

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

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



Studio e realizzazione di un rivelatore basato su GEM per  
la zona centrale delle camere a muoni di LHCb.

Tesi di Laurea

Relatori:

Prof. Biagio Saitta  
Dott. Alessandro Cardini

Candidata:

Caterina Deplano

Anno Accademico 2000 - 2001



*Ai miei genitori.*



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>1 Simmetria CP nell'interazione debole</b>	<b>5</b>
1.1 Introduzione . . . . .	5
1.2 Il Modello Standard . . . . .	7
1.2.1 La matrice CKM e la violazione di CP . . . . .	9
1.2.2 I Triangoli di Unitarietà . . . . .	11
1.3 Violazione di CP nei mesoni B . . . . .	13
1.3.1 Il sistema $B^0 - \bar{B}^0$ . . . . .	14
1.3.2 Asimmetria CP nel decadimento dei mesoni B neutri . . . . .	18
1.4 La fisica dei mesoni B e la matrice CKM . . . . .	20
<b>2 L'esperienza LHCb ad LHC</b>	<b>25</b>
2.1 Il <i>Large Hadron Collider</i> . . . . .	25
2.2 L'esperienza LHCb . . . . .	28
2.2.1 <i>Layout</i> generale del rivelatore . . . . .	29
2.3 Il sistema di rivelazione di vertice . . . . .	33
2.3.1 Il rivelatore di vertice (VELO) . . . . .	33
2.3.2 Il <i>Pile-up Veto Counter</i> (VETO) . . . . .	34
2.4 Il sistema di tracciamento . . . . .	35
2.5 I rivelatori RICH . . . . .	37
2.6 I Calorimetri . . . . .	39
2.6.1 Il Calorimetro Elettromagnetico . . . . .	40
2.6.2 Il Calorimetro Adronico . . . . .	41
2.7 Il <i>Muon Detector</i> . . . . .	42
2.7.1 Tecnologia dei rivelatori . . . . .	43
2.7.2 <i>Layout</i> dei canali . . . . .	46
2.7.3 Il <i>trigger</i> dei muoni di Livello-0 . . . . .	47
2.8 Il <i>Trigger</i> di LHCb . . . . .	48

<b>3</b>	<b>Caratteristiche di un rivelatore tripla-GEM</b>	<b>51</b>
3.1	Generalità sui rivelatori a gas . . . . .	51
3.2	La GEM . . . . .	52
3.3	Il rivelatore a singola GEM . . . . .	53
3.3.1	La miscela di gas . . . . .	54
3.3.2	Il guadagno . . . . .	56
3.4	Il rivelatore a tripla-GEM . . . . .	60
3.4.1	Formazione dei <i>cluster</i> e deriva . . . . .	61
3.4.2	La formazione di scariche . . . . .	63
3.4.3	Il guadagno . . . . .	64
3.4.4	Il tempo di trasferimento . . . . .	65
3.4.5	La formazione del segnale . . . . .	65
<b>4</b>	<b>Analisi dati</b>	<b>67</b>
4.1	<i>Test Beam</i> CERN Ottobre 2000 . . . . .	68
4.1.1	Selezione dei parametri del rivelatore . . . . .	68
4.1.2	I rivelatori tripla-GEM utilizzati . . . . .	71
4.1.3	Il fascio . . . . .	73
4.1.4	Risultati sperimentali . . . . .	73
4.2	<i>Test Beam</i> CERN Aprile 2001 . . . . .	79
4.2.1	Selezione dei parametri del rivelatore . . . . .	79
4.2.2	I rivelatori tripla-GEM utilizzati . . . . .	80
4.2.3	<i>Beam setup</i> . . . . .	82
4.2.4	Risultati sperimentali . . . . .	82
4.3	<i>Test Beam</i> PSI Giugno 2001 . . . . .	93
4.3.1	Selezione dei parametri del rivelatore . . . . .	93
4.3.2	I rivelatori tripla-GEM utilizzati . . . . .	95
4.3.3	<i>Beam setup</i> . . . . .	101
4.3.4	Risultati sperimentali . . . . .	101
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>111</b>
<b>A</b>	<b>Il formato dei dati</b>	<b>113</b>
A.1	Ntuple CERN 2001 . . . . .	113
A.2	Ntuple PSI 2001 . . . . .	113
	<b>Bibliografia</b>	<b>116</b>

# Introduzione

L'esperimento LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment) è uno dei quattro esperimenti che verranno installati ad LHC, il grande *collider* protone-protone attualmente in costruzione al CERN (Centro Europeo per la Ricerca Nucleare). LHC permetterà, grazie alla grande luminosità ( $\sim 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) ed all'energia totale disponibile nel centro di massa (14 TeV), di esplorare nuovi confini della fisica delle alte energie.

LHCb, progettato per studiare il gran numero di adroni  $B$  prodotti da LHC, si propone di verificare la consistenza del Modello Standard ed eventualmente trovare evidenza di *nuova fisica*, effettuando principalmente misure di precisione sulla violazione di CP nel settore del *quark b* e studi sui decadimenti rari dei sistemi dei mesoni B. Per poter far ciò LHCb sfrutterà la grande sezione d'urto (500  $\mu\text{b}$ ) per la produzione di coppie  $b\bar{b}$ , che corrisponde, alla luminosità nominale dell'esperimento ( $\sim 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ), a circa  $10^{12}$  coppie  $b\bar{b}$  in un anno di presa dati ( $10^7$  s). L'apparato sperimentale di LHCb sarà costituito da: un rivelatore di vertice, un sistema di tracciamento, due rivelatori RICH per l'identificazione di particelle, due calorimetri ed un rivelatore per muoni. L'intero apparato è ottimizzato per il riconoscimento di decadimenti di mesoni B, caratterizzati da particelle ad alto impulso trasverso.

I muoni sono presenti negli stati finali di molti decadimenti dei B sensibili alla violazione di CP, come ad esempio  $B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K_s^0$  e  $B_s^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) \phi$ , ed inoltre i muoni derivanti da decadimenti semileptonici dei  $B$  vengono utilizzati per l'identificazione dello stato iniziale di *flavour* relativo al mesone B neutro. Rivelare i muoni e misurarne il loro alto impulso trasverso è una richiesta fondamentale per la fisica che l'esperimento LHCb si propone di studiare. Particolare attenzione è stata dunque posta alla progettazione del rivelatore per muoni, costituito da cinque stazioni.

La prima stazione (M1) è particolarmente importante per la misura dell'impulso trasverso della traccia del  $\mu$ . M1 è infatti disposta, all'interno dello spettrometro LHCb, in una posizione particolare, prima di qualsiasi rivelatore assorbitore di particelle, per consentire una misura dell'impulso trasverso dei muoni, non influenzata da *scattering* multiplo. Rispetto alle altre camere

a muoni, la zona centrale di M1 sarà sottoposta ad un flusso di particelle molto elevato ( $\sim 500$  kHz/cm<sup>2</sup>), e questo rende necessario l'utilizzo di una nuova tecnologia.

Il gruppo LHCb di Cagliari, in cui ho effettuato il mio lavoro di tesi, si occupa, in collaborazione con un gruppo di Frascati, della progettazione e dello studio delle *performance* di una tecnologia, rivelatori a gas tripla-GEM con lettura a *pad*, basata su GEM (Gas Electron Multiplier) come nuova tecnologia proposta per coprire la parte centrale della prima camera a muoni di LHCb. Il gruppo, in due anni di studio ha effettuato diversi *test*, tra cui due *test beam* al CERN (Ottobre 2000 e Aprile 2001) ed uno al PSI (Paul Scherrer Institut, Giugno 2001). Il mio lavoro di tesi è iniziato in coincidenza con l'analisi del secondo *test beam*. L'oggetto di questa tesi è stato lo studio delle prestazioni di rivelatori a gas basati su GEM e dell'ottimizzazione dei parametri che le caratterizzano. La tesi è articolata in cinque capitoli.

Nel primo capitolo sono presentate le motivazioni teoriche che supportano la richiesta dello studio della fisica dell'esperimento. Vengono descritte le principali caratteristiche del Modello Standard e come questo introduca naturalmente la violazione di CP per le interazioni deboli, seppure in una quantità non sufficiente da spiegare l'osservata predominanza di materia nel nostro universo.

Nel secondo capitolo, dopo una descrizione del *collider* LHC, viene trattato l'esperimento LHCb, le richieste generali per l'intero esperimento, e le caratteristiche dei singoli sotto-rivelatori utilizzati, con particolare riguardo alla struttura ed al funzionamento del sistema per muoni.

Nel terzo capitolo vengono descritte in dettaglio le caratteristiche della tecnologia in studio. Viene fatta un'introduzione sui principi di funzionamento dei rivelatori a gas seguita dalla descrizione della GEM e del comportamento di un rivelatore a gas costituito da una singola GEM. È poi descritto il rivelatore a tripla-GEM con lettura a *pad* ed in particolare i parametri che ne determinano le prestazioni.

Nel quarto capitolo viene descritta l'evoluzione, attraverso i vari *test* su fascio, dell'ottimizzazione delle caratteristiche del rivelatore, in rapporto allo studio della variazione dei parametri che le determinano. Per il *test* di Ottobre 2000 vengono presentati i risultati sperimentali ottenuti dal gruppo, mentre per il *test beam* di Aprile 2001, oltre ai risultati, viene spiegata la modalità delle scelte per l'analisi *offline* fatta. Il *test beam* del PSI, a cui ho partecipato oltre che per l'analisi anche per la preparazione, viene descritto in dettaglio: la costruzione dei rivelatori, il *setup* del fascio, la descrizione della formattazione dei dati delle ntuple, le modalità e i risultati dell'analisi. Nel quinto capitolo sono infine riassunte le attuali conclusioni sulle prestazioni dei rivelatori studiati a confronto con le richieste dell'esperimento, ed



elencati i punti ancora in sospenso che sono in corso di studio.



# Capitolo 1

## Simmetria CP nell'interazione debole

L'interazione debole viola la simmetria CP trattando diversamente, in alcuni casi, materia e antimateria. Il Modello Standard, pur introducendo in modo naturale la violazione di CP, non è attualmente in grado di spiegare l'osservata predominanza di materia nel nostro universo. La ricerca attuale è volta ad investigare le cause di tale violazione e a verificare la consistenza del modello; eventuali incogruenze sarebbero evidenza di *nuova fisica*.

### 1.1 Introduzione

Un sistema è simmetrico rispetto all'applicazione di una trasformazione quando questa lo lascia invariato, in una configurazione indistinguibile da quella originale.

Nel 1917 Emmy Noether pubblicò l'omonimo famoso teorema [1] che lega le simmetrie alle leggi di conservazione.

Data una trasformazione unitaria e continua  $U = e^{i\alpha T}$ , dove  $T$  è un operatore hermitiano, si consideri la trasformazione infinitesima:

$$U = 1 + i\delta_\alpha T$$

Per un generico operatore  $O(t)$ , dipendente dal tempo, si ha che  $O' = UOU^+$  e, per la trasformazione infinitesima considerata:

$$O' = O + \delta O$$

dove  $\delta O = i\delta_\alpha [O, T]$ . Per l'Hamiltoniana di un qualsiasi sistema si avrà quindi:

$$H' = H + \delta H = H + i\delta_\alpha [H, T]$$

Così, se il sistema è simmetrico rispetto alla trasformazione applicata, si ottiene:

$$H = H' \Leftrightarrow \delta H = 0 \Leftrightarrow [H, T] = 0$$

ossia  $T$  è una costante del moto (e viceversa).

L'invarianza della lagrangiana che descrive un sistema, rispetto all'applicazione di una trasformazione, implica la conservazione di una quantità fisica connessa con il generatore della trasformazione stessa.

#### SIMMETRIA $\Leftrightarrow$ LEGGE DI CONSERVAZIONE

Alcune tra le più importanti operazioni, che potrebbero lasciare il sistema in uno stato simmetrico rispetto a quello iniziale, sono:

- traslazione nello spazio e nel tempo, rotazione nello spazio;
- coniugazione di carica;
- parità (inversione di tutti gli assi di riferimento);
- rotazione nello spazio immaginario di alcune quantità come isospin, *flavour*.

La simmetria rispetto a ciascuna di queste operazioni implica rispettivamente le leggi di conservazione:

- dell'impulso, dell'energia e del momento angolare;
- della carica;
- di parità;
- dell'isospin e del *flavour*.

Uno dei teoremi fondamentali della teoria dei campi, alla base dell'attuale interpretazione della fisica delle particelle, è il teorema CPT [2], che afferma che applicando le tre operazioni di:

- *coniugazione di carica*  $C$ ;
- *parità*  $P$ ;
- *inversione temporale*  $T$ ;

in qualunque successione, ad una qualunque reazione o sistema di particelle interagenti, anche macroscopico, il sistema ottenuto deve essere uguale a quello di partenza, conservando il prodotto CPT anche in una teoria che non è individualmente invariante sotto le singole trasformazioni di C, P e T. Il teorema CPT si basa sulle principali assunzioni di meccanica quantistica, sul principio di invarianza di Lorentz e sull'idea che le interazioni siano dovute a campi; non si può costruire una teoria di campo in cui questo teorema sia violato.

In generale ogni simmetria può essere rotta. Mentre le interazioni forti e quelle elettromagnetiche conservano tutte le simmetrie principali, le interazioni deboli ne violano la gran parte, come P, C, CP e T se CPT è conservato. Il MODELLO STANDARD (MS), modello teorico che descrive le interazioni elettro-deboli, genera in modo naturale la violazione di CP tramite l'introduzione di una fase complessa nella matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), che regola l'intensità delle trasformazioni tra i quark nelle interazioni deboli.

La violazione di CP è una delle tre condizioni, insieme alla violazione del numero barionico e alla perdita di equilibrio termico, per generare l'asimmetria tra materia e antimateria nel nostro universo [3]. Tuttavia il MS non è capace di generare una quantità sufficiente di violazione di CP tale da spiegare l'osservata predominanza di materia [4]. La ricerca attuale è volta ad investigare a fondo sulle cause di questa violazione che dalle considerazioni fatte sembra promettere evidenza di *nuova fisica*.

La violazione di CP osservata nel decadimento dei mesoni K neutri è consistente con il Modello Standard, tuttavia alcuni parametri della matrice CKM non possono essere misurati direttamente tramite tali osservazioni anche a causa di fattori adronici non calcolabili che rientrano nelle ampiezze di decadimento. Un altro sistema di mesoni neutri del tutto analogo a quello dei K è quello dei B. In questo caso però risulta possibile applicare la QCD in modo perturbativo, ottenendo predizioni teoriche più precise. Nel sistema dei mesoni B neutri vi sono molti modi di decadimento possibili, previsti dal modello, che dà precise predizioni di violazione di CP per gran parte di essi. Lo studio di questo sistema permette di testare la validità del Modello Standard con grande accuratezza, ed eventualmente di trovare tracce di *nuova fisica*.

## 1.2 Il Modello Standard

Il Modello Standard è una teoria di campo che descrive tutte le interazioni note tra le particelle elementari, eccetto quella gravitazionale; basandosi sul-

la simmetria  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  tratta l'interazione elettodebole e l'interazione forte tra le particelle.

Nell'ambito del MS tutta la materia è composta da tre tipi di particelle elementari: *leptoni*, *quark* e *mediatori*. I primi, leptoni e quark, massivi, sono fermioni e rappresentano i costituenti fondamentali della materia; i secondi, mediatori delle interazioni, sono bosoni vettori. I leptoni vengono classificati secondo carica  $Q$  e numero quantico leptonico  $L_e, L_\mu, L_\tau$  (rispettivamente numero quantico elettronico, muonico e tauonico); i quark possiedono carica frazionaria (tab. 1.1) e sono caratterizzati oltre che dai numeri quantici comuni, anche dai numeri quantici di *flavour* e di *colour*. Entrambi sono presenti nel modello con le rispettive antiparticelle, raggruppati in tre generazioni o famiglie.

Ogni famiglia leptonica è costituita da un doppietto di isospin debole levogiro e da un singoletto destrogiro. Infatti i neutrini interagiscono solo per interazione debole, la cui forma  $(V - A)$  consente di rivelare soltanto neutrini sinistrorsi e antineutrini destrorsi. I leptoni carichi e i quark sono presenti nel MS come particelle di entrambe le chiralità, tuttavia i quark non vengono osservati come particelle libere (spiegabile attraverso il fenomeno del confinamento [5]), ma solo in coppie quark-antiquark, mesoni, o in tripletti, barioni. Inoltre per i quark gli autostati deboli non coincidono con gli autostati di massa e si passa da una rappresentazione all'altra tramite la matrice CKM.

Per quel che concerne le interazioni fondamentali, come già accennato, l'interazione gravitazionale non viene considerata nel modello, poichè troppo più debole, in questo contesto, delle altre e quindi trascurabile. Tutte le interazioni vengono descritte tramite lo scambio di bosoni vettori e soddisfano alla richiesta dell'invarianza di gauge locale.

Il mediatore dell'interazione elettromagnetica è il *fotone*, neutro, non massivo; il raggio di interazione è infinito. L'interazione forte è mediata dai *gluoni*, anch'essi non massivi, ma portatori di carica di colore. Secondo la simmetria  $SU(3)_C$  che descrive la QCD, i gluoni dovrebbero formare un ottetto e un singoletto di colore; tuttavia un eventuale singoletto sarebbe una particella

GENERAZIONI	1	2	3	CARICA(Q/e)
<i>Leptoni</i>	$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} -1 \\ 0 \end{matrix}$
<i>Quark</i>	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	$\begin{matrix} 2/3 \\ -1/3 \end{matrix}$

Tabella 1.1: Classificazione di *leptoni* e *quark*.

libera, capace di mediare l'interazione forte fra particelle esse stesse senza colore; il fatto però di esser priva di massa causerebbe un'interazione di raggio infinito. L'interazione forte osservata è a corto raggio, si deduce quindi dalle considerazioni fatte che solo otto sono gluoni reali mentre il singoletto è una particella sterile. L'interazione debole è mediata viceversa da bosoni vettori molto pesanti ( $W^\pm$ ,  $Z^0$  di massa  $M_{W,Z^0} \simeq 90$  GeV), il che comporta un raggio d'azione molto piccolo rispetto alle dimensioni nucleari.

### 1.2.1 La matrice CKM e la violazione di CP

L'interazione debole si distingue in interazione di corrente neutra ed interazione di corrente carica; mentre la prima conserva il *flavour*, al primo ordine, per la seconda, al contrario, si ha che gli autostati deboli non coincidono con gli autostati di massa. La matrice che consente il passaggio da una configurazione all'altra, fu definita nel 1973 da Kobayashi e Maskawa [6], e dà una parametrizzazione esplicita per 6 quark, generalizzando il modello a 4 quark che presenta come unico parametro l'angolo di Cabibbo. Il mescolamento dei quark è espresso, per convenzione, in termini di una matrice unitaria  $3 \times 3$  che agisce sugli autostati di massa (d, s, b), di carica  $-e/3$ , per dare gli autostati di interazione debole ( $d'$ ,  $s'$ ,  $b'$ ).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

Gli elementi di matrice  $V_{ij}$  sono legati alle costanti di accoppiamento relative alle trasizioni tra i quark *tipo-down* (d, s, b) e i quark *tipo-up* (u, c, t), normalizzati a  $\sqrt{G_F}$ , dove  $G_F$  è la costante di accoppiamento di Fermi. Attualmente il *range* di valori di ciascun elemento di matrice, ricavato da misure dirette, unitamente alla condizione di unitarietà di tre sole famiglie, è [11]:

$$\begin{pmatrix} 0.9742 - 0.9757 & 0.219 - 0.226 & 0.002 - 0.005 \\ 0.219 - 0.225 & 0.9734 - 0.9749 & 0.037 - 0.043 \\ 0.004 - 0.014 & 0.035 - 0.043 & 0.9990 - 0.9993 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

L'unitarietà è una restrizione che lega elementi di matrice differenti, così scegliere un valore specifico per un elemento implica restrizioni sul *range* degli altri. Una matrice unitaria si determina attraverso  $(n-1)^2$  parametri. Generalmente si parametrizza *alla Murnaghan* [7], in termini di  $n(n-1)/2$  angoli di rotazione di Eulero e  $(n-1)(n-2)/2$  fasi complesse:

- per  $n = 2$  come unico parametro libero si ha un solo angolo di rotazione, rappresentazione di Cabibbo-GIM [8] [9];
- per  $n = 3$ , il più piccolo valore di  $n$  compatibile con i dati, sono previsti tre angoli di rotazione ed una fase complessa [10], rappresentazione della matrice CKM.

La matrice CKM può essere parametrizzata in diversi modi, i più interessanti per affrontare una verifica del modello sono:

- *la parametrizzazione standard;*
- *la parametrizzazione di Wolfenstein.*

### **La parametrizzazione standard**

La parametrizzazione standard utilizza [11]:

- gli angoli  $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ;
- la fase  $\delta_{13}$ ;

posto  $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  e  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$  con  $i, j = 1, 2, 3$  che indicano le tre generazioni, si ha:

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

È la fase complessa introdotta che porta la violazione della simmetria CP all'interno del modello, essendo CP un operatore di coniugazione complessa degli stati. Gli elementi di matrice della prima riga e della terza colonna, misurabili direttamente da processi di decadimento, sono tutti di forma molto semplice, e dato che  $c_{13}$  devia dall'unità solo alla sesta cifra decimale, si ha:

$$V_{ud} \cong c_{12}, \quad V_{us} \cong s_{12}, \quad V_{ub} \cong s_{13}e^{-i\delta_{13}}, \quad V_{cb} \cong s_{23}, \quad V_{tb} \cong c_{23}$$

con eccellente approssimazione. Un valore diverso da zero della fase  $\delta_{13}$  rompe la simmetria CP per le interazioni deboli. L'utilizzo della parametrizzazione standard è fortemente raccomandato per valutazioni numeriche [12], tuttavia una volta calcolati i quattro parametri:

$$s_{12} = V_{us}, \quad s_{13} = V_{ub}, \quad s_{23} = V_{cb}, \quad \delta_{13}$$

è conveniente utilizzare una parametrizzazione che permetta di vedere i risultati in modo più trasparente.



### La parametrizzazione di Wolfenstein

La parametrizzazione di Wolfenstein offre una rappresentazione molto chiara della matrice CKM, e permette la derivazione di molti risultati analitici. La parametrizzazione di Wolfenstein [13] consiste in uno sviluppo in serie di potenze degli elementi di matrice. Il parametro di tale sviluppo è  $\lambda = |V_{us}| = \sin\theta_C = 0.221 \pm 0.002$ , seno dell'angolo di Cabibbo, misurato in decadimenti che coinvolgono il quark s [14]. Fermandosi al quinto ordine si ha:

$$V_{CKM} \approx V_{CKM}^{(3)} + \delta V_{CKM}^{(5)}$$

dove  $V_{CKM}^{(3)}$  rappresenta l'approssimazione al terzo ordine in  $\lambda$  e  $\delta V_{CKM}^{(5)}$  i contributi di ordine superiore.

$$V_{CKM}^{(3)} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

$$\delta V_{CKM}^{(5)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ -iA^2\lambda^5\eta & 0 & 0 \\ A(\rho + i\eta)\frac{\lambda^5}{2} & (\frac{1}{2} - \rho)A\lambda^4 - iA\lambda^4\eta & 0 \end{pmatrix}$$

A è un coefficiente di normalizzazione uguale a circa 5/4. Per una discussione qualitativa della violazione di CP nel sistema dei mesoni B neutri è sufficiente lo sviluppo al terzo ordine, così il termine  $\delta V_{CKM}^{(5)}$  viene solitamente trascurato. La parametrizzazione di Wolfenstein si può ricavare dalla parametrizzazione standard ponendo:

$$s_{12} = \lambda, \quad s_{23} = A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta_{13}} = A\lambda^3(\rho - i\eta) \quad (1.5)$$

Attuando questo cambiamento di variabili nella parametrizzazione standard si ottiene la matrice CKM in funzione di  $\lambda$ ,  $\rho$ ,  $\eta$  e A, continuando a soddisfare esattamente la condizione di unitarietà  $V_{CKM}^+ V_{CKM} = I$ .

Da notare che la condizione  $\eta \neq 0$  è necessaria per generare la violazione di CP, e che l'interazione è dominante fra elementi della stessa famiglia, mentre quella tra famiglie diverse è tanto più debole quanto maggiore la distanza tra esse.

#### 1.2.2 I Triangoli di Unitarietà

Come già accennato, la condizione di unitarietà crea varie relazioni tra gli elementi di matrice della CKM, dovute alla normalizzazione di colonne e

righe ed all'ortogonalità di righe e colonne differenti. Le relazioni di ortogonalità sono particolarmente interessanti poiché possono essere rappresentate geometricamente tramite sei triangoli nel piano complesso, chiamati *triangoli di unitarietà*:

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{us}^* + V_{cd}V_{cs}^* + V_{td}V_{ts}^* &= 0 \\ V_{ud}V_{cd}^* + V_{us}V_{cs}^* + V_{ub}V_{cb}^* &= 0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* &= 0 \\ V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* &= 0 \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* &= 0 \\ V_{cd}V_{td}^* + V_{cs}V_{ts}^* + V_{cb}V_{tb}^* &= 0 \end{aligned} \quad (1.8)$$

Le equazioni che descrivono tali condizioni sono invarianti per una trasformazione globale di fase, così se applicata, i triangoli corrispondenti ruotano nel piano complesso. Lati e angoli, dati da moduli di elementi di matrice, rimangono invarianti e non dipendendo dalla convenzione di fase risultano *osservabili fisiche*.

Tutti e sei i triangoli di unitarietà possiedono inoltre la stessa area [12]:

$$A_{\Delta} = \frac{|J_{CP}|}{2}$$

legata alla quantità  $J_{CP}$ , definita [10] per qualsiasi  $i, j, k, l = 1, 2, 3$ :

$$Im[V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*] = J_{CP} \sum_{m,n=1}^3 \epsilon_{ikm}\epsilon_{jln}$$

Il valore di  $J_{CP}$  è di grande interesse nello studio della violazione di CP, e la condizione  $J_{CP} \neq 0$  è necessaria per la violazione stessa.

Analizzando le sei relazioni 1.6, 1.7 e 1.8 si può notare che esse, dal punto di vista dello sviluppo in  $\lambda$ , sono rispettivamente di tre tipi differenti:

$$\begin{aligned} O(\lambda) + O(\lambda) + O(\lambda^5) &= 0 \\ O(\lambda^3) + O(\lambda^3) + O(\lambda^3) &= 0 \\ O(\lambda^4) + O(\lambda^2) + O(\lambda^2) &= 0 \end{aligned}$$

La prima e la terza relazione rappresentano triangoli molto schiacciati, con due lati molto più lunghi del terzo. Viceversa, i triangoli legati alla seconda relazione come (fig. 1.1):

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.9)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0 \quad (1.10)$$

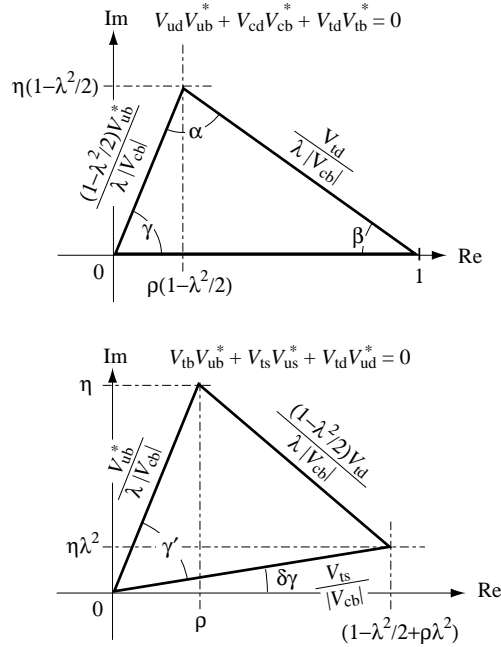


Figura 1.1: Rappresentazione di due triangoli di unitarietà nella parametrizzazione di Wolfenstein con approssimazione valida fino a  $O(\lambda^5)$ .

presentano lati di lunghezza confrontabile.

Attraverso i triangoli di unitarietà è possibile confrontare tra loro i dati relativi a lati e angoli ricavati da esperimenti diversi e verificarne la compatibilità.

### 1.3 Violazione di CP nei mesoni B

La violazione di CP nel sistema dei mesoni B si può verificare in tre differenti maniere.

1. *Violazione Diretta* negli elementi di matrice, relativa a decadimenti di mesoni B sia carichi che neutri, quando le ampiezze di un processo e del processo CP coniugato sono differenti.

$$A(B \longrightarrow f) \neq A(\bar{B} \longrightarrow \bar{f})$$

È difficilmente calcolabile a causa di fasi forti dipendenti da aspetti non perturbativi di QCD che non consentono la correlazione di quanto misurato con le fasi della matrice CKM.

2. *Violazione Indiretta* nel mescolamento, avviene nel sistema dei mesoni B neutri quando gli autostati di massa non possono essere scelti come autostati di CP.

$$A(B^0 \longrightarrow \bar{B}^0) \neq A(\bar{B}^0 \longrightarrow B^0)$$

Prospetta un'asimmetria piccola e difficilmente calcolabile.

3. *Violazione di CP nell'interferenza fra decadimenti con e senza mescolamento*, presente quando gli stati finali dei decadimenti di  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  sono uguali.

$$B^0 \longrightarrow \bar{B}^0 \longrightarrow f \quad B^0 \longrightarrow f$$

Anche se spesso si presenta in combinazione con i due precedenti, vi sono casi in cui con ottima approssimazione è l'unico processo. In tali circostanze si ha che la *rate* di decadimento ottenuta dalla somma di questi processi differisce da quella dei corrispondenti CP coniugati dando una grande asimmetria CP.

### 1.3.1 Il sistema $B^0 - \bar{B}^0$

I mesoni B neutri, presenti in due coppie note,  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  e  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  (tab. 1.2), prodotti per interazione forte, come autostati di *beauty*, decadono per interazione debole non conservando il numero quantico di *flavour*. Consideriamo

<i>Meson</i>	Tipo	$m$ (MeV)	$\tau$ ( $10^{-12}$ s)
<i>Bottom Mesons</i> $B = \pm 1$	$B^+ \quad u\bar{b}$	$5279.0 \pm 0.5$	$1.653 \pm 0.028$
	$B^- \quad \bar{u}b$		
	$B^0 \quad d\bar{b}$	$5279.4 \pm 0.5$	$1.548 \pm 0.032$
	$\bar{B}^0 \quad \bar{d}b$		
<i>Bottom Strange Mesons</i> $B = \pm 1$ $S = \mp 1$	$B_s^0 \quad s\bar{b}$	$5369.6 \pm 2.4$	$1.493 \pm 0.062$
	$\bar{B}_s^0 \quad \bar{s}b$		
<i>Bottom Charmed Mesons</i> $B = C = \pm 1$	$B_c^+ \quad c\bar{b}$	$(6.4 \pm 0.4)10^3$	$0.46^{+0.18}_{-0.16}$
	$B_c^- \quad \bar{c}b$		

Tabella 1.2: Classificazione dei mesoni B, stati legati di quark-antiquark contenenti il quark  $b(\bar{b})$ .

il caso dei mesoni  $B_d^0$  ponendo  $B_d^0 = B^0$  per non appesantire la notazione. Il mescolamento dei mesoni B neutri è sperimentalmente accertato [15],  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  si trasformano l'uno nell'altro per interazione debole, attraverso i diagrammi a *box* mostrati in figura 1.2.

In generale questo significa che una particella che inizialmente si trova in uno stato definito (particella o antiparticella) evolve poi nel tempo in un mescolamento quantomeccanico dei due stati.

Data una combinazione lineare arbitraria dei mesoni B autostati di *flavour*:

$$a|B^0\rangle + b|\bar{B}^0\rangle$$

l'evoluzione temporale di un tale stato è governata dall'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo:

$$i\frac{d}{dt}\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = H\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \equiv (M - \frac{i}{2}\Gamma)\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.11)$$

con:

$$(M - \frac{i}{2}\Gamma) \equiv \left[ \begin{pmatrix} M & M_{12} \\ M_{12}^* & M \end{pmatrix} - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \Gamma & \Gamma_{12} \\ \Gamma_{12}^* & \Gamma \end{pmatrix} \right]$$

dove M e  $\Gamma$  sono due matrici hermitiane  $2 \times 2$ ; l'invarianza CPT garantisce che  $H_{11} = H_{22}$ . Questa hamiltoniana, responsabile della propagazione temporale degli stati, del mescolamento e del decadimento, non preserva il modulo del vettore  $(a, b)$ , è non hermitiana e non ha autovalori reali; diagonalizzando con una matrice  $2 \times 2$  si ha che la parte immaginaria descrive la velocità di decadimento dei due autostati, mentre la parte reale le loro masse. I termini di M e  $\Gamma$  fuori diagonale ( $M_{12}$  e  $\Gamma_{12}$ , rispettivamente noti come parte dispersiva e assorbente dell'ampiezza di transizione fra  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ ) sono dati dai diagrammi a *box* di figura 1.2 e sono in generale delle quantità complesse. A partire dagli autostati di *flavour* è possibile definire gli autostati di CP:

$$B_1 = \frac{B^0 - \bar{B}^0}{2}$$

$$B_2 = \frac{B^0 + \bar{B}^0}{2}$$

con autovalore rispettivamente negativo e positivo. Ora poichè  $[H, CP] \neq 0$  si ha che i due autostati di H, autostati di massa, sono  $B_L$  (*Light*) e  $B_H$  (*Heavy*), esprimibili come combinazioni lineari degli autostati di *flavour*  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ :

$$|B_L\rangle = p|B^0\rangle + q|\bar{B}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(B_2 + \epsilon B_1)$$

$$|B_H\rangle = p|B^0\rangle - q|\bar{B}^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1-|\epsilon|^2}}(B_1 + \epsilon B_2)$$

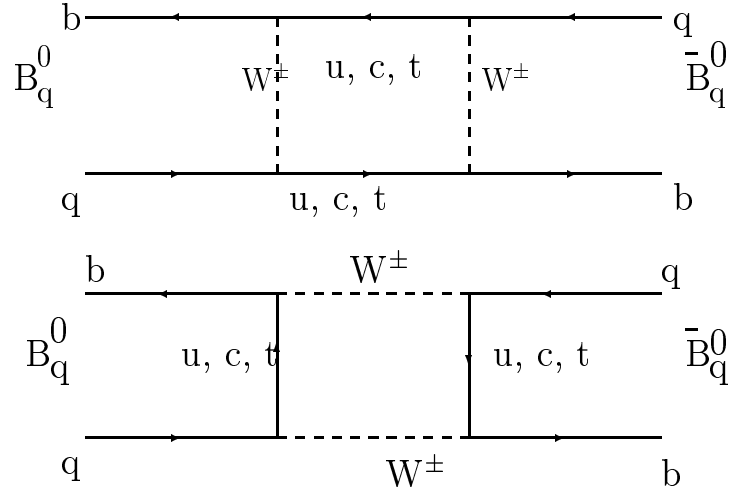


Figura 1.2: Diagrammi a box responsabili del mescolamento di  $B^0 - \bar{B}^0$ ; all'origine della violazione di CP nel mixing, rappresentano ciascuno 9 diagrammi, uno per ogni combinazione dei quark  $u, c, t$  come linee interne.

dove  $p$  e  $q$  sono dei coefficienti complessi che obbediscono alla relazione di normalizzazione:

$$|q|^2 + |p|^2 = 1$$

da notare che se:

$$\epsilon \neq 0 \rightarrow |q/p| \neq 1$$

si ha violazione indiretta di CP nel mescolamento data dalla contaminazione di  $B_1$  ( $B_2$ ) in  $B_L$  ( $B_H$ ).

