±1%	250÷4000	250÷4500
25	1.0	1.5	55.76	±1%	1000÷3580	500÷2250
50	1.0	2.9	61.84	±2%	250÷3600	100÷1200
125	1.0	7.4	54.60	±1%	500÷3500	50÷500
250	1.0	17.1	54.95	±1%	1000÷3500	50÷250
500	1.0	33.7	62.33	±2%	600÷3500	20÷100

Tabella 4.1: Tabella dei parametri ricavati dalle calibrazioni della catena di rivelazione.

In figura 4.7, 4.8, 4.9, 4.10, 4.11, 4.12 riportiamo i grafici equivalenti per tutte le altre

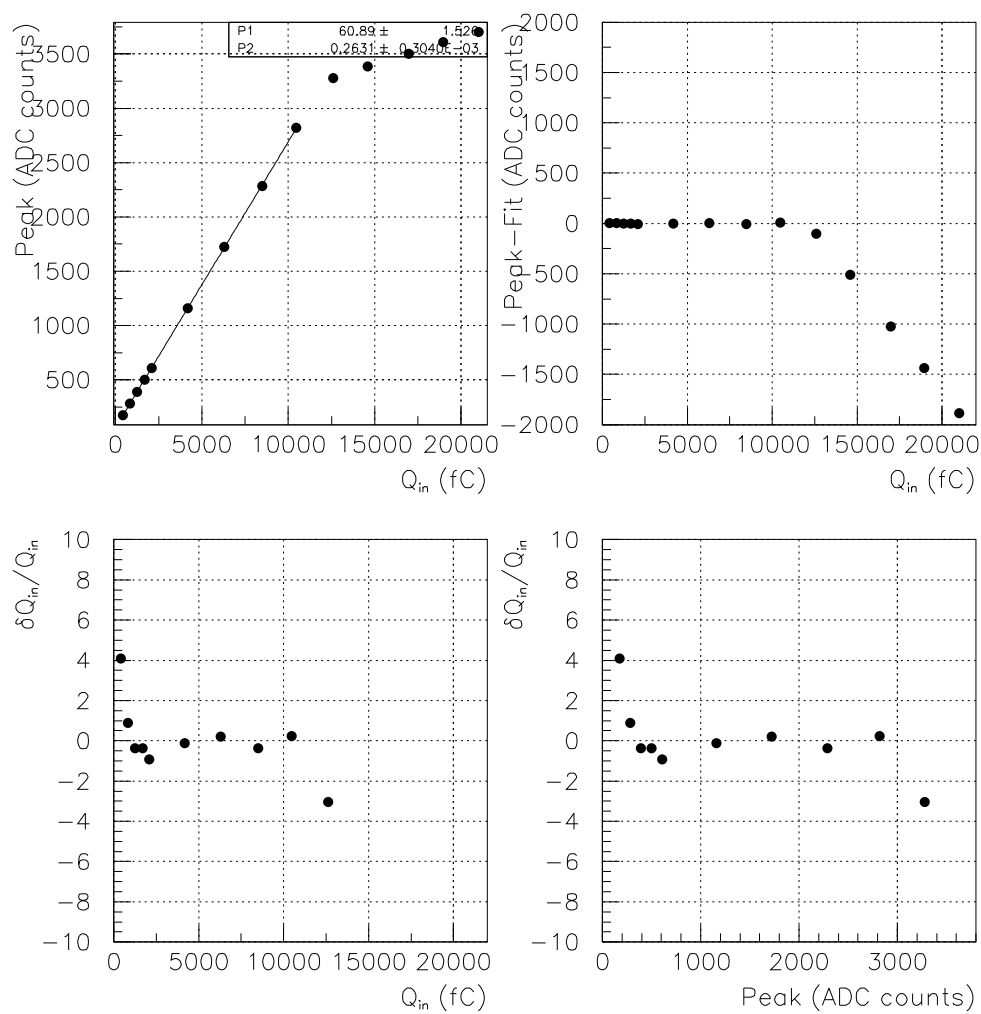


Figura 4.6: Calibrazione eseguita con $G_C=15$, $G_F=0.3$.

calibrazioni.

Siamo ora in grado di valutare la carica Q_{in} per qualunque posizione del picco, scegliendo a e b in modo opportuno a seconda delle condizioni di G_C e G_F , dell'amplificatore, con cui decidiamo di lavorare. Sfruttando le rette di calibrazione troviamo:

$$Q_{in} = \frac{(Peak - b)}{a} \quad (4.12)$$

Questa è la formula che ci consentirà di valutare la carica in uscita dal rivelatore (Q_{out}) nell'equazione (4.5), per valutare il guadagno con le varie miscele.

L'errore relativo (E_{rel}) riportato nei grafici delle calibrazioni è stato calcolato nel seguente modo:

$$E_{rel} = \frac{\delta Q_{in}}{Q_{in}} \quad (4.13)$$

dove la $\delta Q_{in} = Q_{in} - Q_{fit}$. L'errore relativo mi fornisce una stima della qualità della misura. Errori relativi dell'1 o 2 % sono caratteristici di misure piuttosto accurate. Nelle calibrazioni che abbiamo eseguito cerchiamo di individuare, dai diversi grafici, i range di carica e di picco (ADC) che ci consentano di avere il più basso valore per l'errore relativo E_{rel} ; i valori sono riportati in tabella 4.1.

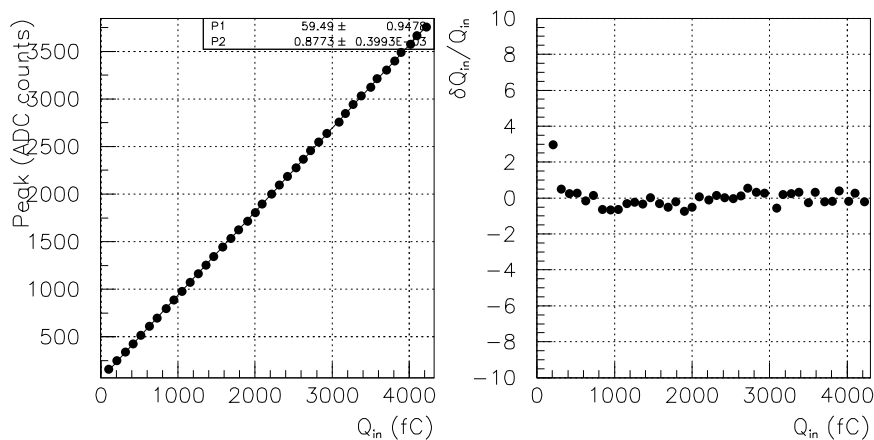


Figura 4.7: Calibrazione eseguita con $G_C=15$, $G_F=1$.

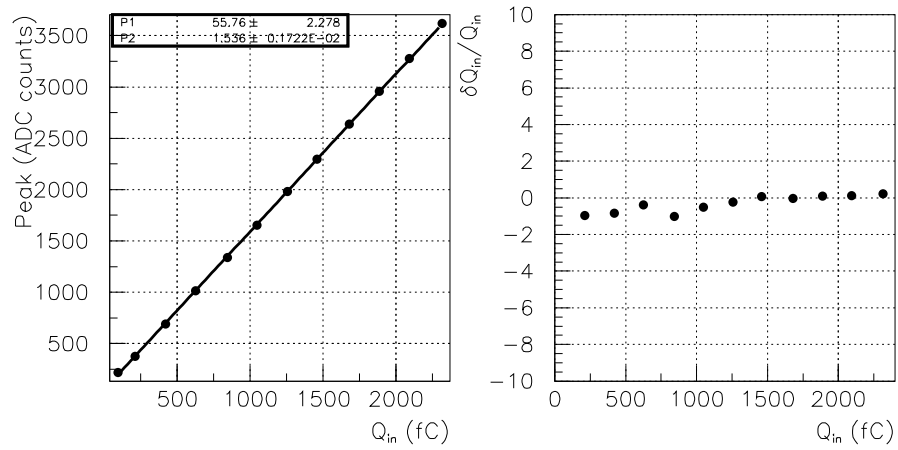


Figura 4.8: Calibrazione eseguita con $G_C=25$, $G_F=1$.

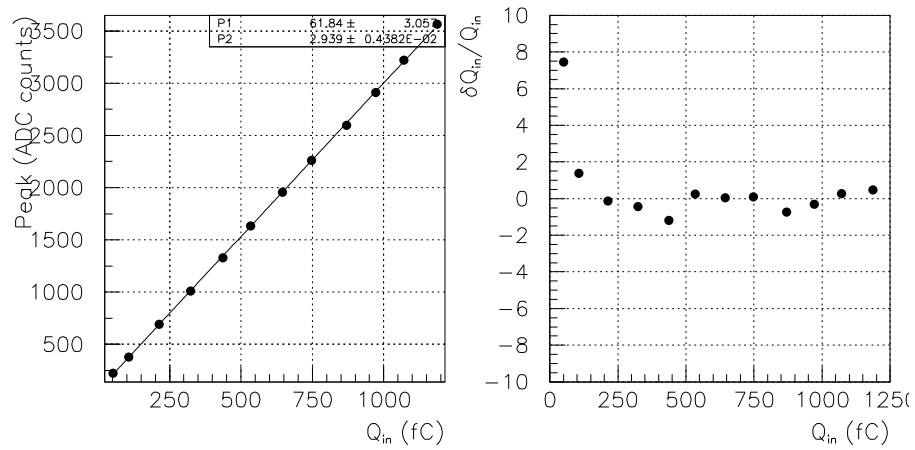


Figura 4.9: Calibrazione eseguita con $G_C=50$, $G_F=1$.

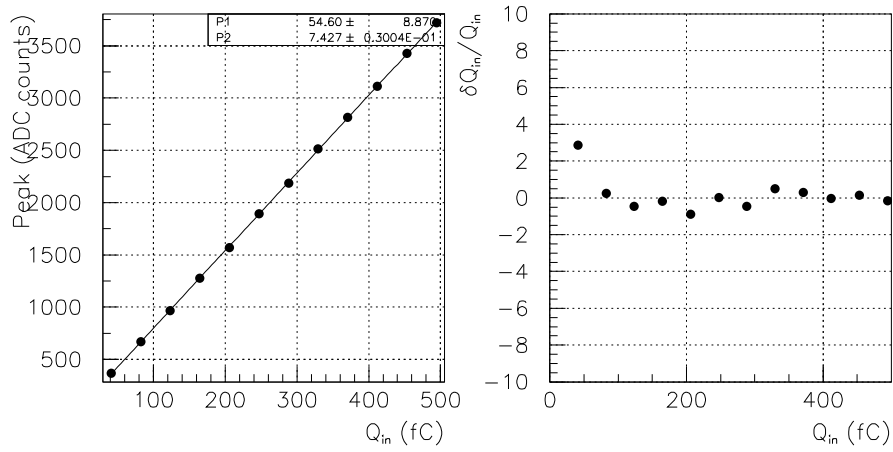


Figura 4.10: Calibrazione eseguita con $G_C=125$, $G_F=1$.

