



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI “ROMA TRE”

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Dipartimento di Fisica “Edoardo Amaldi”

Corso di Laurea in Fisica Nucleare e Subnucleare

**Realizzazione e caratterizzazione di un tracciatore
cilindrico Gas Electron Multiplier
per l’upgrade dell’esperimento KLOE.**

Laureando:
Alessandro Di Cicco

Relatori:
Prof. Filippo Ceradini
Dott. Paolo Branchini

Anno Accademico 2011 - 2012

Indice

1	L'esperimento KLOE al collisionatore DAΦNE	1
1.1	Il collisionatore DAΦNE	1
1.2	L'esperimento KLOE	2
1.2.1	La camera a deriva	7
1.2.2	Il calorimetro elettromagnetico	8
1.2.3	Il tubo a vuoto e i calorimetri sui quadrupoli	10
1.2.4	Il trigger e il sistema di acquisizione dati	11
2	L'esperimento KLOE-2	14
2.1	L'upgrade di KLOE: i nuovi rivelatori	15
2.1.1	Il LET e il HET	15
2.1.2	Il CCALT	19
2.1.3	Il QCALT	20
2.1.4	L'Inner Tracker	20
2.2	Studi di fisica a KLOE-2	22
2.2.1	Interferometria Quantistica nei sistemi di kaoni neutri	22
2.2.2	Decoerenza quantistica nei processi $\phi \rightarrow K_L K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	23
2.2.3	Violazione di CPT e decoerenza quantistica	24
2.2.4	Violazione di CPT e invarianza di Lorentz	25
2.2.5	Il ruolo del tracciatore interno nel programma di fisica	26
2.3	Requisiti di progettazione e struttura del tracciatore interno	26
3	GEM: ricerca, sviluppo e realizzazione dell'Inner Tracker	29
3.1	Il Gas Electron Multiplier	29
3.2	Moltiplicazione della carica	32
3.2.1	Diametro dei fori	33
3.2.2	Il campo di induzione	35
3.2.3	Il campo di deriva	35
3.2.4	Forma dei fori	36
3.3	Strutture a multipla GEM	37
3.3.1	Guadagno effettivo e frequenza di scarica	38

3.3.2	Prestazioni temporali	40
3.3.3	Ritorno di flusso degli ioni positivi	42
3.4	Ricerca e sviluppo per l'Inner Tracker di KLOE-2	43
3.4.1	Studi sul prototipo della GEM cilindrica	43
3.4.2	Studi di readout	48
3.4.3	Fogli GEM di grandi dimensioni	50
3.5	Realizzazione dell'Inner Tracker	51
3.5.1	Descrizione del rivelatore	52
3.5.2	Costruzione dei layer cilindrici	53
3.5.3	Preparazione dei materiali e controlli di qualità	58
3.5.4	Test di tenuta gas	66
4	Validazione delle camere cilindriche	68
4.1	L'elettronica di front-end e il sistema di acquisizione dati	69
4.1.1	Il GASTONE-ASIC	69
4.1.2	Architettura hardware del DAQ	70
4.1.3	Architettura software del DAQ	71
4.1.4	Slow control	72
4.2	Descrizione del setup sperimentale	72
4.3	Schema di lettura delle strip	77
4.4	Accensione della CGEM	77
4.4.1	Studio di uniformità del guadagno	80
4.5	Impulsaggio delle schede di front-end	80
4.6	Scan con sorgente	83
4.6.1	Il codice di ricostruzione	83
4.6.2	Analisi delle distribuzioni rilevanti	86
4.7	Test con raggi cosmici	87
A		98
B		99
Bibliografia		100

Capitolo 1

L'esperimento KLOE al collisionatore DAΦNE

1.1 Il collisionatore DAΦNE

DAΦNE (Double Annular Φ -factory for Nice Experiments) è la macchina acceleratrice di elettroni e positroni a fasci collidenti dei Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) dell'Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (INFN). Il collisionatore è stato progettato per funzionare prevalentemente ad un'energia nel centro di massa di 1.02 GeV, pari alla massa della risonanza ϕ , la cui sezione d'urto di produzione a DAΦNE ha un valore di picco $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi) \simeq 3 \mu\text{b}$ [1]. Un collisionatore avente queste caratteristiche è comunemente definito ϕ -factory.

Il complesso di acceleratori di DAΦNE è schematizzato in Fig. 1.1. Un acceleratore lineare (LINAC) e un anello di raffreddamento (Accumulatore) costituiscono la catena di iniezione del sistema. I due anelli coplanari principali (Main Ring), ciascuno di lunghezza ~ 98 m [2], ospitano fino a 120 pacchetti [2] di elettroni e positroni separatamente e consentono di far incrociare i fasci in due regioni di interazione, con una frequenza di $\simeq 368$ MHz [2]. Gli elettroni vengono accelerati nel LINAC all'energia di 510 MeV ed iniettati in singoli pacchetti nell'Accumulatore, dove vengono raffreddati. Il singolo pacchetto viene, poi, estratto dall'Accumulatore ed iniettato nel Main Ring degli elettroni. La procedura viene ripetuta per tutti i pacchetti che è necessario iniettare nel Main Ring. I positroni vengono generati accelerando gli elettroni nella prima sezione del LINAC fino all'energia di 250 MeV e facendoli collidere su un bersaglio di tungsteno (Positron Converter), che viene installato in una stazione intermedia del LINAC, quando il sistema funziona in positron mode. Le interazioni degli elettroni con il bersaglio producono e^+ per bremsstrahlung e produzione di coppie, con un'efficienza di circa 1%. I positroni, usciti dal bersaglio con un'energia di pochi MeV, vengono accelerati nella seconda sezione del LINAC ed iniettati nell'Accumulatore (in verso opposto a quello degli elettroni), per

seguire, da qui in poi, la stessa procedura di iniezione degli elettroni.

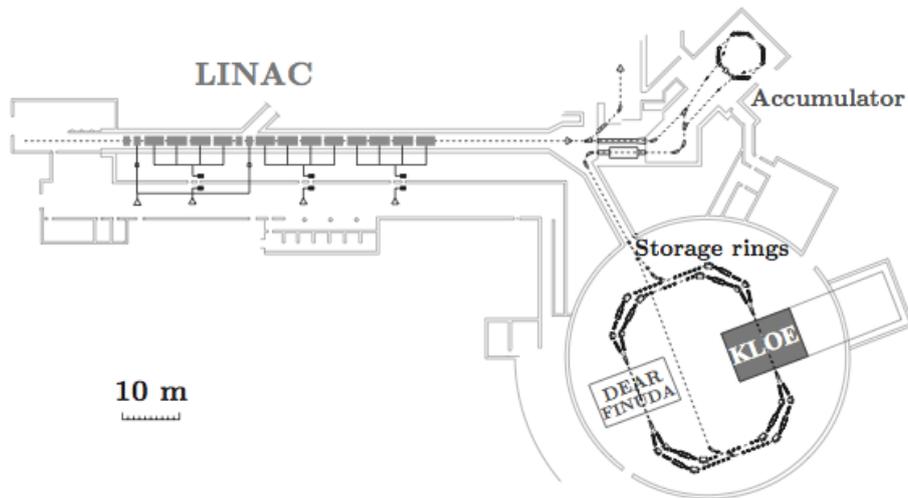


Figura 1.1: Il complesso di acceleratori di DAΦNE .

La configurazione a doppio anello è una caratteristica peculiare di DAΦNE: l'utilizzo di due anelli diversi permette di minimizzare l'interazione elettromagnetica tra i fasci di elettroni e positroni e, conseguentemente, di ridurre gli effetti di deterioramento che essi subirebbero nella configurazione a singolo anello. Così facendo, la luminosità della macchina, che è proporzionale al numero di pacchetti disponibili, risulta massimizzata.

Le traiettorie dei fasci si intersecano nel punto di interazione (PI) con un angolo orizzontale $\theta_x \approx 25$ mrad. Pertanto, la ϕ prodotta nelle collisioni si muove nel sistema del laboratorio lungo l'asse x , con un impulso di circa 13 MeV [1]. Il sistema di coordinate di DAΦNE è il seguente: l'asse x è nel piano orizzontale, orientato verso il centro degli anelli; l'asse y è ortogonale al piano degli anelli e orientato verso l'alto; l'asse z è nel piano orizzontale e biseca l'angolo θ_x tra i fasci [1].

1.2 L'esperimento KLOE

Nel 1991, la progettazione dell'esperimento KLOE (K Long Experiment) e la proposta di un programma di ricerca hanno dato vita alla Collaborazione KLOE, che, all'inizio del 1999, ha iniziato la campagna di misure dei prodotti di decadimento della risonanza ϕ . Le sue principali frazioni di decadimento sono riportate in Tabella 1.1 [3].

La versatilità dell'esperimento KLOE ha permesso di portare avanti un ricco programma di ricerca. Un resoconto dei risultati prodotti dalla Collaborazione KLOE negli anni 2002-2006 è in Ref. [1]. Di seguito, invece, verranno soltanto elencati, senza approfondimento, né pretesa di completezza, alcuni dei risultati ottenuti dalle analisi in quegli anni.

Tabella 1.1: Frazioni di decadimento del mesone ϕ

Canali di decadimento	Branching ratio
K^+K^-	$(48.9 \pm 0.5)\%$
K_LK_S	$(34.2 \pm 0.4)\%$
$\rho\pi + \pi^+\pi^-\pi^0$	$(15.32 \pm 0.32)\%$
$\eta\gamma$	$(1.309 \pm 0.024)\%$
$f_0(980)\gamma$	$(3.22 \pm 0.19) \times 10^{-4}$
$a_0(980)\gamma$	$(7.6 \pm 0.6) \times 10^{-5}$

L'indagine è stata rivolta principalmente allo studio delle proprietà dei kaoni carichi e neutri: sono stati misurati valori di massa, vita media e frazioni di decadimento con alta accuratezza. Sono stati effettuati test stringenti sulla conservazione delle simmetrie discrete C, P, CP e CPT, nonché sui fondamenti della Meccanica Quantistica. Inoltre, la spettroscopia adronica ha fornito risultati di precisione mai raggiunta prima. La misura della sezione d'urto adronica, che contribuisce in modo significativo all'anomalia del momento magnetico del muone, è stata un altro importante canale di ricerca.

La determinazione delle vite medie dei K^\pm , $\tau^- = (12.374 \pm 0.040)$ ns e $\tau^+ = (12.324 \pm 0.038)$ ns, ha mostrato che il valore del rapporto $\tau^-/\tau^+ = 1.004 \pm 0.004$ è in accordo con la conservazione della simmetria CPT a livello del 4‰.

KLOE è stato il primo esperimento capace di misurare le frazioni di decadimento del K_S con accuratezza inferiore al percento. A partire dalla misura del rapporto:

$$\mathcal{R}_S^\pi \equiv \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma))/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) = (2.2549 \pm 0.0054)$$

e dei rapporti:

$$\begin{aligned} \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^-e^+\nu)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma))} &= (5.099 \pm 0.082 \pm 0.039) \times 10^{-4} \\ \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+e^-\bar{\nu})}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma))} &= (5.083 \pm 0.073 \pm 0.042) \times 10^{-4} \\ \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi e\nu)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-(\gamma))} &= (10.19 \pm 0.11 \pm 0.07) \times 10^{-4} \end{aligned}$$

è stato possibile ricavare i valori delle branching ratio assolute riportate in Tabella 1.2. La conoscenza delle frazioni di decadimento $\text{BR}(K_S \rightarrow 3\pi^0)$ e $\text{BR}(K_L \rightarrow 3\pi^0)$, i cui valori sono riportati in Tabella 1.2, ha permesso di porre un limite superiore al parametro η_{000} , connesso ai parametri della violazione della simmetria CP dalla relazione $\eta_{000} = \epsilon + \epsilon'_{000}$, dove ϵ indica la contaminazione CP nell'autostato di massa K_S e ϵ'_{000} è un termine di violazione diretta di CP. Poiché ci si aspetta $\epsilon'_{000} \ll \epsilon$, è possibile asserire che $\eta_{000} \sim \epsilon$. In

Tabella 1.2: Misure finali delle frazioni di decadimento più importanti dei K_L e K_S prodotte da KLOE.

Branching Ratio	Valore
$K_L \rightarrow \pi e \nu$	0.4008(15)
$K_L \rightarrow \pi \mu \nu$	0.2699(14)
$K_L \rightarrow 3\pi^0$	0.1996(20)
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	1.1261(11)
$K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$1.964(21) \times 10^{-3}$
$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$8.49(9) \times 10^{-4}$
$K_L \rightarrow \gamma \gamma$	$5.57(8) \times 10^{-4}$
$K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$(69.196 \pm 0.024 \pm 0.045)\%$
$K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$(30.687 \pm 0.024 \pm 0.045)\%$
$K_S \rightarrow \pi^- e^+ \nu$	$(3.528 \pm 0.057 \pm 0.027) \times 10^{-4}$
$K_S \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}$	$(3.517 \pm 0.050 \pm 0.029) \times 10^{-4}$
$K_S \rightarrow \pi e \nu$	$(7.046 \pm 0.076 \pm 0.051) \times 10^{-4}$
$K_S \rightarrow 3\pi^0$	$\leq 1.2 \times 10^{-7}$ (CL = 90%)

termini di quantità misurabili, η_{000} può essere espresso come rapporto tra le ampiezze di transizione \mathcal{A}_S e \mathcal{A}_L dei K_S e K_L in tre pioni neutri; quindi:

$$|\eta_{000}| \sim |\epsilon| = \sqrt{\frac{\tau_L BR(K_S \rightarrow 3\pi^0)}{\tau_S BR(K_L \rightarrow 3\pi^0)}}$$

dove $\tau_{S,L}$ sono le vite medie di $K_{S,L}$. Il limite superiore sulla $BR(K_S \rightarrow 3\pi^0)$ si traduce nel limite $|\eta_{000}| \leq 0.0088$ (CL = 90%) [4].

KLOE ha indagato la violazione di CP anche nel decadimento $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Utilizzando i valori misurati delle frazioni di decadimento $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ e $BR(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ e delle vite medie τ_L e τ_S è possibile misurare la quantità:

$$|\eta_{+-}| = \sqrt{\frac{\tau_S BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\tau_L BR(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}}$$

Analogamente al caso precedente è valida la parametrizzazione $\eta_{+-} = \epsilon + \epsilon'$, essendo ϵ la contaminazione dell'autostato di CP nell'autostato di massa K_L e ϵ' un termine dovuto alla violazione diretta di CP. È noto che $\epsilon' \simeq 10^{-3}\epsilon$, quindi la misura di $|\eta_{+-}|$ può essere direttamente confrontato con la predizione di ϵ del Modello Standard (MS). La procedura descritta in [1] ha portato al risultato $|\epsilon| = (2.216 \pm 0.013) \times 10^{-3}$.

Misure accurate delle rate dei decadimenti leptonic e semileptonic dei kaoni permettono di effettuare test sull'unitarietà della matrice CKM e sull'universalità dei leptoni.

L'universalità dell'accoppiamento debole di elettroni e muoni può essere verificata misurando il rapporto $\Gamma(K \rightarrow \pi\mu\nu)/\Gamma(K \rightarrow \pi e\nu)$. Come descritto in [1], tramite la misura di questo rapporto si riesce a valutare la quantità $r_{\mu e} \equiv g_\mu/g_e$, dove g_ℓ è l'accoppiamento del leptone $\ell = \mu, e$ al vertice debole $W \rightarrow \ell\nu$. Il MS assume $r_{\mu e} = 1$, ovvero l'universalità leptonica. KLOE ha trovato $r_{\mu e} = 1.000 \pm 0.008$. Per verificare l'unitarietà della matrice di mixing dei quark, V_{CKM} , la Collaborazione ha combinato le informazioni provenienti dalle misure prodotte da KLOE per i decadimenti $K_{\mu 2}$, $K_{e 3}$ e $K_{\mu 3}$ insieme a quelle dei decadimenti nucleari β superpermessi $0^+ \rightarrow 0^+$ (Fig. 1.2). In particolare, la miglior stima dei parametri $|V_{ud}|^2$ e $|V_{us}|^2$ è stata ottenuta fittando i valori misurati a KLOE, $V_{us} = 0.2237(13)$ e $V_{us}/V_{ud} = 0.2326(15)$, insieme al valore $V_{ud} = 0.97418(26)$, parametro di input esterno [5]. I risultati del fit sono: $|V_{us}| = (0.2249 \pm 0.0010)$ e $|V_{ud}| = (0.97417 \pm 0.00026)$.

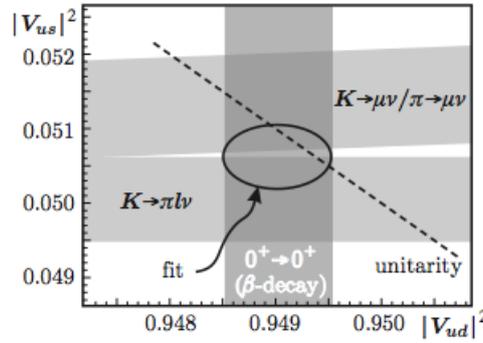


Figura 1.2: Risultati di KLOE per $|V_{us}|^2$ e $|V_{us}/V_{ud}|^2$, insieme a $|V_{ud}|^2$ da misure sul decadimento β . L'ellisse è il contorno a 1σ dato dal fit. La linea tratteggiata rappresenta il vincolo dell'unitarietà.

I decadimenti radiativi del mesone ϕ consentono di sondare le proprietà e la struttura dei mesoni scalari e pseudoscalari. La grande frequenza di produzione e la chiara segnatura dei mesoni η hanno reso possibile la ricerca di decadimenti proibiti. Un esempio può essere il decadimento $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$, che, essendo η isoscalare, viola sia P che CP. Con i primi 350 pb^{-1} , KLOE ha cercato un'evidenza dell'esistenza di questo decadimento studiando la distribuzione in massa invariante dei due pioni nel processo $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$, con il fotone emesso a grande angolo ($\theta > 45^\circ$). Nella distribuzione non sono stati osservati picchi vicini al valore della massa del mesone η . Questo risultato si traduce nel limite superiore $\text{BR}(\eta \rightarrow \pi^+\pi^-) \leq 1.3 \times 10^{-5}$ (CL = 90%).

Il contenuto $s\bar{s}$ del mesone η' è stato studiato misurando il rapporto $R_\phi = \text{BR}(\phi \rightarrow \eta'\gamma)/\text{BR}(\phi \rightarrow \eta\gamma)$. Il valore misurato a KLOE è $R_\phi = (4.77 \pm 0.09 \pm 0.19) \times 10^{-3}$. Il rapporto R_ϕ è in relazione con l'angolo di mixing pseudoscalare φ_P , che parametrizza il mescolamento $\eta - \eta'$ nella base $\left\{ |u\bar{u} + d\bar{d}\rangle/\sqrt{2}, |s\bar{s}\rangle \right\}$. Il valore ottenuto per φ_P in questa base è $(41.4 \pm 0.3_{\text{stat}} \pm 0.7_{\text{sys}} \pm 0.6_{\text{th}})^\circ$. La composizione dei mesoni scalari è di grande interesse: KLOE è in grado di sondare le caratteristiche dei mesoni scalari, in

quanto i decadimenti radiativi della ϕ in due mesoni pseudoscalari sono dominati dalla scambio di mesoni scalari, come f_0 e a_0 . Sono diversi i modelli teorici che permettono di calcolare le frazioni di decadimento di queste particelle e che descrivono i loro spettri, in termini del tipo di struttura ipotizzata per i mesoni scalari. Per esempio, la frazione di decadimento (BR) del decadimento $\phi \rightarrow f_0 \gamma \rightarrow \pi \pi \gamma$ è soppressa, a meno che in f_0 non sia importante il contenuto di stranezza. Per questo tipo di decadimento la BR stimata è di ordine $\sim 10^{-4}$ se f_0 è uno stato $qq\bar{q}\bar{q}$, nel qual caso il mesone scalare contiene una coppia $s\bar{s}$, oppure $\text{BR} \sim 10^{-5}$ se f_0 è uno stato $q\bar{q}$ convenzionale. Essendo i valori delle massa di f_0 vicini alla soglia di produzione di coppie $K\bar{K}$ ed essendo intenso l'accoppiamento del mesone scalare alle coppie $K\bar{K}$, per descrivere la struttura di f_0 può essere utilizzato il modello a loop di kaoni (Fig. 1.3 a sinistra). In questo modello, il decadimento del mesone f_0 procede attraverso l'emissione di un fotone e la produzione di una coppia virtuale di K^+K^- , che, successivamente, annichilano emettendo un mesone scalare. Un modello alternativo prevede che lo scalare f_0 non possieda struttura (Fig. 1.3 a destra): il decadimento viene descritto come un processo puntiforme, nel quale la dinamica della produzione del mesone scalare viene assorbita nell'accoppiamento $g_{\phi S \gamma}$. A KLOE è stato studiato, ad esempio, il canale $\phi \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$: i risultati indicano che il mesone scalare f_0 ha una struttura non convenzionale $qq\bar{q}\bar{q}$.

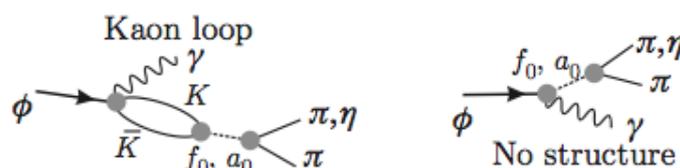


Figura 1.3: Diagrammi di Feynman usati per descrivere i decadimenti dei mesoni scalari nell'ambito del modello a loop di kaoni (sinistra) e nel modello senza struttura (destra).

Il mesone vettore ϕ decade in coppie $K_S K_L$ di impulso 110 MeV con una frazione di decadimento del 34% (cfr. Tab. 1.1). Il K_S e il K_L hanno vite medie $\tau_S = (0.8954 \pm 0.0004) \times 10^{-10} \text{ s}$ e $\tau_L = (5.116 \pm 0.021) \times 10^{-8} \text{ s}$, rispettivamente [3]. Pertanto, il cammino medio $\lambda_{S,L} = \beta \gamma c \tau_{S,L}$ delle due particelle è molto diverso: $\lambda_S \sim 0.6 \text{ cm}$ e $\lambda_L \sim 3.4 \text{ m}$. È chiaro, quindi, che per catturare il $(1 - 1/e) = 63\%$ dei decadimenti dei K_L è necessario avere a disposizione un volume di decadimento di grandi dimensioni.

Il rivelatore, oltre ad avere una grande accettazione per i decadimenti del K_L in particelle cariche e neutre, deve anche assicurare una buona efficienza di ricostruzione dei vertici di decadimento sia carichi che neutri, una buona risoluzione in massa invariante e una buona capacità di indentificare fotoni, elettroni e pioni.

