



**Università degli Studi di Roma
“La Sapienza”**

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica A.A. 2002/03

Tesi di Laurea

**Studio e sviluppo di un rivelatore a GEM
per la zona centrale delle camere per muoni di LHCb**



**Università degli Studi di Roma
“La Sapienza”**

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica A.A. 2002/03

Tesi di Laurea

**Studio e sviluppo di un rivelatore a GEM
per la zona centrale delle camere per muoni di LHCb**

Relatori:

Prof. G. Penso

Dott. Giovanni Bencivenni

Candidato:

Alfonsi Matteo

Dedicato ai miei nonni

Indice

Introduzione	1
1 Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb	5
1.1 Introduzione	5
1.2 La violazione di $\mathcal{CP}$ e il Modello Standard	7
1.3 Il sistema dei mesoni B e la matrice CKM	10
1.4 L'esperimento LHCb	13
1.4.1 <i>Layout</i> generale del rivelatore	14
1.4.2 Il sistema di rivelazione di vertice	16
1.4.3 Il sistema di tracciamento	18
1.4.4 I rivelatori RICH	18
1.4.5 I calorimetri	20
1.4.6 Rivelatore dei muoni	22
1.4.7 Il <i>trigger</i> di LHCb	24
2 Rivelatori a gas	27
2.1 Perdita di energia per ionizzazione	28
2.2 Ionizzazione primaria e secondaria	31
2.3 Diffusione e deriva	32
2.4 Regimi di moltiplicazione a valanga, di <i>streamer</i> e di scarica	34
2.5 Contatori proporzionali e camere a Multi-fili	36
2.6 Scelta delle miscele di gas	40
2.7 I rivelatori a micro-pattern	42

3	I rivelatori a GEM	47
3.1	Caratteristiche di un foglio di GEM	48
3.2	Rivelatore a singola GEM	51
3.2.1	Effetto del campo di deriva	53
3.2.2	Effetto del campo di induzione	54
3.2.3	Dimensioni delle regioni	55
3.2.4	Polarizzazione della GEM	56
3.3	Rivelatore a tripla-GEM	57
3.3.1	Scelta dei campi di trasferimento	58
3.3.2	Scelta delle dimensioni delle regioni	59
3.3.3	Scelta delle tensioni di polarizzazione per le GEM	61
3.4	Prestazioni temporali di un rivelatore a <i>tripla</i> GEM	64
3.5	Formazione del segnale in un rivelatore a GEM	65
3.6	Costruzione delle camere a tripla-GEM	66
3.6.1	Preparazione dei fogli di GEM	66
3.6.2	Assemblaggio dei prototipi di test	68
3.6.3	Assemblaggio delle camere finali	70
3.6.4	Assemblaggio della stazione con due camere in OR	72
3.6.5	Elettronica di <i>front-end</i>	74
4	Misure sperimentali	75
4.1	Misure con tubo a raggi X	77
4.1.1	Misure preliminari	79
4.1.2	Misure di guadagno	81
4.1.3	<i>Rate capability</i>	83
4.1.4	Misure di <i>aging</i>	84
4.2	Misure su fascio dei prototipi di test	87
4.2.1	Misure di risoluzione temporale	87
4.2.2	Misure di efficienza	90
4.2.3	Studi sulla probabilità di scarica	93
4.3	Misure su fascio delle camere finali	95
4.3.1	Setup del test	95

4.3.2	Prestazioni temporali	96
4.3.3	Misure di <i>cluster size</i>	99
4.4	Test di irraggiamento all'ENEA-Casaccia	101
4.4.1	Setup del test	101
4.4.2	Svolgimento del test	105
4.4.3	Secondo test all'ENEA-Casaccia	107
4.4.4	Considerazioni finali	109
Conclusioni		112

Introduzione

L'avvento dei nuovi *collider* adronici ad alta luminosità, ed in particolare LHC al CERN di Ginevra, ha evidenziato la necessità di rivelatori veloci e capaci di sopportare flussi molto elevati di particelle (*rate capability*) oltre che affidabili e robusti alla radiazione (*radiation hard*).

Le MWPC e in generale la maggioranza dei tradizionali rivelatori a gas risultano non essere adatti ad essere impiegati negli esperimenti ai *collider* adronici di nuova generazione. La maggiore limitazione risulta essere l'insufficiente capacità di sopportare flussi di radiazione superiore al MHz/cm² oltre alla non elevata risoluzione spaziale e non adeguata robustezza alla radiazione.

Nell'ultimo decennio è quindi partito un intenso lavoro di *R&D* sui rivelatori a gas al fine di superare le limitazioni intrinseche mostrate dalle MWPC, proponendo nuovi e rivoluzionari rivelatori a gas non più basati sull'impiego dei fili come elemento attivo di moltiplicazione.

Le camere a gas a *microstrip* (MSGC), i contatori a foro (*compteur à trous*: CAT), *micro-megas*, *microdot* e GEM (*Gas Electron Multiplier*) sono solo alcuni esempi di questa nuova classe di rivelatori denominata *micro-pattern detector*. La maggioranza di questi rivelatori permette di raggiungere *rate capability* molto elevate, soddisfacendo ampiamente le richieste degli esperimenti ad LHC.

Particolare attenzione è stata ovviamente data alla caratteristica di affidabilità e di robustezza e non ultima, alla semplicità costruttiva. È in generale su questi campi che i vari rivelatori a *micro-pattern* tendono a differenziarsi.

In questo panorama le GEM rappresentano un'idea innovativa che nel corso di pochi anni, a differenza degli altri rivelatori a *micro-pattern*, sta diventando una realtà nel mondo della fisica delle alte energie e in molti altri campi applicativi.

Questo successo è dovuto, oltre che alla semplicità costruttiva e all'elevata affidabilità,

Introduzione

anche alla possibilità di realizzare rivelatori di dimensioni relativamente grandi a costi molto contenuti.

Ovviamente l'affermazione di questo rivelatore è anche dovuto all'enorme sforzo di *R&D* dei gruppi che vi hanno lavorato, primo fra tutti quello di Sauli, l'ideatore delle GEM, e non ultimo quello dei Laboratori Nazionali di Frascati e della sezione INFN di Cagliari, nel cui ambito ho svolto il lavoro di tesi sui rivelatori a tripla GEM.

Varie idee innovative vengono dal lavoro di questi gruppi INFN per quanto riguarda gli aspetti costruttivi.

Molti sono i risultati originali ottenuti in questo *R&D*, che ha spinto le prestazioni del rivelatore ben oltre i limiti precedentemente raggiunti da Sauli ed altri gruppi, specialmente per quanto riguarda la velocità di risposta, grazie all'impiego di nuove miscele.

Fondamentali per la comprensione del rivelatore sono stati tutti i severi test di *aging* effettuati: da quelli classici con il tubo a raggi X, a quelli con fasci adronici continui condotti al PSI, fino a quello, veramente unico nel suo genere, di irraggiamento gamma su tutta la superficie.

Questo *R&D* è inserito nella proposta per un rivelatore che deve coprire la zona centrale della camera in avanti per la rivelazione dei muoni dell'esperimento LHCb (*Large Hadron Collider beauty experiment*) al CERN. LHCb 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 del centro di massa (14 TeV), di esplorare nuovi confini della fisica delle alte energie.

La tesi è articolata in quattro capitoli. Nel primo capitolo sono discusse le motivazioni fisiche dell'esperimento ed è descritto l'apparato sperimentale di LHCb, il cui progetto è però in fase di aggiornamento in alcune sue parti.

Nel secondo capitolo sono esposti i principi fondamentali di funzionamento dei rivelatori a gas.

Nel terzo capitolo sono discusse le caratteristiche generali dei rivelatori a GEM, con particolare riguardo ai parametri da cui dipendono le prestazioni temporali e la stabilità del rivelatore, che costituiscono gli aspetti profondamente innovativi della ricerca effettuata su questo rivelatore. Inoltre sarà descritta la costruzione dei prototipi a tripla GEM di piccole dimensioni, con cui è stato svolto lo studio delle nuove miscele, e quella delle camere finali

destinate all'esperimento, entrambe realizzate ai Laboratori Nazionali di Frascati.

Nel quarto capitolo sono presentati i risultati delle varie misure effettuate sul rivelatore in laboratorio e alla BTF di Frascati, sul fascio T11 del CERN di Ginevra e su quello π M1 del PSI di Zurigo ed infine all'impianto di irraggiamento Calliope dell'ENEA-Casaccia.

Nelle conclusioni, in funzione delle richieste dell'esperimento, vengono evidenziate quali sono le risposte definitive che possono essere fornite allo stato attuale del lavoro di *R&D* sul rivelatore e quali sono invece i problemi ancora aperti che necessitano di ulteriore studio.

Capitolo 1

Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

1.1 Introduzione

La violazione di $\mathcal{CP}$ fu scoperta nei decadimenti dei mesoni K^0 da Cronin e Fitch nel 1964 [6]. Questa scoperta, per la quale a Cronin e Fitch fu assegnato il premio Nobel nel 1980, ha portato alla ribalta uno tra i problemi più affascinanti della fisica, che coinvolge proprietà fondamentali dello spazio, del tempo e della materia. È ben noto che le proprietà di simmetria hanno un ruolo essenziale nella fisica: è attraverso la loro identificazione che si possono affrontare i problemi da un punto di vista generale. D'altra parte, poiché alla base di ogni principio di simmetria delle leggi fisiche c'è l'ipotesi che qualche grandezza non sia misurabile, appare naturale che con il progredire delle conoscenze qualche simmetria ipotizzata sulla base di argomentazioni a priori possa risultare non soddisfatta in natura. Nel caso particolare di $\mathcal{CP}$, tuttavia, non si è ancora compreso completamente perché e come sia avvenuto.

La simmetria rispetto a $\mathcal{CP}$ è tipica della meccanica quantistica relativistica. In questa, insieme alle simmetrie discrete per inversione dello spazio ($\mathcal{P}$, o parità) del tempo ($\mathcal{T}$), va considerata anche la simmetria per coniugazione di carica ($\mathcal{C}$), che comporta lo scambio di una particella con la sua antiparticella, invertendo il segno di tutti i numeri quantici interi oltre che la carica elettrica (numero barionico, numero leptonico, stranezza, ecc.). Ciascuna delle simmetrie $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ e $\mathcal{T}$ correla uno stato quantomeccanico, o un'ampiezza di transizione, a un'unica *immagine speculare* e può essere associata con la conservazione di un numero

quantico. Nelle prime formulazioni delle teorie di interazione fu assunto che $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ e $\mathcal{T}$ fossero valide singolarmente, dato che ciascuna di esse era ben giustificata nell'elettrodinamica quantistica, e così lo spazio e il tempo risultavano simmetrici per inversione degli assi, come nella fisica classica. Ma la scoperta nel 1957 della violazione della parità nelle interazioni deboli, misurando la distribuzione angolare degli elettroni emessi nel decadimento β di un campione di ^{60}Co , impose un profondo riesame della loro validità.

La simmetria dello spazio fu ristabilita nella teoria $V - A$ delle interazioni deboli introducendo l'invarianza rispetto all'operazione combinata di $\mathcal{CP}$ ¹. Nella teoria $V - A$, come nella fisica classica, non c'è un verso di rotazione privilegiato nello spazio: i fenomeni e le loro *immagini speculari* risultano indistinguibili purché si ammetta che l'*immagine speculare* di ogni particella di materia sia la corrispondente antiparticella. Questo presupposto è una conseguenza del teorema $\mathcal{CPT}$ [7] che si fonda su ipotesi molto generali quali la validità della descrizione di un sistema tramite operatori di campo locali, la connessione tra spin e statistica e l'invarianza rispetto alle trasformazioni continue del gruppo di Lorentz. In particolare il teorema $\mathcal{CPT}$ afferma che tutte le interazioni sono invarianti sotto la successiva applicazione degli operatori $\mathcal{C}$, $\mathcal{P}$ e $\mathcal{T}$ in un qualunque ordine e questo significa che se $\mathcal{CP}$ è un invariante allora anche il tempo è simmetrico.

La scoperta della violazione di $\mathcal{CP}$, nelle interazioni deboli, distrusse per la seconda volta l'idea che nello spazio non vi sia un verso di rotazione privilegiato. Inoltre si comprese che la violazione di $\mathcal{CP}$ gioca un importante ruolo nella cosmologia. Difatti è uno dei tre ingredienti richiesti per spiegare l'eccesso di materia rispetto all'antimateria osservata nel nostro universo [8].

¹Si noti che sia $\mathcal{C}$ che $\mathcal{P}$ risultavano totalmente violate. Un esempio è il caso dei neutrini in cui risulta evidente che in natura esistono solo neutrini levogiri e antineutrini destrigiri.

1.2 La violazione di $\mathcal{CP}$ e il Modello Standard

Il Modello Standard, con tre famiglie di *quark*, genera in modo naturale la violazione di $\mathcal{CP}$ nelle interazioni deboli mediate dai bosoni vettoriali carichi ($W^\pm$). La violazione di $\mathcal{CP}$ è generata dalla fase complessa presente nella matrice unitaria 3×3 di Cabibbo, Kobayashi e Maskawa [9]:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

dove gli elementi V_{ij} sono legati all'ampiezza di transizione dai *quark* di tipo *down* ($j = d, s, b$) a quelli di tipo *up* ($i = u, c, t$). La matrice è unicamente determinata da quattro parametri, di cui tre sono reali e uno è complesso. Proprio quest'ultimo porta in modo naturale alla violazione di $\mathcal{CP}$ ². Esistono molti modi di parametrizzare la matrice CKM ed uno di questi è quello proposto da Wolfenstein [10]:

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

dove lo sviluppo al terzo ordine in λ è data da $V_{CKM}^{(3)}$:

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

Attualmente le migliori stime dei parametri A , ρ e η sono le seguenti: $A = 0.9 \pm 0.1$, $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.4 \pm 0.2$. Il parametro λ , invece, dato dal seno dell'angolo di Cabibbo, è stato misurato essere pari 0.221 ± 0.002 [11]. Si noti che affinché vi sia violazione di $\mathcal{CP}$, η deve essere diverso da 0.

Dalla condizione di unitarietà di V_{CKM} ($V_{CKM}V_{CKM}^\dagger = I$) si deducono le seguenti relazioni, di notevole utilità per la comprensione delle previsioni del Modello Standard riguardo la violazione di $\mathcal{CP}$:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.1)$$

$$V_{tb}V_{ub}^* + V_{ts}V_{us}^* + V_{td}V_{ud}^* = 0 \quad . \quad (1.2)$$

Queste relazioni possono essere rappresentate geometricamente nel piano complesso tramite dei triangoli detti di unitarietà (Fig. 1.1).

²Il parametro complesso fa sì che non vi sia uguaglianza tra la matrice CKM e la sua $\mathcal{CP}$ coniugata.

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

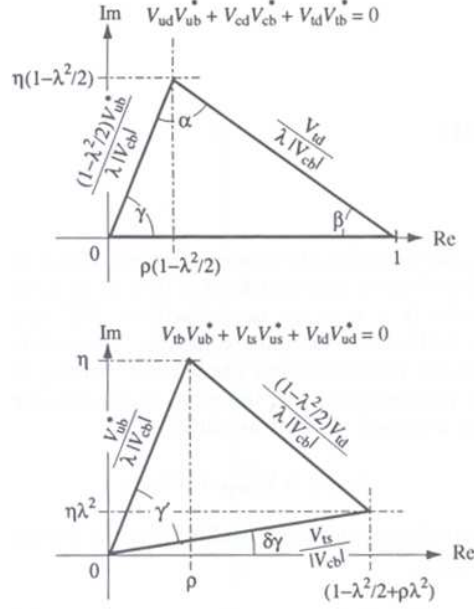


Figura 1.1: Rappresentazione dei due triangoli di unitarietà nella parametrizzazione di Wolfenstein con approssimazione valida fino a δV_{CKM}

Va sottolineato che tutte le osservabili connesse con la violazione di $\mathcal{CP}$ sono proporzionali ³ a J , una quantità indipendente dalla parametrizzazione e dalle convenzioni adottate per le fasi. Questa grandezza gioca un ruolo importante in quanto è legata ai triangoli unitari da una relazione molto semplice: le aree dei triangoli coincidono fra loro e sono pari a $\frac{1}{2}|J|$.

In generale gli effetti osservabili della violazione di una simmetria sono imputabili all'interferenza tra un'ampiezza che viola la simmetria e un'altra che è, invece, invariante. Nel caso particolare della violazione di $\mathcal{CP}$, negli esperimenti si misura il rapporto tra la parte del processo in esame che viola $\mathcal{CP}$ e quella che è $\mathcal{CP}$ -invariante: tale quoziente è noto come asimmetria di $\mathcal{CP}$. Nel Modello Standard essa è data da $|J|$ diviso il quadrato dell'ampiezza $\mathcal{CP}$ -invariante, che con buona approssimazione rappresenta la larghezza totale del sistema, o, in altre parole, è proporzionale al rapporto fra l'area del triangolo unitario e il quadrato della base.

Poiché J non dipende dal processo specifico, il prodotto dell'asimmetria di $\mathcal{CP}$ per il *branching ratio* del decadimento in esame è circa dello stesso ordine di grandezza per tutti i processi nei quali è possibile evidenziare la violazione di $\mathcal{CP}$. Quindi, processi con gran-

³Nella parametrizzazione di Wolfenstein $J \simeq \lambda^6 A^2 \eta$.

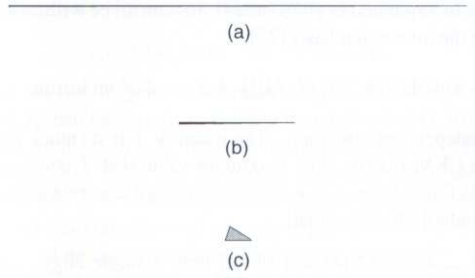


Figura 1.2: Rappresentazione dei triangoli di unitarietà nel sistema dei mesoni K (a); nel sistema dei mesoni D (b); nel sistema dei mesoni B (c).

di asimmetrie (sistemi dei mesoni B fig. 1.2 (c)) tendono ad avere piccoli *branching ratio*, mentre quelli con notevoli valori del *branching ratio* hanno una asimmetria esigua (sistema dei mesoni K fig. 1.2 (a)). Ciò è coerente con le misure sperimentali effettuate su sistemi di mesoni K (esperimento NA48) che rivelano con chiarezza quanto piccole siano le asimmetrie connesse con la violazione di $\mathcal{CP}$ [12]. Nel terzo triangolo di figura 1.2, il rapporto elevato fra altezza e base assicura valori notevoli delle asimmetrie dovute alla violazione di $\mathcal{CP}$ in sistemi di mesoni contenenti il quark *beauty*. Tuttavia, perché tali asimmetrie siano effettivamente osservabili è necessario produrre un alto numero di mesoni B , in quanto i *branching ratio* che contano sono piccoli.

Questa motivazione chiarisce la ragione per cui negli ultimi anni sono nati nuovi esperimenti, quali BaBar e BELLE, dedicati espressamente alla violazione di $\mathcal{CP}$ nel sistema dei mesoni B , le cui masse e vita medie sono riportate in tabella 1.1 [13].

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

Mesone	Tipo	m(MeV)	τ (10^{-12} s)
Bottom Meson $B = \pm 1$	$B_u^+ u\bar{b}$	5279.0 ± 0.5	1.653 ± 0.028
	$B_u^- \bar{u}b$		
	$B_d^0 d\bar{b}$	5279.4 ± 0.5	1.548 ± 0.032
	$\bar{B}_d^0 \bar{d}b$		
Bottom Strange Meson $B = \pm 1$ $S = \pm 1$	$B_s^0 s\bar{b}$	5369.6 ± 2.4	1.493 ± 0.062
	$\bar{B}_s^0 \bar{s}b$		
Bottom Charm $B = C = \pm 1$	$B_c^+ c\bar{b}$	$(6.4 \pm 0.4) 10^3$	0.46 ± 0.18
	$B_c^- \bar{c}b$		

Tabella 1.1: Classificazione dei mesoni B, stati legati $q\bar{q}$ contenente il quark b.

1.3 Il sistema dei mesoni B e la matrice CKM

I due triangoli di unitarietà rilevanti per la fisica dei mesoni B, descritti dalle relazioni 1.1, possono degenerare l'uno nell'altro se il termine δV_{CKM} è trascurabile.

In questo modo il triangolo di unitarietà è descritto dalla prima relazione di 1.1 ed è mostrato in figura 1.3. Si può notare come gli angoli e i lati di questo triangolo siano correlati a precisi decadimenti o oscillazione dei mesoni B.

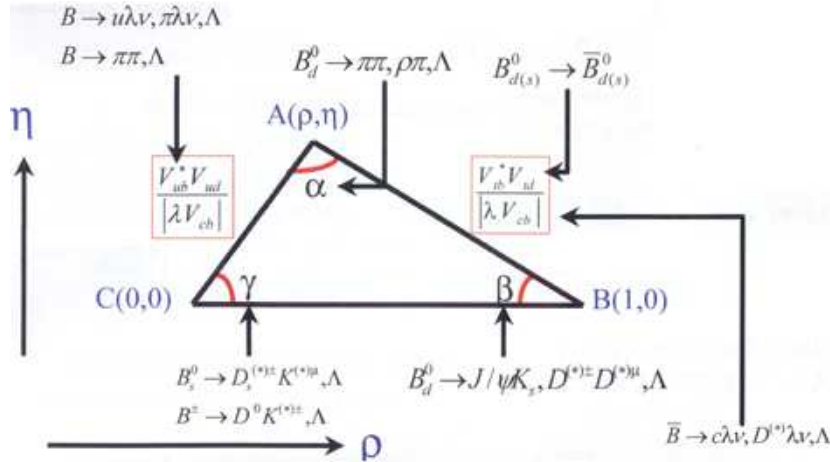


Figura 1.3: Rappresentazione del triangolo di unitarietà nell'approssimazione di δV_{CKM} trascurabile.

Senza entrare nei dettagli teorici dei vari modi di osservare la violazione di $\mathcal{CP}$ nei decadimenti dei mesoni B [14], è interessante descrivere quali siano a tutt'oggi le informazioni

ricavate dai vari esperimenti e quali informazioni manchino.

Va sottolineato prima di tutto che il valore degli angoli può essere valutato con due differenti metodi: in maniera indiretta dalla misura dei lati del triangolo oppure in maniera diretta dalle asimmetrie di $\mathcal{CP}$ ⁴. Se il valore degli angoli estratti con questi due metodi sono in disaccordo significa che vi è una nuova fisica oltre il Modello Standard.

In tabella 1.2 sono mostrati i parametri del triangolo di unitarietà, con i relativi decadimenti, noti attualmente.

Triangolo di unitarietà	Processo	Esperimento
β	$B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_S^0$	BaBar-BELLE
lato opposto a β	$B \rightarrow \pi\pi, \pi l \nu, \Lambda$	significativi errori teorici
α	$B_d^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\pi$	BaBar (statistica limitata)
γ	$B_s^0 \rightarrow D_s^{*\pm} K^*, \Lambda$	-
lato opposto a γ	Oscillazione $B_s^0 - \bar{B}_s^0$	LEP-CDF
$\delta\gamma$	$B_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$	-
$\beta + \gamma$	$B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	-
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_s^0 \rightarrow D^\pm K^\mp$	-

Tabella 1.2: Parametri noti del triangolo di unitarietà con relativi decadimenti.

Al momento gli unici esperimenti che hanno dato delle informazioni importanti su alcuni parametri del triangolo di unitarietà sono BaBar e BELLE, che sono degli esperimenti costruiti su *collider* e^+e^- all'energia della $\Upsilon(4S)$ (~ 10 GeV). A questa energia la $\Upsilon(4S)$ decade principalmente in $B\bar{B}$ di modo il canale di decadimento è un canale pulito, cioè il rapporto segnale/*background* è elevato. Il numero di coppie prodotte per anno è di $\sim 10^7$ ed è diviso in maniera uguale tra i mesoni neutri, $B_d^0 \bar{B}_d^0$, e mesoni carichi, $B^+ B^-$.

In un periodo di circa tre anni gli esperimenti di Babar e BELLE hanno misurato l'angolo β , tramite il decadimento di $B_d^0 \rightarrow j/\Psi K_S$, con una elevata precisione [15]:

$$\sin(2\beta) = 0.741 \pm 0.067(stat.) \pm 0.034(sist.)$$

Attualmente la misura dell'angolo α , dato dai decadimenti $B_d^0 \rightarrow \pi\pi, \rho\pi$, è limitata dalla statistica poiché il numero di eventi disponibili è estremamente basso (~ 150 eventi all'anno)

⁴Il processo di violazione di $\mathcal{CP}$ che si va a considerare è quello di decadimento con e senza mescolamento in quanto si ha una maggiore statistica e una minore incertezza teorica [14].

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

e quindi privo di significato:

$$\sin(2\alpha) = -0.01 \pm 0.37(stat) \pm 0.07$$

Si noti che all'energia del centro di massa degli esperimenti non è possibile produrre dei mesoni neutri più pesanti quali i B_s^0 .

Il vantaggio degli esperimenti su macchine e^+e^- è di avere un buon rapporto segnale *background* ($\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_{hadr} \simeq 0.22$), ma in assoluto la statistica risulta essere limitata ($10^7 B\bar{B}$ /anno) [14]. In aggiunta, ai *collider* e^+e^- non possono essere studiati i B_s^0 che giocano un ruolo importante nella determinazione di alcuni dei parametri del triangolo di unitarietà (angolo γ , lato opposto all'angolo γ e l'angolo $\delta\gamma$ se non viene trascurata δV_{CKM}).

Una situazione completamente diversa si verifica nei vari esperimenti ad LHC, quali ATLAS, CMS e LHCb che verranno installati sul fascio adronico $p-p$ di elevata energia del centro di massa (~ 14 TeV). In particolare per l'esperimento LHCb la sezione d'urto $b\bar{b}$ risulta particolarmente elevata ($\sim 500\mu\text{b}$) e quindi verrà prodotto un elevato numero di coppie $b\bar{b}$ per anno ($\sim 10^{12}$). Inoltre sarà anche possibile produrre i mesoni neutri B_s^0 ed osservarne le oscillazioni.

Nella tabella 1.3 sono riassunti i vantaggi e gli svantaggi dei due diversi approcci alla fisica del B .

	LHCb	Babar
Fascio	$p-p$	e^+e^-
Energia del CM	14 TeV	10.6 GeV
Luminosità	$10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$3 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Sezione d'urto $b\bar{b}$ ($\sigma_{b\bar{b}}$)	$500\mu\text{b}$	1.1 nb
Rapporto $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_A$	6×10^{-3}	0.22
Numero $b\bar{b}$ /anno	1×10^{12}	3×10^7
Vantaggi	Produzione di B_s^0 Elevata Statistica	Elevato rapp. segnale/ <i>background</i> Bassa <i>rate</i> di interazione (10 Hz)
Svantaggi	Elevata molteplicità eventi Difficoltà nel <i>triggering</i> Elevata <i>rate</i> di interazione (40 MHz)	Statistica limitata Non produzione di B_s^0

Tabella 1.3: Vantaggi e svantaggi dei due diversi approcci alla fisica dei B

1.4 L'esperimento LHCb

Rispetto ad acceleratori adronci esistenti o in costruzione (Tab. 1.4), LHC rappresenta la più abbondante sorgente di mesoni B grazie alla grande sezione d'urto per la produzione di coppie $b\bar{b}$ e all'alta luminosità.

	LHC	Tevatron
Fascio	$p-p$	$p-\bar{p}$
Energia del 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 due collisioni	25 ns	132 ns
Circonferenza	26.8 km	6.28 km
Sezione d'urto anelastica (σ_A)	80 mb	50 mb
Sezione d'urto $b\bar{b}$ ($\sigma_{b\bar{b}}$)	$500 \mu\text{b}$	$100 \mu\text{b}$
Rapporto $\sigma_{b\bar{b}}/\sigma_A$	6×10^{-3}	2×10^{-3}

Tabella 1.4: Caratteristiche principali di LHC a confronto con quelle del Tevatron

L'esperimento LHCb, progettato per utilizzare il gran numero di adroni-b prodotti da LHC ed effettuare studi di precisione sulla violazione di $\mathcal{CP}$ e sui decadimenti rari nei sistemi dei mesoni B, si propone l'analisi:

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

LHCb opererà ad una luminosità di $\sim 2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, cioè circa 100 volte minore di quella nominale di LHC, con il vantaggio di avere un basso numero di canali fisici accesi (*occupancy*) nel rivelatore, di ridurre il danno da radiazione e di diminuire il numero di eventi dominati da interazioni multiple pp .

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 come mostrato in tabella 1.5 [16].

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

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

Tabella 1.5: Numero di eventi ricostruiti *offline*, previsto per un anno di presa dati (10^7 s), per alcuni canali di decadimento, ad una luminosità di $\sim 2 \times 10^{32}$.

La tabella 1.6 mostra invece la precisione prevista per gli angoli dei triangoli di unitarietà.

Parametro	Decadimento	σ (1 anno)
β	$B_d^0 \text{ e } \overline{B}_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s$	0.01
$\gamma - 2\delta\gamma$	$B_s^0 \text{ e } \overline{B}_s^0 \rightarrow D^\pm K^\mp$	0.05-0.28
γ	$B_d^0 \rightarrow \overline{D}^0 K^{*0}, D^0 K^{*0}, D_1 K^{*0} \text{ e } \overline{B}_d^0 \rightarrow \overline{D}^0 \overline{K}^{*0}, D^0 \overline{K}^{*0}, D^0 \overline{K}^{*0}$	0.07-0.31
$\delta\gamma$	$B_s^0 \text{ e } \overline{B}_s^0 \rightarrow J/\Psi \phi$	0.01

Tabella 1.6: Precisione prevista per la misura degli angoli dei triangoli di unitarietà per l'esperimento LHCb in un anno di funzionamento.

LHCb sarà dotato di un *trigger* ad alte prestazioni e ottimizzato per selezionare efficientemente gli eventi di decadimento dei mesoni B.

L'apparato potrà ricostruire i vertici di decadimento dei mesoni B con un'alta risoluzione e fornire un'eccellente identificazione delle particelle cariche.

1.4.1 Layout generale del rivelatore

LHCb è uno spettrometro a braccio singolo con 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 esso il piano $[x,y]$ su cui si definisce la coordinata r , distanza dall'origine, e l'angolo azimutale ϕ . L'angolo rispetto all'asse z è chiamato angolo polare θ .

Si definisce la *pseudo rapidità* η :

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

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 all'incirca con la stessa *pseudo rapidità*, ossia lo stesso angolo polare.

Recentemente il disegno iniziale dello spettrometro è stato modificato per ridurre il *material-budget* troppo elevato di alcuni suoi componenti, ed alcuni suoi dettagli sono ancora da definire.

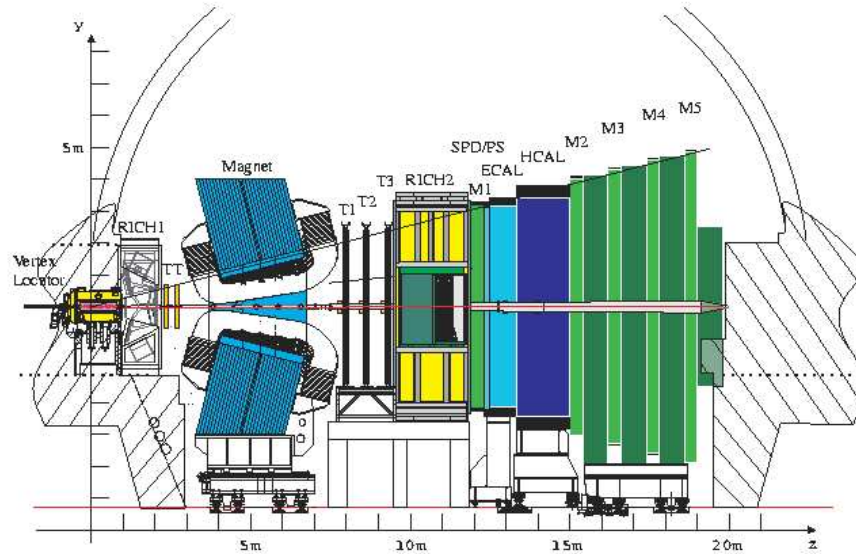


Figura 1.4: Lo spettrometro di LHCb visto di lato, piano perpendicolare a quello di curvatura del fascio $[yz]$

In figura 1.4 è mostrato il nuovo schema del rivelatore, definito *LHCb-light*, allo stato attuale di queste modifiche. Esso sarà costituito da:

- un rivelatore di vertice e un contatore di vertici primari (*pile-up veto counter*);

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

- un sistema di tracciamento;
- due rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*);
- un sistema di calorimetri;
- un rivelatore di muoni.