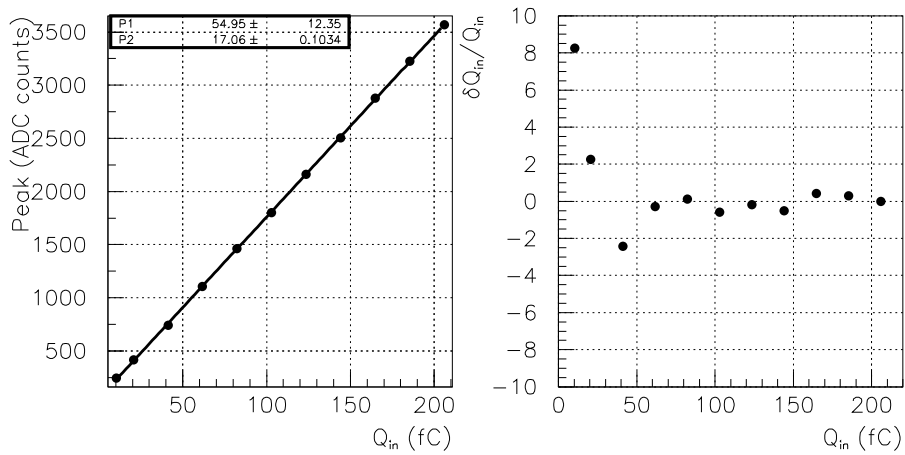


Figura 4.11: Calibrazione eseguita con $G_C=250$, $G_F=1$.

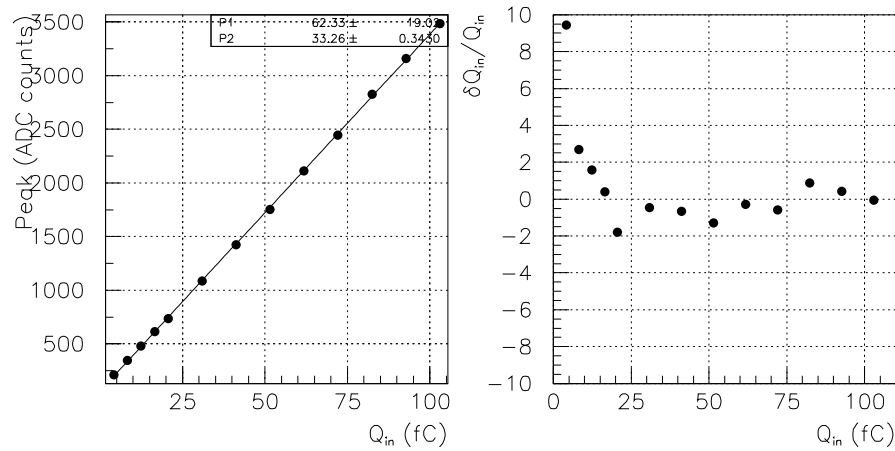


Figura 4.12: Calibrazione eseguita con $G_C=500$, $G_F=1$.

Grazie alla calibrazione della catena di rivelazione, possiamo risalire al valore della carica in uscita dal rivelatore entro un errore compreso tra l'1 ÷ 2% (tabella 4.1) nei range di carica stimati dai precedenti grafici. Sono state studiate tutte le possibili configurazioni di G_C e di G_F dell'amplificatore con cui ci troveremo a lavorare negli studi di guadagno efficace. Dai fit dei grafici otteniamo i parametri a e b (tabella 4.1) che con l'equazione 4.12 ci daranno la carica in uscita dal rivelatore Q_{out} .

4.1.5 Guadagno del rivelatore

Terminata la calibrazione della catena di rivelazione, iniziamo le misure di guadagno efficace con diverse miscele di gas di diverse concentrazioni. In particolare sono state usate:

- Ar/CO₂ → 70/30
- Ar/CO₂ → 50/50
- Ar/CO₂ → 30/70
- Ar/CO₂/CF₄ → 60/20/20
- Ar/CO₂/CF₄ → 45/15/40
- CF₄ puro

Per calcolare il guadagno efficace, con le varie miscele utilizziamo l'equazione (4.5):

$$G = \frac{Q_{out}}{Q_{n_0}} \quad (4.14)$$

dove la Q_{out} è calcolata grazie alle precedenti calibrazioni con la:

$$Q_{out} = \frac{(Peak - b)}{a} \quad (4.15)$$

in cui a e b sono scelti in base alla tabella 4.1.

La Q_{n_0} rappresenta la carica di ionizzazione primaria creata nella gap di deriva al passaggio della particella ionizzante. Questa quantità sarà diversa per le varie miscele e concentrazioni utilizzate:

$$Q_{n_0} = \frac{5.9 \text{ keV}}{w} \quad (4.16)$$

dove 5.9 keV è il deposito di energia della sorgente di ^{55}Fe nella gap di deriva mentre w (eV) è l'energia media per la produzione di una coppia elettrone-ione della particolare miscela usata.

Miscela	w (eV)	Q_{n_0} (e)
Ar/CO ₂ → 70/30	28.1	211
Ar/CO ₂ → 50/50	29.5	200
Ar/CO ₂ → 30/70	30.9	191
Ar/CO ₂ /CF ₄ → 60/20/20	33	179
Ar/CO ₂ /CF ₄ → 45/15/40	38.25	154
CF ₄ puro	54	109

Tabella 4.2: Tabella in cui sono riportate per le diverse miscele l'energia media (w) per la produzione di una coppia ed il numero di elettroni primari creati nella gap di deriva.

In tabella 4.2 riportiamo i valori di w e di Q_{n_0} ottenuti per le varie miscele (con carica dell'elettrone $e=1.6 \cdot 10^{-4}\text{fC}$).

Per ogni miscela si è variata la tensione totale (V_{TOT}) applicate alle GEM, acquisendo per ogni V_{TOT} un spettro della carica di 20000 eventi.

Da ciascun spettro stimiamo di volta in volta la posizione del picco con il fit dato dalla Gaussiana dell'equazione (4.9). In definitiva l'equazione (4.14) per calcolare il guadagno efficace può essere così scritta:

$$G = \frac{(Peak - b)}{a \frac{5.9 \text{ keV}}{w}} \quad (4.17)$$

In figura 4.13 riportiamo come esempio due spettri della carica, acquisiti con la catena di rivelazione precedentemente calibrata. A sinistra riportiamo lo spettro riferito alla miscela di Ar/CO₂/CF₄ (60/20/20) con una tensione totale applicata alle GEM (V_{TOT}) di 1200V, a destra abbiamo lo spettro riferito alla miscela di CF₄ puro con una V_{TOT} di 1640V.

Osserviamo chiaramente che nello spettro del CF₄ puro non è presente il secondo picco più piccolo a sinistra, che invece troviamo nello spettro con la miscela 60/20/20, in cui abbiamo un'elevata percentuale di argon. Questo picco è presente anche in tutti gli altri spettri presi con le altre miscele che contengono argon in diversa percentuale. Il motivo di questi due picchi è stato discusso nel paragrafo 4.1.1, in cui è stato spiegato l'assorbimento fotoelettrico dei raggi X emessi dalla sorgente di ⁵⁵Fe in argon.

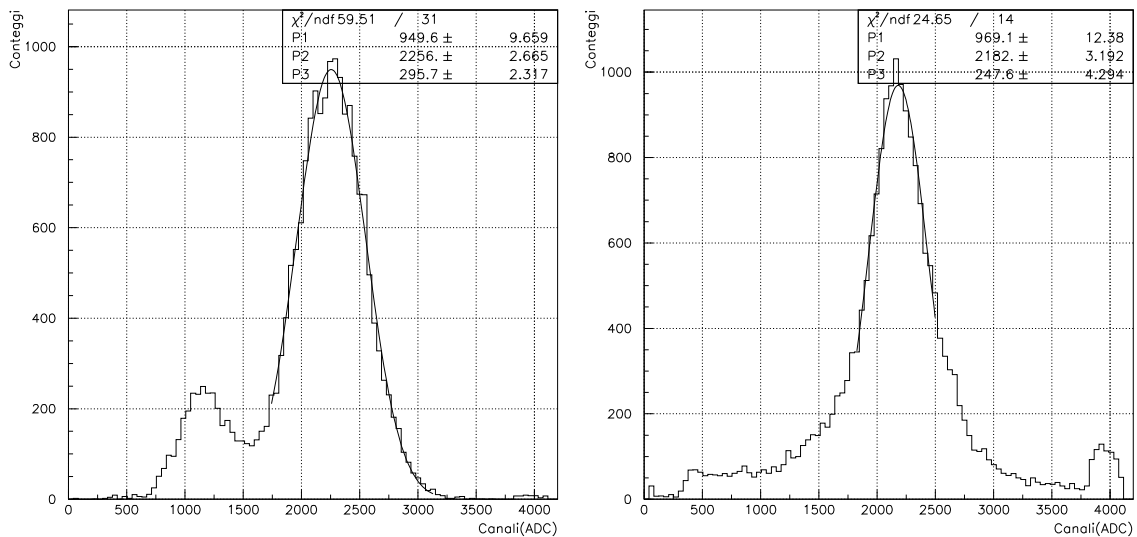


Figura 4.13: A sinistra: Spettro della carica riferito alla miscela 60/20/20 a 1200 V, con sorgente ⁵⁵Fe. A destra: Spettro della carica riferito alla miscela CF₄ a 1640 V, con sorgente ⁵⁵Fe.

Una volta nota la posizione del picco con l'equazione (4.17) troviamo il valore del guadagno efficace.

In figura 4.14 riportiamo l'andamento del guadagno efficace (G) per ogni miscela in funzione della tensione totale applicata alle GEM (V_{TOT}).

Per ogni miscela abbiamo cercato di eseguire tutte le misure in tempi molto brevi, tali da poterci considerare in condizioni di pressione e temperatura praticamente costanti. Come errore sulla misura di guadagno è stato preso l'errore relativo (E_{rel}) stimato nella calibrazione per il rispettivo *coarse gain* (G_C) e *fine gain* (G_F) a cui abbiamo acquisito i dati, che mostriamo in tabella 4.1.

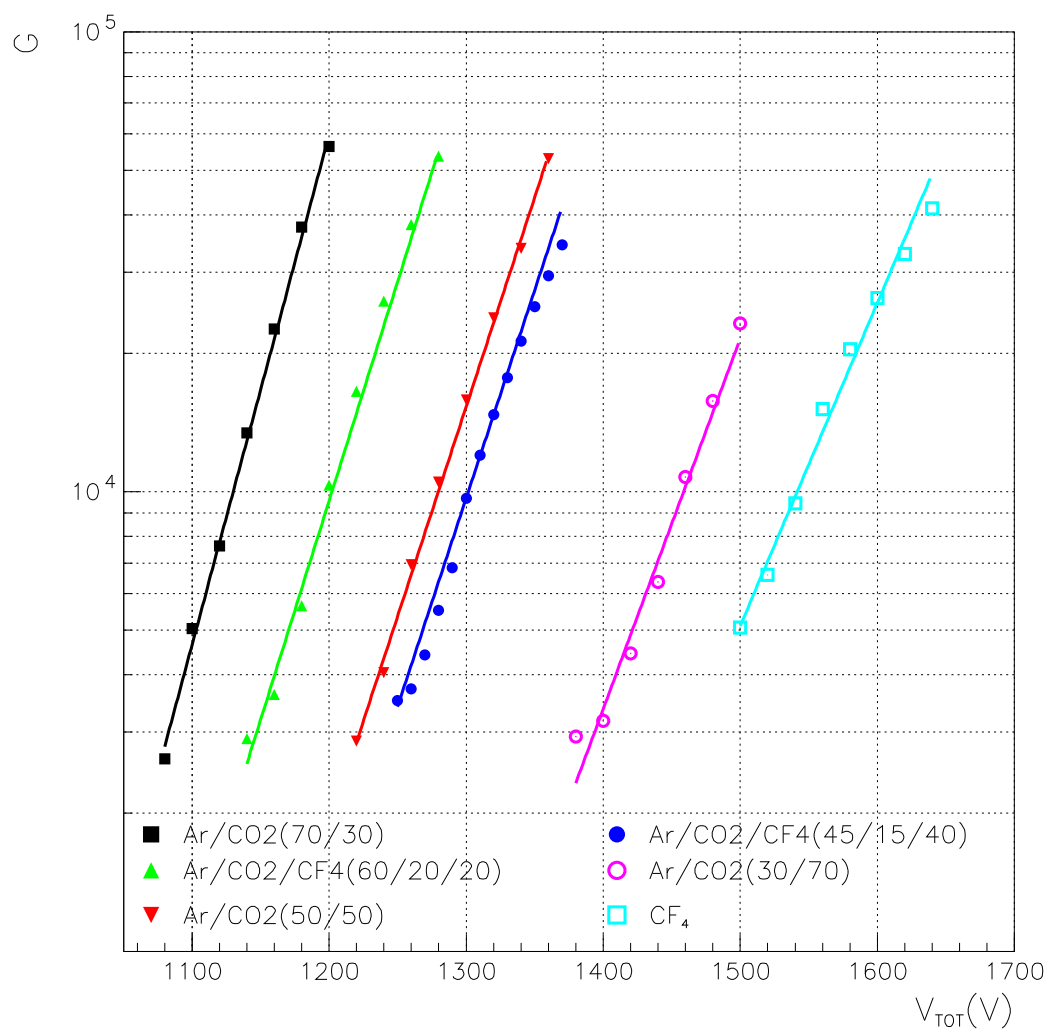


Figura 4.14: Guadagno di un rivelatore a tripla-GEM in funzione della tensione totale applicata alle GEM (V_{TOT}) per diverse miscele di gas.