I valori delle masse dei due stati  $M_L$  e  $M_H$ , così come le rispettive larghezze  $\Gamma_L$  e  $\Gamma_H$ , non sono particolarmente importanti per quel che concerne la violazione di CP, poiché dominati dai termini diagonali di H e, fisicamente, dalla massa del quark  $b$  e da interazioni forti. Viceversa sono interessanti le differenze in massa  $\Delta m_B$  e in larghezza  $\Delta \Gamma_B$  tra i mesoni B neutri:

$$\begin{aligned} \Delta m_B &\equiv M_H - M_L \\ \Delta \Gamma_B &\equiv \Gamma_H - \Gamma_L \end{aligned}$$

si noti che  $\Delta m_B$  è definita positiva e risolvendo l'equazione agli autovalori dell'hamiltoniana (rel. 1.11) si ottiene:

$$\begin{aligned} (\Delta m_B)^2 - \frac{1}{4}(\Delta\Gamma_B)^2 &= 4(|M_{12}|^2 - \frac{1}{4}|\Gamma_{12}|^2) \\ \Delta m_B \Delta\Gamma_B &= 4\text{Re}(M_{12}\Gamma_{12}^*) \end{aligned} \quad (1.12)$$

inoltre il rapporto  $q/p$  è dato dalla relazione:

$$\frac{q}{p} = -\frac{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B}{2(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})} = -\frac{2(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)}{\Delta m_B - \frac{i}{2}\Delta\Gamma_B} \quad (1.13)$$

Il termine fuori diagonale  $\Gamma_{12}$  deve essere ricavato da canali di decadimento comuni a  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ . Il mesone  $B^0$  decade principalmente attraverso canali del tipo  $\bar{b} \rightarrow \bar{c} + \bar{d} + u$ , mentre il  $\bar{B}^0$  in  $b \rightarrow c + d + \bar{u}$ , si hanno quindi stati finali completamente differenti. Esistono solo pochi canali di decadimento comuni ai due mesoni B neutri, come ad esempio:

$$B^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \leftarrow \bar{B}^0 \quad \text{o} \quad B^0 \rightarrow D^+ + D^- \leftarrow \bar{B}^0$$

rispettivamente canali del tipo  $b \rightarrow c + d + \bar{c}$  e  $b \rightarrow u + d + \bar{u}$ , comunque soppressi di un fattore  $|V_{cb}V_{cd}^*|^2$  o  $|V_{ub}V_{ud}^*|^2$ , con *branching ratio*  $\leq 10^{-3}$ . Così ci si aspetta che la differenza di vita media tra i due mesoni neutri  $B^0$  sia trascurabile, e si ha:

$$\tau_B \simeq (1.549 \pm 0.020)10^{-12} \text{ s}$$

$\Delta\Gamma_B$  non è stata misurata. Viceversa la differenza in massa, misurata dall'oscillazione  $B^0 - \bar{B}^0$  è:

$$\Delta m_B = (3.07 \pm 0.11)10^{-4} \text{ eV}$$

Così nel sistema dei mesoni B neutri considerato, si ha  $\Gamma_{12} \ll M_{12}$  che implica [16]  $|\Delta\Gamma_B| \ll \Delta m_B$  e:

$$|q/p| \simeq 1 - O(10^{-3}) \quad (1.14)$$

Si ha quindi che la violazione indiretta di CP nel mescolamento di  $B^0 - \bar{B}^0$  è un effetto molto piccolo. Le equazioni 1.12 e 1.13 si riducono a:

$$\Delta m_B = 2|M_{12}|, \quad \Delta\Gamma_B = 2\text{Re}(M_{12}\Gamma_{12}^*/|M_{12}|)$$

$$\frac{1 - \epsilon}{1 + \epsilon} = \frac{q}{p} = -\frac{|M_{12}|}{M_{12}}$$

ciascuna di queste quantità dipende solo da termini fuori diagonale di H.

L'evoluzione temporale degli autostati di massa viene espressa:

$$\begin{aligned} |B_L(t)\rangle &= \exp\{-i(M_L - i\Gamma_L/2)t\}|B_L(0)\rangle \\ |B_H(t)\rangle &= \exp\{-i(M_H - i\Gamma_H/2)t\}|B_H(0)\rangle \end{aligned} \quad (1.15)$$

Combinando assieme le equazioni 1.15 e 1.13 si ottiene l'evoluzione temporale di  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ :

$$\begin{aligned} |B^0(t)\rangle &= g_+(t)|B^0\rangle + (q/p)g_-(t)|\bar{B}^0\rangle \\ |\bar{B}^0(t)\rangle &= (p/q)g_-(t)|B^0\rangle + g_+(t)|\bar{B}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.16)$$

dove:

$$\begin{aligned} g_+(t) &= e^{-iMt} e^{-\Gamma t/2} \cos(\Delta m_B t/2) \\ g_-(t) &= e^{-iMt} e^{-\Gamma t/2} i \sin(\Delta m_B t/2) \end{aligned}$$

con  $M = (M_H + M_L)/2$  e  $\Gamma = (\Gamma_H + \Gamma_L)/2$ .

La probabilità di avere un  $B^0$  ( $\bar{B}^0$ ) ad un tempo  $t \neq 0$  è data da  $|g_+(t)|^2$  ( $|g_-(t)|^2$ ), per  $|q/p| = 1$  (rel. 1.14):

$$|g_{\pm}|^2 = \frac{1}{2} e^{-\Gamma t} \{1 \pm \cos(t\Delta m_B)\}$$

### 1.3.2 Asimmetria CP nel decadimento dei mesoni B neutri

La violazione di CP nei mesoni B neutri può essere rilevata comparando i decadimenti, con e senza mescolamento, di  $B^0$  e  $\bar{B}^0$ , osservando un'eventuale asimmetria tra  $\Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP})$  e  $\Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow f_{CP})$ , dove  $f_{CP}$ , autostato di CP, è lo stato finale comune ai due decadimenti. È possibile definire:

$$A \equiv \langle f_{CP}|H|B^0\rangle, \quad \bar{A} \equiv \langle f_{CP}|H|\bar{B}^0\rangle, \quad \xi = \frac{q}{p} \frac{\bar{A}}{A}$$

così l'evoluzione temporale può essere scritta:

$$\begin{aligned} \langle f_{CP}|H|B^0(t)\rangle &= A\{g_+(t) + \xi g_-(t)\} \\ \langle \bar{f}_{CP}|H|\bar{B}^0(t)\rangle &= \frac{p}{q} A\{g_-(t) + \xi g_+(t)\} \end{aligned}$$

Allora dalle relazioni 1.16 si calcola l'asimmetria CP dipendente dal tempo, definita come:

$$a(t) = \frac{\Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP}) - \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}_{CP})}{\Gamma(B^0 \rightarrow f_{CP}) + \Gamma(\bar{B}^0 \rightarrow \bar{f}_{CP})}$$



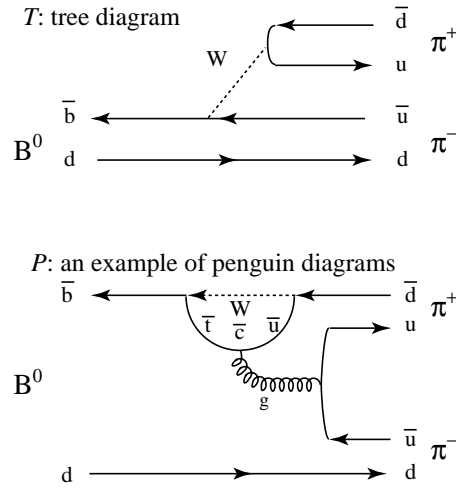


Figura 1.3: Diagrammi ad albero ed a pinguino per il decadimento  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ .

Considerando la relazione 1.14, se  $|\bar{A}/A| = 1$ , si ha che  $|\xi| = 1$ , e:

$$a(t) = -Im(\xi) \sin(\Delta m_B t)$$

In generale l'ampiezza totale di decadimento di  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  in un arbitrario stato finale può essere scritta come somma di vari contributi, dovuti ai possibili modi in cui può avvenire:

$$A = \sum_k A_k e^{i\delta_k} e^{i\phi_k}, \quad \bar{A} = \sum_k A_k e^{i\delta_k} e^{-i\phi_k} \quad (1.17)$$

dove  $\phi_k$  è la fase *debole*, legata alla matrice CKM, e rappresenta la violazione di CP, mentre  $\delta_k$  è la differenza di fase *forte*, la stessa per  $A$  e  $\bar{A}$  dato che l'interazione forte conserva CP. Allora  $|A| = |\bar{A}|$  se i vari contributi  $A_k$  alla fase totale possiedono la stessa fase debole  $\phi_k$ , o in particolare, se vi è un unico contributo dominante al decadimento. In generale  $|\bar{A}|/|A| \neq 1$  dato che un decadimento non leptonic riceve contributi sia da diagrammi ad albero che a pinguino, che presentano generalmente fasi deboli diverse, come ad esempio in figura 1.3. Esistono tuttavia alcuni casi in cui  $|\bar{A}|/|A| = 1$ . In particolare possiamo considerare il canale  $b \rightarrow s + c + \bar{c}$ , responsabile del decadimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_s$ . Lo stato finale, autostato di CP, viene generato in maniera dominante attraverso il diagramma ad albero  $b \rightarrow c$ , benché esistano contributi anche del diagramma a pinguino. Per tale decadimento l'ampiezza relativa al diagramma ad albero è proporzionale a  $V_{cb}V_{cs}^*$ , mentre

quella legata al diagramma a pinguino presenta il fattore  $V_{tb}V_{ts}^*$  avente la stessa fase debole. Allora dalla relazione 1.17 si ottiene:

$$\frac{\bar{A}}{A} = \frac{V_{cb}V_{cs}^*}{V_{cb}^*V_{cs}} = e^{-2i\beta}$$

ed in particolare l'asimmetria CP è data da:

$$a_{J/\psi K_s}(t) = -\sin(2\beta)\sin(\Delta mt)$$

che permette di estrarre l'angolo  $\beta$  del triangolo di unitarietà.

Il decadimento  $B_d^0 \rightarrow J/\psi + K_s$ , particolarmente interessante per l'asimmetria che presenta, libera da incertezze adroniche, è quello ideale (*gold-plated*) e verrà utilizzato per verificare la consistenza del meccanismo proposto dalla matrice CKM.

## 1.4 La fisica dei mesoni B e la matrice CKM

I due triangoli di unitarietà rilevanti per la fisica del sistema dei mesoni B (fig. 1.1) sono dati dalle relazioni 1.9, 1.10 e degenerano l'uno nell'altro se  $\delta V_{CKM}^{(5)}$  è trascurabile.

Soffermandoci allora sul triangolo dato dalla relazione 1.9 (fig. 1.4), si nota che  $V_{cd}V_{cb}^*$  è reale e  $|V_{cd}V_{cb}^*| = A\lambda^3$ . Riscalando il triangolo dividendo tutti i termini per questo numero si ottiene che la lunghezza di base è pari a 1, mentre la lunghezza dei lati è legata agli elementi della matrice CKM dalle relazioni:

$$\begin{aligned} \frac{1}{A\lambda^3}V_{ud}V_{ub}^* &= \bar{\rho} + i\bar{\eta} \\ \frac{1}{A\lambda^3}V_{td}V_{tb}^* &= 1 - (\bar{\rho} + i\bar{\eta}) \end{aligned}$$

dove si è posto:

$$\bar{\rho} = \rho\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \quad (1.18)$$

$$\bar{\eta} = \eta\left(1 - \frac{\lambda^2}{2}\right) \quad (1.19)$$

Il vertice A in figura 1.4 corrisponde alle coordinate  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  e non  $(\rho, \eta)$ , tuttavia  $\bar{\rho} \simeq \rho$  e  $\bar{\eta} \simeq \eta$  entro il 3% di accuratezza [17].

La procedura raccomandata per il calcolo dei parametri del triangolo è:

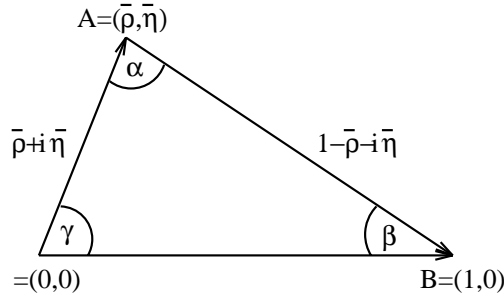


Figura 1.4: Triangolo di unitarietà nel piano  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ .

1. utilizzare la parametrizzazione standard nelle applicazioni fenomenologiche per trovare i valori di  $s_{12}, s_{13}, s_{23}, \delta_{13}$ ;
2. attuare il cambiamento di variabili per ottenere la matrice CKM in funzione di  $\lambda, A, \rho, \eta$ , utilizzando la relazione 1.5;
3. calcolare  $\bar{\rho}, \bar{\eta}$ , utilizzando le relazioni 1.18 e 1.19.

Come accennato, oltre ai lati, anche gli angoli dei triangoli di unitarietà sono osservabili fisiche. Gli angoli  $\beta$  e  $\gamma$  sono legati direttamente alle fasi complesse degli elementi di matrice  $V_{td}$  e  $V_{ub}$  attraverso [12]:

$$\begin{aligned} V_{td} &= |V_{td}|e^{-i\beta} \\ V_{ub} &= |V_{ub}|e^{-i\gamma} \end{aligned}$$

mentre  $\alpha$  viene ricavato dalla relazione  $\alpha + \beta + \gamma = 180^\circ$ .

Gli angoli dei triangoli possono essere estratti sia direttamente, all'interno del modello, attraverso misure di asimmetria CP, che indirettamente, da misure di lunghezza dei lati. Eventuale disaccordo sui valori ottenuti con i due procedimenti differenti potrebbe indicare *nuova fisica*.

- Direttamente, all'interno del MS, misure degli angoli  $\alpha, \beta, \gamma, \delta\gamma$  possono essere rivelate dall'osservazione di asimmetria CP relativa a differenti stati finali di decadimenti dei mesoni B. Alcuni esempi sono [12]:
  1.  $\beta + \gamma$  da  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$
  2.  $\beta$  da  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$
  3.  $\gamma - 2\delta\gamma$  da  $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\mp$
  4.  $\delta\gamma$  da  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$
  5.  $\gamma$  da  $B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}, D^0 K^{*0}, D_1 K^{*0}$

unitamente ai processi di decadimento CP coniugati; da notare che  $D_1$  è lo stato con  $CP = +1$  del mesone D neutro e che le misure ottenute dai canali di decadimento 2, 3 e 5, hanno incertezze teoriche molto piccole.

- Per quel che concerne il metodo indiretto, dato che il valore di  $\lambda$  è ben noto, i due triangoli rimangono completamente determinati da  $\rho$  e  $\eta$ , ricavabili da misure di  $|V_{cb}|$ ,  $|V_{ub}|$  e  $|V_{td}|$  come si vede in figura 1.1. I valori di  $|V_{cb}|$ ,  $|V_{ub}|$  ricavati sperimentalmente da decadimenti di mesoni B, hanno un valore attualmente stimato [14]:

$$\begin{aligned} |V_{cb}| &= 0.041 \pm 0.003 \\ |V_{ub}| &= 0.0033 \pm 0.0009 \end{aligned}$$

L'entità dell'errore su  $|V_{ub}|$  è dovuta ai limitati dati sperimentali disponibili insieme all'incertezza teorica nel ricavare gli effetti dell'interazione forte.

Il valore di  $|V_{td}|$  viene attualmente determinato dalla frequenza di oscillazione del sistema  $B_d^0 - \bar{B}_d^0$  [14]:

$$|V_{td}| = 0.009 \pm 0.003$$

anche in questo caso i dati sono affetti da un'incertezza dovuta alla difficile valutazione degli effetti dell'interazione adronica. Si potrebbe ottenere un miglioramento considerevole estraendo il valore di  $|V_{ts}|$  dalla frequenza di oscillazione del sistema  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  e utilizzando il rapporto  $|V_{td}/V_{ts}|$  in sostituzione di  $|V_{td}|$ , dato che il MS prevede per questo rapporto un'incertezza adronica molto ridotta.

Un'altra possibilità di evidenziare discordanze con il MS si ha attraverso lo studio di decadimenti, di mesoni B, rari o proibiti all'interno del modello. Tali decadimenti potrebbero esibire, in presenza di nuova fisica, un considerevole effetto di violazione di CP per interferenza [18]. Allo stesso modo si potrebbe avere un grande effetto nell'asimmetria dell'energia di produzione di coppie leptoniche nei decadimenti  $b \rightarrow sl^+l^-$  [19].

## Conclusioni

L'esperimento LHCb si propone di misurare alcuni parametri [14] della matrice CKM secondo i metodi descritti nella sezione §1.4. Discordanze nel raffronto:

- dei valori degli angoli dei triangoli di unitarietà ottenuti nei diversi modi;
- del valore misurato rispetto a quello teorico previsto dal MS;

porterebbero alla necessaria introduzione di *fisica oltre il Modello Standard*.



# Capitolo 2

## L'esperimento LHCb ad LHC

La ricerca nell'ambito della fisica delle particelle elementari ha richiesto, nel tempo, la costruzione di macchine capaci di accelerare particelle ad energie via via maggiori. Si ha in questo modo la possibilità:

- di esplorare nuovi intervalli di energia, rendendo possibile la scoperta di nuove particelle;
- di indagare la struttura delle particelle a scale sempre più piccole.

La progettazione del *Large Hadron Collider* si colloca in questo contesto, con l'obiettivo di esplorare energie fino all'ordine del TeV.

### 2.1 Il *Large Hadron Collider*

Il *Large Hadron Collider* (LHC) [20] è il grande acceleratore attualmente in costruzione nel tunnel precedentemente occupato dal LEP, a Ginevra (fig. 2.1). Operativa dal 2007, questa macchina produrrà collisioni protone-protone *pp* (tab. 2.1) e ioni pesanti (Pb-Pb).

LHC sarà un *collider* particella-particella, così i due fasci dovranno necessariamente circolare in tubi a vuoto separati. Prima di entrare nell'anello di LHC i fasci verranno accelerati a 26 GeV nel PS e successivamente a 450 GeV nel SPS. Una volta all'interno dell'anello di LHC ciascun fascio sarà accelerato a 7 TeV. Lavorando nella modalità *pp*, LHC accelererà due fasci di protoni fino ad un energia nel centro di massa pari a:

$$E_{CM} = 14 \text{ TeV}$$

valore sette volte maggiore del massimo raggiunto dalle macchine attuali (il *Tevatron* al Fermilab), con una luminosità di

$$\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

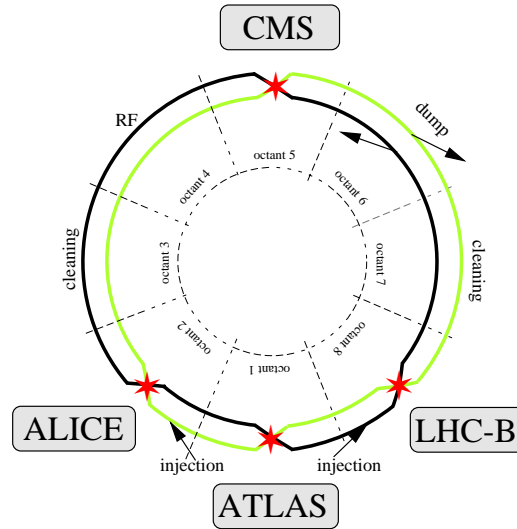


Figura 2.1: Schema di LHC con la futura disposizione degli apparati sperimentali.

100 volte più grande di quella ottenuta precedentemente (LEP, Tevatron). La luminosità  $\mathcal{L}$  di un acceleratore è il parametro che lega la *rate*  $R$  di un processo, numero di eventi per unità di tempo, alla sezione d'urto dell'interazione  $\sigma_{int}$ :

$$R = \mathcal{L}\sigma_{int}$$

e dipende dai parametri dei fasci collidenti mediante la relazione:

$$\mathcal{L} = fn \frac{N_1 N_2}{2\pi\rho^2}$$

dove:

- $f$  è la frequenza di collisione dei pacchetti di particelle nell'anello ( $1.1 \cdot 10^4$  Hz);
- $n$  è il numero totale di pacchetti che circolano contemporaneamente (3600);
- $N_1$  e  $N_2$  sono il numero di particelle nei due pacchetti ( $\sim 10^{11}$ );
- $\rho$  è il raggio della sezione del fascio ( $15 \mu\text{m}$ ), ortogonale alla direzione del moto.

L'intervallo di tempo fra due collisioni successive sarà di 25 ns e ciò ha importanti implicazioni sulle caratteristiche degli apparati sperimentali; si



	LHC	Tevatron
Fascio	$pp$	$p\bar{p}$
Energia nel CM	14 TeV	2 TeV
Luminosità	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Tempo tra 2 collisioni	25 ns	132 ns
Circonferenza	26.8 km	6.28 km
Sez. d'urto anelastica ( $\sigma_A$ )	80 mb	50 mb
Sez. d'urto $bb$ ( $\sigma_{bb}$ )	500 $\mu\text{b}$	100 $\mu\text{b}$
Rapporto $\sigma_A/\sigma_{bb}$	$6 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$

Tabella 2.1: Caratteristiche principali di LHC a confronto con quelle del Tevatron.

potrebbero infatti presentare problemi di *pile-up*, sovrapposizione di eventi provenienti da collisioni diverse.

La scelta di un *collider* adronico  $pp$ , rispetto ad un *collider*  $p\bar{p}$  o leptonic  $e^+e^-$ , o di un sistema a bersaglio fisso, è data da molteplici motivazioni:

1. L'utilizzo di  $p\bar{p}$  al posto di  $pp$ , pur permettendo l'uso di un unico tubo a vuoto in cui far correre particella e antiparticella, è in definitiva svantaggioso perchè:
  - si ha solitamente una bassa efficienza nella produzione di antiprotoni, sono infatti necessari  $\sim 10^5$  protoni per produrre un antiprotone;
  - l'accumulazione degli antiprotoni richiede molte ore, mentre con l'utilizzo di soli protoni LHC sarà in grado di raggiungere la luminosità nominale in  $\sim 7$  minuti.
2. In un *collider* l'energia nel centro di massa è direttamente proporzionale all'energia  $E$  dei fasci collidenti:

$$E_{CM} = 2E$$

Viceversa in un sistema a bersaglio fisso l'energia nel centro di massa dipende dalla radice quadrata dell'energia del fascio incidente:

$$E_{CM} \propto \sqrt{E}$$

3. All'interno di un *collider* circolare, una particella altamente relativistica, emette ad ogni giro, un'energia sotto forma di radiazione (detta

radiazione di sincrotrone) pari a [21]:

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

dove  $R$  è il raggio dell'acceleratore. Confrontando allora elettroni e protoni ultrarelativistici con stesso impulso, a parità di raggio dell'acceleratore si ha:

$$\frac{\Delta E_p}{\Delta E_e} = \left(\frac{m_e}{M_p}\right)^4 = 10^{-13}$$

La perdita di energia di un protone è  $10^{13}$  volte minore di quella di un elettrone di eguale energia.

4. Un *collider* adronico può inoltre essere considerato come un acceleratore ad ampio spettro, poiché l'energia dell'interazione dipende dalla frazione di impulso trasportata dai costituenti elementari (partoni).

L'anello di accumulazione di LHC avrà una circonferenza pari a 26.8 km, e sarà formato da 8 settori circolari intervallati da tratti rettilinei dove i fasci verranno fatti collidere ed in cui saranno installati gli apparati sperimentali. Come mostrato in figura 2.1, ad LHC saranno attivi quattro esperimenti, due *general purpose*, che si propongono principalmente la ricerca del bosone di Higgs:

- ATLAS (A Toroidal Lhc ApparatuS);
- CMS (Compact Muon Solenoid);

e due dedicati a misure particolari:

- LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment), il cui obiettivo principale è la misura di precisione della violazione di CP relativa alla fisica del *beauty* e lo studio dei decadimenti rari dei mesoni B;
- ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ottimizzato per lo studio delle collisioni fra ioni pesanti e per la ricerca della transizione di fase al *Quark Gluon Plasma* (QGP).

## 2.2 L'esperimento LHCb

Rispetto ad acceleratori esistenti o in costruzione, LHC rappresenta la più copiosa sorgente di mesoni  $B$  grazie alla grande sezione d'urto per la produzione di coppie  $b\bar{b}$  e all'alta luminosità.

L'esperimento LHCb, progettato per utilizzare il gran numero di adroni- $b$  prodotti da LHC per poter effettuare studi di precisione sull'asimmetria CP e sui decadimenti rari nei sistemi dei mesoni  $B$ , si propone inoltre l'analisi:

- dei decadimenti rari di  $B$  e  $\tau$ ;
- dell'oscillazione  $D - \bar{D}$ ;
- dei decadimenti dei mesoni  $B_c$ .

LHCb opererà ad una luminosità pari a  $2 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ,  $\sim 100$  volte minore di quella nominale di LHC, con il vantaggio di:

- avere un basso numero di canali fisici accesi (*occupancy*) nel rivelatore;
- ridurre il danno da radiazione;
- ridurre il numero di eventi dominati da interazioni  $pp$  multiple.

Ci si aspetta, in un anno di presa dati, una produzione di  $10^{12}$  coppie  $b\bar{b}$  e un elevato numero di eventi ricostruiti nei vari canali di decadimento (tab. 2.2) [14].

La tabella 2.3 mostra la precisione prevista per gli angoli dei triangoli di unitarietà.

LHCb sarà dotato di un *trigger* ad alte prestazioni (robusto) ottimizzato per selezionare gli eventi di decadimento dei  $B$  efficientemente.

Il *detector* potrà ricostruire i vertici di decadimento dei mesoni  $B$  con un'alta risoluzione e provvedere ad un'eccellente identificazione delle particelle cariche.

### 2.2.1 Layout generale del rivelatore

LHCb è uno spettrometro a braccio singolo con una copertura angolare in avanti che va approssimativamente da 10 mrad a 300 mrad, nel piano di curvatura del fascio (piano *bending*,  $[xz]$ ), e da 10 mrad a 250 mrad, nel piano ad esso perpendicolare (piano non-*bending*,  $[yz]$ ).

Il sistema di riferimento utilizzato ha come origine il punto di interazione, l'asse  $z$  lungo la direzione del fascio (con il verso positivo che punta nella direzione dello spettrometro) ed ortogonale ad essa il piano  $[x, y]$  su cui si definisce la coordinata  $r$ , distanza dall'origine, e l'angolo azimutale  $\phi$ . L'angolo rispetto all'asse  $z$  è chiamato angolo polare  $\theta$ .

Si definisce la *pseudorapidità*  $\eta$ :

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2)$$

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

Tabella 2.2: Numero di eventi ricostruiti *offline*, previsto per un anno di presa dati ( $10^7$  s), per alcuni canali di decadimento, ad una luminosità pari a  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ .

Parametro	Decadimento	$\sigma$ (1 anno)
$\beta$	$B_d^0$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow J/\psi K_S$	0.01
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_s^0$ e $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_S^\pm K^\mp$	0.05 – 0.28
$\gamma$	$B_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 K^{*0}, D^0 K^{*0}, D_1 K^{*0}$ e $\bar{B}_d^0 \rightarrow \bar{D}^0 \bar{K}^{*0}, D^0 \bar{K}^{*0}, D_1 \bar{K}^{*0}$	0.07 – 0.31
$\delta\gamma$	$B_s^0$ e $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$	0.01

Tabella 2.3: Precisione prevista per la misura degli angoli dei triangoli di unitarietà per l'esperimento LHCb in un anno di presa dati.

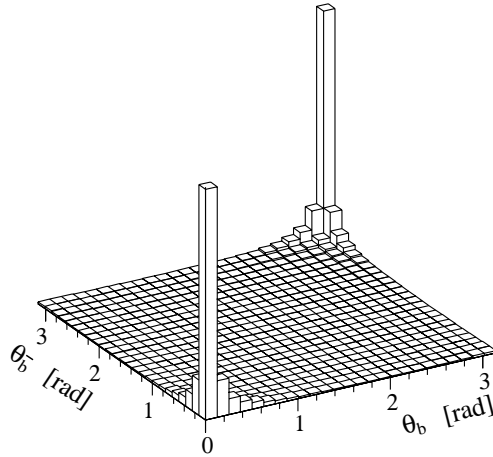


Figura 2.2: Angoli polari degli adroni- $b$  - $\bar{b}$ , calcolati dal generatore di eventi PYTHIA, definiti rispetto all'asse del fascio nel sistema di riferimento del centro di massa della collisione  $pp$ .

La scelta della geometria del rivelatore è motivata dal fatto che ad alte energie sia gli adroni contenenti  $b$  che quelli contenenti  $\bar{b}$  vengono prodotti prevalentemente in avanti nello stesso cono; secondo le predizioni della teoria del *modello a partoni* della QCD  $B^0$  e  $\bar{B}^0$  vengono prodotti con circa la stessa pseudorapidità [22], ossia circa lo stesso angolo polare (fig. 2.2).

In figura 2.3 è mostrato lo schema dello spettrometro LHCb, che occuperà il punto di intersezione numero 8 (fig. 2.1 e fig. 2.4) e sarà costituito da:

- un rivelatore di vertice, compreso un contatore di vertici primari (*pile-up veto counter*);
- un sistema di tracciamento (parzialmente interno al dipolo magnetico);
- due rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*);
- un sistema di calorimetri;
- un rivelatore di muoni.

Tutti i sottorivelatori, escluso il rivelatore di vertice, verranno assemblati in due metà, separabili orizzontalmente, in modo da permetterne la manutenzione e garantire l'accesso alla *beam pipe*.

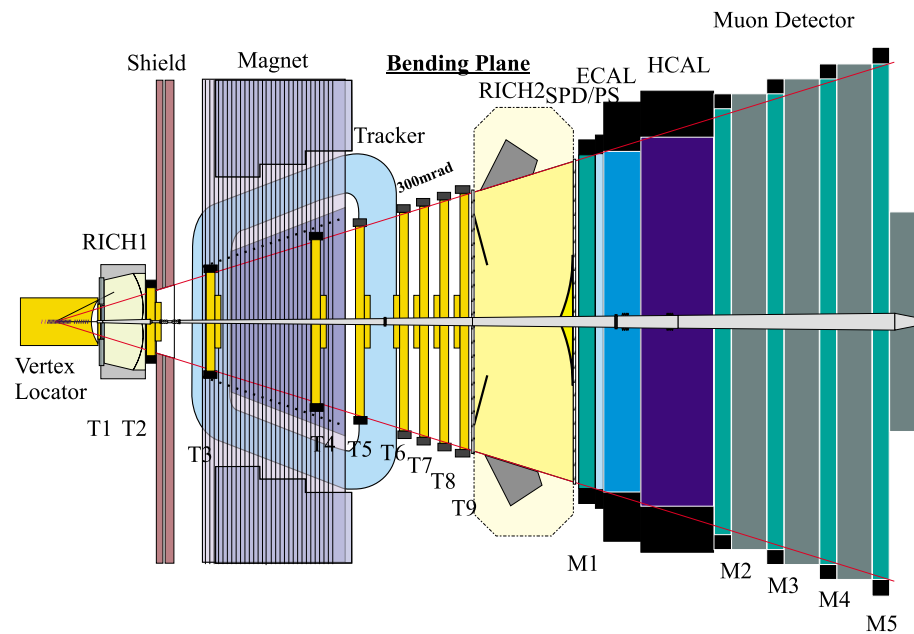


Figura 2.3: L'esperimento LHCb visto dall'alto, piano di curvatura del fascio ( $xz$ ).

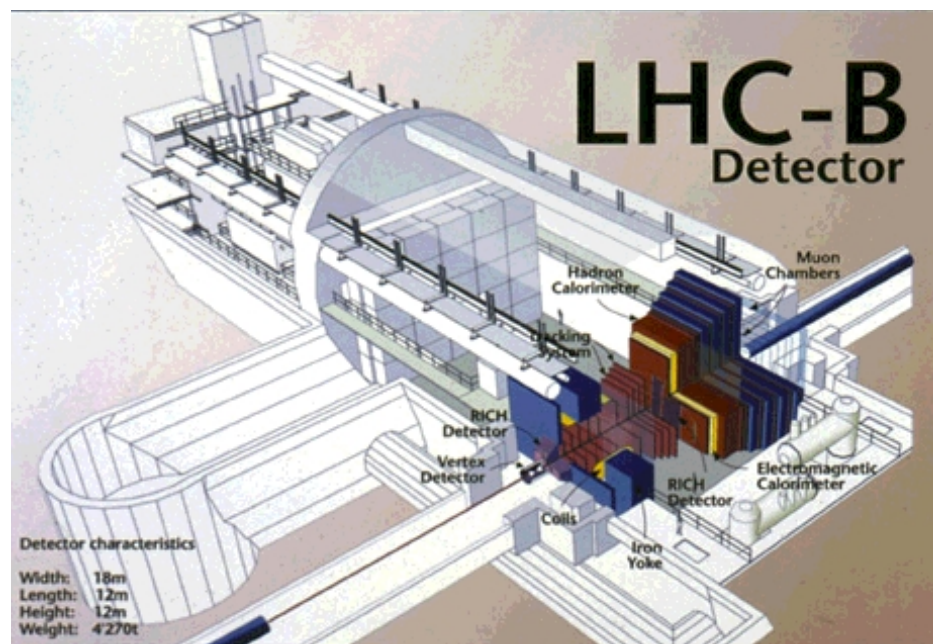


Figura 2.4: LHCb all'interno del pozzo precedentemente occupato dall'esperimento DELPHI.

## 2.3 Il sistema di rivelazione di vertice

La ricostruzione del vertice di interazione è una richiesta fondamentale per l'esperimento LHCb; le caratteristiche distintive degli eventi in cui si avrà produzione di mesoni B sono:

- alto impulso trasverso ( $p_T$ ) dei prodotti di decadimento;
- presenza di vertici secondari.

Principalmente il sistema di rivelazione di vertice dovrà:

1. ricostruire la posizione del vertice primario;
2. ricostruire i vertici secondari, vertici di decadimento degli adroni  $b$ , rivelando le tracce non originate dal vertice primario.

Il sistema di rivelazione di vertice è costituito da:

- un rivelatore di vertice al silicio (VELO);
- un *pile-up veto counter* (VETO).

### 2.3.1 Il rivelatore di vertice (VELO)

Il rivelatore di vertice ha il compito di dare precise informazioni, sulla produzione e sul decadimento degli adroni- $b$ , che verranno utilizzate direttamente sia dall'*offline* che dal *trigger* di Livello-1.

L'algoritmo del Livello-1 effettua una ricostruzione tridimensionale del vertice di interazione in modo da distinguere gli eventi interessanti per la fisica dei mesoni B da quelli di *minimum bias*, che vengono selezionati dal *trigger* di Livello-0.

Il VELO (*VErtex LOcator*) consiste in 25 stazioni (fig. 2.5) ( $-17.5 \text{ cm} < z < 75 \text{ cm}$ ) ognuna costituita da due dischi di rivelatori al silicio, rispettivamente a *strip* circolari ( $R$ ) e radiali ( $\phi$ ) (tab. 2.4) disposti perpendicolarmente al fascio, che copriranno l'intera accettazione dello spettrometro ( $1.6 < \eta < 4.9$ ). Per quel che concerne la risoluzione spaziale si ha [24]:

- La risoluzione per la ricostruzione del vertice lungo l'asse  $z$  è di  $\sim 42 \mu\text{m}$  mentre quella lungo l'asse normale al fascio è di  $\sim 10 \mu\text{m}$ .
- La risoluzione sul parametro di impatto per le tracce ad alto impulso trasverso è di  $\sim 20 \mu\text{m}$ .