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

1.4.2 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 un alto impulso trasverso (p_T) dei prodotti di decadimento e presenza di vertici secondari.

Principalmente il sistema di rivelazione di vertice dovrà ricostruire sia la posizione del vertice primario che quella dei vertici secondari di decadimento degli adroni b , rivelando le tracce non originate dal vertice primario. Il sistema di rivelazione di vertice è costituito da un rivelatore di vertice al silicio (VELO) e da un *pile-up counter* (VETO).

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 *minimus bias*, che vengono selezionati dal *trigger* di Livello-0.

Il rivelatore VELO [17] consiste in 25 stazioni ($-17.5 \text{ cm} < z < 75 \text{ cm}$) ognuna costituita da due dischi di rivelatori al silicio, rispettivamente a *strip* circolari e radiali disposti parallelamente al fascio (Fig. 1.5), che copriranno l'intera accettazione dello spettrometro.

Per quel che concerne la risoluzione spaziale si hanno le seguenti caratteristiche:

- la risoluzione spaziale 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 $\sim 20 \mu\text{m}$;

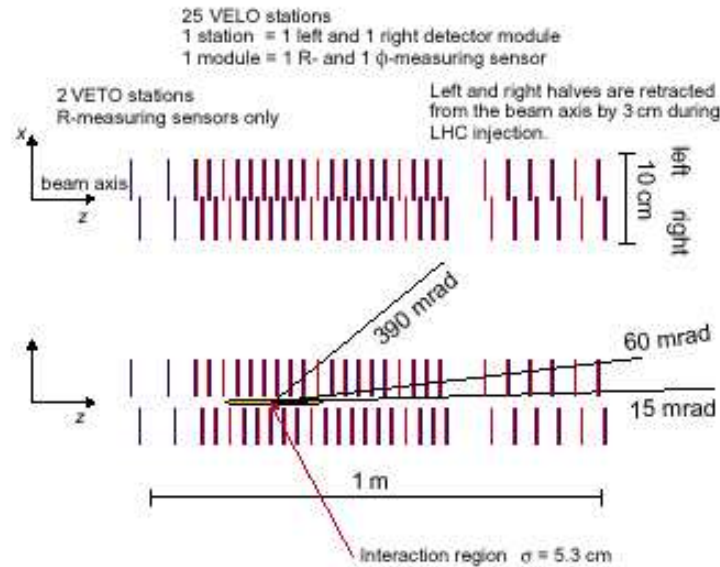


Figura 1.5: *Layout* del rivelatore di vertice lungo l'asse del fascio. Sopra: Disposizione delle stazioni VELO e del VETO visto dall'alto. Sotto: *cross section* a $x=0$. Le tre linee indicano rispettivamente la copertura angolare massima e minima del VELO e l'angolo medio delle tracce di *minimum bias*.

- 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 LHCb per collimare il fascio nella fase di iniezione. Durante questa fase la meccanica del rivelatore verrà allontanata di 3 cm. Infatti il rivelatore VELO è costituito da due metà che possono essere spostate verticalmente.

Il *pile-up counter* (VETO) rappresenta 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 *strip* circolari disposti a monte del punto di interazione nominale, dalla parte opposta allo spettrometro (Fig. 1.5). 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.

1.4.3 Il sistema di tracciamento

Il sistema di tracciamento, provvede a ricostruire le tracce delle particelle cariche ed a ricavarne il modulo dell'impulso (misurando il raggio di curvatura dovuto ad un campo dipolare) ed a 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 [18] è composto da una stazione (TT) tra il primo RICH e il magnete, e altre tre (T1-T3) comprese tra il magnete ed 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 tecnologia dell'*Inner Tracker* sarà costituita da *microstrip* di silicio che permetterà di sopportare flussi maggiori di 3.5 MHz/cm^2 . La risoluzione spaziale del singolo *hit* è di $\sim 15 \mu\text{m}$. Anche il tracciatore esterno della prima stazione (TT) è realizzato in silicio.

Nelle altre stazioni, dove il flusso di particelle è inferiore ($\sim 1.4 \text{ MHz/cm}^2$), è possibile l'utilizzo di *straw tubes*, meno costosi. Ciascuna stazione sarà equipaggiata con moduli costituiti da due strati di tubi sfasati tra loro. La risoluzione spaziale per punto è di $200 \mu\text{m}$.

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 nel seguente modo:

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

dove $A_{ms}^2 = 3.84 \times 10^{-3}$ e 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 GeV/c è $\delta p/p = 39\%$. La risoluzione di massa invariante dipende dalla risoluzione dell'impulso, e dagli studi di simulazione si ha ad esempio che $\sigma = 21.8 \text{ MeV}$ per $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

1.4.4 I rivelatori RICH

Il sistema dei rivelatori RICH (*Ring Imaging Cherenkov*) ha il compito di identificare le particelle cariche il cui impulso è compreso tra 1 e 150 GeV/c , all'interno di una accettazione

angolare di 10-330 mrad.

L'identificazione delle particelle è un punto fondamentale per ridurre il fondo nella selezione dello stato finale, riuscendo a distinguere tra kaoni e pioni [19].

Il sistema è costituito da due RICH e mostrato in figura 1.6: il RICH1, immediatamente dopo il rivelatore di vertice, contiene due tipi di radiatori: un *aerogel* di silicio e la miscela di gas C_4F_{10} , per rivelare le tracce a basso impulso, con una accettazione 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'accettazione ridotta a 10-120 mrad in x e 10-100 mrad in y raccoglie gran parte delle tracce a più alto impulso.

In tabella 1.7 sono mostrate le principali caratteristiche dei due RICH.

	Aerogel	C_4F_{10}	CF_4
Indice di rifrazione n	1.03	1.0014	1.0005
θ^{Max}	242	53	32
Soglia π (Gev/c)	0.6	2.6	4.4
Soglia K (Gev/c)	2.0	9.3	15.6

Tabella 1.7: Principali caratteristiche dei rivelatori RICH.

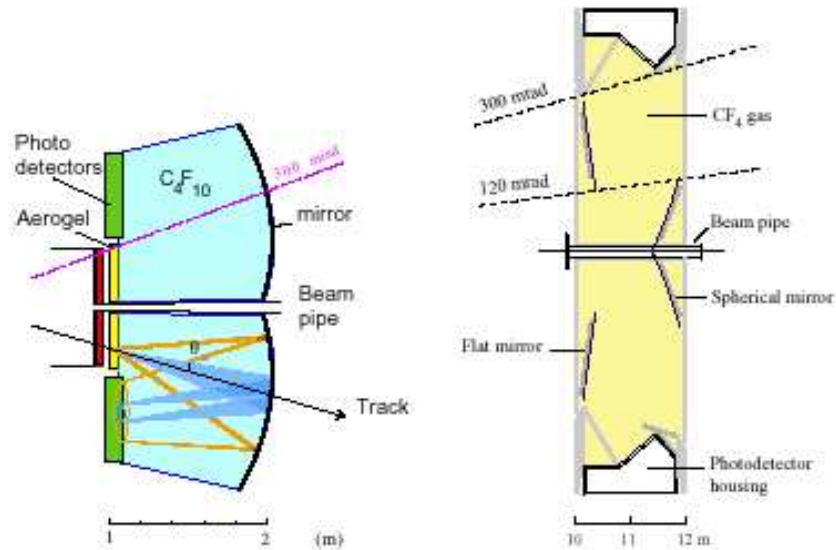


Figura 1.6: Schema dei RICH: RICH1 (a sinistra) e RICH2 (a destra). Viene mostrata la focalizzazione dei fotoni Cherenkov dovuti al passaggio di una traccia.

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

Questi rivelatori utilizzano la radiazione emessa per effetto Cherenkov da una particella che attraversa un materiale ad una velocità $\beta = v/c$ maggiore di quella della luce nello stesso mezzo:

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

dove n è l'indice di rifrazione del mezzo attraversato e θ 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 fotoelettroni è ancora in studio, ma come soluzione di base si utilizzano dei fotodiodi ibridi a *pixel* di silicio (HPD).

Misurando θ si può risalire alla velocità della particella che ha attraversato il radiatore; conoscendo l'impulso si ha la sua identificazione. La tabella 1.8 mostra i risultati della ricostruzione effettuata dai due RICH combinati per 500 eventi simulati di B_d^0 . In tabella sono indicate l'efficienza ϵ , che rappresenta la frazione di particelle di un dato tipo identificate correttamente, e la purezza P , che rappresenta la frazione delle tracce identificate come particelle di un dato tipo che corrispondono realmente a quel tipo.

Particelle reali							
Particelle ricostruite	e	μ	π	K	p	X	Purezza P
e	62233	7	328				0.95
μ	8	224	554			31	0.27
π	5	10	13114		1	8	0.99
K		1	39	1083		11	0.96
p	1		4	1	427	1	0.98
X	3	8	197	27		3990	0.94
Efficienza ϵ	0.99	0.90	0.92	0.97	1.00	0.99	

Tabella 1.8: Risultati della ricostruzione data dai due RICH combinati per 500 eventi di B_d^0 ; X rappresenta le tracce sotto soglia nei radiatori.

1.4.5 I calorimetri

La funzione principale dei calorimetri è quello di provvedere all'identificazione di adroni, elettroni e fotoni, misurandone l'energia e la posizione. Questi dati vengono utilizzati dal *trigger* di Livello-0 [20].

Il sistema dei calorimetri è costituito da un calorimetro elettromagnetico (ECAL), muni-

to di un *preshower* cioè un rivelatore ad elevata granularità, e da un calorimetro adronico (HCAL). Per entrambi i calorimetri si utilizza una struttura a campionamento (*sampling*). L'accettanza polare parte da 30 mrad, come compromesso tra prestazioni, costi e dosi di radiazione.

Il calorimetro elettromagnetico identifica gli elettroni, i fotoni e i π^0 tramite la misura dell'energia. La sezione frontale del calorimetro è stata divisa in 3 settori con celle di dimensioni differenti (Fig. 1.7). Alternando piani di piombo di 2 mm, a piani di scintillatori, spessi 4 mm, si ottiene una risoluzione in energia che può essere espressa dalla somma in quadratura di due termini:

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

dove il primo termine è correlato alle fluttuazioni di *sampling* e che è dominante per basse energie, mentre il secondo è dovuto al non perfetto contenimento degli sciame e alla calibrazione.

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

Per entrambi la lettura viene effettuata con fototubi attraverso fibre a spostamento di lunghezza d'onda.

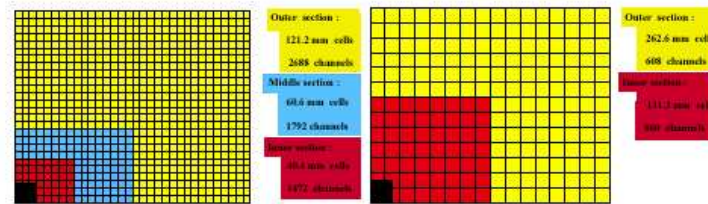


Figura 1.7: A sinistra: segmentazione laterale di ECAL. A destra: segmentazione laterale di HCAL. È mostrato, per entrambi, solo un quarto della faccia laterale.

Il calorimetro adronico provvede al riconoscimento degli adroni attraverso una misura dell'energia. Date le dimensioni degli sciame adronici, le celle di HCAL sono scelte più grandi di quelle di ECAL con due soli settori di celle per la segmentazione frontale (Fig. 1.7).

Capitolo 1. Violazione di $\mathcal{CP}$ nei mesoni B e l'esperimento LHCb

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

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

$$\sigma(E)/E = \frac{80\%}{\sqrt{E}} + 1.5\%$$

1.4.6 Rivelatore dei muoni

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

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

Inoltre i muoni derivanti da decadimenti semileptonici dei B vengono utilizzati per l'identificazione dello stato iniziale di sapore relativo al mesone B neutro. Il rivelatore dei muoni ha la funzione di rivelare i muoni, associandoli senza ambiguità ad ogni *bunch crossing* (il che implica che per l'efficienza si consideri una finestra di soli 20 ns), e fornire una stima dell'impulso trasverso, p_T , dei muoni presenti nell'evento, effettuata dal *trigger* dei muoni di Livello-0.

Il rivelatore dei muoni è costituito da 5 stazioni poste lungo l'asse del fascio. 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 *preshower*, 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. Questa posizione impone che il materiale della zona sensibile, di cui sarà costituita M1, abbia una lunghezza di radiazione non superiore al 10% di 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. Uno schermo ulteriore di ferro, spesso 400 mm, è posto oltre l'ultima stazione per proteggerla da eventuali radiazioni emesse dalla caverna.

Il rivelatore dei muoni è caratterizzato da un accettazione angolare interna ed esterna, relativa al piano *bending* (non *bending*), pari a 20 (16) mrad e 306 (258) mrad. In questo modo si assicura una accettazione geometrica pari al 20% per muoni derivanti dai decadimenti degli adroni-*b* [21].

La scelta delle differenti tecnologie da utilizzare nel sistema di rivelazione dei muoni dipende strettamente dal flusso di particelle (*rate*) nelle varie regioni. 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. In tabella 1.9 è riportato il valore della *rate* stimata per ciascuna regione.

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

Tabella 1.9: Valore della *rate* stimata per ciascuna regione, considerando la luminosità di picco dell'acceleratore.

Questo requisito determina in maniera decisiva la scelta della tecnologia da applicare nella stazione dei muoni.

Oltre a questo si deve tenere conto di ulteriori requisiti:

- **Risoluzione temporale:** il sistema a muoni dovrà provvedere all'identificazione dei muoni relativi a ciascuno incrocio dei fasci *p-p* (*bunch crossing*), che in base alle caratteristiche costruttive di LHC è di 25 ns. Questo implica una richiesta per l'efficienza temporale di rivelazione superiore al 96% in una finestra temporale di 20 ns, per due piani indipendenti di rivelatori, cioè posti in *OR*;
- **Risoluzione spaziale:** una traccia attraversando una stazione può provocare l'accensione di più *pad* (*cluster size*). Questo effetto dipende dall'angolo medio con cui avviene l'incrocio tra i fasci *p-p*, dalla dimensione fisica delle *pad* e da effetti correlati all'elettronica di lettura e capacitivi tra le *pad* (*cross talk*). La *cluster size* richiesta varierà, tra la regione interna e quella esterna del sistema dei muoni, rispettivamente tra 1.3 e 1.1 (nella regione M1R1 sarà 1.2);
- **Effetti di invecchiamento (*Aging*):** sotto irraggiamento a lungo termine il materiale che costituisce le camere e la miscela di gas utilizzata non devono alterare le prestazioni del rivelatore. Questa richiesta implica un corretto funzionamento della camera per almeno dieci anni di LHCb.

La superficie totale del rivelatore dei muoni sarà di 435 m² e, ad eccezione della regione centrale (R1) della prima stazione (M1), sarà strumentata con camere a multifilo (MWPC, *Multi Wire Proportional Chamber*), di diverso modello a seconda della regione.

Nella parte centrale della stazione M1, il valore della *rate*, compreso tra 200÷500 kHz/cm², è troppo elevato perché sia possibile utilizzare delle camere a multifilo. È stato pertanto proposto di strumentare questa regione con i rivelatori a tripla GEM (*Gas Electron Multiplier*), la cui discussione sarà oggetto di questa tesi.

Nel capitolo 3 vengono descritti in particolare i parametri da cui dipendono la stabilità di funzionamento e le prestazioni temporali di questo tipo di rivelatore, mentre nel capitolo 4 sono mostrate diverse misure effettuate su di esso. In particolare si vedrà che tali misure rispondono in modo completo ed esauriente alle richieste delle regioni M1R1.

1.4.7 Il trigger di LHCb

Gli eventi con mesoni B possono essere distinti dalle altre interazioni anelastiche p-p grazie alla presenza di un solo vertice secondario e con particelle prodotte di alto impulso trasverso come mostrato in figura 1.8.

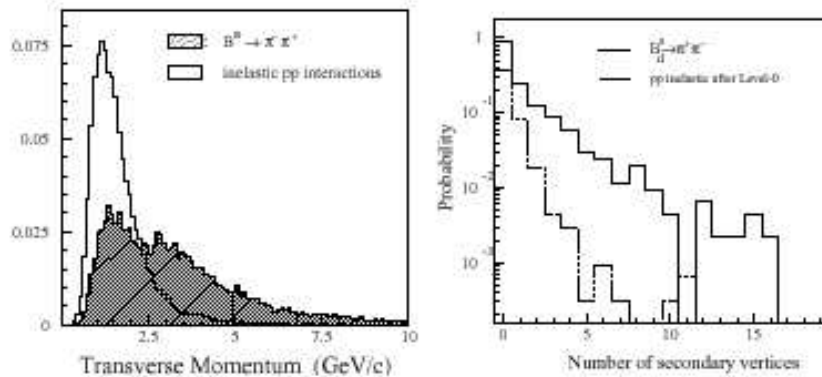


Figura 1.8: a sinistra: distribuzione di p_T per adroni carichi, per eventi a pp inelastici e per decadimenti $B_d^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. A destra: un numero di vertici secondari ricostruiti nel *trigger* di Livello-1

Il *trigger* rappresenta la chiave del problema per lo studio dei mesoni B ad LHC. Un accurata strategia di *trigger* è necessaria per estrarre interessanti informazioni dalle collisioni anelastiche e la strategia utilizzata per esempio da ATLAS risulta differente da quella usata da LHCb, dove il *trigger* è completamente dedicato al decadimento dei mesoni B. Per motivi

di ottimizzazione tutti gli esperimenti ad LHC utilizzano un sistema di *trigger* a più livelli. In particolare in LHCb il *trigger* è composto da 4 livelli.

Il primo livello di *trigger*, chiamato livello-0, lavora a 40 MHz (pari alla frequenza di *bunch crossing*, ed una *rate* di uscita di 1 MHz. Questo livello di *trigger* si basa sull'identificazione dei singoli leptoni, adroni e fotoni con alto impulso trasverso ($\sim 5 \text{ GeV}/c$) nei calorimetri e nella camera a muoni ed è congiunto con il contatore di vertici VETO in modo da scartare eventi che provengono da più di una interazione p-p.

Il secondo livello, Livello-1, ha una *rate* di ingresso pari a 1MHz ed usa le informazioni provenienti dal rivelatore di vertice VELO che seleziona gli eventi aventi uno o più vertici secondari. In questo modo viene fornita una alta efficienza su tutti i modi di decadimenti dei mesoni B. Utilizzando, inoltre, le informazioni delle tracce ricostruite attraverso il *trigger* di livello-0, è possibile rigettare gli eventi le cui tracce sono prodotte da più vertici secondari. Gli eventi selezionati vengono passati al livello successivo con una *rate* di 40 kHz.

Il livello-2 seleziona ulteriormente il numero degli eventi utilizzando le informazioni sull'impulso ricavate dal sistema di tracciamento. Difatti vengono scartati gli eventi con vertici secondari falsi causati principalmente da particelle a basso impulso. La *rate* di uscita di questo livello è di 5 kHz.

L'ultimo livello seleziona gli eventi combinando le informazioni di tutti i rivelatori e li associa a precisi canali di decadimento. I dati in uscita da questo livello vengono registrati su nastro ad una frequenza di 200 Hz.

In particolare nella camera dei muoni, un μ , per essere selezionato dal *trigger* deve presentare un *hit* in ciascuno delle 5 stazioni, con una soglia minima per il suo impulso pari a $5 \text{ GeV}/c$. Per ogni *hit* in una *pad* logica di M3, vengono creati gli *hits* corrispondenti in M2, M4 e M5, lungo una linea proiettata fino alla regione di interazione (Fig. 1.9). Trovati gli *hits* nelle quattro stazioni, si seleziona per M1 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 impulso trasverso del *trigger*. Una volta che la ricostruzione della traccia è completata, si valuta l'impulso trasverso, considerando al massimo due muoni a processo, attraverso gli *hits* delle tracce di M1 e M2.

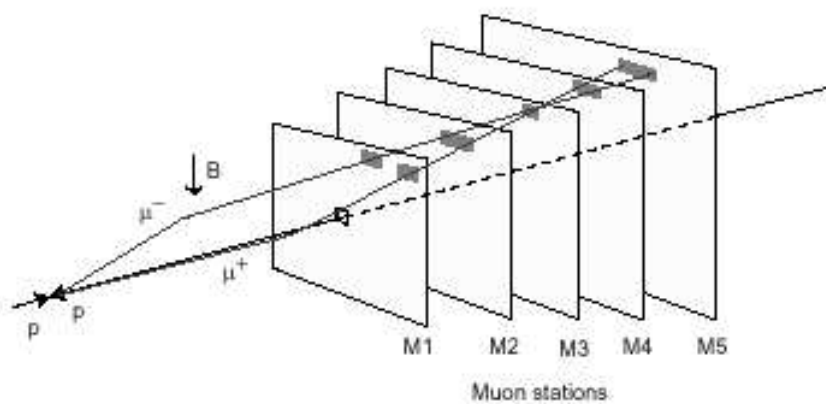


Figura 1.9: Rivelazione di una traccia attraverso il *trigger* dei muoni. In questo esempio μ^+ e μ^- accendono in M3 la stessa *pad* logica

Capitolo 2

Rivelatori a gas

Il funzionamento di qualunque rivelatore di particelle si basa sui processi di interazione della radiazione da rivelare con i materiali del rivelatore stesso.

A questo proposito la radiazione può essere classificata in due categorie, a seconda se essa sia costituita o meno da particelle cariche. Una particella carica può infatti interagire per mezzo della forza coulombiana, tipicamente con gli elettroni degli atomi che compongono il materiale, rilasciando una parte della sua energia e proseguendo il suo cammino. Una particella elettricamente neutra invece deve necessariamente subire una conversione in una particella carica, la quale a sua volta interagisce elettromagneticamente.

In questo capitolo si porrà l'attenzione sulla perdita di energia per ionizzazione delle particelle cariche, fenomeno alla base del funzionamento dei rivelatori a gas.

Quindi verranno descritte le principali caratteristiche delle camere a fili, esempi eccellenti di rivelatori a gas che hanno scritto ed ancora oggi scrivono la storia della fisica delle particelle.

Infine si parlerà della famiglia di rivelatori a gas denominata *micro-pattern detectors*, di cui fa parte il rivelatore a tripla GEM oggetto della mia tesi, spiegando le esigenze che hanno portato al loro sviluppo, i loro pregi e le loro limitazioni, senza andare troppo nei dettagli delle singole varianti.

2.1 Perdita di energia per ionizzazione

Una particella carica perde energia a causa degli urti anelastici con le molecole del mezzo che attraversa, che ne provocano l'eccitazione o la ionizzazione. Altri processi elettromagnetici, quali radiazione di frenamento (*bremsstrahlung*), Cerenkov e radiazione di transizione, sono trascurabili in mezzi poco densi come i gas.

La ben nota formula di Bethe-Bloch [22] descrive l'energia media persa per unità di percorso nel materiale:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = -k\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left\{ -\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_M}{I^2} - 2\beta^2 - \delta \right\} \quad (2.1)$$

$$k = 0.154 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$$

m_e : massa dell'elettrone

δ : correzione di densità ¹

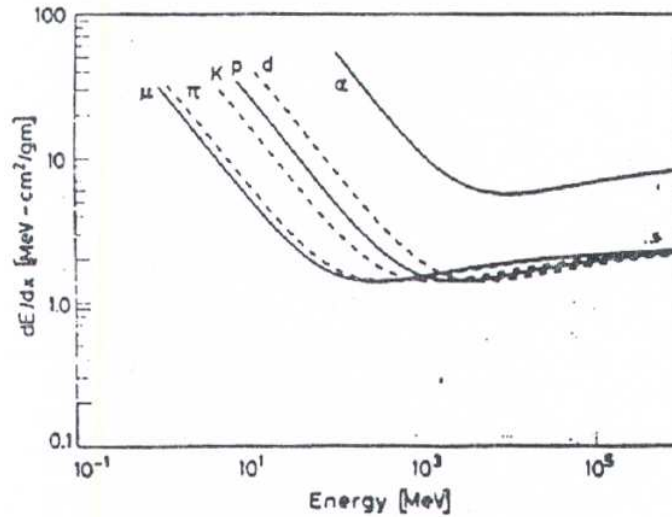


Figura 2.1: Energia persa per unità di lunghezza, per differenti particelle in funzione della loro energia [22]

Essa dipende dalla densità ρ del materiale attraversato, dal numero atomico Z e del numero di massa A degli atomi che lo compongono, e dal potenziale I di ionizzazione efficace;

¹importante soprattutto ad alte energie; esistono altre correzioni per altri regimi che qui sono state omesse

dipende invece dalla particella incidente attraverso la sua carica z e attraverso parametri cinematici quali la velocità β , il fattore di Lorentz γ , e la massima energia trasferibile in un singolo urto E_M .

In effetti si può notare (fig. 2.1) che l'andamento in funzione dell'energia cinetica della particella incidente è molto simile per particelle con la stessa carica elettrica: a velocità non relativistiche decresce fino a raggiungere, a una velocità di $0,96c$, un minimo, detto *minimo di ionizzazione*, di ugual valore per le particelle con la stessa carica; anche a velocità maggiori, particelle di carica uguale presentano la stessa risalita che tende ad un valore asintotico dettato dalla correzione di densità.

Nel caso le particelle incidenti siano elettroni (o positroni) la (2.1) deve essere corretta per tenere conto della loro piccola massa e dell'indistinguibilità nei confronti di quelli atomici. Inoltre non è affatto trascurabile l'energia persa per *bremsstrahlung*, che anzi risulta essere maggiore della perdita per ionizzazione già ad energie cinetiche di alcune decine di MeV, per materiali a bassa lunghezza di radiazione ² (X_0).

Finora si è discusso dell'energia persa in media, ma nelle singole collisioni essa è soggetta a fluttuazioni. Inoltre è sempre possibile che un elettrone prodotto dalla ionizzazione abbia energia sufficiente a ionizzare egli stesso una nuova molecola: questi elettroni, denominati *raggi δ* , fanno sì che la distribuzione sia asimmetrica, come si osserva in figura 2.2.

²Anche in questo caso il *bremsstrahlung* non comporta problemi per i mezzi gassosi, che hanno lunghezze di radiazione dell'ordine dei centinaia di metri o dei chilometri, ma si deve notare che i rivelatori contengono anche elementi solidi, se non altro per contenere il gas!

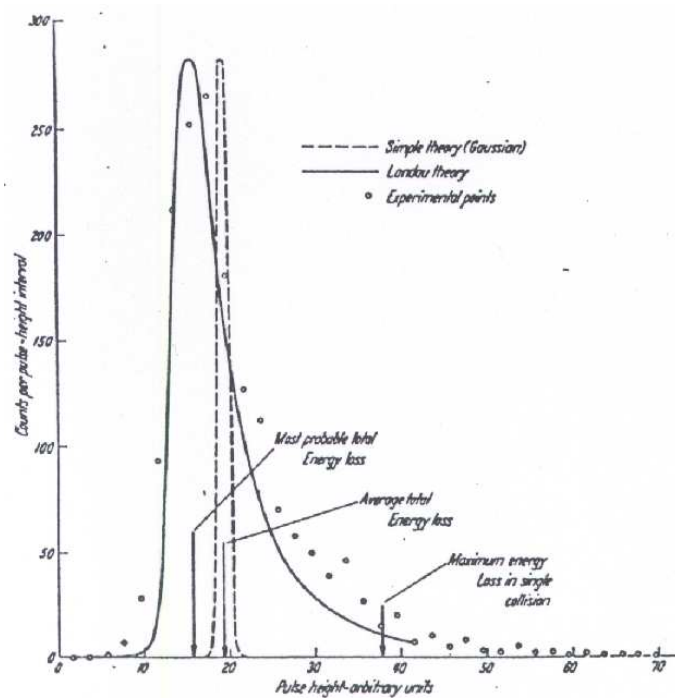


Figura 2.2: Distribuzione dell'energia persa confrontata con la distribuzione gaussiana e quella di Landau, per una miscela di Ar/CO_2 [23]

2.2 Ionizzazione primaria e secondaria

Le coppie ione-elettrone prodotte soltanto dalla particella incidente costituiscono la *ionizzazione primaria*, e il numero prodotto segue la distribuzione di Poisson, in quanto ogni ionizzazione è indipendente dall'altra.

Quindi la probabilità di avere k coppie per unità di lunghezza, nel caso in cui il numero medio sia n_P , è dato da:

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

Mediante la (2.2) è possibile definire l'efficienza di un rivelatore ideale. Difatti l'inefficienza di un tale rivelatore è pari alla probabilità che non si formi nessuna coppia elettrone-ione (cioè $P_0^{n_P} = e^{-n_P}$), da cui:

$$\epsilon_{eff} = 1 - P_0^{n_P} = 1 - e^{-n_P}$$

Per esempio per una miscela di Ar/CO₂ (70/30) il numero di coppie primarie in uno spessore di 3 mm è ~ 10 e di conseguenza l'efficienza intrinseca risulta ben al di sopra del 99.9%.

I raggi δ sono responsabili dei processi di ionizzazione secondari. Essi vengono preferibilmente emessi in direzione perpendicolare alla traccia incidente, e possono viaggiare in un gas per alcune centinaia di micron, costituendo pertanto un limite intrinseco alla risoluzione spaziale di un rivelatore a gas.

Il numero totale di coppie n_T risultante dai processi di ionizzazione primaria e secondaria è proporzionale all'energia persa dalla particella incidente:

$$n_T \equiv \frac{\Delta E}{W_i}$$

dove ΔE è l'energia totale rilasciata nel volume di gas dalla particella incidente mentre W_i è l'energia media efficace necessaria a produrre una coppia elettrone-ione.

In tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche di alcuni gas generalmente impiegati nei rivelatori [23]. Nel caso di miscele gassose è possibile valutare i valori di n_P e n_T tramite le seguenti relazioni:

$$n_P = \sum_i p_i n_{P_i}, \quad n_T = \sum_i p_i n_{T_i}$$

dove p_i rappresenta la percentuale del gas i -esimo nella miscela di gas.

Si definisce con il termine *cluster* indistintamente sia un singolo elettrone prodotto dalla ionizzazione primaria che l'insieme degli elettroni prodotti dai raggi δ in un intorno di qualche centinaio di micron dal punto in cui è avvenuta la prima ionizzazione [23].

Capitolo 2. Rivelatori a gas

Gas	Z	I_0 (eV)	W_i (eV)	dE/dx (keV/cm)	n_p (i.p./cm)	n_T (i.p./cm)
H ₂	2	15.4	37	0.34	5.2	9.2
He	2	24.6	41	0.32	5.9	7.8
Ar	18	15.8	26	2.44	29.4	94
Kr	36	14.0	24	4.60	(22)	192
Xe	54	12.1	22	6.76	44	307
CO ₂	22	13.7	33	3.01	(34)	91
C ₄ H ₁₀	34	10.8	23	4.50	(46)	195

Tabella 2.1: Proprietà di alcuni gas utilizzati tipicamente nei rivelatori a gas [23]

2.3 Diffusione e deriva

In assenza di campo elettrico, gli elettroni e gli ioni prodotti dalla particella incidente nel gas sono soggetti solo ad un moto di diffusione, dovuto essenzialmente all'agitazione termica. La diffusione spaziale in un gas è di tipo gaussiano sia per gli elettroni che per gli ioni:

$$\frac{dN}{dx} = \frac{N_0}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}$$

dove N_0 è il numero totale degli ioni (o elettroni) all'istante iniziale, x è la distanza dall'origine, e D il coefficiente di diffusione, associato al libero cammino medio λ della particella e alla sua velocità, tramite la relazione:

$$D = \frac{1}{3}\lambda v$$

Le velocità tipiche degli ioni nei vari gas sono dell'ordine di $10^4 \div 10^5$ cm/s, mentre il loro libero cammino medio è dell'ordine di 10^5 cm; gli elettroni invece hanno una velocità di circa 10^7 cm/s e un libero cammino medio quattro volte maggiore.