I sottorivelatori che per la maggior parte racchiudono il volume di decadimento sono, iniziando dalla regione di interazione dei fasci e andando radialmente verso l'esterno (Fig. 1.4), una camera a deriva (DC, Drift Chamber), che funge da dispositivo tracciante

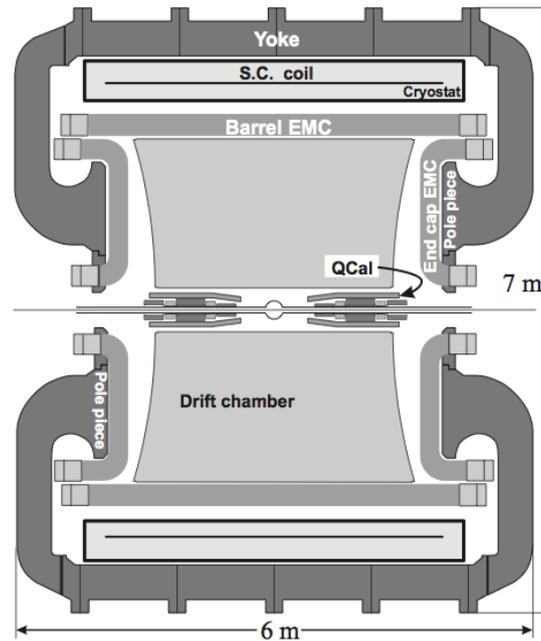


Figura 1.4: Sezione verticale del detector KLOE, in cui sono visibili, a partire dal punto di interazione (PI), la regione di interazione di forma sferica, la camera a deriva (DC), il calorimetro elettromagnetico (EMC), la bobina superconduttrice e il magnete di ritorno per le linee di campo.

per le particelle cariche, e un calorimetro a campionamento (EMC), che serve a misurare l'energia e il punto di impatto dei fotoni. I due sottorivelatori sono immersi in un campo magnetico assiale di 0.52 T [1], generato da una bobina superconduttrice, racchiusa da una schermatura di ferro opportunamente sagomata. Il valore del campo magnetico è stato scelto per ottimizzare risoluzione in impulso e accettanze. Inoltre, all'interno di KLOE sono presenti due calorimetri montati sui quadrupoli permanenti vicini al punto di interazione (PI), che servono a rivelare i fotoni che verrebbero assorbiti dai magneti.

1.2.1 La camera a deriva

La camera tracciante di KLOE [6] è un rivelatore cilindrico avente raggio interno di 25 cm, raggio esterno di 2 m e lunghezza di 3.3 m. La camera deve essere trasparente per minimizzare lo scattering multiplo, la conversione dei fotoni di bassa energia e il fenomeno di rigenerazione $K_L \rightarrow K_S$, che simula eventi $K_L \rightarrow 2\pi^0$ di violazione di CP. Questa richiesta ha forzato l'utilizzo di una miscela di gas molto leggera (90% He - 10% iC_4H_{10}), che ha una lunghezza di radiazione $X_0 \approx 1300$ m. Il supporto meccanico è un composito di fibra di carbonio a basso numero atomico e bassa densità, di spessore complessivo $\leq 0.1X_0$. Tenendo conto anche del contributo dei fili, la lunghezza di radiazione media nel volume attivo della camera si riduce a ~ 900 m.

La richiesta di un tracciamento tridimensionale ed uniforme è stata soddisfatta arrangiando i fili della camera in celle di forma quasi quadrata, organizzate in 58 strati coassiali. Le celle degli strati più vicini alla linea dei fasci sono più piccole delle celle degli strati esterni. La differenziazione adottata per il dimensionamento delle celle rende uniforme il tracciamento: i prodotti di decadimento del mesone ϕ , infatti, vengono emessi con impulsi trasversi piccoli e, quindi, la densità di tracce nella camera è maggiore per piccoli angoli. Questo accorgimento permette di ricostruire le tracce delle particelle cariche con molti punti: in un tipico evento $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, la traccia di un pione viene ricostruita con circa 60 punti spaziali [1]. I fili sono inclinati di un piccolo angolo con l'asse z , che varia tra 60 e 150 mrad e cambia segno passando da uno strato di celle al successivo. Grazie a questa configurazione stereogeometrica dei fili è possibile misurare anche la coordinata z . La geometria tridimensionale della camera a deriva è visibile in Fig. 1.5.

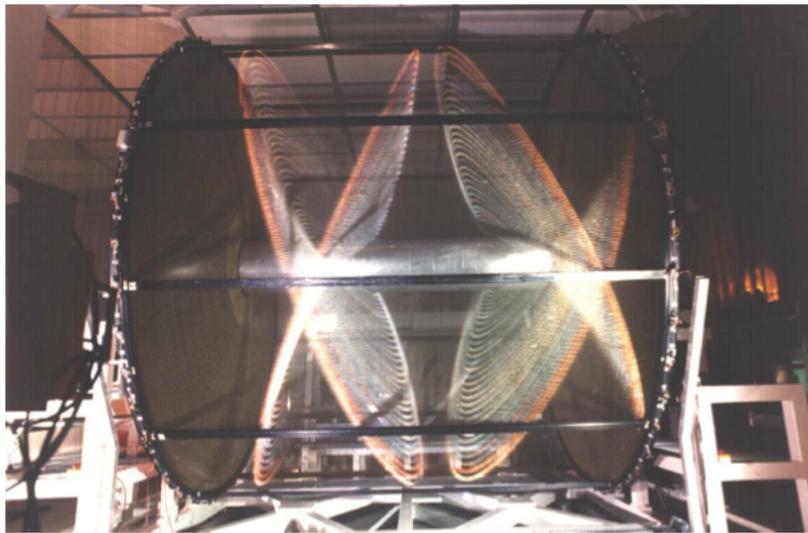


Figura 1.5: Fotografia della camera a deriva durante la costruzione.

La DC fornisce un tracciamento tridimensionale con risoluzioni $\sigma_{r\phi} \leq 200 \mu\text{m}$ nel piano trasverso, $\sigma_z \sim 2 \text{ mm}$ lungo la coordinata z e $\sigma_{vtx} \sim 1 \text{ mm}$ sulla posizione del vertice [1]. L'impulso delle particelle cariche è determinato dalla curvatura che le loro traiettorie subiscono nel campo magnetico, con una risoluzione $\sigma_{p_T}/p_T \leq 0.5\%$ per angoli polari $45^\circ < \theta < 135^\circ$ [1], che in questo range è dominata dallo scattering coulombiano multiplo.

1.2.2 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro di KLOE [7] deve misurare principalmente l'energia e la posizione di entrata dei fotoni provenienti dai decadimenti radiativi della risonanza ϕ e dei kaoni neutri. Inoltre, deve fornire una misura accurata del tempo di arrivo delle particelle. La determinazione della distanza percorsa dai K_L prima che essi decadano in pioni neutri è di

cruciale importanza, infatti, per lo studio della violazione di CP. Il cammino percorso viene misurato a partire dal tempo di arrivo dei fotoni provenienti dal decadimento dei π^0 . Per riuscire a ricostruire i decadimenti $K_L \rightarrow n\pi^0$, il calorimetro di KLOE deve rivelare fotoni di energia compresa tra 20 e 510 MeV con alta efficienza, buona risoluzione in energia e ottima risoluzione temporale. La risposta del calorimetro, inoltre, deve essere veloce, perché i suoi segnali vengono utilizzati come trigger principale per gli eventi. Le stringenti richieste di KLOE hanno portato alla costruzione di un calorimetro a campionamento, costituito da strati di piombo e fibre scintillanti, che forniscono una buona trasmissione della luce di scintillazione su lunghe distanze e ottima accuratezza nella temporizzazione.

Il calorimetro è composto da tre elementi principali: una struttura centrale, il barrel, e due unità laterali, chiamate endcap. In Fig. 1.6 viene mostrata una fotografia della sezione trasversale del calorimetro di KLOE, nella quale sono visibili le unità endcap di profilo. Il barrel, approssimabile ad un cilindro di raggio 4 m, lunghezza 4.3 m e spessore 23 cm, è costituito da 24 moduli di sezione trapezoidale. Ogni endcap, invece, è costituito da 32 moduli verticali aventi sezione rettangolare, che coprono le regioni in avanti e indietro del calorimetro. Nel barrel le fibre scintillanti sono parallele alla linea dei fasci, mentre negli endcap sono ad essa ortogonali. Questa orientazione permette di avere sempre le fibre disposte trasversalmente alla traiettoria delle particelle, in modo da minimizzare il channeling. Grazie alla sovrapposizione tra barrel ed endcaps, l'intera struttura copre il 98% dell'angolo solido.

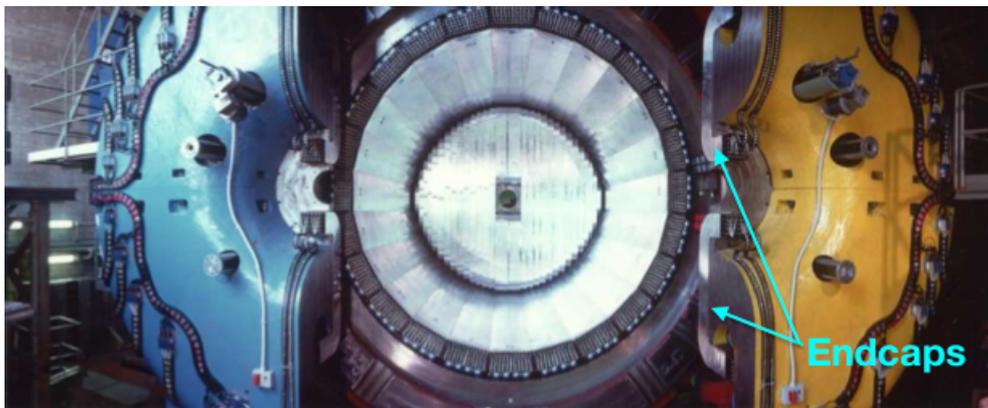


Figura 1.6: Vista frontale del calorimetro elettromagnetico prima dell'inserimento della camera a deriva. Sono visibili, di profilo, anche gli endcap installati sulle espansioni polari della schermatura del magnete.

Ogni modulo del calorimetro è un blocco di materiale composito di 200 strati di piombo spessi 0.5 mm e 200 strati di fibre scintillanti di diametro 1 mm, che vengono tenuti insieme da una speciale colla epossilica, che non danneggia le fibre. Il rapporto in volume piombo:fibre:epoxy è 42:48:10. L'alta percentuale di fibre garantisce una buona risoluzione in energia, mentre il basso contenuto di piombo rende quasi omogeneo il calorimetro. Di conseguenza, il rilascio energetico è quasi indipendente dalla direzione dello sciame e,

quindi, la risposta può essere considerata indipendente dalla direzione. La densità media del materiale composito è 5 g/cm^3 , la sua lunghezza di radiazione è 1.5 cm e lo spessore totale del calorimetro equivale a circa $15X_0$.

Entrambe le estremità dei moduli vengono lette da una griglia di guide di luce aventi superficie $4.4 \times 4.4 \text{ cm}^2$, che all'altra terminazione si interfacciano a fotocatodi circolari. La segmentazione in celle quadrate permette di avere una buona risoluzione spaziale. Il deposito energetico viene misurato a partire dalla carica rilasciata in ogni cella, grazie a dispositivi ADC (Analog to Digital Converter). La misura di tempo, invece, si ottiene a partire dalle differenze dei tempi misurati ad ogni lato dei moduli dai TDC (Time to digital Converter).

La risoluzione in energia del calorimetro di KLOE è $\sigma_E/E = 5.7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$. La risoluzione temporale è $\sigma_t = 54 \text{ ps}/\sqrt{E(\text{GeV})} \oplus 140 \text{ ps}$. La risoluzione sulla ricostruzione della posizione del baricentro di un cluster¹ è $\sigma_{\perp} = 1.3 \text{ cm}$ e la risoluzione sulla determinazione della coordinata longitudinale è $\sigma_{\parallel} = 1.4 \text{ cm}/\sqrt{E(\text{GeV})}$.

1.2.3 Il tubo a vuoto e i calorimetri sui quadrupoli

Per osservare i decadimenti rari dei K_S e i fenomeni di interferenza $K_L K_S$ senza complicazioni dovute alla rigenerazione $K_S \rightarrow K_L$, è necessario che un volume fiduciale di raggio $r > 15\lambda_S$ intorno al PI rimanga nel vuoto. Perciò, il tubo a vuoto di KLOE [1] circonda il PI con una sfera di raggio 10 cm e spessore 0.5 mm (Fig. 1.7), costituita da una lega di Berillio-Alluminio. Il materiale utilizzato permette di minimizzare lo scattering multiplo e la perdita di energia da parte dei kaoni carichi prodotti dal decadimento della ϕ .

Uno degli effetti sistematici da tenere sotto controllo è la contaminazione da parte di eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$ nella ricerca di decadimenti $K_L \rightarrow 2\pi^0$ che violano CP. I fotoni provenienti dal decadimento in tre pioni possono essere assorbiti dai quadrupoli permanenti posti attorno alla beam pipe, a $\pm 46 \text{ cm}$ dal PI. Per ridurre al minimo questo tipo di fondo, i quadrupoli permanenti sono stati ricoperti con due calorimetri (QCAL, Quadrupole Calorimeter) [8].

Ogni QCAL è una struttura quasi cilindrica di piombo e fibre scintillanti, costituita da 16 settori azimutali, aventi spessore pari $\sim 5X_0$. Lo scopo principale dei calorimetri sui quadrupoli è quello di rivelare i fotoni che altrimenti verrebbero assorbiti dai magneti: studi preliminari durante la fase di progettazione dei calorimetri hanno mostrato che la presenza dei QCAL migliora di un fattore ~ 5 l'efficienza di rivelazione degli eventi di fondo $K_L \rightarrow 3\pi^0$.

¹Un cluster è un gruppo di celle contigue nelle quali è avvenuto un rilascio energetico. L'identificazione di un cluster avviene tramite una procedura descritta in [7].

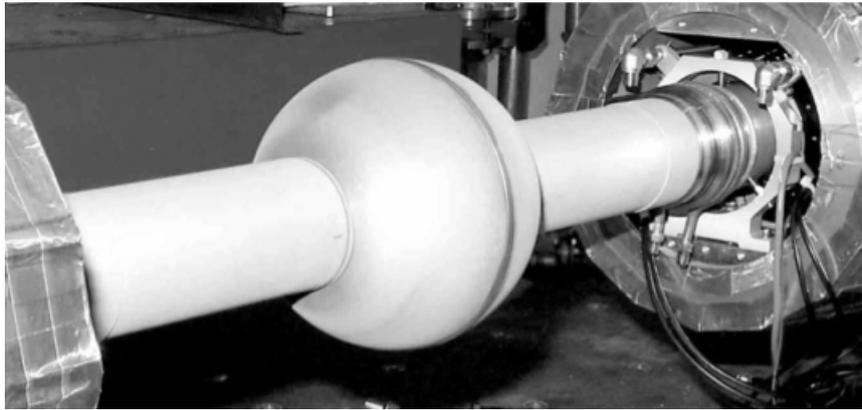


Figura 1.7: Tubo a vuoto di KLOE: è visibile la sfera di berillio-alluminio, che circonda il punto di interazione.

1.2.4 Il trigger e il sistema di acquisizione dati

La necessità di effettuare misure di alta precisione richiede che il sistema di trigger di KLOE abbia grande efficienza di reiezione del fondo. Ad una luminosità di $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, nell'accettanza di KLOE entrano $\sim 1500 \phi/\text{s}$ e ~ 30000 eventi Bhabha/s [9], che hanno una sezione d'urto divergente a piccolo angolo. Altre sorgenti di fondo sono i raggi cosmici (che penetrano nel rivelatore con una frequenza di $\sim 3 \text{ kHz}$ [9]), e le particelle generate dalle interazioni dei fasci con il gas residuo presente nel tubo a vuoto di DAΦNE (la rate stimata per il fondo della macchina ammonta a $\sim 10^6 \text{ Hz}$ [10]).

Una delle richieste fondamentali è che il trigger abbia la stessa efficienza per i decadimenti in $\pi^+\pi^-$ e $\pi^0\pi^0$ dei K_L e K_S . Inoltre, il tempo di formazione del segnale di trigger deve essere piccolo: infatti, i TDC del calorimetro, ai quali il trigger deve dare il segnale di start, mantengono l'accuratezza temporale attesa se ricevono un trigger entro 200 ns dal decadimento della ϕ [10]. Il sistema di trigger deve:

1. validare tutti gli eventi ϕ ;
2. riconoscere gli eventi Bhabha a grande angolo ed accettarne un campione ridotto per la misura di luminosità;
3. identificare i raggi cosmici ed accettarne un campione ridotto per la calibrazione dell'apparato;
4. rigettare il fondo.

Il modo più efficace per separare i segnali di fisica dal fondo è utilizzare le informazioni provenienti sia dalla DC che dal EMC. Una logica a due livelli permette di ottenere un trigger che abbia le caratteristiche richieste. Il trigger di livello 1, che avvia il readout con piccolo ritardo, richiede che siano presenti depositi energetici sopra soglia ($E > 50 \text{ MeV}$

per il barrel, $E > 150$ MeV per gli endcap) in due settori del EMC, oppure ~ 15 hit nella DC entro 250 ns dal bunch crossing [11]. A questo livello vengono selezionati gli eventi Bhabha a grande angolo, richiedendo due rilasci energetici sopra soglia ($E > 350$ MeV [9]) nel barrel o in due endcap diversi. Il trigger di livello 2, che valida il primo livello, richiede una molteplicità maggiore per gli hit nella DC (~ 120 hit), entro una finestra temporale di $1.2 \mu\text{s}$ [9]. Le richieste sui depositi energetici nel EMC sono, di fatto, una conferma del trigger di livello 1. A questo livello viene applicato un veto per i raggi cosmici, identificati richiedendo che lo strato più esterno del calorimetro abbia due rilasci energetici con soglia superiore a 30 MeV. Il tempo morto dell'acquisizione, dominato dal tempo di deriva degli elettroni nella miscela di gas della camera a deriva, è di $2.6 \mu\text{s}$ [9], corrispondente ad una perdita di 0.8% ad una rate tipica di 3kHz [11]. Dal 2004, un trigger di livello 3 ha permesso di implementare nella logica di trigger un filtro online per i raggi cosmici, con lo scopo di revisionare e rinforzare via software il veto di livello 2. Uno schema logico del sistema di trigger è in Fig. 1.8.

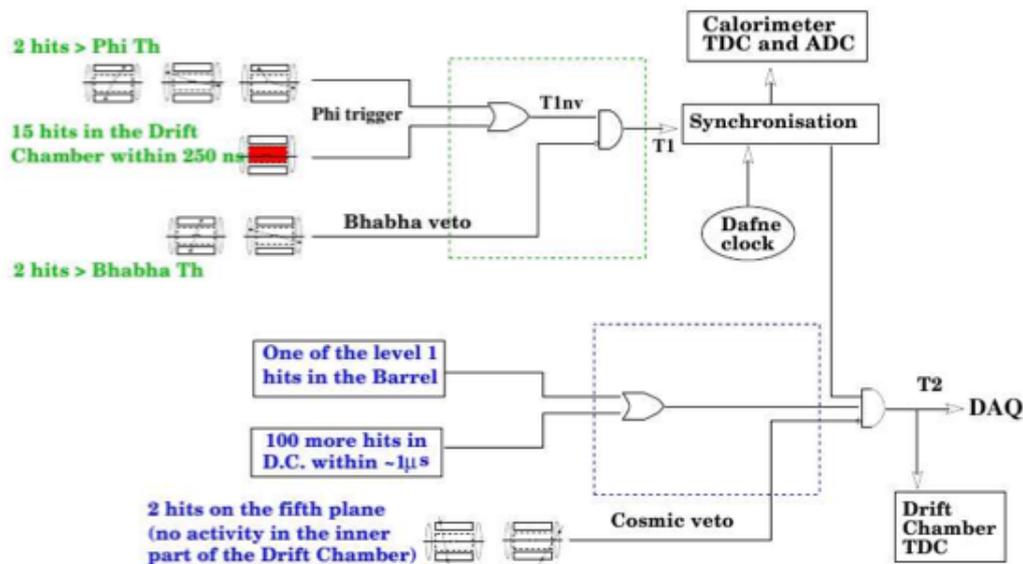


Figura 1.8: Schema logico del sistema di trigger di KLOE.

Il trigger è sincronizzato con il master clock di DAΦNE: $t_{\text{sync}} = 4t_{\text{bunch}} = 10.85$ ns [11]. L'associazione di un evento con il corrispondente bunch crossing, ovvero la determinazione dell'istante di inizio dell'evento, viene effettuata dalla ricostruzione offline.

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) di KLOE manipola circa 23000 canali di output dell'elettronica di front-end (ADC, TDC e moduli di trigger), i cui segnali vengono indirizzati in crate VME attraverso dieci catene, ognuna delle quali trasporta un frammento di evento. I frammenti di ogni catena vengono indirizzati verso una farm di processori online, attraverso uno switch, per l'event building, la formattazione e il controllo di inte-

grità. La farm online consiste in sette nodi, ognuno equipaggiato con quattro processori [11]. I server online scrivono i raw-data file in dischi locali da 1.4 TB [11].

Capitolo 2

L'esperimento KLOE-2

L'esperimento KLOE ha collezionato una luminosità integrata di 2.5 fb^{-1} al picco della risonanza $\phi(1020)$ e ulteriori 250 pb^{-1} fuori picco [12]. La massima luminosità prodotta a DAΦNE nel periodo 2001-2007 per i tre esperimenti KLOE, DEAR e FINUDA è stata $1.6 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Fig. 2.1) [13]. L'interesse per la continuazione del programma di fisica di KLOE è risultato nella pianificazione di un upgrade del detector stesso, nonché della macchina acceleratrice.

DAΦNE è stato migliorato con l'implementazione di un nuovo schema di collisione, progettato e realizzato per aumentare la luminosità della macchina. Un'alta luminosità è necessaria per raggiungere significativa sensibilità nello studio dell'Interferometria Quantistica (QI), nella misura dei decadimenti rari dei mesoni K_S e per riuscire ad ottenere risultati competitivi nella fisica adronica a bassa energia. Nel 2008 la Divisione Acceleratori dei LNF ha collaudato il nuovo schema di interazione, avendo come obiettivo l'erogazione di una luminosità di picco di $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, un fattore ~ 3 maggiore di quella raggiunta precedentemente. Il test ha avuto esito positivo, provando che la nuova configurazione aveva una reale efficacia nell'ambito dell'upgrade della macchina. Già durante il run di KLOE del 2005, nei test preliminari sulle idee da utilizzare per il nuovo schema di collisione, la luminosità misurata era raddoppiata (curva rossa in Fig. 2.2) rispetto a quella ottenuta nel run del 2002 (curva blu in Fig. 2.2) [13]. In Fig. 2.2 è possibile vedere che nei run del 2008, con l'implementazione del nuovo schema di collisione, l'aumento di luminosità ammontava almeno al 30% rispetto ai run precedenti [13].

La luminosità di picco è stata progressivamente migliorata, mettendo a punto i parametri del collisionatore e aumentando il valore delle correnti dei fasci. In due dei migliori run del 2009, la luminosità di picco raggiunta è stata di $4.36 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (Fig. 2.3), valore vicino a quello nominale in modo soddisfacente [13]. Le previsioni sul funzionamento della macchina lasciano supporre che in un periodo di tre anni possano essere accumulati $\sim 10 \text{ fb}^{-1}$ di dati.

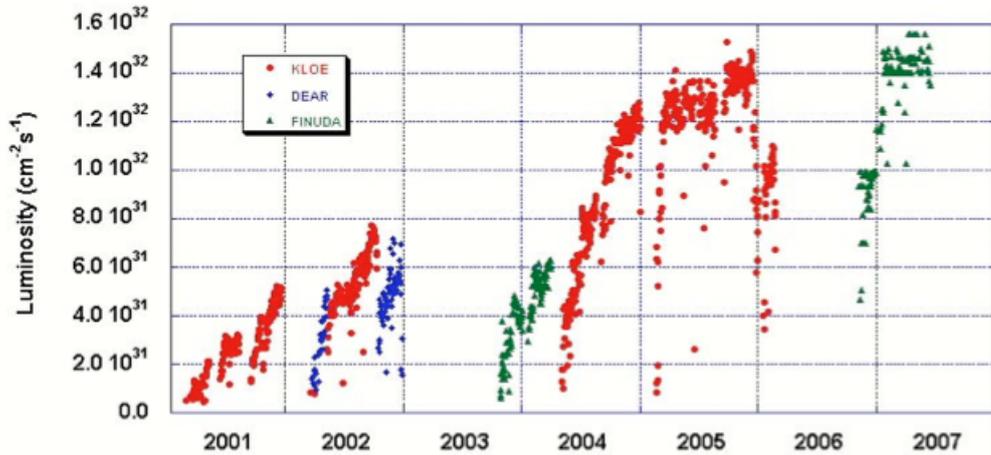


Figura 2.1: Luminosità prodotta per i tre esperimenti dei LNF nel periodo 2001-2007.