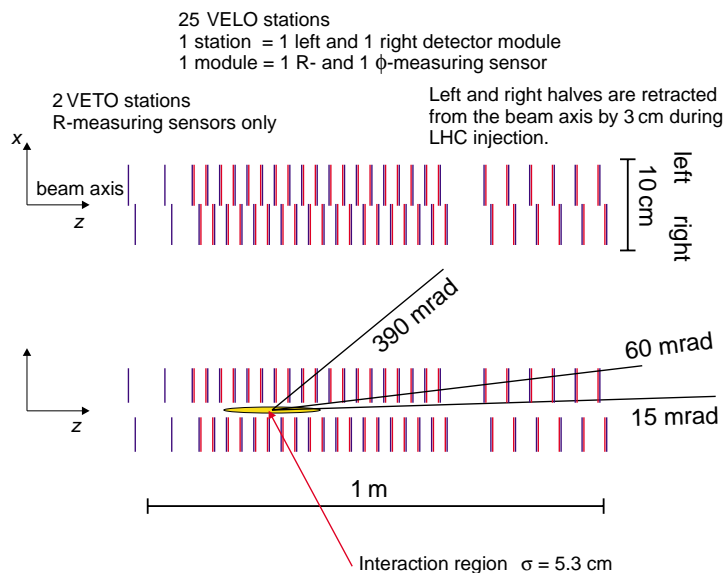


Figura 2.5: *Layout* del rivelatore di vertice lungo l'asse del fascio. Sopra: Disposizione delle stazioni del VELO e del VETO visto dall'alto. Sotto: *cross section* a  $x = 0$ . Le tre linee indicano rispettivamente la copertura angolare massima e minima del VELO e l'angolo medio delle tracce di *minimum bias*.

- La precisione sulla lunghezza di decadimento è compresa tra  $220 \mu\text{m}$  e  $370 \mu\text{m}$  a seconda del canale di decadimento.

L'intero rivelatore è contenuto all'interno della *beam pipe* e la distanza radiale a cui sono disposti i dischi è minore dell'apertura richiesta da LHC per collimare il fascio nella fase di iniezione. Durante questa fase la meccanica del rivelatore verrà allontanata di 3 cm; il VELO è costituito infatti da due metà che possono essere spostate verticalmente.

### 2.3.2 Il *Pile-up Veto Counter* (VETO)

Il *pile-up veto counter* (VETO) costituisce un contatore di vertici primari, e viene utilizzato dal *trigger* di Livello-0 per sopprimere gli eventi che contengono più di un'interazione *pp* per incrocio. Dedicati a questo compito vi sono due piani di rivelatori al silicio a *strips* circolari (tab. 2.4) disposti a monte del punto di interazione nominale, dalla parte opposta allo spettrometro (fig. 2.5). Dalla simulazione risulta che il vertice primario viene ricostruito con una risoluzione pari a 1 mm nella direzione del fascio. Il contatore rigetta l'80% delle interazioni doppie, mentre conserva il 95% delle interazioni singole.



	Sensori tipo R	Sensori tipo $\phi$
Numero di sensori	50 + 4 (VETO)	50
Canali di <i>readout</i> per sensore	2048	2048
Passo più piccolo	40 $\mu\text{m}$	37 $\mu\text{m}$
Passo più grande	92 $\mu\text{m}$	98 $\mu\text{m}$
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 2.4: Parametri dei sensori con *strip* circolari e radiali.

## 2.4 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento provvede a:

1. Ricostruire le tracce delle particelle cariche nella regione compresa tra il rivelatore di vertice e i calorimetri (fig. 2.6).
2. Ricavare il modulo dell'impulso delle particelle cariche rivelate attraverso la misura del raggio di curvatura della traiettoria, deviata da un campo dipolare di circa 3 Tm, secondo la relazione:

$$p [\text{GeV}/c] = 0.3 B [\text{T}] R [\text{m}]$$

3. Dare una misura precisa della direzione dei segmenti di traccia nei due rivelatori RICH. Tale informazione viene utilizzata come *input* per gli algoritmi d'identificazione delle particelle.

Il sistema è composto da 9 stazioni [25] (T1-T9 in figura 2.3) comprese tra il rivelatore di vertice e il RICH2. La regione più interna di ciascuna stazione, sottoposta ad un più alto flusso di particelle, viene definita tracciatore interno, *Inner Tracker*; il tracciatore esterno, *Outer Tracker*, copre tutta l'area rimanente, pari al 98 %. La prima stazione T1, subito oltre il rivelatore di vertice, sarà costituita dal solo tracciatore interno.

- *Inner Tracker*:

La tecnologia di questo rivelatore sarà costituita da *microstrip* di silicio utilizzabile con flussi maggiori di  $3.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La risoluzione spaziale sul singolo *hit* è di  $\sim 14 \mu\text{m}$  [26].

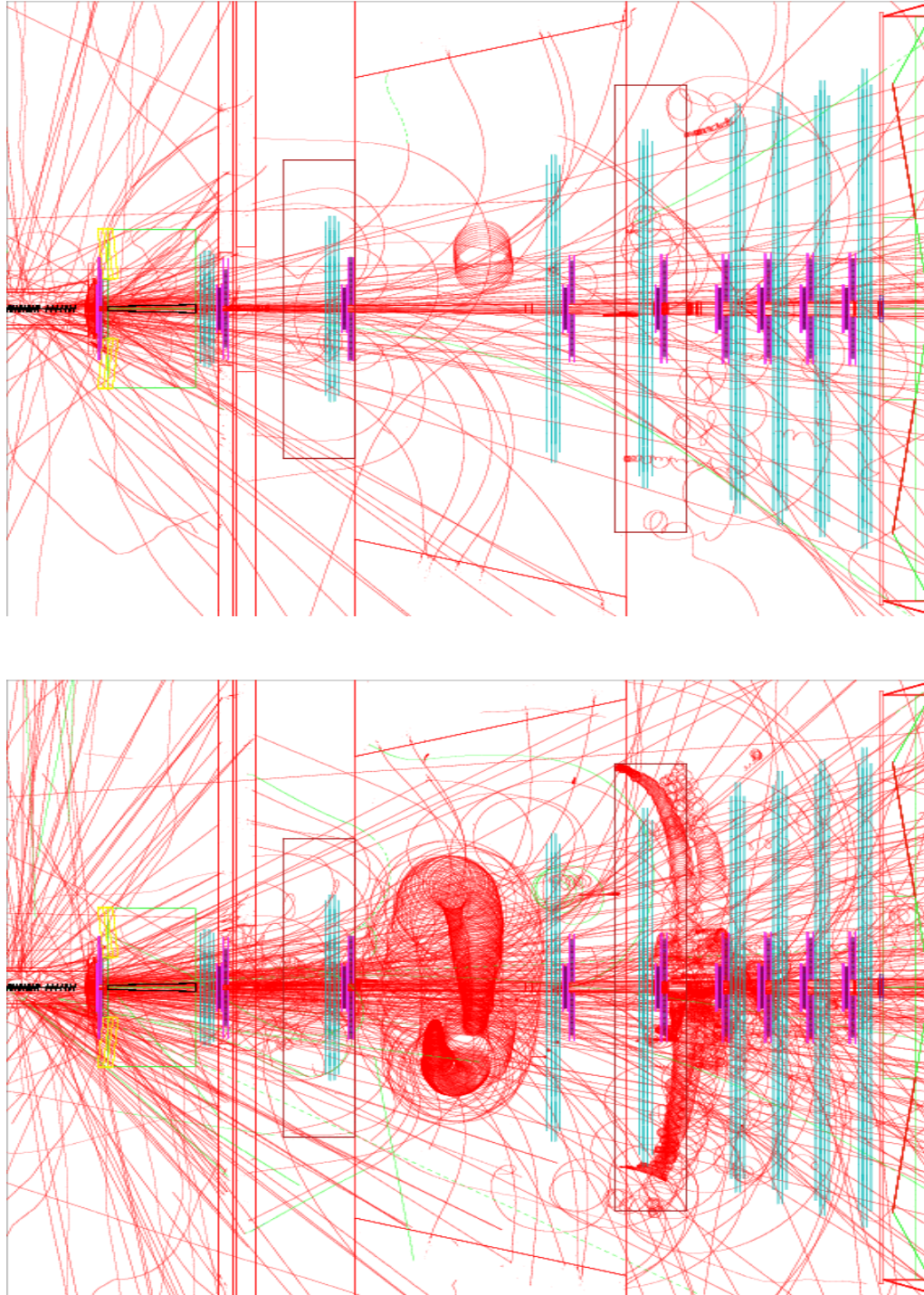


Figura 2.6: *Event display* della simulazione  $B \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Sopra è mostrato un evento con bassa molteplicità di tracce, mentre sotto si ha viceversa un evento ad alta molteplicità.

- *Outer Tracker*:

Le regioni coperte dal tracciatore esterno saranno sottoposte ad un flusso di particelle di  $\sim 1.4 \times 10^5 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  che permette l'utilizzo di tubi a radiazione di transizione disposti a nido d'ape (tab. 2.5). Ciascuna stazione sarà equipaggiata con moduli costituiti da due strati di tubi sfalsati tra loro. La risoluzione spaziale per punto è di  $200 \mu\text{m}$  [25].

La ricostruzione delle tracce utilizza l'informazione congiunta di entrambi i tracciatori, così risulta difficile separare i contributi nell'analisi delle prestazioni dell'intero sistema di tracciamento. La risoluzione dell'impulso viene parametrizzata:

$$(\delta p/p) = A_{ms}^2 + (B_{res} \times p)^2$$

dove  $A_{ms} = 3.84 \times 10^{-3}$  rappresenta il contributo dello *scattering* multiplo e  $B_{res} = 3.6 \times 10^{-5}$  dipende dalla risoluzione sulle coordinate spaziali. La risoluzione media dell'impulso per tracce al di sopra di  $1 \text{ GeV}/c$  è  $\delta p/p = 0.39\%$ . La risoluzione sulla massa invariante dipende dalla risoluzione sull'impulso, e dagli studi di simulazione si ha ad esempio che  $\sigma = 21.8 \text{ MeV}$  per  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  ( $M_{B_d^0} = 5279.4 \pm 0.5 \text{ MeV}$  [27]).

## 2.5 I rivelatori RICH

Il sistema dei rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*, fig. 2.3) ha il compito di identificare le particelle cariche il cui impulso è compreso tra  $1$  e  $150 \text{ GeV}/c$ , all'interno di un'accettanza angolare di  $10$ - $330 \text{ mrad}$ .

L'identificazione delle particelle è un punto cruciale per ridurre il fondo nella

	<i>Inner Tracker</i>
Spessore silicio	$300 \mu\text{m}$
Passo <i>strip</i>	$125 \mu\text{m}$
Passo readout	$250 \mu\text{m}$
	<i>Outer Tracker</i>
Numero di tubi per strato	64
Numero di strati per stazione	8
Diametro interno dei tubi	5 mm
Spessore della parete dei tubi	$75 \mu\text{m}$
Passo dei tubi	5.25 mm
Miscela di gas	Ar/CF <sub>4</sub> /CO <sub>2</sub> (75/15/10)

Tabella 2.5: Parametri caratteristici del sistema di tracciamento.

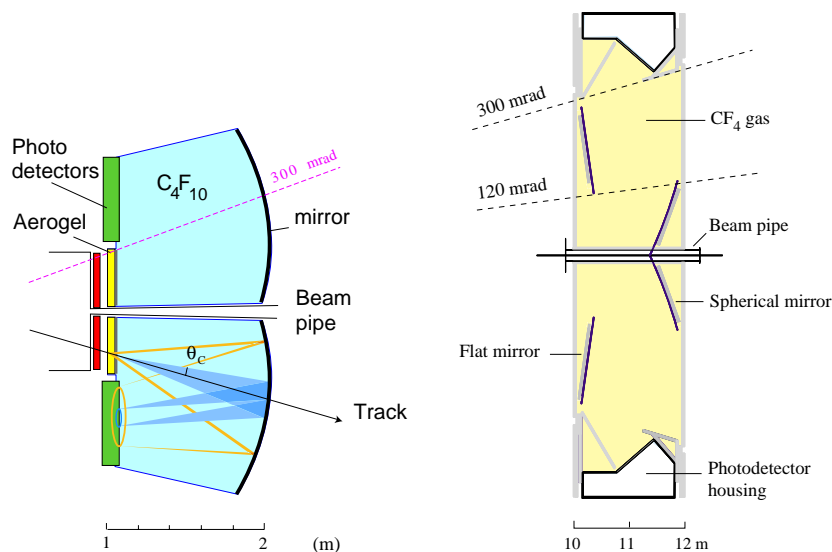


Figura 2.7: Schema dei RICH dall'alto: RICH1 (sinistra) in cui è mostrata la focalizzazione dei fotoni Cherenkov dovuti al passaggio di una traccia, RICH2 (destra).

selezione dello stato finale, riuscendo a distinguere tra kaoni e pioni [28]. Per poter far ciò, il sistema è costituito da due RICH (tab. 2.6 e fig. 2.7).

- Il RICH1, immediatamente dopo il rivelatore di vertice, contiene due diversi tipi di radiatori: un *aerogel* di silicio e la miscela di gas  $C_4F_{10}$ , per rivelare tracce a basso impulso, con un'accettanza complessiva di 25-330 mrad in entrambe le proiezioni  $x$  e  $y$ .
- Il RICH2, posto prima dei calorimetri, presenta come unico radiatore il gas  $CF_4$ , e nonostante abbia un'accettanza ridotta a  $10 \div 120$  mrad in  $x$  e a  $10 \div 100$  mrad in  $y$  raccoglie gran parte delle tracce a più alto impulso.

	<i>Aerogel</i>	$C_4F_{10}$	$CF_4$
Indice di rifrazione $n$	1.03	1.0014	1.0005
$\theta_C^{Max}$	242	53	32
Soglia $\pi$ (GeV/c)	0.6	2.6	4.4
Soglia K (GeV/c)	2.0	9.3	15.6

Tabella 2.6: Principali caratteristiche dei rivelatori RICH.

Questi rivelatori utilizzano la relazione data per effetto Cherenkov da una particella che attraversa un mezzo ad una velocità  $v$  maggiore di quella della luce nello stesso mezzo:

$$\cos(\theta) = 1/\beta n$$

dove  $n$  è l'indice di rifrazione del mezzo considerato e  $\theta$  è l'angolo di apertura del cono di luce prodotto alla radiazione emessa. La traiettoria della particella, ricavata dal sistema di tracciamento, permette di identificare il centro del cerchio dei fotoelettroni raccolti. La tecnologia relativa ai fotorivelatori è ancora in studio, come soluzione di *baseline* si utilizzano dei fotodiodi ibridi a *pixel* di silicio (HPD).

Misurando  $\theta$  si può risalire alla velocità della particella che ha attraversato il radiatore; conoscendo l'impulso si ha la sua identificazione. La tabella 2.7 mostra i risultati della ricostruzione data dai due RICH combinati per 500 eventi di  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  simulati; sono indicate:

- l'efficienza  $\epsilon$ , frazione di particelle di un dato tipo identificate correttamente;
- la purezza  $P$ , frazione delle tracce identificate come particelle di un dato tipo che corrispondono realmente a quel tipo.

## 2.6 I Calorimetri

Il proposito principale del sistema dei calorimetri è quello di provvedere all'identificazione di adroni, elettroni e fotoni, misurandone l'energia (e la po-

Particelle reali							
Particelle ricostruite	e	$\mu$	$\pi$	K	p	X	Purezza $P$
e	6233	7	328				0.95
$\mu$	8	224	554			31	0.27
$\pi$	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 $\epsilon$	0.99	0.90	0.92	0.97	1.00	0.99	

Tabella 2.7: Risultati della ricostruzione data dai due RICH combinati per 500 eventi di  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ; X rappresenta le tracce sotto soglia nei radiatori.

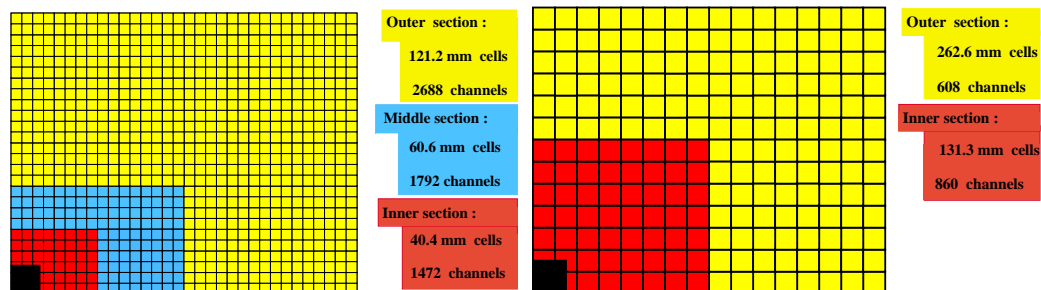


Figura 2.8: A sinistra: segmentazione laterale di ECAL. A destra: segmentazione laterale di HCAL. È mostrato, per entrambi, solo un quarto della faccia frontale.

sizione). Tali dati vengono utilizzati dal *trigger* di Livello-0 [29]. Il sistema dei calorimetri (tab. 2.8) è costituito da (fig. 2.3):

- un calorimetro elettromagnetico (ECAL) munito di un *preshower*;
- un calorimetro adronico (HCAL);

per entrambi si utilizza una struttura a campionamento (*sampling*).

L'accettazione polare parte da 30 mrad, come compromesso tra prestazioni, costi e dose di radiazione.

### 2.6.1 Il Calorimetro Elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico identifica gli elettroni, i fotoni e i  $\pi^0$  (rivelando i fotoni correlati in cui decadono) tramite la misura dell'energia.

- La densità di *hit*, sulla superficie del calorimetro, varia di due ordini di grandezza così la segmentazione laterale è stata progettata in 3 moduli di celle di dimensioni differenti (fig. 2.8).

Alternando piani di piombo, spessi 2 mm, a piani scintillatori, spessi 4

	<i>Preshower</i>	ECAL	HCAL
Numero di canali	$2 \times 5952$	5952	1468
Dimensione totale ( $x, y$ )	6.2 m $\times$ 7.6 m	6.3 m $\times$ 7.8 m	6.8 m $\times$ 8.4 m
Profondità in $z$	180 mm $2 X_0, 0.1 \lambda_I$	835 mm $25 X_0, 1.1 \lambda_I$	1655 mm $5.6 \lambda_I$

Tabella 2.8: Principali caratteristiche dei calorimetri.

mm, si ottiene una risoluzione in energia che può essere espressa dalla somma in quadratura di due termini:

- il primo, legato alle fluttuazioni di *sampling*, è dominante per particelle a basse energie;
- il secondo, costante, è dovuto a sistematiche di non contenimento degli sciame e di calibrazione.

Si ha:

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

dove  $E$  viene espressa in GeV.

- Il rivelatore di *preshower* subito prima dell'ECAL possiede una granularità più fitta; la dimensione delle celle è ridotta del  $\approx 1.5\%$  rispetto a quella delle celle dell'ECAL. È costituito da strati di piombo, spessi 12 mm, e scintillatori, spessi 15 mm, il cui scopo principale è quello di rivelare le tracce dei fotoni, attraverso la produzione di coppie  $e^+ e^-$ , e l'inizio dello sciame elettronico.

Per entrambi la lettura viene fatta utilizzando fibre a spostamento di lunghezza d'onda.

## 2.6.2 Il Calorimetro Adronico

Il calorimetro adronico provvede al riconoscimento degli adroni attraverso una misura dell'energia. Date le dimensioni degli sciame adronici le celle dell'HCAL vengono scelte più grandi di quelle dell'ECAL con due soli moduli di celle per la segmentazione laterale (fig. 2.8).

La struttura è costituita da piani di ferro, spessi 16 mm, e piani di scintillatori, spessi 4 mm, alternati; la lettura viene effettuata come nel calorimetro elettromagnetico.

La risoluzione in energia per uno spessore totale di 1.2 m, parametrizzabile come nell'ECAL, è data da:

$$\sigma(E)/E = \frac{80\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$$

dove  $E$  viene espressa in GeV.

## 2.7 Il Muon Detector

I muoni sono presenti negli stati finali di molti decadimenti dei B sensibili alla violazione di CP, in particolare nei due “*gold-plated*”:

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) K_s^0 \quad \text{e} \quad B_s^0 \rightarrow J/\psi (\mu^+ \mu^-) \phi$$

Inoltre i muoni derivanti da decadimenti semileptonici dei  $B$  vengono utilizzati per l'identificazione dello stato iniziale di *flavour* relativo al mesone B neutro. Il *muon detector* provvede alla duplice funzione di:

- rivelare i muoni, associandoli senza ambiguità ad ogni *bunch crossing*, il che implica una risoluzione temporale inferiore a 25 ns;
- fornire una stima del  $p_T$  dei muoni presenti nell'evento, effettuata dal *trigger* dei muoni di Livello-0;

ed è costituito da 5 stazioni poste lungo l'asse del fascio (fig. 2.3).

- La prima stazione (M1) è particolarmente importante per la misura dell'impulso trasverso delle tracce dei muoni. Per ottenere una migliore risoluzione spaziale M1 è disposta subito prima del rivelatore di *pre-shower*, a 12.1 m dal punto di interazione, in modo che la misura del  $p_T$  non sia influenzata dallo *scattering* multiplo causato dagli assorbitori. Tale posizione impone che il materiale della zona sensibile di cui sarà costituita M1 abbia una lunghezza di radiazione non superiore a  $0.1 X_0$ .
- Le rimanenti 4 stazioni, collocate dopo il calorimetro adronico, ad una distanza dal punto di interazione di 15.2 m (M2), 16.4 m (M3), 17.6 m (M4), 18.8 m (M5), sono intervallate da tre strati di ferro, spessi 800 mm, che assieme ai calorimetri fungono da filtro per adroni, elettroni e fotoni; uno schermo di ferro ulteriore, spesso 400 mm, è posto oltre l'ultima stazione per proteggerla da eventuali radiazioni emesse dalla caverna.

Il *muon detector* è caratterizzato da un'accettabilità angolare interna ed esterna, relativa al piano *bending* (non-*bending*), pari a 20 (16) mrad e 306 (258) mrad, in grado di assicurare un'accettabilità geometrica pari al 20 % per muoni derivanti da decadimenti-*b* [30].



### 2.7.1 Tecnologia dei rivelatori

La scelta delle differenti tecnologie di rivelatori da utilizzare nel sistema di rivelazione dei muoni dipende strettamente dal flusso di particelle a cui ciascuno è sottoposto. Una stima della *rate* nelle varie regioni dell'intero apparato a muoni è stata ottenuta tramite studi accurati che portano a confronto due pacchetti di simulazione: GCALOR e MARS [30]. In tabella 2.9 è riportato il valore della *rate* stimata per ciascuna regione di ogni camera; tali dati tengono conto di un fattore di correzione conservativo pari a 2, per la prima stazione, e pari a 5 per le stazioni restanti.

Vi sono in particolare tre parametri che influenzano la scelta della tecnologia:

1. *Ageing*:

Il materiale di cui sono costituite le camere dovrà avere grande resistenza, nel tempo, al danneggiamento da radiazioni, in modo da assicurare un corretto funzionamento delle camere, preservandone le *performance*, per 10 anni di presa dati.

2. Risoluzione temporale:

Il sistema a muoni dovrà provvedere all'identificazione dei muoni relativi a ciascun *bunch crossing* con un'alta efficienza. La richiesta che l'efficienza del *trigger* dei muoni sia del 95 % si riflette nella necessità di un'efficienza temporale del 99 % in una finestra di 20 ns per ciascuna stazione [30], ottenibile utilizzando due strati di rivelatori in OR logico.

3. Risoluzione spaziale:

Una traccia attraversando una stazione può provocare l'accensione di più che una *pad*; questo effetto prende il nome di "*cluster size*". Essa dipende dall'angolo di *crossing* medio, dalla dimensione delle *pad* fisiche, dalla separazione dei due strati di rivelatori e dal *cross talk* (sia quello dovuto all'elettronica di *front-end* che quello capacitivo tra le

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

Tabella 2.9: Valore della *rate* stimata per ciascuna regione di ogni camera; si tiene conto di un fattore di correzione conservativo pari a 2, per la prima stazione, e pari a 5 per le stazioni restanti [30].

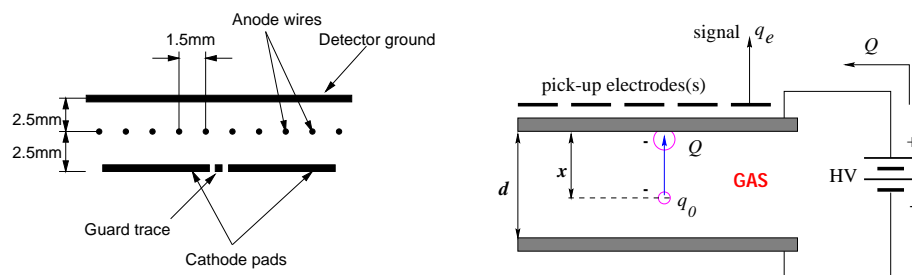


Figura 2.9: A sinistra: diagramma schematico di una *gap* sensibile in una MWPC. A destra : schema di principio di un RPC.

*pad*). La *cluster size* varierà, tra la regione interna e quella esterna del sistema dei muoni, rispettivamente tra 1.3 e 1.1.

La superficie totale del rivelatore sarà di 435 m<sup>2</sup>, coperta dalle seguenti tecnologie.

- Per coprire le parti esterne (R3 e R4) delle ultime due stazioni M4 ed M5 (in cui i flussi di particelle sono al di sotto di 1 kHz/cm<sup>2</sup>, per una superficie pari al 48 % dell'area totale), saranno utilizzate Camere a Piatti Resistivi (RPC, *Resistive Plate Chamber*).
- Viceversa, le stazioni M1, M2 ed M3 e le regioni interne di M4 ed M5, saranno sottoposte a flussi molto maggiori:
  - tutte queste regioni ( $\sim 52$  % dell'area totale), escluso le due zone centrali della prima stazione, saranno sottoposte ad un flusso di particelle compreso tra 1 kHz/cm<sup>2</sup> e 80 kHz/cm<sup>2</sup>, ed equipaggiate con Camere Proporzionali Multifilo (MWPC, *Multi Wire Proportional Chamber*);
  - per la parte interna (R1 ed R2) della stazione M1 (2.9 m<sup>2</sup>, < 1 % dell'area totale), sottoposta ad un flusso superiore ai 460 kHz/cm<sup>2</sup>, è attualmente in studio una tecnologia molto promettente che fa uso di rivelatori a tripla-GEM (Gas Electron Multiplier) il cui modo di funzionamento e prestazioni fisiche, argomento di questa tesi, saranno descritti in dettaglio nei prossimi capitoli.

## I rivelatori RPC

Gli RPC (fig. 2.9) sono rivelatori a gas costituiti da due piatti piani resistivi (di bakelite, spessi 2 mm) paralleli (tab. 2.10) le cui superfici esterne sono

verniciate con uno strato di grafite e alimentate ad alta tensione. Su questo viene depositato uno strato isolante sul quale sono presenti delle *strip* metalliche su cui viene indotto il segnale. Questi rivelatori presentano un'ottima risoluzione temporale ( $\leq 2$  ns); a causa dell'alta amplificazione non possono essere utilizzate con flussi di particelle maggiori di  $1 \text{ kHz/cm}^2$ .

### I rivelatori MWPC

Le MWPC (fig. 2.9) sono delle camere proporzionali multifilo che presentano una risoluzione temporale pari a 3 ns ottenuta mediante una doppia *gap*, fili spazati di 1.5 mm, usando una miscela di gas veloce (tab. 2.10). Il *readout* delle camere avviene diversamente a seconda della posizione all'interno del rivelatore a muoni:

- nella regione R4 delle stazioni M1-M3 le camere vengono lette attraverso il filo anodico;
- nella regione R3 delle stazioni M1-M3 e nelle regioni R1 ed R2 delle stazioni M4 ed M5 la lettura avviene tramite *pad* catodiche;
- infine nelle regioni R1 ed R2 delle stazioni M2 ed M3 si ha un *readout* combinato di fili e *pad*.

I fili anodici vengono raggruppati in *strip* verticali per misurare la coordinata  $x$ , mentre le *pad* catodiche misurano la coordinata  $y$ .

Parametro	MWPC	RPC
<i>Gap</i> di gas	5 mm	2 mm
Spaziamento tra i fili	1.5 mm	-
Diametro dei fili	$30 \mu\text{m}$	-
Tensione di lavoro	3.0-3.2 kV	9-10 kV
Miscela di gas	$Ar/CO_2/CF_4$ (40/50/10)	$C_2H_2F_4/C_4H_{10}/SF_6$ (95/4/1)
Ionizzazione primaria	$\sim 100 e^-/\text{cm}$	$\sim 100 e^-/\text{cm}$
Guadagno	$\simeq 10^5$	$\simeq 10^7$
Carica/m.i.p.	0.8 pC	$\simeq 30$ pC
Risoluzione temporale	3 ns	$< 2$ ns
Numero strati in OR	2	2
Soglia	$\simeq 3$ fC	40 fC

Tabella 2.10: Parametri principali di MWPC e RPC.

## I rivelatori tripla-GEM

I dettagli sulla modalità di funzionamento e sulle prestazioni fisiche di questi rivelatori saranno ampiamente descritti nei prossimi capitoli.

### 2.7.2 *Layout* dei canali

L'implementazione delle *pad* logiche a partire dalle *pad* fisiche può essere descritta attraverso due *step*:

1. Canali fisici - Canali logici:

Ciascuna *pad* delle camere costituisce un canale fisico. La dimensione massima di tali canali è collegata alle richieste di efficienza delle camere, così in alcune zone non soggette ad un alto flusso di particelle (stazioni M2-M5 esclusa la zona centrale R1 di M4 e M5) si collegano più canali fisici per formare delle *strip*, il che permette di passare da 120000 canali fisici a 55296 canali logici.

2. Canali logici - *Pad* logiche:

Le *pad* logiche vengono ottenute dalle informazioni dei canali di *front-end* relativi a ciascuna *pad* o, dove presenti, dall'intersezione delle *strips* orizzontali e verticali. Nel primo caso il canale logico coincide con la *pad* logica, nel secondo caso, è il sistema di *trigger* stesso che provvede ad effettuare l'incrocio delle *strip* in  $x$  ed in  $y$  in modo da determinarla.

Utilizzare l'incrocio delle *strip* come *pad* logica permette di ridurre il numero di canali da analizzare da 55296 a 25920.

Data la grande variazione del flusso di particelle spostandosi dalla parte centrale, vicino all'asse del fascio, al bordo del rivelatore, si è resa necessaria una suddivisione di ciascuna stazione in 4 regioni (R1-R4). Si ha una richiesta di granularità,  $x$  e  $y$  delle *pad* logiche (così come viene vista dal *trigger* dei muoni e dalla ricostruzione *offline*), differente [30] con dimensioni che variano da  $0.5 \text{ cm} \times 2.5 \text{ cm}$  a  $16 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ :

- la dimensione in  $x$  è determinata principalmente dalla risoluzione voluta sulla misura dell'impulso trasverso;
- la dimensione in  $y$  è stata definita in modo da ridurre la probabilità che una particella dovuta al fondo, la cui traccia non proviene dalla regione del rivelatore di vertice, simuli un muone;

Le dimensioni delle regioni e dei canali, tra una stazione e la successiva, sono scalate di un fattore 2. In figura 2.10 è mostrato il primo quadrante della

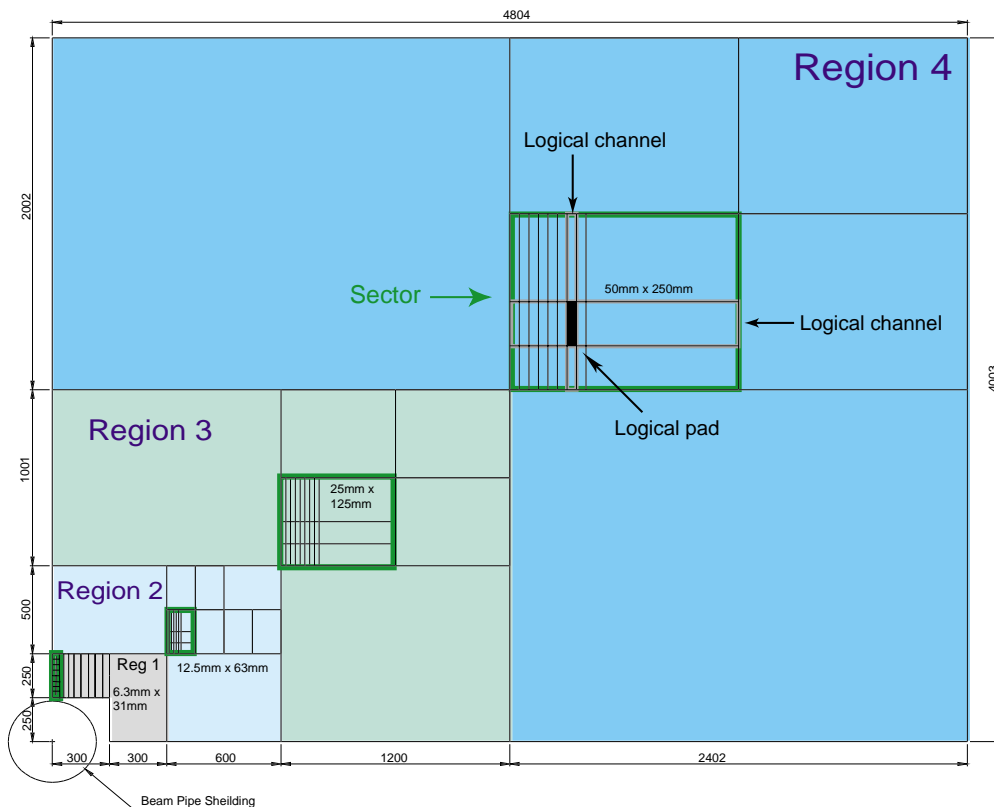


Figura 2.10: Primo quadrante della stazione M2. Le dimensioni delle regioni e dei canali, tra una stazione e la successiva, sono scalate di un fattore 2.

stazione M2 con annesse le dimensioni delle regioni, all'interno delle quali viene riportato un settore definito dalle dimensioni delle *strips* orizzontali e verticali.

### 2.7.3 Il *trigger* dei muoni di Livello-0

Un muone, per essere selezionato dal *trigger*, deve presentare un *hit* in ciascuna delle 5 stazioni, con una soglia minima per il suo impulso pari a 5 GeV/c. Per ogni hit in una *pad* logica di M3, vengono cercati gli *hits* corrispondenti in M2, M4 e M5, lungo una linea proiettata fino alla regione di interazione (fig. 2.11). Trovati gli *hits* nelle 4 stazioni, si seleziona per M1, attraverso gli *hits* di M2 e M3, l'*hit* più vicino al punto estrapolato. La direzione della traccia indicata dagli *hits* delle stazioni M1 e M2 viene utilizzata per le misure di  $p_T$  del *trigger*, assumendo che la particella provenga dal punto di interazione. Una volta che la ricostruzione della traccia è completata, si valuta l'impulso

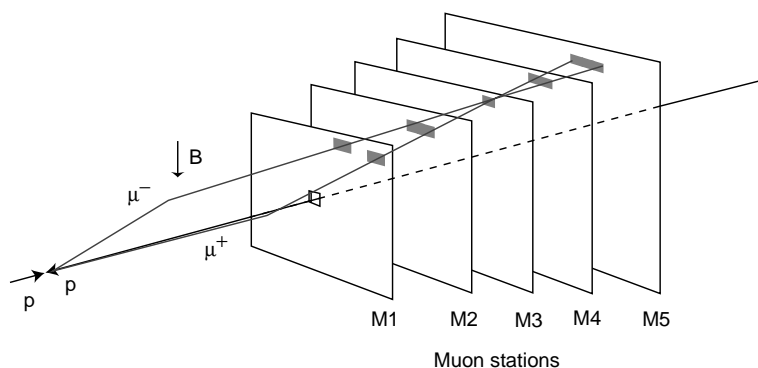


Figura 2.11: Rivelazione di una traccia attraverso il *trigger* dei muoni. In questo esempio  $\mu^+$  e  $\mu^-$  accendono in M3 la stessa *pad* logica.

trasverso  $p_T$ , considerando al massimo due muoni a processo, attraverso gli *hits* delle tracce di M1 e M2 utilizzando delle *look-up table*.