Pertanto la diffusione degli ioni è trascurabile, mentre quella degli elettroni pone un altro limite, oltre a quello imposto dai raggi δ , alla risoluzione spaziale raggiungibile in un rivelatore a gas. Per esempio nel caso di un rivelatore planare:

$$\sigma_{diff} = \sqrt{2Dt}$$

Valori tipici della risoluzione spaziale sono dell'ordine di $100 \div 200 \mu\text{m}$ per centimetro di deriva, per campi elettrici di qualche kV/cm. Miscele con CO₂ permettono di ridurre gli effetti della diffusione a valori sensibilmente inferiori a $100 \mu\text{m}$ [23].

In presenza di un campo elettrico, gli ioni e gli elettroni acquistano una velocità non nulla in direzione delle linee di campo (velocità di deriva) che si sovrappone all'agitazione termica.

Gli elettroni, avendo una piccola massa, possono subire elevate accelerazioni tra un urto e l'altro. La loro velocità di deriva, in prima approssimazione, è espressa tramite la formula di *Townsend* [24]:

$$w^- = \mu^- \frac{E}{p} = \frac{e}{2m} \tau \frac{E}{p}$$

dove si è indicato con E il campo elettrico a cui sono sottoposti, con p la pressione del gas e con τ il tempo medio tra due collisioni, parametro però dipendente anch'esso dal valore del campo elettrico.

Per questo, come si osserva in figura 2.3, l'andamento delle velocità di deriva degli elettroni tende, per alti valori del campo elettrico, ad un valore asintotico dell'ordine di $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, per tutte le miscele tipicamente utilizzate.

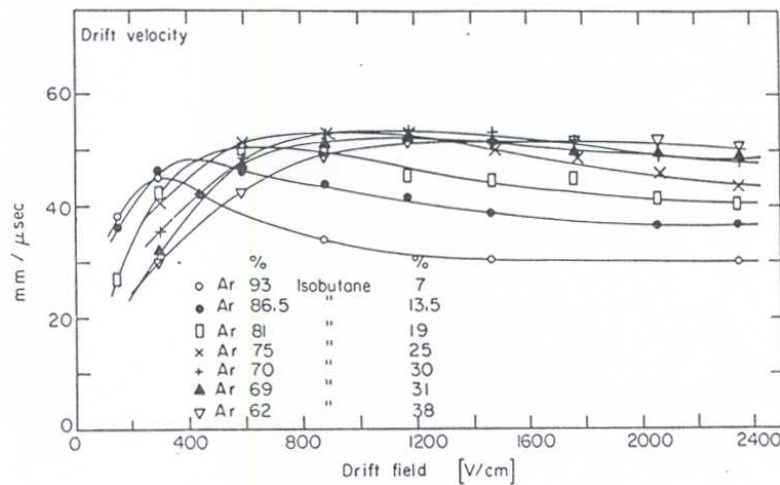


Figura 2.3: Velocità di deriva degli elettroni in differenti miscele di argon e isobutano [25]

La velocità di deriva degli ioni invece dipende linearmente dal campo E anche ad alti campi:

$$w^+ = \mu^+ \frac{E}{p} \quad (2.3)$$

in quanto, a causa dell'elevata massa degli ioni, la loro mobilità μ^+ è indipendente dal campo elettrico a cui sono soggetti e mostra solo una dipendenza dal tipo di ione e dal gas in cui questo si muove.

Valori tipici della velocità di deriva degli ioni si attestano intorno a 10^{-3} cm/ μ s, per campi di circa 1 kV/cm, tre ordini di grandezza inferiore a quella della deriva elettronica.

2.4 Regimi di moltiplicazione a valanga, di *streamer* e di scarica

Sotto l'azione di campi elettrici sufficientemente elevati gli elettroni liberi presenti in un gas possono acquisire un'energia cinetica tale da ionizzare le molecole del gas, innescando un processo di moltiplicazione a valanga.

A causa della diversa velocità di deriva tra gli elettroni e gli ioni, il processo di moltiplicazione a valanga assume una caratteristica forma a goccia.

Se n_0 è il numero di elettroni in un determinato punto, il numero di elettroni dopo un tratto x , a causa dei processi di moltiplicazione, diventa (nel caso di campo elettrico costante):

$$n = n_0 e^{\alpha x} \quad (2.4)$$

dove α , l'inverso del cammino libero medio, è detto primo coefficiente di *Townsend*. Questo coefficiente dipende dalla pressione, dal campo elettrico e dal gas, secondo la formula di Korff [26]:

$$\alpha = A p e^{-B \frac{p}{E}}$$

dove in A e B è contenuta la dipendenza dal gas (Tab. 2.2).

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

Tabella 2.2: Parametri che compaiono nell'espressione di Korff del primo coefficiente di Townsend [23].

Tramite l'espressione (2.4), si definisce il coefficiente di moltiplicazione o guadagno G del gas:

$$G = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

Nei processi di moltiplicazione gli elettroni e gli ioni si allontanano gli uni dagli altri, comportando la formazione momentanea di un campo di dipolo nella zona interessata dalla valanga, che si sovrappone al campo applicato dall'esterno. In particolare, nella zona interna

alla valanga il campo di dipolo è opposto al campo esterno, e, in corrispondenza della formazione di $\sim 10^7 \div 10^8$ coppie ione-elettrone (detto limite di Raether), la risultante si annulla. In questa situazione ioni ed elettroni all'interno della valanga si possono ricombinare, dando luogo ad una emissione quasi isotropa di fotoni di energia dell'ordine di ~ 10 eV. Questi effetti secondari sono responsabili della transizione dal regime proporzionale al regime di *streamer*. Infatti questi fotoni possono generare a loro volta per fotoionizzazione coppie di elettroni-ioni nelle vicinanze della valanga: mentre gli elettroni prodotti ai lati della valanga non sono in grado di innescare altri processi di moltiplicazione, poichè anche qui il campo di dipolo è di verso opposto a quello esterno, quelli generati alle due estremità sono invece sottoposti ad un campo incrementato e pertanto inducono altre moltiplicazioni a valanga. Con questo meccanismo la valanga principale si unisce con le valanghe secondarie formando lo *streamer*, un canale conduttivo che si propaga con una velocità di circa 10^8 cm/s, maggiore di quella con cui procedono i processi di moltiplicazione a valanga.

In figura 2.4 sono mostrati schematicamente i processi che portano alla formazione di uno *streamer*.

Nel caso in cui le estremità di uno *streamer* raggiungano gli elettrodi di un rivelatore, essi vengono temporaneamente cortocircuitati. Tale situazione crea una caduta di potenziale tra gli elettrodi che viene generalmente chiamata scarica.

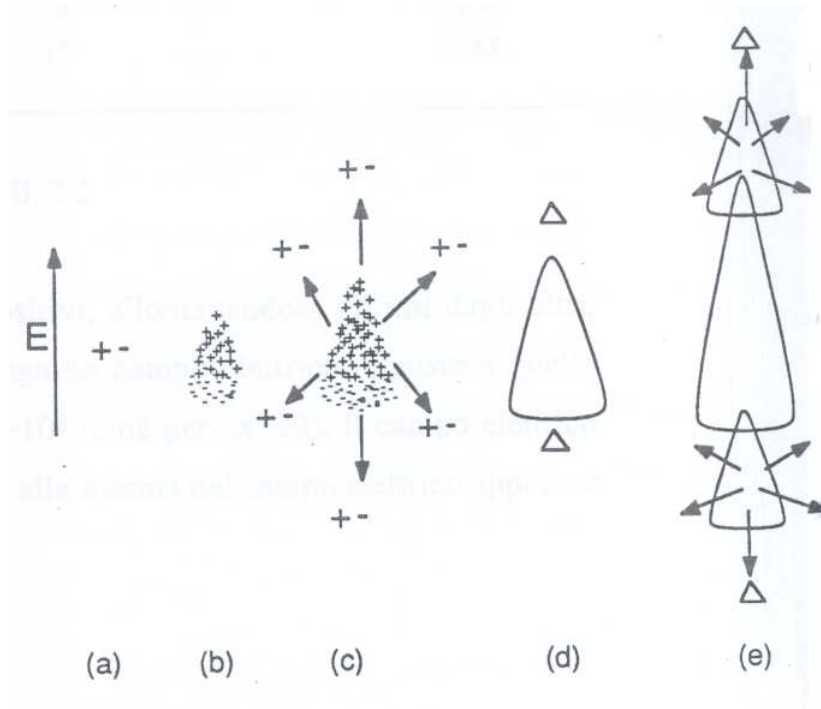


Figura 2.4: Stadi dello sviluppo di uno streamer: (a) creazione di una coppia ione-elettrone; (b) moltiplicazione a valanga; (c) creazione coppie ioni-elettroni da parte di fotoni; (d) generazione di nuove valanghe elettroniche; (e) fusione delle valanghe e creazione di ulteriori valanghe.

2.5 Contatori proporzionali e camere a Multi-fili

In un rivelatore si osservano i segnali che il moto delle cariche di ionizzazione inducono sui suoi elettrodi.

Si consideri un semplice rivelatore costituito da due elettrodi piani paralleli tra cui è interposto un gas, il quale presenta quindi un campo prettamente uniforme. Un rivelatore di questo tipo è chiamato camera a ionizzazione.

Il passaggio di una particella carica darà luogo alla formazione di un segnale di ampiezza:

$$V = \frac{Ne}{C}$$

dove N indica le cariche prodotte nella ionizzazione e C la capacità del sistema. Per valori tipici della capacità ($C \sim 10$ pF) e della ionizzazione totale ($N \sim 100$) si ottengono segnali di ampiezza dell'ordine di qualche μV , molto difficili da rivelare.

In effetti le camere a ionizzazione trovano impiego come monitor in corrente di alti flussi

di radiazione, ma per la rivelazione delle singole particelle è indispensabile aumentare il campo elettrico in modo da indurre la moltiplicazione a valanga ed amplificare il segnale.

Nel caso della camera a ionizzazione, dato che il campo elettrico tra due elettrodi planari è uniforme, il processo di moltiplicazione può iniziare in un punto qualunque; la stessa carica primaria può essere amplificata in maniera differente a seconda della distanza tra il punto di inizio della valanga e l'elettrodo dove poi gli elettroni saranno raccolti, e pertanto non si può risalire all'energia depositata dalla particella incidente.

Se si vuole mantenere la proporzionalità tra energia depositata dalla particella incidente e carica raccolta si devono considerare rivelatori a gas con geometria cilindrica, detti contatori proporzionali. Essi sono costituiti da un catodo cilindrico e da un sottile filo metallico anodico (di diametro variabile tra 20 e 50 μm) che corre lungo il suo asse; all'interno di questo cilindro è contenuto il gas.

Il campo elettrico generato è radiale, e solo in prossimità del filo è sufficientemente intenso da innescare la moltiplicazione. I *cluster* generati dalla ionizzazione derivano verso il filo fino a raggiungere questa zona, dove inizia la valanga; gli elettroni vengono raccolti rapidamente dal filo, mentre gli ioni, più lenti, devono derivare sino al catodo.

Il segnale si può leggere sul filo o sul catodo ed il suo sviluppo temporale si può ricavare da semplici considerazioni di elettrostatica: il moto delle cariche all'interno di questo condensatore deve avvenire a scapito dell'energia immagazzinata in esso, dal momento che i tempi di questo processo sono molto piccoli rispetto a quelli con cui l'alimentazione rifornisce gli elettrodi.

Pertanto gli elettroni che si muovono verso un filo di raggio a , partendo dal punto in cui avviene la moltiplicazione, a distanza r' da esso, inducono un segnale dato da:

$$V^- = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{a + r'}{a}$$

mentre la deriva degli ioni dallo stesso punto $a + r'$ al catodo:

$$V^+ = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{b}{a + r'}$$

Come abbiamo detto la valanga avviene ad una distanza molto piccola dal filo ($a + r' \ll b$), e osservando il rapporto tra i due contributi si deduce che il segnale indotto dagli elettroni è solo qualche per cento di quello ionico, e pertanto trascurabile.

In figura 2.5 si può osservare lo sviluppo temporale del segnale, per differenti costanti di tempo RC dell'elettronica di lettura. In effetti il segnale finisce in corrispondenza della

raccolta totale degli ioni sul catodo, e data la lenta mobilità di essi, è indispensabile differenziarlo per ridurre il *pile-up* tra eventi molto vicini temporalmente, anche se in questo modo non viene utilizzato tutto il suo contributo (*deficit balistico*).

Come si discuterà in seguito, la lenta deriva degli ioni costituirà comunque un problema nell'utilizzo in ambienti ad alto flusso di particelle.

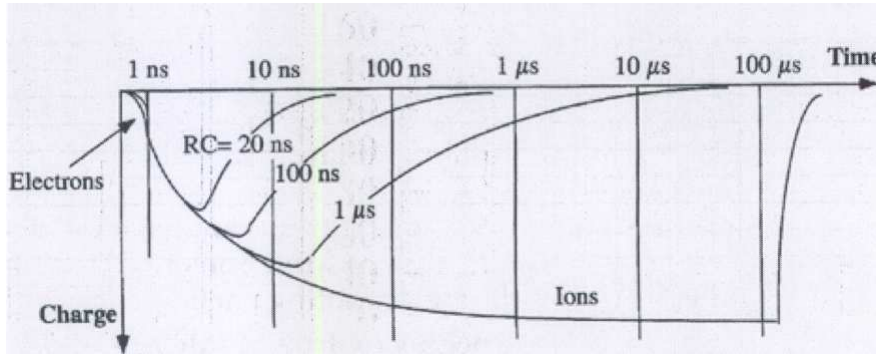


Figura 2.5: Sviluppo temporale del segnale in un contatore proporzionale [23]

Le camere proporzionali a multifili (MWPC), ideate da Charpak [1] nel 1968, rappresentano l'evoluzione dei contatori proporzionali e sono costituite (fig. 2.6) da uno strato di fili anodici (diametro $\sim 20 \mu\text{m}$) paralleli ed equispaziati ($\simeq 1 \div 2 \text{ mm}$), posti al centro di due catodi piani.

Alimentando tutti i fili con uno stesso potenziale, positivo rispetto ai catodi, si ottiene un campo radiale intorno a ciascuno dei fili, che svolgono quindi il compito di centri di moltiplicazione, e un campo uniforme lontano dal piano su cui essi giacciono, che definisce la zona di deriva (fig. 2.7).

La geometria del campo elettrico è quindi simile a quella di diversi contatori proporzionali affiancati, ma il vantaggio, visto la piccola distanza tra i fili, è soprattutto nella risoluzione spaziale.

Difatti in caso di lettura digitale del segnale di ciascun filo, si ottiene una risoluzione spaziale intrinseca $\sigma_x = s/\sqrt{12}$, dove s è il passo dei fili. Risoluzioni spaziali migliori possono essere ottenute tramite la tecnica di baricentraggio della carica raccolta sui singoli fili interessati dall'evento.

Non è possibile ridurre il passo dei fili al di sotto di 1 mm, per problemi di stabilità dovuti alla loro reciproca interazione elettrostatica.

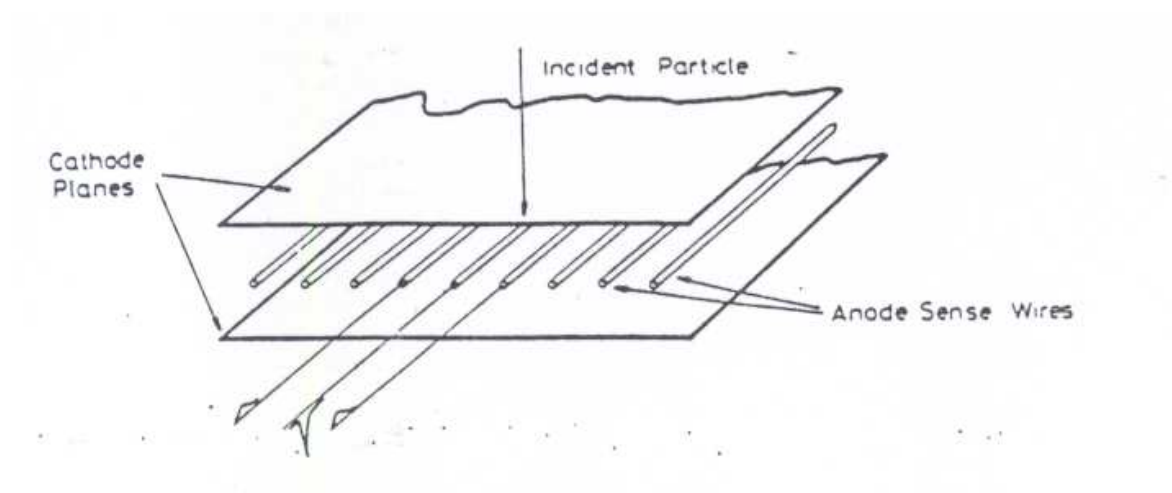


Figura 2.6: Schema di una camera proporzionale a multifili [35]

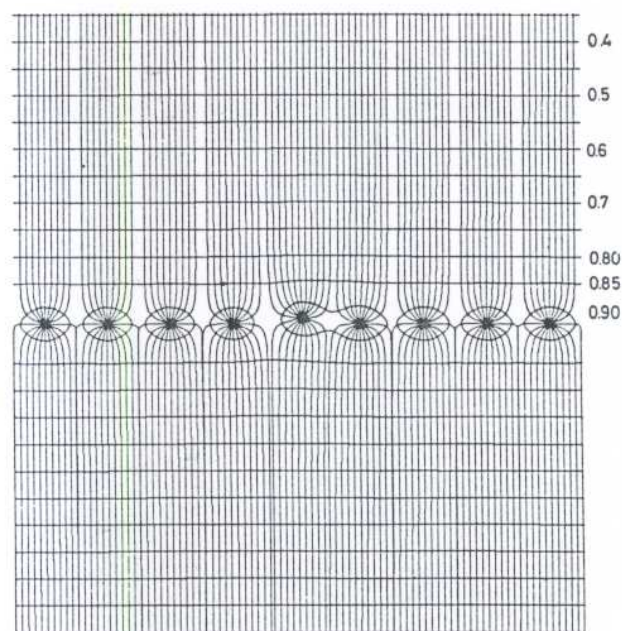


Figura 2.7: Campo elettrico in una camera a multifili [23]

In realtà di solito si legge il segnale indotto sui catodi, che si possono sezionare in strisce (*strip*), ortogonali tra un catodo e l'altro, in modo da ottenere informazioni bidimensionali, oppure sezionare in *pad* della dimensione e forma più adatte alle esigenze del caso.

2.6 Scelta delle miscele di gas

La scelta della miscela di gas è orientata alle esigenze di ciascun esperimento, e i parametri di cui si deve tenere conto sono per esempio il guadagno, la risoluzione in energia, la stabilità di funzionamento, la resistenza alla radiazione in rapporto alla durata dell'esperimento, oppure, come nel nostro caso, le prestazioni temporali.

I gas nobili sono impiegati perchè non sono elettronegativi, cioè non sono in grado di catturare elettroni, ed i processi di moltiplicazione si instaurano per valori di campo elettrico bassi.

Il gas nobile generalmente utilizzato è l'Argon, sia per motivi di basso costo e reperibilità che per il suo basso valore di energia di ionizzazione (I). L'impiego di solo Argon, però, non permetterebbe di raggiungere guadagni troppo elevati, senza entrare in regime di scarica permanente.

La scarica viene innescata da processi secondari di estrazione di elettroni dal catodo, a causa degli urti degli ioni su di esso oppure da parte dei fotoni provenienti dalla diseccitazione delle molecole del gas.

Per ottenere un guadagno più elevato e contemporaneamente eliminare questo effetto, si aggiungono gas poliatomici, detti *quencher*. Grazie alla presenza di livelli rotovibrazionali in una larga banda di frequenze nelle molecole poliatomiche, la miscela è in grado di assorbire questi fotoni tramite l'eccitazione di questi livelli; l'energia viene poi termalizzata negli urti elastici, oppure tramite la dissociazione in radicali semplici, che portano alla successiva formazione di molecole più semplici oppure di complessi più grandi (*polimeri*).

Il principale inconveniente legato al loro uso è proprio il fenomeno di polimerizzazione, in quanto i nuovi composti prodotti, non necessariamente gassosi, possono depositarsi sugli elettrodi, fino a formare, nel tempo, un sottile strato isolante (*effetto Malter* [28]), che altera le prestazioni del rivelatore. Generalmente questo effetto è elevato con gas poliatomici di tipo organico [29].

I gas poliatomici generalmente utilizzati come gas di *quencher*, sono il CO_2 , il CH_4 , l'iso- C_4H_{10} ed altri idrocarburi.

L'utilizzo di isobutano, iso-C₄H₁₀, permette di ottenere buone velocità di deriva per bassi campi elettrici, elevato valore di guadagno e grazie alla dimensione della molecola, buone proprietà di *quenching*. I problemi principali associati a questo gas poliatomico organico sono l'inflammabilità e i suddetti effetti di polimerizzazione sugli elettrodi del rivelatore.

Recentemente, per soddisfare le esigenze di velocità di risposta richieste dagli esperimenti sulle nuove macchine adroniche, è stato introdotto il CF₄: il gas non è infiammabile, né corrosivo, né tossico e mostra buone compatibilità con la maggior parte dei metalli, plastiche e resine generalmente impiegate nella costruzione di un rivelatore. Inoltre permette di avere elevate velocità di deriva per bassi valori di campo elettrico e discreti valori di guadagno.

Il problema di questo gas è legato al fatto che la radiazione, in presenza di acqua, può catalizzare una serie di reazioni che portano alla formazione di acido fluoridrico, altamente corrosivo: in piccole quantità esso può prevenire la formazione di polimeri e perfino rimuoverli dagli elettrodi, ma una quantità elevata può intaccare chimicamente i materiali che compongono il rivelatore [29].

2.7 I rivelatori a micro-pattern

Dalla loro introduzione, le MWPC hanno sempre migliorato le loro prestazioni e sono state la base per lo sviluppo di altri importanti rivelatori a gas, come per esempio le camere a deriva o le camere a proiezione temporale usate come tracciatori nei grandi esperimenti. Inoltre il loro impiego si è esteso dalla fisica delle particelle ad altri campi quali l'astrofisica o la diagnostica medica e industriale.

Tuttavia, con l'avvento delle nuove macchine adroniche ad elevata luminosità, le MWPC hanno mostrato delle limitazioni proprio sulla *rate capability*, ovvero la capacità di conservare le proprie prestazioni anche sotto un alto flusso di radiazioni.

Il motivo, come accennato in precedenza, è la lenta deriva degli ioni verso il catodo: in questo caso, la raccolta degli ioni è più lenta della continua produzione ad opera dell'intenso flusso di particelle, e in media è sempre presente nei dintorni dei fili una carica positiva che modifica il campo elettrico iniziale (*carica spaziale*). L'effetto netto è una brusca diminuzione del guadagno subito dopo l'inizio dell'irraggiamento, che comporta, per esempio, un calo dell'efficienza del rivelatore. Con un flusso maggiore di $10^5 \div 10^6$ MHz/cm² la perdita di prestazioni non è più trascurabile.

Per superare questo ostacolo è quindi necessario ridurre la distanza tra anodo e catodo, cercando geometrie opportune per gli elettrodi, come è stato realizzato da quindici anni a questa parte con la nuova generazione di rivelatori a gas denominata a *micro-pattern*.

Il primo esempio di rivelatore a *micro-pattern* è la camera a *microstrip* (*MicroStrip Gas Chamber* - MSGC), ideata da Oed nel 1988 [30], la cui struttura è mostrata in fig. 2.8.

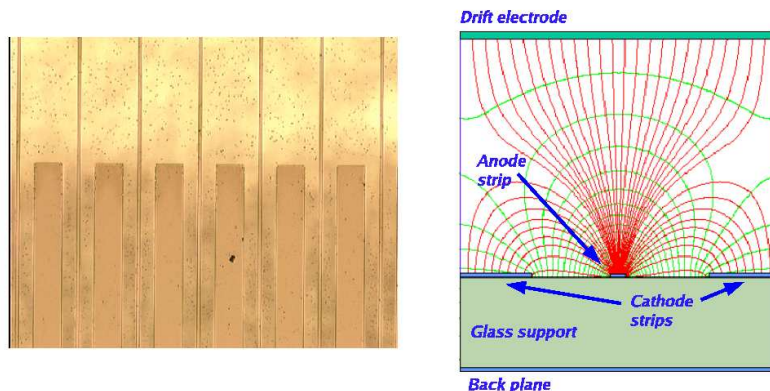


Figura 2.8: MicroStrip Gas Chamber: foto del pannello con le *strip* e schema del rivelatore

La geometria è planare: anodo e catodo si trovano entrambi sullo stesso piano e consistono in sottili strisce metalliche (*strip*) depositate in maniera alternata su un substrato isolante, mentre l'elettrodo del piano opposto ha solo la funzione di definire il campo elettrico della zona di deriva. Un ulteriore elettrodo sotto il materiale isolante (*back plane*), sezionato con *strip* ortogonali alle precedenti, permette di avere informazioni bidimensionali.

Regolando opportunamente le tensioni di tutti gli elettrodi, il campo elettrico tra i due piani permette la sola deriva dei *cluster* di elettroni verso le *strip* anodiche, e solo in prossimità di esse avviene la moltiplicazione. Gli elettroni vengono rapidamente raccolti dalle *strip* anodiche, che svolgono quindi la stessa funzione dei fili delle MWPC, mentre gli ioni vengono in gran parte catturati dalle *strip* catodiche.

Le tecnologie fotolitografiche moderne con cui vengono prodotte le *strip* permettono di ottenere anodo e catodo di spessore tra 0.3 e 0.5 μm e distanti fino a 100 μm , comportando non solo una migliore *rate capability*, ma anche un notevole incremento (di un ordine di grandezza) della risoluzione spaziale del rivelatore. I processi produttivi sono industriali, e quindi per quanto riguarda costi e prestazioni le MSGC si collocano a metà strada tra le MWPC e i rivelatori a silicio.

L'utilizzo di materiali isolanti nelle MSGC, tipico anche di altri rivelatori a *micro-pattern*, è un elemento in più di cui tenere conto: quando gli elettrodi vengono caricati anche i dielettrici si polarizzano, ma a differenza delle superfici conduttrici, questi non sono in grado di neutralizzare le cariche che li raggiungono. Questo fenomeno, detto *charging-up*, ripropone il problema della presenza di cariche che alterano il campo iniziale del rivelatore, sebbene a *rate* molto più alte. Senza andare in ulteriori dettagli, una MSGC può sopportare una *rate* di $\sim 10 \text{ MHz/cm}^2$ senza alterare minimamente il suo guadagno, o anche $\sim 100 \text{ MHz/cm}^2$ con l'accorgimento di ridurre leggermente la resistività del substrato isolante.

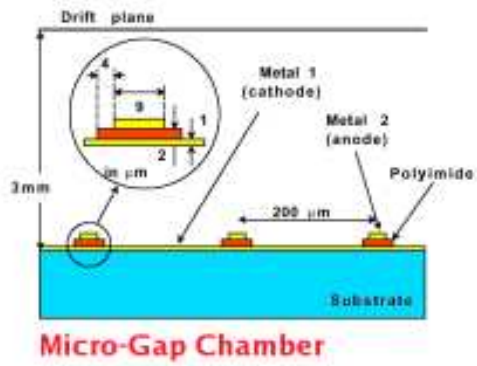
Il punto debole dei rivelatori a *micro-pattern* è l'affidabilità a lungo termine: innanzitutto i processi di *aging* sotto radiazione descritti nel paragrafo precedente sono sicuramente più dannosi per superfici metalliche di spessore così ridotto; ma soprattutto un eventuale *streamer* può facilmente mettere in corto circuito i due elettrodi data la loro piccola distanza, e la scarica che ne segue in molti casi danneggia irreparabilmente le *strip*.

Questa seconda limitazione è particolarmente sentita nelle nuove macchine acceleratrici, ambienti che potrebbero avere un fondo di particelle più ionizzanti di quelle previste: potrebbe non essere possibile trovare un guadagno di compromesso che permetta la rilevazione delle particelle di cui si è interessati, senza che il passaggio di una particella più ionizzante

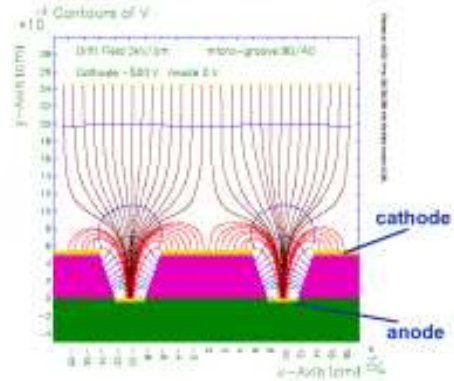
danneggi il rivelatore.

Tra gli altri rivelatori a *micro-pattern* troviamo varianti delle MSGC, come le camere a *microgap* e a *microgroove*, che presentano accorgimenti per ridurre i problemi suddetti, ma anche nuove idee (fig. 2.7): le *micromesh gas chamber* (*MicroMeGas*) [32] sono rivelatori planari con una sottile griglia metallica (*mesh*) posta a distanze di $\sim 100 \mu\text{m}$ dall'anodo che definisce la zona di moltiplicazione e contemporaneamente cattura gli ioni; i *compteur à trous* sono concettualmente identici alle *micromegas*, ma la griglia è sostituita da un elettrodo con una matrice di fori disposti uniformemente; i rivelatori a *microdot* garantiscono un'elevata risoluzione spaziale grazie alla loro struttura a nido d'ape, dove il catodo è la parete di ogni celletta e l'anodo è costituito dal *pin* posto al centro.

Tra i più recenti sviluppi si trovano i rivelatori a GEM, argomento della mia tesi. Come si vedrà nel prossimo capitolo, la possibilità di suddividere il guadagno totale tra vari *step* di moltiplicazione rende questo rivelatore molto meno sensibile ai problemi di *aging* e di danneggiamento da scariche. Inoltre presenta un processo produttivo più semplice rispetto agli altri rivelatori a *micro-pattern*, il che rende possibile la costruzione di rivelatori di dimensioni maggiori, ed un utilizzo anche su aree abbastanza ampie di un esperimento, mantenendo comunque i costi contenuti.

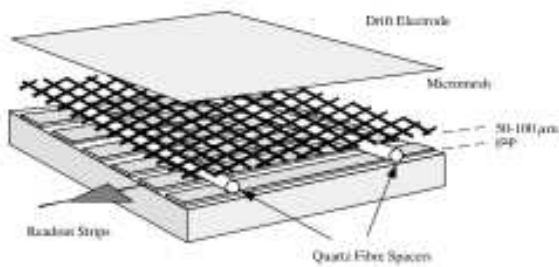


Micro-Gap Chamber



Micro-Groove Chamber

GASEOUS DETECTORS' FAMILY TREE



Micromesh Gas Chamber

Micro-Dot Chamber



Capitolo 3

I rivelatori a GEM

Le GEM (*Gas Electron Multiplier*) sono costituite da fogli di *kapton* (un dielettrico) con un sottile strato di rame depositato su entrambe le facce, sui quali è stata realizzata una matrice di microscopici fori ad alta densità. Se si stabilisce una differenza di potenziale tra le due facce in rame, il campo all'interno dei fori è sufficientemente intenso da innescare processi di moltiplicazione a valanga.



Figura 3.1: Rappresentazione di un foglio di GEM

L'idea innovativa delle GEM, in cui la moltiplicazione della ionizzazione rilasciata nel gas dalle particelle cariche avviene all'interno di questi piccoli fori, nasce per risolvere i problemi di elevata instabilità osservati nel funzionamento delle MSGC.

Il foglio di GEM è stato quindi inizialmente utilizzato come stadio di pre-amplificazione per le MSGC, le quali, funzionando ad un guadagno “intrinseco” inferiore, risultano meno soggette a fenomeni di scarica.

In seguito è stata dimostrata [40] la possibilità di sostituire il sofisticato substrato delle MSGC con un semplice e più economico circuito stampato (PCB) per la sola lettura dei segnali, affidando tutta la moltiplicazione ad uno o più fogli di GEM.