Per il fit dei dati in figura 4.14 viene usata la funzione esponenziale:

$$f(V_{TOT}) = A e^{\alpha V_{TOT}} \quad (4.18)$$

i cui parametri A ed α sono riassunti nella tabella 4.3, con le rispettive condizioni di pressione e temperatura in cui sono stati eseguiti i vari gruppi di misure.

Miscela	A	α (kV ⁻¹)	P (hPa)	T (K)
Ar/CO ₂ → 70/30	7.430·10 ⁻⁹	24.75	991	296
Ar/CO ₂ → 50/50	4.565·10 ⁻⁸	20.42	1010	300
Ar/CO ₂ → 30/70	5.614·10 ⁻⁹	19.36	1009	300
Ar/CO ₂ /CF ₄ → 60/20/20	1.164·10 ⁻⁷	21.01	994	299
Ar/CO ₂ /CF ₄ → 45/15/40	9.206·10 ⁻⁸	19.49	992	299
CF ₄ puro	2.894·10 ⁻⁶	14.29	1010	300

Tabella 4.3: Tabella in cui sono riportate per le varie miscele i parametri A e α del fit, con i valori di pressione e temperatura.

Dalla figura 4.14 si nota che per un fissato V_{TOT} nelle miscele in cui è presente l'argon il guadagno efficace aumenta con l'aumentare della percentuale di argon. Per esempio per una $V_{TOT} = 1300$ V i guadagni efficaci sono:

- $\sim 10^4$ per la miscela Ar/CO₂/CF₄ → 45/15/40;
- $\sim 1.6 \cdot 10^4$ per la miscela Ar/CO₂ → 50/50;
- $\sim 8 \cdot 10^4$ per la miscela Ar/CO₂/CF₄ → 60/20/20.

Tuttavia come la concentrazione di argon diminuisce a parità di guadagno bisogna lavorare ad una V_{TOT} maggiore. Per avere un guadagno efficace di $\sim 10^4$ dobbiamo avere:

- $V_{TOT} \sim 1125$ V per la Ar/CO₂ → 70/30;
- $V_{TOT} \sim 1200$ V per la Ar/CO₂/CF₄ → 60/20/20;
- $V_{TOT} \sim 1270$ V per la Ar/CO₂ → 50/50;
- $V_{TOT} \sim 1300$ V per la Ar/CO₂/CF₄ → 45/15/40;
- $V_{TOT} \sim 1450$ V per la Ar/CO₂ → 30/70;
- $V_{TOT} \sim 1540$ V per la CF₄ pura.

Con la miscela di CF_4 puro osserviamo che per poter avere guadagni confrontabili bisogna applicare tensioni molto alte, oltre i 1500 V, con il rischio di essere vicini ad una regione dove prevalga il regime di scarica.

La miscela di gas ottimale che verrà utilizzata nei rivelatori a tripla-GEM è la $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45/15/40) (fig 4.15). Come dimostrato nella referenza [28], questa miscela confrontata con altre come Ar/CO_2 (70/30) e la $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (60/20/20), offre le migliori condizioni per il corretto funzionamento del rivelatore ad LHCb. In particolare ottime velocità di deriva $\sim 100 \mu\text{m}/\text{ns}$ e buone risoluzioni temporali $\sim 4.5 \text{ ns}$, contro i $\sim 5.3 \text{ ns}$ della 60/20/20 ed i $\sim 9.7 \text{ ns}$ della 70/30 [28].

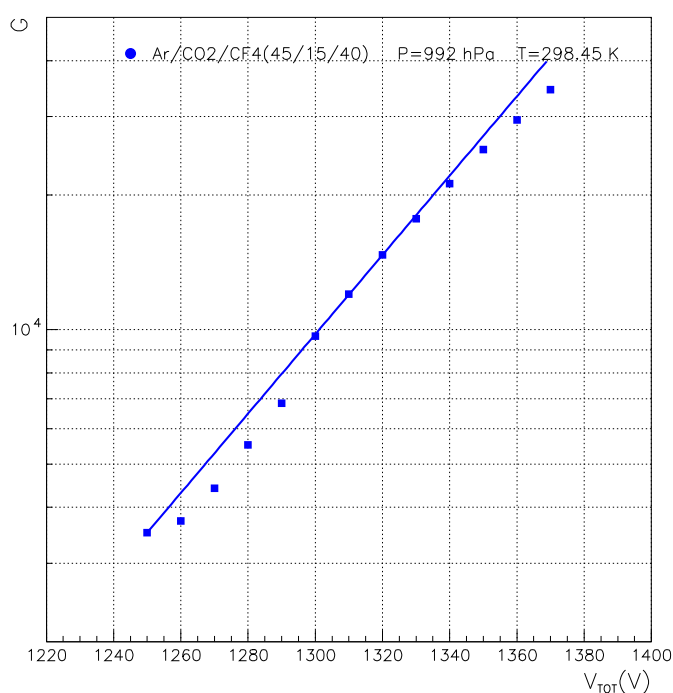


Figura 4.15: Guadagno di un rivelatore a tripla-GEM con miscela di gas $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45/15/40), misurato con una sorgente di ^{55}Fe .

Nelle nostre misure abbiamo sempre lavorato con la configurazione $V_1 > V_2 \geq V_3$, ciò che ci interessava infatti era la tensione totale applicata (V_{TOT}). Il fatto che il guadagno non dipende dalla configurazione di tensioni usata ma solo dalla V_{TOT} verrà dimostrato e ripreso nel capitolo 5.

4.1.6 Risoluzione in energia

In diverse applicazioni dei rivelatori è molto importante misurare la distribuzione dell'energia della radiazione incidente.

Utilizzando la sorgente monocromatica di ^{55}Fe nel nostro rivelatore a tripla-GEM otteniamo gli spettri di carica di figura 4.13. Il rivelatore avrà una buona o una scarsa risoluzione a seconda della larghezza della distribuzione intorno alla posizione del picco dell'ADC.

La risoluzione in energia può essere così definita:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{FWHM}{Peak(ADC)} \quad (4.19)$$

in cui FWHM rappresenta la larghezza a mezza altezza del picco dello spettro di carica e Peak il suo valor medio. La risoluzione in energia è un rapporto adimensionale, convenzionalmente espresso come una percentuale. Più piccolo è il suo valore e meglio il rivelatore riesce a distinguere tra due radiazioni, la cui energia è molto vicina.

Assumendo che la generazione di ogni coppia ione-elettrone sia un processo di Poisson, se in media viene generato un numero totale N di portatori ci si aspetterà una deviazione standard $\sigma = \sqrt{N}$ [10], che caratterizza le fluttuazioni statistiche inerenti a quel numero. Il parametro σ determina il FWHM attraverso la relazione:

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma \quad (4.20)$$

Per noi σ è rappresentato da p3 (equazione 4.9) mentre Peak (ADC) è p2, cioè la posizione del picco che stimiamo col fit.

In figura 4.16 riportiamo un grafico che mostra l'andamento della risoluzione in energia ($\Delta E/E$) in funzione del guadagno efficace (G) misurato per la miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4 \rightarrow 45/15/40$. Dal grafico emerge che la risoluzione del nostro rivelatore è compresa nell'intervallo $25 \div 35\%$.

Dai grafici di figura 4.2 è interessante inoltre osservare che, essendo la posizione del primo picco circa la metà di quella del secondo, si ha effettivamente che:

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 1.40 \sim \sqrt{2} \quad (4.21)$$

come ci aspettavamo.

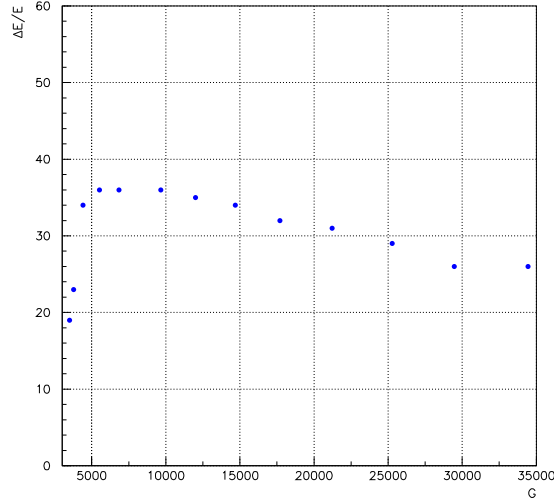


Figura 4.16: Grafico della risoluzione di energia in funzione del guadagno per la miscela Ar/CO₂/CF₄ → 45/15/40.

4.1.7 Misure di T/P per la miscela 45/15/40

Le misure di guadagno efficace per le diverse miscele sono state eseguite in condizioni di pressione e temperatura differenti (tabella 4.3). Una volta scelta la miscela di riferimento, vogliamo capire in che modo il guadagno efficace del rivelatore è influenzato dal rapporto temperatura/pressione (T/P).

Come miscela di riferimento usiamo la Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40), come detto in precedenza.

Il guadagno efficace dipende esponenzialmente dal rapporto T/P attraverso l'esponenziale [21]:

$$G = B e^{\beta(\frac{T}{P})} \quad (4.22)$$

Tale dipendenza esponenziale è dedotta dal fatto che assumiamo il coefficiente di Townsend α dell'equazione (4.2):

$$G = A e^{\alpha V_{TOT}} \quad (4.23)$$

inversamente proporzionale alla densità, cioè $\alpha \propto 1/\rho \propto (T/P)$.

Le nostre misure sono basate sullo studio della corrente (I), per una fissata tensione (V_{TOT}), in funzione di T/P con diverse sorgenti radioattive all'interno del rivelatore.

Dall'equazione (4.3) sappiamo infatti che esiste una proporzionalità tra il guadagno efficace (G) e la corrente (I). Si è verificato comunque il loro andamento lineare utilizzando sempre la sorgente di ^{55}Fe , riportando il grafico di figura 4.17.