## 2.8 Il *Trigger* di LHCb

Abbiamo visto che gli eventi con mesoni B possono essere distinti dalle altre interazioni  $pp$  anelastiche grazie: alla presenza di un vertice secondario e a particelle con alto impulso trasverso ( $p_T$ ), come mostrato in figura 2.12. Tuttavia gli eventi per cui vengono ricostruiti tutti gli stati finali  $b\bar{b}$  interessanti, sono pochi, a causa delle piccole *branching ratio* e della limitata accettazione del rivelatore [14]; il *trigger* di LHCb dovrà quindi essere selettivo ed efficiente per estrarre questa piccola frazione.

La strategia del *trigger*, ottimizzata per ridurre il tempo morto dell'acquisizione, è organizzata in 4 livelli.

- Il Livello-0 ha una *rate* di ingresso di 40 MHz, pari alla frequenza di *bunch-crossing*, ed una *rate* di uscita di 1 MHz. È basato sull'identificazione di leptoni, adroni e fotoni con alto  $p_T$  nei calorimetri e nel rivelatore di muoni, ed è combinato con il contatore di vertici VETO in modo da scartare eventi con più di un'interazione  $pp$ .
- Il Livello-1 ha una *rate* d'ingresso pari a 1 MHz ed è articolato in due sistemi indipendenti:
  - *trigger di vertice*:  
Seleziona gli eventi aventi uno o più vertici secondari utilizzando i dati forniti dal rivelatore di vertice VELO.

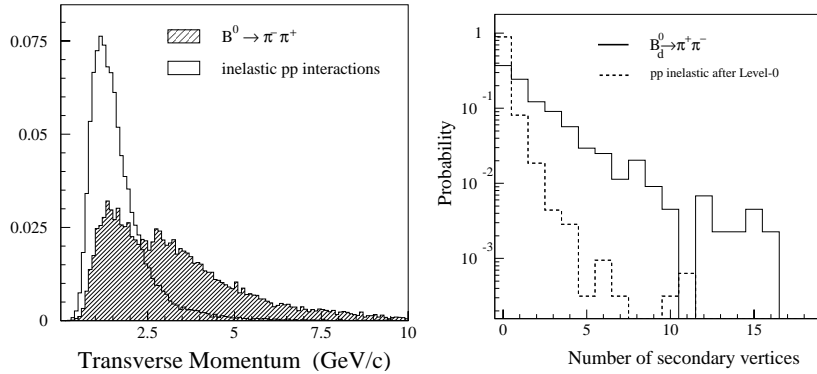


Figura 2.12: A sinistra: distribuzione di  $p_T$  per adroni carichi, per eventi a  $pp$  inelastica e per decadimenti  $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . A destra : numero di vertici secondari candidati ricostruiti nel *trigger* di Livello-1.

- *trigger delle tracce*:

Elabora tramite un algoritmo i dati dei calorimetri e del rivelatore di muoni, provenienti dal Livello-0, cercando conferma delle tracce nel sistema di tracciamento e rigettando gli eventi le cui tracce corrispondenti non vengono ricostruite.

I dati degli eventi selezionati in entrambi i due sistemi vengono passati al livello superiore ad una *rate* media di 40 kHz.

- Il Livello-2 ha una *rate* d'ingresso e di 40 kHz e una di uscita di 5 kHz. Utilizzando le informazioni sull'impulso ricavate dal sistema di tracciamento, elimina gli eventi con vertici secondari falsi causati principalmente da particelle a basso impulso con *scattering* multiplo significativo.
- Il Livello-3 ha una *rate* di ingresso di 5 kHz e seleziona gli eventi associati a precisi canali di decadimento [14] combinando le informazioni di tutti i rivelatori. I dati in uscita vengono salvati su nastro ad una frequenza di 200 Hz.





# Capitolo 3

## Caratteristiche di un rivelatore tripla-GEM

I rivelatori tripla-GEM, in studio per le zone centrali R1 ed R2 della prima camera a muoni (M1) dell'esperimento LHCb, sono dei rivelatori a gas. Questo tipo di rivelatori si basa sulla raccolta della carica prodotta nel gas al passaggio di una particella ionizzante.

### 3.1 Generalità sui rivelatori a gas

Il processo di ionizzazione è un processo statistico e, mediamente, per i gas il numero di coppie elettrone-ione prodotte è dell'ordine di 1 coppia per 30 eV di energia rilasciata. Gli elettroni e gli ioni creati in gas al passaggio di una particella ionizzante sono detti di *ionizzazione primaria*. Tra gli elettroni liberi ottenuti ve ne potranno essere alcuni con energia dell'ordine del keV, che vengono comunemente chiamati raggi- $\delta$  e sono in grado a loro volta di creare una nuova ionizzazione, detta *ionizzazione secondaria*. In una *gap* di 1 cm di argon, una particella al minimo (m.i.p.) su venti crea un elettrone di energia di  $\sim 3$  keV che possiede un *range pratico*, che tiene conto del moto *random* dell'elettrone, dell'ordine di  $100 \mu\text{m}$  [31].

Verrà indistintamente chiamato *cluster* un singolo elettrone, dovuto alla formazione di una sola coppia elettrone-ione, o l'insieme di elettroni di ionizzazione primaria e secondaria (raggi  $\delta$ ) creati in un intorno di  $\sim 100 \mu\text{m}$  dal punto in cui è avvenuta la ionizzazione primaria.

Per spiegare il principio di funzionamento di un rivelatore a gas, consideriamo un contenitore cilindrico di materiale conduttore, riempito di un gas, tipicamente argon. Lungo l'asse del cilindro è teso un filo sottile, anch'esso conduttore, posto ad un potenziale  $+V_0$  rispetto alle pareti del contenitore.

Al passaggio di una particella ionizzante all'interno del contenitore cilindrico, verranno create un certo numero di coppie elettrone-ione. Sotto l'azione del campo elettrico  $E$  gli elettroni vengono accelerati verso il filo e, se il campo elettrico è sufficientemente elevato, ionizzano a loro volta provocando una valanga. Gli elettroni creati verranno raccolti dal filo anodico, mentre gli ioni positivi migreranno lentamente verso il cilindro, che costituisce il catodo. Il moto di elettroni e ioni darà luogo ad un segnale indotto sull'anodo e sul catodo. In un rivelatore di questo tipo la moltiplicazione a valanga avviene molto vicino al filo poiché l'intensità del campo elettrico  $E$  è inversamente proporzionale alla distanza radiale dall'asse del cilindro. Gli elettroni, per essere raccolti, devono percorrere una distanza molto minore rispetto agli ioni, ed inducono all'anodo un segnale il cui contributo è trascurabile rispetto a quello prodotto dalla lenta deriva degli ioni positivi verso il catodo. L'ampiezza del segnale indotto dipende, oltre che dalla distanza percorsa dalle cariche in moto, dall'intensità del campo elettrico  $E$ , che regola l'entità della valanga, e dalla velocità di deriva di elettroni e ioni.

Una delle applicazioni dei rivelatori a gas è la misura del tempo e della posizione del passaggio di una particella ionizzante.

Un rivelatore a gas molto utilizzato nella fisica delle alte energie è la camera proporzionale multifilo (Multi Wire Proportional Chambers, MWPC) costituita da fili anodici conduttori, paralleli ed equispaziati, centrati tra due piani catodici. Un vantaggio della geometria planare è quello di avere un campo elettrico  $E$  costante all'interno del rivelatore, che implica una velocità di deriva costante. Il segnale ricavato sui fili dà un'informazione spaziale relativa ad una sola coordinata. Per consentire una migliore risoluzione spaziale, i piani catodici possono essere segmentati in *pad* o in *strip*. Anche per questo tipo di rivelatori il segnale è indotto essenzialmente dal moto degli ioni.

## 3.2 La GEM

Una GEM (*Gas Electron Multiplier*) costituisce essenzialmente uno stadio di moltiplicazione di carica. Il tipo di GEM [32] utilizzato è costituito da un sottile ( $50 \mu\text{m}$ ) foglio di kapton rivestito di rame ( $5 \mu\text{m}$ ) su entrambe i lati e perforato con un'alta densità di buchi, canali di moltiplicazione elettronica, distanziati tra loro<sup>1</sup>  $140 \mu\text{m}$  (fig. 3.1). Ciascun buco possiede una struttura biconica, avente un diametro esterno (interno) pari a  $70 \mu\text{m}$  ( $50 \mu\text{m}$ ).

Lo stadio di moltiplicazione è una caratteristica fondamentale dei rivelatori a gas. Le GEM sono state inizialmente utilizzate proprio come stadio

---

<sup>1</sup>La distanza è calcolata rispetto al centro di ciascun buco.

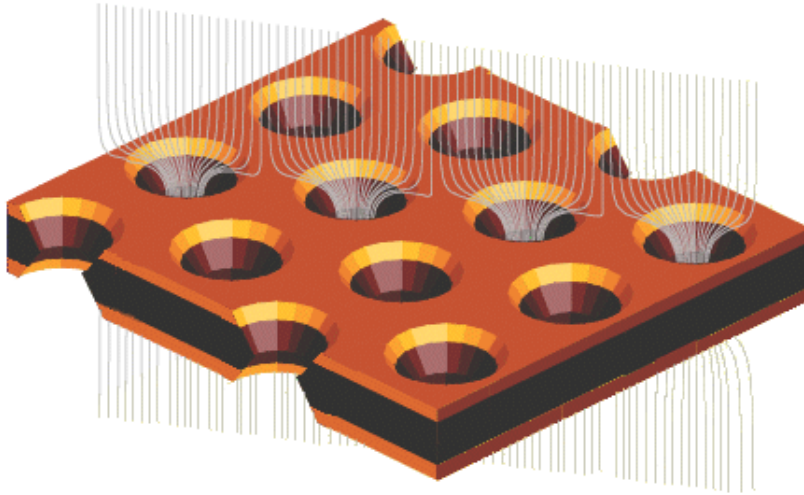


Figura 3.1: Rappresentazione di un foglio di *Gas Electron Multiplier*.

di preamplificazione per le *Micro-Strip Gas Chambers* (MSGC) [33]. Queste sono dei rivelatori a gas a geometria planare costituiti da due piani paralleli: uno è l'elettrodo di deriva, sull'altro sono depositate le *strip* anodiche, ciascuna affiancata da due *strip* catodiche. L'utilizzo di una GEM disposta parallelamente all'elettrodo di deriva è stato introdotto per evitare le scariche distruttive tra le *strip* dovute alla differenza di potenziale che veniva applicata tra queste per ottenere un guadagno che rendesse efficiente la rivelazione di particelle al minimo di ionizzazione.

Dagli studi fatti sulle MSGC è risultato che una GEM può essere utilizzata direttamente come amplificatore di carica. Così è possibile costruire rivelatori a gas, a geometria planare, che abbiano come stadi di amplificazione più GEM in cascata. Nel corso del capitolo verranno esaminati i parametri che regolano il comportamento di un rivelatore a singola GEM. Sarà di seguito introdotto il rivelatore tripla-GEM e spiegati i fenomeni fisici che influenzano la scelta dei parametri che ne determinano le prestazioni.

### 3.3 Il rivelatore a singola GEM

Il rivelatore a singola GEM è un rivelatore a gas costituito da due elettrodi di rame a facce piane e parallele tra cui è interposta una GEM che agisce da stadio di moltiplicazione.

Tra la GEM e gli elettrodi viene applicata una differenza di potenziale tale che la GEM sia sottoposta all'influenza di due campi elettrici:

- il campo di deriva  $E_d$  applicato tra il lato superiore (*up*) della GEM ed il catodo;
- il campo di trasferimento  $E_t$  applicato tra il lato inferiore (*down*) della GEM e l'anodo.

Le due regioni corrispondenti individuate sono chiamate *gap* di deriva e di trasferimento e l'andamento del campo elettrico in ciascuna regione è sostanzialmente quello di un condensatore piano. Affinché la GEM agisca come stadio di moltiplicazione, viene applicata tra le sue due facce (*up-down*) una differenza di potenziale tipicamente dell'ordine di  $350 \div 500$  V capace di generare campi elettrici all'interno dei buchi pari a  $100$  kV/cm. Le linee del campo elettrico risultante sono mostrate in figura 3.1.

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 elettrico sono tali da spingere gli elettroni ad entrare nei buchi della GEM, all'interno dei quali si ha la formazione della valanga. Gli ioni migrano nuovamente verso il catodo, e verso il lato superiore della GEM. Parte degli elettroni si dirige all'anodo, costituito da *pad*. Il segnale indotto su tale elettrodo sarà puramente di natura elettronica, dovuto esclusivamente al moto degli elettroni nella *gap* che separa la GEM dall'elettrodo di raccolta e non influenzato, a differenza di ciò che avviene nelle camere a fili, dal lento moto degli ioni.

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

- il campo di deriva  $E_d$ ;
- il guadagno;
- il campo di trasferimento  $E_t$ ;
- la miscela di gas utilizzata.

Vengono riportati qui di seguito i dati ricavati da studi di simulazione confrontati ad alcuni risultati sperimentali.

### 3.3.1 La miscela di gas

In generale la scelta della miscela da utilizzare per i rivelatori a gas, dipende da alcuni fattori, come ad esempio una bassa tensione di lavoro ed un alto guadagno.

I gas nobili permettono la diminuzione della tensione di lavoro, infatti richiedono, per la formazione della valanga, una minore intensità del campo

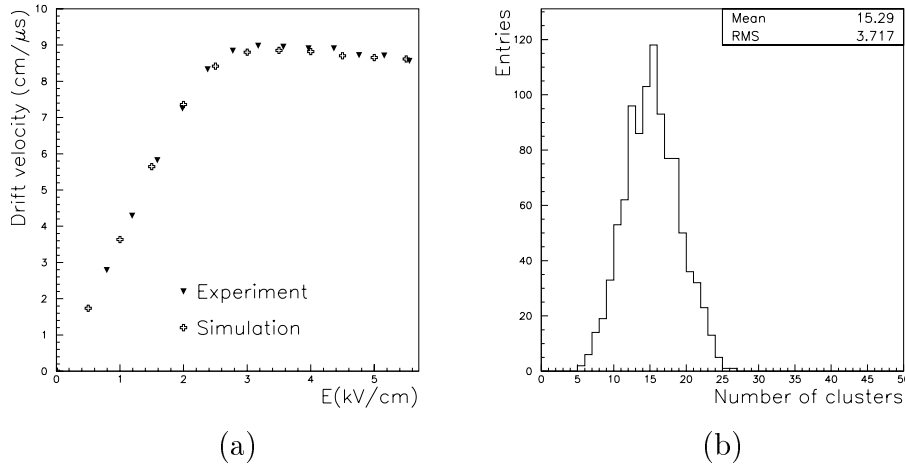


Figura 3.2: Proprietà della miscela di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20). (a) Velocità di deriva (*drift*) ottenuta sperimentalmente [35] e attraverso studi di simulazione [34]. (b) Numero di *cluster* primari ottenuti tramite simulazione in una *gap* di 3 mm.

elettrico. L'argon (Ar) viene scelto per la maggiore ionizzazione specifica ed il basso costo. Tuttavia, utilizzando argon puro, non è possibile raggiungere un guadagno di  $10^3$ - $10^4$  senza entrare in un regime di scarica continua.

Al passaggio della particella ionizzante si ha la formazione di atomi eccitati e ioni. Gli atomi di argon eccitati si diseccitano emettendo fotoni (l'energia di ionizzazione dell'Argon è pari a 11.6 eV) capaci di estrarre elettroni dal catodo di rame (l'energia di ionizzazione del rame è pari a 7.7 eV), provocando una nuova valanga. Questo inconveniente viene rimediato utilizzando una miscela di Ar ed un gas poliatomico come ad esempio l'anidride carbonica (CO<sub>2</sub>). Le molecole poliatomiche assorbono i fotoni emessi (agiscono da *quencher*) e dissipano la loro energia attraverso dissociazione o collisioni elastiche. Un altro gas utilizzabile come *quencher* è l'isobutano (C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>).

L'aggiunta ulteriore di gas elettronegativi permette la cattura di elettroni liberi ad esempio emessi dal catodo. Solitamente viene utilizzato il tetrafluorometano (CF<sub>4</sub>) dato che è non corrosivo, non tossico, non infiammabile e mostra una buona compatibilità con molti metalli, plastiche e resine utilizzate per la costruzione dei rivelatori a gas.

I parametri, legati alla miscela di gas, che regolano il funzionamento di un rivelatore a singola GEM, sono principalmente la velocità di deriva elettronica  $v_d$  ed il numero di *cluster* formati al passaggio di una particella ionizzante. In figura 3.2 (a) è mostrata la velocità di deriva in funzione del campo elettrico calcolata dalla simulazione [34] a confronto con i dati sperimentali [35]. In

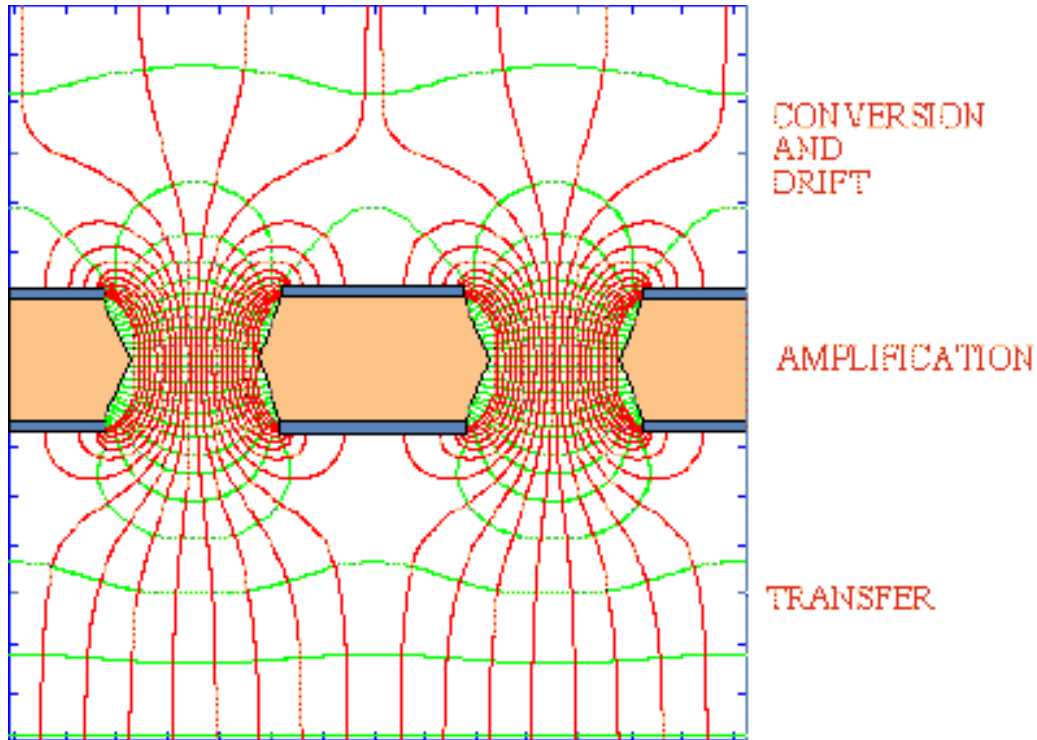


Figura 3.3: Campo elettrico (in rosso) e linee equipotenziali (in verde) in prossimità di una GEM.

figura 3.2 (b) si ha la distribuzione di probabilità del numero di *cluster* primari prodotti in una gap di 3 mm; il valor medio ottenuto dalla simulazione [34], per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20), è di  $\simeq 15$  *cluster*/3 mm.

### 3.3.2 Il guadagno

Le linee di campo, responsabili della focalizzazione degli elettroni all'interno dei buchi, sono concentrate sull'asse del buco (fig. 3.3). Gli elettroni che riescono ad arrivare in questa regione (per diffusione e per effetto della focalizzazione) vengono moltiplicati all'interno del buco, formando una valanga tanto più grande quanto maggiore il valore del campo (fig. 3.4, sinistra).

- Il numero medio di elettroni secondari prodotti per un elettrone primario viene chiamato guadagno intrinseco  $G_{intr}$  della GEM.
- Il numero medio di elettroni estratti nel lato inferiore della GEM per elettrone primario viene chiamato guadagno effettivo  $G_{eff}$ .

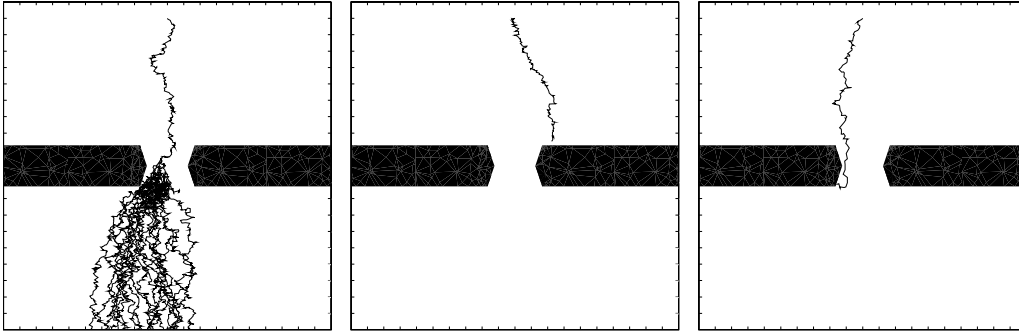


Figura 3.4: Simulazione [34]: della moltiplicazione elettronica a valanga all'interno di un buco a partire da un elettrone primario (sinistra); di un elettrone che colpisce l'elettrodo superiore della GEM (centro) e di un elettrone assorbito dal canale di moltiplicazione (destra).

In generale il guadagno intrinseco di una GEM è compreso tra  $100 \div 1000$ . In realtà solo una parte degli elettroni secondari creati all'interno dei buchi riesce a lasciare la GEM, così il guadagno effettivo risulta compreso tra  $10 \div 100$ . In figura 3.5 è mostrato l'andamento del guadagno del rivelatore a singola GEM al variare della differenza di potenziale  $U_{gem}$  applicata alla GEM, per un valore del campo di deriva e di trasferimento rispettivamente pari a  $E_d = 3$  kV/cm e  $E_t = 5$  kV/cm; la miscela di gas utilizzata è Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20). I dati mostrati in figura 3.5 sono stati ottenuti da misure di laboratorio, effettuate utilizzando raggi X di energia pari a 6.6 keV ad una *rate* dell'ordine di  $10^8$  Hz [36].

È possibile definire:

- Efficienza d'infilamento  $\epsilon_{coll}$ :

$$\epsilon_{coll} = \frac{\text{elettroni infilati}}{\text{elettroni prodotti}}$$

il rapporto tra il numero di elettroni che entrano nei buchi, nella parte superiore della GEM (*up*), ed il numero di elettroni prodotti dalla particella ionizzante nella *gap* di deriva.

L'efficienza d'infilamento è legata all'effetto di diffusione ed al fatto che parte delle linee del campo elettrico non entrano dentro i buchi della GEM. Così alcuni elettroni colpiscono il lato superiore della GEM e non vengono moltiplicati (fig. 3.4, centro), tale effetto viene chiamato *defoccheggimento*.

- Efficienza d'estrazione  $\epsilon_{extr}$ :

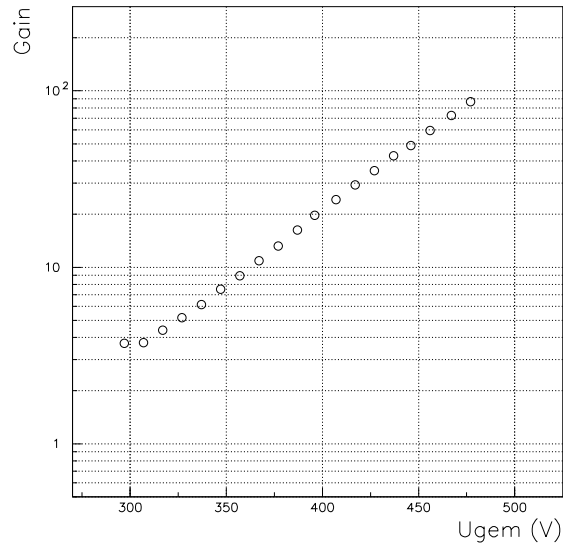


Figura 3.5: Andamento del guadagno del rivelatore a singola GEM in funzione della differenza di potenziale applicata alla GEM ottenuto da misure di laboratorio [36].

$$\epsilon_{extr} = \frac{\text{elettroni estratti}}{\text{elettroni prodotti}}$$

il rapporto tra gli elettroni estratti dai buchi, nella parte inferiore della GEM (down), e gli elettroni prodotti.

Il valore dell'efficienza di estrazione dipende dal fatto che alcuni elettroni possono essere catturati (fig. 3.4, destra):

- dal kapton a causa di effetti di diffusione;
- dal lato inferiore conduttore della GEM a causa della bassa capacità di estrazione del campo  $E_t$  al di sotto della GEM.

Il prodotto delle due efficienze  $\epsilon_{coll}$  ed  $\epsilon_{extr}$ :

$$T = \epsilon_{coll} \cdot \epsilon_{extr}$$

viene definito *trasparenza elettronica* della GEM. La trasparenza elettronica è legata al valore dei campi elettrici ed alla differenza di potenziale  $U_{gem}$  applicata alla GEM. Il suo comportamento in funzione dei campi  $E_d$  ed  $E_t$ , ottenuto da studi di simulazione [34], si può sintetizzare:



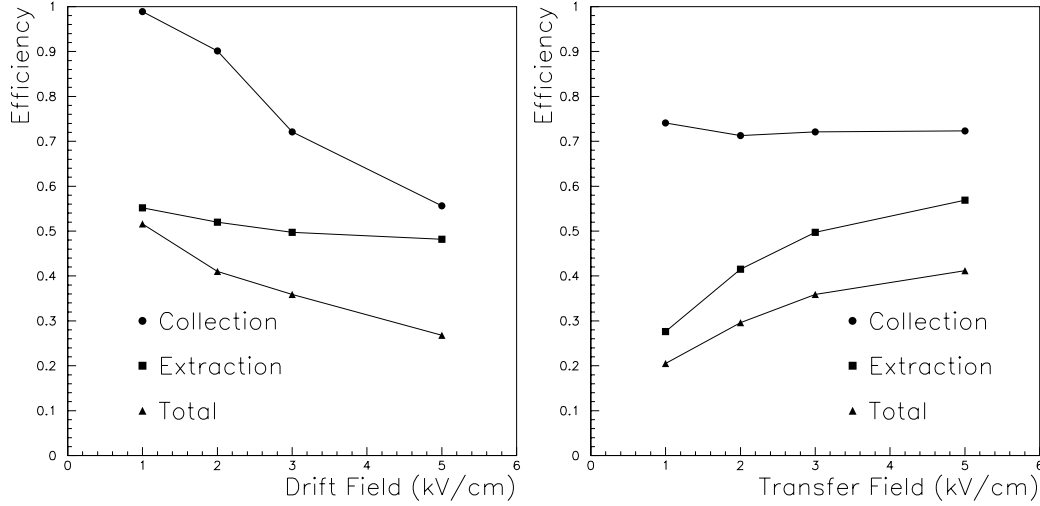


Figura 3.6: Simulazione [34] della dipendenza della trasparenza  $T$  dal campo di deriva  $E_d$  (sinistra) e dal campo di trasferimento  $E_t$  (destra).

- Figura 3.6 (sinistra): *trasparenza elettronica  $T$  in funzione di  $E_d$* :  
A causa dell'effetto di defoccheggiamento  $\epsilon_{coll}$  e la trasparenza totale decrescono all'aumentare di  $E_d$  mentre  $\epsilon_{extr}$  non dipende fortemente da questo parametro.
- Figura 3.6 (destra): *trasparenza elettronica  $T$  in funzione di  $E_t$* :  
La trasparenza totale cresce all'aumentare di  $E_t$ , poiché si migliora la capacità di estrarre gli elettroni dai buchi.
- Figura 3.7: *trasparenza elettronica  $T$  in funzione della differenza di potenziale  $U_{gem}$  applicata alla GEM*:  
Aumentando  $U_{gem}$  si infittiscono le linee di campo che focalizzano gli elettroni all'interno dei buchi con una conseguente crescita di  $\epsilon_{coll}$ ; l'effetto non influenza  $\epsilon_{extr}$ .

In conclusione le proprietà relative ad un lato della GEM sono influenzate solo marginalmente dal campo relativo al lato opposto.

Il guadagno effettivo è legato al guadagno intrinseco attraverso la trasparenza elettronica della GEM:

$$G_{eff} = G_{intr} \cdot T = \epsilon_{coll} \cdot G_{intr} \cdot \epsilon_{extr}$$

Assemblando insieme due o più GEM è possibile ottenere un rivelatore per particelle ionizzanti con un guadagno molto maggiore ( $10^4 \div 10^5$ ).

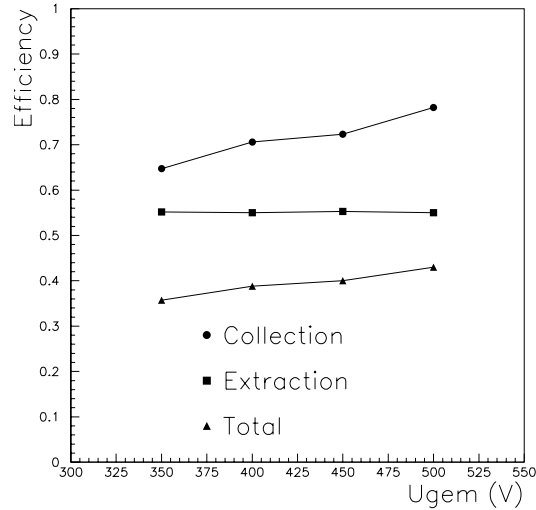


Figura 3.7: Simulazione [34] della dipendenza della trasparenza  $T$  dalla differenza di potenziale applicata alla GEM.

### 3.4 Il rivelatore a tripla-GEM

Il rivelatore a tripla-GEM è un rivelatore a gas costituito da tre GEM in cascata poste a *sandwich* tra due piani conduttori, di cui uno, l'anodo, è l'elettrodo di raccolta (fig. 3.8), segmentato in *pad*, su cui viene indotto il segnale. Le *gap* che separano il catodo dalla prima GEM e l'anodo dalla terza GEM sono chiamate rispettivamente *gap* di deriva e di induzione, le *gap* tra una GEM e l'altra sono dette di trasferimento. I campi corrispondenti applicati sono il campo di deriva  $E_d$ , il campo di induzione  $E_i$  e i campi di trasferimento  $E_{t_1}$  ed  $E_{t_2}$ .

Le considerazioni fatte per la singola GEM possono essere estese al rivelatore a tripla-GEM (fig. 3.9) tenendo conto che:

- il campo di trasferimento della prima GEM corrisponde al campo di deriva della seconda;
- il campo di trasferimento della seconda GEM corrisponde al campo di deriva della terza;
- il campo di trasferimento della terza GEM è il campo di induzione  $E_i$ .

Così, per ottimizzare la trasparenza elettronica del rivelatore, il valore del campo elettrico tra due GEM deve essere scelto in modo da massimizzare l'efficienza di estrazione degli elettroni dal lato inferiore una GEM senza aumentare l'effetto di defocalizzazione relativo al lato superiore della GEM

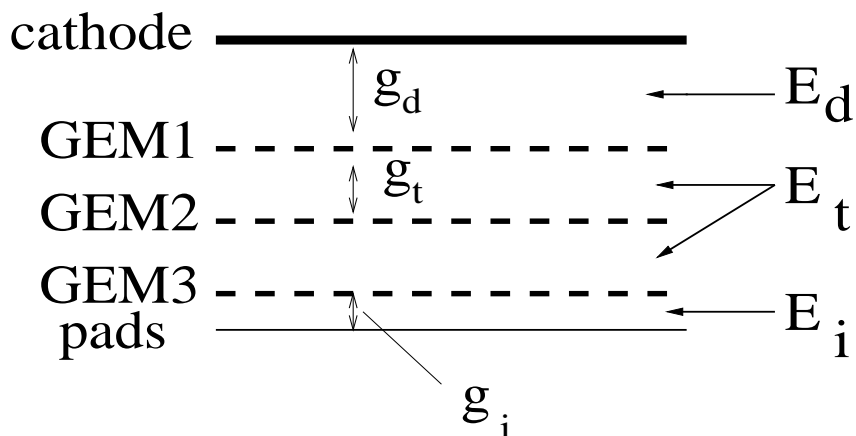


Figura 3.8: Schema del rivelatore tri-GEM.  $E_d$ ,  $g_d$ ,  $E_i$ ,  $g_i$  e  $E_t$ ,  $g_t$  indicano rispettivamente i campi e le *gap* di deriva, induzione e trasferimento. Sono inoltre indicati il catodo e le pad anodiche.

sottostante.

I principali fenomeni fisici che determinano le caratteristiche del rivelatore sono:

- la formazione di *cluster* e la deriva elettronica nella *gap* di deriva;
- la moltiplicazione e la trasparenza elettronica di ciascuna GEM;
- il trasferimento di carica attraverso le tre GEM;
- la deriva elettronica nella *gap* di induzione;
- la possibile formazione di scariche.

### 3.4.1 Formazione dei *cluster* e deriva

#### I *cluster*

Come accennato nell'introduzione di questo capitolo, il numero di coppie elettrone-ione prodotte in gas è dell'ordine di 1 coppia per 30 eV di energia rilasciata. Questo valore non dipende fortemente dal tipo di particella, e solo debolmente dal tipo di gas [37].

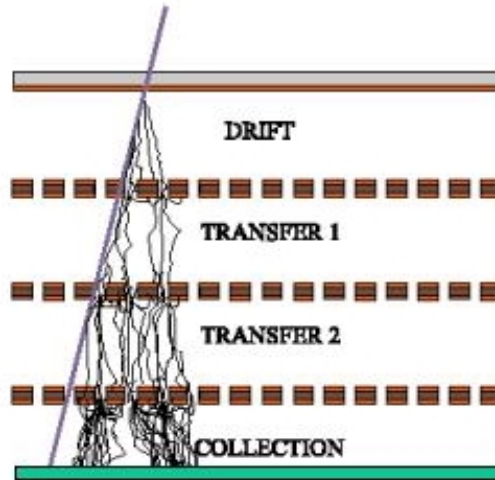


Figura 3.9: Schema di una tripla-GEM in cui è mostrata la formazione degli elettroni, dovuti al passaggio di una particella ionizzante, la loro moltiplicazione all'interno dei buchi e la loro raccolta sulle *pad*.