In questo capitolo verranno discussi i parametri geometrici fondamentali dei fogli di GEM. Quindi si parlerà dei rivelatori a singola GEM e di quelli a tripla GEM, mostrando i vantaggi che si ottengono con più stadi di moltiplicazione. Infine sarà descritta la costruzione delle camere prodotte dal nostro gruppo ai Laboratori Nazionali di Frascati, nell’ambito della proposta di utilizzare questo rivelatore nella regione ad alta *rate* M1R1 dell’esperimento LHCb.

3.1 Caratteristiche di un foglio di GEM

L’idea di GEM e la successiva ottimizzazione dei parametri geometrici è stata sviluppata da Sauli alla fine degli anni 90.

Lo spessore del kapton è di $50\ \mu\text{m}$, mentre i depositi di rame sono spessi $5\ \mu\text{m}$.

Ciascun foro è caratterizzato da una struttura biconica con un diametro esterno di $70\ \mu\text{m}$ e interno di $50\ \mu\text{m}$, e la distanza tra di essi è di $140\ \mu\text{m}$ [36] (Fig. 3.2). La struttura biconica dei fori è dovuta al processo produttivo, basato su una tecnologia fotolitografica a doppia maschera [37] ¹.

La scelta dei parametri geometrici di un foglio di GEM, quali il diametro, il passo e la forma dei fori (conica, biconica, cilindrica) e la tecnologia utilizzata sono un compromesso tra esigenze costruttive e il corretto funzionamento del rivelatore.

Il diametro del foro, a parità di campi elettrici esterni, polarizzazione della GEM e miscela di gas, influisce sul guadagno della GEM. La riduzione del diametro del foro incrementa il campo elettrico di moltiplicazione all’interno del foro, determinando di conseguenza un maggiore guadagno del rivelatore. Però come mostrato in figura 3.3, un effetto di saturazione della curva di guadagno si osserva per valori del diametro del foro al di sotto di $\sim 70\ \mu\text{m}$.

¹La fotolitografia è il processo tramite il quale le configurazioni geometriche tracciate su di una maschera vengono trasferite su un substrato metallico (kapton biramato). Il substrato viene ricoperto con una resina fotosensibile (*resist*) ed esposto a luce UV attraverso una maschera positiva che riproduce i fori del foglio di GEM. Dopo l’esposizione la parte di *resist* impressionata viene rimossa con una soluzione alcalina. Il rame e il kapton rimasti scoperti vengono rimossi con un bagno in un acido (*wet-etching*) [38].

3.1 Caratteristiche di un foglio di GEM

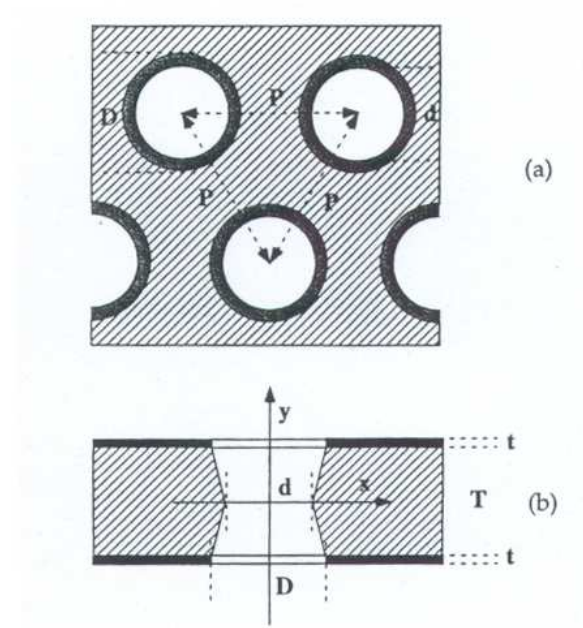


Figura 3.2: (a) Rappresentazione della geometria di un foglio di GEM; (b) struttura biconica dei fori.

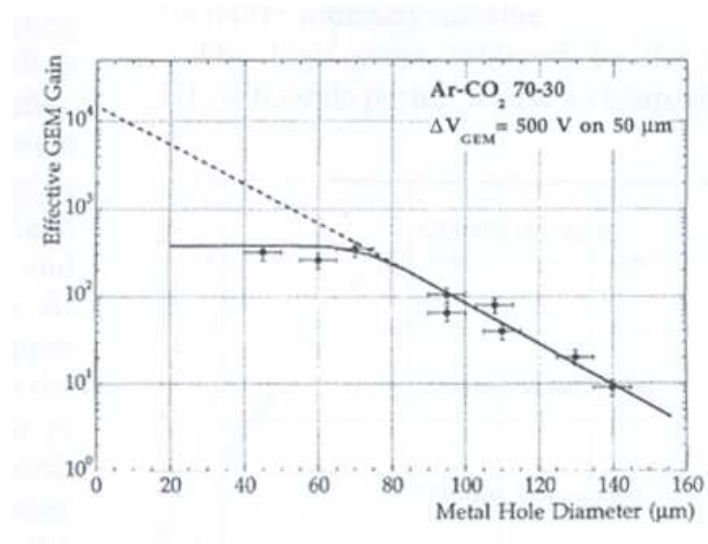


Figura 3.3: Guadagno effettivo di una GEM in Ar/CO₂ (70/30) per differenti diametri dei fori [36].

Capitolo 3. I rivelatori a GEM

Questo effetto può essere interpretato come un aumento delle *perdite* di elettroni prodotti nel foro che vengono catturati dall'elettrodo inferiore della GEM (*efficienza di estrazione*, v. par. 3.2). La scelta della dimensione dei fori al termine del *plateau* di saturazione del guadagno permette di ottenere le migliori prestazioni senza complicare eccessivamente la costruzione del foglio di GEM con la realizzazione di fori troppo piccoli.

Il passo dei fori, a parità del diametro del foro, influenza l'efficienza di infilamento degli elettroni dalla regione superiore alla GEM attraverso i fori. Questa efficienza, strettamente correlata con quella che viene definita la *trasparenza elettronica*² di una GEM, è un parametro di cui si parlerà in dettaglio nel paragrafo 3.3. A questo livello si può comunque accennare che minore è il passo dei fori maggiore è la *trasparenza elettronica* della GEM (Fig. 3.4).

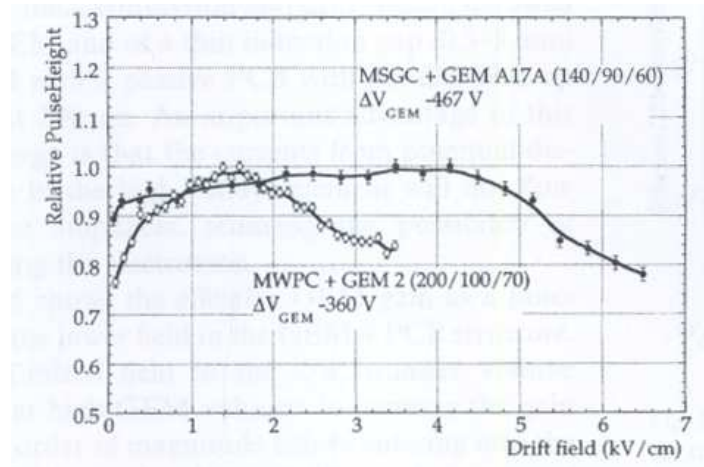


Figura 3.4: Trasparenza elettronica in funzione del campo di deriva in una GEM per due diversi passi dei fori: 140 e 200 μm [36].

La forma del foro di una GEM, che dipende dalla tecnologia di realizzazione, risulta invece essere correlata con l'effetto di *charging-up* già citato nel precedente capitolo. Come tutti i rivelatori a *micro-pattern* che utilizzano substrati isolanti, anche in una GEM può determinarsi, sotto un intenso flusso di radiazione, un accumulo di ioni sulla superficie resistiva del

²La trasparenza elettronica come si vedrà è difatti correlata con l'efficienza di infilamento e di estrazione degli elettroni attraverso i fori. Dipende chiaramente dalla trasparenza ottica. Fissata la geometria di un foglio di GEM è possibile definire la sua trasparenza ottica t come l'area totale dei fori sull'area complessiva del foglio: $t = \pi D^2 / 2\sqrt{3} P^2$ assumendo cilindrica la forma dei buchi. Questa proprietà, come si vedrà nel paragrafo 3.4, rappresenta uno degli aspetti principali per le prestazioni temporali di un rivelatore a GEM e più in particolare fondamentale per quanto riguarda le sue prestazioni temporali.

kapton all'interno dei fori.

La forma del foro che minimizza tale effetto risulta essere quella cilindrica, che però presenta un'elevata difficoltà costruttiva. La forma biconica dei fori (realizzata con tecnologia fotolitografia a doppia maschera) mostra un effetto di *charging-up* molto limitato e ampiamente inferiore a quella sperimentato con la forma conica [36], ed è pertanto un ottimo compromesso tra prestazioni e costi di produzione.

Tipicamente le due facce della GEM vengono alimentate con una differenza di potenziale tra 300 e 500V, producendo all'interno dei fori campi elettrici fino a ~ 100 kV/cm. In queste condizioni, la moltiplicazione a valanga prodotta permette di raggiungere un guadagno superiore a 10^3 .

3.2 Rivelatore a singola GEM

Inserendo una GEM tra due elettrodi piani e paralleli si ottiene un rivelatore a singola GEM. L'elettrodo superiore funge da catodo, mentre quello inferiore, costituito da un circuito stampato (PCB) per la raccolta del segnale, da anodo.

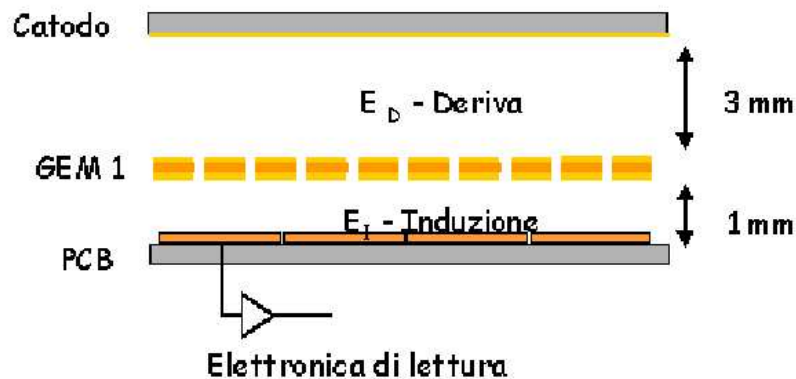


Figura 3.5: Rappresentazione schematica di un rivelatore a singola GEM

In questo modo vengono definite due regioni o *gap* al di sopra e al di sotto della GEM (fig. 3.5), chiamate rispettivamente *regione di deriva* e *regione di induzione*.

Ponendo tipicamente l'anodo a massa, e gli altri elettrodi a potenziali negativi crescenti, si

Capitolo 3. I rivelatori a GEM

instaurano in queste due regioni dei campi elettrici uniformi in direzione del catodo, chiamati di conseguenza campo di deriva, E_D , e campo di induzione, E_I .

Al passaggio di una particella ionizzante vengono create coppie elettrone-ione nella regione di deriva. Seguendo le linee di forza del campo elettrico, gli ioni migrano verso il catodo, mentre gli elettroni si dirigono verso i fori della GEM dove, a causa dell'alto valore del campo, vengono moltiplicati.

Gli ioni prodotti dalla moltiplicazione vengono in parte raccolti sull'elettrodo superiore della GEM ed in parte si muovono verso il catodo, a seconda del valore del campo di deriva e di quello all'interno del foro. Regolando opportunamente il valore di questi campi, si riesce a liberare la zona di moltiplicazione in tempi molto rapidi (dell'ordine di 100 ns).

Analogamente, una frazione degli elettroni prodotti nel foro vengono raccolti sull'elettrodo inferiore della GEM mentre la maggior parte vengono trasferiti nella regione di induzione contribuendo alla formazione del segnale sull'anodo sottostante (fig. 3.6).

Una delle principali differenze con gli altri rivelatori a gas è che il segnale indotto sul PCB ha natura esclusivamente elettronica, cioè dovuto al moto degli elettroni nella regione di induzione e quindi non è affetto dal *deficit balistico* tipico dei rivelatori che raccolgono il segnale ionico (par. 2.5).

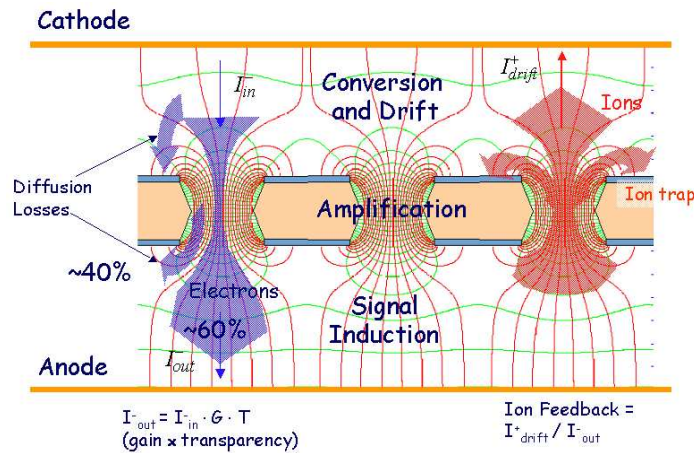


Figura 3.6: Schema di funzionamento di un rivelatore a singola GEM

Inoltre in un rivelatore a GEM sono ben distinti i tre elementi che costituiscono la rivelazione: la conversione in elettroni delle particelle incidenti, la moltiplicazione, la raccolta del segnale. Ciò permette di rivelare tutte le particelle che possano essere convertite, nel gas o

mediante un opportuno catodo, in elettroni, e di sezionare l'anodo in *strip* o *pad* della forma e dimensione desiderata, senza che questi due elementi siano in qualche modo correlati alla moltiplicazione nella GEM.

I parametri che regolano il funzionamento di un rivelatore a singola GEM, fissata la geometria del foglio e la miscela di gas, tipicamente Ar/CO₂ (70/30) [41], sono:

- i campi elettrici di deriva e di induzione;
- la differenza di potenziale tra gli elettrodi della GEM;
- le dimensioni delle regioni di deriva e di induzione.

Lo studio della struttura dei campi elettrici, in varie geometrie e condizioni, è effettuato con le simulazioni ottenute con i programmi GARFIELD [42]³ e MAXWELL⁴.

3.2.1 Effetto del campo di deriva

Il campo di deriva ha la funzione di trasportare gli elettroni prodotti dalla particella incidente nella regione di deriva, e di farli convergere nei fori. In figura 3.7 [41] viene mostrata in funzione di esso l'ampiezza relativa del segnale indotto sul PCB, in corrente ed in ampiezza d'impulso per due differenti costanti di formazione (100ns e 1μs).

Per valori del campo di deriva relativamente bassi ($< 0.5\text{kV/cm}$) si osserva una diminuzione nell'ampiezza del segnale indotto sul PCB: data la bassa velocità di deriva le cariche si ricombinano prima di raggiungere la GEM. Per valori di campo intermedi ($\sim 1 \div 3\text{kV/cm}$) l'ampiezza raggiunge un *plateau* per poi diminuire nuovamente per valori di campo maggiori. Quest'ultimo effetto è dovuto al fatto che una frazione sempre più consistente delle linee di forza del campo di deriva termina sull'elettrodo superiore della GEM piuttosto che convergere nei fori, ovvero si riduce la capacità di infilamento degli elettroni nei fori della GEM (effetto di defoccheggimento) [43].

Generalmente, il campo di deriva è fissato ad un valore tra 1 e 3 kV/cm. Come si vedrà più avanti nel caso in cui si sia interessati alle prestazioni temporali del rivelatore, la scelta del campo di deriva, oltre a massimizzare l'efficienza di infilamento nei fori della GEM, deve massimizzare la velocità di deriva degli elettroni (convoluzione tra curve di velocità di deriva e curve di trasparenza).

³Permette di visualizzare le linee di campo elettrico.

⁴Determina i valori del campo elettrico tenendo conto anche del materiale isolante (kapton).

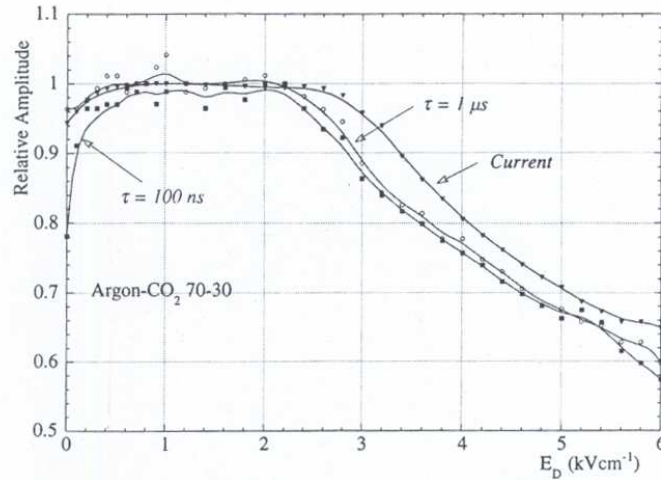


Figura 3.7: Ampiezza relativa del segnale indotto sul PCB in funzione del campo di deriva E_D : misure in corrente e in ampiezza d'impulso per due differenti costanti di formazione [41].

3.2.2 Effetto del campo di induzione

L'effetto del campo di induzione, che ha principalmente la funzione di trasportare gli elettroni dal foro della GEM verso il PCB, è mostrato in figura 3.8 [41].

Un campo di induzione troppo basso, o al limite nullo, non permette il trasporto efficace degli elettroni verso il PCB. In questo caso, infatti, gli elettroni sono comunque estratti dal foro, grazie al campo al suo interno, ma vengono totalmente raccolti sull'elettrodo inferiore poiché tutte le linee di campo si richiudono su di esso (I_B massima). Di conseguenza il segnale sulle *pad* risulta essere nullo ($I_S = 0$).

All'aumentare del campo di induzione (E_I) cresce la frazione di corrente raccolta sul PCB (I_S) a scapito della corrente sull'elettrodo inferiore (I_B).

Il limite per il campo di induzione è dovuto al fatto che campi troppo intensi ($E_I \geq 8$ kV/cm) potrebbero generare effetti di moltiplicazione in questa regione, con inneschi indesiderati di scariche in prossimità dei bordi degli elettrodi di lettura del PCB, dove il campo elettrico è più elevato.

Un valore di compromesso del campo di induzione è ~ 5 kV/cm, indipendentemente dalla miscela di gas utilizzata.

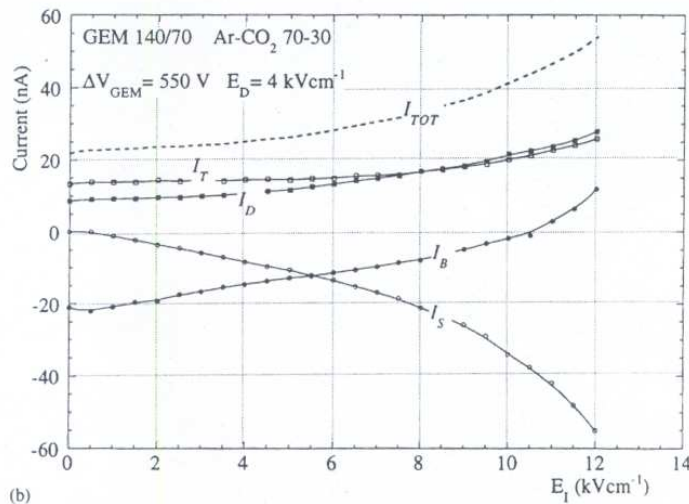


Figura 3.8: Segnali in corrente sugli elettrodi di un rivelatore a singola GEM in funzione del campo di induzione E_i : I_D corrente del catodo, I_T e I_B correnti rispettivamente dell'elettrodo superiore ed inferiore della GEM e I_S corrente del PCB [41].

3.2.3 Dimensioni delle regioni

La dimensione della regione di deriva è generalmente [41] fissata a 3 mm, in modo da avere una buona ionizzazione primaria e quindi un'elevata efficienza intrinseca di rivelazione (par. 2.2) e un *pile-up* trascurabile sotto intensi flussi di particelle.

Per la regione di induzione la dimensione è normalmente fissata ad 1 mm. La scelta di questo valore è dovuta alla necessità di avere una diffusione elettronica contenuta e un'ampiezza in corrente del segnale indotto quanto più elevata possibile.

Come si vedrà nel par. 3.5, l'ampiezza del segnale indotto, a parità di carica raccolta, è proporzionale all'inverso del tempo impiegato dagli elettroni per raggiungere le *pad* e quindi, supposta costante la velocità di deriva, inversamente proporzionale alla dimensione della regione di induzione.

Questa considerazione suggerisce piccole dimensioni per la regione di induzione ed elevate velocità di deriva. D'altronde dimensioni troppo ridotte sono sconsigliate in quanto richiederebbero tolleranze meccaniche troppo spinte al fine di evitare l'insorgenza di scariche sul PCB.

3.2.4 Polarizzazione della GEM

La differenza di tensione tra gli elettrodi di una GEM deve essere tale da creare all'interno dei fori degli elevati valori di campo elettrico in modo da instaurare processi di moltiplicazione.

Pertanto, la differenza di potenziale, V_{GEM} , definisce il guadagno intrinseco di una GEM:

$$G_{intr.} \propto e^{\langle\alpha\rangle V_{GEM}}$$

dove $\langle\alpha\rangle$ è il primo coefficiente di Townsend [24] mediato sul cammino dell'elettrone all'interno del foro e dipendente dalla miscela di gas, oltre che dal campo elettrico.

In generale il guadagno intrinseco di una GEM può raggiungere valori $\geq 10^3$, ma come già accennato solo una parte degli elettroni generati all'interno dei fori viene trasportata fino all'elettrodo successivo. Di conseguenza il guadagno efficace risulta in generale inferiore a quello intrinseco, dipendendo dalla capacità di infilamento e di estrazione degli elettroni attraverso il foro.

Il guadagno massimo raggiungibile con una GEM è correlato all'insorgenza di fenomeni di scarica ai capi degli elettrodi della GEM.

3.3 Rivelatore a tripla-GEM

Un rivelatore a tripla GEM [41], [44] è un rivelatore a gas costituito da 3 fogli di GEM posti in cascata tra il catodo e il PCB (fig. 3.9).

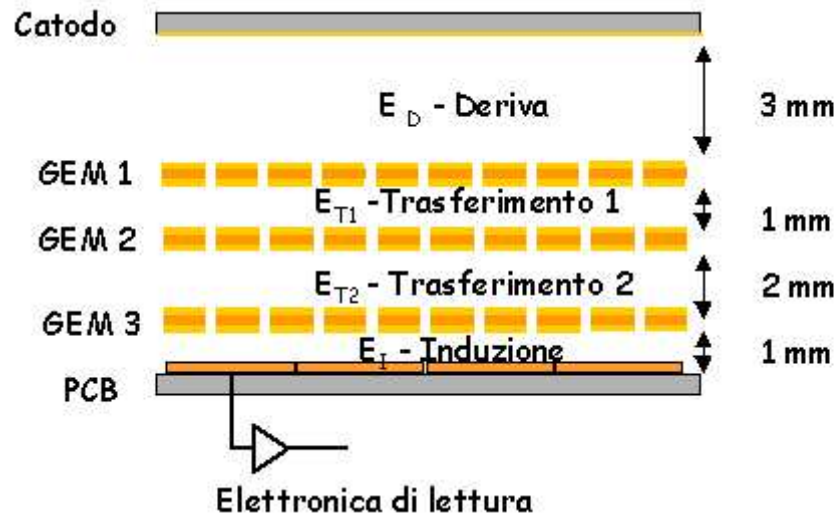


Figura 3.9: Rappresentazione schematica di un rivelatore tripla-GEM

L'utilizzo di tre GEM permette innanzitutto di raggiungere guadagni più elevati rispetto ad un rivelatore mono-GEM, ma soprattutto il fatto che l'amplificazione sia suddivisa in più stadi successivi diminuisce la probabilità che si presentino fenomeni di scarica all'interno del rivelatore (fig. 3.10).

La descrizione del rivelatore a singola GEM, effettuata nel precedente paragrafo, permette di comprendere facilmente il funzionamento di un rivelatore costituito da due o più fogli di GEM.

Troviamo nuovamente una regione di deriva adiacente al catodo, destinata alla produzione della carica primaria, e una regione di induzione adiacente all'anodo, destinata alla raccolta del segnale. Per esse valgono le stesse considerazioni, riguardo la scelta dei campi e delle dimensioni, di un rivelatore a singola GEM.

Le due regioni addizionali, dette *di trasferimento*, invece si comportano come una regione di induzione se riferite alla GEM superiore e come regione di deriva se riferite alla GEM inferiore, e richiedono ulteriori considerazioni.

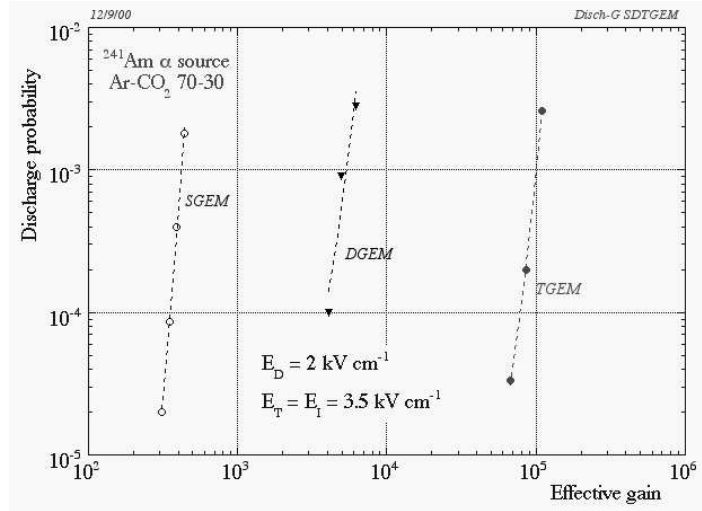


Figura 3.10: Probabilità di scarica in funzione del guadagno efficace di un rivelatore a singola, a doppia e a tripla GEM [45]. Si noti che il test è eseguito mediante irraggiamento con particelle alfa, che grazie alla loro elevata ionizzazione specifica aumentano la probabilità di scarica

3.3.1 Scelta dei campi di trasferimento

L'effetto del valore del campo di trasferimento sul funzionamento del rivelatore è mostrato nella figura 3.11 [41], in cui è riportato il segnale in corrente dei singoli elettrodi che costituiscono il rivelatore. Nella figura si considera un rivelatore a doppia GEM. Le stesse considerazioni sui campi di trasferimento restano comunque valide per un rivelatore a tripla-GEM.

Per valori relativamente bassi ($E_T < 2 \text{ kV/cm}$) il trasporto degli elettroni verso il PCB risulta essere poco efficiente. Infatti, come nel caso dell'effetto del campo di induzione, descritto nel paragrafo 3.2.2, gli elettroni sono estratti dal foro della prima GEM, ma vengono praticamente raccolti tutti sull'elettrodo inferiore di essa ($I_{B1} \neq 0$, $I_{B2} = 0$ e $I_S = 0$).

All'aumentare del campo di trasferimento cresce la frazione di corrente raccolta sul PCB (I_S), segno che sempre più elettroni vengono trasferiti fino alla regione di induzione.

Per campi superiori ai 4 kV/cm , però, si osserva una nuova diminuzione della corrente sul PCB dovuta al defoccheggiamento delle linee di forza [43] sulla faccia superiore della seconda GEM (invece che nei fori), in maniera simile a quanto spiegato per il campo di deriva (par. 3.2.1).

In conclusione, il valore del campo di trasferimento deve essere tale da permettere una

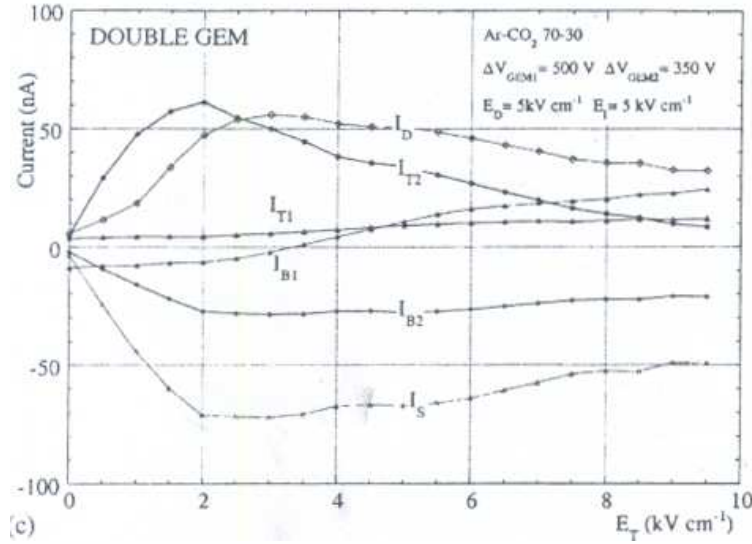


Figura 3.11: Segnali in corrente sugli elettrodi di un rivelatore a doppia-GEM in funzione del campo di trasferimento E_T : I_D corrente del catodo, I_{T1} e I_{B1} correnti rispettivamente dell'elettrodo superiore ed inferiore della prima GEM, I_{T2} e I_{B2} correnti rispettivamente dell'elettrodo superiore ed inferiore della seconda GEM e I_S corrente del PCB [41].

buona efficienza di estrazione degli elettroni dall'elettrodo inferiore della GEM precedente e contemporaneamente avere una buona efficienza di infilamento degli elettroni nell'elettrodo superiore della GEM successiva, tipicamente $\sim 2\div 4$ kV/cm.

3.3.2 Scelta delle dimensioni delle regioni

In un rivelatore a *trippla*-GEM una particella incidente può ionizzare il gas in ognuna delle quattro regioni disponibili. La differenza sostanziale tra gli elettroni di ionizzazione prodotti nelle diverse regioni è il numero di stadio di moltiplicazione che essi subiscono.

Questo vuol dire, per esempio, che un elettrone prodotto nella prima regione di trasferimento subisce solo due stadi di moltiplicazione (seconda e terza GEM); nonostante ciò il segnale, a causa delle fluttuazioni sul guadagno, può essere sufficientemente elevato da superare la soglia di discriminazione, e pertanto risulta in anticipo di $20\div 30$ ns, a seconda della dimensione della regione di trasferimento e della velocità di deriva in questa regione, rispetto al segnale generato dalla ionizzazione rilasciata nella *gap* di deriva (fig 3.12).

Questo fenomeno è chiamato effetto *bi-gem* [44] e ha come conseguenza l'allargamento

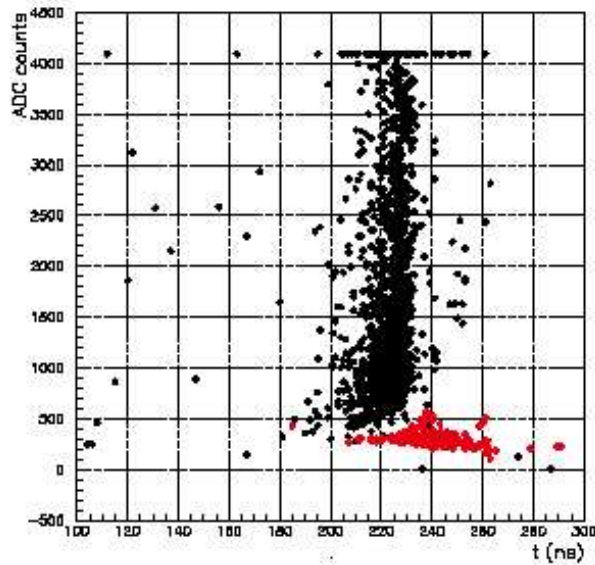


Figura 3.12: Carica degli eventi in funzione del tempo (*COMMON-STOP*). I punti in rosso rappresentano gli eventi di *bi-gem*, mentre quelli in nero rappresentano eventi che hanno subito tre stadi di moltiplicazione.

della distribuzione temporale degli eventi, e chiaramente questo effetto deve essere limitato nel caso in cui si è interessati specificatamente alle prestazioni temporali del rivelatore, come nell'esperimento LHCb. Pertanto è necessario ridurre quanto più possibile le dimensioni della prima regione di trasferimento, compatibilmente con la stabilità e la semplicità costruttiva del rivelatore. In particolare è stata scelta una dimensione di 1 mm di questa regione.