Per il fit dei dati di figura 4.17 si è usata la retta:

$$I = c + dG \quad (4.24)$$

ottenendo i valori $c = 0.08$ (nA) e $d = 0.83 \cdot 10^{-4}$ (nA). In questo modo possiamo riportarci al guadagno efficace con la:

$$G = \frac{I - 0.08}{0.83 \cdot 10^{-4}} \quad (4.25)$$

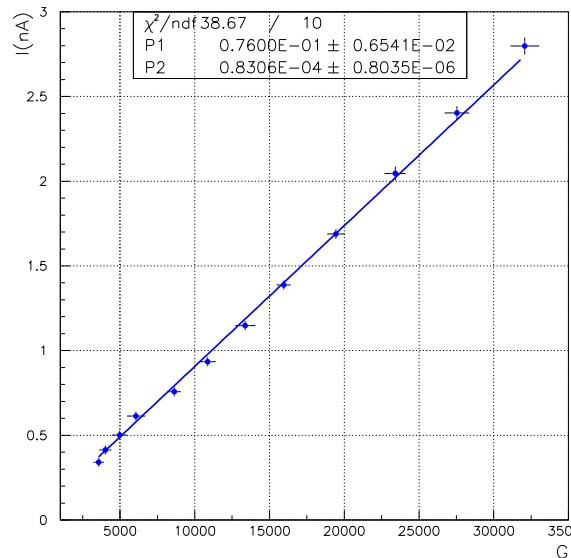


Figura 4.17: Grafico della corrente I (nA) in funzione del guadagno (G) di un rivelatore a tripla-GEM, con miscela di gas Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) e sorgente di ^{55}Fe .

Per osservare la variazione della corrente (I) in funzione del rapporto T/P abbiamo preso i dati per alcuni giorni con una fissata V_{TOT} tra le GEM, utilizzando le seguenti sorgenti radioattive:

- ^{90}Sr (A) da 100 μCi
 $V_{TOT}=1280$ V;
- ^{90}Sr (B) da 10 μCi
 $V_{TOT}=1280$ V;

- ^{241}Am
 $V_{TOT}=1410\text{ V};$
- ^{55}Fe da 1 mCi
 $V_{TOT}=1280\text{ V};$
- $^{55}\text{Fe} + ^{90}\text{Sr}$ (A)
 $V_{TOT}=1280\text{ V}.$

I risultati delle misure con i rispettivi fit, sono mostrati in figura 4.18. Il fit utilizzato è:

$$I = B e^{\beta(\frac{T}{P})} \quad (4.26)$$

i cui parametri B e β sono riassunti in tabella 4.4, in cui viene specificata anche la particolare configurazione di tensioni usata tra le GEM nelle diverse prese dati. Dalla figura 4.18 e dai parametri dei fit si deduce che l'andamento della corrente in funzione di T/P non dipende né dal tipo di sorgente usata né dalla V_{TOT} (V) applicata alle GEM. Infatti il parametro β , che nel fit rappresenta la pendenza della retta, assume più o meno lo stesso valore per tutte le rette (~ 40 hPa/K). Quindi la risposta del rivelatore per una data variazione di T/P , in presenza di diverse sorgenti è sempre la stessa.

Sorgente	B (μA)	β (hPa/K)	V_{TOT} (V)	$V_1/V_2/V_3$ (V)
^{90}Sr (A)	$1.569 \cdot 10^{-6}$	39.35	1280	440/430/410
^{90}Sr (B)	$1.489 \cdot 10^{-7}$	40	1280	440/430/410
^{241}Am	$8.228 \cdot 10^{-7}$	39.49	1410	480/470/460
^{55}Fe	$0.05 \cdot 10^{-7}$	39.9	1280	440/430/410
$^{55}\text{Fe} + ^{90}\text{Sr}$ (A)	$1.05 \cdot 10^{-6}$	35	1280	440/430/410

Tabella 4.4: Tabella dei parametri B e β del fit, per le diverse sorgenti con i rispettivi valori di V_{TOT} e $(V_1/V_2/V_3)$ applicate alle GEM.

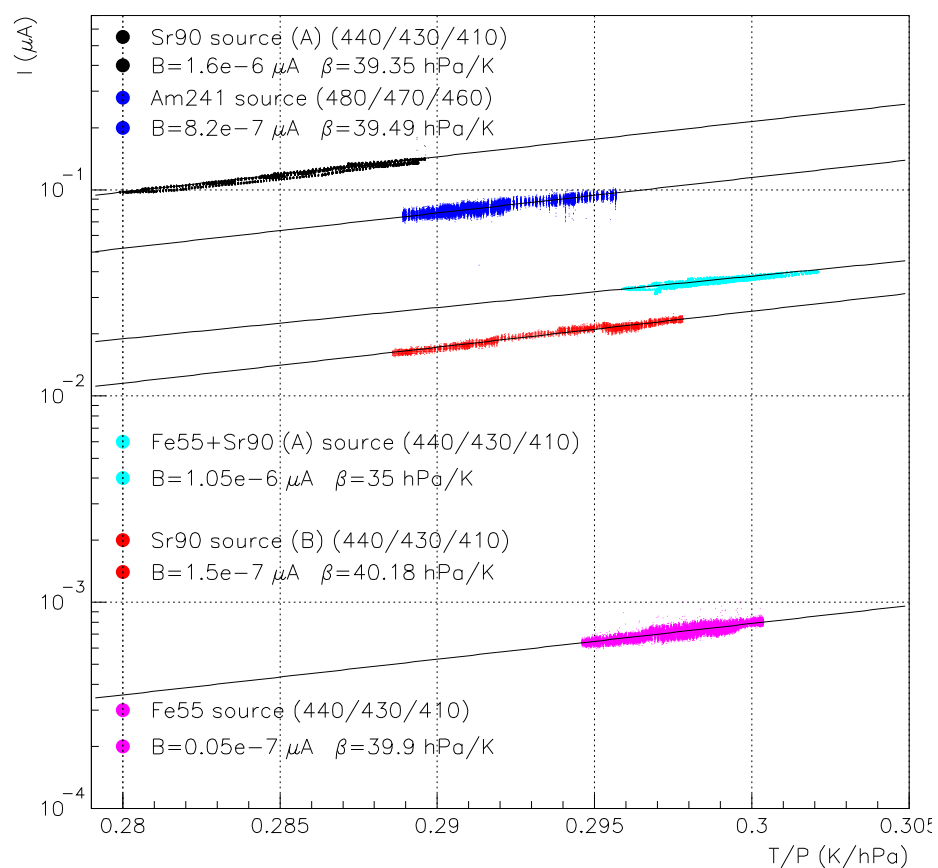


Figura 4.18: Grafico della corrente I in funzione del rapporto T/P di un rivelatore a tripla-GEM, con miscela di gas $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45/15/40) e con sorgenti sorgenti: ^{90}Sr (A), ^{90}Sr (B), ^{241}Am e ^{55}Fe .

Attraverso l'equazione (4.22) possiamo calcolare la variazione percentuale del guadagno per grado K e per hPa, ed osservare che per tutti i casi abbiamo:

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)/\Delta T = \left(\frac{\beta}{P}\right) = 4\% / \text{K} \quad (4.27)$$

$$\left(\frac{\Delta G}{G}\right)/\Delta P = -\beta \left(\frac{T}{P}\right) = -1.2\% / \text{hPa} \quad (4.28)$$

per $T = 300 \text{ K}$ e $P = 1000 \text{ hPa}$ e $\beta \sim 40 \text{ hPa/K}$.

Studiare come varia la corrente in funzione del rapporto T/P permette inoltre di apportare le giuste variazioni nelle tensioni applicate alle GEM in modo che il guadagno rimanga costante nel tempo al variare delle condizioni ambientali.

La relazione complessiva che esprime il guadagno come funzione delle tensioni applicate alle GEM, della pressione e della temperatura può essere così espressa:

$$G(V, T, P) = C e^{\alpha \cdot V_{TOT}} \cdot e^{\beta \cdot \left(\frac{T}{P}\right)} \quad (4.29)$$

in cui:

$$C = \frac{G_0(T_0, P_0)}{e^{\beta \cdot \frac{T_0}{P_0}}} \quad (4.30)$$

Per la miscela Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40):

- $T_0 = 299 \text{ K}$
- $P_0 = 992 \text{ hPa}$
- $G_0(T_0, P_0) = 9.20 \cdot 10^{-8}$ (tabella 4.3)
- $\beta = 39.9 \text{ hPa/K}$ (tabella 4.4)
- $C = 55.0 \cdot 10^{-14}$

4.1.8 Ottimizzazione dei campi tra le GEM

In un rivelatore a tripla GEM abbiamo visto che è di fondamentale importanza scegliere i campi di:

- Deriva E_d , tra il catodo e la GEM1-UP. La sua scelta è fondamentale per ottenere le maggiori velocità di deriva (u) dei portatori di carica ma al contempo ottenere la massima efficienza di raccolta (ε_{racc}) degli elettroni nella GEM sottostante.
- Trasferimento E_{t1} , tra la GEM1-DW e la GEM2-UP. Tale campo, insieme a E_{t2} , deve essere tale da permettere una buona efficienza di estrazione degli elettroni (ε_{ext}) dall'elettrodo inferiore della GEM e contemporaneamente permettere di avere una buona efficienza di raccolta (ε_{racc}) degli elettroni nell'elettrodo superiore della GEM successiva.
- Trasferimento E_{t2} , tra la GEM2-DW e la GEM3-UP, per le stesse ragioni viste sopra.
- Induzione E_i , tra la GEM3-DW e l'anodo. Questo campo ha il compito di trasportare gli elettroni dalla GEM3-DW verso l'anodo, segmentato in *pad*. Il suo valore non può essere aumentato quanto si vuole in quanto si rischierebbe di generare effetti di moltiplicazione con la formazione di scariche.

I campi vengono scelti perchè il rivelatore possa funzionare in modo ottimale, cioè nelle migliori condizioni in termini di moltiplicazione e raccolta della carica.

Per capire quale sia il miglior punto di lavoro per il nostro rivelatore, la cui geometria tra le gap è 4.7/1/2/1 mm, abbiamo variato i campi per una fissata tensione tra le GEM, osservando per ciascuno l'andamento del guadagno efficace.

I risultati sono riportati nei grafici di figura 4.19, in cui è rappresentato l'andamento della corrente in funzione dei diversi campi. Sappiamo infatti che corrente e guadagno efficace hanno un andamento di tipo lineare (figura 4.17).

Per ciascun campo è stato esplorato un range che va da 0 kV/cm a 7 kV/cm.

In figura 4.19 si vede chiaramente che per piccoli valori dei campi di trasferimento il guadagno è notevolmente ridotto. Questo accade perchè le linee del campo elettrico nei buchi delle GEM non si raccordano più con quelle dei campi di trasferimento, ma tendono a chiudersi sulla superficie stessa della GEM, con la notevole perdita di elettroni.

Man mano che tali campi aumentano aumenta la raccolta e l'estrazione degli elettroni, raggiungendo una zona di massimo per valori di ~ 3.5 kV/cm, per poi ridiminuire per campi troppo elevati, in seguito all'infittirsi delle linee di campo non più nei buchi delle GEM ma sulle loro superfici, con la conseguente perdita di elettroni.