### La deriva degli elettroni

Il numero di *cluster* dovuti ad una ionizzazione primaria viene descritto attraverso la statistica di Poisson. La distribuzione spaziale del *cluster*  $j$  può essere espressa [31]:

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

con  $1 \leq j \leq n$ , dove  $n$  è il numero massimo di *cluster* per unità di lunghezza, e  $0 \leq x \leq 1$ . Se consideriamo il primo *cluster*, quello formatosi più vicino al lato superiore della prima GEM ( $j = 1$ ), si ottiene:

$$A_1^n(x) = n e^{-nx}$$

Allora la distribuzione temporale del tempo di arrivo  $t_d$  alla prima GEM, supposta nota la velocità di deriva  $v_d$ , è data da:

$$P_1(t_d) = v_d \cdot A_1^n(x) = v_d \cdot n e^{-nx}$$

ed il limite intrinseco per la risoluzione temporale di un rivelatore tripla-GEM è:

$$\sigma_1(t_d) = \frac{1}{nv_d} \quad (3.1)$$

Così per ottimizzare la risoluzione temporale si utilizzano miscele di gas con un'alta velocità di deriva  $v_d$ , compatibile ad un valore del campo elettrico di deriva che consenta una buona efficienza di infilamento, e un elevato numero ( $n$ ) di *cluster*.

### 3.4.2 La formazione di scariche

Nel caso di rivelatori a gas operanti a valori di pressione circa uguali a quella atmosferica la formazione di scariche all'interno del rivelatore viene descritta attraverso la teoria dello *streamer*, per cui si ha il passaggio da un regime di moltiplicazione a valanga proporzionale ad uno non proporzionale.

Per un numero di coppie elettrone-ione, create nella valanga, compreso tra  $10^7$  e  $10^8$ , la carica totale formata supera un limite, chiamato limite di Raether, e si raggiunge un valore del campo elettrico in testa ed in coda alla valanga primaria tale da generare una rapida formazione di valanghe secondarie [38]. Un ruolo fondamentale in tale processo è occupato dai fotoni creati nel gas. Nel corso del processo di ionizzazione a valanga primario, 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 nelle valanghe secondarie sono attratti dagli ioni positivi della valanga principale, così estendono la carica spaziale verso l'elettrodo negativo, costituendo il cosiddetto *streamer* positivo, formando un filamento di plasma altamente conduttivo. Come lo *streamer* si avvicina all'elettrodo negativo, da questo si ha, per effetto dell'elevato campo elettrico, una forte emissione di elettroni che costituisce quella che viene chiamata macchia catodica. Quando lo *streamer* raggiunge l'elettrodo negativo si ha la formazione della scarica. I tempi caratteristici di questo processo sono dell'ordine di poche decine di ns.

Questo fenomeno è schematizzato in figura 3.10: al punto (1) si vede il canale di plasma conduttivo che si propaga dall'elettrodo positivo verso l'elettrodo negativo, con la parte terminale (2) ricca di ioni positivi. In (3) vengono schematizzati gli effetti della fotoionizzazione del gas e della fotoemissione dell'elettrodo negativo. In (4) è mostrato l'avvicinarsi dello *streamer* all'elettrodo negativo ed è evidenziata l'intensa estrazione di elettroni dalla superficie di quest'ultimo.

I rivelatori a gas per particelle al minimo di ionizzazione devono possedere, per essere efficienti, un valore del guadagno compreso tra  $10^3$  e  $10^4$ . Al passaggio di una particella ionizzante si ha una probabilità non nulla di creare una grande produzione di coppie elettrone-ione ( $\sim 10^4$ /cm per una particella  $\alpha$ ) ed è possibile raggiungere valori corrispondenti al limite di Raether. Da studi sulla probabilità di scarica effettuati per diversi rivelatori a gas [38] si



Figura 3.10: Rappresentazione della formazione di uno *streamer* tra l'elettrodo positivo (anodo) e quello negativo (catodo).

è osservata, a parità di guadagno, una minore probabilità di scarica in rivelatori con più stadi di moltiplicazione, che consentono di utilizzare, per ogni singolo stadio, una tensione di lavoro minore. Una possibile spiegazione per tale comportamento è data dall'ipotesi che il limite di Raether possa dipendere, per una data geometria degli elettrodi, dalla differenza di potenziale applicata, e sia maggiore per tensioni di lavoro minori.

Vi è un margine sottile per la scelta della differenza di potenziale da applicare agli elettrodi: si deve fare in modo di avere un rivelatore efficiente, cercando di prevenire la formazione delle condizioni di scarica. Nel caso del rivelatore tripla GEM si riesce ad avere alti guadagni (tra  $10^4$  e  $10^5$ ) con bassa probabilità di scarica, poichè l'amplificazione è ripartita in 3 stadi.

### 3.4.3 Il guadagno

Il guadagno  $G$  del rivelatore tripla-GEM è:

$$G = \frac{n_{tot}}{cluster\ primari}$$

il rapporto tra il numero di elettroni  $n_{tot}$  raccolti sulle *pad* ed il numero di elettroni primari formati nella *gap* di deriva. È legato al guadagno intrinseco

ed alla trasparenza elettronica di ciascuna GEM:

$$G = G_{eff1} \cdot G_{eff2} \cdot G_{eff3}$$

### 3.4.4 Il tempo di trasferimento

Il tempo impiegato dagli elettroni per arrivare fino all'ultima gap può essere espresso come:

$$T_0 = t_d + t_{t_1} + t_{t_2}$$

somma del tempo che gli elettroni impiegano ad attraversare la gap di deriva e le due *gap* di trasferimento. Si ha:

$$\sigma(T_0) = \sigma(t_d) \oplus \sigma(t_{t_1}) \oplus \sigma(t_{t_2})$$

Da studi di simulazione [34], in cui le *gap* di trasferimento sono pari a 2 mm ed i campi  $E_{t_1} = E_{t_2} \simeq 4$  kV/cm, si è calcolato  $\sigma(t_{t_1}) = \sigma(t_{t_2}) \simeq 2.5$  ns (dovuti ad effetti di diffusione). Ci si aspetta che il principale contributo a  $\sigma(T_0)$  sia dovuto a  $\sigma(t_d)$ .

### 3.4.5 La formazione del segnale

La forma del segnale indotto sulle *pad* dipende dal moto degli elettroni nella *gap* di induzione. Si può considerare che il segnale inizi a formarsi non appena gli elettroni lasciano il lato inferiore della terza GEM. La corrente  $I_k$  indotta in un elettrodo  $k$  dovuta al moto di una carica  $q$ , di velocità  $v$ , può essere calcolata utilizzando il teorema di Ramo [39]:

$$I_k = \frac{-q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}^k(x)}{V_k}$$

dove  $\vec{E}^k(x)$  è il campo elettrico dovuto all'elettrodo  $k$  posto a potenziale  $V_k$ . In particolare per una *pad*  $k$ , se  $V_k = 1$  V e tutti gli altri elettrodi sono posti a potenziale nullo, il campo elettrico risultante  $\vec{E}_w^k(x)$  viene detto *weighting field* e si ha:

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

È stato simulato [34] l'andamento di  $\vec{E}_w^k(x)$  per *pad*  $1 \times 1$  cm<sup>2</sup> con una *gap* di induzione di 1 mm. È risultato che il campo  $\vec{E}_w^k(x)$  sopra le *pad* è costante, così come il campo elettrico reale  $E_i$  e la velocità di deriva  $v_d$ .

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 *gap* di ionizzazione.



# Capitolo 4

## Analisi dati

L'oggetto di questa tesi è lo studio delle prestazioni di rivelatori tripla-GEM come possibile tecnologia per le zone R1 ed R2 della stazione M1 delle camere a muoni dell'esperimento LHCb. Per verificare la possibilità di utilizzare un rivelatore basato su GEM per la stazione M1, si è indagato sull'ottimizzazione delle caratteristiche dei rivelatori tripla-GEM.

Nel corso del capitolo si esporrà l'evoluzione di tale studio, articolato in tre *test-beam* dalla cui analisi sono stati ottenuti i seguenti risultati:

### 1. CERN Ottobre 2000

- una buona efficienza temporale, rapporto tra il numero di eventi visti dal rivelatore in una data finestra temporale, ed il numero di eventi acquisiti;
- la presenza di eventi in anticipo, di ampiezza minore rispetto agli eventi in tempo, dovuti ad un effetto, chiamato *effetto bigem*, descritto in seguito;

### 2. CERN Aprile 2001

- un'ottimizzazione dell'efficienza temporale mediante l'utilizzo di una miscela di gas contenente isobutano;
- una diminuzione dell'effetto bigem, attraverso una riduzione della prima *gap* di trasferimento;
- la presenza di fenomeni di scarica (*spark*);

### 3. PSI Giugno 2001

- un'ulteriore ottimizzazione dell'efficienza temporale, dovuta all'utilizzo di una miscela di gas ancora più veloce;

- la misura di una bassa probabilità di *spark* in condizioni di *rate* ( $\simeq 50$  MHz) maggiore di quella prevista in LHCb ( $\simeq 5$  MHz).

Per ogni *test beam* verranno descritti i parametri (evidenziando solo le differenze tra i vari test) ed i rivelatori utilizzati, il *setup* del fascio ed i risultati dell'analisi *offline*. L'inizio del mio lavoro di tesi è avvenuto in coincidenza con l'analisi del *test beam* di Aprile 2001, così verranno descritti in maggiore dettaglio l'analisi di questo *test* ed il *test beam* del PSI. Tutta l'analisi *offline* è stata effettuata utilizzando il *software* PAW (*Physics Analysis Workstation*) [40].

## 4.1 Test Beam CERN Ottobre 2000

Il *test beam* di Ottobre è stato il primo *test* su rivelatori tripla-GEM effettuato dal gruppo in cui ho svolto il mio lavoro di tesi.

Lo scopo principale di questo *test* è stato quello di verificare le prestazioni dei rivelatori tripla-GEM (date in letteratura) e la loro compatibilità con le richieste per le regioni R1 ed R2 della prima camera a muoni M1 dell'esperimento LHCb, cercando di capire come attuare possibili miglioramenti. Tali richieste (sez. §2.7 e §2.7.1) vengono riassunte in tabella 4.1.

### 4.1.1 Selezione dei parametri del rivelatore

Verranno di seguito mostrati i valori scelti per i parametri di un rivelatore tripla-GEM e spiegate le motivazioni che determinano le scelte fatte.

#### Miscela di gas

Per il *test beam* di Ottobre 2000, al CERN, sono state utilizzate due differenti miscele di gas:

<i>Rate</i> massima	$\sim 500$ kHz/cm <sup>2</sup>
Efficienza temporale	99 % in 25 ns
<i>Cluster size</i>	1.2 per <i>pad</i> $10 \times 25$ mm <sup>2</sup>
Lunghezza di radiazione $X_0$	$\leq 0.1$
Superficie coperta	2.9 m <sup>2</sup> per strato

Tabella 4.1: Caratteristiche richieste per i rivelatori per le regioni centrali (R1 ed R2) della prima stazione (M1) dello spettrometro a muoni di LHCb.

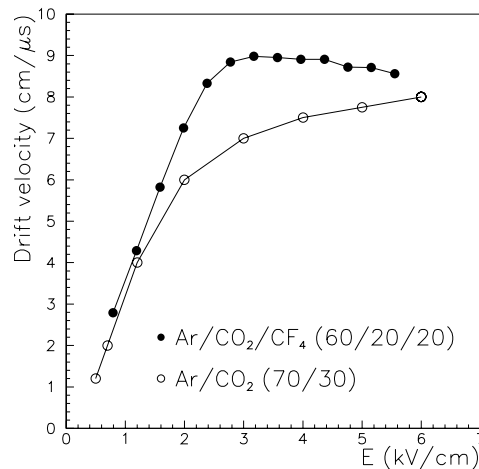


Figura 4.1: Velocità di deriva per le miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) e Ar/CO<sub>2</sub> (70/30).

- Ar/CO<sub>2</sub> (70/30);
- Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).

La scelta dei gas costituenti la miscela si accorda con le considerazioni relative a qualsiasi rivelatore a gas (capitolo 3, sez. 3.3.1). L'argon (Ar) viene utilizzato per la grande ionizzazione specifica, ad una bassa tensione di lavoro, l'anidride carbonica (CO<sub>2</sub>) viene usata come *quencher* e il tetrafluorometano (CF<sub>4</sub>) come gas elettronegativo.

La scelta della miscela è inoltre strettamente dipendente dalla velocità di deriva degli elettroni voluta. Abbiamo visto infatti (capitolo 3, sez. §3.4.1) che la risoluzione temporale di un rivelatore tripla-GEM dipende in particolare dal limite intrinseco (rel. 3.1):

$$\sigma_1(t_d) = \frac{1}{nv_d}$$

inversamente proporzionale al numero  $n$  di *cluster* prodotti al passaggio di una traccia ionizzante, ed alla velocità di deriva degli elettroni nella miscela di gas.

In figura 4.1 è mostrato [41] l'andamento della velocità di deriva in funzione del campo elettrico applicato per le due miscele utilizzate Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).

Nel caso dei rivelatori tripla-GEM è importante utilizzare una miscela che abbia un'alta velocità di deriva a campi elettrici bassi poiché l'efficienza di

infilamento degli elettroni  $\epsilon_{coll}$  diminuisce all'aumentare del campo di deriva  $E_d$  (capitolo 3, sez. §3.3.2).

Analizzando la figura 4.1 si vede che la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) ha una velocità di deriva corrispondente ad un valore del campo elettrico pari a 3 kV/cm, il 25 % in più della miscela Ar/CO<sub>2</sub> (70/30).

Il numero di *cluster* stimato da studi di simulazione [34], per muoni con energia pari a 10 GeV, è:

- $\sim 10$  *clusters*/3 mm per la Ar/CO<sub>2</sub> (70/30);
- $\sim 15$  *clusters*/3 mm per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).

### Le *gap* e i campi

Dalle considerazioni fatte nel terzo capitolo si ha che l'ottimizzazione delle prestazioni di un rivelatore tripla-GEM è data da un compromesso che lega diversi parametri in conflitto. Sono di seguito indicati i valori utilizzati per le varie *gap*, scelti in accordo con risultati sperimentali già esistenti [32].

- La grandezza della *gap* di deriva  $g_d$  è stata scelta in modo tale da minimizzare l'inefficienza di rivelazione delle particelle cariche, senza aumentare troppo il tempo impiegato dai *cluster* per attraversarla (sez. 3.4.4). Con una *gap* di 3 mm e l'utilizzo dei gas considerati, la larghezza del segnale è inferiore a 40-50 ns.
- La grandezza delle *gap* di trasferimento  $g_t$  è stata scelta pari a 2 mm. L'effetto principale delle *gap* di trasferimento è quello di aumentare il tempo di trasferimento, e quindi ritardare la formazione del segnale indotto sulle *pad*.
- La grandezza della *gap* di induzione è stata scelta pari a 1 mm. L'elettronica di *front-end* utilizzata è un amplificatore di carica veloce (tempo di salita dell'ordine di  $\sim 5 \div 10$  ns). A parità di carica raccolta sulle *pad*, l'ampiezza del segnale in uscita dall'amplificatore rimane costante per segnali in ingresso con una larghezza minore o uguale al tempo di salita, e poi decresce. Il segnale in uscita dall'elettronica di *front-end* viene discriminato sull'ampiezza, così a parità di carica raccolta è importante avere un segnale di ampiezza maggiore. La larghezza del segnale in ingresso all'elettronica di *front-end* dipende dalla distanza percorsa dagli elettroni prima di essere raccolti, ossia dallo spessore di  $g_i$ . La *gap* di induzione  $g_i$  deve quindi essere piccola:
  - per poter raccogliere tutta la carica relativa ad un *cluster* in un tempo dell'ordine del tempo di salita dell'amplificatore;



Figura 4.2: Foto del primo rivelatore tripla-GEM costruito dal gruppo LHCb di Cagliari nell'Ottobre 2000.

- per minimizzare il *cross talk*.

I segnali relativi a tutti i *cluster* creati da una singola particella ionizzante vengono convoluti: la larghezza del segnale risultante deve essere minore del tempo morto dell'elettronica (pari a  $\sim 50$  ns per l'elettronica utilizzata) in modo da non provocare fenomeni di *pile-up*. Il limite inferiore per la grandezza della *gap* di ionizzazione è pari a circa 1 mm in modo da minimizzare la probabilità di scarica tra la terza GEM e le *pad* [42].

Il valore di lavoro dei capi elettrici  $E_d$ ,  $E_t$  e della differenza di potenziale  $U_{gem}$  viene determinato sperimentalmente, studiando l'andamento delle prestazioni del rivelatore tripla-GEM in una finestra temporale di 20 e 25 ns. Il valore del campo  $E_i$  viene solitamente fissato a 5 kV/cm, in accordo con i risultati mostrati in figura 3.6. Un valore maggiore ci porterebbe in una zona di funzionamento critica per quanto riguarda le scariche.

#### 4.1.2 I rivelatori tripla-GEM utilizzati

In questo *test beam* è stato utilizzato un rivelatore tripla-GEM, costruito dal gruppo LHCb dell'INFN di Cagliari (fig. 4.2), avente le *gap* di deriva, trasferimento ed induzione  $g_d/g_{t_1}/g_{t_2}/g_i$  pari a 3/2/2/1 mm.

- Il rivelatore è costituito da tre GEM [43] ciascuna con una superficie attiva di  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>.
- L'anodo è segmentato in *pad* di dimensioni pari a  $6 \times 16$  mm<sup>2</sup>.

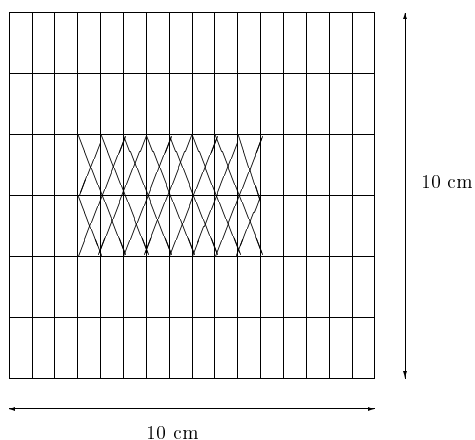


Figura 4.3: Mappa delle *pad* del rivelatore. Le 16 *pad* evidenziate sono quelle equipaggiate per il *test beam* di Ottobre.

- Il catodo è costituito da un foglio di kapton, con una faccia ramata.
- Il contenitore viene utilizzato sia come supporto per le GEM ed il catodo, sia come contenitore per il gas.

### L'elettronica di *front-end*

L'elettronica di *front-end* usata per il rivelatore, sviluppata ed utilizzata in *test* di camere a fili, è del tipo PNPI [44]. Il segnale in uscita da questa elettronica è un segnale analogico. In tabella 4.2 sono mostrate le principali caratteristiche di questo tipo di amplificatori di carica discreti.

In figura 4.3 è schematizzata una mappa delle *pad* in cui sono state segnate le 16 *pad* del rivelatore equipaggiate per il *test beam* di Ottobre. Tutte le *pad* rimanenti vengono collegate a massa.

Impedenza di ingresso	25 $\Omega$
Tempo di salita	5 ns
Tempo morto	$\sim$ 50 ns
Noise elettronico	1300 e <sup>-</sup> rms
Sensibilità	5 mV/fC

Tabella 4.2: Caratteristiche degli amplificatori del tipo PNPI.

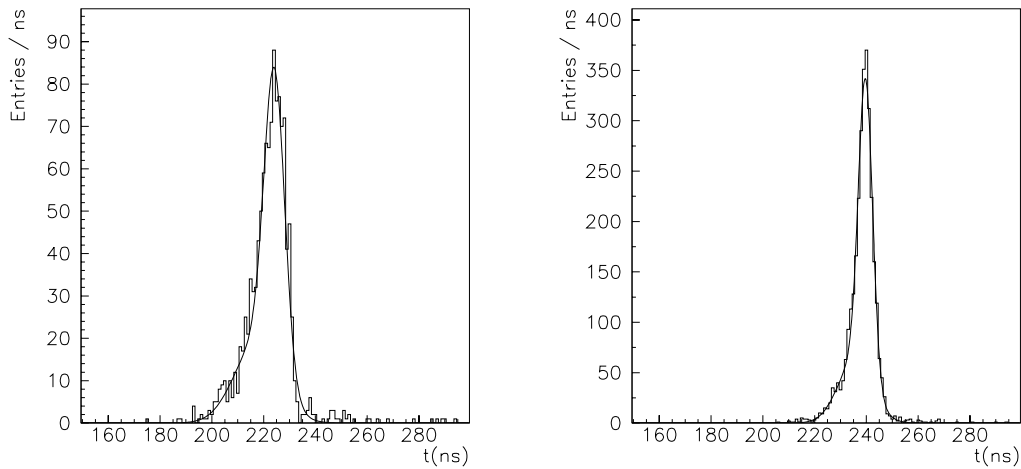


Figura 4.4: Distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO<sub>2</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (destra). Le due distribuzioni possiedono un r.m.s. rispettivamente pari a 9.7 ns e 5.9 ns.

### 4.1.3 Il fascio

Il test è stato effettuato al CERN nella stazione PS T11 utilizzando un fascio adronico composto da pioni di energia compresa tra 2 e 4 GeV con un flusso pari a 1 kHz/cm<sup>2</sup>.

### 4.1.4 Risultati sperimentali

L'analisi del *test beam* [45] ha mostrato le buone prestazioni del prototipo testato, in particolare per quel che riguarda la distribuzione temporale e la *cluster size*, in accordo con i dati relativi alla simulazione [34]. È stato visto l'effetto bigem ed inaspettatamente non sono state osservate scariche.

In seguito il valore dei campi elettrici sarà sempre definito in kV/cm e quello della differenza di potenziale applicata alla GEM in V.

### Distribuzione temporale

In figura 4.4 è mostrata la distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO<sub>2</sub> (a sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (a destra). I grafici sono relativi alla configurazione:

$$E_d/U_{gem1}/E_{t1}/U_{gem2}/E_{t2}/U_{gem3}/E_i$$

con i valori pari a 3/460/3/390/3/390/5 per entrambe le miscele, che differiscono solo per i campi di trasferimento, posti a 4 kV/cm per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>.

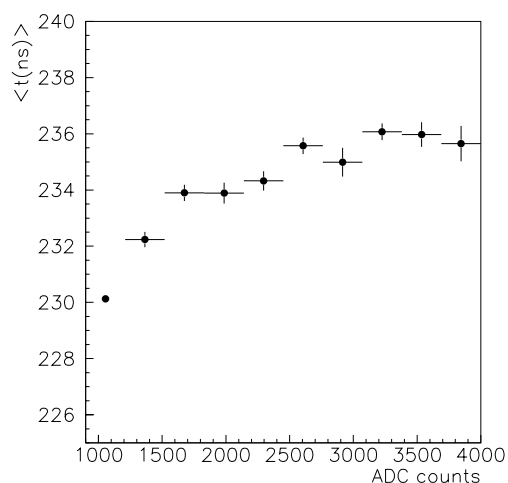


Figura 4.5: Tempo dell'evento, in funzione della carica corrispondente, per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> con  $U_{gem_1} = 450$  V.

I tempi riportati in figura si riferiscono al *common stop* del TDC, così gli *hit* (*entries*) a destra del picco rappresentano eventi in anticipo.

Dall'analisi della figura 4.4 si vede chiaramente che la distribuzione temporale è asimmetrica. Essa possiede principalmente due caratteristiche.

1. Una coda esponenziale, a sinistra del picco, dovuta a tracce che al loro passaggio creano un minor numero di *cluster* nella *gap* di deriva ed inducono un segnale a bassa carica in ritardo (fig. 4.5). Tale segnale, rispetto ai segnali di picco, possiede la stessa forma, ma con un ampiezza minore. Supponiamo che i due segnali in uscita dall'amplificatore abbiano lo stesso tempo: discriminando con una soglia in tensione il segnale con ampiezza minore risulta in ritardo rispetto all'altro. Tale effetto viene detto *time walk*.
2. Le *entries* a destra del picco rappresentano gli eventi in anticipo dovuti all'effetto bigem. Essi rappresentano al massimo il 2 % degli eventi totali e sono indipendenti da  $U_{gem_1}$ .

Il diverso valor medio delle due distribuzioni temporali è consistente con la diversa velocità di deriva delle due miscele.

L'r.m.s. delle due distribuzioni in figura 4.4 è pari a 9.7 ns (Ar/CO<sub>2</sub>) e 5.9 ns (Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>), in accordo con la relazione 3.1.



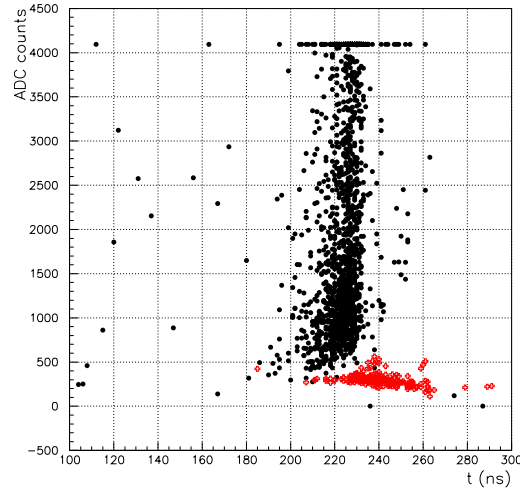


Figura 4.6: Carica dell'evento, in funzione del tempo corrispondente, nel caso di due *run* di cui uno, in rosso, è in configurazione bigem (miscela Ar/CO<sub>2</sub>).

### L'effetto bigem

Come sopra accennato, in questo *test beam* sono stati osservati eventi in anticipo, a bassa carica, rispetto al picco della distribuzione temporale. Questi eventi vengono spiegati attraverso un effetto chiamato effetto bigem. In alcuni casi la carica dovuta a *cluster* prodotti nella prima *gap* di trasferimento viene amplificata, a causa delle fluttuazioni del guadagno e/o del deposito di carica, tanto da superare la soglia del discriminatore.

Per analizzare questo effetto si sono poste a confronto le distribuzioni di *carica dell'evento in funzione del tempo corrispondente* di due *run* nelle stesse condizioni, di cui uno in una configurazione (detta "configurazione bigem") tale da simulare un rivelatore con due sole GEM:  $E_d = U_{gem_1} = 0$ . In figura 4.6 sono riportati i valori di questo confronto; in rosso i dati del run in configurazione bigem. Dall'analisi della figura si deduce che l'effetto bigem è caratterizzato da:

- una minore amplificazione, dovuta al guadagno di due sole GEM, che implica una minore ampiezza del segnale;
- la formazione del segnale in anticipo: gli elettroni devono percorrere solo le due *gap* di trasferimento.

Per eliminare, o quantomeno ridurre, questo effetto si potrebbero apportare le seguenti modifiche.

- Diminuire la grandezza della prima *gap* di trasferimento da 2 a 1 mm; in questo modo si dimezzerebbero i *cluster* in  $g_{t_1}$ .
- Fissare la differenza di potenziale ( $U_{gem_1}$ ) sulla prima GEM a valori maggiori rispetto a  $U_{gem_2}$  e  $U_{gem_3}$ , in modo tale che il guadagno della prima GEM sia maggiore rispetto al quello relativo alle due GEM sottostanti, ed alzare la soglia del discriminatore. In questo modo si aumenterebbe l'amplificazione dei *cluster* creati nella *gap* di deriva e non quella dei *cluster* creati nella prima *gap* di trasferimento. Infine, alzando la soglia del discriminatore, si riduce il numero di eventi bigem in grado di superarla o, in ogni caso, si fa in modo che risultino temporalmente più vicini agli eventi in tempo poiché si aumenta l'effetto di *time walk*.

### Efficienza temporale

È stato misurato l'andamento dell'efficienza totale ( $\epsilon_{tot}$ ), in una finestra temporale di 300 ns, e dell'efficienza in 25 ns ( $\epsilon_{25}$ ), al variare del campo di deriva e del campo di trasferimento.

- *Effetto del campo di deriva.*

In figura 4.7 (sinistra) è mostrato l'andamento dell'efficienza temporale al variare di  $E_d$  per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>. La configurazione del rivelatore corrispondente a questi dati è:

$$E_d/375/4/375/4/375/5$$

- Il diminuire di  $\epsilon_{25}$  per bassi valori di  $E_d$  si spiega con la diminuzione della velocità di deriva degli elettroni.
- Per alti valori di  $E_d$  l'efficienza temporale diminuisce a causa dell'aumento dell'effetto di defoccheggimento.

Tali andamenti sono stati osservati per entrambe le miscele.

Dal grafico si evidenzia che un buon valore di lavoro per il campo  $E_d$  è 3 kV/cm. Per tale valore si ha che l'efficienza totale è  $\epsilon_{tot} = 96 \%$  mentre l'efficienza in 25 ns è  $\epsilon_{25} = 87 \%$ .

- *Effetto del campo di trasferimento.*

In figura 4.7 (destra) è mostrato l'andamento dell'efficienza temporale al variare del campo di trasferimento  $E_{t_1} = E_{t_2}$  per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>. I valori sono relativi ad una configurazione uguale alla precedente con  $E_d = 3$  kV/cm.

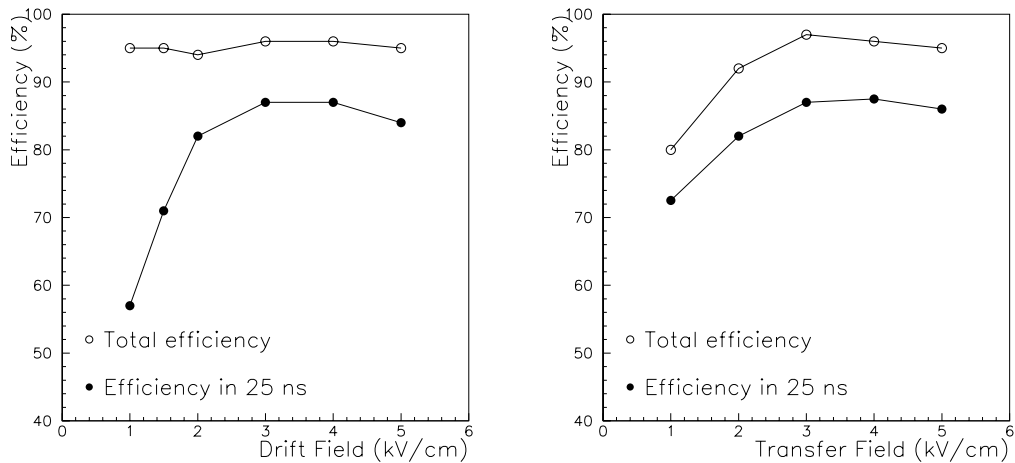


Figura 4.7: Efficienza, totale ed in 25 ns, in funzione del campo di deriva (sinistra) e del campo di trasferimento (destra) per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>.

- A bassi valori dei campi di trasferimento si ha una diminuzione dell'efficienza temporale dovuta al peggioramento dell'efficienza di estrazione  $\epsilon_{extr}$ .
- Il lieve diminuire dell'efficienza temporale ad alti campi è causato dall'effetto di defoccheggimento che peggiora l'efficienza di infilamento  $\epsilon_{coll}$  nella GEM sottostante.

Anche in questo caso un buon valore di lavoro per il campo di trasferimento è  $\sim 3$  kV/cm, con  $\epsilon_{tot} = 97\%$  e  $\epsilon_{25} = 87\%$ , e si ha un simile comportamento per le due miscele.

È stato inoltre studiato il comportamento dell'efficienza temporale  $\epsilon_{20}$  e  $\epsilon_{25}$  nelle due finestre "strette", di 20 e 25 ns, al variare della differenza di potenziale  $U_{gem_1}$  applicata alla prima GEM.

- *Effetto della  $U_{gem_1}$ .*

In figura 4.8 sono mostrati i valori relativi alla configurazione:

$$3/U_{gem_1}/4/390/4/390/5$$

per le due miscele Ar/CO<sub>2</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (destra). I valori delle efficienze ottenuti, corrispondenti al valore più grande di  $U_{gem_1}$  sono:

- $\epsilon_{25} = 88\%$  e  $\epsilon_{20} = 83\%$  per la Ar/CO<sub>2</sub>, con  $U_{gem_1} = 450$  V.

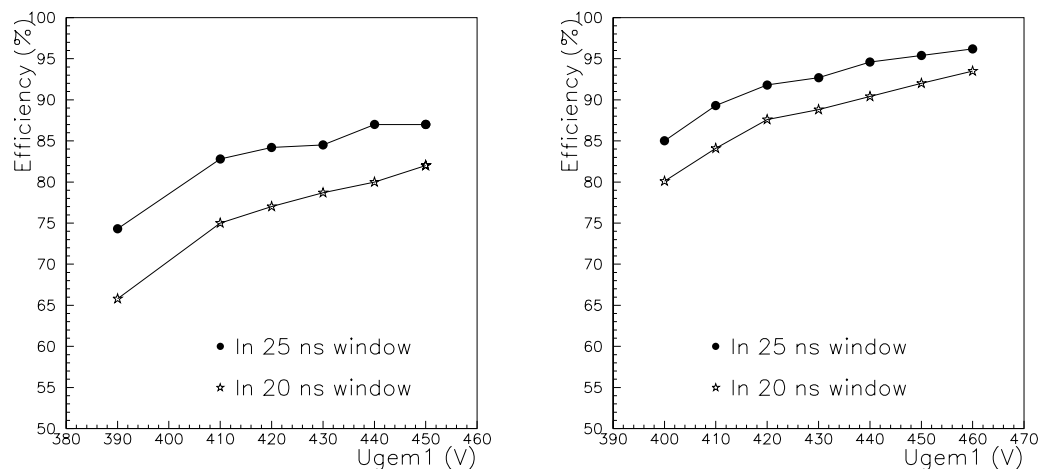


Figura 4.8: Efficienza, in 20 ed in 25 ns, in funzione di  $U_{gem1}$  per la Ar/CO<sub>2</sub> (sinistra) e per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (destra).

-  $\epsilon_{25} = 96 \%$  e  $\epsilon_{20} = 93 \%$  per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>, con  $U_{gem1} = 460$  V.

L'aumentare dell'efficienza temporale al crescere di  $U_{gem1}$  è dovuto alla maggiore amplificazione dei singoli *cluster* nel primo stadio di amplificazione. Questo aumenta la probabilità che la carica dovuta ai primi *cluster*, quelli più vicini all'*up* della prima GEM, superi la soglia del discriminatore.

Da questi valori si ha una conferma ulteriore delle migliori prestazioni temporali della miscela ternaria.

### **Cluster size**

La *cluster size* ottenuta per le due miscele Ar/CO<sub>2</sub> (70/30) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20), con  $U_{gem1} = 460$  V, è rispettivamente pari a 1.6 e 1.5. La soglia del discriminatore è stata tenuta costante per tutto il test, così la *cluster size* cresce all'aumentare dell'ampiezza del segnale (ad esempio del 17 % al variare di  $U_{gem1}$  da 400 a 460 V).

La dimensione delle *pad* utilizzate in questo *test beam* ( $6 \times 16$  mm<sup>2</sup>) è minore di quella richiesta dalla granularità delle zone R1 (*pad* di dimensioni  $10 \times 25$  mm<sup>2</sup>) ed R2 (*pad* di dimensioni  $20 \times 50$  mm<sup>2</sup>) della stazione M1. Con l'utilizzo di *pad* di dimensioni maggiori, ci si aspetta una riduzione della *cluster size*.

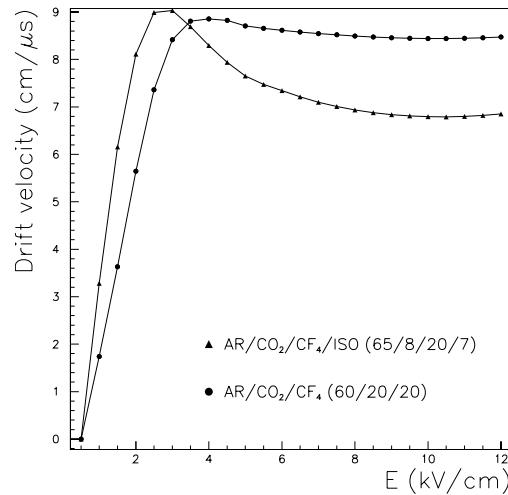


Figura 4.9: Simulazione [34] della velocità di deriva per le miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).