La seconda regione di trasferimento non presenta problemi di questo tipo, in quanto gli eventuali elettroni primari prodotti in essa subiscono solo uno stadio di moltiplicazione (la terza GEM) e quindi difficilmente riescono a superare la soglia di discriminazione.

La scelta della dimensione di questa regione è invece correlata con il fenomeno di scari-che. Difatti nel terzo stadio di moltiplicazione il numero di coppie elettrone-ione può superare il limite di Raether ($10^7 \div 10^8$) [46], [47], [48], e dare luogo alla transizione dal regime proporzionale a quello di *streamer*, come spiegato nel par. 2.4.

Una dimensione maggiore per questa regione limita questo effetto, perché la maggiore diffusione della nuvola elettronica permette di distribuire su più fori, nell'ultimo stadio di amplificazione, la stessa quantità di carica.

Pertanto la dimensione della seconda regione di trasferimento è di 2 mm.

3.3.3 Scelta delle tensioni di polarizzazione per le GEM

Il guadagno intrinseco di un rivelatore a tripla-GEM dipende dalla somma delle tensioni di polarizzazione V_{GEM} delle tre GEM:

$$G_{intr} \propto e^{\langle \alpha \rangle \sum (V_{GEM})}$$

dove $\langle \alpha \rangle$ è il valore medio del primo coefficiente di Townsend [24].

Come nel caso di un rivelatore a singola-GEM, il guadagno efficace del rivelatore è minore di quello intrinseco in quanto vi sono effetti dispersivi che diminuiscono il numero degli elettroni effettivamente trasportati tra una GEM e l'altra. Anche in questo caso essi dipendono dai campi al di sopra e al di sotto della GEM.

Per ogni GEM infatti è possibile definire le seguenti quantità:

— Efficienza d'infilamento, ϵ_{inf} :

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

rappresenta il rapporto tra il numero di elettroni che entrano nei fori dell'elettrodo della GEM ed il numero di elettroni prodotti nella regione al di sopra della GEM.

L'efficienza d'infilamento è correlata sia al fenomeno di diffusione degli elettroni che all'effetto di *defoccheggiamento* delle linee di forza del campo elettrico sovrastante la GEM. A causa di questi due fenomeni parte degli elettroni viene raccolta sull'elettrodo superiore della GEM e pertanto non contribuisce al segnale.

La figura 3.13 schematizza il meccanismo.

— Efficienza d'estrazione ϵ_{estr} :

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

rappresenta il rapporto tra gli elettroni estratti dai fori e trasportati all'elettrodo successivo e gli elettroni prodotti all'interno dei fori. A causa della diffusione gli elettroni della valanga non sono confinati nella regione centrale del canale del foro e quindi, in particolar modo per valori del campo al di sotto della GEM relativamente bassi, possono essere raccolti sull'elettrodo inferiore della GEM stessa piuttosto che essere trasportati all'elettrodo successivo.

Il meccanismo di estrazione e trasporto è schematizzato in figura 3.14.

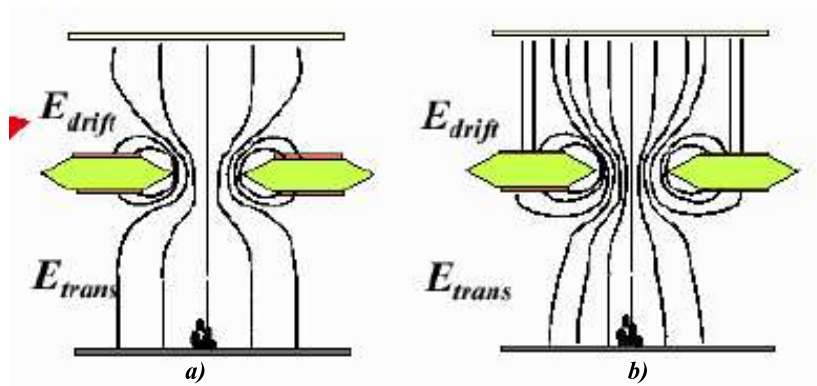


Figura 3.13: Efficienza di Infilamento: (a) tutte le linee di campo elettrico convergono all'interno del foro; (b) effetto di *defoccheggiamento* e conseguente perdita di elettroni.

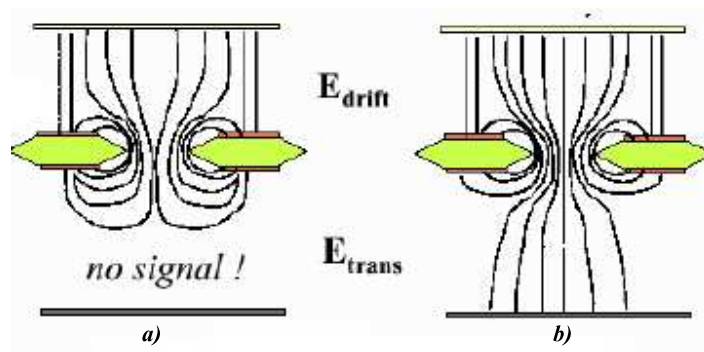


Figura 3.14: Efficienza di estrazione: (a) nessun elettrone viene trasportato al PCB; (b) estrazione degli elettroni dall'elettrodo inferiore della GEM.

La definizione delle efficienze di infilamento e di estrazione permette di introdurre il concetto di *trasparenza elettronica* T di una GEM e quindi di correlare il guadagno efficace con quello intrinseco del rivelatore:

$$G_{eff} = G_{intr} \cdot T = \epsilon_{inf} \cdot G_{intr} \cdot \epsilon_{estr}$$

Nel caso di un rivelatore a *tripla*-GEM il guadagno efficace è espresso dalla seguente espressione:

$$G_{eff} = \prod_{k=1}^3 G_{intr}^k \cdot T^k, \quad \text{con } T^k = \epsilon_{inf}^k \cdot \epsilon_{estr}^k$$

Dal momento che il guadagno intrinseco dipende dalle tensioni di polarizzazione delle tre GEM solo attraverso la loro somma, è possibile sbilanciare queste tensioni per ridurre ulteriormente l'insorgenza di scariche nella terza GEM.

È conveniente infatti, mantenendo costante la somma delle tre tensioni e quindi il guadagno, aumentare la tensione di polarizzazione della prima GEM e diminuire quella della terza. La carica che giunge sulla terza GEM è in questo caso maggiore, ma la diffusione fa in modo che sia distribuita su più fori.

Studi con particelle alfa precedenti a questo lavoro [56] hanno dimostrato che la scelta che minimizza il problema delle scariche risulta essere la seguente:

$$V_{GEM1} \gg V_{GEM2} \approx V_{GEM3}$$

Si noti che questa configurazione permette anche di minimizzare l'effetto *bi-gem*, in quanto gli eventuali elettroni prodotti nella prima regione di trasferimento vengono moltiplicati con un guadagno molto minore rispetto a quelli prodotti nella regione di deriva.

3.4 Prestazioni temporali di un rivelatore a *tripla* GEM

Come discusso nel capitolo 1, le richieste della zona centrale (R1) della prima stazione per muoni (M1) dell'esperimento LHCb impongono al rivelatore a *tripla*-GEM, proposto per strumentare queste zone [16], elevate prestazioni temporali.

L'impiego di questo rivelatore come camera di *trigger* è sicuramente una novità, in quanto le camere a GEM nascono come rivelatore tracciante ⁵.

Le prestazioni temporali sono invece strettamente connesse non solo ai parametri geometrici, ma anche alla miscela di gas utilizzata.

Nei paragrafi 2.1 e 2.2 si è visto che il numero di *cluster* prodotti nella ionizzazione primaria dipende dalla natura della particella incidente (α , γ , π , protoni), dalla sua energia e dalla miscela di gas utilizzata.

La loro distribuzione spaziale lungo la regione di deriva è descritta dalla statistica di Poisson:

$$P_j^n(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nx}, \quad \text{con } 1 < j < n$$

dove n è il numero massimo di elettroni per unità di lunghezza x ($0 \leq x \leq 1$).

Se si considererà il primo *cluster* ($j=1$), ovvero quello formatosi più vicino all'elettrodo superiore della prima GEM, si ottiene:

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

la cui deviazione standard (*r.m.s*) è:

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

Tramite le relazioni precedenti è possibile determinare la distribuzione temporale del tempo di arrivo, t_d di questo *cluster* sulla prima GEM, supponendo nota la velocità di deriva, v_d :

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

e la sua risoluzione temporale intrinseca:

$$\sigma_1(t_d) = \frac{1}{n v_d} \tag{3.1}$$

L'espressione (3.1) mostra che per ottenere elevate risoluzioni temporali si devono utilizzare miscele di gas con alte velocità di deriva (v_d) e con elevata ionizzazione primaria (n).

⁵Il primo e finora unico esperimento di fisica delle alte energie che le utilizza è COMPASS [49]. Gli *R&D* sono rivolti tipicamente all'impiego come camera di monitor di raggi X, in diagnostica medica o industriale, e più recentemente è allo studio l'utilizzo nelle *Time Projection Chamber*.

In aggiunta a queste richieste sulla miscela di gas va sottolineata la necessità di avere una elevata efficienza di rivelazione di questo *cluster*, che si traduce in una elevata trasparenza ed un elevato guadagno in particolare sulla prima GEM. In caso contrario infatti il segnale sarà prodotto da uno dei *cluster* successivi, sicuramente ritardati rispetto al primo, e lo spettro temporale risultante sarà più largo.

Confrontando queste considerazioni con quelle sulla trasparenza nel paragrafo 3.2, si deduce che la miscela di gas deve possedere elevate velocità di deriva anche per valori bassi del campi di deriva ($\sim 2 \div 3$ kV/cm), che garantiscono maggiore efficienza di infilamento nel primo stadio di moltiplicazione.

3.5 Formazione del segnale in un rivelatore a GEM

La forma del segnale indotto sulle *pad* in un rivelatore a GEM è dovuta al moto degli elettroni nella regione di induzione. Si può considerare che il segnale inizi a formarsi non appena gli elettroni lasciano l'elettrodo inferiore dell'ultimo stadio di amplificazione.

La corrente I_k indotta su un elettrodo *k-esimo* dovuta al moto di una carica q , di velocità v , può essere calcolata utilizzando il teorema di Ramo [50]:

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

dove $\vec{E}_k(x)$ è il campo elettrico dovuto all'elettrodo *k-esimo* posto a potenziale V_k .

In particolare se la *k-esima pad* è posta a $V_k = 1V$ e tutte le altre a potenziale nullo, si ha:

$$I_j = -q \vec{v}(x) \cdot \vec{E}_j^w(x)$$

dove il campo elettrico $\vec{E}_k^w(x)$ è detto *weighting field*.

È stato simulato [51] l'andamento di $\vec{E}_j^w(x)$ per una *pad* di 1×1 cm² con una regione di induzione di 1 mm. È risultato che il campo $\vec{E}_j^w(x)$ sopra la *pad* è costante di modo che la velocità di deriva degli elettroni nella regione di induzione è uniforme.

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

$$I = -\frac{q}{t} = -\frac{qv_d}{x}$$

dove x rappresenta la dimensione della regione di deriva e v_d è la velocità di deriva dell'elettrone.

3.6 Costruzione delle camere a tripla-GEM

In questo paragrafo viene descritta in dettaglio la costruzione, effettuata ai Laboratori Nazionali di Frascati, delle camere a tripla-GEM proposte come soluzione per la regione ad alta *rate* M1R1 di LHCb,

L'assemblaggio viene effettuato in una camera pulita di classe 1000, e tutte le parti che costituiscono il rivelatore sono lavate con alcool isopropilico e asciugate con Argon, ad eccezione dei fogli di GEM; questi arrivano sigillati dal CERN, dove sono prodotte secondo i disegni che vengono richiesti.

Sono stati costruiti due modelli: il primo, che sarà chiamato nel seguito “*prototipo di test*”, è pensato esplicitamente per il lavoro di studio e sviluppo (*R&D*), mentre il successivo costituisce il modulo 0 della camera che verrà installata nell'esperimento, e sarà identificata in seguito come “*camera finale*”.

Essi differiscono sia nel disegno e nella dimensione dei fogli di GEM, sia nell'assemblaggio vero e proprio; una prima fase della costruzione, è però comune ad entrambi, e pertanto verrà descritta subito.

3.6.1 Preparazione dei fogli di GEM

Per i prototipi di test vengono utilizzati fogli di GEM con una zona attiva di $10 \times 10 \text{ cm}^2$, centrata su un foglio di kapton di dimensioni maggiori; per permetterne l'alimentazione, il disegno prevede delle strisce di rame su ciascuna faccia della GEM, che dalla zona attiva terminano ai margini del foglio, fungendo da contatti.

Per le camere finali la zona attiva ha dimensioni $20 \times 24 \text{ cm}^2$. Mentre la faccia inferiore (cioè quella che guarderà il piano delle *pad*) è realizzata come un unico elettrodo, in quella superiore è stata introdotta una suddivisione in sei settori non connessi tra loro, con lo scopo di ridurre la corrente che potrebbe contribuire ad un eventuale scarica. In questo modo la dimensione, e quindi la capacità, di un singolo settore è inferiore a quella della zona attiva di un prototipo di test, per il quale si possiedono già studi dei processi di scarica.

Per lo stesso motivo anche l'alimentazione della faccia superiore è più complicata. Come si osserva in figura 3.15 (a destra), le strisce di rame che vengono dal bordo del foglio non sono direttamente connesse ai settori, ma verranno collegati tramite resistori subito dopo l'incollaggio delle cornici.

Prima di essere utilizzati, tutti i fogli di GEM vengono sottoposti ad un test di qualità,

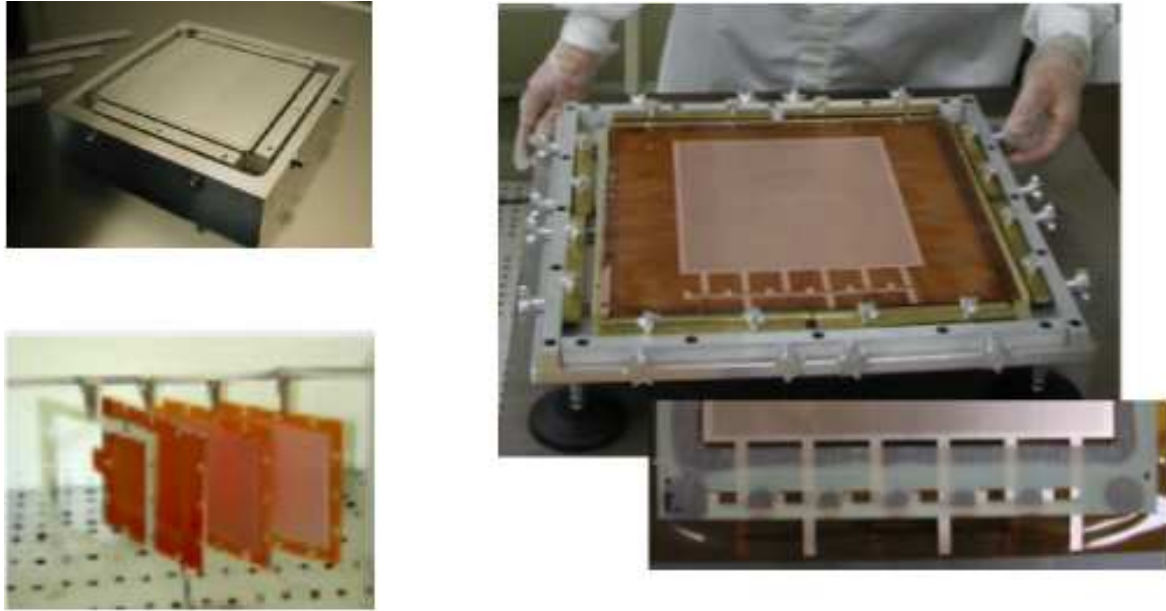


Figura 3.15: Preparazione delle GEM. In alto a sinistra il *tendi-GEM* $10 \times 10 \text{ cm}^2$ e subito sotto le relative GEM tese ed incollate sulle cornici.

A destra una GEM $20 \times 24 \text{ cm}^2$ che sta per essere tesa. Qui si può osservare il disegno dell'alimentazione della faccia superiore, settorizzata: la connessione avviene tramite resistori SMD subito dopo l'incollaggio della cornice, da porre negli incavi in esso ricavati (visibili nel dettaglio)

ovvero si misura, con una differenza di potenziale applicate tra le due facce di 600 V ⁶, la corrente di perdita del dielettrico, che deve essere di qualche nA.

Superato il test, il foglio di GEM viene teso nell'apposito *tendi-GEM*, strumento progettato e costruito presso l'officina dei Laboratori Nazionali di Frascati, e composto da un piano su cui centrare la zona attiva della GEM, e da ganasce poste sui quattro lati con cui bloccare il kapton al di fuori della zona attiva, e operare il tensionamento. Per le GEM $20 \times 24 \text{ cm}^2$ è prevista anche la strumentazione per misurare la tensione meccanica, con lo scopo di uniformare la produzione.

Sulle GEM tese vengono incollate delle cornici di vetronite (G10) di dimensioni adatte a contornare l'area attiva della GEM, a seconda del formato. Queste cornici sono state ulteriormente lavate con acqua deionizzata in una vasca ad ultrasuoni, per rimuovere eventuali residui di oli di lavorazione, e asciugate in un forno. Per l'incollaggio si usa una colla epossi-

⁶tipicamente il punto di lavoro è intorno a $400 \div 450 \text{ V}$

Capitolo 3. I rivelatori a GEM

dica (Ciba 2012), che dopo in tempo di polimerizzazione di circa due ore fornisce una buona resistenza meccanica.

Lo spessore della cornice costituisce una delle quattro *gap* del rivelatore.

Terminato l'incollaggio, si rimuove il foglio dal *tendi-GEM* e si ritaglia la parte di kapton che eccede la cornice, ad esclusione, ovviamente, dei contatti di alimentazione.

Per le camere finali, come accennato, si devono anche saldare nelle sedi ricavate all'interno della cornice dei resistori, di tipo SMD, per connettere i settori della faccia superiore di ciascuna GEM all'alimentazione.

La saldatura richiede particolare cura per evitare di danneggiare il kapton. Bisogna inoltre assicurarsi che il resistore non sporga dalla sua sede, al fine di evitare la rottura del resistore stesso nel successivo assemblaggio.

Quindi si può passare all'assemblaggio vero e proprio del rivelatore, ovvero ad impilare le tre GEM tra il catodo e il PCB segmentato a *pad*.

Va sottolineato l'innovativa tecnica di tensionamento delle GEM permette di semplificare notevolmente il disegno, e conseguentemente la realizzazione, delle cornici di supporto. Difatti rispetto alla tecnica di montaggio utilizzata nell'esperimento COMPASS [49], in cui le GEM, non tensionate, necessitano di una griglia in vetronite per evitare deformazioni elettrostatiche, nel nostro caso, proprio grazie al tensionamento del foglio, le deformazioni sono ridotte a valori inferiori a $\sim 10 \mu\text{m}$. L'ulteriore vantaggio della nostra tecnica è quello di non introdurre zone morte all'interno dell'area attiva del rivelatore

3.6.2 Assemblaggio dei prototipi di test

Nel caso dei *prototipi di test*, le GEM vengono inserite all'interno di un contenitore di vetronite, che garantisce la tenuta del gas.

Sulla base del contenitore è incollato un circuito stampato (PCB) con la faccia interna segmentata in pad di $1 \times 2.5 \text{ cm}^2$; le relative piste vengono riportate sulla faccia esterna dove si conetterà l'elettronica di *front-end*.

Le tre GEM vengono impilate subito sopra, seguite dal catodo, costituito da un foglio di kapton monoramato incollato su una cornice con lo stesso procedimento dei fogli di GEM.

L'insieme GEM e catodo è mantenuto in posizione con viti di nylon, fissate sulla base del contenitore, che passano attraverso i fori delle cornici.

I bordi del contenitore presentano i connettori per l'alta tensione (che verranno opportu-

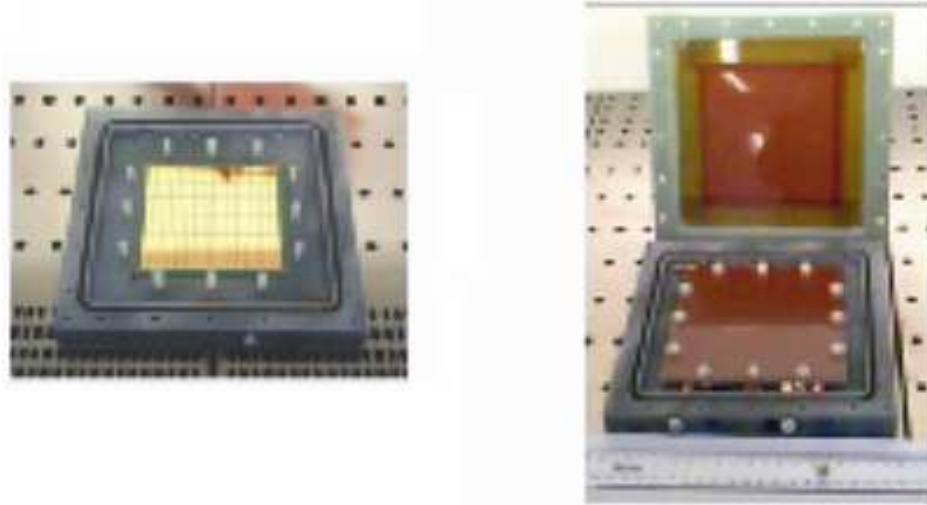


Figura 3.16: Prototipi di test. A sinistra base del contenitore per la tenuta gas con vista delle *pad*. A destra lo stesso con tre GEM e il catodo assemblati, e il coperchio con la finestra in kapton

namente saldati all'interno con i contatti dei fogli di GEM) e i connettori per il gas, mentre il coperchio ha una finestra in corrispondenza della zona attiva, in kapton oppure in mylar, in quanto la vetronite potrebbe assorbire la radiazione con cui si svolgono i test ⁷.

Base e coperchio del contenitore non vengono incollati, ma stretti con viti e bulloni, e la tenuta gas è assicurata da un *O-ring* posizionato lungo il perimetro della base.

La possibilità di poter riaprire la camera semplifica enormemente la sostituzione e il riutilizzo delle GEM, utile nella fase di studio delle configurazioni geometriche del rivelatore.

Nei diversi test che sono stati effettuati, la camera così ottenuta è stata montata in una scatola di alluminio, provvista di finestra in corrispondenza della zona attiva del rivelatore, e di fili di collegamento che riportano tutte le alimentazioni e i segnali dell'elettronica su dei connettori verso l'esterno.

Questa ulteriore scatola ha il duplice scopo di schermare l'elettronica e di facilitare il fissaggio in loco. Inoltre permette di inserire all'interno delle linee HV un circuito R-C-R con la funzione di filtro per il rumore e di protezione dalle scariche, in una posizione facilmente accessibile e che non richiede la riapertura della camera per apportare le variazioni richieste dai diversi test (di solito $R = 1M\Omega$ e $C = 2.2nF$).

⁷in particolari quelli eseguiti con il cannone a raggi X, par. 4.1

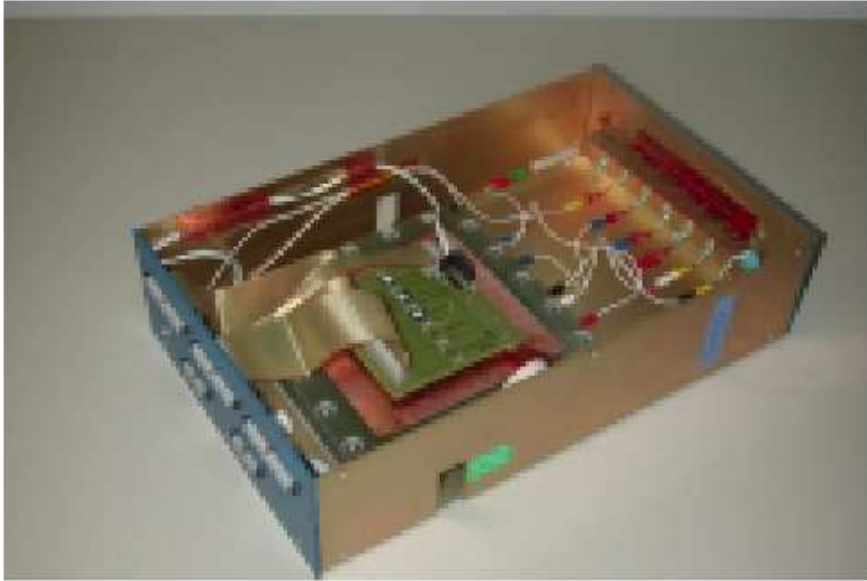


Figura 3.17: Interno del contenitore di alluminio in cui sono fissati i prototipi di test

3.6.3 Assemblaggio delle camere finali

I prototipi di test sono stati progettati esplicitamente per provare varie configurazioni in maniera pratica, ma è impensabile il loro utilizzo in un esperimento: la parte non attiva del rivelatore è troppo grande, la frazione di lunghezza di radiazione dell'intero prototipo non è accettabile, l'elettronica montata dietro la camera occupa troppo spazio, e, ovviamente, le dimensioni non sono quelle richieste.

Nelle camere finali, quindi, il contenitore in vetronite è stato eliminato, e la tenuta gas è assicurata dalle cornici in vetronite delle GEM incollate tra loro, all'interno dei due piani del catodo e dell'anodo.

Questi ultimi sono costituiti da un PCB standard di 1 mm, con doratura della superficie metallica; la superficie attiva ha dimensioni $20 \times 24 \text{ cm}^2$, e l'anodo è suddiviso in $8 \times 12 \text{ pad}$ di dimensioni $2.5 \times 1 \text{ cm}^2$, come richiesto nell'esperimento.

Ciascun PCB è accoppiato tramite iniezione di schiuma poliuretanica con un *back-plane* in fibra di vetro con un deposito di rame sulla faccia esterna, con la funzione di gabbia di Faraday. Questa struttura garantisce planarità, rigidità e robustezza all'intero rivelatore.

In figura 3.18 si possono osservare i due pannelli ottenuti, prima dell'incollaggio. In

particolare si notano:

- il piano rettificato usato per l'assemblaggio, provvisto di quattro spine di precisione per l'allineamento;
- i canali per il passaggio del gas ricavati all'interno di ciascun pannello nella zona occupata dalla schiuma;
- sul catodo, le piazzole connesse ai connettori HV disposti su un lato: ad esse saranno saldate le striscie di alimentazione delle GEM;
- sull'anodo, i connettori per l'elettronica disposti lungo tutto il perimetro del pannello.

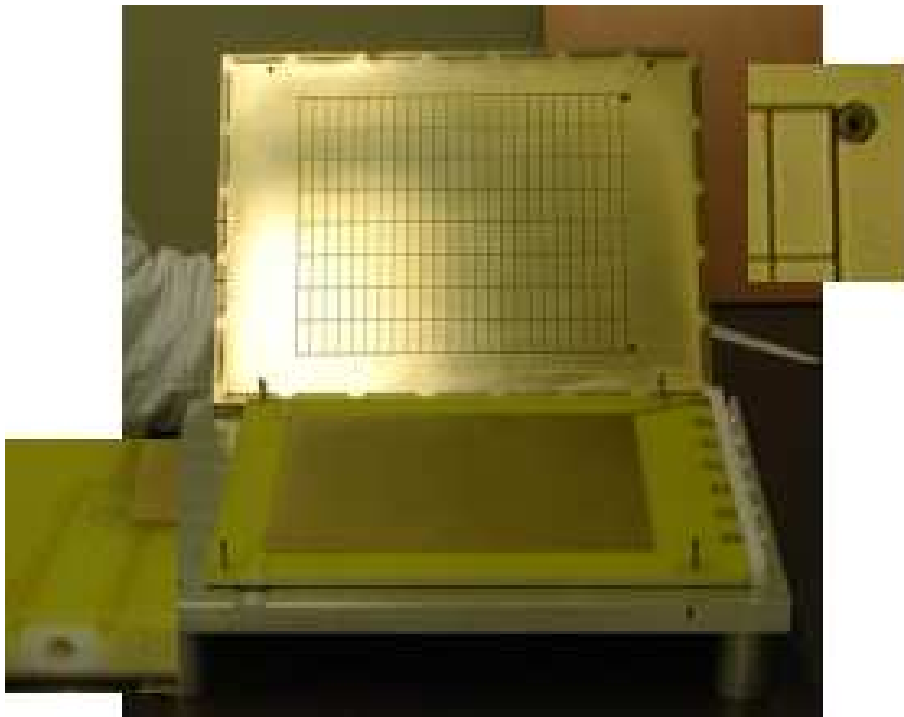


Figura 3.18: Catodo e *pad* prima che vengano impilate le GEM.

Sul lato destro del catodo si notano le piazzole per l'alimentazione, mentre nel dettaglio sono stati riportati i canali che permettono il flusso del gas

Sul catodo vengono incollate le GEM preparate in precedenza, più un'ulteriore cornice da 1 mm che costituisce la *gap* di induzione.

La figura 3.19 mostra questa fase, mentre vengono nuovamente testate le GEM a 600V, per verificare che l'assemblaggio si sia svolto senza danneggiamenti. Quindi, dopo aver

Capitolo 3. I rivelatori a GEM

connesso le alimentazioni delle GEM alle piazzole sul catodo, si incolla anche il pannello con le *pad* e si verifica la tenuta del gas.

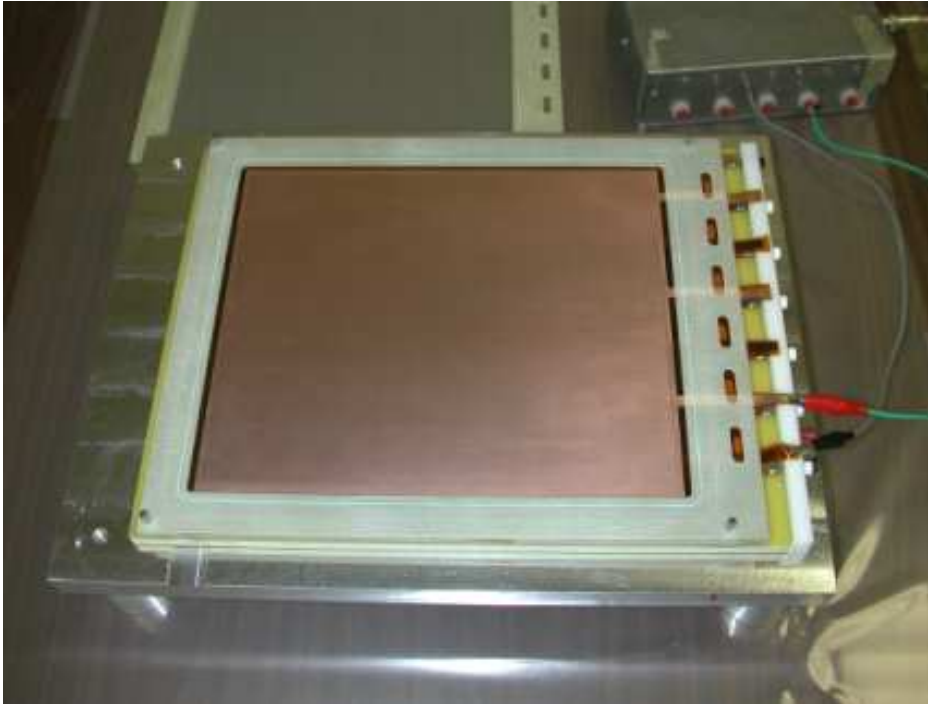


Figura 3.19: Fase dell'assemblaggio: sono state incollate le tre GEM ed un ulteriore *frame* vuoto da 1 mm per la *gap* di induzione; prima di incollare anche le *pad*, si esegue un ulteriore test a 600 V, e quindi si salda ciascuna striscia di rame sulla piazzola appropriata

3.6.4 Assemblaggio della stazione con due camere in OR

Il paragrafo precedente descrive la costruzione di una singola camera, ma l'esperimento prevede una stazione composta di due camere poste in *OR pad by pad*, ovvero prevede di confrontare i segnali provenienti dalle due *pad* che si corrispondono in ciascuna camera, e considerare per ciascuna coppia il primo in ordine di tempo. Questa soluzione aiuta a raggiungere le elevate prestazioni richieste da LHCb, oltre a garantire una ridondanza dell'informazione in caso di guasti.