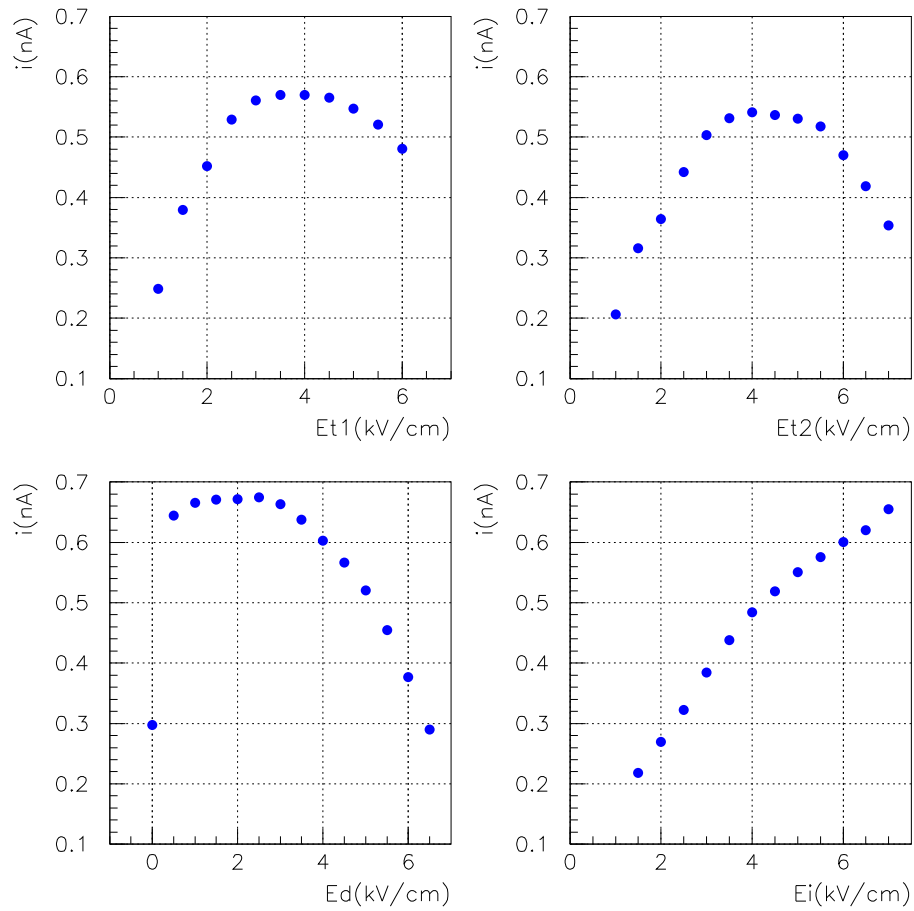


Figura 4.19: Grafico della corrente in funzione dei campi E_d , E_{t1} , E_{t2} , E_i di un rivelatore a tripla-GEM, con miscela di gas Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) e sorgente di ⁵⁵Fe a $V_{TOT}=1280$ V.

Sempre dalla figura 4.19 possiamo osservare che per il campo di induzione il guadagno aumenta all'aumentare del campo.

Per il campo di deriva è interessante osservare cosa accade per valori negativi, ciò consente di comprendere il fenomeno della ricombinazione delle cariche create nella gap di deriva al variare del campo, e quindi la sua influenza sulla ε_{racc} .

A tale scopo riportiamo i grafici di figura 4.20, sempre con la miscela di gas Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) e la sorgente di ⁵⁵Fe.

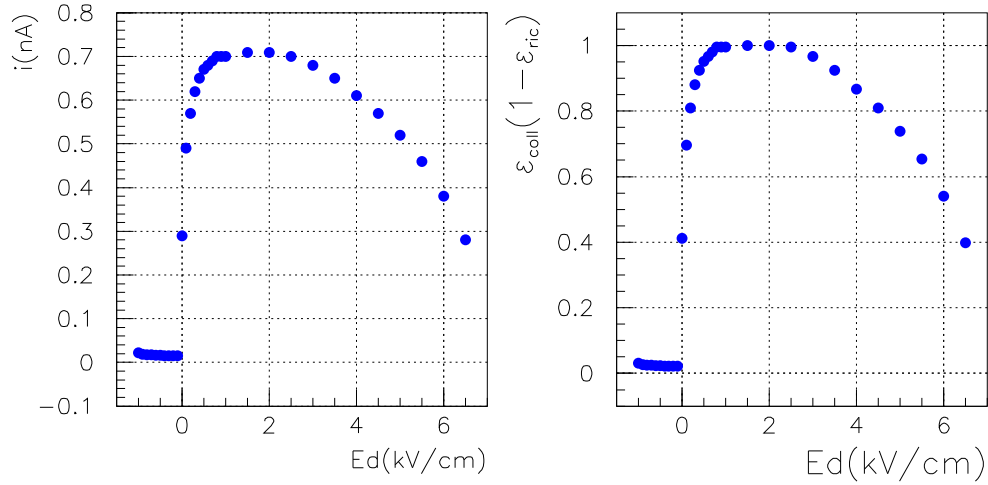


Figura 4.20: Grafico della corrente e dell'efficienza di raccolta in funzione del campo E_d di un rivelatore a tripla-GEM, con miscela di gas Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) e sorgente di ⁵⁵Fe a $V_{TOT} = 1280$ V.

Il fenomeno della ricombinazione delle coppie, nella gap di deriva, è un fenomeno sempre presente che assume un peso diverso a seconda del valore di E_d , soprattutto per valori piccoli.

Cerchiamo ora di chiarire i grafici della figura 4.20. Il grafico a destra è stato tracciato normalizzando il grafico di sinistra rispetto al valore massimo della corrente. Nel range di 1÷3 kV/cm la corrente è costante. In questo intervallo la ricombinazione è praticamente nulla ($1 - \varepsilon_{ric} \sim 1$) e per questi campi anche l'efficienza di raccolta degli elettroni è massima ($\varepsilon_{racc} \sim 1$). Definiamo così l'ordinata del grafico a destra della figura 4.20 nel seguente modo:

$$\varepsilon_{racc}(1 - \varepsilon_{ric}) = \frac{I}{I_0} \quad (4.31)$$

in cui $I_0 = 0.7036$ nA. Per i diversi valori di E_d abbiamo:

- $E_d \leq 0$: il campo elettrico, nella gap di deriva, ha polarità inversa e spinge gli elettroni e gli ioni creati nella gap di deriva nel verso opposto a quello previsto (elettroni al catodo, ioni alla GEM). Questo effetto sommato al fenomeno della ricombinazione comporta una notevole diminuzione della raccolta degli elettroni nei buchi della GEM. Il campo elettrico nei buchi però ha la giusta polarità, per cui tutti gli elettroni che casualmente vengono creati in loro prossimità verranno raccolti generando una debole corrente. Per valori nulli del campo E_d ci sarà una maggiore efficienza di ricombinazione ma anche un maggiore effetto del campo elettrico nei buchi della GEM, per cui ci sarà un aumento della raccolta degli elettroni.
- $E_d > 0$: per valori maggiori di 0 il campo elettrico ha la polarità giusta per cui gli elettroni sono spinti verso la GEM. Il massimo dell' ε_{racc} si ha man mano che le linee di campo nei buchi diventano più intense. Aumentando ulteriormente il campo le linee si infittiscono anche sulla superficie superiore della GEM con la conseguente perdita di elettroni.

Possiamo concludere che le configurazioni ottimali dei campi tra le GEM, con una geometria tra le gap di deriva, di trasferimento e di induzione di 4.7/1/2/1 mm, e con la miscela di gas Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) è stabilita entro i range :

E_d : 1÷4 kV/cm;

$E_{t1} = E_{t2}$: 3.5÷4.5 kV/cm;

E_i il più alto possibile.

La scelta dei valori da utilizzare ad LHCb è dettata anche da esigenze che portino al miglioramento delle prestazioni del rivelatore. Per il campo E_d nella gap di deriva si preferisce un valore che massimizzi la velocità di deriva (u) degli elettroni nella gap, anche a scapito di una piccola perdita nel guadagno. Il suo valore è fissato a 3.5 kV/cm, dalla figura 4.19 si osserva che siamo proprio al limite del plateau.

I campi di trasferimento E_{t1} , E_{t2} vengono scelti al loro valore più basso per non rischiare di avvicinarci troppo alla regione di moltiplicazione, ma anche in modo tale che il guadagno sia il più alto possibile, per massimizzare l'efficienza di estrazione e di raccolta tra le GEM. Dalla figura 4.19 fissiamo tale valore a 3.5 kV/cm.

Anche per il campo di induzione E_i la scelta è legata al fatto che vogliamo restare il più lontano possibile dalla zona di moltiplicazione in cui si innescano le scariche (~ 10 kV/cm); il suo valore è fissato a 5 kV/cm.

Capitolo 5

Studi sulle scariche

5.1 Formazione di una scarica

La formazione di scariche nei rivelatori a gas è correlata alla transizione dal regime di moltiplicazione a valanga al regime di *streamer* [26]. Quando in una valanga il numero di coppie elettrone-ione create supera il valore di $10^7 \div 10^8$ (limite di *Raether*), all'inizio e alla fine della valanga primaria si raggiunge un valore del campo elettrico tale da generare una rapida formazione di valanghe secondarie [20]. Durante il processo primario di ionizzazione a valanga, gli elettroni eccitano le molecole del gas che diseccitandosi emettono fotoni, che a loro volta possono fotoionizzare il gas o l'elettrodo negativo liberando nuovi elettroni che generano nuove valanghe. Gli elettroni creati in tali valanghe secondarie sono attratti dagli ioni positivi della valanga principale, estendendo così la carica spaziale verso l'elettrodo negativo, costituendo il cosiddetto *streamer* che forma come un filamento di plasma altamente conduttivo. Quando lo *streamer* raggiunge l'elettrodo negativo, da questo, per effetto dell'elevato campo elettrico, si ha una forte emissione di elettroni (macchia catodica) con la successiva formazione della scarica. In questo processo gli elettrodi vengono temporaneamente cortocircuitati con la conseguente caduta di potenziale, che richiederà un certo tempo per ritornare a regime. I tempi di formazione della *streamer* sono dell'ordine di poche decine di ns.

L'energia rilasciata dalla scarica in una GEM è proporzionale alla tensione applicata ai suoi estremi:

$$E = \frac{1}{2} C V^2 \quad (5.1)$$

dove V è la tensione applicata agli estremi della GEM e C è la capacità della GEM. In genere nei rivelatori a *micro-pattern*, a causa della piccola distanza tra gli elettrodi la formazione dello *streamer* può essere facilmente seguita da una scarica. Negli MSGC per esempio le scariche sono spesso fatali.

Da studi sulla probabilità di scarica su diversi rivelatori a gas [20] si è osservata,

a parità di guadagno, una minore probabilità di scarica in rivelatori con più stadi di amplificazione, che permettono di usare, per ogni singolo stadio, una tensione di lavoro minore.

Nel caso dei rivelatori a tripla-GEM si riescono ad ottenere guadagni dell'ordine di $10^4 \div 10^5$ grazie al fatto che l'amplificazione è ripartita in tre stadi. In questi rivelatori la maggiore probabilità di scarica si ha nell'ultimo stadio di amplificazione, in cui è più probabile che venga raggiunto il limite di *Raether*. L'innesco di scariche in tale rivelatore può produrre i seguenti effetti:

- Deterioramento delle superfici di rame dei fogli di GEM, limitando la vita del rivelatore stesso.
- Riduzione delle prestazioni globali del rivelatore a causa dell'introduzione di un tempo morto, dovuto al tempo necessario al rivelatore per ritornare al punto di lavoro dopo una scarica.

5.2 Osservazione delle scariche

Grazie ad un microscopio ottico collegato ad una macchina fotografica siamo riusciti a fotografare le scariche sulla superficie di una GEM e su quelle sottostanti.

Il rivelatore è stato costruito all'interno di una scatola munita di una finestra trasparente, in modo da poter osservare le scariche. All'interno avevamo la sorgente α di ^{241}Am con una miscela basata quasi esclusivamente di argon, Ar/CO_2 (95/5).