2.1 L'upgrade di KLOE: i nuovi rivelatori

Il programma di KLOE-2 [12] intende affinare gli studi sperimentali nell'ambito dei settori della fisica che avevano già coinvolto l'impegno della Collaborazione KLOE. Lo scopo è quello di produrre risultati competitivi, soprattutto nei rami di fisica che possono essere studiati quasi esclusivamente presso una ϕ -factory. L'interesse della Collaborazione KLOE-2 sarà incentrato, quindi, sui decadimenti dei K_S , sull'interferenza $K_S K_L$, sui decadimenti dei kaoni carichi e dei mesoni η e η' e sugli eventi multileptonici. Per questo, è necessario migliorare le prestazioni di rivelazione di KLOE intorno al punto di interazione (PI), con l'inserimento di nuovi rivelatori nell'apparato sperimentale preesistente. Nella prima fase dell'upgrade, già conclusa, la beam pipe è stata equipaggiata con due calorimetri (HET e LET), in grado di rivelare elettroni e positroni prodotti nelle interazioni $\gamma\gamma$. Nella seconda fase, invece, l'apparato sperimentale gioverà anche della presenza di un rivelatore di vertice molto leggero, l'Inner Tracker, e di due calorimetri, CCALT e QCALT.

Di seguito verranno fornite le informazioni essenziali sui nuovi rivelatori. Successivamente, l'attenzione verrà focalizzata sul ruolo che il tracciatore interno gioca nello studio dell'Interferometria Quantistica, della decoerenza dei sistemi quantistici correlati e della violazione della simmetria CPT.

2.1.1 Il LET e il HET

Il processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$ dà accesso allo studio di stati adronici con numeri quantici $J^{PC} = 0^{\pm\pm}, 2^{\pm\pm}$.

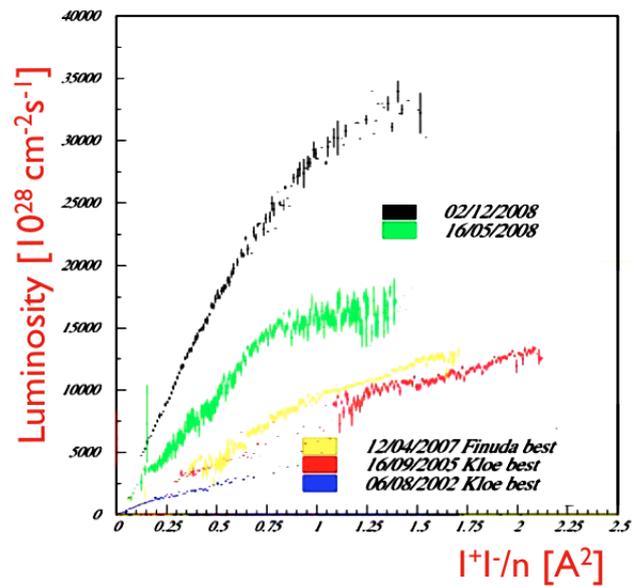


Figura 2.2: Luminosità in funzione del prodotto delle correnti dei fasci, normalizzato al numero di pacchetti. I dati si riferiscono ai run presi prima e dopo l'implementazione del nuovo schema di collisione.

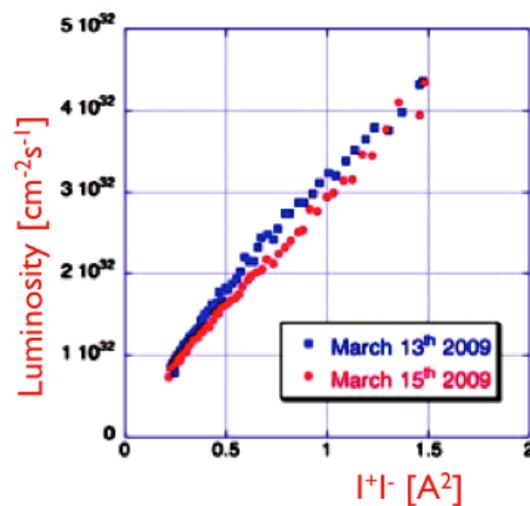


Figura 2.3: Luminosità in funzione del prodotto delle correnti per due dei migliori run del 2009.

La produzione di singoli mesoni pseudoscalari $X = \pi^0, \eta, \eta'$ permette di misurare le larghezze di decadimento di queste particelle in coppie di fotoni, parametri rilevanti nella determinazione del mixing $\eta - \eta'$ e nella misura del contenuto gluonico di valenza nella funzione d'onda del mesone η' . Inoltre, è possibile misurare il fattore di forma $\mathcal{F}_{\gamma\gamma X}(q_1^2, q_2^2)$ delle transizioni $\gamma\gamma \rightarrow X$. L'interesse per questi fattori di forma è connesso alla valutazione teorica del contributo adronico all'anomalia del muone, in particolare al termine di scattering light-by-light tramite scambio di mesoni pseudoscalari (Fig. 2.4).

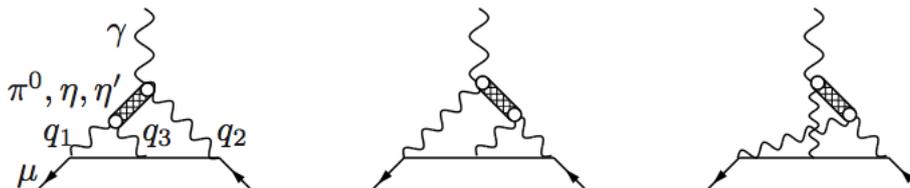


Figura 2.4: Contributo adronico all'anomalia del muone, dovuto allo scattering light-by-light con scambio di mesoni pseudoscalari π^0, η, η' .

Stati finali $X = \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0, \eta\pi^0$ sono ugualmente osservabili. In particolare, lo studio del canale $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ potrebbe confermare o confutare l'esistenza della risonanza scalare $\sigma/f_0(600)$, la cui natura è ancora controversa, a causa delle grandi incertezze che, ad oggi, presenta la sezione d'urto dei processi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi\pi$.

Le potenzialità di KLOE-2 riguardo la misura della sezione d'urto $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0)$ sono state studiate con attente simulazioni: gli studi hanno mostrato che, lavorando al picco della ϕ con una luminosità integrata di 5 fb^{-1} , la sezione d'urto $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0)$ può essere misurata con lo stesso binnaggio in energia di Crystal Ball (grafico mostrato in Fig. 2.5), riducendo al 2% le incertezze statistiche in ogni bin [12]. La misura richiede alta statistica e pieno controllo delle incertezze sistematiche, che non può essere ottenuto senza un abbattimento sostanziale dei fondi. A KLOE-2, le principali sorgenti di fondo sono i decadimenti $\phi \rightarrow K_S K_L$, con il K_L non rivelato e il K_S che decade in due pioni neutri. L'utilizzo di una o più stazioni esterne per rivelare gli elettroni scatterati nelle reazioni $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0$ è necessario per la riduzione di questo fondo e anche per chiudere la cinematica della reazione, in modo da incrementare le prestazioni sulla ricostruzione della massa invariante dei due fotoni, $W_{\gamma\gamma}$.

Dagli studi della cinematica del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0$ si evince che gli elettroni vengono emessi con maggiore probabilità in avanti, sfuggendo la rivelazione [15]. Inoltre, poiché l'energia di questi elettroni non eccede i 510 MeV, essi subiscono una deviazione dall'orbita di equilibrio, a causa della presenza dei magneti della macchina [15]. Dunque, il sistema di tagging dovrà rivelare gli elettroni e i positroni scatterati in zone ben precise lungo la linea dei fasci, misurando la loro energia direttamente, oppure indirettamente, a partire dalla deviazione che la loro traiettoria subisce rispetto a quella nominale. Il sistema di rivelazione è costituito da un Low Energy Tagger (LET), da installare all'interno di

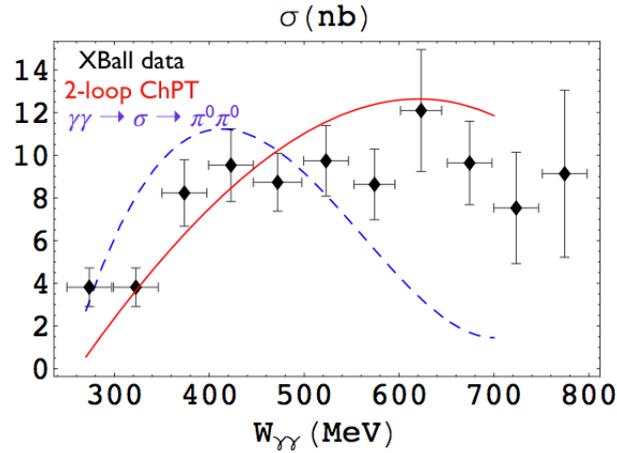


Figura 2.5: Sezione d'urto $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0)$ in funzione della massa invariante $W_{\gamma\gamma}$ dei due fotoni. I dati si riferiscono alle misure dell'esperimento Crystal Ball. La linea rossa è il calcolo di ChPT a due loop. La linea blu tratteggiata è il calcolo con ipotesi Breit-Wigner. È evidente come la presenza di incertezze così grandi non permetta di trarre alcuna conclusione sull'esistenza di una struttura risonante nella regione 400-500 MeV. La figura è stata adattata da Ref. [14].

KLOE, a 1 m dal PI (Fig. 2.6), e da un High Energy Tagger (HET), da posizionare subito dopo il primo magnete curvante di DAΦNE, a 11 m dal PI (Fig. 2.6). Il LET si interessa della rivelazione di elettroni e positroni uscenti dal PI con energia compresa nell'intervallo 160-230 MeV e angolo medio $\theta = 11^\circ$ rispetto all'asse z [16]. Le simulazioni hanno mostrato una debole correlazione tra l'energia e la traiettoria degli e^+e^- scatterati nelle reazioni di interesse [16]. Per questo motivo, il LET è un calorimetro, la cui sensibilità nella ricostruzione della posizione non è un requisito di primaria importanza. Piuttosto, esso deve possedere una buona risoluzione energetica, per migliorare la ricostruzione della massa invariante dei due fotoni, e una buona risoluzione temporale, per riuscire ad accoppiare in modo efficace eventi e bunch crossing. Il LET consiste in due calorimetri identici, posti in punti simmetrici rispetto al PI, composti da 20 cristalli LYSO (Lutezio-Yttrio Ortosilicato drogato con Cerio), ognuno letto da fotomoltiplicatori al silicio (SiPM), aventi dimensioni $3 \times 3 \text{ mm}^2$ [15]. La risoluzione energetica del rivelatore è $\sigma_E/E < 10\%$ [17] per energie superiori a 150 MeV; la risoluzione temporale è $\sim 1 \text{ ns}$, valore che ben risponde alle richieste [17].

Il HET, che deve misurare la deviazione della traiettoria di e^+e^- uscenti da KLOE, è un rivelatore di posizione. Gli elettroni e i positroni che raggiungono il HET hanno energia maggiore di 400 MeV. Inoltre, per distinguere gli eventi, il rivelatore deve possedere una risoluzione temporale minore del periodo di incrocio dei fasci, $t_{\text{bunch}} \simeq 2.7 \text{ ns}$. Come per il LET, anche il HET consiste in due stazioni identiche, posizionate in punti simmetrici rispetto al PI. Ogni rivelatore è costituito da 28 scintillatori plastici, ognuno dei quali ha dimensioni $3 \times 5 \times 6 \text{ mm}^3$ [18]. La luce emessa da ogni scintillatore vie-

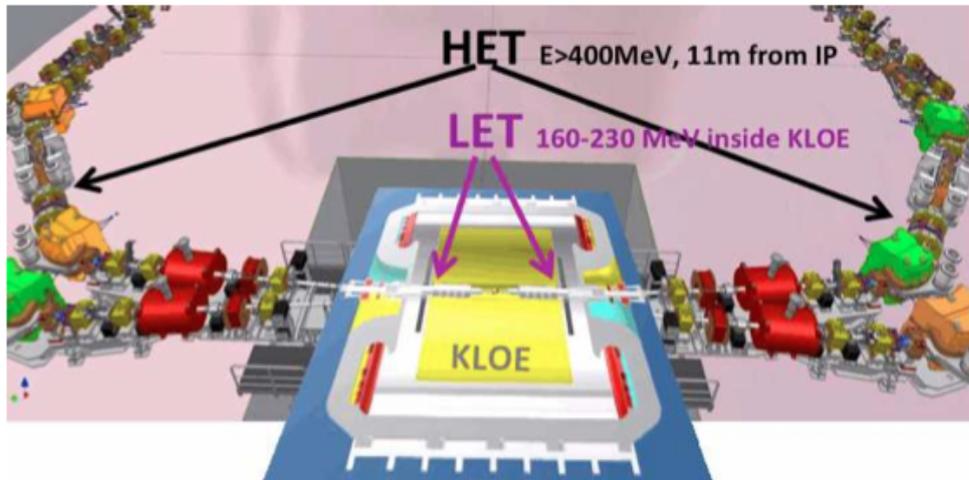


Figura 2.6: Shema del posizionamento dei rivelatori HET e LET in DAΦNE e KLOE.

ne letta, tramite una guida di luce, da un fotomoltiplicatore. Lo scintillatore utilizzato (EJ-228 della Eljen Technology) ha una resa in fotoni non troppo elevata. Tuttavia, l'utilizzo di fotomoltiplicatori con alta efficienza quantica $QE = 35\%$ permette di convertire i fotoni di scintillazione in fotoelettroni in modo soddisfacente. Il rivelatore possiede un pitch di 5 mm [17]; la risoluzione spaziale è, dunque, ~ 2 mm. La risoluzione energetica è $\sigma_E = 2.5$ MeV [17] e la risoluzione temporale è $\sigma_t \sim 200$ ps [17].

2.1.2 Il CCALT

Il CCALT, Crystal Calorimeter with Timing, verrà integrato nell'apparato sperimentale per estendere la copertura angolare fornita dal EMC fino a $\sim 10^\circ$ e riuscire, quindi, a migliorare la rivelazione di fotoni di bassa energia. In questa regione angolare, un calorimetro con alta efficienza di rivelazione per fotoni di energia fino a 20 MeV e buona risoluzione temporale (nel range 200-500 ps) ha il duplice scopo di aumentare l'accettazione per la rivelazione dei fotoni nei decadimenti $K_S \rightarrow 3\pi^0$, che violano CP, e nei decadimenti rari $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ e $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ [19].

Le richieste di fisica hanno forzato la progettazione di un calorimetro a cristalli LYSO, letti da APD (Avalanche Photodiodes). I cristalli LYSO hanno le caratteristiche più adeguate per rispondere alle richieste di alta densità, alta produzione di luce e tempo di scintillazione piccolo. I test su prototipo effettuati nel 2009 alla Beam Test Facility (BTF) dei LNF hanno mostrato che le prestazioni del rivelatore soddisfano le richieste di progetto: il calorimetro ha una risoluzione in energia del 5% a 500 MeV [19] ed una risoluzione spaziale di ~ 3 mm alla stessa energia [19]. La risoluzione temporale è di circa 49 ps (120 ps) a 100 MeV (500 MeV) [19].

Il CCALT verrà installato nella regione di interazione di KLOE, molto vicino alla sfera di berillio, come mostrato in Fig. 2.7 in alto. I calorimetri saranno due, posti in posizioni simmetriche rispetto al PI. Ogni calorimetro è costituito da 4 strutture cuneiformi, ognuna avente tre settori. In Fig. 2.7, in basso a sinistra, è visibile un prototipo della struttura cuneiforme che racchiude tre settori; in basso a destra, nella stessa figura, è stata riportata una rappresentazione tridimensionale di un CCALT.

2.1.3 Il QCALT

Il QCALT (Quadrupole Calorimeter with Tiles), ulteriore rivelatore dell'upgrade calorimetrico di KLOE, verrà installato intorno ai quadrupoli focalizzanti più interni della macchina acceleratrice. Il suo inserimento all'interno dell'apparato sperimentale è necessario a migliorare la sensibilità nella misura del decadimento $K_L \rightarrow 2\pi^0$, per lo studio della violazione della simmetria CP. Come già esposto nella sezione 1.2.3, la presenza di un calorimetro elettromagnetico sui quadrupoli di focalizzazione di DAΦNE permette di rigettare eventi $K_L \rightarrow 3\pi^0$, che costituiscono il fondo più abbondante nella ricerca dei decadimenti che violano CP.

Il QCALT ha una geometria dodecagonale nel piano trasverso ai fasci e una lunghezza di circa 1 m lungo la coordinata z [15]. Nel piano trasverso, il rivelatore è costituito da 12 settori, ognuno ottenuto interponendo strati di scintillatori plastici, spessi 5 mm, a strati di materiale passivo (W/Cu = 90/10), spessi 3.5 mm [15]. Lo spessore di questo composito corrisponde a $\sim 5.5 X_0$ [15]. Lungo la coordinata z , ogni settore è suddiviso in 16 piastrelle scintillanti, di area $5 \times 5 \text{ cm}^2$, la cui luce emessa viene raccolta da una fibra WLS (wavelength shifter), di diametro 1 mm [15]. In Fig. 2.8 è possibile vedere la geometria tridimensionale del QCALT (figure in alto) e la struttura dei moduli, sia ideale che reale (figure in basso a sinistra e a destra, rispettivamente). Ogni fibra viene letta solo ad un'estremità da un SiPM, di dimensioni $1 \times 1 \text{ mm}^2$ [15]. La lettura di ogni singola piastrella da parte di un SiPM permette di ottenere una risoluzione spaziale $\sim \mathcal{O}(2 \text{ cm})$ lungo z e di sostenere frequenze $\sim \mathcal{O}(\text{MHz}/\text{modulo})$ [15]. La risoluzione temporale è di $\sim 1 \text{ ns}$ [15] e l'efficienza di rivelazione è al 95% per fotoni di energia $E > 20 \text{ MeV}$ [15].

2.1.4 L'Inner Tracker

Il programma di KLOE-2 gioverà anche dell'inserimento di un tracciatore interno - Inner Tracker (IT) - tra la beam pipe e la parete interna della camera a deriva. L'Inner Tracker è un rivelatore innovativo molto leggero, basato sulla tecnologia GEM, le cui caratteristiche saranno descritte nei prossimi capitoli. Installare un tracciatore vicino al punto di interazione riduce la distanza di estrapolazione delle tracce e, di conseguenza, migliora la capacità di ricostruire i vertici di decadimento. Il rivelatore, inoltre, permette di aumentare l'accettanza geometrica per le tracce a basso impulso e di migliorarne l'efficienza di ricostruzione.

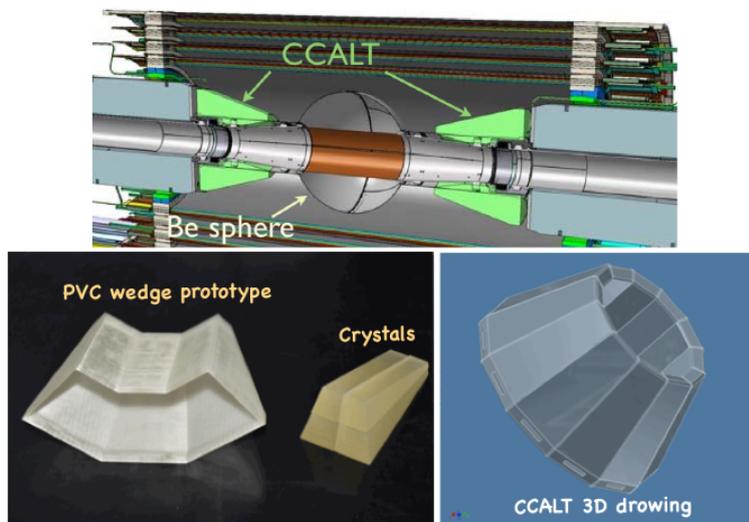


Figura 2.7: In alto: visione schematica della regione di interazione: i due calorimetri CCALT (in verde) saranno installati sulla beam pipe, molto vicino alla sfera di berillio. In basso a sinistra: prototipo in PVC di un modulo cuneiforme del CCALT e cristalli scintillanti. In basso a destra: disegno tridimensionale di un CCALT.

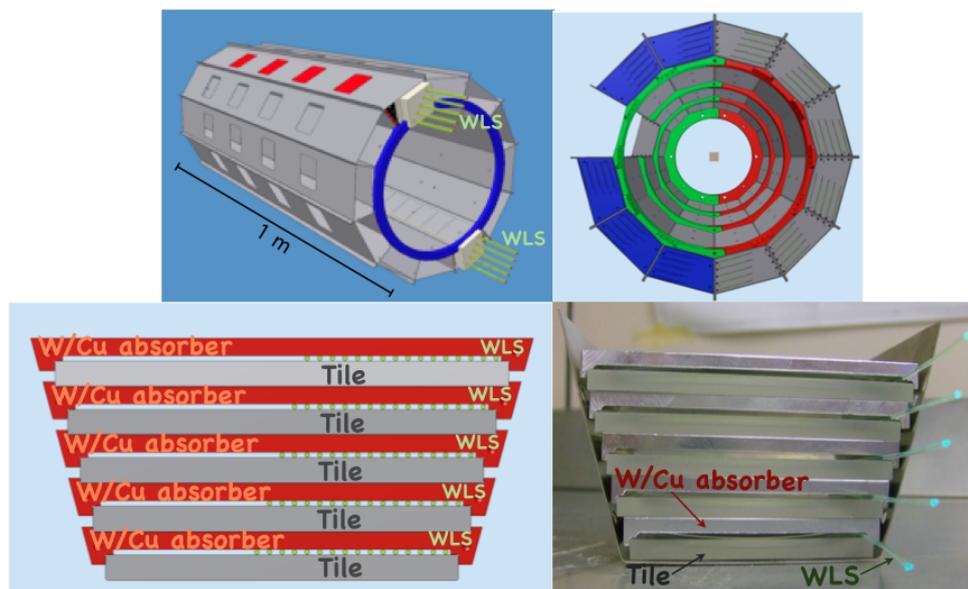


Figura 2.8: In alto a sinistra: disegno tridimensionale del QCALT. In alto a destra: sezione frontale del QCALT nel piano trasversale alla linea dei fasci. In basso a sinistra: visione in sezione della struttura alternata di assorbitore e piastrelle scintillanti, con 16 fibre WLS uscenti da ogni strato del composito. In basso a destra: fotografia di un modulo prototipo.

2.2 Studi di fisica a KLOE-2

La produzione di coppie di kaoni neutri in uno stato quantico coerente, con la conseguente possibilità di studiare l'Interferometria Quantistica (QI) e di avere fasci puri e monocromatici di K_L e K_S , è una caratteristica delle ϕ -factories. La correlazione tra i due kaoni offre l'opportunità non solo di misurare molte, anche se non tutte, le caratteristiche dei sistemi $K^0\bar{K}^0$, ma anche di aprire nuovi orizzonti nello studio delle simmetrie discrete e delle leggi fondamentali della Meccanica Quantistica.

L'Interferometria Quantistica, l'indagine sulla violazione della simmetria CPT e sull'invarianza di Lorentz saranno alcuni tra i principali argomenti di studio della Collaborazione KLOE-2. Come verrà esposto più avanti, l'upgrade di DAΦNE e di KLOE avranno un ruolo fondamentale nella ricerca di questi effetti.