## 4.2 Test Beam CERN Aprile 2001

Il *test beam* di Aprile è stato effettuato per ottimizzare ulteriormente le prestazioni temporali dei rivelatori tripla-GEM in studio, per eliminare o quantomeno ridurre l'effetto bigem e per quantificare gli effetti di scarica.

### 4.2.1 Selezione dei parametri del rivelatore

#### Miscela di gas

Per il *test beam* di Aprile sono state utilizzate le miscele di gas:

- Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20);
- Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7).

È stata riutilizzata la miscela di gas Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) che ha presentato, dall'analisi del *test beam* di Ottobre, prestazioni temporali migliori rispetto alla Ar/CO<sub>2</sub> (70/30).

Si è studiato [34] il comportamento di una nuova miscela, Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7), contenente come *quencher* sia CO<sub>2</sub> che C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>.

In figura 4.9 è mostrato l'andamento della velocità di deriva degli elettroni  $v_d$  in funzione del campo elettrico per entrambe le miscele. La distribuzione di  $v_d$  per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) è piccata per valori del campo elettrico compresi tra  $\sim 2$  e 3.5 kV/cm, poco meno del valore di picco della



Figura 4.10: Foto di uno dei tre rivelatori utilizzati nel *test beam* di Aprile 2001.

miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20). Anche il numero di *cluster* ottenuti dalla simulazione [34], calcolato come per il *test* di Ottobre, è circa lo stesso per entrambe le miscele ( $\sim 15$  *cluster*/3 mm).

### Le *gap*

Le considerazioni fatte, per il *test* di Ottobre, sulla scelta della dimensione delle *gap* di deriva  $g_d$  ed induzione  $g_i$ , rimangono valide.

Vengono viceversa modificate le *gap* di trasferimento, in accordo con le considerazioni fatte sull'effetto bigem:  $g_{t_1} = g_{t_2} = 1$  mm.

- Ridurre la prima *gap* di trasferimento  $g_{t_1}$  implica una diminuzione del numero di *cluster* prodotti in essa.
- $g_{t_2}$  viene ridotta per uniformità e per diminuire ulteriormente il tempo di transito.

### 4.2.2 I rivelatori tripla-GEM utilizzati

Per questo *test beam* sono stati assemblati (presso l'INFN di Frascati) tre rivelatori tripla-GEM con le stesse caratteristiche (fig. 4.10).

Le *gap* di deriva, trasferimento ed induzione  $g_d/g_{t_1}/g_{t_2}/g_i$  sono rispettivamente pari a 3/1/1/1 mm.

- Anche per questo *test* le tre GEM che costituiscono ciascun rivelatore possiedono una superficie attiva di  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>.

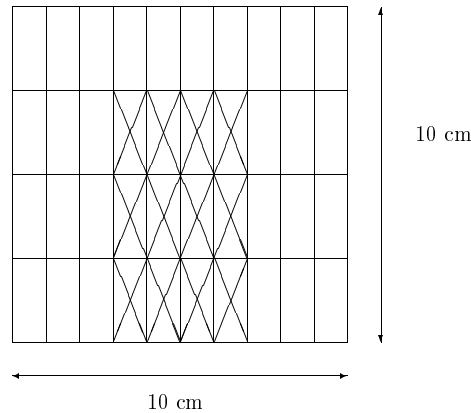


Figura 4.11: Mappa delle *pad* per i tre rivelatori. Le 12 *pad* evidenziate sono quelle equipaggiate per il *test beam* di Aprile.

- Rispetto al *test* di Ottobre cambiano le dimensioni delle *pad* in cui è segmentato l'anodo. Le nuove *pad* possiedono le dimensioni richieste per la zona R1 della stazione M1: pari a  $10 \times 25 \text{ mm}^2$ .
- Il catodo utilizzato è del tipo utilizzato nel *test beam* precedente.
- Il contenitore è di vetronite (FR4) e viene utilizzato sia come supporto per le GEM ed il catodo, che come contenitore per il gas.

### L'elettronica di *front-end*

I *chip* di *front-end* usati per i tre rivelatori sono del tipo KLOE-VTX, sviluppati ed utilizzati per la camera a fili di KLOE. Il segnale in uscita da questa elettronica è un segnale analogico. In tabella 4.3 sono mostrate le principali caratteristiche di questa elettronica ed in figura 4.11 è schematizzata una mappa delle *pad* in cui sono state segnate le 12 *pad* equipaggiate. Lo schema è uguale per tutti e tre i rivelatori utilizzati.

Impedenza di ingresso	110 $\Omega$
Tempo di salita	5 ns
Tempo morto	$\sim 50$ ns
<i>Noise</i> elettronico	1350 $e^-$ rms
Sensibilità	10 mV/fC

Tabella 4.3: Caratteristiche dell'amplificatore KLOE-VTX.

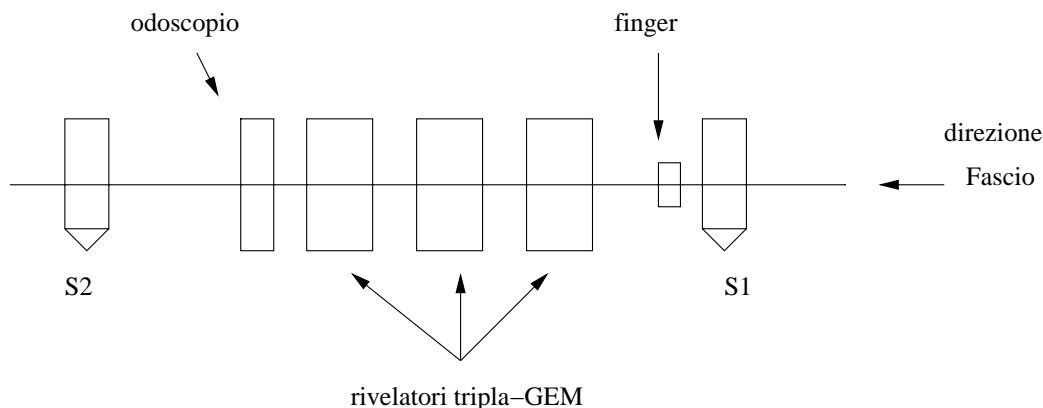


Figura 4.12: *Setup* del fascio per il *test beam* di Aprile al CERN.

### 4.2.3 *Beam setup*

Il *test beam* di Aprile è stato effettuato al CERN, utilizzando la stessa stazione (PS T11) adoperata per il *test* di Ottobre. Il fascio utilizzato è un fascio secondario che viene estratto progressivamente dal PS, per intervalli temporali di  $\sim 300$  ms (*spill*), 2 o 3 volte ogni 14 secondi.

In figura 4.12 è mostrato il *setup* del fascio. Il sistema di *trigger* consiste nella coincidenza  $S_1 \otimes S_2 \otimes S_3 \otimes S_4$  di due scintillatori  $S_1$  ed  $S_2$  e di due strisce di scintillatori,  $S_3 \times S_4$ , larghe 2 cm e perpendicolari tra loro (*finger*), rispettivamente di dimensioni  $15 \times 15$  cm<sup>2</sup>,  $20 \times 20$  cm<sup>2</sup> e  $2 \times 2$  cm<sup>2</sup>, centrati rispetto all'asse del fascio. Il fascio viene focalizzato in  $S_1$  e monitorato attraverso un odoscopio, disposto subito prima di  $S_2$ , costituito da un incrocio  $8 \times 8$  di strisce di scintillatore orizzontali e verticali larghe 1 cm. I tre rivelatori utilizzati sono posti tra l'odoscopio ed il *finger*, posizionato subito dopo  $S_1$ . Per ogni *run* sono stati acquisiti 20000 eventi.

### 4.2.4 Risultati sperimentali

I dati relativi ai tre diversi rivelatori sono consistenti tra loro. Nella presentazione dei risultati sperimentali non verrà dunque specificato il rivelatore a cui i grafici riportati si riferiscono. Dall'analisi del *test* si è riscontrata un'ottimizzazione dell'efficienza temporale ed una diminuzione dell'effetto bigem. Si sono inoltre osservati dei fenomeni di scarica all'interno del rivelatore. La descrizione del formato dei dati utilizzato per scrivere l'analisi è riportata in appendice A.



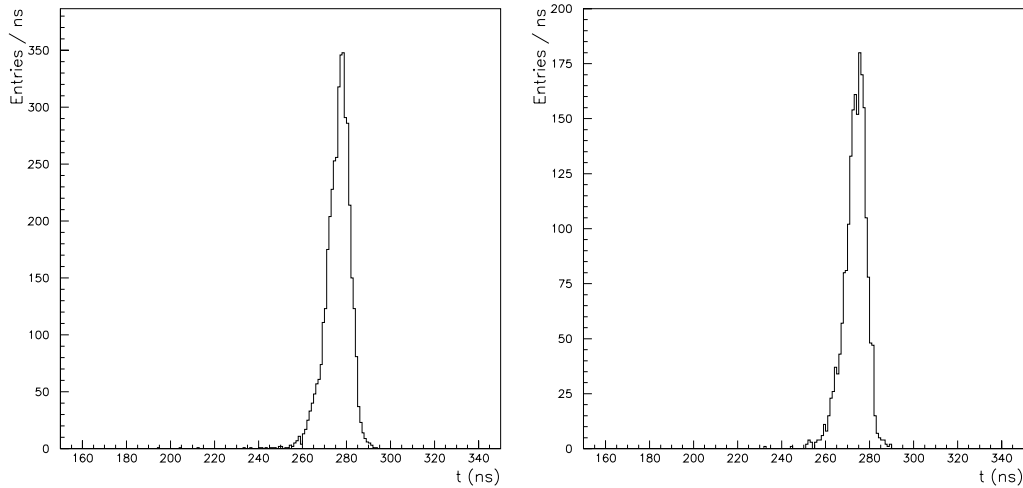


Figura 4.13: Distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (destra). Le due distribuzioni possiedono un r.m.s. pari rispettivamente a 6.1 ns e 5.4 ns.

### Distribuzione temporale

In figura 4.13 viene riportata la distribuzione temporale per le due miscele utilizzate: Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> a sinistra ed Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> a destra. Le due distribuzioni possiedono un r.m.s. rispettivamente pari a 6.1 ns e 5.4 ns. I risultati riportati nei grafici sono relativi a valori della configurazione dei rivelatori ( $E_d/U_{gem1}/E_{t1}/U_{gem2}/E_{t2}/U_{gem3}/E_i$ ) pari a:

- 3/460/4/390/4/390/5 per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).
- 2.5/420/4/350/4/340/5 per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7).

I dati riportati in figura sono stati ottenuti considerando tutti gli eventi per cui il valore dell' *hit* del TDC relativo alla *pad* più illuminata, risulta compreso tra 150 e 300 ns, finestra temporale che chiameremo “finestra grande”, in coincidenza con la richiesta che gli *hit* del TDC relativi ai due incroci dell'odoscopio sovrapposti alla *pad* scelta, siano compresi tra 100 e 400 ns, finestra temporale “totale”.

Le considerazioni fatte per le distribuzioni temporali del *test beam* di Ottobre rimangono valide: i tempi riportati in figura si riferiscono al *common stop* del TDC, e *hit* a destra del picco rappresentano eventi in anticipo. La distribuzione è asimmetrica. Notiamo però che non sono più presenti molti eventi in anticipo (al massimo l'1 % degli eventi totali).

Le due distribuzioni possiedono circa lo stesso valor medio in accordo con il

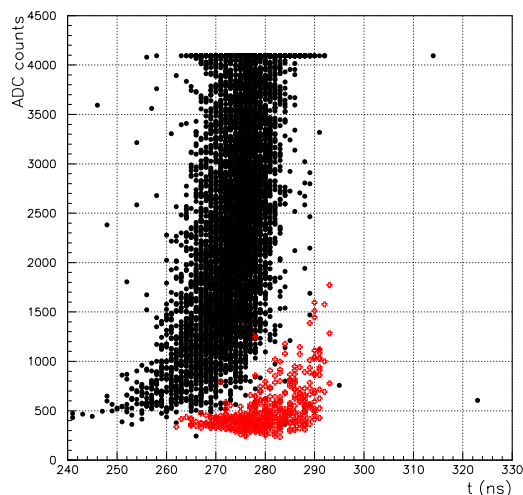


Figura 4.14: Carica dell'evento, in funzione del tempo corrispondente, nel caso di due *run* di cui uno, in rosso, è in configurazione bigem (miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>).

valore delle rispettive velocità di deriva (corrispondente al campo di deriva utilizzato) che è circa lo stesso.

### Effetto bigem

Come mostrato in figura 4.13, il numero di eventi in anticipo dovuti all'effetto bigem è notevolmente diminuito rispetto ai dati di Ottobre. Per ridurre l'effetto *bigem* (sez. §4.1.4), i rivelatori utilizzati nel *test beam* di Aprile sono stati assemblati con la prima *gap* di trasferimento pari ad 1 mm.

In figura 4.14 vengono confrontate le distribuzioni di *carica dell'evento in funzione del tempo corrispondente* di due diversi *run*, nelle stesse condizioni, di cui uno, in rosso, in configurazione bigem. Per entrambi i *run*, i valori riportati si riferiscono ai tempi della *pad* centrale più illuminata, quando essa è l'unica *pad* accesa, ossia ci riferiamo ad eventi con molteplicità 1. Confrontando la figura 4.14 con la figura 4.6 si osserva che gli eventi bigem, in accordo con le supposizioni fatte, risultano temporalmente più vicini agli eventi in tempo.

### Le spark

È stato accennato, all'inizio del capitolo, che dall'analisi dei dati del *test beam* è emersa la presenza di fenomeni di scarica all'interno del rivelatore.

Possiamo individuare tipi di scarica differenti, dovuti alla formazione di uno *streamer* (sez. 3.4.2):

- tra il lato *down* ed il lato *up* di una stessa GEM;
- tra il lato *up* ed il lato *down* di due GEM affacciate;
- tra le *pad* anodiche e il lato *down* della terza GEM;
- tra il lato *up* della prima GEM ed il catodo.

Il verificarsi di una scarica implica, per il rivelatore, la necessità di un certo tempo di ricarica per poter ritornare alla configurazione di lavoro. Il tempo di ricarica dipende principalmente dalle caratteristiche del generatore di alta tensione utilizzato, come il massimo valore della corrente che esso può erogare. La GEM che ha scaricato può richiedere, per ricaricarsi, un valore della corrente maggiore del valore massimo erogabile dal generatore. Le condizioni di lavoro vengono dunque ristabilite in un tempo maggiore rispetto a quello intrinseco di ricarica della GEM. Così il tempo di ricarica effettivo del rivelatore può arrivare ad essere di qualche secondo. L'effetto complessivo, relativo alla presenza di una o più scariche contemporanee, è quello di rendere il rivelatore "cieco" per più eventi consecutivi, considerando che la *rate* di acquisizione (DAQ) è di  $\sim 1$  kHz. Controllando la distribuzione dei tempi delle *pad* in funzione del numero di evento si è visto che in alcuni *run* il rivelatore non vedeva nulla per più eventi consecutivi: anche  $\sim 200$  eventi di seguito. In figura 4.15 è mostrata tale distribuzione per una *pad* centrale del rivelatore, i due "buchi" che si osservano macroscopicamente sono dovuti a scariche. Una volta accertata la presenza di fenomeni di scarica, abbiamo scritto un'analisi *software* capace:

- di verificare la presenza di *spark*, anche di piccola entità, caso in cui il rivelatore rimane spento per pochi eventi consecutivi;
- quantificare il numero di eventi totali in un *run*, in cui il rivelatore è inefficiente a causa delle *spark*.

Analizzando gli *hit* temporali delle *pad* si è definita una tipologia di *spark*.

1. Consideriamo gli eventi in cui tutte le 12 *pad* equipaggiate del rivelatore non presentano *hit* nella finestra temporale grande, in coincidenza alla richiesta che gli stessi eventi presentino gli *hit* temporali relativi ai quattro incroci dell'odoscopio, centrati sulla zona attiva del rivelatore, all'interno della finestra temporale totale. In questo modo selezioniamo eventi dovuti a tracce che hanno attraversato il rivelatore, ma che non sono state viste.

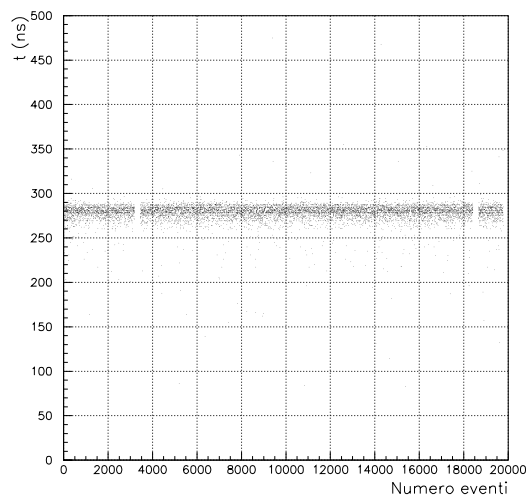


Figura 4.15: Distribuzione dei tempi di una *pad* centrale in funzione del numero di evento; i due “buchi” sono *spark* nel rivelatore.

2. Contiamo gli eventi di questo tipo consecutivi e stimiamo che:

- fino a cinque eventi consecutivi sono da considerarsi dovuti ad inefficienza intrinseca del rivelatore, per i *run* in cui i rivelatori hanno una bassa  $U_{gem_1}$  l’efficienza totale è  $\sim 85\%$  e la probabilità di avere 5 eventi di inefficienza è  $7.6 \cdot 10^{-5}$ ;
- all’interno di una serie di eventi consecutivi del tipo definito vi possano essere *hit* in tempo, dovuti a *noise*, che superano la soglia del TDC.

Diciamo allora che nel rivelatore vi è stata una *spark* se in numero di eventi consecutivi, del tipo definito, è maggiore di 5, in questo modo non si considerano come eventi dovuti a *spark* eventi di inefficienza intrinseca del rivelatore. La condizione è valida in particolare per *run* a bassa  $U_{gem_1}$ , ma per uniformità è stata applicata a tutte le configurazioni.

Per tener conto di possibili *hit* di *noise* consideriamo la *spark* finita quando si trovano più di 2 eventi consecutivi con *hit* in tempo.

In questo modo vengono contate il numero di *spark* all’interno di un *run* ed il numero di eventi in cui il rivelatore è inefficiente a causa di scariche.

Tutti i “buchi” osservati macroscopicamente nei *plot* della distribuzione dei tempi sono stati confermati come *spark* dall’analisi, che ha individuato la presenza anche di *spark* piccole ( $\sim 20$  eventi). Come accennato il fascio non

è continuo, ma presente ad intervalli di 300 ms, detti *spill*. Nell'ntupla viene segnato il numero dell'evento relativo all'inizio di ciascuno *spill*. Confrontando tale numero con gli eventi coinvolti in ciascuna *spark*, si è trovato che tutte le *spark* piccole sono avvenute a fine *spill* e che comunque quando una *spark* avviene, dura fino alla fine dello *spill*, poiché il rivelatore non riesce a recuperare in così poco tempo le condizioni di lavoro. Per tutti i *run* analizzati si è misurato un numero di *spark* tra 0 e 2.

Si è soliti normalizzare il numero di *spark* al numero totale di particelle che hanno attraversato il rivelatore, poiché la probabilità che si formi uno *streamer* dipende dalla presenza di elevate ionizzazioni, a parità di tipo di particelle incidenti. Dopo aver fatto tale normalizzazione abbiamo calcolato la probabilità di *spark* ( $P_{spark}$ ) al 95 % del livello di confidenza (C. L.) definita come:

$$P_{spark} = \frac{\text{numero spark al 95 \% C. L.}}{\text{particelle incidenti}}$$

il rapporto tra il numero di spark relativo al limite superiore, al 95 % del livello di confidenza, della distribuzione statistica utilizzata per descrivere l'andamento del numero di *spark*, contate per i *run* in una data configurazione del rivelatore, ed il numero totale di particelle incidenti sul rivelatore negli stessi *run*.

L'analisi della probabilità di *spark* è stata fatta per una serie di *run* in cui si è fatto variare, a partire da una configurazione di base (*baseline*), solo  $U_{gem_1}$ . I dati ottenuti si rapportano poi alla tensione totale  $HV_{tot}$ , in V, applicata alle GEM:  $HV_{tot} = U_{gem_1} + U_{gem_2} + U_{gem_3}$ . Questo si fa perché, in prima approssimazione, la probabilità che avvenga una scarica dipende dal guadagno totale del rivelatore, che è legato ad  $HV_{tot}$ .

- *Calcolo del numero di spark al 95 % C. L.*

Per prima cosa si è calcolato, utilizzando l'analisi sopra descritta, il numero di *spark* per ciascuno dei *run* selezionati. Il numero di *spark* viene descritto attraverso la distribuzione di Poisson,  $P_\mu(\nu)$ :

$$P_\mu(\nu) = e^{-\mu} \frac{\mu^\nu}{\nu!}$$

dove  $\nu$  è il numero di conteggi osservato in un intervallo definito e  $\mu$  è il numero medio atteso di conteggi nello stesso intervallo.

Utilizzare un livello di confidenza (C. L.) pari al 95 % significa considerare un intervallo tale che effettuando  $n$  volte la misura si ha il 5 % di probabilità che il valore sia fuori dall'intervallo di confidenza.

Nel caso in cui il numero di *spark* osservato sia pari a zero ( $\nu = 0$ ) si

ottiene, al 95 % C. L., per il valore atteso  $\mu$  relativo al limite superiore della distribuzione:

$$P_{\mu}(0) = \int_0^{\mu} e^{-x} dx = 0.95 \implies \mu = 3.09$$

Per calcolare il valore atteso, relativo al limite superiore della distribuzione, al 95 % C. L., per tutti i conteggi di *spark* effettuati, sono stati utilizzati dei metodi descritti in letteratura [46]. Si è considerato un fondo atteso pari a zero.

- *Calcolo delle particelle totali incidenti sul rivelatore.*

Sappiamo già che i *run* sono stati acquisiti con la condizione che il sistema di *trigger* fosse in coincidenza con i due scintillatori ed il *finger*. Tuttavia la coincidenza con i *finger* per alcuni *run* non è stata utilizzata.

Per calcolare il numero di particelle incidenti sul rivelatore abbiamo analizzato l'illuminazione di tutto l'odoscopio: gli *hit* del TDC, relativi alle 16 strisce che lo costituiscono, all'interno della finestra totale, per un *run* in cui non fossero presenti i *finger*. La presenza dei *finger* limita infatti l'acquisizione ad eventi relativi a tracce passate per il centro dei rivelatori. In figura 4.16 vediamo la differenza di illuminazione dell'odoscopio per un *run* senza *finger* (sinistra), e per un *run* con i *finger*; sul piano [x,y] è riportato il valore del centro di ciascuna delle 16 strisce che compongono l'odoscopio.

Lo scopo di analizzare l'illuminazione dell'odoscopio per un *run* senza *finger* è quello di ottenere un coefficiente che ci permetta, nell'ipotesi che le condizioni del fascio non cambino, di calcolare per ciascun *run*, il numero di particelle che hanno attraversato il rivelatore.

1. Per prima cosa abbiamo verificato che i tre rivelatori e l'odoscopio fossero centrati. Per far ciò abbiamo esaminato l'illuminazione dell'odoscopio nella finestra totale in coincidenza alla richiesta che la *pad* più illuminata e centrale dei rivelatori presentasse *hit* del TDC nella finestra grande. Abbiamo interpolato la distribuzione ottenuta e trovato la posizione, rispetto alle strisce dell'odoscopio, del baricentro della *pad* più illuminata. Fatto ciò per i tre rivelatori abbiamo trovato che essi erano centrati tra loro e rispetto all'odoscopio.
2. L'odoscopio è più piccolo dei rivelatori. Quindi parte del fascio che investe i rivelatori non viene visto dall'odoscopio neanche in un *run* senza *finger*. Tuttavia la parte scoperta risulta essere, dalle

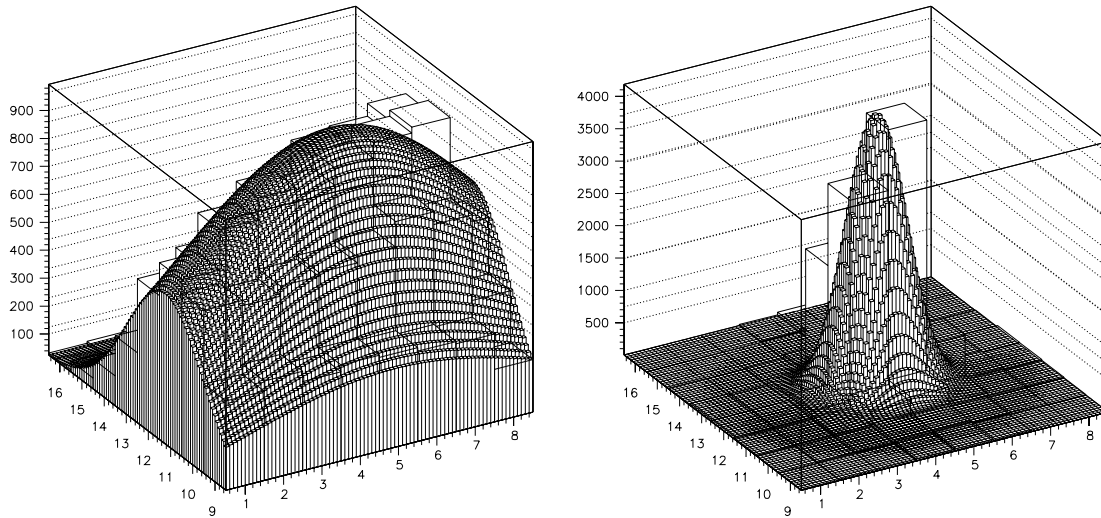


Figura 4.16: Illuminazione dell'odoscopio in un *run* senza *finger* (sinistra) ed in un *run* con i *finger* (destra).

analisi di centratura, nella zona in cui il fascio perde maggiormente di intensità. Abbiamo esteso il profilo del fascio, ottenuto per l'odoscopio, alla proiezione della zona occupata dal rivelatore calcolando un coefficiente correttivo  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{\text{eventi di odoscopio effettivi} + \text{correzioni}}{\text{eventi di odoscopio effettivi}} = 1.1$$

dove gli *eventi di odoscopio effettivi* sono tutti gli eventi visti dall'odoscopio nella finestra temporale totale per il *run* senza *finger* analizzato. Quindi l'illuminazione dell'odoscopio corretta per tener conto delle zone dei rivelatori che risultavano scoperte è:

$$\text{eventi di odoscopio} = \alpha \cdot \text{eventi di odoscopio effettivi}$$

3. Per il *run* senza *finger* considerato, il numero di particelle incidenti sul rivelatore (*particelle incidenti*) è dato da:

$$\text{particelle incidenti} = \text{eventi di odoscopio} \cdot \frac{\text{particelle } S_1 \otimes S_2}{\text{eventi run}}$$

uguale al prodotto dell'illuminazione dell'odoscopio corretta ed il rapporto tra il numero di particelle contate dallo *scaler* per la coincidenza  $S_1 \otimes S_2$  ed il numero di eventi totale (*eventi run*) acquisito per il *run* considerato. Inoltre, ipotizzando che le condizioni del

fascio e del sistema di acquisizione rimangano costanti, poniamo che:

- il rapporto

$$\frac{\text{particelle } S_1 \otimes S_2}{\text{eventi run}} = \beta$$

rimanga costante per ciascun *run* e uguale al valore calcolato per il *run* senza *finger*:  $\beta = 64.6$ ;

- il rapporto tra il numero di particelle viste dalla coincidenza  $S_1 \otimes S_2$  e quelle relative all'illuminazione dell'odoscopio corretta

$$\frac{\text{particelle } S_1 \otimes S_2}{\text{eventi di odoscopio} \cdot \beta}$$

sia costante per tutti i *run*, il che implica

$$\frac{\text{eventi run}}{\text{eventi di odoscopio}} = \gamma$$

dove  $\gamma = 1.7$ , valore ottenuto dal *run* senza *finger*.

Da questa relazione è possibile calcolare l'illuminazione dell'odoscopio corretta per ciascun *run*.

4. Per un *run* generico, in cui l'acquisizione è stata fatta utilizzando il *finger*, il numero di particelle incidenti sul rivelatore, sarà:

$$\text{particelle incidenti} = \text{eventi run} \cdot \delta$$

dove  $\delta = \beta/\gamma = 38$ .

Viene in questo modo calcolato il numero totale di particelle che attraversano i rivelatori per tutti i *run* selezionati, il cui valore è risultato pari a  $\sim 10^6/\text{run}$ .

Una volta ottenuti i valori del numero di *spark* al 95 % C. L. e del numero di particelle incidenti, abbiamo calcolato la probabilità di *spark*, riportata in figura 4.17 in funzione della tensione totale applicata alle GEM. In figura sono mostrati i valori relativi ad entrambe le miscele utilizzate; viene stimata una probabilità di *spark*, per la miscela  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  e la  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4/\text{C}_4\text{H}_{10}$ , rispettivamente  $\leq 4 \cdot 10^{-6}$  e  $\leq 8 \cdot 10^{-6}$  al 95 % C. L.

Per valutare il massimo numero di *spark* che possono avvenire nel rivelatore senza danneggiarlo, sono stati effettuati dei *test* in laboratorio utilizzando una sorgente ( $^{241}\text{Am}$ ) di particelle  $\alpha$  di energia pari a 5.6 MeV. Vengono usate particelle  $\alpha$  perché sono particelle altamente ionizzanti e permettono di



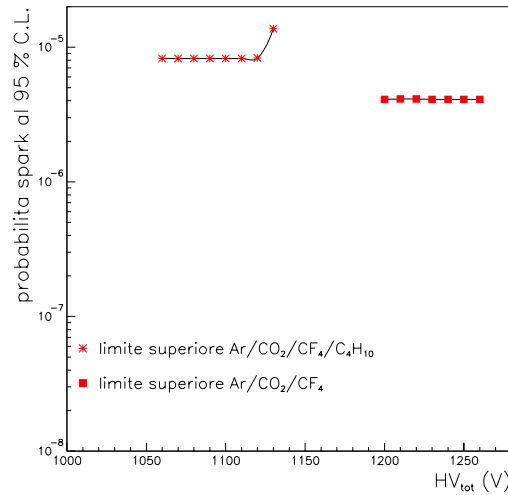


Figura 4.17: Limite superiore della probabilità di *spark* al 95 % C. L. in funzione della tensione totale applicata alle GEM per le due miscele utilizzate.

integrare un gran numero di scariche. Si è ottenuto che fino a  $100 \text{ spark/cm}^2$  le *performance* del rivelatore non vengono modificate. Come sappiamo il flusso a cui saranno sottoposti i rivelatori delle zone R1 ed R2 di M1 sarà di  $\sim 1 \text{ MHz/cm}^2$ , così in 10 anni di presa dati ( $\sim 10^8 \text{ s}$ ) i rivelatori saranno sottoposti a  $\sim 10^{14}$  particelle/cm<sup>2</sup>. Ci si aspetta quindi che fino a probabilità di  $10^{-12}$  *spark*/particelle il rivelatore non venga danneggiato.

Il valore ottenuto per questo *test beam* è un limite superiore alla probabilità di *spark*, ed è collegato al flusso di particelle a cui erano sottoposti i rivelatori. Per poter analizzare il comportamento della probabilità di *spark* con una maggiore sensibilità sarà necessario testare i rivelatori al PSI, utilizzando flussi di particelle paragonabili a quelli che verranno usati in LHCb.

### Efficienza temporale

È stato calcolato l'andamento dell'efficienza totale ( $\epsilon_{tot}$ ), nella finestra grande (150 ns) e dell'efficienza in 25 ns ( $\epsilon_{25}$ ) e 20 ns ( $\epsilon_{20}$ ) al variare della differenza di potenziale applicata alla prima GEM ( $U_{gem_1}$ ) e al variare della soglia dell'elettronica di *front-end*.

L'efficienza riportata è un'efficienza "rinormalizzata" ottenuta sottraendo al numero di particelle passate per il rivelatore, il numero di eventi in cui il rivelatore è inefficiente a causa di *spark* (*eventi di spark*):

$$\text{efficienza} = \frac{\text{eventi visti dal rivelatore}}{\text{eventi di odoscopio} - \text{eventi di spark}}$$

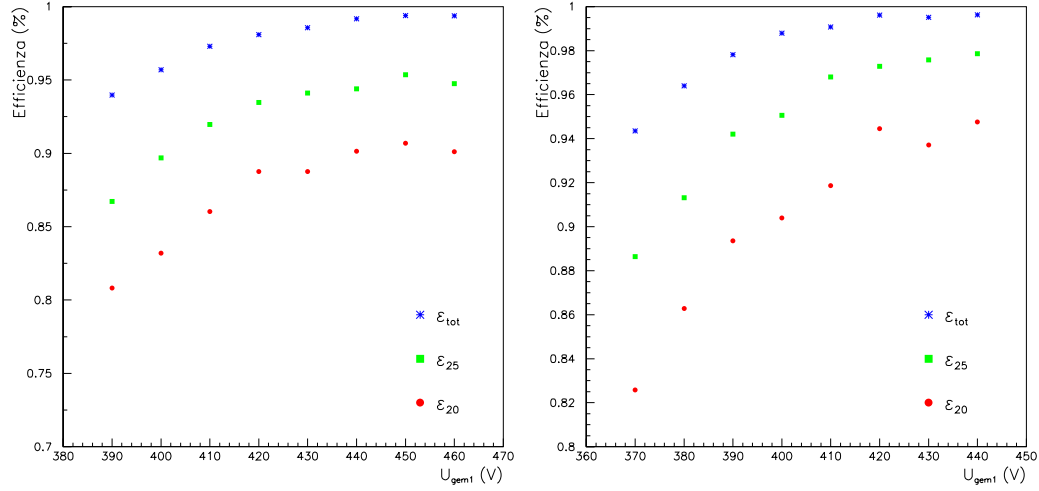


Figura 4.18: Andamento dell'efficienza totale  $\epsilon_{tot}$  e delle efficienze  $\epsilon_{25}$  e  $\epsilon_{20}$ , in 25 ed in 20 ns, in funzione di  $U_{gem_1}$  per le miscele: Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (destra).

Per ottenere il numero di eventi visti dal rivelatore nelle finestre strette si è costruita una funzione capace di “far slittare” una finestra temporale di lunghezza fissata (20 e 25 ns) lungo tutta la finestra temporale grande, da 150 a 300 ns, e trovare la finestra della lunghezza prefissata in cui il rivelatore ha visto il maggior numero di eventi.

- *Effetto della  $U_{gem_1}$ .*

In figura 4.18 è mostrato l'andamento delle tre efficienze per le due miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (destra), al variare di  $U_{gem_1}$ . I dati per le miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> sono relativi rispettivamente alle configurazioni:

$$3/U_{gem_1}/4/390/4/390/5 \quad \text{e} \quad 2.5/U_{gem_1}/4/350/4/340/5$$

I valori ottenuti, relativi al maggior valore di  $U_{gem_1}$ , 460 V per la 60/20/20 e 440 V per la 65/8/20/7, sono:

- $\epsilon_{tot} = 99 \%$ ,  $\epsilon_{25} = 95 \%$  e  $\epsilon_{20} = 90 \%$  per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>.
- $\epsilon_{tot} = 99 \%$ ,  $\epsilon_{25} = 98 \%$  e  $\epsilon_{20} = 95 \%$  per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>.

I risultati e gli andamenti delle efficienze si accordano con le considerazioni fatte per il *test* di Ottobre. La miscela contenente isobutano presenta delle prestazioni temporali migliori, data la maggiore velocità di deriva al valore del campo di deriva utilizzato.