Due camere vengono pertanto accoppiate, con il catodo all'interno, facendo passare lunghe viti attraverso gli stessi fori di spina utilizzati per l'assemblaggio. Queste viti permetteranno anche il fissaggio in loco del rivelatore nei vari test che si sono svolti.

Il gas viene fatto fluire sempre in serie: entra nel pannello delle *pad* di una delle due camere, esce dal catodo della stessa, entra nell'altro catodo ed esce dall'ultimo pannello delle *pad*.

Come già detto, i connettori per l'elettronica corrono lungo tutto il perimetro del pannello delle *pad*, e pertanto è possibile montare le schede di *front-end* a ponte tra una camera e l'altra, requisito indispensabile per fare un *OR pad by pad* tramite elettronica e non via *software*.

Una sottile orpella di ottone disposta intorno all'elettronica e saldata sul *back-plane* in rame dei pannelli, oltre a proteggere le schede di *front-end* dagli urti, completa la schermatura elettromagnetica del rivelatore.

L'alimentazione HV è stata provvisoriamente realizzata con una scatola di alluminio contenente, per ogni canale, un filtro R-C-R analogo a quello utilizzato per i prototipi di test, tenendo conto dei resistori già presenti nelle facce superiori di ogni GEM. La soluzione definitiva sarà basata sull'impiego di un partitore resistivo, una volta fissate le tensioni di polarizzazione delle GEM.

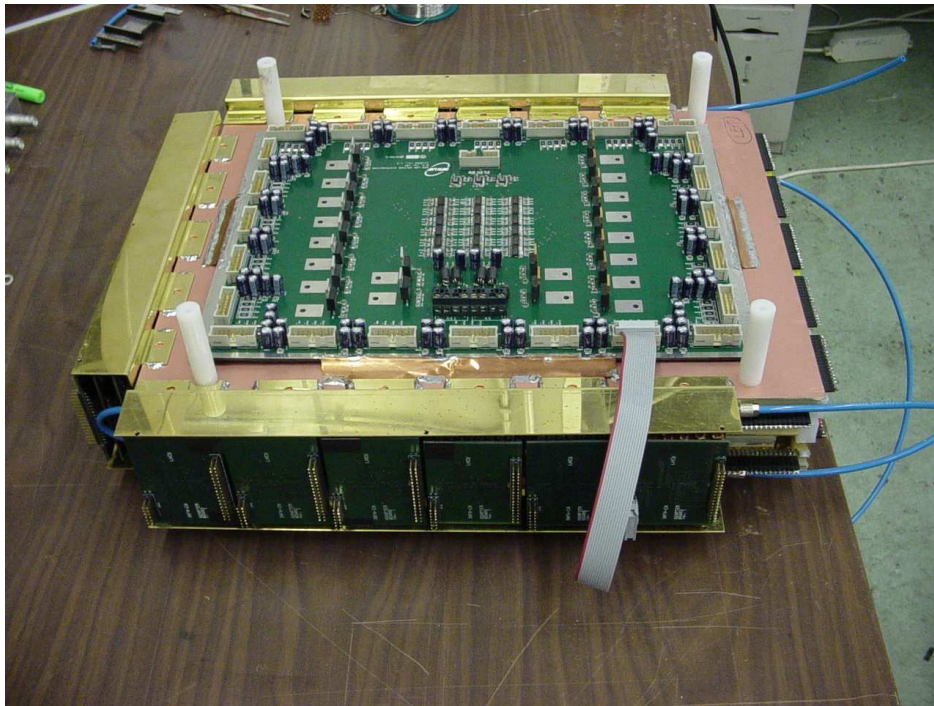


Figura 3.20: Rivelatore composto da due camere a tripla GEM, equipaggiato con l'elettronica di front-end disposta lungo il perimetro

Globalmente il rivelatore composto da due camere ha un *material-budget* di $\sim 16\%$ di X_0 . Con l'impiego, previsto, di pannelli in *honeycomb*, il *material-budget* viene ulteriormente ridotto a circa 8% di X_0 .

3.6.5 Elettronica di *front-end*

I prototipi di test e le camere finali si differenziano anche per l'elettronica di *front-end* che adottano.

Per i prototipi di test sono state utilizzate schede basate sul chip *VTX*, già utilizzato nella camera a deriva di *KLOE*. Esso contiene un pre-amplificatore con uscita analogica. I segnali devono essere successivamente discriminati a parte, per esempio tramite elettronica NIM. Il vantaggio di disporre di un'uscita analogica in fase di *R&D*, è di avere informazioni dirette sul segnale generato dal rivelatore e la possibilità di effettuare spettri di carica.

Considerato che nell'esperimento LHCb il rivelatore deve svolgere una funzione di *trigger*, l'elettronica di *front-end* prevista fornisce solo un'uscita digitale.

Le camere finali montano quindi schede basate sul chip *ASDQ*, che discrimina il segnale rispetto ad una soglia regolabile, e ne forma uno digitale in standard *LVDS*. Lo studio e l'ottimizzazione di questa scheda è stato effettuato dal gruppo elettronico dei Laboratori Nazionali di Frascati insieme al gruppo della sezione INFN di Cagliari [52].

Ciascuna scheda possiede due chip *ASDQ*, ognuno dei quali serve una delle due camere della stazione. L'*OR* tra i due segnali digitali prodotti viene effettuato dal chip *DIALOG*, posto subito dopo: il microcircuito è programmabile, e tra le varie possibilità permette anche di ritardare uno dei due segnali a passi di 1.5 ns prima di confrontarli per l'*OR*, in modo da correggere differenze tra i due *ASDQ*, per esempio dovute a una differente soglia efficace che potrebbero ricevere dalla scheda.

Non avendo però ancora a disposizione il chip *DIALOG*, della cui realizzazione si sta occupando la sezione INFN di Cagliari, nei test di cui si parlerà nel prossimo capitolo sono registrati gli eventi prodotti da entrambe le camere, e l'*OR* viene fatto in seguito sui dati.

Capitolo 4

Misure sperimentali

In questo capitolo sono presentati i risultati sperimentali dei vari test condotti sui rivelatori a tripla GEM, a seguito del lavoro svolto ai Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) per soddisfare le richieste della stazione M1R1 di LHCb.

Tra di esse la più stringente è sicuramente quella riguardante l'efficienza del 96% in una finestra temporale di 20 ns, in particolare per un rivelatore che nasce come tracciatore.

Come già detto nel paragrafo 3.4, le prestazioni temporali sono fortemente dipendenti dalla miscela di gas utilizzata, e pertanto è stato necessario abbandonare le miscele classiche Ar/CO₂, per le quali la migliore risoluzione temporale riportata in letteratura [53] è di ~ 10 ns, e studiare miscele che, tramite l'utilizzo di gas come l'isobutano ed il CF₄, avessero un'alta velocità di deriva ed un'elevata ionizzazione specifica.

Con l'uso di nuove miscele si è dovuto verificare, tra le altre cose, che il rivelatore fosse in grado di sopportare i 10 anni di funzionamento di LHCb senza danneggiamento o perdite di prestazioni (*aging*).

Questi studi sono stati effettuati con i *prototipi di test* (area attiva 10×10 cm²), che si adattano facilmente alle esigenze dei diversi test.

In laboratorio, per mezzo di una stazione a raggi X, sono state effettuate misure di caratterizzazione per ciascuna delle nuove miscele: il guadagno del rivelatore in funzione delle tensioni di polarizzazione delle GEM, della pressione e della temperatura, la *rate capability* e l'*aging*.

La misura delle prestazioni temporali richiede invece dei test su fascio: in particolare si discuteranno i risultati del test al CERN del luglio 2002, dove sono stati raggiunti risultati soddisfacenti con tutte le miscele provate. Pur non avendo partecipato alla presa dati al

CERN, mi sono occupato dell'analisi dei dati di questo test.

Gli stessi prototipi erano stati portati precedentemente al Paul Scherrer Institute (PSI) di Zurigo, per un test di irraggiamento sotto un elevato flusso adronico per la misura della probabilità di innesco di scariche in funzione di diverse condizioni di lavoro.

Il lavoro di *R&D* con i prototipi di test ha portato alla scelta della miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45/15/40) come miscela di riferimento per i rivelatori a GEM di LHCb, sia per le sue prestazioni che per la non infiammabilità dei suoi componenti.

Dopo questa prima fase di studio delle miscele con i prototipi $10 \times 10 \text{ cm}^2$ è iniziata la costruzione ed il test del rivelatore finale, composto da due camere a tripla-GEM con area attiva di $20 \times 24 \text{ cm}^2$, come descritto nel paragrafo 3.6.4.

Le prestazioni temporali del rivelatore, equipaggiato con la nuova elettronica di *front-end* ASDQ, sono state misurate in due *test beam* ai quali ho potuto partecipare di persona, al CERN a ottobre 2002 ed alla Beam Test Facility (BTF) dei LNF ad aprile di questo anno.

Al termine del capitolo viene discussa la misura di *aging* globale effettuata all'impianto di irraggiamento Calliope dell'ENEA-Casaccia. Oltre ad essere un test che riguarda direttamente le camere finali con la miscela finale, per il fatto che viene irraggiata tutta la camera contemporaneamente, esso costituisce soprattutto un test di robustezza alla radiazione di tutta la camera, compresi tutti i materiali che la compongono. Va inoltre sottolineato che un test di *aging* di questo tipo non era mai stato effettuato su un rivelatore a GEM.

4.1 Misure con tubo a raggi X

Il tubo a raggi X utilizzato è del tipo di quelli usati per scopi medicali e permette di fare misure con un alto flusso di fotoni.



Figura 4.1: Stazione di raggi X utilizzata per le misure con i prototipi di test.

Gli elettroni vengono emessi per effetto termoionico da un filamento di tungsteno vengono focalizzati e accelerati da un campo di 20 kV e infine fatti incidere sull'anodo, che nel nostro caso è di ferro. Nell'urto vengono estratti elettroni dalle *shell* interne, e le lacune da essi lasciate devono essere riempite nuovamente da quelli delle *shell* superiori tramite l'emissione di fotoni che proprio per questo hanno energia fissata.

Nel nostro caso vengono emessi fotoni di 5.9 keV, energia corrispondente alla linea spettrale K_{α} del ferro, più un fondo di elettroni dovuto alle transizioni precedenti, che può essere assorbito con un sottile strato di alluminio.

Il fascio emerge da due finestre di berillio – con collimatori di diverso diametro – ortogonali tra loro, in modo che sia possibile irraggiare contemporaneamente due camere: sulla prima, che chiameremo *camera di Test*, inciderà il fascio più intenso, mentre su un'altra, che chiameremo *camera di Monitor*, il fascio sarà attenuato tramite spessori di alluminio; lo scopo di questa seconda camera è di correggere l'effetto delle variazioni ambientali in test di lunga durata come per esempio in quello di *aging*.

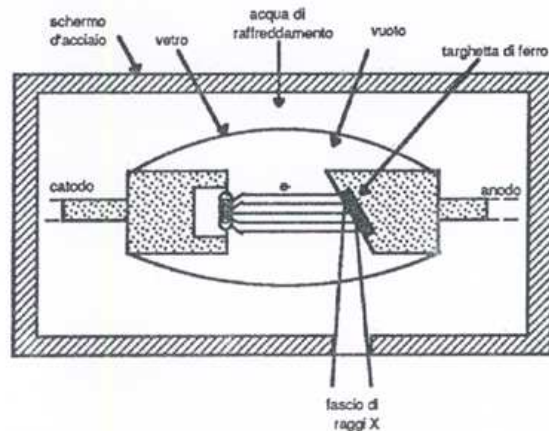


Figura 4.2: Struttura interna e funzionamento del tubo a raggi X

In questi test, il flusso del gas, regolato da flussimetri massivi, raggiunge le camere in serie: tipicamente prima quella di *Monitor*, che non lo deteriora, poi quella di *Test*. La distribuzione avviene tramite tubi di materiali compatibili con i gas utilizzati, per evitare che si verifichi un invecchiamento precoce del rivelatore a causa dell'introduzione di gas contaminato rispetto alla miscela scelta [29], [54]. Inizialmente sono stati utilizzati tubi in *rilsan*, più flessibili, sostituiti poi da tubi in *polipropilene*, in quanto i primi risultano avere una igroscopicità non accettabile per i nostri test.

Data la lieve entità delle correnti dei vari elettrodi del rivelatore, per misurarle è necessaria la sensibilità del nA. Tutte le misure di questo tipo sono state realizzate con un nanoamperometro costruito dal gruppo elettronico dei LNF.

4.1.1 Misure preliminari

Prima di effettuare qualsiasi misura con il tubo a raggi X, sono necessarie misure preliminari per stabilire il flusso minimo di gas e per la calibrazione del flusso di fotoni rivelati in funzione della corrente di filamento scelta.

In figura 4.3 è mostrata la corrente del rivelatore, proporzionale al guadagno ($\sim 5 \times 10^3$), in funzione del flusso di gas, sotto il massimo irraggiamento possibile con il nostro tubo a raggi X, e con il collimatore di ~ 1 mm di diametro utilizzato anche nei test che seguono; in base alla misura successiva si vedrà che il flusso di fotoni rivelati corrisponde a ~ 60 MHz/cm².

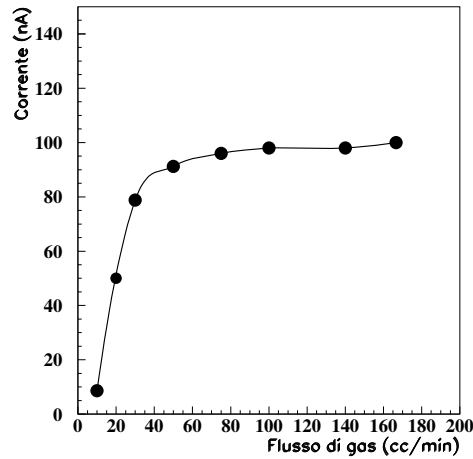


Figura 4.3: Plateau di gas per un rivelatore *tripla*-GEM sottoposto ad un elevato flusso di particelle ionizzanti (~ 60 MHz/cm²)

La diminuzione della corrente quando il flusso di gas è troppo basso è dovuta alla maggior presenza di molecole alterate dalla radiazione, che riducono il guadagno della miscela [55]. Quando il flusso di gas è sufficientemente intenso da rinnovare continuamente le molecole alterate, si raggiunge il *plateau* tipico di quella miscela per quel determinato irraggiamento.

Per la seconda misura (fig. 4.4) la camera è stata equipaggiata con l'elettronica di *front-end* VTX, e il segnale, di tipo analogico, è stato discriminato con una soglia di 70 mV e formato a 100 ns; i conteggi sono stati raccolti con uno *scaler*.

È stato possibile misurare direttamente il flusso sino a valori della corrente di filamento

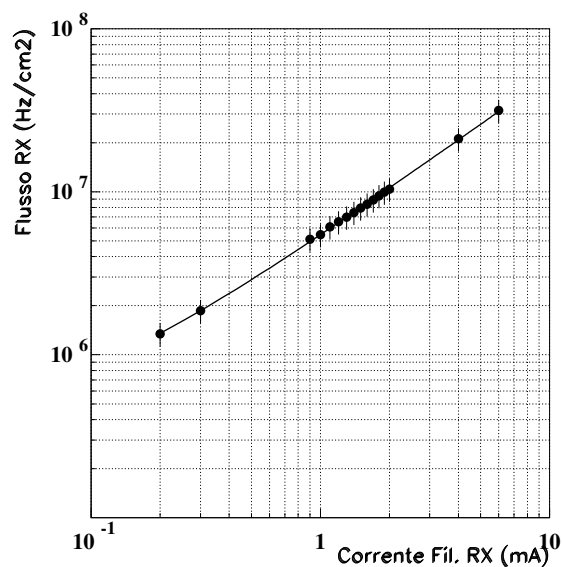


Figura 4.4: Flusso dei raggi X in funzione della corrente di filamento del tubo a raggi X.

del tubo a raggi X di 6 mA, corrispondenti $\sim 30 \text{ MHz/cm}^2$. Oltre questo valore, cominciano ad insorgere effetti di *pile-up* nella misura dei conteggi e pertanto i valori con correnti di filamento maggiori sono stati estrapolati ¹.

¹Poiché la misura è stata effettuata con un collimatore di $\sim 1 \text{ mm}^2$, il flusso massimo misurato corrisponde a $\sim 0.3 \text{ MHz}$.

4.1.2 Misure di guadagno

Come già detto in precedenza il guadagno di un rivelatore a *tripla*-GEM dipende dalla somma delle tensioni di polarizzazione applicate alle GEM e dalla miscela di gas tramite il valor medio del primo coefficiente di Townsend [24], secondo la seguente relazione:

$$G \propto e^{\langle\alpha\rangle \sum V_{GEM}} \quad (4.1)$$

È possibile ricavare indirettamente il guadagno misurando la corrente indotta sulle *pad*, che, per un flusso di raggi X rivelato Φ_{RX} , per una superficie irraggiata S , e con un guadagno G del rivelatore, risulta essere:

$$I_{pad} = e N_{\gamma} S \Phi_{RX} G \quad (4.2)$$

dove e è la carica dell'elettrone ed N_{γ} la ionizzazione prodotta dai raggi X nel gas, che dipende debolmente dalla miscela di gas ed è dell'ordine di $200 \div 220$ coppie elettrone-ione.

Innanzitutto è necessario determinare la *rate* effettiva di fotoni $S \cdot \Phi_{RX}$ rivelati dalla camera, che può variare a causa della differente sezione d'urto di conversione dei fotoni in ciascuna miscela.

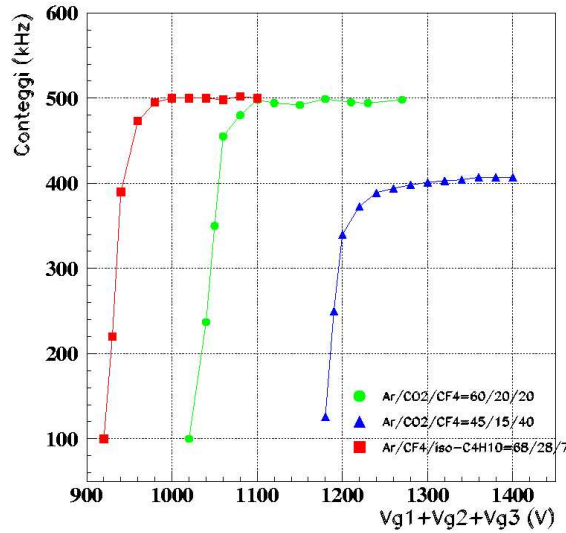


Figura 4.5: *Plateau* di conteggio in funzione delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas.

In figura 4.5 sono mostrati i conteggi in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas; i conteggi sono stati registrati su uno *scaler* discriminando

il segnale delle pad pre-amplificato dall'elettronica VTX, con una soglia di 70 mV e una larghezza di 100 ns.

In corrispondenza del *plateau* tutti i fotoni convertiti nella regione di deriva per una data miscela vengono rivelati, mentre al diminuire del guadagno sempre più eventi non vengono sufficientemente moltiplicati e quindi non superano la soglia del discriminatore.

Successivamente, tolta l'elettronica, è stata misurata la corrente delle *pad* con il nanoamperometro. In figura 4.6 è mostrato il guadagno efficace, al variare delle tensioni applicate alle GEM, delle quattro nuove miscele studiate; in aggiunta è stato misurato anche il guadagno della miscela Ar/CO₂ (70/30), come miscela classica di riferimento da poter confrontare anche con i risultati di altri autori [41].

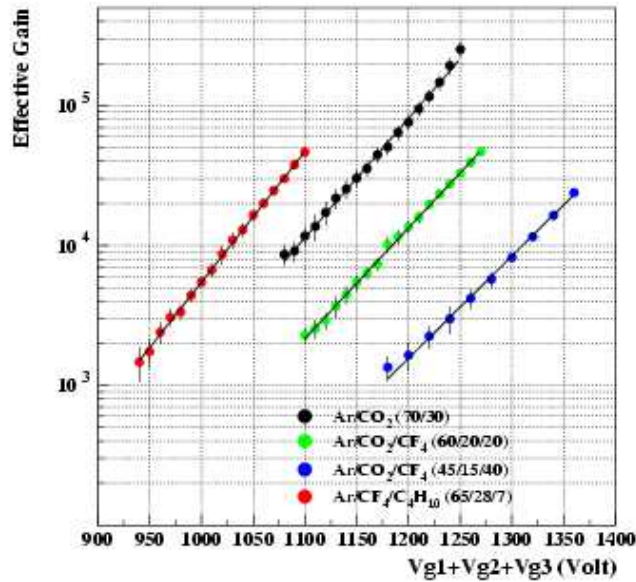


Figura 4.6: Guadagno efficace del rivelatore in funzione della somma delle tensioni applicate alle GEM per diverse miscele di gas [44], [56].

4.1.3 Rate capability

La *rate capability* è uno dei requisiti dell'esperimento LHCb, dove, nella regione M1R1, è previsto un flusso di 0.5 MHz/cm^2 , anche se sicuramente il meno problematico per il rivelatore in questione.

Come spiegato nel paragrafo 3.2, infatti, gli ioni prodotti dalla moltiplicazione a valanga all'interno dei fori vengono in gran parte raccolti dalle facce superiori delle GEM e, dal momento che la distanza tra le due facce è di $\sim 50 \mu\text{m}$, i fori interessati dall'evento vengono liberati in un tempo dell'ordine dei 100 ns [57].

La misura è stata effettuata con la miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (60/20/20), con un guadagno di $\sim 10^4$. Il guadagno è stato ottenuto di nuovo dalla corrente delle *pad* tramite la relazione (4.2).

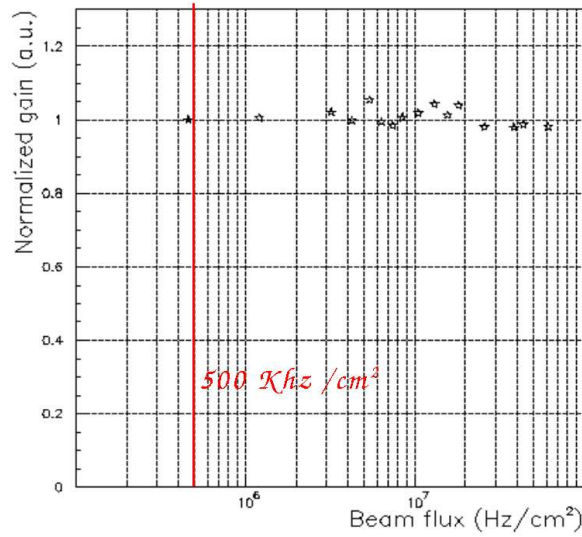


Figura 4.7: Misura della *Rate Capability* di un rivelatore a *tripla*-GEM per la miscela di gas $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ [56].

In figura 4.7 si può osservare come il guadagno rimanga stabile fino ad un valore del flusso pari a $\sim 60 \text{ MHz/cm}^2$, limite imposto dalle capacità del nostro tubo a raggi X e comunque ben al di sopra del requisito minimo di LHCb.

4.1.4 Misure di *aging*

L'invecchiamento sotto radiazione è un problema osservato già nei primi rivelatori a gas [61], come in ogni altro tipo di rivelatore, ed ha acquisito sempre maggior importanza man mano che gli esperimenti li hanno sottoposti a flussi sempre più intensi.

Infatti l'*aging* si manifesta tanto più velocemente quanto maggiore è il flusso di radiazione a cui è sottoposto il rivelatore e quanto maggiore è il guadagno a cui questo lavora, dal momento che il fenomeno progredisce di pari passo con la quantità di carica integrata. Può essere causato non solo da alcuni gas che compongono la miscela, ma anche dai materiali e dalle colle eventualmente utilizzati nella costruzione.

Dal momento che questo test è locale, cioè viene irraggiata solo una piccola zona nella parte attiva della camera (collimatore del tubo a raggi X di $\sim 1 \text{ mm}^2$), la misura riguarda effettivamente l'*aging* apportato dall'utilizzo di una particola miscela di gas. Nel paragrafo 4.4 verrà descritto il test di *aging* che riguarderà invece l'intera camera a tripla-GEM.

Nelle miscele studiate, poiché è noto che Argon e CO_2 sono generalmente inerti, le possibili fonti di *aging* sono, come discusso nel paragrafo 2.6, l'isobutano e il CF_4 .

Il primo, essendo un composto organico, può facilmente produrre polimeri, i quali si depositano sugli elettrodi, nel nostro caso all'interno dei fori delle GEM o in prossimità di essi. Questi depositi alterano la configurazione dei campi elettrici, e, nel caso presentino delle punte, possono favorire lo sviluppo di scariche [59], [60].

Il problema del CF_4 è invece correlato con la produzione, sotto radiazione, di acido fluoridrico, nel caso in cui nella miscela sia presente una certa quantità di umidità. Una piccola percentuale di CF_4 in miscele che contengono idrocarburi può contrastare il fenomeno di polimerizzazione e addirittura determinare un "ringiovanimento" del rivelatore [29] che abbia già mostrato fenomeni di *aging*. Le miscele studiate per i rivelatori a GEM contengono però un'elevata percentuale di CF_4 perchè esso permette di raggiungere le prestazioni temporali richieste in LHCb, e pertanto l'umidità deve essere tenuta sotto controllo, per evitare che le superfici ramate delle GEM (spesse solo $5 \mu\text{m}$) vengano intaccate dall' HF eventualmente formatosi all'interno del gas.

Durante lo svolgimento di questo test, non avendo ancora a disposizione la strumentazione per misurare l'umidità presente nella miscela, il test è iniziato dopo aver fatto fluire la miscela nelle camere per un certo tempo.

Nelle figure che seguono (4.8 – 4.10) è mostrato in funzione della carica integrata, l'an-

damento del guadagno normalizzato a quello iniziale.

Il flusso di raggi X è stato fissato a $\sim 50 \text{ MHz/cm}^2$, e per ogni miscela è stato scelto il guadagno che assicura che le prestazioni temporali del rivelatore soddisfino i requisiti di LHCb (come si vedrà nel par. 4.2).

Data la durata elevata di questi test (1-2 settimane), le variazioni di pressione e temperatura sono state corrette tramite l'uso della *camera di Monitor*, irraggiata con circa un decimo del flusso di radiazione.

Dopo 10 anni di LHCb (indicati dalla linea verticale rossa) le miscele senza isobutano presentano un variazione di guadagno praticamente trascurabile, ovvero in questo test di aging locale non si osserva alcun effetto di *etching* legato alla presenza di CF_4 .

La miscela $\text{Ar/CO}_2/\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$ (65/28/7) è invece causa di una leggera diminuzione del guadagno, un effetto aspettato ma comunque inferiore al 10%.

Il tempo in anni di funzionamento di LHCb è stato ricavato dalla seguente formula:

$$Q_{10y} = \Phi \times 10^8 s \times eNG$$

dove Φ è la *rate* della regione M1R1, G il guadagno del rivelatore, e la carica dell'elettrone ed N la ionizzazione primaria apportata dalla particella incidente, che per le miscele studiate è di ~ 50 coppie elettrone-ione.

La stima della *rate* (460 kHz/cm^2) prende in considerazione la luminosità di picco dell'acceleratore, più un fattore di sicurezza, ed è stata utilizzata in tutte le pubblicazioni del gruppo. In effetti si può utilizzare una stima meno pessimistica e più realistica considerando la luminosità media dell'acceleratore, pari a $\sim 2/5$ di quella di picco. In questo caso la *rate* è 184 kHz/cm^2 .

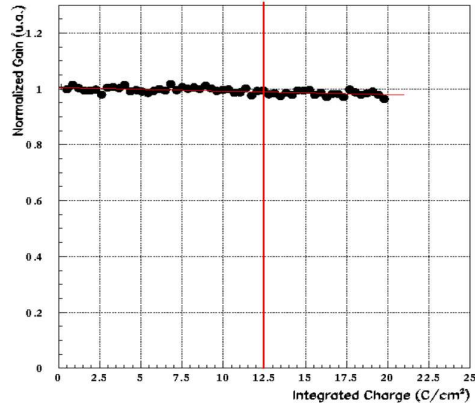


Figura 4.8: Guadagno normalizzato in funzione della carica integrata ($pad + G3D$) per la miscela di gas $Ar/CO_2/CF_4$ (60/20/20) [56]. Il guadagno iniziale è di $\sim 2 \times 10^4$

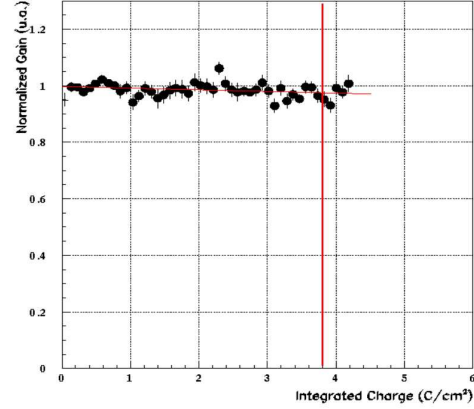


Figura 4.9: Guadagno normalizzato in funzione della carica integrata ($pad + G3D$) per la miscela di gas $Ar/CO_2/CF_4$ (45/15/40). Il guadagno iniziale è di $\sim 6 \times 10^3$

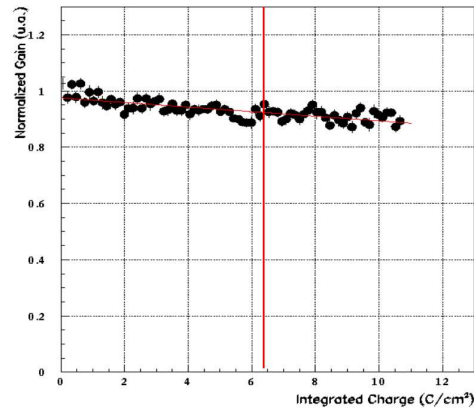


Figura 4.10: Guadagno normalizzato in funzione della carica integrata ($pad + G3D$) per la miscela di gas $Ar/CF_4/iso-C_4H_{10}$ (65/28/7). Il guadagno iniziale è di $\sim 1 \times 10^4$

4.2 Misure su fascio dei prototipi di test

Per misurare le prestazioni temporali e l'efficienza (globale o in una finestra temporale di 20 ns, come richiesto dall'esperimento) sono necessari test su fasci di particelle cariche.

I risultati che hanno concluso il lavoro sui prototipi di test sono quelli ottenuti sul fascio T11 del PS al CERN, un fascio composto principalmente da pioni di 3-10 GeV.

Le camere sono state equipaggiate con l'elettronica di *front-end* VTX, pertanto il segnale analogico è stato discriminato con elettronica NIM standard prima di essere inviato ai TDC.

4.2.1 Misure di risoluzione temporale

Come già discusso la risoluzione temporale di un rivelatore a tripla-GEM dipende sia dalla velocità di deriva della miscela, sia dal numero di coppie ione-elettrone primarie per unità di lunghezza prodotte all'interno.

Un'utile indicazione preliminare è data dalla simulazione ottenuta con Garfield [42]: le figure 4.11 e 4.12 mostrano rispettivamente la velocità di deriva e la risoluzione temporale intrinseca previste per le miscele da noi studiate, e soprattutto le configurazioni dei campi che ottimizzano questi due parametri.

In realtà la simulazione presenta solo un limite inferiore per la risoluzione temporale, perché non tiene conto della non perfetta efficienza di rivelazione del primo cluster, dovuta ai limiti che si hanno per la trasparenza elettronica, o a fluttuazioni di guadagno nel gas che producono un segnale sotto soglia; quando ciò avviene, viene visto il secondo o anche il terzo cluster, allargando così lo spettro temporale.

In particolare è importante massimizzare la trasparenza elettronica della prima GEM affinché gli elettroni primari raggiungano il primo stadio di amplificazione. Negli stadi successivi la diffusione avvenuta nelle *gap* e la quantità di elettroni che compongono il cluster rendono le perdite irrilevanti. Per questo è necessario utilizzare campi di deriva non troppo alti (nell'intervallo $2 \div 3.5$ kV/cm, in funzione della miscela impiegata).