2.2.1 Interferometria Quantistica nei sistemi di kaoni neutri

A DAΦNE, il mesone vettore ϕ decade in una coppia di kaoni neutri, rappresentati da uno stato quantico antisimmetrico, $|i\rangle$, con numeri quantici definiti $J^{PC} = 1^{--}$ [20]:

$$\begin{aligned} |i\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|K^0(+\vec{p})\rangle |\bar{K}^0(-\vec{p})\rangle - |\bar{K}^0(+\vec{p})\rangle |K^0(-\vec{p})\rangle \right] \\ &= \frac{N}{\sqrt{2}} \left[|K_S(+\vec{p})\rangle |K_L(-\vec{p})\rangle - |K_L(+\vec{p})\rangle |K_S(-\vec{p})\rangle \right] \end{aligned} \quad (2.1)$$

dove $\pm\vec{p}$ sono gli impulsi dei kaoni nel sistema del laboratorio¹ e N è un fattore di normalizzazione [20]:

$$N = \frac{\sqrt{(1 + |\epsilon_S|^2)(1 + |\epsilon_L|^2)}}{(1 - \epsilon_S\epsilon_L)}, \quad \epsilon_{S,L} = \epsilon \pm \delta \quad (2.2)$$

essendo ϵ la contaminazione degli autostati di CP negli autostati di massa $K_{S,L}$ e δ un parametro che tiene conto della possibile violazione di CPT.

Supponendo che i kaoni decadano in due stati finali f_1, f_2 ai tempi propri t_1, t_2 , secondo le regole della Meccanica Quantistica è possibile calcolare la distribuzione dell'intensità di decadimento in funzione della differenza temporale $\Delta t = (t_2 - t_1) \geq 0$ tra gli istanti di decadimento dei due kaoni [20]:

$$I(f_1, f_2; \Delta t) = \frac{C_{12}}{\Gamma_L + \Gamma_S} \left\{ |\eta_1|^2 e^{-\Gamma_L \Delta t} + |\eta_2|^2 e^{-\Gamma_S \Delta t} - 2|\eta_1||\eta_2| e^{-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} \Delta t} \cos[\Delta m \Delta t + \varphi_2 - \varphi_1] \right\} \quad (2.3)$$

¹A DAΦNE, il mesone ϕ viene prodotto con un boost di circa 13 MeV lungo l'asse x . Di conseguenza, gli impulsi dei kaoni non sono perfettamente uguali ed opposti nel sistema di riferimento del laboratorio [1].

dove $\Delta m = (m_L - m_S)$ è la differenza di massa tra K_L e K_S , $\Gamma_{L,S}$ è la larghezza di decadimento del $K_{L,S}$ e:

$$\eta_i \equiv |\eta_i| e^{i\phi_i} = \frac{\langle f_i | K_L \rangle}{\langle f_i | K_S \rangle}, \quad C_{12} = \frac{|N|^2}{2} |\langle f_1 | K_S \rangle \langle f_2 | K_S \rangle|^2 \quad (2.4)$$

La distribuzione 2.3 ha un termine di interferenza $\propto \cos(\Delta m \Delta t + \varphi_2 - \varphi_1)$, responsabile della tipica correlazione dello stato dei due kaoni. Questo termine può essere sfruttato per studiare il sistema di kaoni e le simmetrie discrete CP e CPT: infatti, confrontando la distribuzione attesa con quella misurata per diversi stati finali f_1 e f_2 , è possibile ricavare i valori delle osservabili Δm , Γ_L , Γ_S e $|\eta_i|$.

2.2.2 Decoerenza quantistica nei processi $\phi \rightarrow K_L K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$

Se i due kaoni decadono nello stesso stato finale $f_1 = f_2 = f$, per esempio $f = \pi^+ \pi^-$, si ha che $|\eta_1| = |\eta_2| = |\eta|$ e $\varphi_1 = \varphi_2$; così la distribuzione 2.3 diventa:

$$I(f; |\Delta t|) = \frac{C_{12} |\eta|^2}{\Gamma_L + \Gamma_S} \left[e^{-\Gamma_L |\Delta t|} + e^{-\Gamma_S |\Delta t|} - 2e^{-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} |\Delta t|} \cos(\Delta m |\Delta t|) \right] \quad (2.5)$$

La relazione precedente mostra che i kaoni non possono decadere nello stesso stato f allo stesso istante di tempo $t_1 = t_2 = t$. Infatti, per $|\Delta t| = 0$ si avrebbe $I(f; |\Delta t|) = 0$. Ciò significa che, sebbene i due kaoni siano separati da una distanza di tipo spazio, il comportamento di uno è influenzato dal comportamento dell'altro. Questo tipo di correlazione così controintuitiva è stato evidenziato come paradosso nel 1935 da Einstein, Podolsky e Rosen [21]. Per formulare una teoria quantistica non affetta da questi paradossi, sono stati proposti, negli anni successivi, diversi modelli. Ad esempio, è stato suggerito che il mesone ϕ , subito dopo essere decaduto, fattorizzi spontaneamente in una miscela statistica di stati $|K_L\rangle |K_S\rangle$ (ipotesi di Furry [22]), ossia in una sovrapposizione incoerente di questi stessi stati. Uno stato quantico di questo genere perde del tutto la tipica correlazione quantistica dello stato 2.1.

Un modo diretto per cercare eventuali deviazioni dalle leggi della Meccanica Quantistica consiste nell'introduzione di un parametro di decoerenza, $0 \leq \zeta \leq 1$, nell'equazione 2.5, moltiplicando il termine di interferenza per un fattore $(1 - \zeta)$ [20]. In genere, ζ dipende dalla base in cui viene scritto lo stato $|i\rangle$. Nella base $\{|K_S\rangle, |K_L\rangle\}$, l'espressione 2.5 diventa [20]:

$$I(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; |\Delta t|) \propto e^{-\Gamma_L |\Delta t|} + e^{-\Gamma_S |\Delta t|} - 2(1 - \zeta_{SL}) e^{-\frac{\Gamma_L + \Gamma_S}{2} |\Delta t|} \cos(\Delta m |\Delta t|) \quad (2.6)$$

Nel caso $\zeta_{SL} = 1$ si ha decoerenza massima, mentre per $\zeta_{SL} = 0$ si ritorna alla Meccanica Quantistica; valori intermedi di ζ_{SL} corrispondono a situazioni intermedie. Dalla formula 2.6 si evince che la distribuzione $I(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; |\Delta t|)$ è massimamente sensibile

alla variazione di ζ_{SL} nell'intorno di $|\Delta t| = 0$, quando $\cos(\Delta m|\Delta t|)$ assume il suo valore massimo.

L'interferenza quantistica di due kaoni neutri, inizialmente nello stato coerente 2.1, che decadono entrambi in due pioni carichi tramite la reazione CP-soppressa $\phi \rightarrow K_L K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, è stata studiata per la prima volta a KLOE con un campione di dati di 380 pb^{-1} [23]. Un'analisi effettuata successivamente su un campione di dati corrispondente a 1.5 fb^{-1} ha prodotto il risultato $\zeta_{SL} = (0.3 \pm 1.8 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ [24], che nella base $\{|K^0\rangle, |\bar{K}^0\rangle\}$ è $\zeta_{0\bar{0}} = (1.4 \pm 9.5 \pm 3.8) \times 10^{-7}$ [24]. Entrambi i risultati sono in accordo con la previsione $\zeta_{SL} = \zeta_{0\bar{0}} = 0$ della Meccanica Quantistica [24].

2.2.3 Violazione di CPT e decoerenza quantistica

Esistono diverse ipotesi sulle possibili sorgenti di violazione di CPT (CPTV). Una di queste [25] prevede che la CPTV possa essere legata ad effetti di gravità quantistica, che, a loro volta, inducono perdita di correlazione nello stato di due kaoni, fatto nettamente in conflitto con la Meccanica Quantistica e il suo principio di unitarietà. In uno spazio-tempo fortemente curvo a livello locale, la presenza di orizzonti degli eventi microscopici (fluttuazioni quanto-gravitazionali dell'ordine della scala di Planck $\sim 10^{-33} \text{ cm}$) genera una perdita di informazioni in prossimità di tali singolarità. Uno stato di due kaoni, quindi, perde la correlazione prevista della Meccanica Quantistica e diventa, invece, uno stato incoerente, ossia una miscela statistica di stati $|K_L\rangle |K_S\rangle$ equiprobabili. Questa decoerenza implica necessariamente violazione di CPT, nel senso che l'operatore che genera la trasformazione CPT non è più definito in modo consistente.

Il meccanismo di decoerenza appena illustrato ha ispirato la formulazione di un modello fenomenologico [25], nel quale la perdita di coerenza in un sistema di due kaoni viene parametrizzata attraverso un solo parametro, γ , che deve avere le dimensioni della massa ed un valore di ordine $\mathcal{O}(m_K^2/M_{\text{Planck}}) \simeq 2 \times 10^{-20} \text{ GeV}$. La Collaborazione KLOE, studiando la distribuzione $I(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; |\Delta t|)$, ha prodotto il risultato $\gamma = (0.7 \pm 1.2 \pm 0.3) \times 10^{-21} \text{ GeV}$ [24], consistente con l'ipotesi di non violazione della simmetria CPT.

Come discusso precedentemente, in un modello in cui effetti di gravità quantistica inducono decoerenza, l'operatore che genera la trasformazione CPT non è ben definito. La conseguente indistinguibilità tra particelle e antiparticelle si ripercuote nei sistemi di kaoni, il cui stato $|i\rangle$ non è più soggetto alla statistica di Bose. In tal caso, lo stato di due

kaoni viene riscritto come segue [20]:

$$\begin{aligned}
|i\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(|K^0(+\vec{p})\rangle |\bar{K}^0(-\vec{p})\rangle - |\bar{K}^0(+\vec{p})\rangle |K^0(-\vec{p})\rangle) + \right. \\
&\quad \left. + \omega (|K^0(+\vec{p})\rangle |\bar{K}^0(-\vec{p})\rangle + |\bar{K}^0(+\vec{p})\rangle |K^0(-\vec{p})\rangle) \right] \\
&\propto \left[(|K_S(+\vec{p})\rangle |K_L(-\vec{p})\rangle - |K_L(+\vec{p})\rangle |K_S(-\vec{p})\rangle) \right] + \\
&\quad \left[(|K_S(+\vec{p})\rangle |K_S(-\vec{p})\rangle - |K_L(+\vec{p})\rangle |K_L(-\vec{p})\rangle) \right]
\end{aligned} \tag{2.7}$$

dove ω è un parametro complesso che descrive il nuovo effetto di CPTV, non considerato nella discussione precedente. Il suo ordine di grandezza deve essere al massimo $|\omega| \sim \sqrt{(m_K^2/M_{\text{Planck}})/\Delta\Gamma} \sim 10^{-3}$, con $\Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L$ [24]. L'analisi effettuata a KLOE sulla distribuzione $I(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-; |\Delta t|)$ ha prodotto i risultati [24]:

$$\Re(\omega) = (-1.6_{-2.1}^{+3.0} \pm 0.4_{\text{syst}}) \times 10^{-4} \text{ e } \Im(\omega) = (-1.7_{-3.0}^{+3.3} \pm 1.2_{\text{syst}}) \times 10^{-4},$$

compatibili con l'ipotesi di non violazione di CPT.

2.2.4 Violazione di CPT e invarianza di Lorentz

Diversamente da quanto visto nel paragrafo precedente, in alcune teorie di Estensione del Modello Standard (SME), la violazione della simmetria CPT è dovuta al fatto che l'operatore che genera tale trasformazione non commuta con la hamiltoniana del sistema [25].

In generale, una teoria di SME che introduce CPTV può essere basata sulla rottura dell'invarianza di Lorentz [26]. Nei sistemi di kaoni, la violazione di CPT viene inclusa tramite un parametro δ (cfr. relazione 2.8). La natura di δ dipende dalle proprietà di simmetria che la teoria possiede sotto trasformazioni di Lorentz. Per qualunque teoria di campo Lorentz-invariante, come il Modello Standard, la validità del teorema CPT implica $\delta = 0$. Se l'invarianza di Lorentz può essere violata, allora, calcolando δ si trova che esso varia in funzione del quadrimomento $p_K^\mu = m_K(\gamma_K, \gamma_K \vec{\beta}_K)$ dei kaoni [20]:

$$\delta \approx i \sin \phi_{\text{SW}} e^{i\phi_{\text{SW}}} \gamma_K (\Delta a_0 - \vec{\beta}_K \cdot \Delta \vec{a}) / \Delta m \tag{2.8}$$

dove γ_K e $\vec{\beta}_K$ sono il fattore di boost e la velocità del kaone nel sistema di riferimento dell'osservatore e Δa_μ sono quattro coefficienti che introducono sia violazione di CP che di CPT per i due quark di valenza del kaone. Questa dipendenza nasce perché l'osservatore è solidale con il sistema (x, y, z) della Terra, che ruota rispetto al vettore $\Delta \vec{a}$ fisso nel sistema di coordinate (X, Y, Z) delle stelle fisse [26]. Riscrivere l'equazione 2.8 nel sistema di riferimento fisso rende δ dipendente dal tempo siderale t_{sid} [20].

Come descritto in Ref. [20], è possibile definire asimmetrie in termini della distribuzione $I(f_1, f_2; \Delta t)$, per diversi stati finali f_1 e f_2 , ed effettuare analisi dipendenti dal tempo

siderale per estrarre i valori dei coefficienti Δa_μ . Analisi preliminari a KLOE hanno prodotto i seguenti risultati [24]: $\Delta a_0 = (0.4 \pm 1.8) \times 10^{-17}$ GeV, $\Delta a_X = (-6.3 \pm 6.0) \times 10^{-18}$ GeV, $\Delta a_Y = (2.8 \pm 5.9) \times 10^{-18}$ GeV, $\Delta a_Z = (2.4 \pm 9.7) \times 10^{-18}$ GeV, valori consistenti con zero.

2.2.5 Il ruolo del tracciatore interno nel programma di fisica

Il processo $\phi \rightarrow K_S K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ è molto ricco in fisica. In generale, i fenomeni di CPTV e decoerenza quantistica dovrebbero manifestarsi come deviazioni dalla predizione quanto-meccanica $I(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; \Delta t = 0) = 0$. Perciò, ricostruire gli eventi nella regione $\Delta t \approx 0$, i.e. molto vicino al punto di interazione, è di cruciale importanza per questo tipo di studi. La distribuzione $I(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; \Delta t)$ è affetta in modo significativo dalla risoluzione di vertice nella regione $\Delta t \approx 0$: come si vede in Fig. 2.9, ridurre la risoluzione nella determinazione del vertice da $\sigma_{\Delta t} \approx 1\tau_S$ a $\sigma_{\Delta t} \approx 0.3\tau_S$ significa ricalcare con migliore accuratezza l'andamento ideale della funzione $I(\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-; \Delta t)$.

L'upgrade principale pianificato per l'esperimento KLOE-2 è l'inserimento dell'Inner Tracker tra beam pipe e parete interna della DC, in modo da portare la risoluzione di vertice fino a $0.3\tau_S$. Il suo miglioramento comporta l'aumento della sensibilità statistica del fit dei parametri di decoerenza e di violazione di CPT, nonché un aumento di un fattore 2 della sensibilità sperimentale con la quale verrebbero determinati a KLOE-2 [12].

2.3 Requisiti di progettazione e struttura del tracciatore interno

La progettazione dell'Inner Tracker è guidata dalle richieste di fisica e dalle limitazioni geometriche. Il raggio esterno è vincolato dalla distanza tra la beam pipe e la parete interna della camera a deriva, posta a ~ 25 cm dall'asse dei fasci. Il raggio interno del tracciatore deve avere una lunghezza tale da preservare la regione di interferenza $K_S K_L$: la parete più interna dell'Inner Tracker deve distare almeno $\sim 20\tau_S \simeq 12$ cm dal PI [27].

Come già osservato, un requisito fondamentale di progettazione è la risoluzione nella determinazione del vertice di decadimento del K_S , che generalmente si trova in prossimità del PI. Per i decadimenti in particelle cariche, il vertice viene ricostruito a partire dalle tracce estrapolate dagli hit presenti nel tracciatore. Questo implica che sia la risoluzione spaziale del IT che il contributo di scattering multiplo devono essere presi in considerazione con grande attenzione, per riuscire a valutare la risoluzione di tracciamento. Per questo motivo e per minimizzare la probabilità conversione dei fotoni all'interno del rivelatore, l'Inner Tracker deve contribuire al bilancio complessivo di materiale al massimo per $\sim 0.02X_0$ [27].

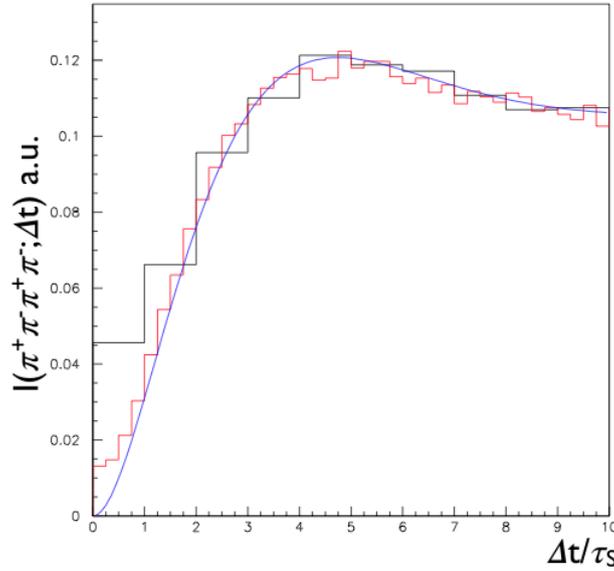


Figura 2.9: Simulazione Monte Carlo della distribuzione $I(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-; \Delta t)$ in funzione della differenza temporale Δt (in unità τ_S): la curva blu è l'andamento ideale della funzione $I(\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-; \Delta t)$; l'istogramma in nero è stato simulato con una risoluzione $\sigma_{\Delta t} \approx \tau_S$ e quello in rosso, invece, con una risoluzione $\sigma_{\Delta t} \approx 0.3\tau_S$.

Altro problema da affrontare nella progettazione è il tasso di eventi che il rivelatore deve sostenere. Per i decadimenti della ϕ , ad una luminosità $\sim \mathcal{O}(10^{33}) \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, la frequenza di eventi è $\sim 10 \text{ kHz}$ [27]. Purtroppo, la stima precisa della composizione (elettroni e/o fotoni), della frequenza e delle distribuzioni spaziali e in impulso degli eventi è difficile da effettuare, perché dipende fortemente dai parametri operativi della macchina. Alcune stime hanno mostrato che sul tracciatore si trovano, in media, dai 10 ai 20 hits [27].

Riassumendo, l'Inner Tracker deve [27]:

- possedere risoluzioni spaziali $\sigma_{\rho\phi} \simeq 200 \mu\text{m}$ e $\sigma_z \simeq 400 \mu\text{m}$, per migliorare di un fattore ~ 3 la risoluzione sulla determinazione del vertice di decadimento dei K_S ;
- avere uno spessore massimo di $\sim 0.02X_0$;
- sostenere un flusso di particelle pari a $\sim 5 \text{ kHz/cm}^2$.

La soluzione adottata per l'Inner Tracker consiste nella costruzione di un rivelatore cilindrico molto leggero, basato sulla tecnologia Gas Electron Multiplier (GEM), che può fornire una ricostruzione tridimensionale dei punti spaziali, tramite un readout bidimensionale. Rivelatori GEM sono stati usati per equipaggiare le regioni in avanti di esperimenti a macchine adroniche (LHCb, TOTEM, COMPASS), con lo scopo di sfruttare la loro straordinaria capacità di sostenere elevate frequenze. Il tracciatore è costituito

da quattro strati traccianti indipendenti, cilindrici e coassiali. Lo strato più interno – Layer1 – verrà posizionato a 13 cm di distanza dalla linea dei fasci, per preservare l'interferenza $K_S K_L$; lo strato più esterno – Layer4 – disterà 20.5 cm dalla linea dei fasci, limite forzato dalla presenza della parete interna della DC. In Fig. 2.10 è riportata una rappresentazione tridimensionale, in sezione, dell'Inner Tracker, inserito nella regione di interazione di KLOE.

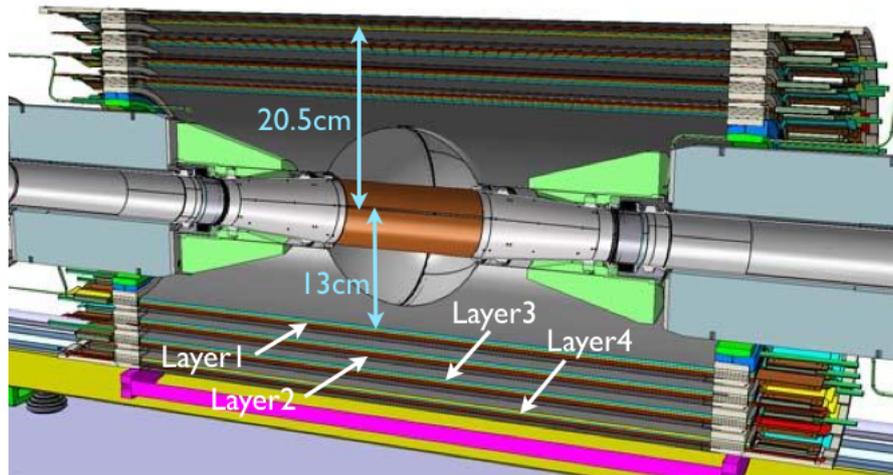


Figura 2.10: Disegno tridimensionale dell'Inner Tracker, posizionato intorno alla beam pipe di KLOE/KLOE-2: sono visibili i quattro strati cilindrici e concentrici Gas Electron Multiplier (Layer1, ..., Layer4).

Dopo tre anni di ricerca e sviluppo [27], è stata provata la fattibilità di un rivelatore CGEM con readout bidimensionale a strip XV, avente risoluzioni $\sigma_{\rho\phi} \simeq 200 \mu\text{m}$ e $\sigma_z \simeq 350 \mu\text{m}$. Il completamento dell'Inner Tracker e la sua integrazione nella regione di interazione di KLOE renderanno KLOE-2 il primo esperimento di fisica delle alte energie ad utilizzare un rivelatore GEM di forma cilindrica.

Capitolo 3

GEM: ricerca, sviluppo e realizzazione dell'Inner Tracker

Introdotti da F. Sauli nel 1997 [28], i rivelatori Gas Electron Multiplier (GEM) sono stati sviluppati negli anni seguenti da molti gruppi di ricerca ed utilizzati per molteplici applicazioni: dal tracciamento in fisica delle particelle alla costruzione di rivelatori per astrofisica, medicina e dosimetria. I rivelatori basati sulla tecnologia GEM sono entrati nel panorama dei rivelatori di posizione a gas con grande successo, grazie alla loro capacità di sostenere alti flussi di particelle, all'accuratezza sub-millimetrica con la quale permettono di ricostruire i punti spaziali e alla possibilità di poter essere prodotti in forme diverse.

3.1 Il Gas Electron Multiplier

Un Gas Electron Multiplier consiste in un sottile foglio di materiale isolante (spessore $\sim 50 \mu\text{m}$), ricoperto su entrambi i lati da un film metallico (spessore $\sim 5 \div 15 \mu\text{m}$) e perforato da una matrice regolare di fori, che attraversano il composito per tutto il suo spessore [28]. I film metallici permettono di applicare una differenza di potenziale (d.d.p.) al foglio GEM e di generare un intenso campo elettrico dipolare ($\sim 100 \text{kV/cm}$) all'interno dei fori. Tensionato opportunamente, il dispositivo può essere usato come preamplificatore per gli elettroni prodotti tramite ionizzazione in una miscela di gas, trasferendo la maggior parte degli elettroni moltiplicati su un elettrodo di raccolta o verso un altro stadio di amplificazione. Il materiale isolante utilizzato per la realizzazione dei fogli GEM è un polimero denominato Kapton¹.