Dall'osservazione delle scariche (figura 5.1) abbiamo constatato che:

- coinvolgono un solo canale della GEM, senza propagarsi ai canali circostanti. Ma possono propagarsi alle GEM adiacenti.
- l'uso di solo argon porta ad un gran numero di scariche, dovute come già detto ai fotoni prodotti da effetti di diseccitazione del gas. A causa di ciò non sono mai localizzate in una regione particolare della superficie della GEM; sono inoltre distribuite casualmente nel tempo.

Dalla figura 5.1 vediamo tre scariche che sono avvenute in tempi differenti, la prima più luminosa è avvenuta sulla GEM3, propagandosi alle altre GEM sottostanti, quelle meno luminose sono invece localizzate sulla GEM2 o sulla GEM1, in questi due casi però la scarica non si è propagata alla GEM3.

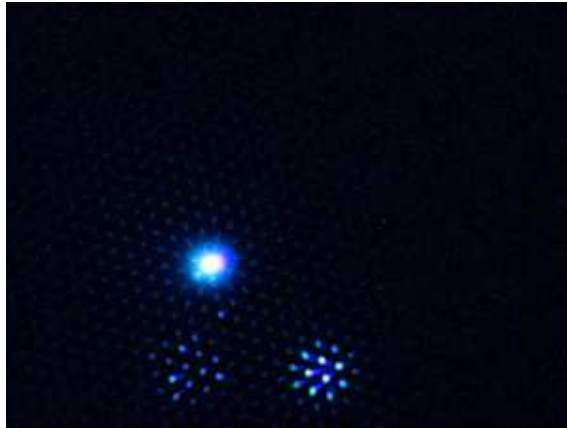


Figura 5.1: Foto delle scariche in un rivelatore a tripla GEM, con sorgente α e miscela Ar/CO₂ (95/5).

5.3 Test distruttivo

In questo studio abbiamo operato in condizioni tali da ottenere un elevato numero di scariche, fino alla distruzione di almeno una delle tre GEM. I rivelatori usati erano tutti realizzati con GEM da 10×10 cm² e con una geometria 3/1/2/1 mm.

Il primo era un rivelatore nuovo mentre gli altri erano già stati usati per eseguire dei test di invecchiamento presso il Centro di Irradiazione CALLIOPE dei laboratori ENEA della CASACCIA, esponendoli ad una sorgente di ⁶⁰Co da 25 kCi per 40 giorni. I nostri studi sono stati effettuati con la miscela di gas Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) e con una sorgente di particelle α (²⁴¹Am) da 5.5 MeV posta all'interno di ciascun rivelatore. Le particelle α sono molto massive e hanno la capacità di rilasciare grandi energie per ionizzazione in piccoli volumi. Sono più che adeguate per i nostri test di scarica, in quanto ci permettono di avvicinarci notevolmente al limite di Raether.

Per ogni rivelatore abbiamo aumentato le tensioni tra le GEM contando le scariche che ciascuno è riuscito ad integrare prima di rompersi definitivamente.

Le scariche (figura 5.2) sono state contate contando gli eventi di ricarica nei quali le GEM ritornano alle condizioni di regime.

I risultati dei test di scarica sono riportati in tabella 5.1, in cui abbiamo riportato la carica totale integrata (Q_{TOT}) da ciascun rivelatore, il numero totale di scariche integrato prima della rottura delle GEM e i range di tensione, pressione e temperatura a cui si è lavorato.

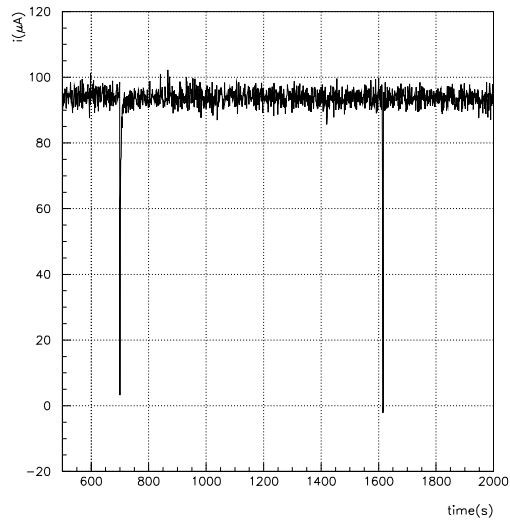


Figura 5.2: Scariche in un rivelatore.

Rivelatore	Q_{TOT} (nC)	Scariche	V_{TOT} (V)	P(hPa)	T (K)
1° Rivelatore	$6.47 \cdot 10^6$	931	1270 ÷ 1400	1013 ÷ 1011	296 ÷ 296
2° Rivelatore	$27.9 \cdot 10^6$	718	1369 ÷ 1450	1009 ÷ 1005	294 ÷ 291
3° Rivelatore	$18.4 \cdot 10^6$	819	1400 ÷ 1420	1006 ÷ 1003	294 ÷ 296

Tabella 5.1: Tabella con i risultati del test di scariche sui tre rivelatori.

Abbiamo osservato inoltre che la distanza temporale tra due scariche successive segue un andamento di tipo esponenziale (figura 5.3), per cui possiamo affermare che le scariche non sono tra loro correlate e che possono essere contate singolarmente come eventi indipendenti.

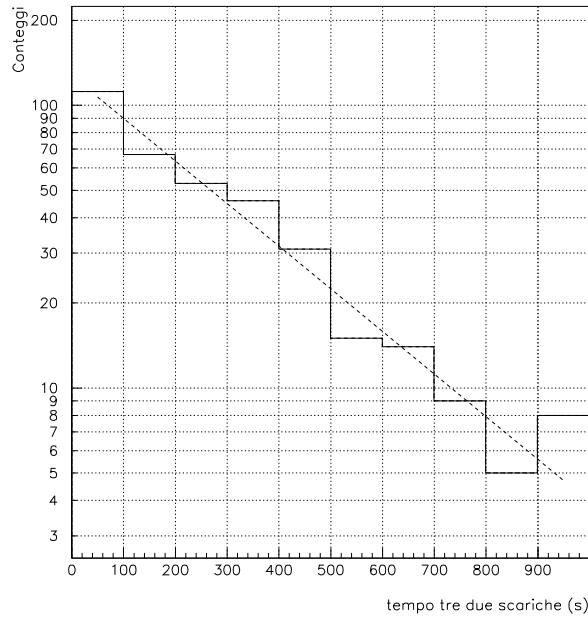


Figura 5.3: Tempo tra due scariche successive.

Per ciascun rivelatore riportiamo le prese dati più lunghe, mostrando per ognuno gli eventi di scarica che si sono verificati nel tempo (figura 5.4, 5.5, 5.6).

In totale ciascun rivelatore ha integrato 931, 718, 819 scariche in 0.5 cm^2 , superficie del rivelatore illuminata dalla sorgente α . Questi dati consentono di spostare il limite massimo di probabilità di scarica per 10 anni ad LHCb, stabilito da precedenti studi eseguiti al PSI (Paul Scherrer Institute)[28].

Le misure al PSI sono state eseguite esponendo tre rivelatori ad un flusso di particelle di 300 MHz per diverse ore. Ogni rivelatore ha integrato 5000 scariche su 15 cm^2 . Considerando il massimo flusso di particelle, che ci si aspetta nella zona R1 della stazione M1, per non avere più di 5000 scariche in 10 anni ad LHCb la probabilità di scarica per particella incidente deve essere inferiore a $2.5 \cdot 10^{-12}$ (figura 5.7). Questo limite superiore è conservativo in quanto i tre rivelatori anche dopo 5000 scariche non hanno riportato danni.

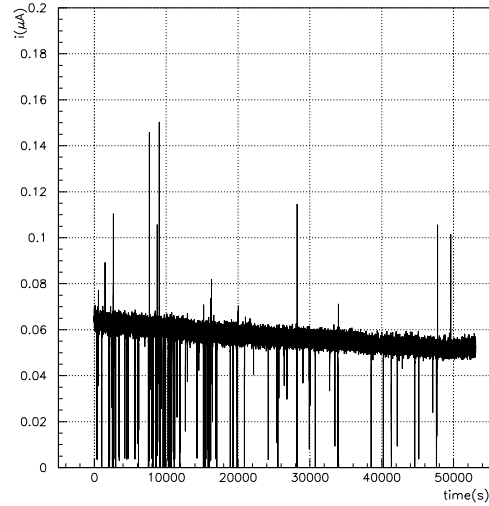


Figura 5.4: Primo rivelatore: particolare della corrente in funzione del tempo, 153 scariche in 53000 s, $V_{TOT} = 1390$ V (470/450/470), $P = 1017$ hPa, $T = 295$ K.

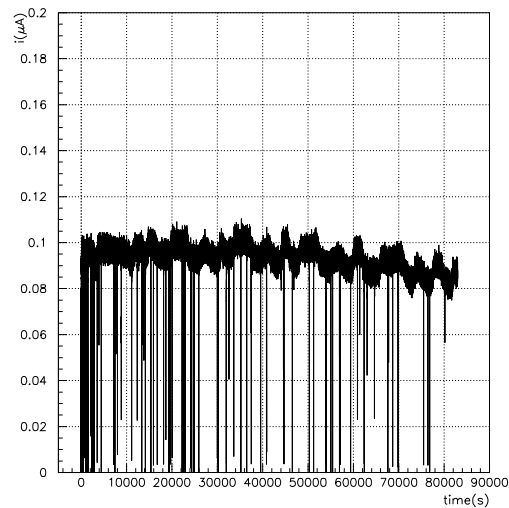


Figura 5.5: Secondo rivelatore: particolare della corrente in funzione del tempo, 123 scariche in 83000 s, $V_{TOT} = 1440$ V (500/470/470), $P = 1002$ hPa, $T = 295.15$ K.

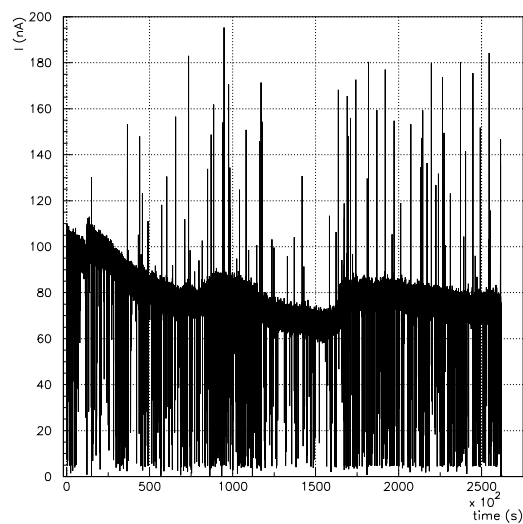


Figura 5.6: Terzo rivelatore: corrente totale in funzione del tempo, 819 scariche, $V_{TOT}=1420$ V (490/460/470), $P = 999$ hPa, $T = 296.65$ K.