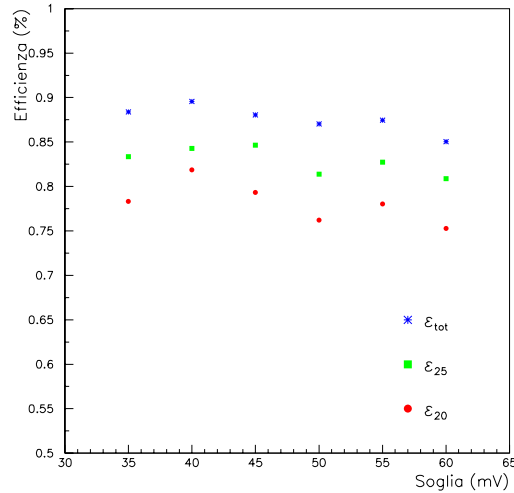


Figura 4.19: Andamento dell'efficienza totale  $\epsilon_{tot}$  e delle efficienze  $\epsilon_{25}$  e  $\epsilon_{20}$ , in 25 ed in 20 ns, al variare della soglia dell'elettronica di *front-end* per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>.

- *Effetto della soglia.*

In figura 4.19 è riportato l'andamento delle efficienze al variare della soglia dell'elettronica di *front-end* per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>.

Dall'analisi della figura vediamo che il comportamento delle efficienze è abbastanza stabile, lievemente decrescente all'aumentare della soglia. Il vantaggio principale di utilizzare un valore elevato per la soglia è quello di ridurre i segnali dovuti a *noise*. Per la soglia dell'elettronica di *front-end* è stato dunque scelto il valore minore compatibile con la *rate* di *noise*, pari a 30 mV.

## 4.3 Test Beam PSI Giugno 2001

Lo scopo principale del *test beam* al PSI è stato quello di verificare il comportamento del rivelatore sottoposto ad un alto flusso (dell'ordine del MHz/cm<sup>2</sup>) di particelle,  $\pi$  al minimo di ionizzazione, per analizzare la probabilità di *spark* con maggiore statistica.

### 4.3.1 Selezione dei parametri del rivelatore

#### Le miscele di gas

Nel *test beam* al PSI sono state utilizzate tre miscele di gas:

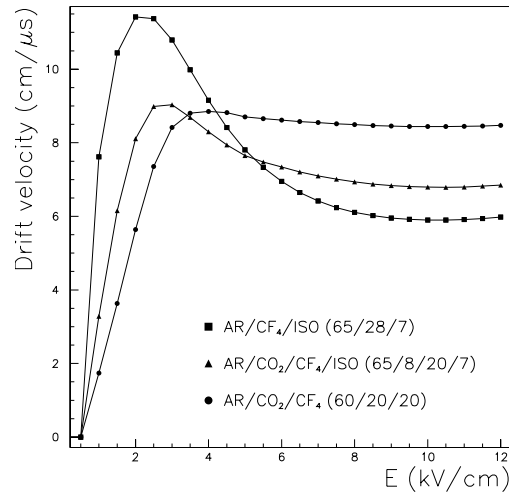


Figura 4.20: Simulazione [34] della velocità di deriva per le miscele Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/28/7), Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).

- Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20);
- Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7);
- Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/28/7).

Rispetto al *test beam* di Aprile al CERN è stata utilizzata una nuova miscela, ternaria, contenente come unico *quencher* l'isobutano.

L'andamento delle velocità di deriva elettronica  $v_d$  per tutte le miscele utilizzate [34], in funzione del campo elettrico, è mostrato in figura 4.20. Dall'analisi della figura si vede che la velocità di deriva della nuova miscela è molto maggiore di quella relativa alle altre due. Infatti l'andamento di  $v_d$  per la Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> è piccato, per valori del campo elettrico compresi tra 1.5 e 3 kV/cm, e raggiunge un valore di circa 11.5 cm/μs. Con l'utilizzo della nuova miscela ternaria ci si aspetta di ottenere prestazioni temporali migliori.

Il numero di *cluster* ottenuti per ionizzazione primaria è circa lo stesso per tutte e tre le miscele. Nel caso dei *test* al CERN i  $\pi$  utilizzati possedevano un'energia compresa tra 2 e 4 GeV ed il numero di *cluster* ottenuti dalla simulazione [34] risulta pari a  $\sim 15$  *cluster*/3 mm. I  $\pi$  utilizzati al PSI sono al minimo di ionizzazione, ed il numero di *cluster* ottenuto dalla simulazione risulta pari a  $\sim 12$  *cluster*/3 mm. A parità di velocità di deriva ci aspettiamo che:

$$\frac{\sigma_1(t_d)_{PSI}}{\sigma_1(t_d)_{CERN}} = 1.25$$

### Le *gap*

Le considerazioni fatte in precedenza sulla scelta delle dimensioni delle varie *gap* rimangono valide. Viene solo modificata la seconda *gap* di trasferimento  $g_{t_2}$ , aumentando la sua grandezza a 2 mm. Tale modifica viene fatta per minimizzare la probabilità che si formi uno *streamer* (sez. 3.4.2) tra il lato *down* della seconda GEM ed il lato *up* della terza.

### 4.3.2 I rivelatori tripla-GEM utilizzati

Per questo *test beam* sono stati costruiti due rivelatori tripla-GEM differenti.

- In sede è stato costruito un rivelatore avente le *gap* di deriva, trasferimento ed induzione  $g_d/g_{t_1}/g_{t_2}/g_i$  rispettivamente pari a 3/1/2/1 mm.
- Dal gruppo di Frascati è stato costruito un rivelatore avente  $g_d/g_{t_1}/g_{t_2}/g_i$  pari a 3/1/1/1 mm, ossia avente le stesse caratteristiche dei rivelatori utilizzati per il *test beam* di Aprile.

Chiameremo questi due rivelatori rispettivamente A e B.

La scelta di utilizzare due rivelatori con geometrie differenti è stata fatta per poter avere:

- un rivelatore (A) avente la nuova geometria pensata per minimizzare le *spark*;
- un rivelatore (B) “di confronto”, affinché il comportamento con un fascio diverso da quello utilizzato al CERN, fosse confrontabile, a parità di parametri, con quello del *test beam* di Aprile.

### Costruzione dei rivelatori

Viene descritta la costruzione del rivelatore A, effettuata a Cagliari dal gruppo in cui ho lavorato (del tutto simile alla costruzione del rivelatore B). La costruzione del rivelatore è articolata principalmente in tre fasi, e tutto il procedimento viene eseguito utilizzando una cappa pulita di classe 100. Tutto quello che viene utilizzato per la costruzione dei rivelatori deve essere pulito con alcol prima di essere introdotto nella cappa pulita, eccetto le GEM. In questo modo si minimizza il deposito di polvere all'interno del rivelatore, che causerebbe un peggioramento delle prestazioni (ad esempio una maggiore probabilità di *spark*).

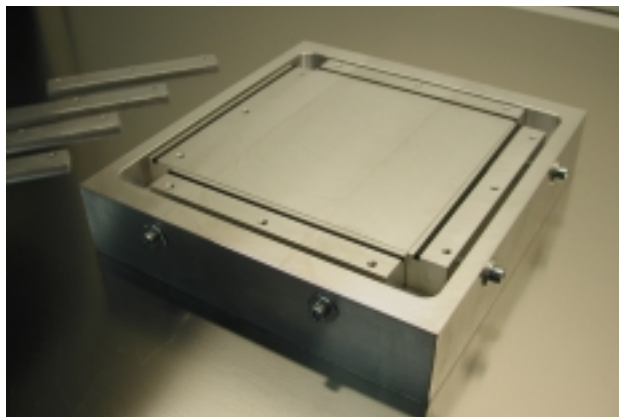


Figura 4.21: Foto del “tendigem” utilizzato.

1. *Test e preparazione delle singole GEM.*

Le GEM utilizzate [43] possiedono una superficie attiva di  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  centrata su un foglio di kapton di dimensioni maggiori ( $\sim 20 \times 20 \text{ cm}^2$ ). Su uno dei lati di tale foglio sono presenti due strisce di rame che permettono di alimentare i due lati della GEM. Per prima cosa ciascuna GEM viene caratterizzata in corrente. Viene applicata, tra i lati *up-down* della GEM una differenza di potenziale pari a 500 V, con una resistenza da 100 M $\Omega$  in serie. Affinché la GEM venga considerata “buona”, deve essere verificato il passaggio di una corrente non superiore a 2 nA. Tale caratterizzazione viene fatta in aria in condizioni di umidità controllata.

Una volta verificata la qualità delle GEM, si procede alla tiratura, effettuata utilizzando un “tendigem” costruito appositamente dall’officina dell’INFN di Cagliari, e all’incollaggio. In figura 4.21 è mostrata una foto del “tendigem” utilizzato: al centro vi è la base del tendigem, sopra cui viene posizionata la GEM, al lato sinistro vi sono i supporti che, dopo essere stati fissati con delle viti, permettono di tendere le GEM. Ciascuna GEM viene tesa, attraverso la superficie di kapton esterna alla zona attiva, in modo da risultare centrata sulla base del tendigem. Successivamente si incolla, su un lato della GEM, una cornice di vetronite (FR4) spessa 1 mm, con una colla epossidica. Il catodo è costituito da una GEM i cui lati *up* e *down* sono cortocircuitati, anch’esso viene teso ed incollato ad una cornice spessa 1 mm. Le cornici possiedono tre buchi per lato, utilizzati per montare le varie GEM ed il catodo in cascata e sono disponibili in spessori da 1 o 2 mm. Il tempo di incollaggio è di circa un’ora. Una volta che le GEM sono state tese ed incollate, viene tagliata la parte di kapton esterna alle cornici, avendo cura di

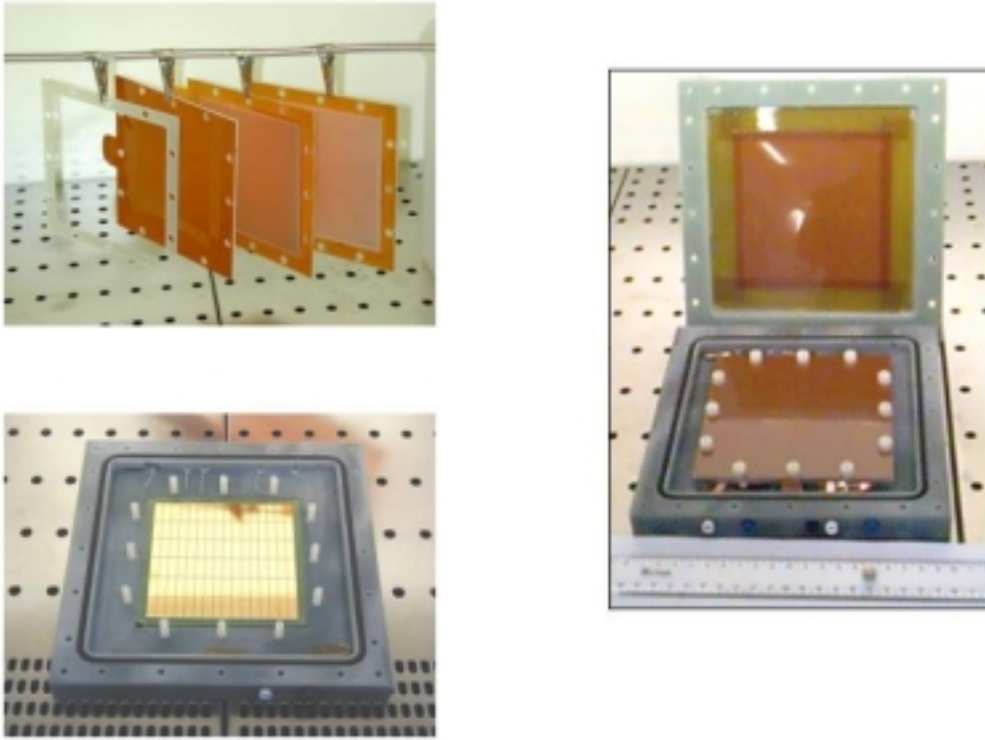


Figura 4.22: Rivelatore tripla-GEM. A sinistra: GEM tese ed incollate alle cornici (in alto); base del *box* contenitore (in basso). A destra: le tre GEM ed il catodo assemblati all'interno del contenitore.

lasciare intatte le due strisce di rame, ed il kapton che ostruisce i fori delle cornici. Le GEM vengono infine ritestate in corrente per ulteriore verifica. In figura 4.22 (sinistra, in alto) sono mostrate tre GEM pronte ad essere montate.

## 2. Preparazione del contenitore.

Come le cornici, anche il contenitore è di vetronite, è costituito da due parti e possiede una dimensione totale pari a  $20 \times 20 \times 3 \text{ cm}^3$ . All'interno di entrambe le due parti è presente una scanalatura su cui viene montato l'*o-ring*, necessario per garantire la tenuta del gas. Sappiamo infatti che il contenitore viene utilizzato sia come supporto per le GEM che come contenitore per il gas (sez. 4.1.2).

- La base ( $20 \times 20 \times 2 \text{ cm}^3$ ) in cui è praticato un buco quadrato  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , che viene chiuso incollando il circuito stampato (PCB) su cui

sono presenti le *pad* anodiche di lettura, possiede all'interno 9 viti di nylon (3 per lato) utilizzate per montare le GEM ed il catodo in cascata, attraverso i fori praticati sulle cornici. Sui lati della base sono stati praticati 9 fori: 6 per i connettori di alimentazione delle GEM (lato *up* e lato *down*), 1 per alimentare il catodo, 2 per il gas (in entrata e in uscita). Il PCB dell'anodo, da un lato è segmentato in *pad* di rame di dimensioni pari a  $10 \times 25 \text{ mm}^2$  (le stesse utilizzate per il *test* di Aprile), dall'altro lato presenta le piste, corrispondenti a ciascuna *pad*, su cui viene montata l'elettronica di *front-end*. La base del rivelatore è mostrata in figura 4.22 (sinistra, in basso): si può notare il PCB dell'anodo, con il lato delle *pad* rivolto all'interno del rivelatore, le viti bianche di nylon, la scanalatura in cui è infilato l'*o-ring* e, sul lato, uno dei connettori del gas.

- Il coperchio ( $20 \times 20 \times 1 \text{ cm}^3$ ), possiede un buco quadrato ( $10 \times 10 \text{ cm}^2$ ), in corrispondenza della parte attiva del rivelatore, che viene tappato incollandoci sopra un foglio di kapton.

La colla utilizzata è sempre colla epossidica. Il contenitore così preparato viene pulito con alcol ed è pronto per l'assemblaggio.

### 3. *Assemblaggio del rivelatore.*

Una volta pronte le GEM, il catodo ed il contenitore, si procede all'assemblaggio. Le GEM ed il catodo vengono montati in cascata infilando i buchi, presenti nelle cornici, nelle viti di nylon. Lo spessore delle cornici fornisce la dimensione delle *gap*:

- la cornice incollata alla terza GEM fornisce la dimensione della *gap* di induzione, allo stesso modo la cornice incollata alla prima GEM costituisce la prima *gap* di trasferimento:  $g_i = g_{t_1} = 1 \text{ mm}$ ;
- affinché la seconda *gap* di trasferimento sia  $g_{t_2} = 2 \text{ mm}$ , prima di montare la seconda GEM, viene sovrapposta alla terza GEM una cornice dello spessore di 1 mm, allo stesso modo, prima di montare il catodo, viene sovrapposta alla prima GEM una cornice di spessore pari a 2 mm, in modo tale che la *gap* di deriva sia  $g_d = 3 \text{ mm}$ .

Una volta sovrapposti, le GEM ed il catodo sono stati fissati avvitando dei dadi di nylon sulle viti. Successivamente la base e il coperchio del contenitore vengono uniti attraverso delle viti (5 per lato).





Figura 4.23: Interno della scatola metallica in cui è fissato il contenitore.

Una volta chiuso il contenitore, viene rifatta la caratterizzazione in corrente delle GEM (in aria) e controllati gli isolamenti: tra il catodo e la prima GEM (con  $E_d = 1000 \text{ V}/3 \text{ mm}$ ) e tra una GEM e l'altra (con  $E_{t_1} = 500 \text{ V}/1 \text{ mm}$  e  $E_{t_2} = 1000 \text{ V}/2 \text{ mm}$ ), ottenendo valori per la resistenza  $> 10 \text{ T}\Omega$ . Successivamente è stata verificata la tenuta del gas.

A questo punto il rivelatore è stato testato in laboratorio, utilizzando una sorgente di elettroni ( $^{90}\text{Sr}$ ), con la miscela  $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$  (60/20/20) e si è verificato il limite indicativo massimo per la differenza di potenziale da applicare a  $U_{gem_1}$  per evitare che si presentino *spark*:  $U_{gem_1} = 470 \text{ V}$ .

Infine, sulla parte esterna del supporto che costituisce l'anodo viene montata la schedina con l'elettronica di *front-end*. Il contenitore viene fissato all'interno di una scatola metallica di dimensione  $25 \times 40 \times 10 \text{ cm}^3$ , fornita sui due lati  $25 \times 40 \text{ cm}^2$  di due buchi  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , in corrispondenza della zona attiva del rivelatore (fig. 4.23). Tali buchi, così come quello presente sul coperchio del contenitore, sono stati effettuati per evitare interazioni tra le particelle a cui sarà sottoposto il rivelatore con il materiale di cui è composto, e vengono coperti, per ottenere la schermatura della scatola, incollando un foglio di kapton ramato.

Sui lati  $25 \times 10 \text{ cm}^2$  sono stati montati dei connettori: su un lato quelli relativi all'alimentazione ad alta tensione (6+1), sull'altro quelli relativi ai canali di uscita dell'elettronica di *front-end*. All'interno della scatola di ottone sono presenti le resistenze e i capacitori collegati ai connettori per l'alimentazione delle GEM e del catodo (due resistenze in serie da  $1 \text{ M}\Omega$  con un condensatore da  $5 \text{ nF}$  in parallelo per ogni canale di alimentazione) attraverso cui viene applicata l'alta tensione.

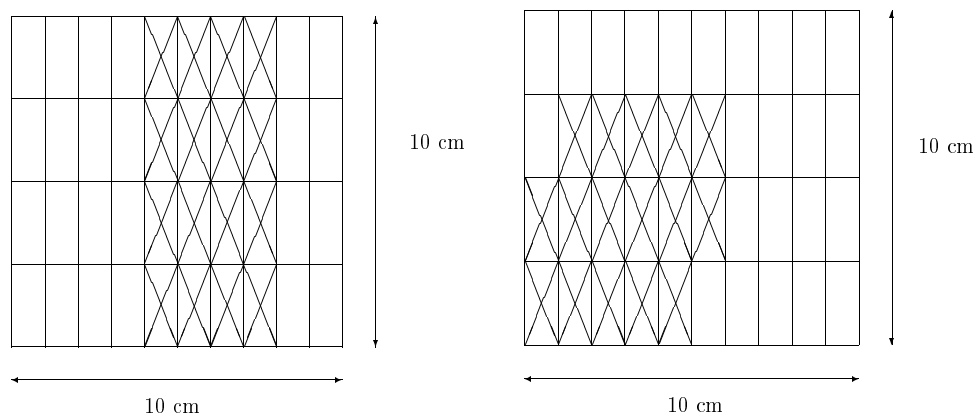


Figura 4.24: Mappa delle *pad* per i due rivelatori A (sinistra) e B (destra). È evidenziata la disposizione delle 16 *pad* equipaggiate per ciascun rivelatore.

### L'elettronica di *frontend*

Per ciascuno dei due rivelatori utilizzati sono state equipaggiate 16 *pad*, la cui disposizione è segnata nella mappa delle *pad* riportata in figura 4.24, ma con un'elettronica di *front-end* differente.

- Per il rivelatore A è stato usato un nuovo tipo di elettronica: l'ASDQ, un *chip* che comprende all'interno sia l'amplificatore che il discriminatore, così il segnale in uscita da questo tipo di elettronica è un segnale digitale. In tabella 4.4 sono riportate le principali caratteristiche di questo nuovo tipo di elettronica di *front-end*.
- Per il rivelatore B è stato riutilizzato il *chip* KLOE-VTX adoperato nella *test* di Aprile, in accordo con la decisione di portare al PSI un rivelatore di "confronto".

Impedenza di ingresso	110 $\Omega$
Tempo di salita	6 ns
Tempo morto	$\sim 50$ ns
<i>Noise</i> elettronico	2200 e <sup>-</sup> rms
Sensibilità	25 mV/fC

Tabella 4.4: Caratteristiche principali del *chip* ASDQ.

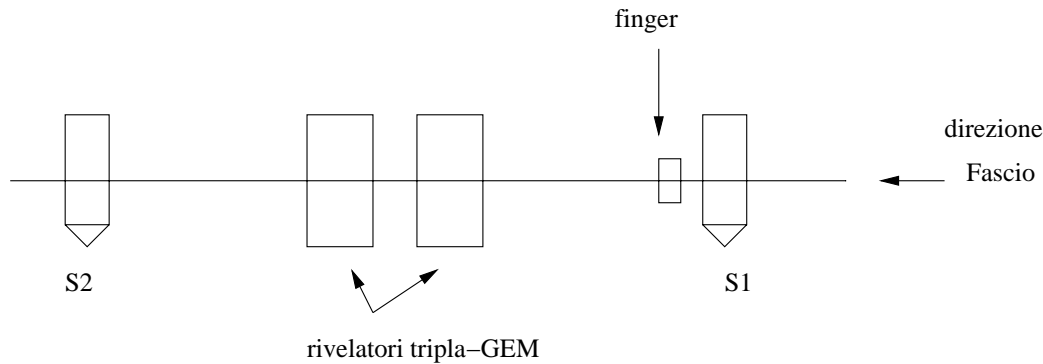


Figura 4.25: *Setup* del fascio per il *test beam* al PSI.

### 4.3.3 *Beam setup*

Il test è stato effettuato nella stazione  $\pi$ M1 del PSI. Il fascio è costituito da  $\pi$ , con impulso compreso tra 100 e 500 MeV/c (i  $\pi$  con un impulso pari a 350 MeV/c sono al minimo di ionizzazione), ad alta intensità (dell'ordine di  $10^7$   $\pi^-/s$  o  $10^8$   $\pi^+/s$ ). Il fascio è costituito da pacchetti larghi 1 ns ad intervalli di 20 ns circa.

In figura 4.25 è mostrato il *setup* del fascio. Il sistema di *trigger* consiste nella coincidenza  $S_1 \otimes S_2$  di due scintillatori  $S_1$  e  $S_2$  di dimensioni  $10 \times 10$  cm<sup>2</sup>. Il fascio viene focalizzato in  $S_1$ . Subito dopo  $S_1$  è posizionato un *finger*, costituito da due strisce di scintillatori  $S_3$  ed  $S_4$ , larghe 2 cm e perpendicolari tra loro, con una superficie attiva totale pari a  $2 \times 2$  cm<sup>2</sup>. I due rivelatori A e B sono disposti tra il *finger* ed  $S_2$ .

### 4.3.4 Risultati sperimentali

L'analisi del *test beam* ha evidenziato un'ulteriore ottimizzazione dell'efficienza temporale e la presenza di una probabilità di *spark* compatibile con le prestazioni richieste per l'utilizzo in LHCb. Questi risultati sono stati ottenuti utilizzando due fasci differenti.

- I *run* relativi all'analisi delle *spark*, che chiameremo *run* HV, sono stati effettuati con un fascio di  $\pi^+$  la cui *rate* era pari a  $\sim 50$  MHz, per raggiungere un'alta statistica per il calcolo della probabilità di *spark*. La durata di tali *run* è dell'ordine delle 3 o 4 ore.
- L'analisi della distribuzione e dell'efficienza temporale, e dell'effetto bigem, è relativa a *run* il cui fascio, costituito da  $\pi^-$ , aveva una *rate* di  $\sim 30$  kHz. Per ogni *run* sono stati acquisiti 50000 eventi.

La descrizione del formato dei dati utilizzato per scrivere l'analisi è riportata in appendice A.

### Distribuzione temporale

In figura 4.26 è mostrata la distribuzione temporale ottenuta per le tre miscele utilizzate: Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (alto), Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (centro) e Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (basso). I grafici presentati sono relativi a valori della configurazione dei rivelatori pari a:

- 3/470/3.5/410/3.5/370/5 per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>;
- 2.5/410/3.5/360/3.5/340/5 per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>;
- 2/420/3/320/3/320/5 per la miscela Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>.

Le tre distribuzioni possiedono un r.m.s. rispettivamente pari a 5.3 ns, 4.9 ns e 4.5 ns. I dati riportati nei grafici, relativi al rivelatore B, sono stati ottenuti considerando gli eventi per cui il valore del *first hit* (appendice A), relativo alla *pad* più illuminata, risulta compreso tra 400 e 500 ns, finestra temporale che chiameremo “finestra grande”.

Le considerazioni fatte per le distribuzioni temporali nei due *test* precedenti rimangono valide, i tempi riportati in figura si riferiscono al *common stop* dei TDC, ma gli eventi in anticipo sono quelli a sinistra del picco della distribuzione temporale.

Il valor medio delle distribuzioni temporali è in accordo con la velocità di deriva corrispondente al valore dei campi elettrici utilizzati.

### Effetto bigem

I risultati ottenuti dall'analisi dell'effetto bigem per questo *test beam*, sono del tutto simili a quelli ottenuti ad Aprile. Come si vede in figura 4.26, non vi è il picco degli eventi in anticipo presente viceversa nelle distribuzioni temporali di Ottobre. Nuovamente (fig. 4.27) vengono confrontate due distribuzioni di *carica dell'evento in funzione del tempo corrispondente* relative a due diversi *run*, in condizioni identiche, di cui uno, con i valori riportati in rosso, in configurazione bigem.

Come per l'analisi fatta ad Aprile, i dati relativi ad entrambi i *run*, si riferiscono ad eventi con molteplicità 1 (una sola *pad* accesa e con un solo *hit* registrato dal corrispondente canale del TDC), in cui i tempi sono quelli della *pad* centrale più illuminata. Dall'analisi della figura 4.27 vediamo che gli eventi bigem risultano spostati in tempo.

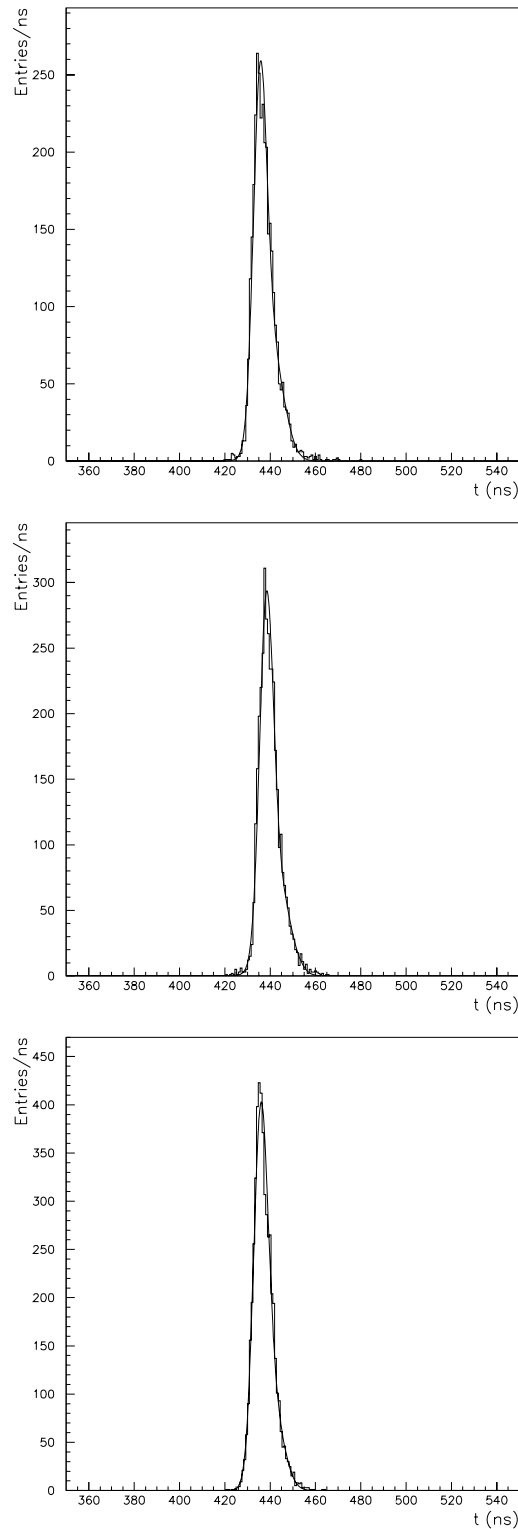


Figura 4.26: Distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (alto), Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (centro) e Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (basso). Le distribuzioni possiedono rispettivamente un r.m.s. pari a 5.3 ns, 4.9 ns e 4.5 ns.

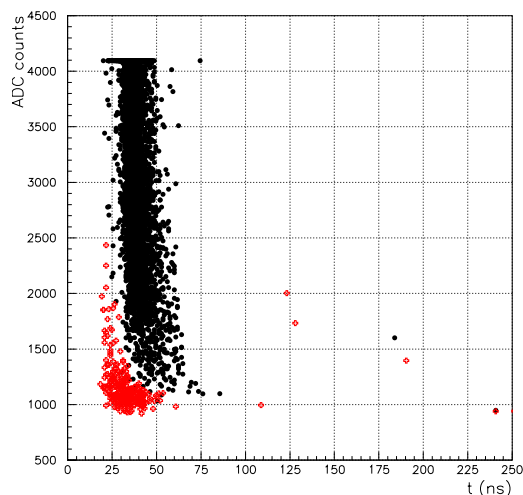


Figura 4.27: Carica dell'evento, in funzione del tempo corrispondente, nel caso di due *run* di cui uno, in rosso, è in configurazione bigem (miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>).

### Le spark

Come è stato più volte sottolineato, lo scopo principale del *test beam* al PSI è stato quello di indagare con una maggiore sensibilità, ottenibile con flussi di particelle dell'ordine del MHz/cm<sup>2</sup>, la probabilità di *spark*. Il procedimento utilizzato per svolgere l'analisi è simile a quello descritto per il *test* di Aprile: è stata scritta un'analisi *software* capace di:

- analizzare i *run* HV e contare il numero di *spark*;
- calcolare la probabilità di *spark* al 95 % del livello di confidenza.

La diversità dell'analisi consiste nel metodo utilizzato per raggiungere questi risultati. I dati relativi ai *run* HV analizzabili dall'*offline* si riferiscono al valore della corrente sul lato *down* delle singole GEM, registrati ad una rate di 1 Hz. In figura 4.28 è mostrato tale andamento in funzione del numero di evento acquisito, per un *run* HV, la miscela corrispondente è la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20). I valori relativi alla corrente della prima, seconda e terza GEM sono riportati rispettivamente in rosso, verde e blu. Osservando la figura 4.28 vediamo che l'andamento delle correnti è distribuito intorno ad un valore medio, diverso per ciascuna GEM, ma che sono presenti, di tanto in tanto, dei punti che si discostano da questo valore, in modo correlato per tutte le GEM, in relazione al numero di evento. Tale andamento delle correnti indica macroscopicamente una *spark*. Sempre in figura 4.28 possiamo notare una

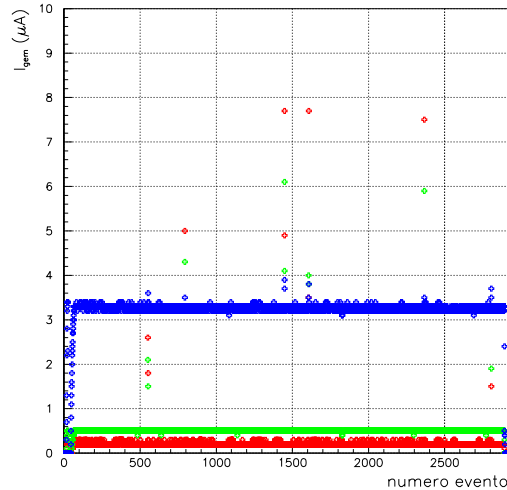


Figura 4.28: Andamento della corrente sulle GEM per un *run* HV con la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20).

serie di eventi all'inizio del *run* che si discostano dal valor medio, ma per valori ad esso inferiori, questo indica che la corrente sulle GEM sta raggiungendo la condizione di regime.

Sono stati analizzati complessivamente 8 *run* HV:

- 5 per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) effettuati in quattro configurazioni differenti, partendo da 3/420/3/390/3/370/5 e variando  $U_{gem_1}$  settando come valori: 420 V, 440 V, 450 V e 460 V;
- 2 per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7) effettuati nella stessa configurazione: 2.5/400/3/350/3/330/5;
- 1 per la miscela Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/28/7) effettuato nella configurazione pari a 2/370/3/320/3/310/5;

i dati sono relativi al rivelatore A.

Analizzando l'andamento della corrente sulle GEM è stata definita una tipologia di *spark*.

1. Come abbiamo visto nell'analisi delle *spark* del *test* di Aprile, quando avviene una scarica le GEM richiedono della corrente, al generatore d'alta tensione, per ricaricarsi. Gli eventi che si discostano dal valor medio per valori maggiori di esso, indicano questa situazione di ricarica. Nella discussione seguente ci riferiremo ad eventi di questo tipo, che chiameremo *eventi di scarica*. Abbiamo selezionato gli eventi che corrispondevano a tale condizione per ogni singola GEM del rivelatore.

2. Lo *streamer* che causa la *spark* potrebbe essere uno solo: tra i due lati di una GEM, o di due GEM affacciate, o tra il catodo ed il lato *down* della terza GEM. Oppure la *spark* potrebbe essere causata dalla propagazione della scarica elettrica tra una GEM e l'altra, attraverso la *gap* che le separa, o comunque dalla formazione di più *streamer* in diversi punti. Per questo motivo sono state considerate come *spark* le due seguenti condizioni.

- Il caso in cui una sola GEM presenta uno o più eventi di scarica consecutivi, seguiti e preceduti da eventi in cui l'intero rivelatore è a regime.
- Il caso in cui una sola GEM presenta uno o più eventi di scarica consecutivi, seguiti e/o contemporanei e/o preceduti da eventi in cui una o entrambe le altre GEM presentano uno o più eventi di scarica consecutivi. L'intero insieme di eventi selezionati deve essere compreso tra eventi in cui il rivelatore è a regime.

In realtà, il caso in cui la scarica è estesa a più GEM, è relativo ad un solo evento. Il fatto che nei dati relativi alle correnti le scariche in più GEM possano risultare non contemporanee, è dovuto ai tempi di acquisizione dei singoli canali di HV, maggiori del tempo di scrittura dei dati su disco.

3. Nei *run* esaminati non si è mai verificato il caso in cui all'interno di una *spark* ci fossero degli eventi in cui le correnti su tutte e tre la GEM fossero a regime. Il principio di scelta della *spark* è lo stesso per tutte e tre le miscele.

È stato infine implementato un algoritmo capace di riconoscere le situazioni di *spark* all'interno di un *run* e contarle.

Una volta ottenuto il numero di *spark* relativo ai *run* selezionati si è proceduto all'analisi della probabilità. Per far ciò si è calcolato il numero di *spark* al 95 % C. L. ed il numero totale di particelle viste dal rivelatore. Le *spark* ed il numero degli eventi dei *run*, relativi ad una stessa miscela, in cui il rivelatore era posto nella stessa configurazione, sono stati sommati. Quindi, da qui in poi, ci riferiremo non più a 8 *run* HV ma a 6.

- *Calcolo del numero di spark al 95 % C. L.*

Il metodo di calcolo del numero di *spark* al 95 % del livello di confidenza è identico a quello utilizzato per l'analisi delle *spark* del *test beam* di Aprile.