I primi elettrodi GEM, e la maggior parte di quelli prodotti in seguito, sono stati realizzati al CERN da R. de Oliveira e collaboratori [29] e avevano aree attive di piccole dimensioni ($\sim 25 \times 25 \text{mm}^2$). Il diffuso interesse per questa tecnologia ha portato,

¹Nome depositato (Du Pont Co.).

successivamente, alla produzione di fogli di dimensioni più grandi, con aree attive fino a $\sim 30 \times 30 \text{ cm}^2$ [30].

Gran parte degli studi sono stati effettuati su dispositivi GEM – le cosiddette GEM standard, o GEM biconiche – prodotti con la tecnica double-mask [29]: un foglio di Kapton ricoperto da un film di rame su entrambi i lati viene laminato con una resina fotosensibile ed irradiato con luce UV, attraverso una maschera opportunamente forata; dopo la polimerizzazione, la resina viene rimossa chimicamente ed i fori vengono incisi sul metallo tramite trattamento acido; successivamente, il foglio viene immerso in un solvente specifico per il Kapton e il metallo già forato viene utilizzato come maschera per aprire i canali nel polimero isolante. Durante la procedura di incisione, il solvente penetra nel Kapton da entrambi i lati dei fogli, generando fori di forma biconica, con raggio minore nel centro e raggio maggiore all’interfaccia Kapton-metallo. In Fig. 3.1 vengono definiti i parametri rilevanti, utilizzati per descrivere la geometria di un foglio GEM [29]: il pitch, P , è la distanza (centro-centro) tra due fori adiacenti; D è il diametro del foro in superficie; d è il diametro del foro al centro; T è lo spessore del Kapton; t è lo spessore dei film di rame. In Fig. 3.2, a sinistra, viene mostrato un foglio GEM realizzato con la procedura “double-mask”; a destra, invece, è visibile la sezione verticale di un foro di forma biconica [30].

La buona riuscita del processo di produzione dipende da molti fattori: qualità del foglio di Kapton e della laminatura metallica, allineamento delle maschere utilizzate per imprimere il giusto arrangiamento dei fori e assenza di difetti e/o agenti contaminanti. Un controllo minuzioso del tempo di incisione è fondamentale per garantire l’assenza di difetti ed una incisione uniforme del pattern di fori; questa è la fase più delicata della procedura di produzione dei fogli GEM.

Tutti gli studi sui rivelatori GEM sono stati effettuati in configurazioni di singola o multipla GEM. In Fig. 3.3 viene mostrato lo schema delle configurazioni di singola GEM (a sinistra) e doppia GEM (a destra). Nel primo caso un foglio GEM è inserito in una miscela di gas, tra un catodo ed un anodo, opportunamente tensionati per generare un campo elettrico nel gas. Nel secondo caso, invece, tra gli elettrodi vengono inseriti due dispositivi GEM indipendenti, utilizzati come stadi di amplificazione successivi.

Studi della struttura del campo elettrico nei fori dei fogli GEM, in varie geometrie e condizioni di funzionamento, sono stati effettuati sfruttando i software MAXWELL², per il calcolo del campo elettrico in strutture a molti elettrodi, inclusi isolanti, e GARFIELD [31], per graficare le linee equipotenziali e le linee di campo³ [29].

La Fig. 3.4 mostra la mappa delle linee di campo in una GEM standard, con $D = 70 \mu\text{m}$, $d = 55 \mu\text{m}$, $P = 140 \mu\text{m}$, tensionata con una d.d.p. $\Delta V_{\text{GEM}} = 500 \text{ V}$ e con campi $E_{\text{D}} = 2 \text{ kV/cm}$ e $E_{\text{I}} = 6 \text{ kV/cm}$ applicati alle zone di deriva e induzione, rispettivamente.

²Ansoft Co., Pittsburg, PA, USA.

³In realtà, GARFIELD è capace di disegnare le linee di deriva degli elettroni. L’intensità del campo elettrico può essere dedotta dalla densità delle linee di deriva. [29].

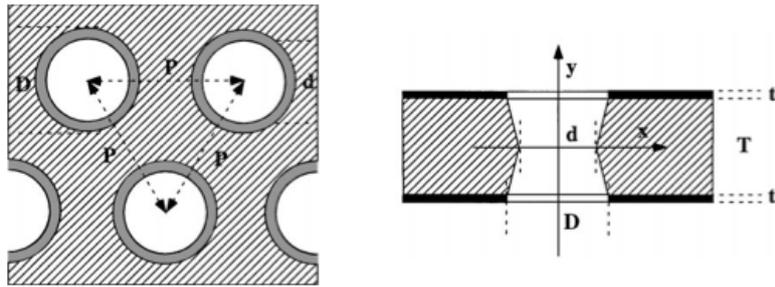


Figura 3.1: Schema di un foglio GEM standard. A sinistra, visione in pianta di un foglio. A destra, sezione verticale di un foro biconico.

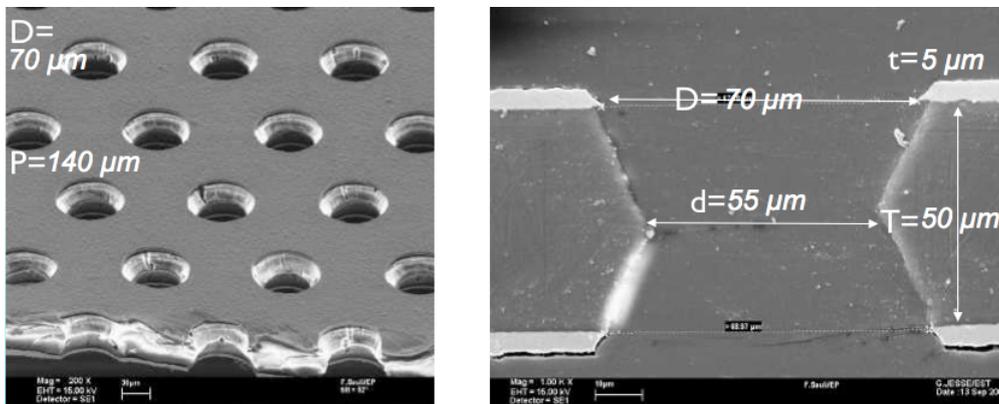


Figura 3.2: Immagini di una GEM standard registrate al microscopio elettronico. A sinistra, foglio GEM realizzato con la procedura “double-mask”. A destra: sezione verticale di un foro di forma biconica.

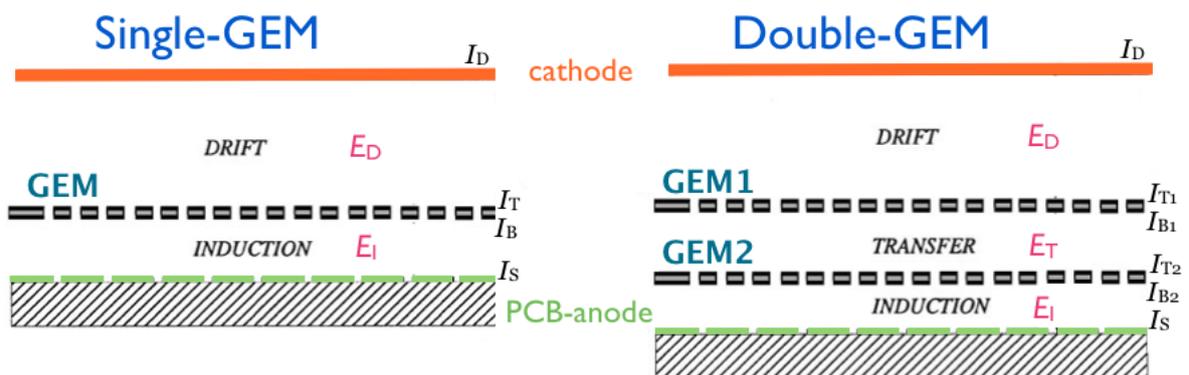


Figura 3.3: Visione schematica della configurazione a singola (sinistra) e doppia (destra) GEM.

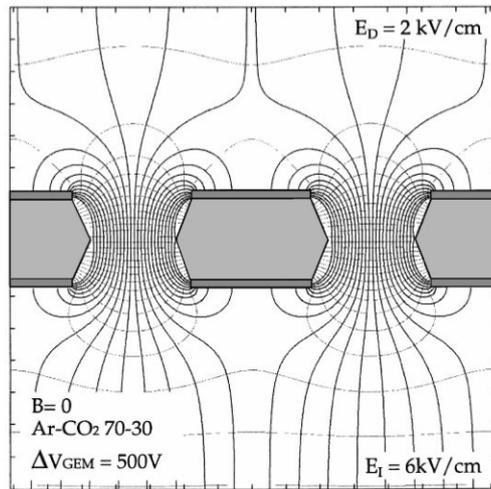


Figura 3.4: Mappa delle linee di campo ed equipotenziali in un foglio GEM standard in tipiche condizioni di lavoro.

La carica prodotta per ionizzazione nella regione di deriva (drift gap) viene condotta dal campo elettrico esterno verso il foglio GEM, dove, passando attraverso i fori, viene amplificata. La carica amplificata fuoriesce dai fori del foglio GEM e deriva attraverso la regione di induzione (induction gap), verso un piano anodico di readout, dove viene raccolta. Nella configurazione a doppia GEM, la zona tra gli stadi di amplificazione GEM è detta regione di trasferimento (transfer gap). I campi elettrici applicati alle varie zone del sistema vengono denominati campo di deriva, E_D , di trasferimento, E_T , e di induzione, E_I , per le zone di deriva/trasferimento/induzione rispettivamente. Il piano anodico di readout può essere un circuito stampato PCB (printed circuit board) a strip parallele o di geometria differente, a seconda delle esigenze.

La misura della carica presente su ogni elettrodo permette di studiare le proprietà di moltiplicazione e di trasferimento della carica. Con riferimento alla Fig. 3.3, la nomenclatura delle correnti agli elettrodi è la seguente: I_S è la corrente anodica (i.e. di segnale); I_D è la corrente al catodo, o corrente di deriva; $I_{T,B}$ sono le correnti degli elettrodi in alto (top) e in basso (bottom) del foglio GEM.

3.2 Moltiplicazione della carica

Il fattore di moltiplicazione proporzionale impartito agli elettroni dai dispositivi GEM - il guadagno - è stato misurato in varie condizioni di lavoro e per molte miscele di gas.

Gli studi sperimentali mostrano che il guadagno totale, o guadagno effettivo G_{eff} , dipende dalla tensione applicata agli elettrodi GEM, nonché dai campi applicati alle gap⁴

⁴Spesso, i campi applicati alle zone di deriva, trasferimento e induzione vengono chiamati campi esterni,

e dalla geometria dei fogli stessi [29]. La dipendenza dalla d.d.p. applicata è tipicamente esponenziale, mentre la dipendenza da geometria e campi esterni entra tramite due parametri, detti efficienza di raccolta (o trasparenza elettronica), $\varepsilon_{\text{coll}}$, e frazione di estrazione, f_{extr} [32]:

$$G_{\text{eff}} \propto G_{\text{intr}} \varepsilon_{\text{coll}} f_{\text{extr}} \quad (3.1)$$

L'efficienza di raccolta quantifica il numero di elettroni di ionizzazione che, prodotti nella regione di deriva, raggiungono i fori del foglio GEM; la frazione di estrazione indica il numero di elettroni che escono dalla regione di moltiplicazione (i.e. dai fori) relativo al numero totale di elettroni prodotti nella valanga; il guadagno intrinseco G_{intr} del foglio GEM, invece, dipende unicamente dalla tensione applicata, tramite il primo coefficiente di Townsend, α :

$$G_{\text{intr}} \propto e^{\alpha \Delta V_{\text{GEM}}} \quad (3.2)$$

In Fig. 3.5 è mostrato un esempio dell'andamento del guadagno effettivo di una GEM in funzione della d.d.p. applicata, in tipiche condizioni di lavoro: si vede che è possibile raggiungere guadagni di $\sim 10^4$ senza incorrere in effetti di saturazione.

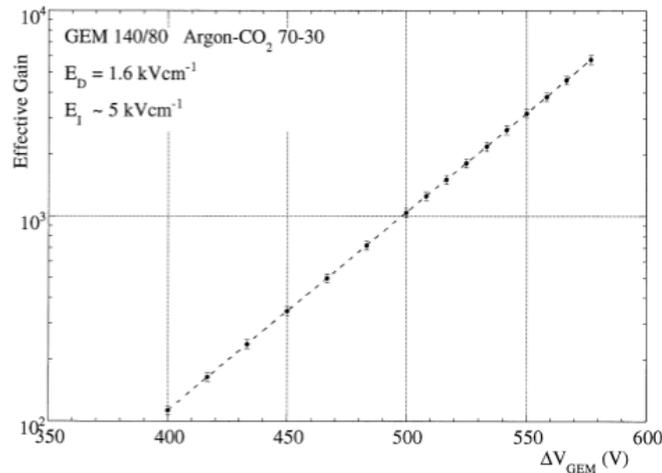


Figura 3.5: Andamento del guadagno effettivo di una GEM singola in funzione della tensione applicata, in tipiche condizioni di lavoro ($E_D = 1.6 \text{ kV/cm}$, $E_1 = 5 \text{ kV/cm}$). Il pattern di fori del foglio GEM è caratterizzato da un pitch di $140 \mu\text{m}$ e da un diametro di $80 \mu\text{m}$. La miscela di gas utilizzata è Ar- CO_2 70-30.

3.2.1 Diametro dei fori

In Fig. 3.6 è visibile l'andamento del guadagno effettivo in funzione del diametro dei fori, dedotto dalle misure della corrente I_S all'anodo (punti con barre d'errore). Il guadagno

per distinguerli dai campi interni ai fori dei fogli GEM. Di seguito si utilizzerà questa convenzione sulla nomenclatura dei campi.

effettivo cresce in modo considerevole al diminuire del diametro dei fori, ovvero all'aumentare dell'intensità del campo dipolare nei canali e, quindi, del fattore di moltiplicazione. Il guadagno effettivo cresce fino a valori di diametro pari a circa $70 \mu\text{m}$ e raggiunge un plateau per valori più piccoli. Misurando la corrente totale, ossia $I_{\text{TOT}} = I_S + I_B$, è possibile studiare anche il guadagno reale (punti senza errori sulla linea tratteggiata in Fig. 3.6). Le misure mostrano assenza di saturazione anche per alti guadagni. La differenza tra guadagno reale ed effettivo può essere spiegata nel modo seguente: la misura di I_{TOT} è legata sia alla carica presente sull'anodo che a quella presente sull'elettrodo bottom del foglio GEM, mentre la corrente I_S dà informazioni soltanto sulla carica che si è depositata sull'anodo. Dunque, quando il diametro dei fori si riduce fino al valore dello spessore del Kapton, gli elettroni della valanga che escono dalla regione di moltiplicazione si depositano maggiormente sull'elettrodo bottom e, di conseguenza, la frazione di elettroni che contribuisce al segnale anodico diminuisce, causando la saturazione del guadagno effettivo [29]. Il guadagno reale, invece, continua ad aumentare con la riduzione del diametro dei fori, perché la perdita di elettroni da parte del piano anodico viene compensata dalla carica presente sull'elettrodo bottom. Un gran numero di osservazioni, in varie geometrie, ha permesso di concludere che le prestazioni migliori in guadagno si ottengono lavorando con GEM i cui fori abbiano diametro pari allo spessore di Kapton [30].

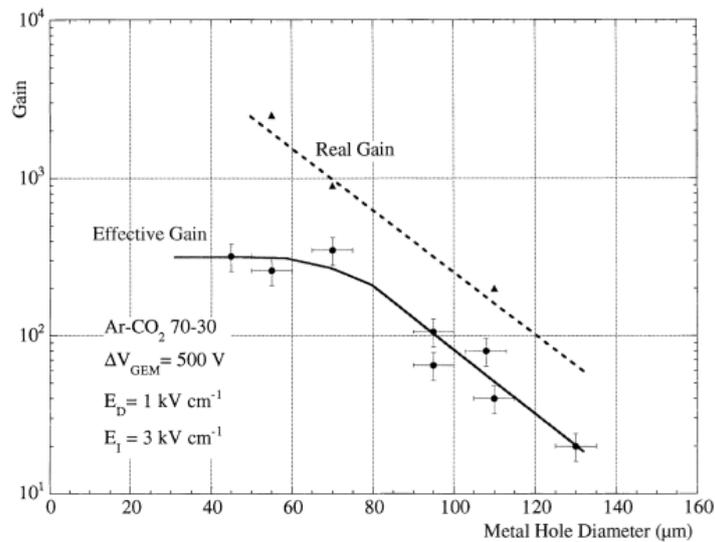


Figura 3.6: Guadagno effettivo e guadagno reale in funzione del diametro dei fori.

La saturazione del guadagno effettivo è conseguenza anche dalla riduzione della frazione di estrazione f_{extr} : durante la moltiplicazione della valanga, una certa quantità di elettroni si deposita sulle pareti di Kapton, effetto più pronunciato per fori più stretti [30]. Questi depositi di carica sulle pareti dei canali di Kapton (effetto di charging-up) generano modificazioni dinamiche del guadagno, come si vedrà in seguito (sezione 3.2.4).

3.2.2 Il campo di induzione

La dipendenza del guadagno effettivo dal campo di induzione E_I è mostrata in Fig. 3.7 a sinistra. Applicando un campo di induzione di pochi kV/cm il guadagno effettivo cresce rapidamente, grazie al progressivo aumento della frazione di elettroni che vengono estratti dai fori, ossia della frazione di estrazione. Il guadagno, poi, si stabilizza quando il campo E_I raggiunge valori tali da consentire depositi di carica sull'elettrodo bottom del foglio GEM. Non appena il campo di induzione raggiunge il valore di 8 kV/cm, nella zona di induzione si instaura un regime di moltiplicazione a elettrodi paralleli e la corrente anodica I_S aumenta (diventa sempre più negativa), a scapito della corrente I_B (cfr. Fig. 3.7 a destra) [29]. Sebbene tale aumento di guadagno possa essere sfruttato per lavorare ad alte prestazioni, il regime di moltiplicazione a elettrodi paralleli favorisce la propagazione di scariche all'interno della regione di induzione e anche dell'intera struttura [30].

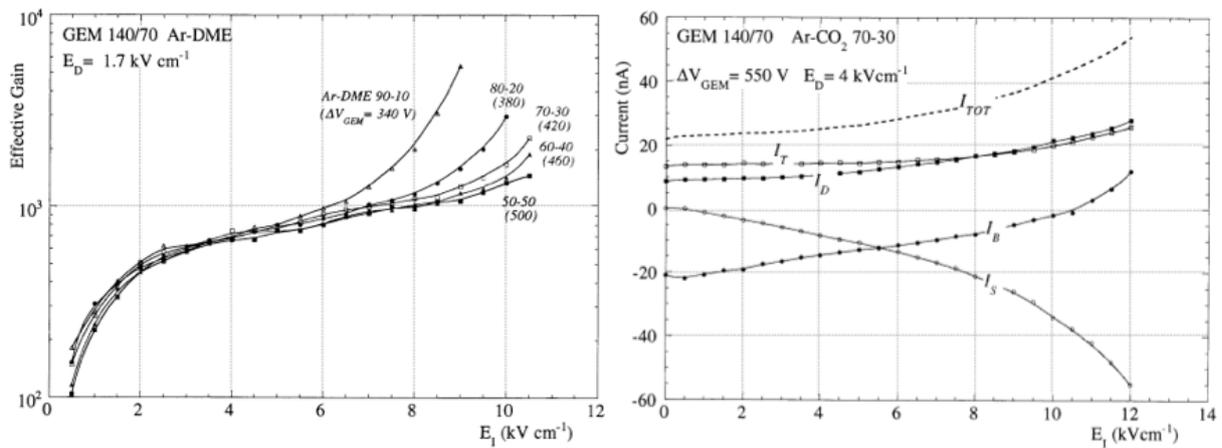


Figura 3.7: A sinistra, guadagno effettivo in funzione del campo di induzione, per diversi valori di tensioni applicate agli elettrodi GEM e per diverse miscele di gas, ottimizzate per ottenere guadagni simili. A destra, andamento delle correnti agli elettrodi in funzione del campo di induzione.

3.2.3 Il campo di deriva

Data una geometria, l'efficienza di raccolta della carica (trasparenza elettronica) dipende dalla tensione applicata ai fogli GEM e dal campo di deriva E_D , ma solo debolmente dal campo di induzione [29]. Come si può vedere in Fig. 3.8 a sinistra, per bassi valori del campo di deriva gli elettroni di ionizzazione vengono dispersi sull'elettrodo top del foglio GEM; aumentando l'intensità del campo, invece, gli elettroni vengono incanalati nei fori con maggiore efficienza. Questo permette di moltiplicare un numero maggiore di elettroni e di incrementare, quindi, il guadagno effettivo. La regione di piena trasparenza

elettronica dipende anche dalla geometria dei fori [29]: maggiore è la trasparenza ottica⁵ della GEM, maggiore è la larghezza del plateau di piena efficienza di raccolta (Fig. 3.8 a destra).

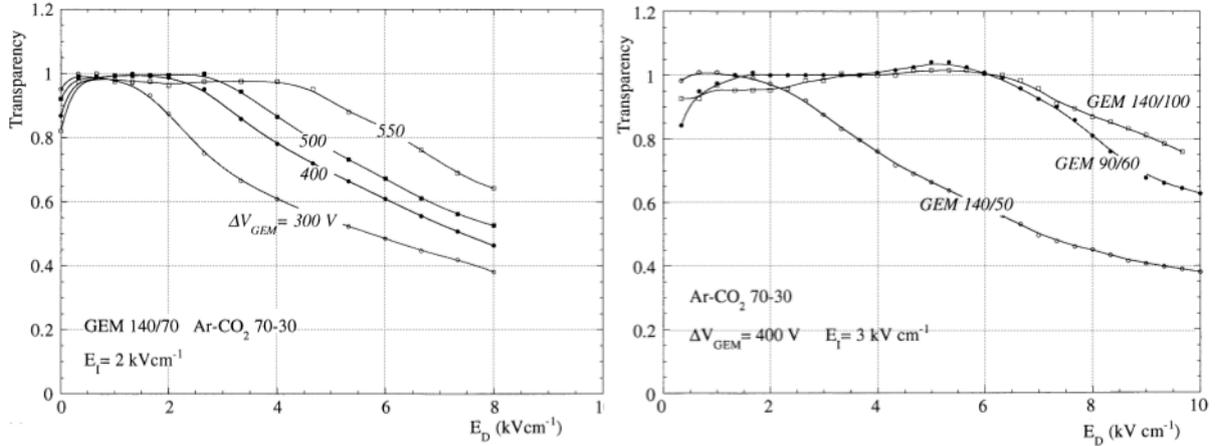


Figura 3.8: A sinistra, efficienza di raccolta della carica (trasparenza elettronica) in funzione del campo di deriva, per diversi valori di d.d.p. applicata agli elettrodi GEM. A destra, trasparenza elettronica in funzione del campo di deriva, misurata per tre valori di trasparenza ottica: 140/50 ($\tau = 0.12$), 90/60 ($\tau = 0.40$), 140/100 ($\tau = 0.46$).

3.2.4 Forma dei fori

Il guadagno dei dispositivi GEM dipende dal diametro dei fori. Dunque, è richiesta una severa tolleranza su questo parametro durante la produzione dei fogli. Ad esempio, con una tolleranza di $5 \mu\text{m}$ si lavora con una variazione di guadagno del 30% [30].

Tramite il processo di produzione double-mask, è possibile incorrere in disallineamenti tra le maschere utilizzate per imprimere il pattern di fori sugli strati metallici che ricoprono il Kapton. Un disallineamento di pochi micrometri può risultare in fori non ben formati o affetti da imperfezioni, capaci di generare instabilità locali di guadagno durante il funzionamento del dispositivo.