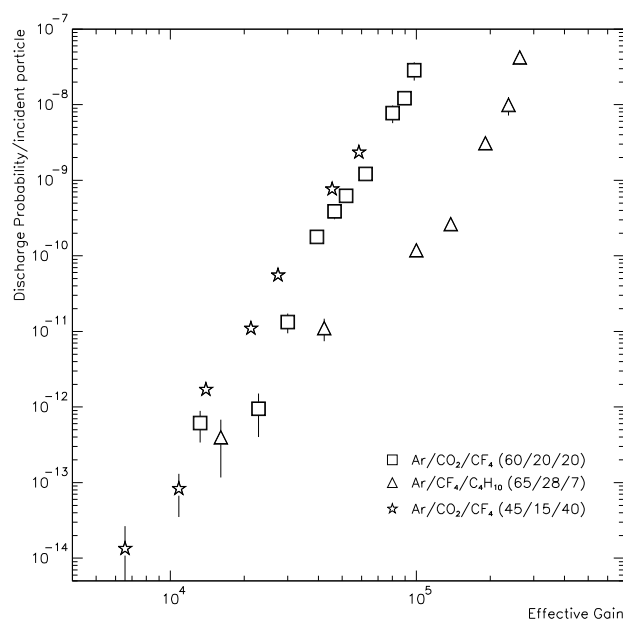


Figura 5.7: Probabilità di scarica per particella incidente misurate al PSI.

I test sulle scariche hanno permesso di constatare che queste possono essere contate come eventi indipendenti e che in media sono state integrate 800 scariche su 0.5 cm^2 da ciascun rivelatore. Grazie a questi risultati spostiamo il limite massimo di probabilità di scarica a $2.7 \cdot 10^{-11}$ a cui corrisponde un guadagno $G \sim 23000$ ed una $V_{TOT} \sim 1345 \text{ V}$.

Dai test distruttivi emerge un aspetto interessante: a parità di scariche i due rivelatori invecchiati integrano una carica anche 3 o 4 volte maggiore di quella di un rivelatore nuovo (tabella 5.1) quindi a parità di guadagno questi rivelatori scaricheranno di meno. Questo effetto può essere spiegato col fatto che in seguito ai test d'invecchiamento, il fluoro ha corrosato le imperfezioni dei canali della GEM eliminando così punte che possono aumentare la probabilità di scarica. Il fluoro infatti è tanto più reattivo dove il campo è più intenso.

5.4 Misure di probabilità di scarica

Per eseguire i test accelerati sulle scariche si è utilizzata sempre la sorgente di particelle α di ^{241}Am da 5.5 MeV .

La sorgente è stata posta sopra il catodo che per questo esperimento era una GEM, favorendo in questo modo il passaggio delle particelle α nella gap di deriva attraverso i canali della GEM-catodo.

Il rivelatore è quello utilizzato per le misure di guadagno efficace (geometria $4.7/1/2/1 \text{ mm}$; campi: $E_d=3.5 \text{ kV/cm}$, $E_{t1}=3.5 \text{ kV/cm}$, $E_{t2}=3.5 \text{ kV/cm}$, $E_i=5 \text{ kV/cm}$; miscela di gas: $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ ($45/15/40$)).

Per un fissato guadagno del rivelatore vogliamo studiare la configurazione di tensioni applicate alle GEM che minimizza la probabilità di scariche.

Per questo tipo di misura si è fissato il guadagno del rivelatore con un certo V_{TOT} e si è definita la seguente variabile:

$$R = \frac{(V_2 - V_3)}{(V_2 + V_3)} \quad (5.2)$$

con $V_{TOT}=V_1+V_2+V_3=\text{cost}=1400 \text{ V}$, $V_1=\text{cost}=480 \text{ V}$ e $V_2+V_3=\text{cost}=920 \text{ V}$.

Abbiamo sbilanciato la differenza di potenziale tra le GEM variando V_2 e V_3 . Contando per ciascuna configurazione il numero di scariche in un certo intervallo di tempo, otteniamo il grafico in alto di figura 5.8. In questo grafico si osserva che esiste una configurazione delle tensioni in cui il numero di scariche per unità di tempo è minimo. Questa corrisponde alla situazione $V_2=V_3$, confermando i risultati ottenuti da altri studi [8].

Questo risultato può essere spiegato dal fatto che sembrano esserci indicazioni [13] che il limite di Raether dipenda anche dal campo elettrico applicato; se $V_2 = V_3$ ($V_2 + V_3$ fissata) il campo elettrico nei canali delle due GEM è al suo valore minimo.

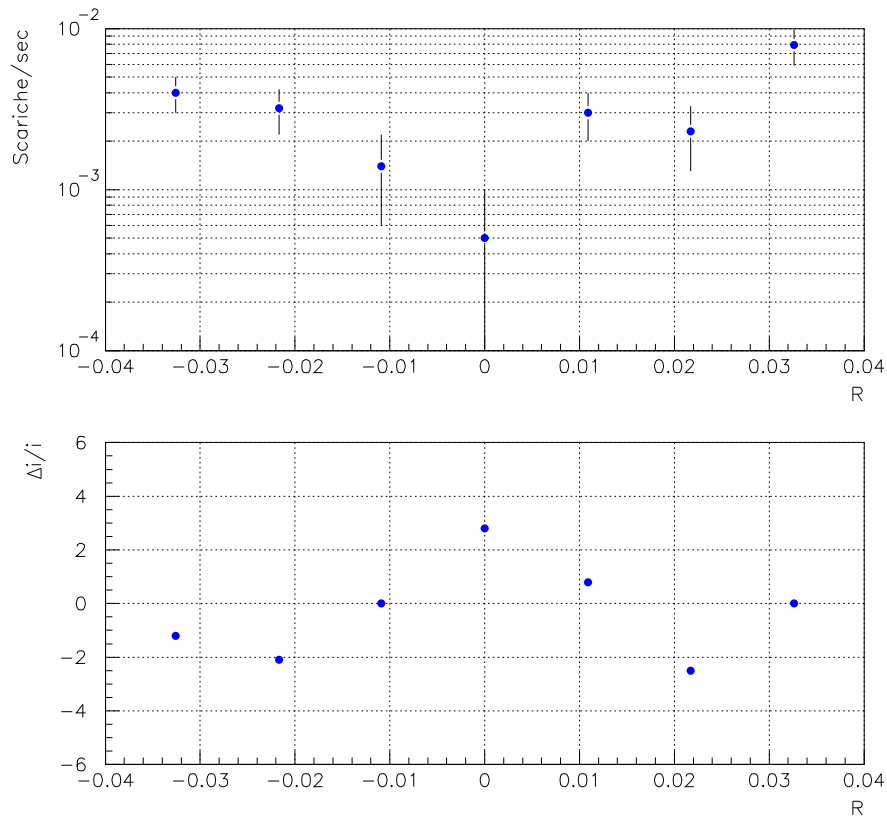


Figura 5.8: In alto: probabilità di scariche in funzione del parametro R per la miscela Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40) ad un fissato $V_{TOT}=1400$ V. In basso: variazione percentuale della corrente del rivelatore in funzione di R.

Nel grafico in basso della figura 5.8 abbiamo riportato anche la corrispondente variazione percentuale della corrente, dimostrando che il guadagno efficace del rivelatore non dipende dalla particolare configurazione delle tensioni applicate, in quanto la variazione di corrente è minima, entro il 3%.

L'errore sulla probabilità di scarica è stato valutato come $\sqrt{N_s}/t$, in cui N_s è il numero di scariche contate in un certo intervallo di tempo t .

Trovata la configurazione di minima probabilità $V_2=V_3$, vogliamo capire a questo punto come scegliere il valore di V_1 ai fini di minimizzare la probabilità di scarica.

A tale scopo sbilanciamo V_1 rispetto $V_2=V_3$ con il risultante grafico di figura 5.9 in alto.

Dalla figura 5.9 si può vedere chiaramente che la differenza tra V_1 e V_2 che minimizza la probabilità di scariche è compresa tra $30 \div 55$ V.

Nel grafico della variazione percentuale della corrente (figura 5.9) le variazioni sono dell'1% per V_1-V_2 compreso tra i $0 \div 75$ V, per valori maggiori o minori di tale range la corrente subisce diminuzioni anche del 80 %. Ciò è dovuto al fatto che il rivelatore in tali configurazioni di tensione tra le GEM scarica enormemente, impedendo al rivelatore di tornare al punto di lavoro corretto.

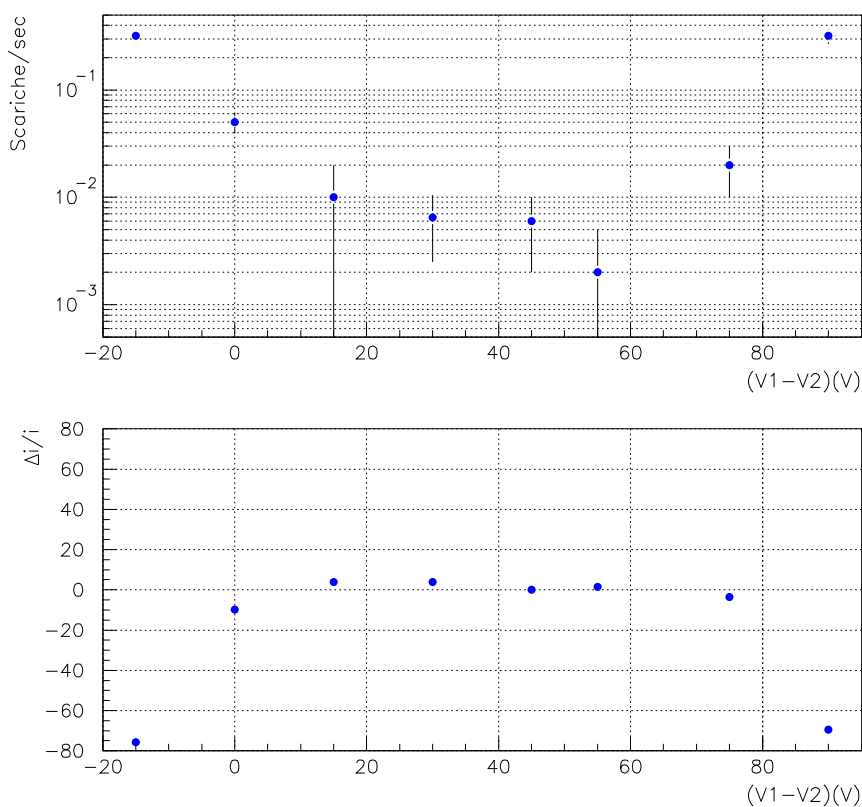


Figura 5.9: In alto: probabilità di scariche in funzione dello sbilanciamento di V_1 rispetto a $V_2=V_3$, per la miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45/15/40) ad un fissato $V_{TOT}=1380$ V. In basso: variazione percentuale della corrente in funzione dello sbilanciamento di V_1 rispetto a $V_2=V_3$.

A questo punto vediamo come varia la probabilità di scarica in funzione di V_{TOT} con la configurazione suggerita dai nostri risultati. In figura 5.10 riportiamo i dati presi con una differenza tra V_1 e V_2 di 30 V.

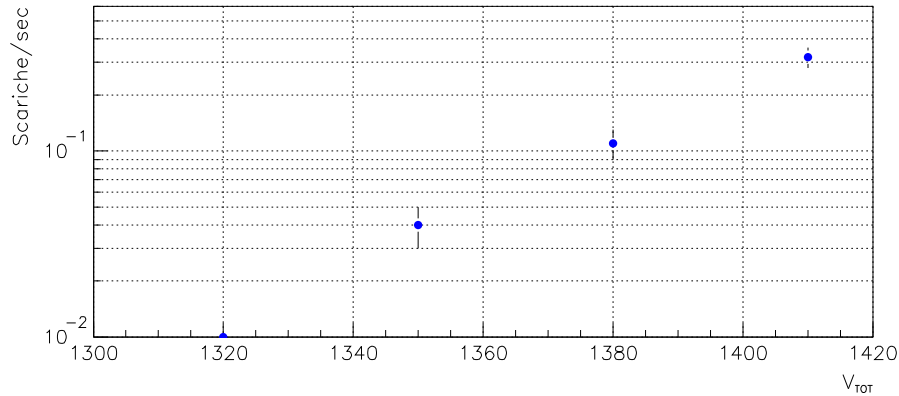


Figura 5.10: Scariche per unità di tempo in funzione di V_{TOT} . Configurazione $V_1 > V_2 = V_3$, con $V_1 - V_2 = 30$ V per la miscela Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40).