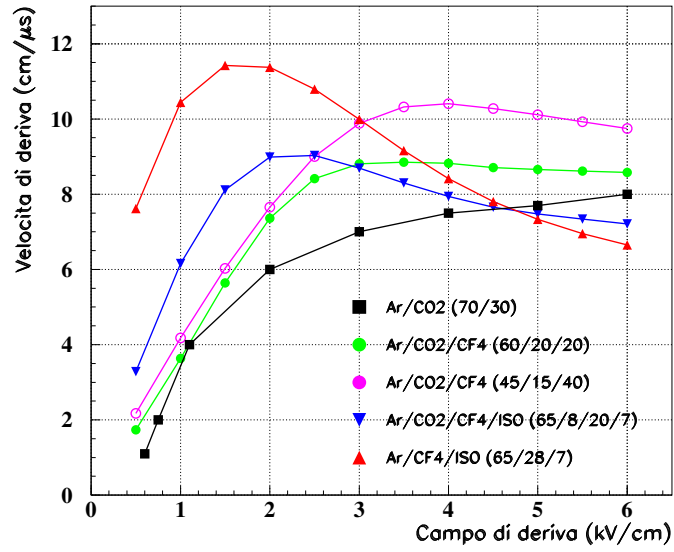


Figura 4.11: Velocità di deriva elettronica in funzione del campo elettrico di deriva per diverse miscele di gas [56] (simulazione con Garfield).

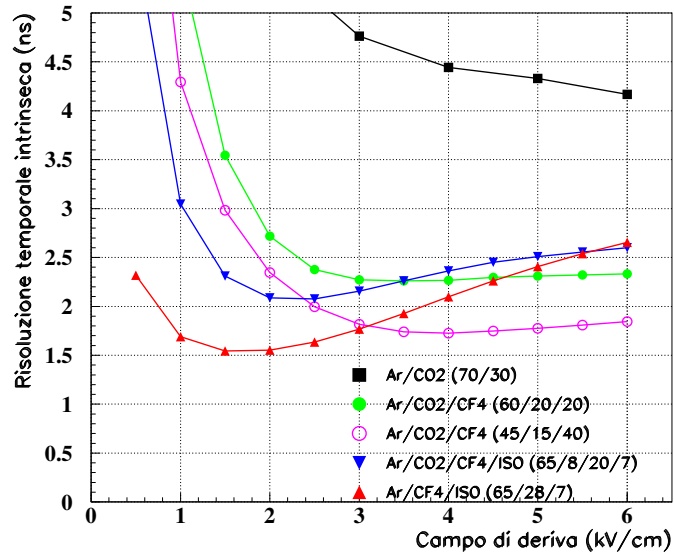


Figura 4.12: Risoluzione intrinseca del rivelatore *trippla*-GEM in funzione del campo elettrico di deriva per diverse miscele di gas (simulazione con Garfield).

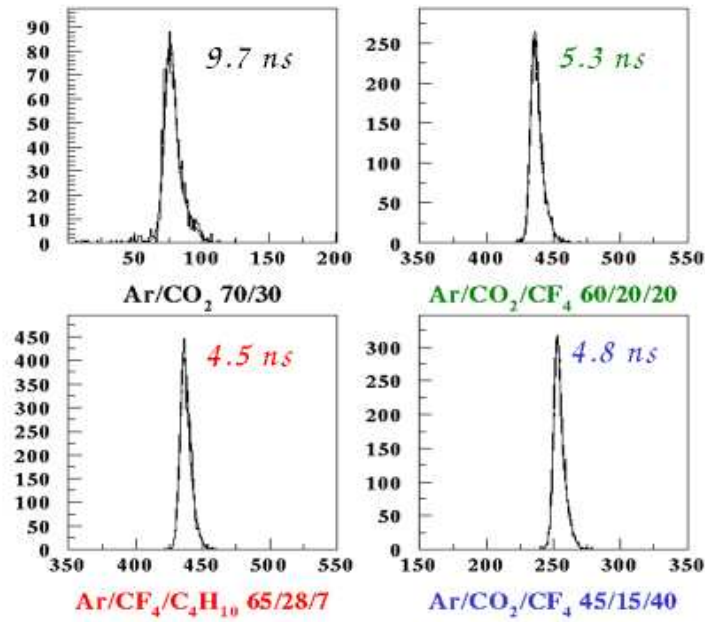


Figura 4.13: Migliori distribuzioni temporali ottenute con le quattro miscele provate. In ciascun grafico è anche indicata la risoluzione temporale (r.m.s.)

In figura 4.13 sono mostrate le migliori distribuzioni temporali (insieme con la loro r.m.s.) ottenute con ciascuna delle nuove miscele e con la miscela Ar/CO₂ (70/30). Le configurazioni dei campi elettrici utilizzate ottimizzano la trasparenza elettronica e sono riassunte in tabella 4.1.

Miscela	E_D (kV/cm)	E_{T1} (kV/cm)	E_{T2} (kV/cm)	E_I (kV/cm)
Ar/CO ₂ /CF ₄ (60/20/20)	3.0	3.5	3.5	5.0
Ar/CO ₂ /CF ₄ (45/15/40)	3.5	3.5	3.5	5.0
Ar/CF ₄ /iso-C ₄ H ₁₀	2.0	3.0	3.0	5.0

Tabella 4.1: Configurazione dei campi elettrici utilizzati nei test descritti

Come previsto, i risultati ottenuti con la miscela ad elevato contenuto di CF₄ (r.m.s. ~ 4.8 ns), e con quella in cui è presente isobutano (r.m.s. ~ 4.5 ns), migliorando di un fattore due la risoluzione temporale della miscela classica Ar/CO₂ (70/30).

In figura 4.14 è mostrato l'andamento della risoluzione temporale (r.m.s.) in funzione

del guadagno. Infatti aumentando il guadagno, aumenta anche l'efficienza di rivelazione del primo cluster, il cui segnale in alcuni casi, per fluttuazioni del guadagno, potrebbe non superare la soglia di discriminazione. In questo modo ci si avvicina alla risoluzione temporale intrinseca del rivelatore suggerita dalle simulazioni.

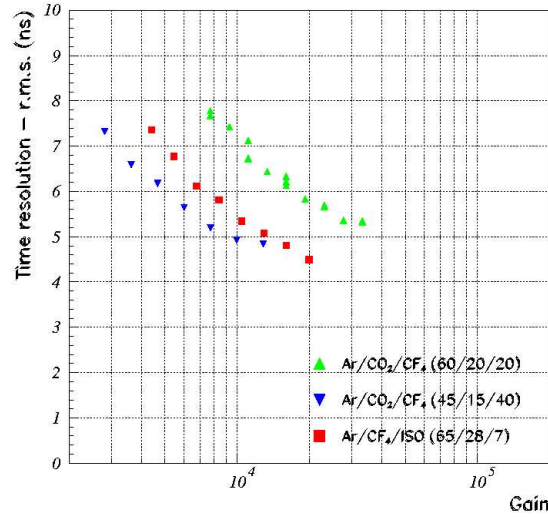


Figura 4.14: Risoluzione temporale (r.m.s.) al variare del guadagno del rivelatore, per le tre nuove miscele

In figura 4.15 viene riportata la stessa misura per un rivelatore costituito da due camere in OR, come previsto dall'esperimento.

4.2.2 Misure di efficienza

L'efficienza totale di un rivelatore dipende dalla quantità di ionizzazione primaria (par. 2.2), ma anche dal guadagno, dal momento che esso determina la probabilità che un evento generi un segnale in grado di superare la soglia di discriminazione.

La richiesta di LHCb di avere un'elevata efficienza (superiore al 96%) in una finestra temporale di 20 ns è motivata dal fatto che il *bunch-crossing* della macchina è di 25 ns, ed è essenziale distinguere eventi prodotti in collisioni consecutive.

Per fare sì che tutti gli eventi rivelati entrino nella finestra temporale fissata, il rivelatore deve essere caratterizzato anche da una elevata risoluzione temporale. Riepilogando, per il corrente funzionamento in LHCb saranno determinanti la quantità di ionizzazioni primarie

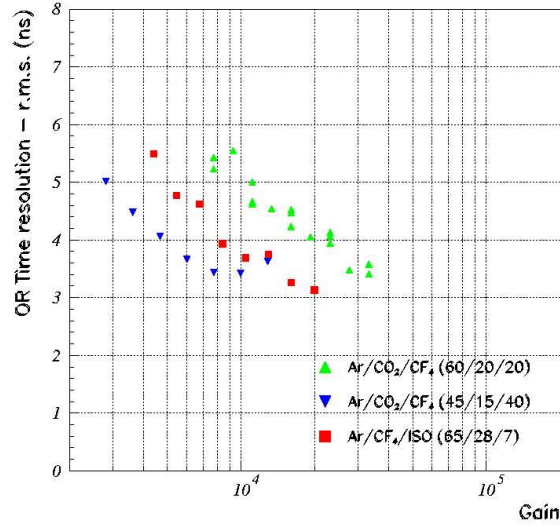


Figura 4.15: Risoluzione temporale (r.m.s.) di una stazione formata da due camere, al variare del guadagno del rivelatore, per le tre nuove miscele

e la velocità di deriva della miscela utilizzata, la trasparenza elettronica in particolare della prima GEM e il guadagno.

I risultati ottenuti sono riportati in figura 4.16, al variare del guadagno efficace. Qui è possibile osservare come la miscela classica Ar/CO₂ (70/30) non riesca a soddisfare i requisiti anche con guadagni efficaci maggiori di quelli ottenibili con le nuove miscele, a dimostrazione del fatto che essa è completamente inadeguata per questo utilizzo. Le configurazioni dei campi sono quelli che assicurano, con ciascuna miscela, i migliori risultati, e sono già stati elencati nella tabella 4.1.

In figura 4.17 invece è mostrata la stessa efficienza per una stazione costituita da due camere. La ridondanza delle camere ovviamente garantisce una migliore efficienza di rivelazione del primo *cluster*, oltre che una migliore efficienza in generale, permettendo di raggiungere il risultato voluto.

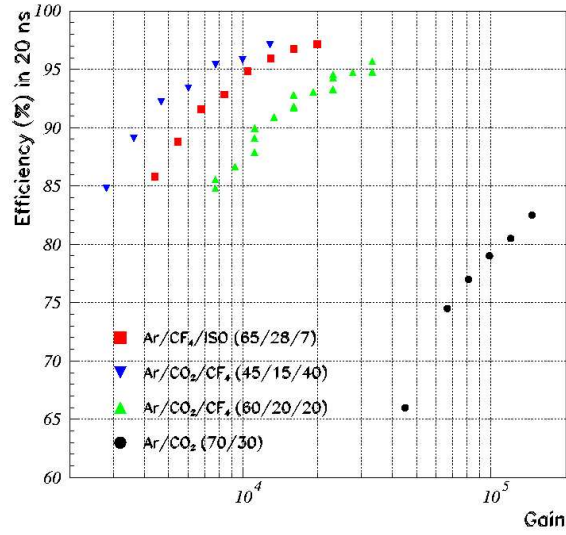


Figura 4.16: Efficienza in una finestra temporale di 20 ns per una camera singola, al variare del guadagno del rivelatore, per le tre nuove miscele e la miscela classica Ar/CO₂

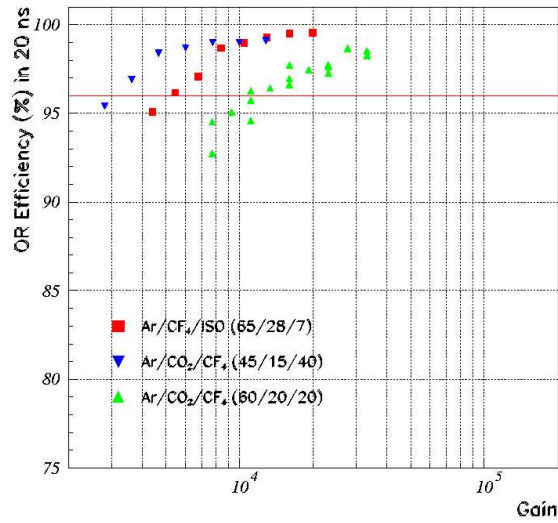


Figura 4.17: Efficienza in una finestra temporale di 20 ns di una stazione composta di 2 camere, al variare del guadagno del rivelatore, per le tre nuove miscele

4.2.3 Studi sulla probabilità di scarica

La scarica avviene a seguito della formazione di uno *streamer*, un canale conduttivo che si genera quando la moltiplicazione produce più di $10^7 \div 10^8$ coppie ione-elettrone (*limite di Raether*), e che può estendersi fino agli elettrodi del rivelatore mettendoli in corto circuito.

Si è visto (par. 2.7) che uno dei principali problemi di molti rivelatori a *micro-pattern* è proprio il danneggiamento causato dall'insorgere di scariche, e (par. 3.3) che i rivelatori a tripla GEM, grazie alla suddivisione del guadagno in tre stadi di amplificazione, riescono a limitare in larga misura questo problema.

Per valutare nel nostro caso specifico l'effetto e la probabilità dello sviluppo di scariche, i prototipi di test sono stati sottoposti, al PSI, ad un elevato flusso adronico, tra 10 e 300 MHz su $\sim 15 \text{ cm}^2$ dell'area attiva.

In figura 4.18 viene mostrata, in funzione del guadagno, la probabilità di scarica per particella incidente. Il conteggio delle scariche è stato effettuato misurando le correnti di tutti gli elettrodi e registrando gli *spike* in corrente in uno qualunque di essi.

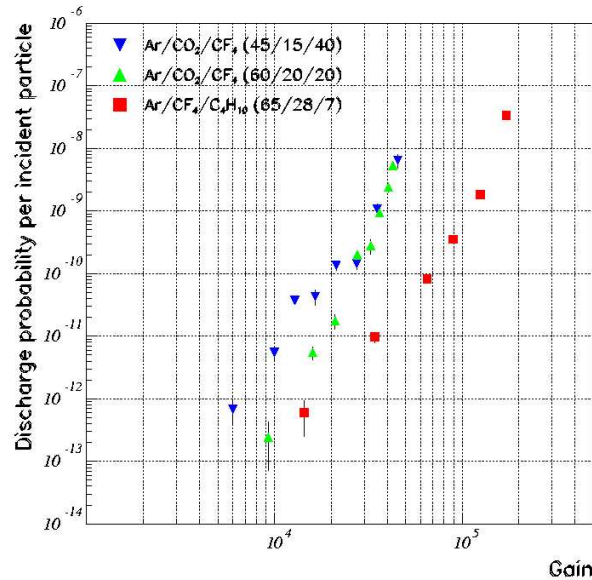


Figura 4.18: Probabilità di scarica in funzione del guadagno, per le nuove miscele

Per determinare la massima probabilità di scarica che garantisce il funzionamento del

rivelatore per i 10 anni previsti per l'esperimento si può fare il seguente ragionamento.

Durante il test i rivelatori hanno integrato ~ 2500 scariche, senza subire danneggiamenti o perdite di prestazioni. Poiché con una probabilità di scarica di $\sim 10^{-12}$, in un settore del rivelatore finale, verranno integrate circa 2000 scariche in 10 anni di funzionamento ad LHCb, il risultato ottenuto dimostra che il rivelatore può funzionare in maniera sicura fino ad un guadagno corrispondente alla probabilità di scarica sopra citata.

In realtà bisogna tenere conto anche di un altro effetto indesiderato prodotto da scariche troppo frequenti, ovvero il calo di efficienza del rivelatore dovuto al tempo morto durante il quale gli elettrodi si ricaricano, particolarmente importante in questo caso in cui le camere avranno funzione di *trigger*.

Fortunamente una probabilità di scarica inferiore a 10^{-9} introduce un'inefficienza inferiore all'1%, e quindi il requisito più stringente è dato dal precedente problema.

I risultati del test, come mostrato in figura 4.18, indicano anche che l'impiego di isobutano riduce sensibilmente la probabilità di scarica permettendo di raggiungere un guadagno del rivelatore maggiore. Questo risultato non sorprende in quanto l'isobutano ha una elevata sezione d'urto di assorbimento di fotoni nell'intervallo tra 1 e 10 eV, e quindi riduce la propagazione dello *streamer* che innesca la scarica.

La miscela con l'isobutano mostra anche ottime prestazioni temporali, ma considerando i risultati relativi all'*aging* e soprattutto la necessità di non utilizzare gas infiammabili, questa miscela non potrà essere presa in considerazione per il funzionamento del rivelatore in LHCb.

Alla luce di queste considerazioni, la miscela che sembra ottimizzare meglio le varie richieste è la $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (45/15/40).

4.3 Misure su fascio delle camere finali

Le camere finali hanno richiesto molto lavoro dal punto di vista della progettazione, che ha dovuto tenere conto delle esigenze, soprattutto pratiche, per l'utilizzo nell'esperimento, ma non ci sono motivi per ritenere che le prestazioni siano diverse.

L'unica vera novità è l'adozione della nuova elettronica di *front-end*, basata sul chip ASDQ che fornisce un'uscita discriminata ².

In effetti nel primo test effettuato sulle camere finali (CERN, ottobre 2002), è stato constatato un problema di reintroduzione di rumore da parte dell'elettronica di acquisizione (DAQ), quando attiva, in quella di *front-end*, rendendo necessario l'utilizzo di una soglia più elevata.

I risultati presentati sono quelli ottenuti nel test successivo alla Beam Test Facility (BTF) dei LNF, dove questo problema è stato risolto introducendo dei *driver* di disaccoppiamento sulla scheda di *front-end* subito dopo l'ASDQ; la soluzione è legittima, dal momento che il chip DIALOG, una volta completato, oltre ad effettuare l'*OR pad by pad*, svolgerà implicitamente anche questa funzione.

I test con i rivelatori finali sono stati effettuati con la miscela Ar/CO₂/CF₄ (45/15/40).

4.3.1 Setup del test

La Beam Test Facility dei Laboratori Nazionali di Frascati [62] è una zona di test che viene irraggiata con il fascio prodotto dal LINAC di DAFNE, quando quest'ultimo non è operativo, e pertanto costituito da elettroni di ~ 500 MeV.

Nella foto (fig. 4.19) è possibile osservare la disposizione del rivelatore (composto da due camere a tripla GEM) e degli scintillatori disposti lungo la traiettoria del fascio: sono stati infatti inseriti due coppie di *finger*, una prima ed una dopo la camera, con la funzione di *trigger* per il passaggio della particella.

L'informazione dello spettro in carica degli scintillatori, con l'ausilio del calorimetro a piombo e fibre scintillanti posto dietro l'apparato sperimentale, permette di selezionare gli eventi di singolo elettrone.

Solo una metà del rivelatore è stato strumentato, ovvero 96 canali per ciascuna delle due camere. La logica del DAQ è stata realizzata con elettronica NIM standard, mentre tramite elettronica VME sono stati registrati i tempi dei 192 canali e degli scintillatori (sui TDC), e la carica di questi ultimi (sull'ADC).

²Lo sviluppo è stato curato dal gruppo elettronico dei LNF in collaborazione con la sezione INFN di Cagliari [52]

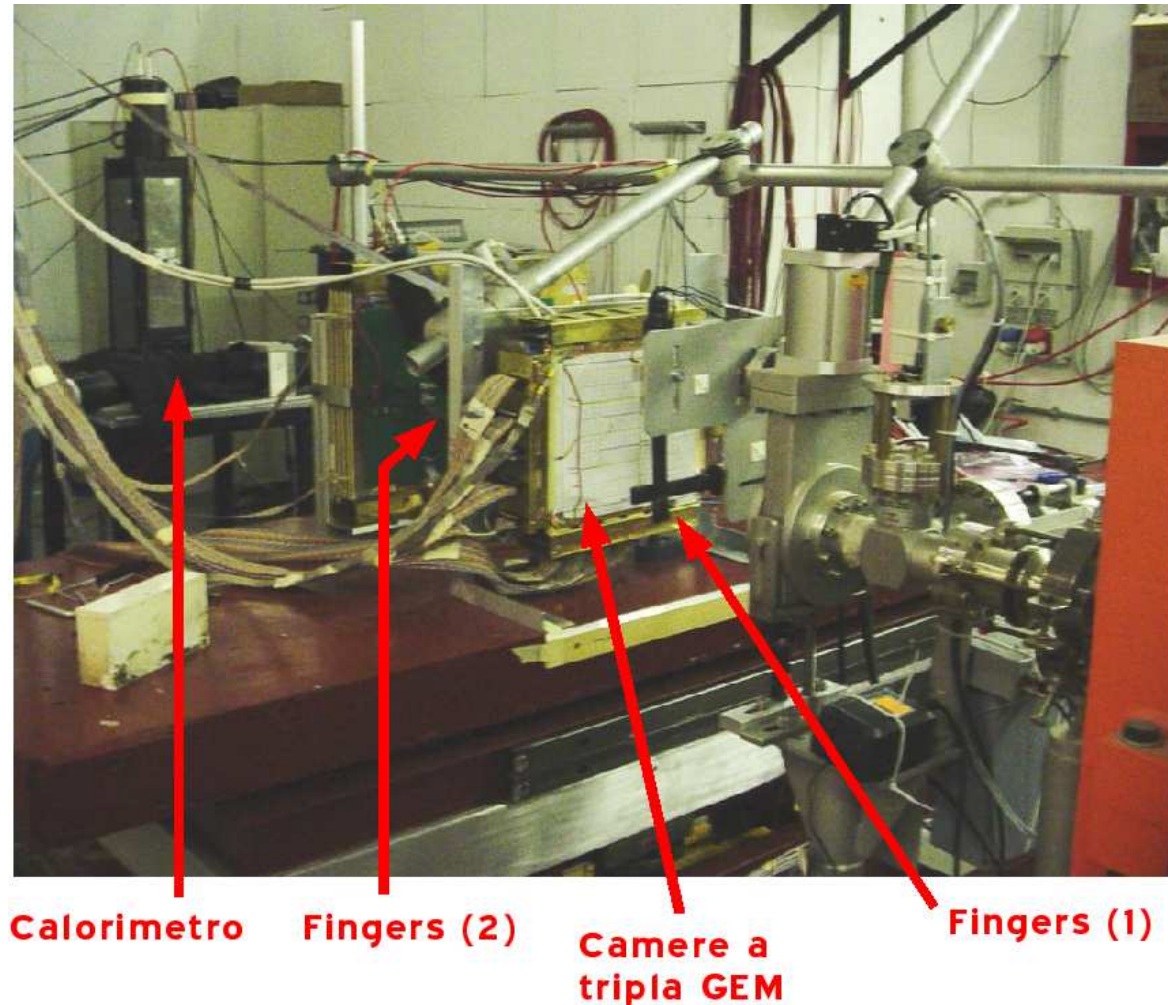


Figura 4.19: Setup del test alla BTF

4.3.2 Prestazioni temporali

Nelle figure a seguire saranno mostrate le risoluzioni temporali (r.m.s.) e le efficienze in una finestra temporale di 20 ns, sia per le camere singole che per l'intero rivelatore (composto da due camere in *OR*), in funzione del guadagno.

Ciascuna misura è stata effettuata per due diverse soglie del discriminatore: la soglia più bassa corrisponde a ~ 2 fC, quella più alta a ~ 3 fC.

Non avendo ancora a disposizione il chip DIALOG, la cui funzione è eseguire l'*OR* dei due segnali proveniente dalle due camere via hardware, l'*OR* è stato eseguito durante l'analisi dei dati, confrontando i tempi delle singole camere (due segnali da confrontare

sono sempre registrati sul medesimo TDC). Dal momento che il chip DIALOG permetterà di ritardare uno dei due segnali, prima di confrontarli, a passi di 1.5 ns, anche nell'analisi è stata aggiunta questa possibilità, cercando il ritardo che minimizza l'r.m.s. della distribuzione temporale.

Le prestazioni leggermente differenti delle due camere sono spiegate dal fatto che nella camera B è stato provato un PCB in cui le *pad* sono separate da una sottile linea di massa, una soluzione già utilizzata nei PCB di alcune MWPC per ridurre le mutue induzioni tra le *pad*.

Le prestazioni di questa camera sono leggermente inferiori, sebbene nel prossimo paragrafo si vedrà che questa soluzione migliora la *cluster size*.

Capitolo 4. Misure sperimentali

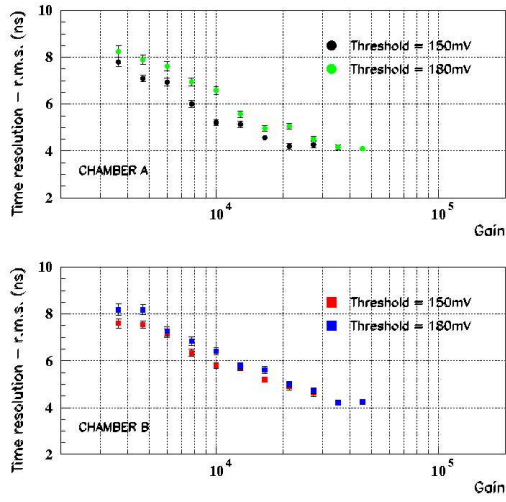


Figura 4.20: Risoluzione temporale (r.m.s.) delle camere finali prese singolarmente, in funzione del guadagno

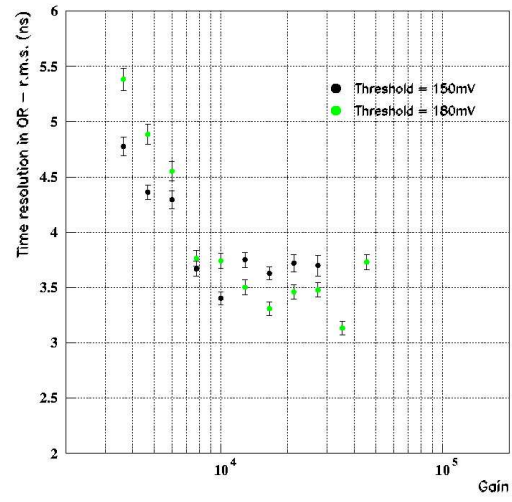


Figura 4.21: Risoluzione temporale (r.m.s.) del rivelatore composto da due camere in OR, in funzione del guadagno

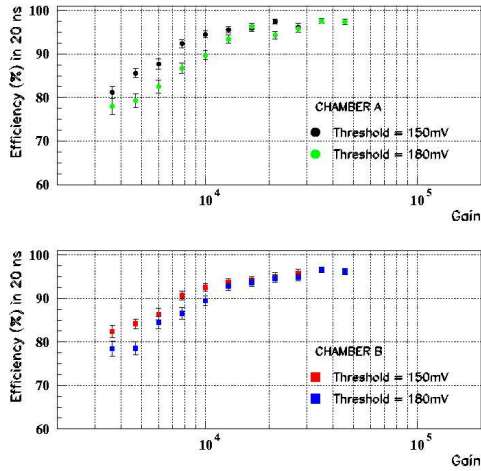


Figura 4.22: Efficienza in una finestra temporale di 20 ns delle camere finali prese singolarmente, in funzione del guadagno

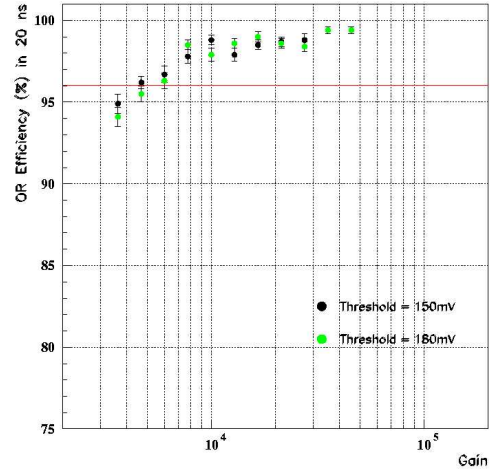


Figura 4.23: Efficienza in una finestra temporale di 20 ns del rivelatore composto da due camere in OR, in funzione del guadagno

4.3.3 Misure di *cluster size*

La dimensione delle pad nelle regione M1R1 di LHCb è stata fissata a $1 \times 2.5 \text{ cm}^2$, e, in un irraggiamento uniforme della camera, il numero medio di *pad* accese deve essere inferiore a 1.2 per particella incidente (questo parametro è detto *cluster size*).

Al passare di una *singola* particella nel rivelatore, infatti, è sempre possibile che sia indotto un segnale su più di una *pad*.

Questo effetto, che ovviamente dipende dalle dimensioni delle *pad*, è dovuto ad aspetti di natura elettronica, come mutue induzioni tra le pad o tra i canali nell'elettronica di *front-end* (*cross-talk*) o, più semplicemente, al fatto che la particella è passata in prossimità del confine tra due *pad*.

Aumentando il guadagno del rivelatore piccoli effetti di mutua induzione come quelli elencati possono produrre un segnale in grado di superare la soglia del discriminatore, aumentando pertanto la *cluster size*.

In figura 4.24 è mostrato questo effetto sulle due camere che compongono il rivelatore ³.

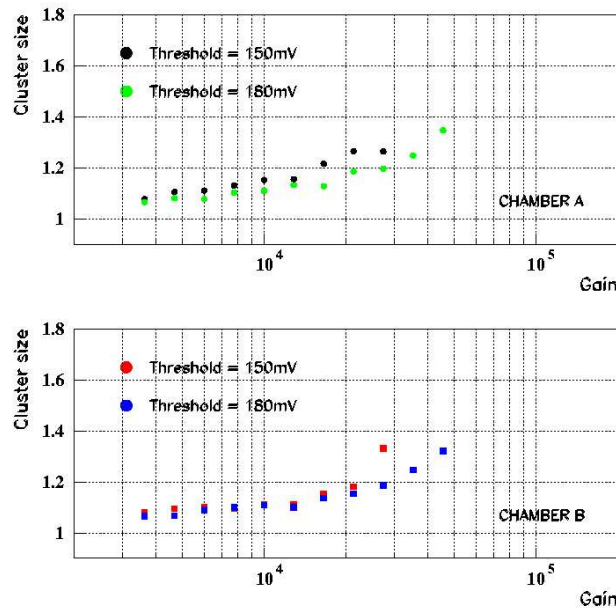


Figura 4.24: *Cluster size* delle singole camere, in funzione del guadagno. Nella camera B è stata introdotta sul PCB una griglia di massa tra le *pad*, per migliorarne il disaccoppiamento

³Data la forte dipendenza da questioni elettroniche, la stessa misura non è stata presentata per i prototipi di test, che utilizzavano ancora l'elettronica non definitiva

Capitolo 4. Misure sperimentali

La camera B, le cui *pad* sono separate con una griglia di massa, presenta una *cluster size* leggermente minore, in particolare nella misura con la soglia più bassa.

In figura 4.25 sono stati invece riportati insieme l'efficienza in una finestra temporale di 20 ns del rivelatore (cioè le due camere in OR) e la *cluster size* di una delle due camere, questa volta in funzione della somma delle tensioni di polarizzazione delle GEM piuttosto che del guadagno; in questo modo è possibile definire l'intervallo di lavoro del rivelatore, che risulta avere un'ampiezza di ~ 80 V, indipendentemente dal PCB utilizzato.

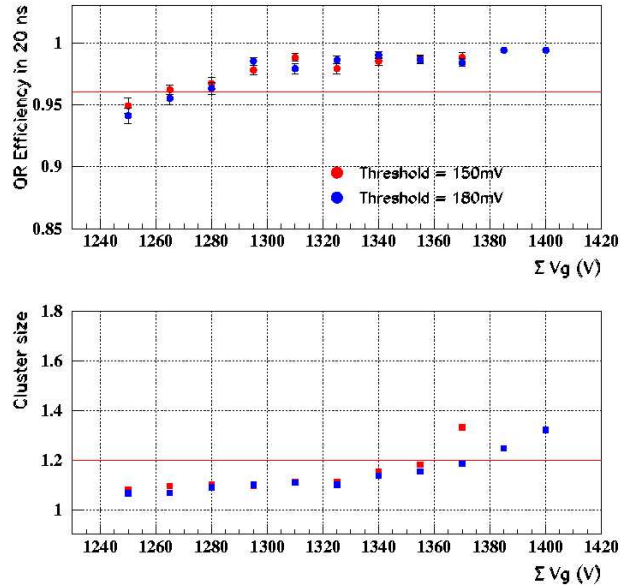


Figura 4.25: Confronto tra l'efficienza in una finestra temporale di 20 ns di tutto il rivelatore e la *cluster size* di una delle camere che la compongono, in funzione della somma delle tensioni di polarizzazione delle GEM

4.4 Test di irraggiamento all'ENEA-Casaccia

L'impianto di irraggiamento Calliope dell'ENEA-Casaccia è costituito da una *hall* contenente un'intensa sorgente di fotoni di 1.25 MeV, emessi dalle disintegrazioni del ^{60}Co .