Con la tecnica fotolitografica single-mask è possibile aggirare il problema di allineamento delle maschere. Infatti, il pattern di fori viene impresso solo su una delle superfici metalliche del foglio GEM; la griglia, poi, viene utilizzata per aprire i canali nel Kapton con il solito bagno nel solvente specifico; infine, un ulteriore processo acido permette di aprire i fori sullo strato metallico non forato. Il risultato di questa nuova procedura di incisione è un foglio dotato di fori conici - i cosiddetti fogli conici, o GEM coniche.

⁵La trasparenza ottica, τ , di un foglio GEM è il rapporto tra l'area aperta e l'area totale del foglio. Essa è data dalla relazione $\tau = \pi D^2 / 2\sqrt{3}P^2$, assumendo fori cilindrici di diametro D e pitch P [29].

Le proprietà di trasporto e moltiplicazione della carica delle GEM coniche dipendono dall'orientazione dei fori rispetto alla direzione di deriva degli elettroni di ionizzazione: si ottengono guadagni maggiori se gli elettroni derivano dall'apertura più grande a quella più piccola [30].

La forma dei fori influenza il charging-up delle pareti di Kapton durante la moltiplicazione della valanga, causando modifiche dinamiche del guadagno. In generale, il guadagno cresce in funzione del tempo di esposizione a radiazione [30]. Infatti, l'esposizione prolungata favorisce i depositi di carica sulle pareti dei canali, che fanno aumentare l'intensità del campo dipolare nei fori e sfavoriscono ulteriori depositi. La Fig. 3.9 fornisce l'andamento del guadagno in funzione del tempo di esposizione a radiazione di tre GEM con canali di geometria diversa: conica (con elettroni che derivano dal foro con diametro maggiore a fori con diametro minore), biconica e cilindrica. È evidente che la forma conica permette di raggiungere alti guadagni, a scapito della stabilità iniziale del guadagno. La forma cilindrica, invece, favorisce ottima stabilità, ma non permette di lavorare a guadagni molto elevati. Inoltre, in questa geometria il cammino di scarica degli elettroni nelle cavità di Kapton è ridotto e la rigidità elettrica risulta più piccola.

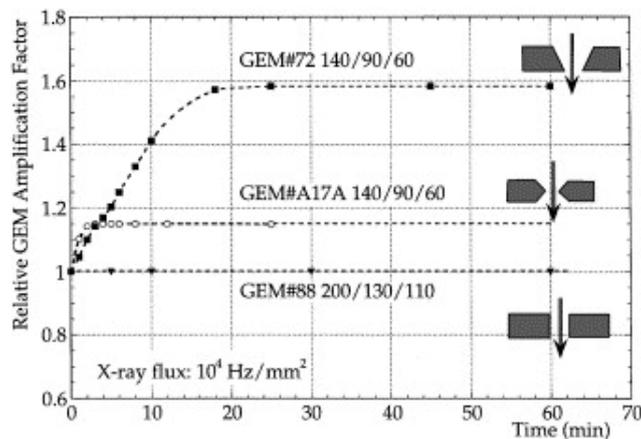


Figura 3.9: Aumento iniziale del guadagno dopo l'accensione del flusso incidente su tre modelli di GEM: conica, biconica e cilindrica.

3.3 Strutture a multipla GEM

Le strutture a multipla GEM si ottengono inserendo più fogli GEM tra l'anodo e il catodo. In Fig. 3.10 è riportata la struttura schematica di una tripla GEM (TGEM): tra anodo e catodo sono presenti tre fogli GEM, che fungono da stadi di amplificazione a cascata. Gli elettroni di ionizzazione prodotti nella zona di deriva migrano verso il primo foglio GEM e subiscono il primo processo di moltiplicazione. Parte gli elettroni della valanga viene

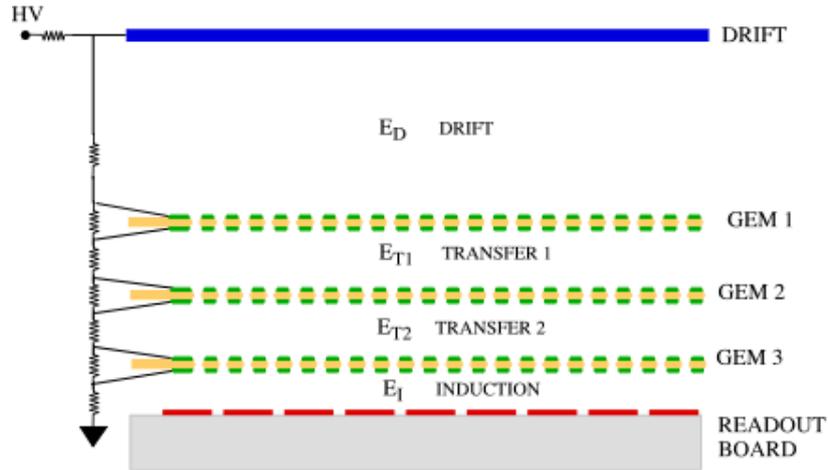


Figura 3.10: Schema di una struttura a tripla GEM. In figura è presente anche uno schema di alimentazione comune, attraverso il quale vengono alimentati gli elettrodi. Idealmente, il sistema è costituito da resistenze di limitazione, che prevengono il danneggiamento del generatore a causa di possibili scariche, e da resistenze di valore opportuno, che permettono di impostare le d.d.p. volute agli elettrodi.

estratta dal campo applicato alla prima zona di trasferimento, per essere indirizzata verso il secondo stadio di amplificazione. Il processo si ripete per ogni stadio successivo.

3.3.1 Guadagno effettivo e frequenza di scarica

Il guadagno effettivo complessivo della struttura a tripla GEM è il prodotto dei guadagni efficaci dei singoli stadi di amplificazione [30]:

$$G_{\text{eff}} \propto \prod_{k=1}^3 \left[e^{(\alpha^{(k)} \Delta V_{\text{GEM}}^{(k)})} \varepsilon_{\text{coll}}^{(k)} f_{\text{extr}}^{(k)} \right] = \exp \left[\sum_{k=1}^3 (\alpha^{(k)} \Delta V_{\text{GEM}}^{(k)}) \right] \prod_{k=1}^3 \varepsilon_{\text{coll}}^{(k)} f_{\text{extr}}^{(k)} \quad (3.3)$$

In una TGEM, il guadagno ottenibile in una tipica condizione di lavoro può essere raggiunto tensionando ogni foglio GEM con una d.d.p. ben al di sotto del punto di scarica, permettendo di utilizzare fogli affetti anche da piccoli difetti di manifattura, che, invece, causerebbero problemi in condizioni di lavoro più severe [30]. Studi scrupolosi hanno dimostrato la superiorità delle strutture a GEM multipla per quanto riguarda l'abbattimento della probabilità di scarica ad alti guadagni [30]. La Fig. 3.11 riassume le misure effettuate su strutture a singola, doppia e tripla GEM illuminate da particelle α in Ar-CO₂ 70-30: a parità di probabilità di scarica, il guadagno effettivo aumenta di circa un ordine di grandezza per ogni stadio di amplificazione inserito nella struttura [33]. Tensioni asimmetriche applicate ai fogli GEM, con il primo stadio a d.d.p. più grandi, riducono maggiormente la probabilità di scarica (Fig. 3.12).

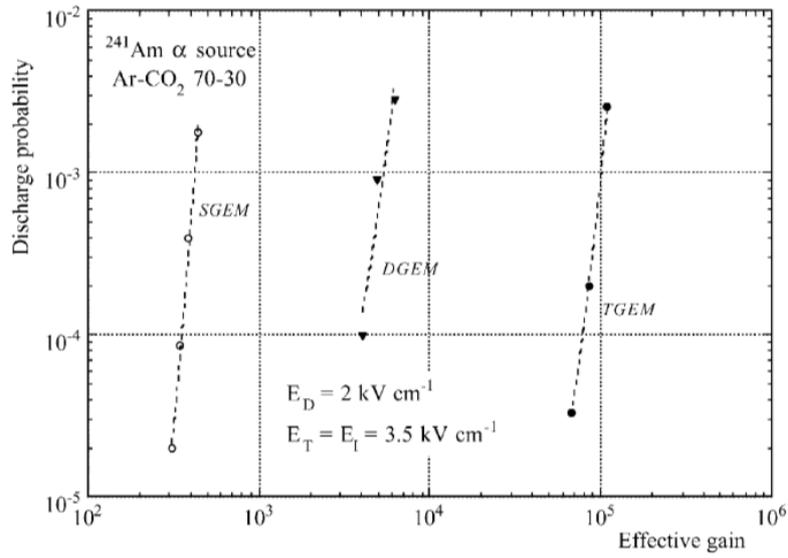


Figura 3.11: Probabilità di scarica in funzione del guadagno effettivo per strutture a singola, doppia e tripla GEM.

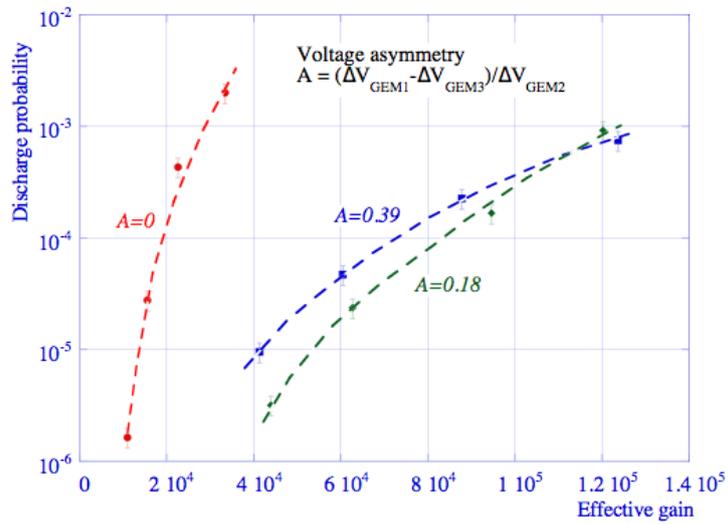


Figura 3.12: Probabilità di scarica in funzione del guadagno effettivo, per diversi valori di asimmetria in tensione A , in una tripla GEM.

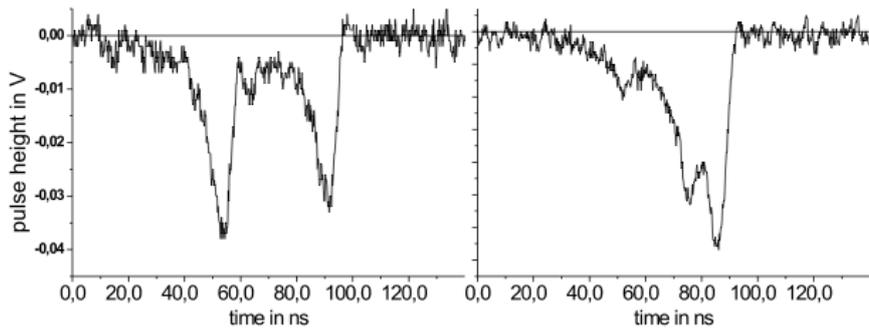


Figura 3.13: Tipici segnali rivelati con un dispositivo a multipla GEM.

3.3.2 Prestazioni temporali

Il segnale rivelato con i dispositivi GEM è indotto solamente dal moto e dalla raccolta degli elettroni all'anodo [30]. Perciò, i segnali sono intrinsecamente veloci e permettono di rivelare tracce molto vicine in tempo, come si può vedere in Fig. 3.13.

Le prestazioni temporali dei dispositivi basati sulla tecnologia GEM dipendono, in prima approssimazione, dalla statistica delle coppie ione-elettrone prodotte per ionizzazione nella regione di deriva. Quando un evento ionizzante genera k coppie ione-elettrone nel volume sensibile di un rivelatore a gas, l'espressione generale della distribuzione spaziale della j -esima coppia ($0 \leq j \leq k$) lungo la coordinata x è:

$$A_{j,n}(x) = \frac{x^{j-1}}{(j-1)!} n^j e^{-nx} \quad (3.4)$$

dove n è la ionizzazione primaria della miscela di gas, i.e. il numero di coppie ione-elettrone prodotte nel processo di ionizzazione primaria per unità di lunghezza. La distribuzione del tempo di arrivo della j -esima coppia può essere espressa in funzione della velocità di deriva v_d degli elettroni nella miscela di gas:

$$T_j(t) = v_d A_{j,n}(v_d t) \quad (3.5)$$

Se il tempo di rivelazione coincide con il tempo di arrivo dell'elettrone più vicino al primo foglio GEM ($j = 1$), allora la distribuzione 3.4 diventa:

$$T_1(t) = n v_d e^{-n v_d t} \quad (3.6)$$

con risoluzione temporale:

$$\sigma_1(t) = \frac{1}{n v_d} \quad (3.7)$$

L'equazione 3.7 permette di definire la risoluzione temporale intrinseca del sistema di rivelazione, se la prima coppia ione-elettrone è sempre rivelata. Essa suggerisce che

l'utilizzo di una miscela di gas con alta velocità di deriva ed elevata ionizzazione primaria possa migliorare le prestazioni temporali dell'apparato. Tuttavia, la 3.7 dà solo un limite inferiore sulla risoluzione temporale. Altri fattori che contribuiscono alla risoluzione temporale reale sono la limitata efficienza di raccolta, le fluttuazioni di guadagno della miscela di gas e la soglia finita dell'elettronica di lettura.

Lo studio di miscele di gas ternarie e quaternarie [34] ha permesso di scoprire che la presenza di CF_4 in una miscela $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ permette di migliorare la risoluzione temporale di un fattore $\sim 1/2$, rispetto alla tradizionale miscela Ar/CO_2 (Fig. 3.14 in alto). Prestazioni superiori possono essere raggiunte se vengono utilizzate miscele ternarie o quaternarie a base di isobutano, $i\text{-C}_4\text{H}_{10}$ (Fig. 3.14 in basso).

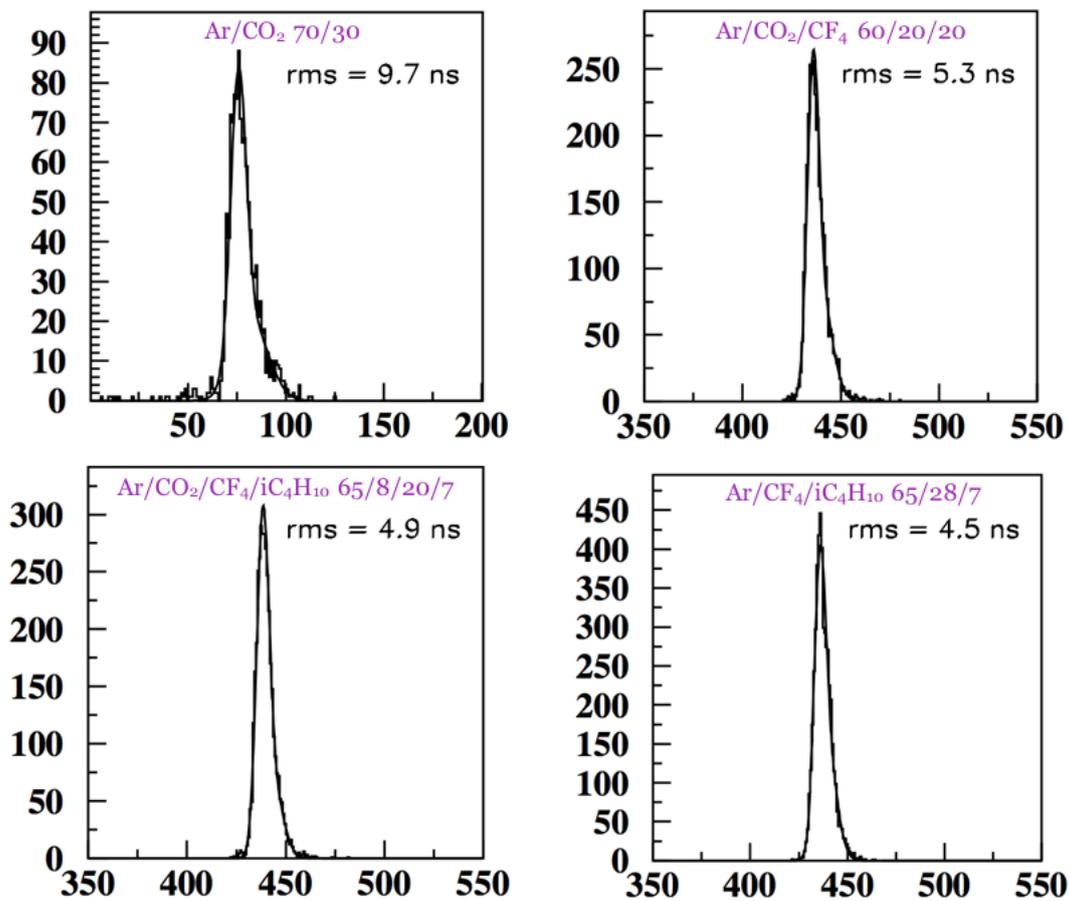


Figura 3.14: Distribuzioni temporali per diverse miscele di gas per un rivelatore a tripla GEM. Le tensioni sono equalizzate per le diverse miscele, in modo da avere guadagni simili.

Le osservazioni precedenti lasciano intendere che i rivelatori GEM possono essere impiegati per la realizzazione di sistemi di trigger o di tracciamento veloce, presso esperimenti ad elevato flusso di particelle o su fascio [30]. È chiaro che, in queste condizioni, per i

rivelatori GEM devono essere garantite maggiori cautele, a causa dei diversi effetti che potrebbero insorgere durante il funzionamento: eventuale dipendenza dell'efficienza di collezionamento dal flusso di particelle, variazioni di stabilità a lungo termine e processo di invecchiamento, quest'ultimo connesso direttamente alla resistenza che i dispositivi possiedono rispetto all'esposizione prolungata a radiazione.

3.3.3 Ritorno di flusso degli ioni positivi

Come menzionato nella sezione precedente, solo gli elettroni vengono raccolti e contribuiscono alla formazione del segnale sull'elettrodo di raccolta in un dispositivo GEM. Gli ioni positivi prodotti durante il processo di moltiplicazione a valanga recedono lungo le linee di campo e vengono raccolti dai vari elettrodi della struttura GEM, in proporzioni che dipendono dalla geometria e dai campi [30]. In una multipla GEM, siccome la maggior parte degli ioni viene prodotta nell'ultimo stadio di amplificazione, la frazione di ioni che raggiunge la zona di induzione è ridotta. In Fig. 3.15, il ritorno di flusso degli ioni positivi viene confrontato con l'efficienza di raccolta, per una doppia GEM che lavora in condizioni che favoriscono il secondo stadio di amplificazione ($\Delta V_{\text{GEM1}} < \Delta V_{\text{GEM2}}$) [29]: per campi di deriva di 0.5 kV/cm è assicurata piena efficienza di raccolta e un ritorno di flusso $\leq 5\%$. Lavorando con campi di deriva di intensità ancora minore è possibile ridurre il ritorno di flusso a $\sim 1\%$, pur mantenendo una trasparenza elettronica del $\sim 90\%$.

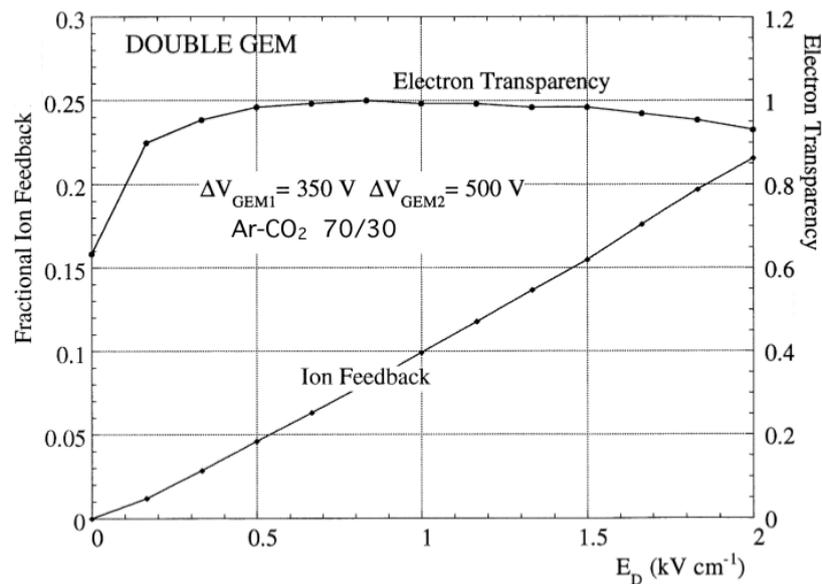


Figura 3.15: Ritorno di flusso degli ioni positivi e trasparenza elettronica in funzione del campo di deriva, per una struttura a doppia GEM.

3.4 Ricerca e sviluppo per l'Inner Tracker di KLOE-2

La possibilità di realizzare un rivelatore GEM cilindrico (CGEM) è stata verificata per la prima volta con un piccolo prototipo (diametro ~ 90 mm, lunghezza attiva ~ 250 mm) [35]: gli ottimi risultati raggiunti sia con l'innovativa procedura di costruzione che con la messa in funzione del piccolo cilindro GEM hanno agevolato la costruzione di un prototipo in scala 1:1, di dimensioni simili a quelle del primo layer dell'IT. Da allora, la fase di ricerca e sviluppo, durata tre anni (2008-2010), è stata incentrata su tre settori di studio:

1. realizzazione e verifica del funzionamento di un prototipo CGEM in scala reale;
2. studio dettagliato di un readout bidimensionale a strip XV, effettuato, per semplicità e riduzione dei costi, su camere GEM planari di piccole dimensioni;
3. realizzazione di fogli GEM di grandi dimensioni, prodotti con la tecnica single-mask.

Nelle sezioni seguenti verranno discusse brevemente tutte le fasi di R&D. Infine, verranno descritte, con maggiore dettaglio, le varie parti dell'Inner Tracker e la procedura appositamente sviluppata per la sua realizzazione.

3.4.1 Studi sul prototipo della GEM cilindrica

Il prototipo cilindrico in scala reale, costruito nel 2007, aveva dimensioni molto simili a quelle previste per il layer più interno dell'Inner Tracker: diametro ~ 30 cm e lunghezza dell'area attiva pari a ~ 352 mm, ridotta rispetto alle dimensioni finali del Layer1 (~ 700 mm), perché all'epoca fogli GEM di grandi dimensioni non erano disponibili. Per questo motivo, un singolo elettrodo GEM per il prototipo cilindrico veniva ottenuto incollando insieme tre fogli GEM identici. I dettagli costruttivi possono essere trovati in Ref. [27].

Il prototipo era una tripla GEM, costituita da cinque elettrodi coassiali (Fig. 3.16), di forma cilindrica: iniziando dal più interno, si trovavano un catodo, usato per impostare il campo di deriva, tre fogli GEM per la moltiplicazione degli elettroni e, infine, un anodo, che fungeva da readout. La configurazione delle gap era 3/2/2/2 mm per gap di deriva/trasferimento1/trasferimento2/induzione, rispettivamente. Il readout era segmentato in strip longitudinali, aventi pitch⁶ di $650 \mu\text{m}$.

Il primo test sulla camera cilindrica è stato effettuato con una sorgente di raggi X [36], [27]. La camera è stata riempita con $\text{Ar}/i\text{C}_4\text{H}_{10}/\text{CF}_4$ in proporzioni 65/7/28 e sono state misurate le correnti ad ogni elettrodo, lavorando ad un guadagno di circa 10^4 . Una camera planare GEM di dimensioni $10 \times 10 \text{ cm}^2$, riempita con la stessa miscela di

⁶Il pitch delle strip è la distanza (centro-centro) tra le strip del piano di readout.