In conclusione, nei precedenti studi di guadagno efficace abbiamo notato che aumentando la V_{TOT} aumentano i fenomeni di scarica. Grazie agli studi qui eseguiti si è trovata la configurazione ottimale delle tensioni tra le GEM per minimizzare gli effetti di scarica: $V_1 > V_2 = V_3$. Allo stesso tempo si è verificato che, a parità di guadagno efficace, diverse configurazioni delle tensioni portano a variazioni minime del 3% del guadagno efficace, che quindi dipende solo dalla tensione totale applicata V_{TOT} .

Conclusioni

Gli studi effettuati in questo lavoro di tesi hanno portato ad ottimizzare le prestazioni dei rivelatori a tripla-GEM, verificandone l'adeguatezza per il loro utilizzo nella zona R1 della stazione M1 del rivelatore di muoni di LHCb.

In questa tesi sono state approfondite varie caratteristiche fondamentali di un rivelatore a tripla-GEM.

- Gli studi di guadagno efficace in funzione delle tensioni applicate alle GEM con diverse miscele hanno mostrato la capacità del rivelatore di raggiungere gli alti guadagni necessari per rivelare particelle al minimo di ionizzazione con buona efficienza. In particolare, attraverso un'accurata calibrazione del sistema di acquisizione, abbiamo misurato con buona precisione il guadagno efficace per la miscela ottimale ($\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4 \rightarrow 45/15/40$) che verrà utilizzata per il funzionamento dei rivelatori ad LHCb. Si è inoltre constatato che le miscele contenenti argon in maggiore percentuale permettono, a parità di tensione totale applicata, di ottenere guadagni efficaci elevati. In particolare $\sim 10^4$ per la miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4 \rightarrow 45/15/40$ fino a $\sim 8 \cdot 10^4$ con la miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4 \rightarrow 60/20/20$, per una V_{TOT} di 1300 V. Ma è altresì vero che a parità di guadagno efficace bisognerà lavorare con tensioni maggiori là dove la concentrazione di argon diminuisce notevolmente. Per esempio per avere un guadagno efficace di $\sim 10^4$ si passerà da ~ 1120 V per la $\text{Ar}/\text{CO}_2 \rightarrow 70/30$ a ~ 1460 V per la $\text{Ar}/\text{CO}_2 \rightarrow 30/70$, o perfino ai 1540 V per la CF_4 pura.
- Si è studiata l'influenza delle variazioni di temperatura e pressione sul guadagno efficace per diverse V_{TOT} applicate e per diverse sorgenti: ^{55}Fe , ^{90}Sr , ^{241}Am . Ciò che si osserva è che l'andamento del guadagno in funzione del rapporto temperatura/pressione (T/P) non dipende né dal tipo di sorgente a cui si è sottoposto il rivelatore né dalla tensione totale applicata (V_{TOT}). In definitiva questo studio ci consentirà di apportare, durante il funzionamento dell'esperimento LHCb, le giuste variazioni nelle tensioni applicate alle GEM affinché il guadagno efficace dei rivelatori resti costante nel tempo.
- Per i campi tra le GEM abbiamo esplorato vari range di valori, trovando per ognuno un intervallo ottimale in cui il guadagno è massimo. I valori finali sono

scelti per massimizzare le prestazioni del rivelatore, come massima velocità di deriva, massimo guadagno per una data tensione e minima probabilità di scarica; questi punti di lavoro fissano le condizioni di funzionamento dei rivelatori ad LHCb.

- Dall'osservazione delle scariche si è potuto constatare che esse sono localizzate al singolo canale della GEM, cioè non si estendono a quelli circostanti, ma possono propagarsi alle GEM adiacenti. Il numero di scariche integrate dai tre rivelatori ha permesso di spostare ulteriormente il valore massimo di probabilità di scarica per particella incidente stimato dai test del PSI. Tale valore definisce il limite che non dovrebbe essere superato perché i rivelatori possano funzionare per 10 anni ad LHCb senza danneggiarsi. Gli studi effettuati nel corso di questa tesi hanno permesso di spostare questo limite da $2.5 \cdot 10^{-12}$ a $2.7 \cdot 10^{-11}$ scariche per particella incidente. Dai test distruttivi è inoltre emersa la capacità da parte di due rivelatori precedentemente invecchiati di integrare meno scariche a parità di guadagno rispetto ad un rivelatore nuovo.
- Gli studi sulle possibili configurazioni delle tensioni tra le GEM, ad un fissato V_{TOT} , per ridurre al minimo la probabilità di scarica hanno portato ad osservare che la configurazione ottimale è data da $V_1 > V_2 = V_3$, con $V_2 + V_3$ costante e $V_1 = V_2 + \Delta V$ con $30 \text{ V} < \Delta V < 50 \text{ V}$. Il fatto che la tensione tra GEM2 e GEM3 sia equamente distribuita fa sì che il campo elettrico nei canali delle due GEM sia al suo valore minimo. Da questi studi abbiamo infine verificato che, come ci aspettavamo, il guadagno efficace del rivelatore non dipende dalla particolare configurazione di tensioni applicate alle GEM ma solo dalla somma delle tre tensioni.

Tutte le misure presentate in questa tesi sono state eseguite con prototipi di tripla-GEM di dimensioni $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

Bibliografia

- [1] *LHCb Vertex Locator Technical Design Report*, CERN/LHC 2001-011 (2001).
- [2] *LHCb Outer Tracker Technical Design Report*, CERN/LHC 2001-024 (2001).
- [3] *LHCb Inner Locator Technical Design Report*, CERN/LHC 2002-029 (2002).
- [4] *LHCb RICH Technical Design Report*, CERN/LHC 2003-037 (2000).
- [5] *LHCb Calorimeters Technical Design Report*, CERN/LHC 2000-036 (2000).
- [6] *LHCb Muon System Technical Design Report*, CERN/LHC 2001-010 (2001).
- [7] *LHCb Trigger System Technical Design Report*, CERN/LHC 2003-031 (2003).
- [8] M.P. Lener, *Studio e sviluppo di un rivelatore a GEM per la zona centrale delle camere a muoni di LHCb*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Roma (2001/02).
- [9] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987.
- [10] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, J.Wiley & Sons, 1989.
- [11] D. Raspino, *Caratterizzazione di un rivelatore a GEM*, Tesi di Laurea, Università degli Studi di Cagliari (2000/01).
- [12] R. Bouclier et al., CERN-PPE/96-177 (1996).
- [13] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworth, London, 1964.
- [14] S. Ramo, *Current induced in electron motion*, *Proc. IRE* **27**, 584 (1939).
- [15] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*, CERN 77-09 (1977).

- [16] F. Sauli, *Fundamental understanding of aging process: review of the workshop result*, Invited summary talk at the International Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detector (2001) Hamburg.
- [17] G. Charpak, Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 262.
- [18] A. Oed, Nucl. Instr. and Meth. A 263 (1988) 351.
- [19] F. Sauli et al., *Micro-pattern gas detectors*, Nucl. Instr. and Meth. A 477 (2002) 1-7.
- [20] A. Bressan et al., Nucl. Instr. and Meth. A 424 (1999).
- [21] S. Kappler et al., Nucl. Instr. and Meth. 515 (2002) 249-254.
- [22] F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth. A 386 (1997) 531.
- [23] F. Sauli, *Charge amplification and transfer process in the gas electron multiplier*, Nucl. Instr. and Meth. A 438 (1999) 377.
- [24] J. Townsend, *Electron in gases*, Hutchinson, Londra, 1974.
- [25] W. Bonivento, *A complete simulation of a triple-GEM detector*, una pubblicazione su IEEE Transaction Nuclear Science.
- [26] F. Sauli et al., *Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM)*, Nucl. Instr. and Meth. A 479 (2002) 294.
- [27] S. Kappler, *Application of Multi-GEM Detectors in X-Ray Imaging*, Diploma Thesis, Karlsruhe University (2000).
- [28] G. Boncivenni et al, *Addendum to the LHCb Muon TDR*, in preparazione (2004).

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare il prof. Biagio Saitta, il dott. Alessandro Cardini e il dott. Davide Raspino per avermi permesso di realizzare questa tesi e per il sostegno ricevuto in questi mesi di lavoro.

Desidero dedicare tutti gli sforzi fatti in questi anni alla mia meravigliosa ed incredibile famiglia che mi ha sempre incoraggiata a non arrendermi, credendo in me fino al raggiungimento di questa importante tappa della mia vita; grazie mamma e papà siete stati così cari e generosi... mi ci vorrà un'eternità per rimborsarvi!! Scherzo, vi amo e vi amerò sempre. Grazie Francesco per avermi dato tutto l'affetto ed il sostegno che solo un fratello può dare; grazie Paola per avermi sempre capita e confortata nella nostra non facile vita universitaria.... ma abbiamo vinto insieme!!! Un grazie di cuore anche ai miei zii Tito e Genet.

Ringrazio Marco, compagno, collega e amico che mi ha spinto ogni giorno ad approfondire nello studio e a credere in me stessa.

Ringrazio le mie più care amiche Loredana e Luisa per essermi state sempre tanto vicine soprattutto nei momenti più bui, la mia cara collega e amica Claudia che sia vicina che lontana non mi ha mai fatto mancare il suo premuroso sostegno.

Non riuscirei mai ad elencare tutte le persone della organizzazione buddista Soka Gakkai, alla quale sono profondamente orgogliosa di appartenere, ringrazio tutti per avermi sostenuta e spinta a credere che il corso della vita può essere cambiato, basta credere nel nostro grande potenziale come essere umani e tutto può essere realizzato, i sogni possono diventare davvero realtà. Vorrei dedicare questa tesi anche al mio amico Daisaku Ikeda, dal quale spero di ereditare la forza ed il coraggio per continuare a vivere con dignità e senza nessun rimpianto.

Un sincero grazie al mio amico dott. Stefano Petti, che ha saputo darmi consigli e cure preziose nel momento più giusto.

Un pensiero vorrei dedicarlo al mio maestro di flauto traverso prof. Salvatore Saddi che insieme a Francesco mi hanno insegnato quanto sia bello suonare per dare espressione alle proprie emozioni, unendo insieme studio e musica ho trovato un'armoniosa convivenza di grande stimolo intellettuale ed interiore.

Un ringraziamento speciale vorrei dedicarlo al prof. Alfio Serpi, col quale ho ripreso a studiare con passione ed interesse sempre più grandi, serbo per lui nel mio cuore

uno splendido ricordo.

In ultimo ma non meno importante vorrei ringraziare il dott. Massimo Coraddu, una persona che ho sempre stimato e che tante volte generosamente e con grande disponibilità mi ha aiutata su tanti argomenti di fisica.

Vorrei concludere questi ringraziamenti con una frase per me molto speciale che mi ha permesso di approfondire ogni giorno il senso della mia vita:

*“Tutto dipende da te soltanto non dagli altri,
tutto dipende dalla tua fede,
quando decidete da soli con fede profonda e
invincibile sarete capaci di superare ogni ostacolo,
non importa quale sia la situazione in cui vi trovate,
potete essere vittoriosi in tutto quando cambiate voi stessi,
crescete e vi assumete responsabilità,
tutto è contenuto dentro di voi.
Dovete essere onesti con voi stessi per tutta la vita”.*

Josei Toda