Un test di *aging* in questo ambiente è sicuramente differente dai tipici test locali che si effettuano con i tubi a raggi X, dal momento che viene sottoposto alla radiazione tutto il rivelatore, compresa la parte non attiva; per un rivelatore a GEM, è anche il primo mai effettuato, ed ha messo in evidenza effetti che non sono stati osservati nel test con i raggi X (par. 4.1).

In particolare la presenza di umidità si è rivelata un parametro piuttosto critico, in quanto probabilmente ha permesso la formazione di acido fluoridrico (par. 2.6, 4.1.4), il quale potrebbe aver causato l'*etching* del rame in prossimità dei fori, determinando una diminuzione del guadagno.

Per verificare questa ipotesi, terminato il mese previsto per questo test, è stato deciso di effettuare un secondo test di 7 giorni, con delle camere prive di umidità.

4.4.1 Setup del test

In figura 4.26 è possibile osservare la pianta dell'edificio con la disposizione delle camere all'interno della *hall* di irraggiamento.

Questo test è stato eseguito con:

- Due camere finali (area attiva $20 \times 24 \text{ cm}^2$), ovvero la coppia che ha costituito il rivelatore utilizzato nel test alla BTF, che saranno chiamate A e B; queste camere possiedono al loro interno, nell'alimentazione delle facce superiori delle GEM, resistenze di $100 \text{ k}\Omega$ (v. par. 3.6.1). Esse sono state posizionate all'interno della stanza, dove la radiazione ha un'intensità di 16 Gray/ora , corrispondente a un flusso di m.i.p. equivalente a $\sim 20 \text{ MHz/cm}^2$
- Un'ulteriore camera finale, che sarà chiamata C; essa, a differenza delle precedenti contiene una resistenza di $1 \text{ M}\Omega$. Inoltre è stata posta in una zona meno irradiata (0.5 Gray/ora , equivalente ad un flusso di $\sim 1 \text{ MHz/cm}^2$ di m.i.p.), subito dietro la parete della stanza, per simulare quanto più possibile le condizioni reali che si verificheranno in esperimento
- Un prototipo di test (area attiva $10 \times 10 \text{ cm}^2$), indicato nel seguito come camera D,

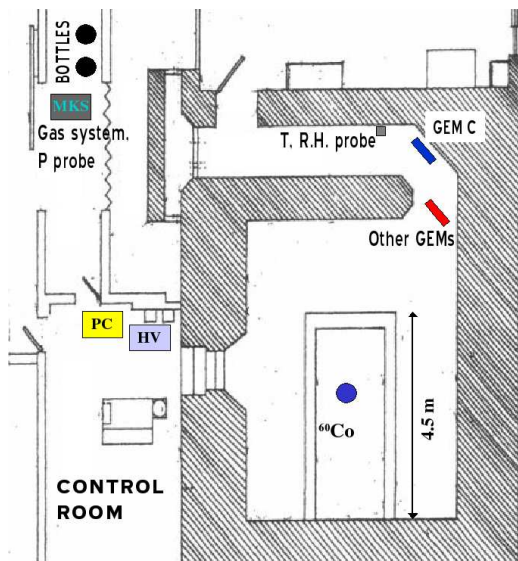


Figura 4.26: Pianta dell'impianto Calliope, con la posizione dei rivelatori e delle sonde

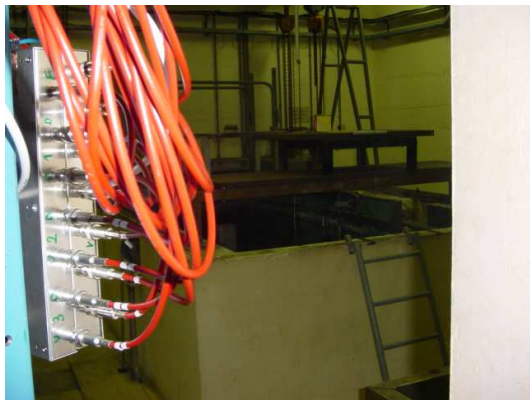


Figura 4.27: Foto della piscina da cui emerge la sorgente di ^{60}Co , "vista" dalle camere A e B



Figura 4.28: Posizione delle camere nel test. Sul rack blu si trovano, dall'alto verso il basso, la coppia di camere finali A e B e il prototipo di test D. Sulla faccia laterale del rack nero, dove la radiazione è meno intensa, è invece posizionata la camera C

posto nella stessa zona delle camere A e B. Anche per questa camera è stata scelta una resistenza di limitazione di 100 k Ω posta sull'alimentazione (v. par. 3.6.2).

Considerato che nell'ambiente è presente un tasso di umidità molto elevato (la sorgente radioattiva è custodita in fondo ad una piscina riempita di acqua deionizzata), il sistema gas è stato realizzato scegliendo opportunamente i materiali. Il gas è distribuito ai rivelatori tramite tubi in acciaio, mentre la linea di uscita è realizzata con un tubo in *polipropilene* (un materiale non idroscopico e resistente alla radiazione). Tutte le connessioni tra le parti che compongono il sistema gas e la sua distribuzione sono state realizzate con connettori tipo *Swagelock*.

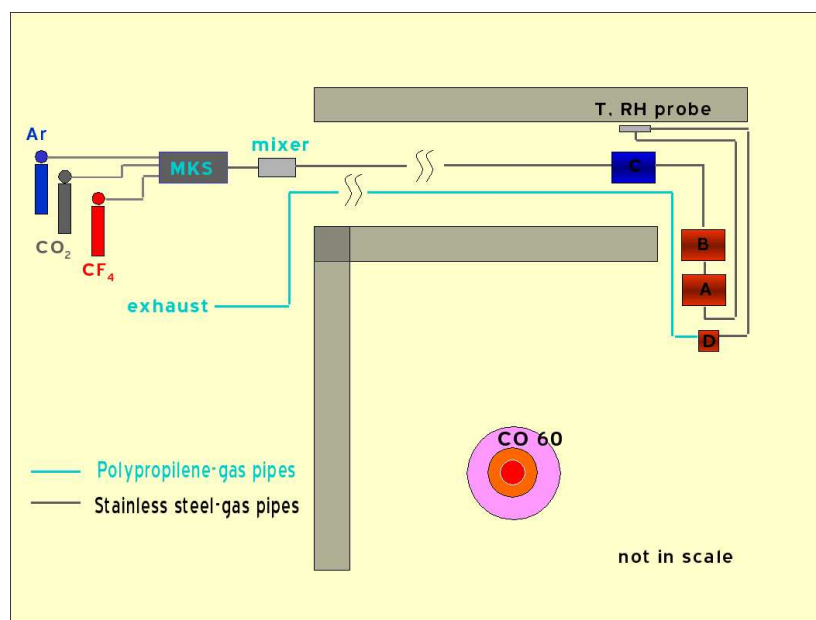


Figura 4.29: Schema della distribuzione adottata per il gas

In figura 4.29 è possibile osservare lo schema di distribuzione. La prima a ricevere il gas è la camera di C, che essendo sottoposta ad un irraggiamento contenuto non dovrebbe inquinare in maniera sensibile. Seguono poi in serie le camere B, A e D.

Il flusso di gas è stato inizialmente posto a 200 cc/min, ma è stato portato a 340 cc/min dal momento che ci si è resi conto che era insufficiente.

A differenza dei test con i raggi X (par. 4.1), in questo test si disponeva di sonde con cui misurare le condizioni ambientali: una sonda di temperatura e umidità è stata posta lungo la

Capitolo 4. Misure sperimentali

linea gas, tra la camera A e la camera D, protetta dalla radiazione da una schermatura di 10 cm di piombo; una sonda esterna alla linea gas misura invece la pressione atmosferica.

Le misure di pressione e temperatura sono state utilizzate per la correzione delle correnti. La dipendenza del guadagno in funzione di essi è data da [54]:

$$G \propto e^{A \sum V_{GEM} \frac{T}{p}}$$

e la calibrazione per ricavare il parametro A era stata precedentemente eseguita ai LNF con la stazione a raggi X proprio in previsione di questo.

Le GEM sono state polarizzate alle tensioni di lavoro, ovvero $\sum V_{GEM} = 1280$, che corrisponde ad un guadagno di $\sim 6 \cdot 10^3$. Durante lo svolgimento del test, per evidenziare alcuni fenomeni, le tensioni di alcune camere sono state cambiate, ma nelle figure a seguire viene sempre riportata, corretta per variazioni di temperatura e pressione e normalizzata alle tensioni di riferimento, la somma della corrente delle pad e di quella della faccia inferiore della GEM.

4.4.2 Svolgimento del test

In figura 4.30 viene confrontato l'andamento della corrente delle camere A e B con l'umidità presente nella miscela. In essa è possibile distinguere due fasi.

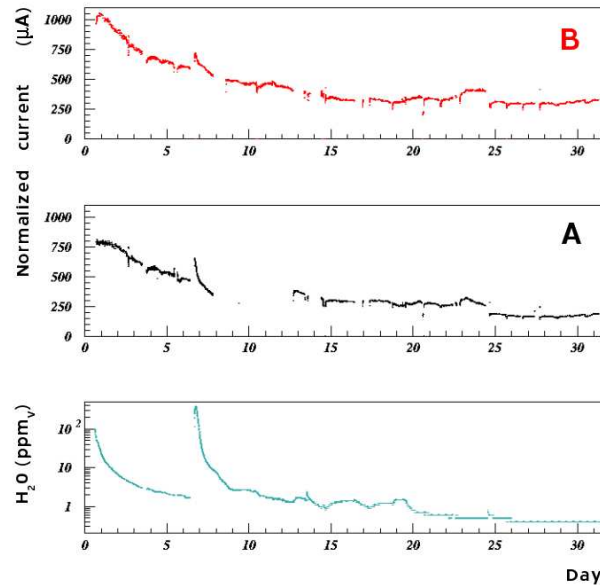


Figura 4.30: Andamento delle correnti delle camere A e B, confrontato con quello dell'umidità contenuta nel gas. Si può notare una diminuzione notevole delle correnti che si ha in corrispondenza di un'umidità maggiore di 2 ppm_V, mentre la riduzione è sensibilmente ridotta quando l'umidità è inferiore a questo valore. È stato cambiata la bombola di CO₂ in corrispondenza del 24° giorno

Nella prima fase, corrispondente ai primi dieci giorni in cui è presente un'umidità maggiore di 2 ppm_V, si osserva una riduzione notevole della corrente, che fa pensare al suddetto *etching* del rame in prossimità dei fori delle GEM.

Non avendo a disposizione in letteratura informazioni al riguardo, la scelta di iniziare l'irraggiamento con un'umidità inferiore a 100 ppm_V è stata arbitraria.

Infatti nella seconda fase, quando oramai l'umidità si è ridotta al di sotto di 2 ppm_V l'andamento delle correnti è quasi costante.

Considerato che nel test locale con i raggi X (e anche durante il test di scarica al PSI) non è stato osservato questo effetto, esso richiede un intenso irraggiamento globale dei rivelatori,

oltre che la presenza contemporanea di CF_4 e umidità nella miscela. Aumentare il flusso di gas aiuta a smaltire l'eventuale acido fluoridrico prima che questo intacchi gli elettrodi.

La dimostrazione di queste affermazioni è data dalla camera C, posta nella zona ad irraggiamento minore e primo rivelatore a ricevere il gas, le cui correnti rimangono praticamente costanti durante tutto il mese di irraggiamento (fig. 4.31).

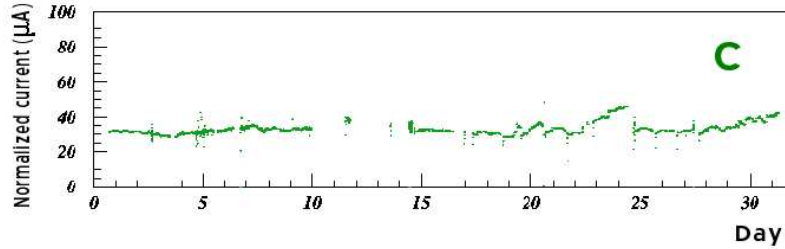


Figura 4.31: Andamento delle correnti delle camere C, sottoposta ad un irraggiamento equivalente a $\sim 1 \text{ MHz/cm}^2$ di m.i.p. È stato cambiata la bombola di CO_2 in corrispondenza del 24° giorno

Il risultato è piuttosto confortante, perché garantisce che anche se a seguito di un guasto dovesse filtrare dell'umidità nella miscela, l'*etching* non avrebbe comunque luogo perché la *rate* della regione M1R1 è molto minore ($\sim 200 \text{ kHz/cm}^2$, considerando la luminosità media di LHC) di quella di questo test.

La camera D, ovvero il prototipo di test $10 \times 10 \text{ cm}^2$ posto nella stessa zona delle camere A e B, ha presentato lo stesso comportamento di queste ultime. Terminato il test, però, è stato possibile riaprirla per osservare al microscopio gli effetti dell'irraggiamento.

4.4.3 Secondo test all'ENEA-Casaccia

Per verificare in maniera definitiva che la riduzione delle correnti fosse imputabile all'*etching* degli elettrodi, si è deciso di eseguire un altro test di 7 giorni, con delle camere prive di umidità.

Le camere A, B e C sono state lasciate sul setup sperimentale, con un flusso di gas ridotto durante le due settimane di interruzione per tenere basso il livello di umidità.

La camera D è stata invece sostituita da un'altra completamente ricostruita; il nuovo prototipo di test è stato rimontato al posto del precedente e flussato con gas durante le due settimane di interruzione, per ridurre l'eventuale umidità presente nei materiali.

Grazie a questi accorgimenti il tasso di umidità è rimasto al di sotto di 1 ppm_V durante tutto lo svolgimento di questo secondo test.

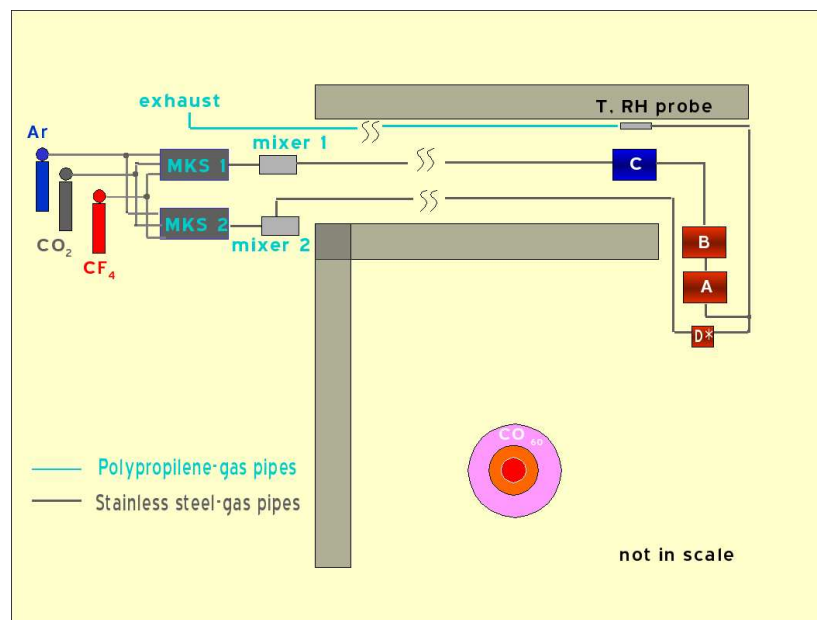


Figura 4.32: Schema della distribuzione adottata per il gas, nel secondo test all'ENEA-Casaccia

Inoltre, avendo anche constatato durante il primo test l'ingente quantità di gas inquinata dalla radiazione, il sistema gas e la linea di distribuzione è stata duplicata.

Nel nuovo schema in figura 4.32, si può vedere che la nuova linea è stata dedicata esclusivamente al nuovo rivelatore, per essere sicuri che la miscela che esso riceve non fosse stata inquinata da camere precedenti.

I risultati ottenuti confermano le ipotesi fatte. Come si può vedere in figura 4.33, tutti i rivelatori posti nella zona ad alta *rate* presentano delle correnti quasi costanti, ma soprattutto la nuova camera D non ripresenta il drastico calo iniziale osservato nel primo test, imputabile quindi all'effetto di *etching*.

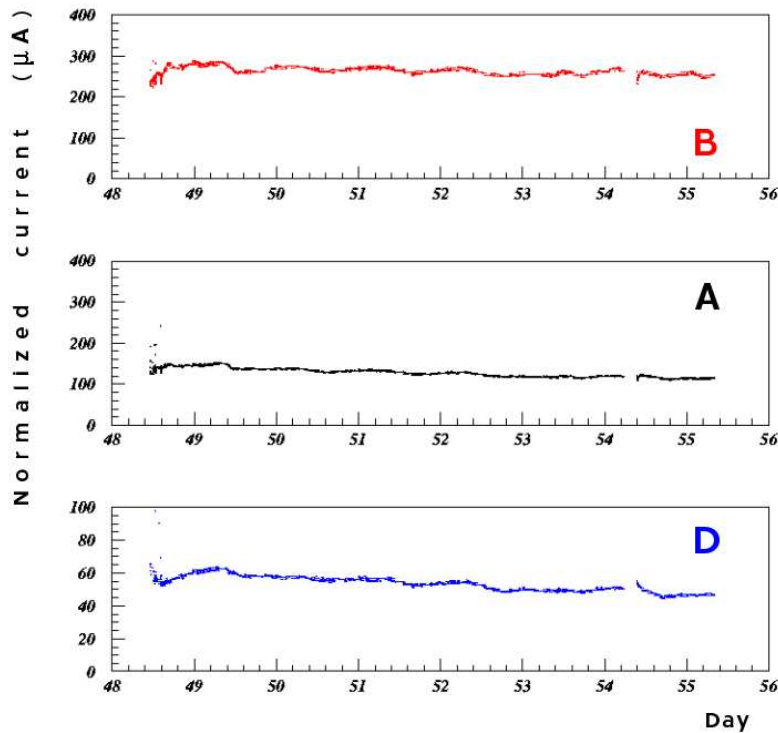


Figura 4.33: Andamento delle correnti delle camere A, B, e D, poste nella zona ad alto flusso, nel secondo test all'ENEA-Casaccia

Le correnti della camera C, sottoposta ad una radiazione meno intensa, rimangono anche questa volta costanti (fig. 4.34), confermando che con una *rate* minore (e comunque più alta di quella che si avrà in M1R1), l'*etching* non si verifica.

È importante notare che questo rivelatore ha integrato in totale nei due test $\sim 0.15 \text{ C/cm}^2$, equivalente a circa un anno di funzionamento in LHCb.

Per quanto riguarda le altre camere, i 10 anni equivalenti sono stati superati dalla camera A e quasi raggiunti dalla camera B. La nuova camera D ha integrato più di 2 anni senza

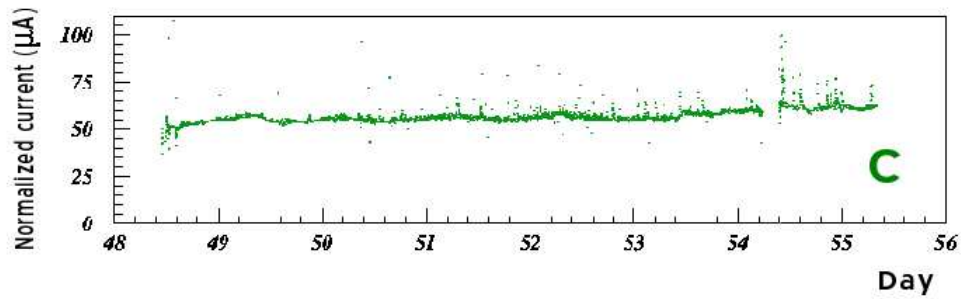


Figura 4.34: Andamento delle correnti della camera C, posta nella zona a bassa intensità di radiazione, nel secondo test all'ENEA-Casaccia

presentare evidenti effetti di *etching*.

4.4.4 Considerazioni finali

Riepilogando i risultati ottenuti, si può concludere che questo test ha messo in luce un punto debole dei rivelatori che utilizzano miscele con un'elevata percentuale di CF_4 , che però non pregiudica il funzionamento ad LHCb.

Il flusso di particelle a cui essi saranno sottoposti in M1R1, infatti, non è in grado di produrre una quantità di acido fluoridrico sufficiente per causare l'*etching* degli elettrodi, anche con un tasso di umidità non controllato.

Conclusioni

I risultati presentati in questa tesi hanno dimostrato che il rivelatore a *tripla*-GEM soddisfa ampiamente le richieste dell'esperimento LHCb per la regione centrale (R1) della prima stazione per la rivelazione dei muoni (M1).

Lo studio delle prestazioni del rivelatore con miscele di gas veloci e ad elevata ionizzazione primaria, basate sull'impiego di CF_4 e isobutano, è stato effettuato con i prototipi di test $10 \times 10 \text{ cm}^2$.

L'utilizzo di queste miscele ha permesso di ottenere eccellenti prestazioni temporali di *singola camera*, $\sigma_{rms} \leq 5 \text{ ns}$, ed efficienza superiore al 96% in una finestra temporale di 20 ns per doppia camera (due rivelatori posti in *OR*). Questo è il miglior risultato in termini di risoluzione temporale mai ottenuto con questo tipo di rivelatore.

Test di irraggiamento locale con raggi X hanno mostrato, per cariche integrate corrispondenti a periodi di funzionamento ad LHCb maggiori di 10 anni, effetti di *aging* trascurabili con le miscele $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ (60/20/20 e 45/15/40). *Aging* contenuto, inferiore al 10%, si è invece osservato con la miscela $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{iso-C}_4\text{H}_{10}$.

Nel test di irraggiamento con intensi fasci di adroni al PSI è stato invece simulato un periodo di funzionamento ad LHCb di ~ 10 anni senza osservare effetti degenerativi o perdita di prestazioni nei prototipi sottoposti al test.

Il test di irraggiamento globale di vari prototipi di camera finale, sottoposti ad un elevato flusso di raggi gamma da 1.25 MeV, ha sicuramente rappresentato la prova più severa a cui è stato sottoposto questo rivelatore. Il test ha dimostrato che tenendo sotto controllo il contenuto dell'umidità nella miscela di gas, in modo da evitare possibili effetti di *etching* dovuti alla formazione di acido fluoridrico, il rivelatore è in grado di sopportare diversi anni di funzionamento ad LHCb.

I primi prototipi della camera finale, con superficie attiva di $20 \times 24 \text{ cm}^2$, equipaggiati con l'elettronica di *front-end* definitiva basata sul chip ASDQ, provati su un fascio di elettroni da

Conclusioni

500 MeV della BTF hanno mostrato prestazioni temporali migliori di quelle ottenute con i prototipi di piccole dimensioni.

Va inoltre sottolineato che molti dei risultati presentati in questa tesi rappresentano un contributo fondamentale nella comprensione del funzionamento di questo rivelatore promettente ed innovativo.

Bibliografia

- [1] G.Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968), 262
- [2] F. Sauli, Nucl. Instr. and Meth., A323 (1992), 1
- [3] F. Sauli, Rad. Protection Dosimetry 61 (1995), 29
- [4] ALEPH collaboration, Nucl. Instr. and Meth A 294 (1990) 121
- [5] O. Adriani et al., Nucl. Instr. and Meth. A 478 (2002) 114
- [6] J. Christenson et al., PRL 13 (1964) 138
- [7] G. Lunders, Dan. Videns Selsk. Mat. Fys. Medd. 28 No.5 (1954)
- [8] A. D. Sakharov, JETP Lett. 6 (1967) 21
- [9] J. Kobayashi, M. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49, 65
- [10] L. Wolfenstein, PRL 51 (1983) 1945
- [11] R. M. Barnett et al., Phys. Rev. Lett. D54 (1996) 1
- [12] Collaborazione NA48, *Results on CP violation from NA48*, Acta Phy. Pol., B 32 (2001) No.6 1953
- [13] *The European Physical Journal C* Vol. 3 (2000)
- [14] P. F. Harrison, *European School of High-Energy Physics* CERN 2000-007, 245
- [15] BABAR Collaboration, *Measurement of the CP Asymmetry Amplitude $\sin(2\beta)$ with B^0 meson*, Phys. Rev. Lett. 98 (2002)
- [16] *LHCb Technical Proposal* CERN LHCC 98-4

BIBLIOGRAFIA

- [17] *LHCb Vertex Locator Technical Design Report* CERN LHCC 2000-024
- [18] *LHCb Outer Tracker Technical Design Report* CERN LHCC 2000-024
- [19] *LHCb RICH Technical Design Report* CERN LHCC 2000-037
- [20] *LHCb Calorimeters Technical Design Report* CERN LHCC 2000-036
- [21] *LHCb Muon System Technical Design Report* CERN LHCC 2001-010
- [22] H.A.Bethe, *Ann. Phys. (Leipzig)* 5 (1930), 325
F.Bloch, *Z. Phys.* 81 (1933), 363
- [23] F.Sauli, *Yellow Report* CERN 77-09, 1977
- [24] J.Townsend, *Electron in gases* Hutchinson, Londra 1947
- [25] A.Breskin et al., *Nuclear. Instrum. and Meth.* 124 (1975), 189
- [26] S.A.Korff, *Electrons and nuclear counters* Van Nostrand, New York, 1946
- [27] W.Price, *Nuclear radiation detection* Mac Graw-Hill, New York, 1946
- [28] L. Malter, *Phys. Rev.* 50 (1936) 48
- [29] F. Sauli, *Fundamental understanding of aging process: review of the workshop results*
Invited summary talk at the International Workshop on Aging Phenomena in Gaseous Detectors (2001) Hamburg
- [30] A. Oed, *Nucl. Instr. and Meth. A* 263 (1988) 351
- [31] F. Bartol et al., *J. Phys. III France* 6 (1996) 337
- [32] I. Giomataris et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 376 (1996) 29
- [33] S. Biagi e T. Jones, *Nucl. Instr. and Meth. A* 361 (1995) 72
- [34] F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth. A* 386 (1997) 531
- [35] G. Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 80 (1970), 13
- [36] J. Benlloch et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* 419 (1998) 410
- [37] J. Benlloch et al., *Development of the gas electron multiplier (GEM)*, CERN-PPE/97-146

- [38] A. Gandi, *Laboratory of Photomechanical Technique and Printed Circuits*, EST-SM-CI Section, CERN, Geneva, Switzerland.
- [39] R. Bouclier et al., *The Gas Electron Multiplier (GEM)* CERN-PPE/96-177
- [40] R. Bouclier et al., Nucl. Instr. and Meth. A 396 (1997) 50
- [41] S. Bachmann et al., Nucl. Instr. and Meth. A 438 (1999) 376
- [42] R. Veenhof, Nucl. Instr. and Meth. A 419 (1998) 726
- [43] C. Richter et al., Nucl. Instr. and Meth. A 461 (2001) 38
- [44] G. Bencivenni et al., *A triple GEM detector with pad readout for high rate charged particle triggering*, accettato per pubblicazione da Nucl. Instrum. and Meth. (18 gennaio 2002).
- [45] F. Sauli et al., *Discharge studies and prevention in the gas electron multiplier (GEM)*, CERN-EP/2001-151
- [46] H. Raether, *Electron Avalanches and Breakdown in Gases*, Butterworth, London (1964).
- [47] G. Battistoni et al., Nucl. Instr. and Meth. A 217 (1983) 433.
- [48] F. E. Taylor, Nucl. Instr. and Meth. A 289 (1989) 283.
- [49] B. Ketzer et al., *Triple GEM Tracking Detector for COMPASS* accettato per pubblicazione da IEEE Transactions on Nuclear Science
- [50] S. Ramo, Proc. IRE 27, 584 (1939)
- [51] W. Bonivento et al., *A complete simulation of a triple-GEM detector* accettato per pubblicazione da IEEE Transactions on Nuclear Science
- [52] A. Balla et al., *The CPC/GEM chamber prototypes FEE and grounding scheme*, nota LHCb in preparazione
- [53] A. Bressan et al., Nucl. Instr. and Meth. A 425 (1999) 262
- [54] F. Sauli et al., *Aging Measurements with the Gas Electron Multiplier (GEM)*, accettato per pubblicazione da ELSEVIER PREPRINT

BIBLIOGRAFIA

- [55] G. Bencivenni et al., KLOE note 143/95
- [56] G. Bencivenni et al., *Performance of a Triple-GEM detector for high rate charged particle triggering*, accettato per pubblicazione da Nucl. Instrum. and Meth.
- [57] S. Bachmann et al., *Performance of GEM detectors in high intensity particle beams* CERN-EP/2000-116
- [58] G.F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley and Sons (1989)
- [59] E. C. Farmer et al., Phys. Rev. 74 (1948) 902
- [60] A. D. Boggende et al., J. Scient. Instr. Ser.2 Vol.2 (1969) 701
- [61] G. Charpak and al., Nucl. Instr. and Meth. 99 (1972) 279
- [62] G. Mazzitelli et al., *Commissioning of the DAFNE Beam Test Facility*, accettato per pubblicazione su Nucl. Instr. and Meth. CERN-03-037

Ringraziamenti

Volevo ringraziare innanzitutto il Prof. Gianni Penso per la grande disponibilità che ha sempre mostrato nei miei confronti durante lo svolgimento di questa tesi.

Più di tutti (non si offendano gli altri!) devo sicuramente ringraziare il Dott. Giovanni Bencivenni, non solo per tutto quello che mi ha insegnato con pazienza durante l'anno di lavoro svolto ai Laboratori Nazionali di Frascati, ma anche per il sostegno e la carica morale che mi ha dato durante questo periodo, in particolare negli ultimi mesi in cui ho scritto la tesi (e che con ancora più grande pazienza mi ha aiutato a correggere).

Ringrazio quindi il Dott. Fabrizio Murtas. Il suo porsi sempre nuove domande mi ha spinto a riflettere e ad avere una visione più reale della fisica.

A merito di loro due va detto che “hanno partecipato ad LHCb non per loro ma per far laureare noi giovani”. Anche se questa è una battuta che mi hanno ripetuto spesso, devo dire che la grande attenzione che hanno rivolto all'aspetto didattico rende la battuta molto vicina alla realtà.

Ringrazio il Dott. Marco Poli Lener, sia perché se non fosse stato per lui non sarei mai venuto a conoscenza di questo gruppo, sia perché è la persona con cui ho svolto gran parte del lavoro, in laboratorio come altrove, e che mi ha seguito quindi più da vicino.

Ringrazio la Dott. Patrizia De Simone, che mi ha insegnato come svolgere l'analisi dei dati e l'utilizzo dei programmi di analisi. Ringrazio per l'allegria apportata anche Pippopaperino e i Cavoletti di Bruxelles.

Ringrazio tutti i componenti del gruppo INFN di Cagliari, che come noi hanno creduto in questo progetto, in particolare il Dott. Davide Pinci ed il Dott. Davide Raspino con cui ho maggiormente condiviso l'esperienza dei diversi *test*.

Non posso dimenticarmi di ringraziare infine il Dott. Carlo Forti, la Dott. Gaia Lanfranchi, il Professore Giulietto Felici e il gruppo delle camere a fili (infedeli!) dei LNF, per ciò che ho imparato in contatto con loro; il Dott. Tommaso Spadaro e la Dott. Barbara Sciascia,

per tutto ciò che mi hanno raccontato di KLOE e per aver sempre risposto ai miei quesiti; il Dott. Paolo Valente, il Dott. Giovanni Mazzitelli, tutta la BTF, e tutti gli elettroni (“cesellati e dipinti a mano”) che si sono fatti notare nell’attraversamento del nostro rivelatore.

Tutte queste persone mi hanno permesso di crescere e di “imparare il mestiere”.

Voglio anche ringraziare quanti, durante tutto il mio corso di studi, mi hanno indirizzato verso la fisica e mi hanno fornito le basi per capirla, tutti i miei compagni di corso con cui ho condiviso gli anni universitari, e i miei amici di Ostia e dintorni.

Devo infine ringraziare la mia famiglia che mi ha sempre aiutato nei momenti di difficoltà e a volte sopportato (Paolo e Chiara adesso potete riutilizzare il computer!).

Questo lavoro lo dedico ai miei nonni, che non l’hanno visto.