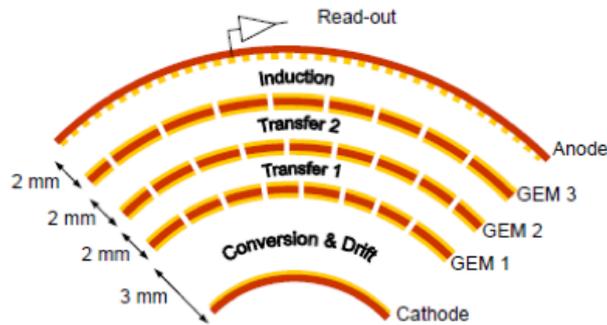


Figura 3.16: Schema di un settore di una tripla GEM cilindrica, in sezione.

gas ed irradiata con lo stesso fascio, è stata utilizzata come riferimento per monitorare possibili fluttuazioni di guadagno, dovute a variazioni di pressione, umidità e temperatura.

Per caratterizzare il prototipo CGEM e per trovare i parametri di lavoro ottimali, è stato misurato il guadagno relativo (guadagno effettivo relativo al guadagno massimo) in funzione del campo di deriva e dei campi di trasferimento: questa misura ha permesso di studiare l'efficienza di collezionamento degli elettroni. In Fig. 3.17, in alto a sinistra, si osserva l'andamento del guadagno relativo in funzione del campo di deriva: è visibile piena efficienza elettronica fino a valori di campo pari a 2 kV/cm . In Fig. 3.17, in alto a destra, si vede che il guadagno aumenta finché il campo di trasferimento raggiunge il valore per il quale diviene massima la trasparenza degli stadi di amplificazione di trasferimento. Nella stessa figura, in basso a sinistra, è stato graficato il guadagno relativo in funzione del campo di induzione: questa misura ha permesso di studiare la frazione di estrazione dell'ultimo stadio di amplificazione della camera CGEM. Si vede che il guadagno aumenta con il campo di induzione, perché per campi di induzione più intensi la carica collezionata sul piano di readout (RO) cresce. Per contro, la carica collezionata sull'elettrodo bottom dell'ultimo stadio di amplificazione (G3D) diminuisce man mano che il campo di induzione aumenta. Il guadagno totale, i.e. il guadagno dato dalla somma delle correnti misurate sul piano di readout e sull'elettrodo G3D, è praticamente costante al variare del campo di induzione. Tutte le misure sono in accordo con le informazioni reperibili in letteratura. Inoltre, è stata provata l'uniformità del guadagno del prototipo sui 940 mm della sua circonferenza.

Il prototipo cilindrico è stato studiato anche con un fascio di pioni di impulso $10\text{ GeV}/c$, presso il CERN [36]. Nella configurazione sperimentale, una frazione dei canali di lettura (128 canali) sono stati acquisiti con chip GASTONE ASIC, sviluppati appositamente per soddisfare le richieste di basso consumo e alta integrazione dell'esperimento KLOE-2. La distribuzione finale dei GASTONE-ASIC verrà usata per equipaggiare tutti i canali dell'Inner Tracker. Nel prossimo capitolo verranno descritte le caratteristiche principali di questi dispositivi e le funzioni che svolgono all'interno della catena di lettura e acquisizione

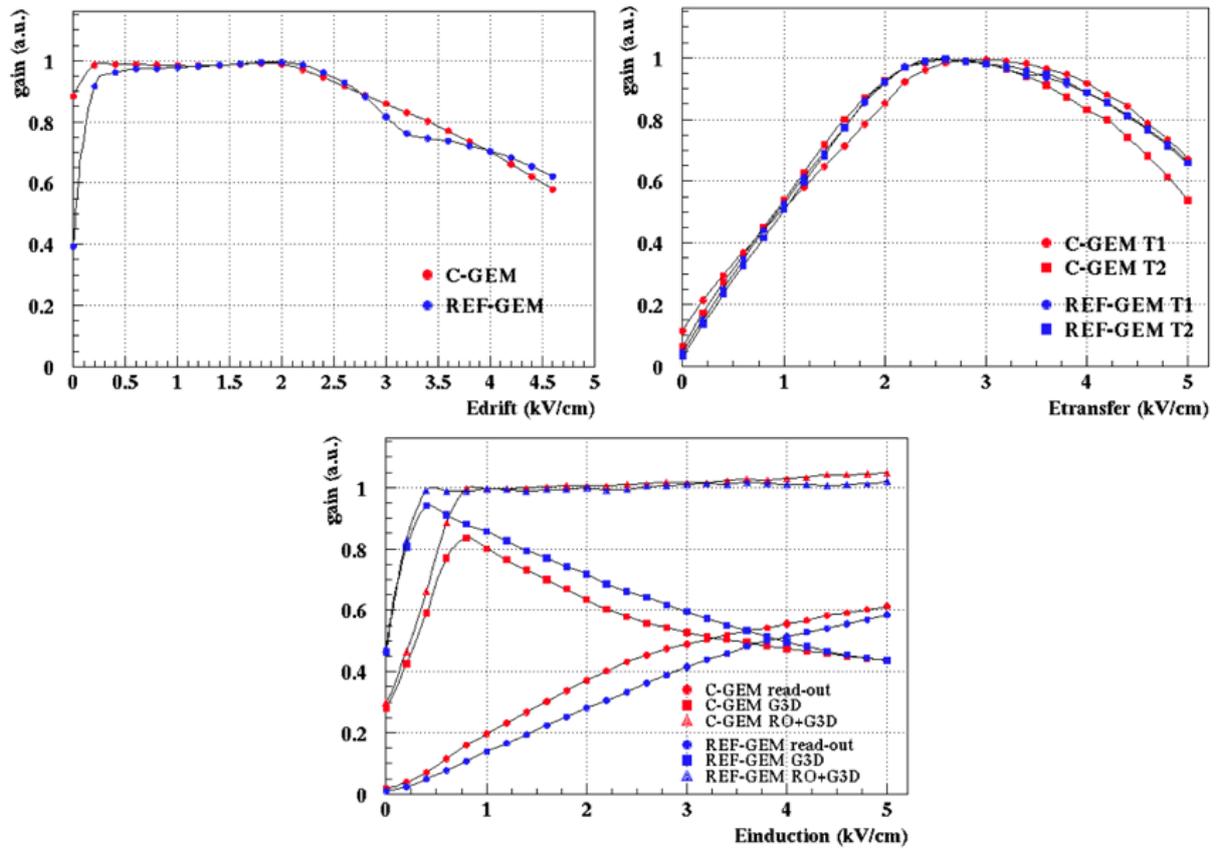


Figura 3.17: Guadagno relativo in funzione del campo di deriva (in alto a sinistra), dei campi di trasferimento (in alto a destra) e del campo di induzione (in basso).

dei segnali provenienti dal rivoltore.

La CGEM è stata riempita con una miscela di Ar/CO₂ 70/30 e tensionata con d.d.p. $\Delta V_{\text{GEM}} = 390/380/370$ V e campi $E_{\text{gap}} = 1.5/2.5/2.5/4$ kV/cm (guadagno corrispondente $\sim 4 \times 10^4$). Un sistema di tracciamento esterno è stato utilizzato per determinare la posizione delle tracce sulla CGEM. Il sistema era costituito da due stazioni di tubi a deriva, ognuna avente 8 canali (tubi), arrangiati in tre piani, posizionate davanti e dietro la camera cilindrica, sulla linea del fascio di test. In questa configurazione (Fig. 3.18), i tracciatori hanno permesso di misurare la coordinata y . Il trigger dell'esperimento veniva generato dalla coincidenza di tre scintillatori, montati avanti e dietro la camera cilindrica.

Il software di ricostruzione era in grado di ricostruire tracce radiali e di applicare opportune correzioni per le tracce non radiali (approfondimenti in Ref. [27]). La Fig. 3.19 a sinistra mostra la distribuzione dei residui tra posizioni misurate sulla camera e posizioni attese, ossia misurate con il tracciamento esterno. Tenendo conto della risoluzione dei tracciatori, $\sigma_{\text{trk}} \simeq 140 \mu\text{m}$, la risoluzione spaziale della CGEM risulta essere $\sigma_{\text{CGEM}} =$

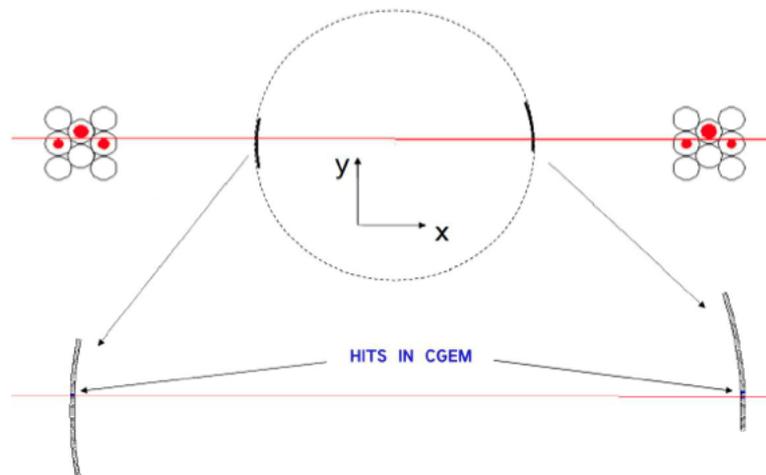


Figura 3.18: Setup sperimentale durante il test beam al CERN.

$\sqrt{\sigma_{\text{res}}^2 - \sigma_{\text{trk}}^2} \simeq 200 \mu\text{m}$. Questo valore è in accordo con quello atteso per un readout digitale a strip longitudinali, aventi pitch di $650 \mu\text{m}$.

In Fig. 3.19, a destra, è mostrata l'efficienza di tracciamento della camera per diversi punti di impatto delle tracce. L'efficienza media lungo tutta la regione equipaggiata è 97.7%. Questo valore prende in considerazione anche i punti a bassa efficienza e ridotta statistica, dovuti alla presenza di tracce non ricostruite in prossimità delle pareti dei tubi di deriva (diametro 30 mm). Considerando solo le zone ad alta statistica, l'efficienza di tracciamento della CGEM risulta essere 99.6%.

Le regioni di incollaggio e sovrapposizione (singolarità), risultanti dal processo di costruzione della camera cilindrica, potrebbero generare perdite di efficienza e comportamenti che vanno indagati nel dettaglio. Nel disegno finale dei fogli GEM cilindrici, queste regioni di singolarità ammontano a non più del 4%. In Fig. 3.20 vengono mostrate le distribuzioni temporali per le regioni senza (sinistra) e con (destra) singolarità. Nel primo caso, la distribuzione ha una RMS pari a 13 ns, in accordo con quanto aspettato per la miscela di gas in uso. Nel secondo, invece, la distribuzione risulta essere molto larga, con una RMS di 200 ns; in particolare, il segnale sembra avere un ritardo fino a 700 ns, fatto che lascia supporre che gli elettroni derivino lungo un percorso più lungo per arrivare all'anodo. Infatti, gli elettroni di ionizzazione derivano lungo le linee del campo elettrico distorto presente in prossimità delle singolarità del foglio cilindrico, per essere focalizzati e moltiplicati efficientemente nei fori e, quindi, condotti sul piano di readout, con un tempo di raccolta più lungo. Questa ipotesi è in pieno accordo con le simulazioni effettuate usando ANSYS⁷ e GARFIELD.

⁷<http://www.ansys.com/>

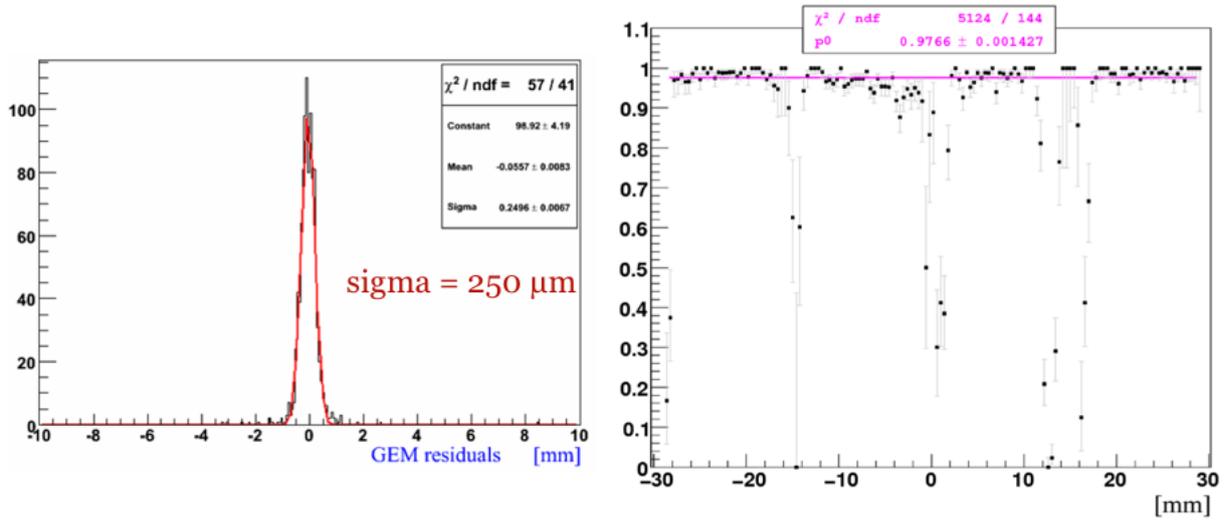


Figura 3.19: A sinistra, distribuzione dei residui per la camera cilindrica. A destra, efficienza di tracciamento in funzione della posizione sulla CGEM: il valore ottenuto dal fit è 97.7%.

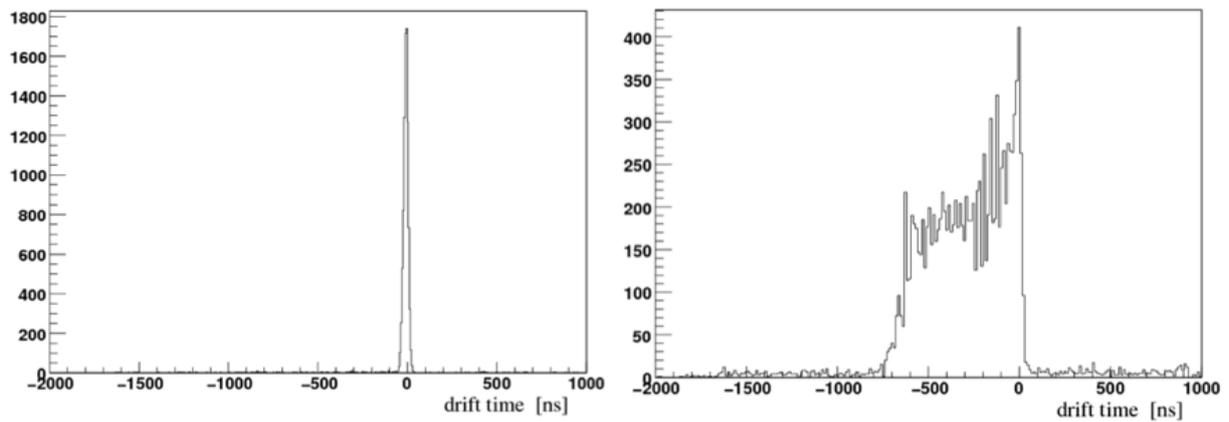


Figura 3.20: Distribuzioni temporali in una regione senza (sinistra) e con (destra) singolarità.

3.4.2 Studi di readout

La geometria cilindrica dell'Inner Tracker forza l'utilizzo di un readout a strip XV non ortogonali, ma orientate ad un angolo di circa 40° , entrambe aventi pitch di $650\ \mu\text{m}$ (Fig. 3.21). I problemi correlati con la geometria del readout (condivisione della carica tra le strip, cross-talk, ecc.) sono stati indagati con un test beam al CERN, con un fascio di pioni di impulso $150\ \text{GeV}/c$ [37], [27]. Nella stessa occasione, sono stati investigati gli effetti del campo magnetico sulla formazione dei cluster⁸ e sul funzionamento dell'elettronica di lettura.

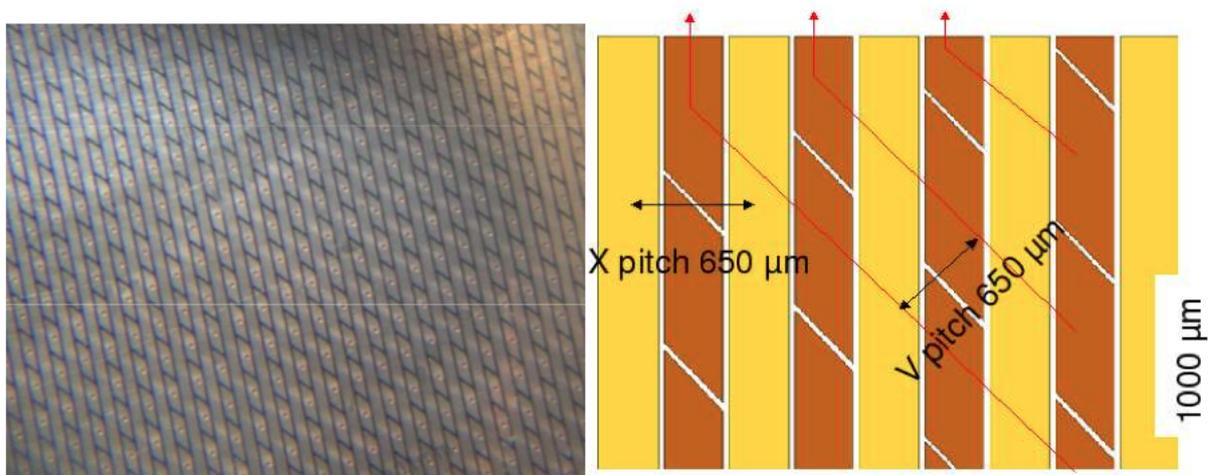


Figura 3.21: Readout bidimensionale a strip XV. A sinistra, fotografia di un readout reale: sono visibili le strip longitudinali (X) e le pad, connesse tra loro da vias per formare le strip V. A sinistra, schema esemplificativo di un readout a strip XV.

Il readout XV è stato studiato illuminando con il fascio di pioni un telescopio costituito da cinque tracciatori planari GEM (PGEM): quattro di essi sono stati equipaggiati con un readout convenzionale a strip ortogonali XY e l'ultimo con il readout XV da studiare. I tracciatori sono stati montati lungo la linea del fascio ed allineati a campo magnetico spento. Le camere sono state disposte in modo da avere il tracciatore con readout XV nel centro. Per le misure in campo magnetico è stato usato il magnete GOLIATH, in grado di generare un campo \vec{B} di intensità variabile tra 0 e 1.5 T e direzione ortogonale al fascio. I tracciatori sono stati letti con 22 chip GASTONE (32 canali ciascuno), sufficienti per instrumentare l'intera superficie illuminata dal fascio di pioni. Il trigger per l'acquisizione era asserito dalla coincidenza di sei scintillatori, letti da fotomoltiplicatori al silicio. Il punto di lavoro delle camere planari era lo stesso della camera cilindrica (cfr. sezione 3.4.1).

⁸Per cluster si intende un gruppo di strip contigue, che, a seguito di un evento ionizzante, hanno raccolto una carica superiore ad una soglia preimpostata.

Il campo magnetico influenza il moto di deriva degli elettroni di ionizzazione prodotti nelle camere e, di conseguenza, anche la determinazione della posizione delle particelle primarie, ovvero la ricostruzione delle tracce. Tutte le particelle coinvolte nella ionizzazione subiscono l'effetto della forza di Lorentz e deviano dalle linee di forza del campo elettrico presente nelle camere GEM, per seguire un cammino più lungo. Poiché la forza di Lorentz dipende dalla velocità delle particelle che risentono del suo effetto, è chiaro che gli elettroni subiranno deviazioni molto più grandi rispetto agli ioni. In definitiva, l'effetto del campo magnetico è duplice: esso genera uno spostamento Δx (Fig. 3.22) ed un allargamento $\sigma_{\Delta x}$ della nube di elettroni sul piano di readout. Simulazioni effettuate prima del test beam avevano mostrato che, per $B = 0.5 \text{ T}$, lo spostamento atteso era $\Delta x \simeq 600 \mu\text{m}$ e l'allargamento della nube di carica era $\sigma_{\Delta x} \simeq 200 \mu\text{m}$.

Lo spostamento degli elettroni è legato al modulo e al verso della loro velocità di deriva, ovvero al modulo e al verso del campo elettrico \vec{E} rispetto al campo magnetico \vec{B} : lo spostamento cambia se le camere vengono ruotate rispetto alla direzione di volo del fascio. La configurazione sperimentale adottata al test beam per studiare gli effetti del campo magnetico è mostrata in Fig. 3.22: le quattro camere XY erano orientate nello stesso modo rispetto alla direzione di volo dei pioni, mentre la camera XV era orientata in modo opposto. Così, lo spostamento subito dagli elettroni della PGEM XV doveva essere

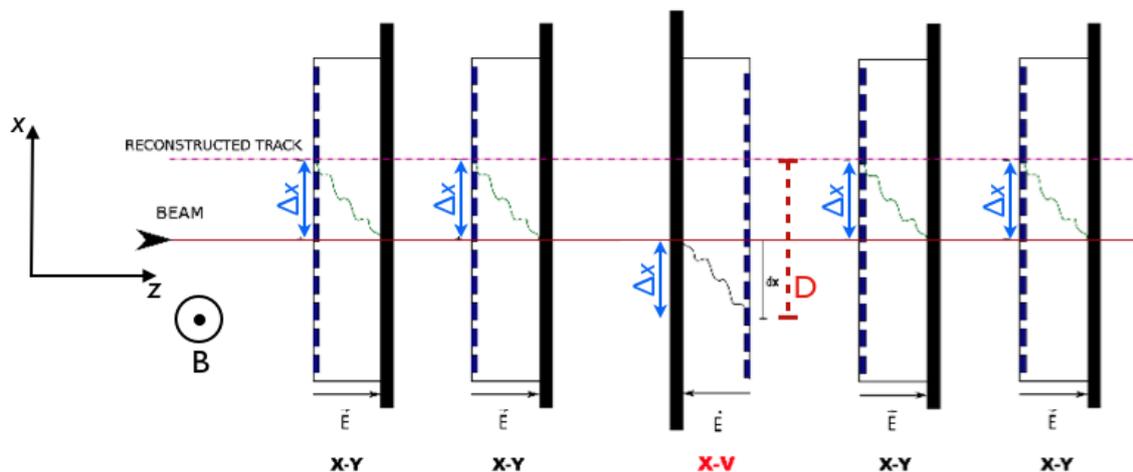


Figura 3.22: Configurazione sperimentale adottata per il test del readout XV e definizione delle grandezze misurate.

uguale ed opposto a quello che avrebbero subito gli elettroni nelle PGEM XY, perché la forza di Lorentz aveva la stessa intensità, ma l'orientazione dei campi \vec{E} era opposta. Dunque, la distanza tra le tracce ricostruite con i tracciatori XY e il cluster misurato con la camera XV doveva essere $D = 2\Delta x$.

In Fig. 3.23, a sinistra, vengono mostrati gli spostamenti Δx misurati per diversi valori del campo magnetico: si nota un buon accordo con il valore simulato per $B = 0.5 \text{ T}$. Le

prestazioni della camera XV sono state quantificate in termini della risoluzione spaziale, σ_x , ricavata da un fit gaussiano effettuato sulla distribuzione dei residui. In Fig. 3.23, a destra, si vede che la risoluzione aumenta con il campo magnetico, in accordo con quanto detto pocanzi, e varia tra $200 \mu\text{m}$ ($B = 0 \text{ T}$) e $380 \mu\text{m}$ ($B = 1.35 \text{ T}$).