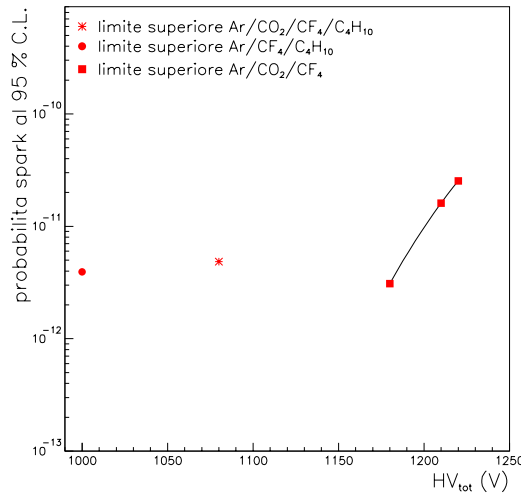


Figura 4.29: Probabilità di *spark* al 95 % C. L. in funzione della tensione totale applicata alle GEM per le tre miscele utilizzate.

- *Calcolo delle particelle totali incidenti sul rivelatore.*

Per questo *test beam* il conteggio del numero totale di particelle che hanno attraversato il rivelatore è stato fatto in modo differente rispetto al *test* di Aprile. Abbiamo visto che i dati che si riferiscono ai *run* HV sono stati acquisiti alla *rate* di 1 Hz, siamo così risaliti alla durata di ciascun *run* e da questa, considerando la *rate* ( $\sim 5 \cdot 10^7$  Hz, stimata collegando le *pad* del rivelatore allo *scaler*) del fascio, ben focalizzato sul rivelatore, ci siamo ricavati il numero totale di particelle.

Si è infine calcolata la probabilità di *spark*, rapporto tra il numero di *spark* al limite superiore del 95 % C. L. ed il numero totale di particelle incidenti nel rivelatore relativo allo stesso intervallo. In figura 4.29 viene riportato l'andamento della probabilità di *spark* al 95 % C. L. in funzione della tensione totale applicata alle GEM, per tutte e tre le miscele utilizzate. Per le condizioni analizzate viene stimata una probabilità di *spark*  $\leq 3 \cdot 10^{-12}$  al 95 % C. L. eccetto che per i due punti della miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) corrispondenti ad un valore di  $HV_{tot}$  pari a 1230 e 1240 V.

In figura 4.30 vengono riassunti i risultati per la probabilità di *spark* misurata al CERN ed al PSI per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (destra). I risultati ottenuti dall'analisi del *test* al PSI per la probabilità di *spark* sono promettenti rispetto ai valori massimi stimati ( $10^{-12}$  *spark*/particelle), raggiungibili senza rovinare le prestazioni del rivelatore alle condizioni richieste da LHCb.

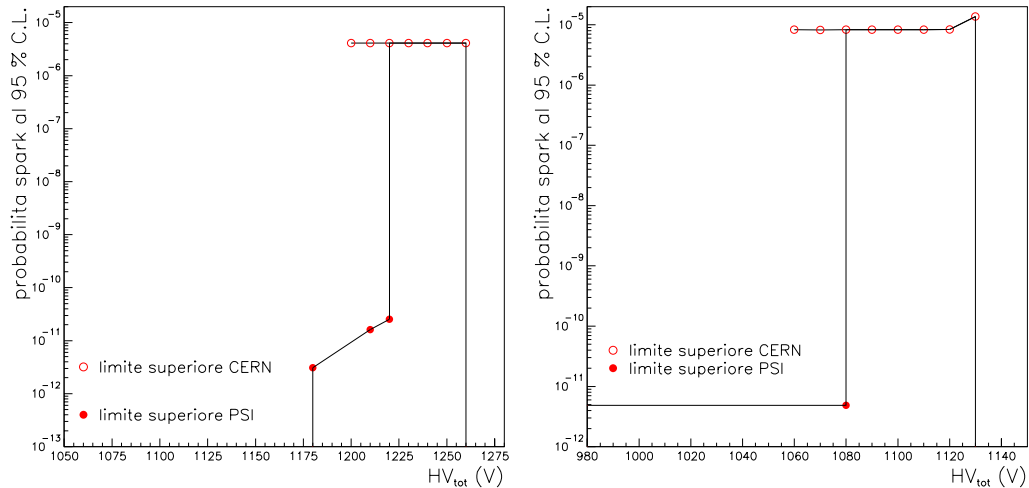


Figura 4.30: Confronto tra la probabilità di *spark* al 95 % C. L., in funzione della tensione totale applicata alle GEM, ottenuta al CERN rispetto a quella ottenuta al PSI per le due miscele Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (destra).

### Efficienza temporale

L'analisi dell'efficienza temporale è relativa ai dati forniti dal rivelatore B, per questa analisi il rivelatore A è stato utilizzato come “odoscopio”. È stato calcolato l'andamento dell'efficienza in 20 ns ( $\epsilon_{20}$ ) ed in 25 ns ( $\epsilon_{25}$ ) al variare della differenza di potenziale totale  $U_{tot} = U_{gem_1} + U_{gem_2} + U_{gem_3}$  applicata alle GEM. In figura 4.31 è riportato tale andamento per le tre miscele, corrispondente a valori dei campi  $E_d/E_{t_1}/E_{t_2}/E_i$  pari a :

- 3/3.5/3.5/5 kV/cm, per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20);
- 2.5/3.5/3.5/5 kV/cm, per la miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/8/20/7);
- 2/3/3/5 kV/cm, per la miscela Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (65/28/7).

Per questo *test* i valori dell'efficienza riportati nei grafici sono stati ottenuti considerando gli eventi in tempo, *hit* temporali compresi nella finestra grande, relativi al rivelatore B, in coincidenza alla richiesta che gli *hit* temporali, relativi alla *pad* più illuminata del rivelatore A, fossero in tempo.

Come per il *test* di Aprile, per ottenere il numero di eventi visti nel rivelatore nelle due finestre strette si è costruita una funzione capace di “far slittare” una finestra temporale di 20 o 25 ns lungo tutta la finestra grande, da 400 a 500 ns, e trovare la finestra stretta, della dimensione richiesta, in cui il

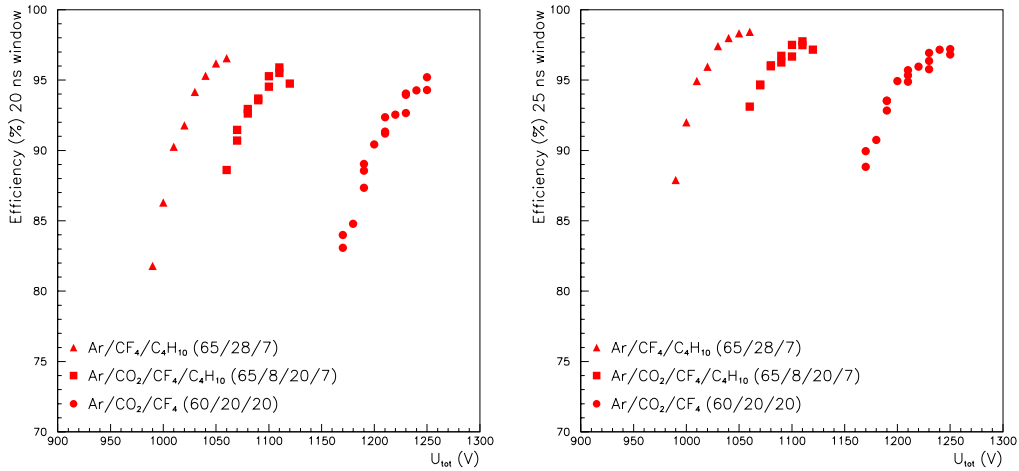


Figura 4.31: Andamento dell'efficienza in 20 ns (sinistra) e 25 ns (destra), al variare della differenza di potenziale totale applicata alle GEM, per le tre miscele utilizzate.

rivelatore ha visto il maggior numero di eventi.

I valori migliori ottenuti per le efficienze  $\epsilon_{20}$  ed  $\epsilon_{25}$  sono:

- \*  $\epsilon_{20} = 95\%$  e  $\epsilon_{25} = 97\%$  con  $U_{tot} = 1250$  V, per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>;
- \*  $\epsilon_{20} = 96\%$  e  $\epsilon_{25} = 98\%$  con  $U_{tot} = 1110$  V, per la Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>;
- \*  $\epsilon_{20} = 97\%$  e  $\epsilon_{25} = 99\%$  con  $U_{tot} = 1060$  V, per la Ar/CF<sub>4</sub>/C<sub>4</sub>H<sub>10</sub>.

Rimangono valide tutte le considerazioni fatte per i *test* precedenti, anche in questo *test* le miscele contenenti isobutano, in particolare la miscela ternaria, presentano prestazioni temporali migliori.



# Capitolo 5

## Conclusioni

Dall'analisi svolta in questa tesi si può concludere che i rivelatori tripla-GEM in studio sono una tecnologia promettente per istruire le zone centrali (R1 ed R2) della prima camera a muoni (M1) dell'esperimento LHCb. Dal confronto tra le prestazioni richieste per coprire tali regioni, e quelle possedute dai rivelatori tripla-GEM, analizzate nel corso del lavoro di tesi, sono emerse le seguenti conclusioni.

1. La distribuzione e l'efficienza temporale ottenute sono compatibili con quelle richieste per l'utilizzo in LHCb.

Il numero degli eventi in anticipo dovuti all'effetto bigem raggiunge al massimo, per ogni *run*, l'1 % degli eventi totali. Le miscele contenenti isobutano presentano delle prestazioni temporali migliori e con tutte le miscele utilizzate si raggiunge il 95 %, dell'efficienza temporale in 20 ns, richiesto. La miscela Ar/CO<sub>2</sub>/CF<sub>4</sub> (60/20/20) ha il vantaggio di non contenere gas infiammabili e i valori migliori ottenuti per le efficienze  $\epsilon_{20}$  ed  $\epsilon_{25}$ , misurate rispettivamente in una finestra temporale di 20 ns e 25 ns, e per l'r.m.s della distribuzione temporale sono:

- $\epsilon_{20} = 95$  %;
- $\epsilon_{25} = 97$  %;
- r.m.s. = 5.3 ns;

misurati nel *test beam* di Giugno 2001 al PSI.

2. Dai dati ottenuti dal *test beam* al PSI è risultato che il rivelatore, sottoposto a flussi dell'ordine del MHz/cm<sup>2</sup>, presenta una probabilità di *spark*  $\leq 3 \cdot 10^{-12}$  al 95 % del C. L. Questi valori corrispondono ad una differenza di potenziale totale applicata alle GEM per cui l'efficienza temporale in 20 ns è il 95 %. Inoltre, dal confronto dei valori ottenuti al

PSI e quelli misurati in *test* di laboratorio, è risultato che i valori massimi ottenuti per la probabilità di *spark* sono compatibili con l'utilizzo dei rivelatori tripla-GEM per 10 anni di presa dati nell'esperimento LHCb.

Lo studio effettuato si è basato sull'utilizzo di prototipi, rivelatori tripla-GEM la cui superficie attiva è pari a  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ .

Attualmente i rivelatori tripla-GEM sono ancora solo una proposta per l'esperimento LHCb e sebbene rimangano ancora diversi punti in sospeso, attualmente in corso di studio e di seguito elencati, i risultati ottenuti sono promettenti.

- Sono in costruzione i prototipi con le dimensioni finali per LHCb, con una superficie attiva pari a  $20 \times 24 \text{ cm}^2$ .
- È attualmente in corso, presso i laboratori nazionali di Frascati (LNF) un *ageing test* per stimare il comportamento del rivelatore, sottoposto ad una carica integrata equivalente a 10 anni di presa dati in LHCb, stimata pari a  $\sim 6 \text{ C/cm}^2$  in  $10^8 \text{ s}$  assumendo  $40 \text{ e}^-/\text{m.i.p.}$  ed un guadagno del rivelatore pari a  $10^4$ .
- Si stanno studiando le prestazioni di un nuovo *chip* per l'elettronica di *frontend*, che possa essere utilizzato indistintamente per tutte le 5 stazioni del sistema dei muoni.
- È in programma un ulteriore *test beam* al PSI per verificare l'andamento della probabilità di *spark* per i rivelatori tripla-GEM di dimensioni maggiori.
- È inoltre in programma un *test beam* al CERN per verificare il comportamento della *cluster size* utilizzando un rivelatore con le *pad* di dimensione definitiva e completamente equipaggiato con la nuova elettronica.

Le prestazioni ottenute hanno permesso di inserire i rivelatori tripla-GEM, come possibile tecnologia per le zone R1 ed R2 di M1, all'interno del *Technical Design Report* (TDR) [30] del sistema dei muoni per l'esperimento LHCb, presentato al CERN nel 2001.

# Appendice A

## Il formato dei dati

I dati relativi ai moduli ADC, TDC e *scaler* vengono acquisiti e registrati dal sistema di acquisizione (DAQ) durante il *test beam*, e successivamente “riordinati” in un *file*, chiamato *ntupla*, creato per ogni *run*, tramite un programma *offline*, che raccoglie tutti i dati evento per evento.

Verranno di seguito riportate le caratteristiche e le differenze principali del formato dei dati utilizzato nell’analisi dei due *test beam* di Aprile 2001 al CERN e Giugno 2001 al PSI.

### A.1 Ntuple CERN 2001

Nell’ntupla di ciascun *run* sono contenuti, per ogni evento acquisito, tutti i dati relativi a moduli TDC (*Time to Digital Converter*), ADC (*Analog to Digital Converter*) e *scaler* collegati alle 12 *pad* equipaggiate di ciascun rivelatore, agli scintillatori  $S_1$  ed  $S_2$ , alle 16 strisce dell’odoscopio ed ai *finger*  $S_3$  ed  $S_4$ .

Il valore temporale per ciascuna *pad* è relativo al primo tempo registrato dal TDC per quella *pad* e viene chiamato *first hit*, quindi per ogni evento è possibile associare a ciascuna *pad*, se illuminata, un unico tempo.

### A.2 Ntuple PSI 2001

Per questo *test beam* sono stati fatti due tipi di acquisizione differenti, relativamente a due diversi tipi di fascio, ad alta e bassa *rate*. Nel caso dei *run* ad alta *rate* (*run HV*), i TDC utilizzati non sono in grado di acquisire dati a causa dell’alta *rate* dei segnali in ingresso. Per l’analisi *offline* dei due diversi tipi di *run* si è quindi utilizzato un *file* di dati differente.

*Run a bassa rate* ( $\sim 30$  kHz).

Per questo *test beam*, a differenza dei *test* precedenti, il programma che *fa le ntuple* è stato completamente riscritto in C, ottenendo un diverso *file* di dati disponibile per l'analisi *offline*. Per ogni *run* vengono create due *ntuple*. Ciascuna *ntuple* possiede un *header* in cui vengono registrati i dati relativi a tutto il *run* come le *entries* dell'*entuple* stessa. Il programma è stato scritto in modo da poter essere facilmente riadattabile per altri *test beam*, ed il numero dei moduli effettivamente utilizzati è minore di quello impostato nel programma che *fa le ntuple*. Il programma imposta i dati, in modo modulare, per: 5 TDC *multihit*, 5 ADC e 1 scaler.

- Nell'*ntuple-1* sono raccolte le informazioni relative agli "eventi" degli scintillatori: il numero di eventi contati dagli *scaler* per  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  ed  $S_4$  singolarmente, per le coincidenze  $S_1 \otimes S_2$  e  $S_3 \otimes S_4$  e la *rate* di DAQ. Per ogni evento acquisito, alla *rate* di 1 Hz, viene registrato il numero dell'evento.
- Nell'*ntuple-2* sono registrati tutti i dati relativi a TDC, ADC e *scaler* collegati ai due scintillatori  $S_1$  ed  $S_2$  ed ai *finger*. Le 16 *pad* equipaggiate del rivelatore B sono collegate a moduli ADC e TDC, mentre per quelle del rivelatore A vengono acquisiti solo i dati relativi ai TDC. In particolare, evento per evento, sono analizzati i seguenti punti.

- \* Viene registrato il numero dell'evento.

- \* *Dati temporali:*

Per ogni TDC vengono registrati tutti i segnali che superano la soglia del discriminatore, per ciascun canale è dunque possibile avere più di un *hit*. Il numero di dati acquisiti (che chiameremo *numero hit*) è dunque variabile da evento a evento. Vengono creati due vettori della stessa dimensione, pari a *numero hit*: in uno vengono registrati gli *hit* temporali, nell'altro i canali corrispondenti.

- \* *Dati relativi alla carica:*

Per ogni canale utilizzato dei moduli ADC viene registrato un unico valore. In questo caso il numero degli *hit* è dunque costante.

L'*header* dell'*ntuple* contiene l'informazione del numero totale di eventi acquisiti.

Una differenza rispetto al formato dell'*ntuple* utilizzato per il *test* di Aprile, risiede nell'informazione degli *hit* relativi ai TDC: come abbiamo visto si ha infatti la possibilità di vedere per ciascuna *pad* e per ogni evento, tutti gli *hit* registrati dal canale corrispondente e non solo il *first hit* che per questo *test*



viene calcolato dall'analisi *offline*.

*Run HV ad alta rate* ( $\sim 50$  MHz).

Per ciascun *run* HV, relativo all'analisi delle *spark*, sono stati registrati, alla *rate* di 1 Hz, i valori delle correnti delle singole GEM di ciascun rivelatore, attraverso i dati relativi al generatore di alta tensione.



# Bibliografia

- [1] F. Mandl, G. Shaw, *Quantum Field Theory* (John Wiley & Sons, 1993).
- [2] D. Griffiths, *Introduction to elementary particles* (John Wiley & Sons, 1987).
- [3] A. D. Sakharov, JETP Lett. 6 (1967) 21.
- [4] M. B. Gavela et al., Modern Phys. Lett. 9A (1994) 795.
- [5] C. Y. Wong, *Introduction to Hight-Energy Heavy-Ion Collisions* (World Scientific, 1994)
- [6] M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [7] F. D. Murnaghan, *The unitary and rotation group* (Spartan, Washinton D. C., 1962).
- [8] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531.
- [9] S. L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285.
- [10] C. Jarlskog e R. Stora, Phys. Lett. B208 (1988) 268.
- [11] F. J. Gilman et al., *Particle Data Group*, Eur. Phys. J. C15 (2000) 1.
- [12] A. J. Buras e R. Fleischer, TUM-HEP-275/97 (1997).
- [13] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. B208 (1983) 1945.
- [14] *LHCb Technical Proposal*, CERN/LHCC 98-4 (1998).
- [15] BABAR *Collaboration*, A. Abeshian et al., Phys. Rev. Lett. 86, 2509 (2001).
- [16] P. F. Harrison, *The physics of B factories*, 1999 European School of high-energy physics CERN 2000-007 (2000).

- [17] A. J. Buras, M. E. Lautenbacher e G. Ostermaier, Phys. Rev. D50 (1994).
- [18] L. Wolfenstein e Y. L. Wu, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 2089.
- [19] P. Cho, M. Misiak e D. Wyler, Phys. Rev. D54 (1996) 3329.
- [20] D. Boussard et al., *The Large Hadron Collider conceptual desing*, CERN/AC/95-05 (1995).
- [21] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, 1974).
- [22] M. Adinolfi, *Misura della vita media di mesoni B neutri e carichi*, Tesi di dottorato, Università degli studi di Genova (1994).
- [23] *LHBb Magnet Technical Design Report* CERN/LHC 2001-007 (2000).
- [24] *LHBb Vertex Locator Technical Design Report*, CERN/LHC 2001-011 (2001).
- [25] *LHBb Outer Tracker Technical Design Report*, CERN/LHC 2001-024 (2001).
- [26] C. Bauer et al., LHCb-2001-135.
- [27] D. E. Groom et al., *Particle Data Group*, Eur. Phys. J. C15 (2000) 1.
- [28] *LHBb RICH Technical Design Report*, CERN/LHC 2000-037 (2001).
- [29] *LHBb Calorimeters Technical Design Report*, CERN/LHC 2000-036 (2001).
- [30] *LHBb Muon Sistem Technical Design Report*, CERN/LHC 2001-010 (2001).
- [31] F. Sauli, CERN 77-09 (1977).
- [32] F. Sauli et al., Nucl. Instrum. Meth. A 438 (1999) 376-408.
- [33] R. Bouclier et al., CERN-PPE/96-177, 4 November 1996.
- [34] W. Bonivento, A. Cardini e D. Pinci, *A complete simulation of a triple-GEM detector*, accettato per pubblicazione da IEEE Trans. Nucl. Sci. (2002).
- [35] U. Beker et al., Gas R&D Home Page (<http://cyclotron.mit.edu/drift>).

- [36] D. Raspino, *Caratterizzazione di un rivelatore a GEM*, Tesi di Laurea, Università degli studi di Cagliari (2001).
- [37] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments* (Springer-Verlag, 1987).
- [38] A. Bressan et al., Nucl. Instrum. Meth. A 424 (1999) 321-342.
- [39] S. Ramo, Proc. IRE 27, 584 (1939).
- [40] *CERN Program Library Long Writeup* Q121.
- [41] S. Bachmann et al., Nucl. Instrum. Meth. A438, 376 (1999).
- [42] S. Bachmann et al., CERN-EP/2000-151, 11 December 2000.
- [43] A. Gandi, *Laboratory of Photomechanical Techniques and Printed Circuits*, EST-SM-CI Section, CERN, Geneva, Switzerland.
- [44] A. Vorobyov et al., LHCb note 2000-003.
- [45] G. Bencivenni et al., *A triple-GEM detector whit pad readout for high-rate charged-particle triggering*, accettato per pubblicazione da Nucl. Instrum. Meth. (18 Gennaio 2002).
- [46] G. J. Feldman e R. D. Cousins, Phys. Rev. Lett. D 57 (1998) 3873.



# Elenco delle tabelle

1.1	Classificazione di <i>leptoni</i> e <i>quark</i> . . . . .	8
1.2	Classificazione dei mesoni B, stati legati di quark-antiquark contenenti il quark $b(\bar{b})$ . . . . .	14
2.1	Caratteristiche principali di LHC a confronto con quelle del Tevatron. . . . .	27
2.2	Numero di eventi ricostruiti <i>offline</i> , previsto per un anno di presa dati ( $10^7$ s), per alcuni canali di decadimento, ad una luminosità pari a $2 \times 10^{32}$ cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> . . . . .	30
2.3	Precisione prevista per la misura degli angoli dei triangoli di unitarietà per l'esperimento LHCb in un anno di presa dati. . . . .	30
2.4	Parametri dei sensori con <i>strip</i> circolari e radiali. . . . .	35
2.5	Parametri caratteristici del sistema di tracciamento. . . . .	37
2.6	Principali caratteristiche dei rivelatori RICH. . . . .	38
2.7	Risultati della ricostruzione data dai due RICH combinati per 500 eventi di $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ; X rappresenta le tracce sotto soglia nei rivelatori. . . . .	39
2.8	Principali caratteristiche dei calorimetri. . . . .	40
2.9	Valore della <i>rate</i> stimata per ciascuna regione di ogni camera; si tiene conto di un fattore di correzione conservativo pari a 2, per la prima stazione, e pari a 5 per le stazioni restanti [30]. . . . .	43
2.10	Parametri principali di MWPC e RPC. . . . .	45
4.1	Caratteristiche richieste per i rivelatori per le regioni centrali (R1 ed R2) della prima stazione (M1) dello spettrometro a muoni di LHCb. . . . .	68
4.2	Caratteristiche degli amplificatori del tipo PNPI. . . . .	72
4.3	Caratteristiche dell'amplificatore KLOE-VTX. . . . .	81
4.4	Caratteristiche principali del <i>chip</i> ASDQ. . . . .	100





# Elenco delle figure

1.1	Rappresentazione di due triangoli di unitarietà nella parametrizzazione di Wolfenstein con approssimazione valida fino a $O(\lambda^5)$ . . . . .	13
1.2	Diagrammi a box responsabili del mescolamento di $B^0 - \bar{B}^0$ ; all'origine della violazione di CP nel mixing, rappresentano ciascuno 9 diagrammi, uno per ogni combinazione dei quark $u, c, t$ come linee interne. . . . .	16
1.3	Diagrammi ad albero ed a pinguino per il decadimento $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . . . . .	19
1.4	Triangolo di unitarietà nel piano $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ . . . . .	21
2.1	Schema di LHC con la futura disposizione degli apparati sperimentali. . . . .	26
2.2	Angoli polari degli adroni- $b - \bar{b}$ , calcolati dal generatore di eventi PYTHIA, definiti rispetto all'asse del fascio nel sistema di riferimento del centro di massa della collisione $pp$ . . . . .	31
2.3	L'esperimento LHCb visto dall'alto, piano di curvatura del fascio $(xz)$ . . . . .	32
2.4	LHCb all'interno del pozzo precedentemente occupato dall'esperimento DELPHI. . . . .	32
2.5	<i>Layout</i> del rivelatore di vertice lungo l'asse del fascio. Sopra: Disposizione delle stazioni del VELO e del VETO visto dall'alto. Sotto: <i>cross section</i> a $x = 0$ . Le tre linee indicano rispettivamente la copertura angolare massima e minima del VELO e l'angolo medio delle tracce di <i>minimum bias</i> . . . . .	34
2.6	<i>Event display</i> della simulazione $B \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Sopra è mostrato un evento con bassa molteplicità di tracce, mentre sotto si ha viceversa un evento ad alta molteplicità. . . . .	36
2.7	Schema dei RICH dall'alto: RICH1 (sinistra) in cui è mostrata la focalizzazione dei fotoni Cherenkov dovuti al passaggio di una traccia, RICH2 (destra). . . . .	38

2.8	A sinistra: segmentazione laterale di ECAL. A destra: segmentazione laterale di HCAL. È mostrato, per entrambi, solo un quarto della faccia frontale. . . . .	40
2.9	A sinistra: diagramma schematico di una <i>gap</i> sensibile in una MWPC. A destra : schema di principio di un RPC. . . . .	44
2.10	Primo quadrante della stazione M2. Le dimensioni delle regioni e dei canali, tra una stazione e la successiva, sono scalate di un fattore 2. . . . .	47
2.11	Rivelazione di una traccia attraverso il <i>trigger</i> dei muoni. In questo esempio $\mu^+$ e $\mu^-$ accendono in M3 la stessa <i>pad</i> logica. . . . .	48
2.12	A sinistra: distribuzione di $p_T$ per adroni carichi, per eventi a $pp$ inelastica e per decadimenti $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . A destra : numero di verici secondari candidati ricostruiti nel <i>trigger</i> di Livello-1. . . . .	49
3.1	Rappresentazione di un foglio di <i>Gas Electron Multiplier</i> . . . . .	53
3.2	Proprietà della miscela di gas Ar/Co <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (60/20/20). (a) Velocità di deriva ( <i>drift</i> ) ottenuta sperimentalmente [35] e attraverso studi di simulazione [34]. (b) Numero di <i>cluster</i> primari ottenuti tramite simulazione in una <i>gap</i> di 3 mm. . . . .	55
3.3	Campo elettrico (in rosso) e linee equipotenziali (in verde) in prossimità di una GEM. . . . .	56
3.4	Simulazione [34]: della moltiplicazione elettronica a valanga all'interno di un buco a partire da un elettrone primario (sinistra); di un elettrone che colpisce l'elettrodo superiore della GEM (centro) e di un elettrone assorbito dal canale di moltiplicazione (destra). . . . .	57
3.5	Andamento del guadagno del rivelatore a singola GEM in funzione della differenza di potenziale applicata alla GEM ottenuto da misure di laboratorio [36]. . . . .	58
3.6	Simulazione [34] della dipendenza della trasparenza $T$ dal campo di deriva $E_d$ (sinistra) e dal campo di trasferimento $E_t$ (destra). . . . .	59
3.7	Simulazione [34] della dipendenza della trasparenza $T$ dalla differenza di potenziale applicata alla GEM. . . . .	60
3.8	Schema del rivelatore tri-GEM. $E_d$ $g_d$ , $E_i$ $g_i$ e $E_t$ $g_t$ indicano rispettivamente i campi e le <i>gap</i> di deriva, induzione e trasferimento. Sono inoltre indicati il catodo e le <i>pad</i> anodiche. . . . .	61

3.9	Schema di una tripla-GEM in cui è mostrata la formazione degli elettroni, dovuti al passaggio di una particella ionizzante, la loro moltiplicazione all'interno dei buchi e la loro raccolta sulle <i>pad</i> . . . . .	62
3.10	Rappresentazione della formazione di uno <i>streamer</i> tra l'elettrodo positivo (anodo) e quello negativo (catodo). . . . .	64
4.1	Velocità di deriva per le miscele Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (60/20/20) e Ar/CO <sub>2</sub> (70/30). . . . .	69
4.2	Foto del primo rivelatore tripla-GEM costruito dal gruppo LHCb di Cagliari nell'Ottobre 2000. . . . .	71
4.3	Mappa delle <i>pad</i> del rivelatore. Le 16 <i>pad</i> evidenziate sono quelle equipaggiate per il <i>test beam</i> di Ottobre. . . . .	72
4.4	Distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO <sub>2</sub> (sinistra) e Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (destra). Le due distribuzioni possiedono un r.m.s. rispettivamente pari a 9.7 ns e 5.9 ns. . . . .	73
4.5	Tempo dell'evento, in funzione della carica corrispondente, per la miscela Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> con $U_{gem_1} = 450$ V. . . . .	74
4.6	Carica dell'evento, in funzione del tempo corrispondente, nel caso di due <i>run</i> di cui uno, in rosso, è in configurazione bigem (miscela Ar/CO <sub>2</sub> ). . . . .	75
4.7	Efficienza, totale ed in 25 ns, in funzione del campo di deriva (sinistra) e del campo di trasferimento (destra) per la Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> . . . . .	77
4.8	Efficienza, in 20 ed in 25 ns, in funzione di $U_{gem_1}$ per la Ar/CO <sub>2</sub> (sinistra) e per la Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (destra). . . . .	78
4.9	Simulazione [34] della velocità di deriva per le miscele Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (65/8/20/7) e Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (60/20/20). . . . .	79
4.10	Foto di uno dei tre rivelatori utilizzati nel <i>test beam</i> di Aprile 2001. . . . .	80
4.11	Mappa delle <i>pad</i> per i tre rivelatori. Le 12 <i>pad</i> evidenziate sono quelle equipaggiate per il <i>test beam</i> di Aprile. . . . .	81
4.12	<i>Setup</i> del fascio per il <i>test beam</i> di Aprile al CERN. . . . .	82
4.13	Distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (destra). Le due distribuzioni possiedono un r.m.s. pari rispettivamente a 6.1 ns e 5.4 ns. . . . .	83
4.14	Carica dell'evento, in funzione del tempo corrispondente, nel caso di due <i>run</i> di cui uno, in rosso, è in configurazione bigem (miscela Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> ). . . . .	84
4.15	Distribuzione dei tempi di una <i>pad</i> centrale in funzione del numero di evento; i due "buchi" sono <i>spark</i> nel rivelatore. . . . .	86

4.16	Illuminazione dell'odoscopio in un <i>run</i> senza <i>finger</i> (sinistra) ed in un <i>run</i> con i <i>finger</i> (destra). . . . .	89
4.17	Limite superiore della probabilità di <i>spark</i> al 95 % C. L. in funzione della tensione totale applicata alle GEM per le due miscele utilizzate. . . . .	91
4.18	Andamento dell'efficienza totale $\epsilon_{tot}$ e delle efficienze $\epsilon_{25}$ e $\epsilon_{20}$ , in 25 ed in 20 ns, in funzione di $U_{gem1}$ per le miscele: Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (destra). . . . .	92
4.19	Andamento dell'efficienza totale $\epsilon_{tot}$ e delle efficienze $\epsilon_{25}$ e $\epsilon_{20}$ , in 25 ed in 20 ns, al variare della soglia dell'elettronica di <i>front-end</i> per la miscela Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> . . . . .	93
4.20	Simulazione [34] della velocità di deriva per le miscele Ar/CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (65/28/7), Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (65/8/20/7) e Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (60/20/20). . . . .	94
4.21	Foto del "tendigem" utilizzato. . . . .	96
4.22	Rivelatore tripla-GEM. A sinistra: GEM tese ed incollate alle cornici (in alto); base del <i>box</i> contenitore (in basso). A destra: le tre GEM ed il catodo assemblati all'interno del contenitore. . . . .	97
4.23	Interno della scatola metallica in cui è fissato il contenitore. . . . .	99
4.24	Mappa delle <i>pad</i> per i due rivelatori A (sinistra) e B (destra). È evidenziata la disposizione delle 16 <i>pad</i> equipaggiate per ciascun rivelatore. . . . .	100
4.25	<i>Setup</i> del fascio per il <i>test beam</i> al PSI. . . . .	101
4.26	Distribuzione temporale ottenuta per le miscele Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (alto), Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (centro) e Ar/CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (basso). Le distribuzioni possiedono rispettivamente un r.m.s. pari a 5.3 ns, 4.9 ns e 4.5 ns. . . . .	103
4.27	Carica dell'evento, in funzione del tempo corrispondente, nel caso di due <i>run</i> di cui uno, in rosso, è in configurazione bigem (miscela Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> ). . . . .	104
4.28	Andamento della corrente sulle GEM per un <i>run</i> HV con la miscela Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (60/20/20). . . . .	105
4.29	Probabilità di <i>spark</i> al 95 % C. L. in funzione della tensione totale applicata alle GEM per le tre miscele utilizzate. . . . .	107
4.30	Confronto tra la probabilità di <i>spark</i> al 95 % C. L., in funzione della tensione totale applicata alle GEM, ottenuta al CERN rispetto a quella ottenuta al PSI per le due miscele Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> (sinistra) e Ar/CO <sub>2</sub> /CF <sub>4</sub> /C <sub>4</sub> H <sub>10</sub> (destra). . . . .	108
4.31	Andamento dell'efficienza in 20 ns (sinistra) e 25 ns (destra), al variare della differenza di potenziale totale applicata alle GEM, per le tre miscele utilizzate. . . . .	109

# Ringraziamenti

Desidero ringraziare anzitutto il prof. Biagio Saitta, per avermi dato la possibilità di svolgere un lavoro di tesi interessante e per la disponibilità e comprensione sempre dimostrata.

Grazie al dott. Alessandro Cardini per gli insegnamenti, per l'aiuto, per la pazienza e per gli incoraggiamenti in tutto questo anno di tesi.

*“La vita è dura ...”*, ma ce l'abbiamo fatta! GRAZIE Ale, per tutto.

Grazie al mio dottorando preferito, dott. Davide Pinci, per avermi insegnato ad avere pazienza, per essere sempre stato pronto ad aiutarmi e correggermi, per tutte le belle chiacchierate che abbiamo fatto e per aver cacciato dalla mia stanza del PSI dei mostri tremendi!

Grazie a tutto il gruppo LHCb di Cagliari, a Davide Raspino, al dott. Walter Bonivento, al dott. Adriano Lai e al dott. Sandro Cadeddu per tutte le discussioni “sulla vita e sulla fisica” fatte tra il dipartimento e i pranzi al Policlinico.

Grazie a tutto il gruppo LHCb di Frascati, per l'aiuto, la collaborazione e gli insegnamenti tratti dal confronto.

Grazie ai miei colleghi, in particolare al “nostro gruppetto”: gli ormai dottori Stefano Panebianco, Michele Floris e Stefania Basciu. A Stefania un GRAZIE particolare, per aver affrontato insieme a me tutto (o quasi!) il corso di studi, gli esami, le paure e le gioie di questi ultimi 4 anni.

Grazie ai miei genitori, per avermi sempre sostenuto e per avermi sempre detto di non arrendermi alle difficoltà.

Grazie a tutti quelli che mi sono stati vicini in questi anni, in particolare ad Alessandra, per avermi sempre confortato nei momenti di difficoltà di questo lungo anno di tesi, e a Carla, per i consigli, e per il supporto morale!