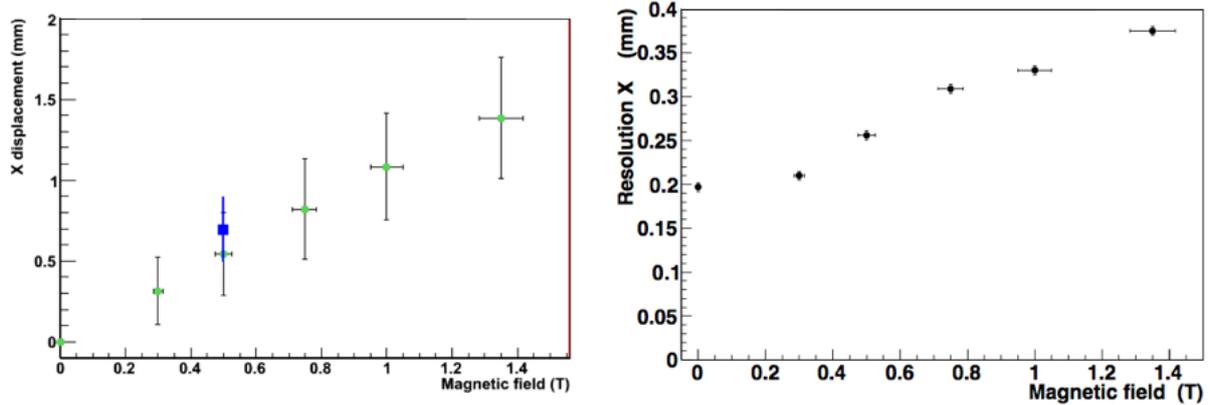


Figura 3.23: A sinistra, spostamenti Δx in funzione del campo magnetico (punti verdi), con il risultato delle simulazioni per $B = 0.5 \text{ T}$ (punto blu). A destra, risoluzione nella coordinata x per diversi valori del campo magnetico.

La coordinata y viene misurata ricostruendo i cluster delle due viste X e V del readout bidimensionale. L'effetto del campo magnetico non sembra influenzare la risoluzione lungo questa coordinata, che vale $\sigma_y = 370 \mu\text{m}$.

Le prestazioni dell'elettronica di front-end sono state studiate misurando la cluster size⁹ e l'efficienza di ricostruzione, intesa come il numero di volte in cui nella camera XV era presente un cluster, in corrispondenza di una traccia ricostruita con le quattro camere XY. Sia la cluster size che l'efficienza di ricostruzione sono state studiate in funzione del campo magnetico. La prima mostrava una crescita per valori di campo maggiori, in accordo con l'ipotesi secondo cui la nube di elettroni si allarga per effetto della forza di Lorentz; la seconda, invece, era $> 99\%$ per il valore del campo magnetico di KLOE-2 e decresceva per valori più elevati. In linea di principio, le proprietà di condivisione della carica e il cross-talk potrebbero essere diversi per le strip X e V, a causa della loro differente geometria. Tuttavia, le misure hanno evidenziato un comportamento pressoché identico per le due viste, sintomo di una risposta ben equalizzata.

3.4.3 Fogli GEM di grandi dimensioni

Per costruire il layer più esterno dell'IT sarebbe stato necessario un foglio GEM di dimensioni $\sim 1440 \times 700 \text{ cm}^2$, che è stato ottenuto mettendo insieme tre fogli di dimensioni

⁹Con il termine cluster size (dimensione di un cluster) si intende la molteplicità di hit presenti in ogni cluster, per ogni vista (X, V).

$\sim 480 \times 700 \text{ cm}^2$. Fino a pochi anni fa, fogli di dimensioni così elevate non potevano essere costruiti, a causa di problemi che insorgevano nella procedura di realizzazione. La grande richiesta di fogli di grandi dimensioni ha incentivato lo studio e l'applicazione di una procedura alternativa per la costruzione dei fogli GEM: l'affinamento della tecnica single-mask (cfr. sezione 3.2.4) ha permesso di risolvere i problemi di manifattura.

Secondo il progetto, l'Inner Tracker doveva essere costruito con fogli di grandi dimensioni, realizzati con la nuova tecnica; perciò, è stata svolta un'attività di ricerca per caratterizzare i fogli GEM realizzati seguendo la nuova procedura [38]. Un prototipo planare avente area attiva $300 \times 700 \text{ cm}^2$, equipaggiato con readout XV e riempito con Ar/CO₂ 70/30, è stato caratterizzato con una sorgente di fotoni (¹³⁷Ce): in Fig. 3.24 è possibile vedere che il guadagno misurato è uniforme e stabile.

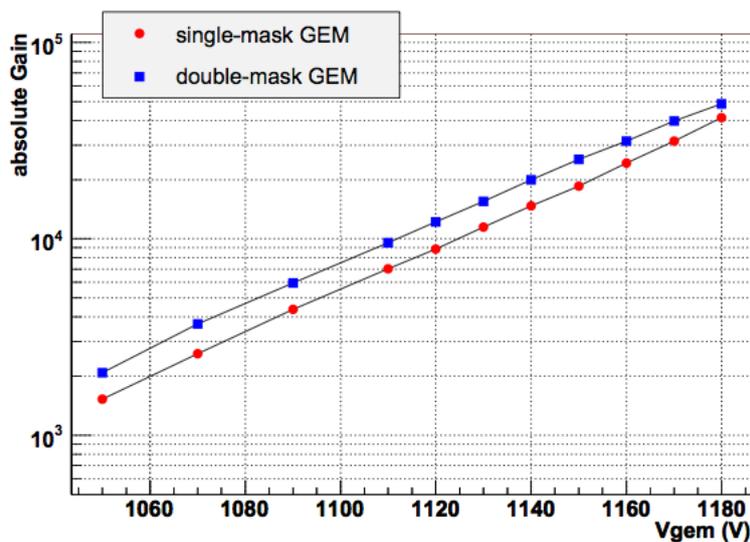


Figura 3.24: Guadagno di una tripla GEM single-mask di grandi dimensioni in funzione della somma delle tensioni applicate agli elettrodi (punti rossi). In blu, la stessa curva misurata per una tripla GEM double-mask.

3.5 Realizzazione dell'Inner Tracker

La costruzione dell'Inner Tracker (IT) è iniziata nel 2011 e si è conclusa all'inizio del 2013. L'attività sperimentale svolta per il lavoro di tesi è stata incentrata sulla costruzione del rivelatore, sulla verifica del suo funzionamento e sullo studio delle sue prestazioni. Attualmente, il rivelatore è assemblato e pronto per essere inserito nella regione di interazione di KLOE-2, intorno alla beam pipe di DAΦNE.

3.5.1 Descrizione del rivelatore

L'Inner Tracker dell'esperimento KLOE-2 è un rivelatore innovativo, costituito da 4 strati traccianti GEM cilindrici e coassiali, denominati Layer1, Layer2, Layer3, Layer4. Il Layer1 è il tracciante più vicino alla beam pipe (Fig. 3.25 a destra). Ogni layer è una tripla GEM, costituita da 5 elettrodi: 3 fogli GEM (GEM1, GEM2, GEM3), un catodo e un anodo, che funge anche da readout (Fig. 3.25 in basso a sinistra). L'anodo è l'elettrodo più esterno e il catodo quello più interno. Il raggio di ogni layer (al catodo) è 130.0/155.0/180.0/205.0 mm

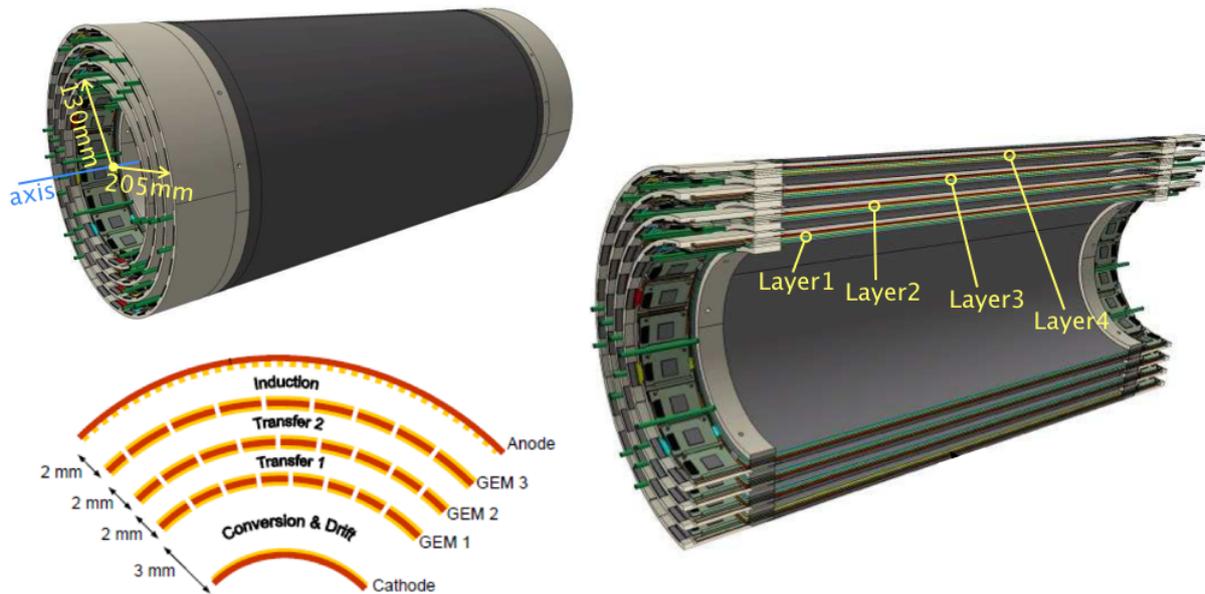


Figura 3.25: Disegni 3-dimensionali dell'Inner Tracker. A sinistra, IT completo e definizione dei raggi di layer più interno (Layer1) e più esterno (Layer4). A destra, sezione dell'IT con definizione dei quattro layer.

per Layer1/Layer2/Layer3/Layer4 rispettivamente (Fig. 3.25 in alto a sinistra). Ogni elettrodo cilindrico è stato ottenuto mettendo insieme 3 fogli GEM planari di area attiva $300 \times 700 \text{ mm}^2$.

Gli elettrodi GEM sono fogli di polyimide (Kapton) spessi $50 \mu\text{m}$, ricoperti su entrambi i lati da sottili strati di rame, spessi $5 \mu\text{m}$, realizzati con la tecnica single-mask. I fori hanno un pitch di $140 \mu\text{m}$ e un diametro di $70 \mu\text{m}$. I fogli utilizzati per la realizzazione dei catodi sono strati di polyimide spessi $50 \mu\text{m}$, ricoperti solo su un lato da uno strato di rame di $5 \mu\text{m}$. I fogli usati per il readout bidimensionale a strip X e V sono circuiti multistrato aventi la struttura visibile in Fig. 3.26 a sinistra:

- il primo blocco consiste in uno strato di Cu/Kapton/Cu con spessori $5/50/5 \mu\text{m}$. Il foglio di rame in superficie viene usato per sagomare le strip X e le pad V, mentre il film di rame sottostante funge da piano conduttivo per connettere tra loro le pad,

tramite fori (vias) praticati nello strato di Kapton. In questo modo, le pad connesse tra loro creano le strip V (Fig. 3.26 a destra);

- un composito di colla epossilica e strati di polyimide, di spessore totale $200\ \mu\text{m}$, tiene insieme il blocco delle strip con uno strato di rame spesso $5\ \mu\text{m}$, usato come massa comune;
- due lamine di polyamide e adesivo fungono da rivestimento protettivo per il circuito multistrato.

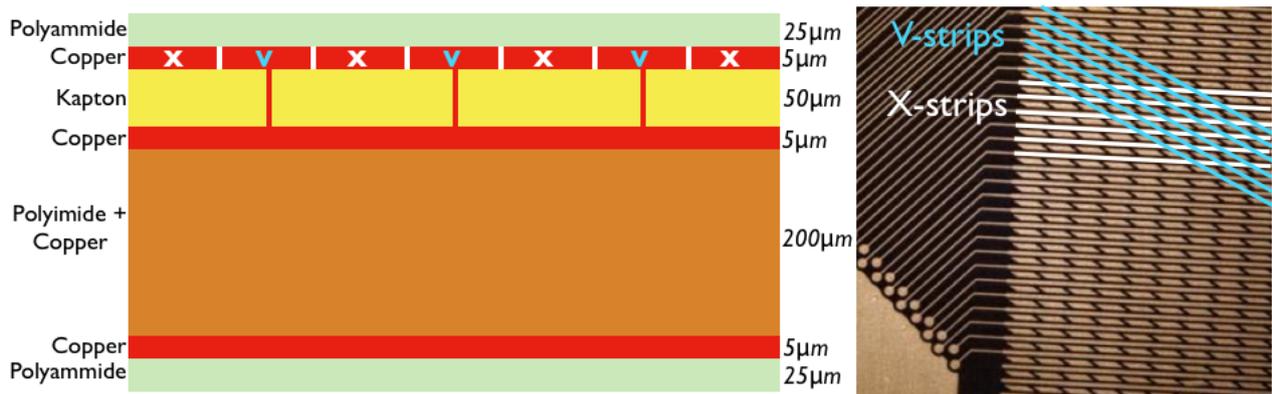


Figura 3.26: A sinistra, schema della struttura a blocchi del circuito multistrato del readout. A destra, foglio di readout reale, con strip X e pad V ben visibili (sono state evidenziate le strip X in bianco e le strip V in celeste, per agevolare la lettura della figura).

Le strip X e le strip V hanno entrambe un pitch di $650\ \mu\text{m}$ e formano un angolo $\alpha_{XV} = 20^\circ \div 30^\circ$ a seconda dei fogli. Questi parametri vengono misurati ogni volta che i fogli di readout vengono ispezionati per la prima volta, con un microscopio elettronico dotato di fotocamera e software di acquisizione delle immagini.

3.5.2 Costruzione dei layer cilindrici

Per realizzare i quattro tracciatori cilindrici (CGEM) è stata sviluppata una tecnica innovativa, attraverso la quale è possibile costruire un rivelatore privo di sostegni nell'area attiva e, di conseguenza, privo di zone morte. Di seguito vengono descritte le fasi salienti della procedura. Nelle sezioni successive verranno espone le attività di preparazione e controllo dei materiali, direttamente connesse con la costruzione dei layer cilindrici.

Inizialmente, gran parte della cornice di Kapton che circonda l'area attiva dei fogli viene tagliata via, lungo i lati più lunghi, e viene lasciata solo una regione larga 3 mm.

L'incollaggio dei tre fogli GEM, che insieme costituiscono un foglio planare di grandi dimensioni, viene effettuato su un tavolo di alluminio dotato di fori, appositamente praticati per affiancare i tre fogli con precisione. Fissati i fogli, questi vengono incollati spalmando un sottile strato di colla epossilica (Araldite) sulle regioni di Kapton larghe 3 mm, usando una spatola (Fig. 3.27 a sinistra e in alto a destra). Per agevolare la polimerizzazione della

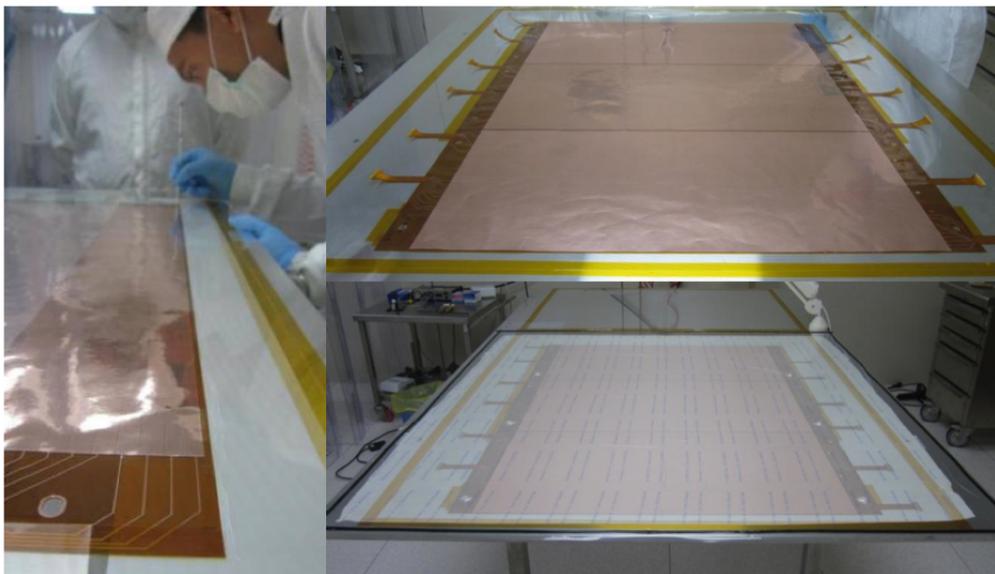


Figura 3.27: Fasi salienti dell'incollaggio planare: a sinistra, la colla epossilica viene spalmata su una regione di Kapton larga 3 mm; in alto a destra, posizionamento dei tre fogli GEM usati per costruire un foglio di grandi dimensioni; in basso a destra, il foglio di grandi dimensioni viene chiuso in una vacuum bag e il vuoto viene praticato per tutta la durata della polimerizzazione della colla.

colla, che richiede almeno 12 ore, il foglio planare di grandi dimensioni viene messo sotto vuoto tramite una tecnica standard (vacuum bag technique), che fornisce una pressione uniforme su tutta la superficie del foglio (Fig. 3.27 in basso a destra). Una volta che il ciclo di polimerizzazione della colla è terminato, si procede con l'incollaggio cilindrico: il foglio planare di grandi dimensioni viene arrotolato con cautela su un mandrino cilindrico (Fig. 3.28 in alto), ricoperto da uno strato di Teflon di 0.4 mm, materiale autolubrificante, usato per estrarre il cilindro limitando l'attrito superficiale. Uno strato di colla epossilica viene spalmato sull'ultima regione di Kapton rimasta libera, al fine di chiudere il cilindro e conferire la forma finale al foglio GEM. Anche in questa fase, la polimerizzazione della colla avviene sotto vuoto (Fig. 3.28 in basso). A questo punto, sulle estremità del foglio cilindrico, fuori dall'area attiva, vengono incollati anelli di fibra di vetro, che fungono da unico sostegno della struttura e da spaziatori per definire il giusto spessore delle gap. Atteso il tempo di polimerizzazione, il layer cilindrico è pronto.

Per i layer numero 3 e 4 è stato necessario equipaggiare gli elettrodi con griglie di PEEK, un polimero organico termoplastico con ottime proprietà di resistenza chimica



Figura 3.28: Fasi salienti dell'incollaggio cilindrico: in alto, il foglio GEM di grandi dimensioni viene adagiato sul mandrino. In basso, dopo aver effettuato l'incollaggio cilindrico, l'elettrodo viene circondato da tessuto traspirante (in verde) e racchiuso in una vacuum bag per praticare il vuoto.

e meccanica. La griglia serve a contenere il rilassamento meccanico dei fogli GEM, che potrebbe essere generato da un aumento di temperatura (fino a 50°C) nella regione di interazione di KLOE-2. Per questo motivo, la Divisione Acceleratori ha elaborato un sistema di raffreddamento per la regione di interazione, per ridurre fino a $\sim 30^{\circ}\text{C}$ la temperatura che l'Inner Tracker dovrà sopportare. I componenti delle griglie seguono un iter di preparazione e assemblaggio (cfr. 3.5.3) disconnesso dalla costruzione delle CGEM. Una volta realizzate, esse vengono adagiate sui fogli cilindrici e saldate con gocce di Araldite sulla regione non attiva, in prossimità degli anelli di sostegno (Fig. 3.29). Per costruire una CGEM sono necessarie tre griglie: una da inserire nella gap catodo-GEM1, una per la gap GEM1-GEM2 e una per la gap GEM2-GEM3.

Anodi e catodi vengono realizzati con una procedura molto simile. Un catodo è costituito da due fogli di catodo (Kapton/Cu $50/5\ \mu\text{m}$, cfr. sezione 3.5.1), incollati su uno strato di honeycomb Nomex¹⁰, un materiale leggero non metallico, con buona resistenza a corrosione e facilmente modellabile. Dapprima un foglio planare di catodo viene

¹⁰Nome registrato (Du Pont Co.).

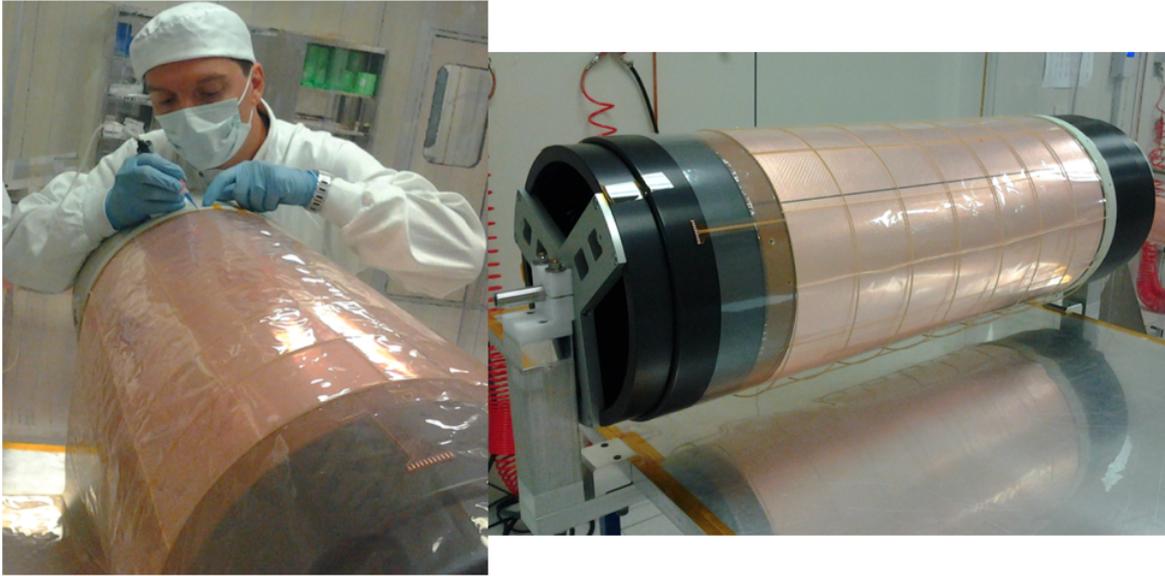


Figura 3.29: A sinistra, incollaggio di una griglia di peek su un elettrodo del Layer3. A destra, fotografia dello stesso elettrodo GEM, al termine del processo di polimerizzazione della colla che tiene salda la griglia all'elettrodo stesso.

incollato sul Nomex; poi, atteso il tempo di polimerizzazione dell'Araldite sotto vuoto, il composito viene posizionato sul mandrino e, con grande cautela, viene reso cilindrico, incollando sulla superficie libera del honeycomb anche il secondo foglio di catodo. L'anodo, invece, consiste in un multistrato di fibra di carbonio (CF), honeycomb e circuito di readout a strip X e V (CF/Nomex/CF di spessori 0.25/3.00/0.25 mm). La fibra di carbonio conferisce robustezza all'intera struttura cilindrica.

Quando gli anodi e i catodi hanno assunto la forma cilindrica, alle loro estremità vengono fissati degli anelli di Permaglass (spessi 3 mm e 2 mm per anodo e catodo rispettivamente), usati per creare gli ingressi e le uscite del gas. Il Permaglass è un materiale omogeneo, non stratificato, che permette una lavorazione priva di residui fibrosi.

Preparati i cinque elettrodi cilindrici (catodo, GEM1, GEM2, GEM3, anodo) che costituiscono un layer, essi devono essere estratti dai rispettivi mandrini ed inseriti uno dentro l'altro. L'inserimento viene effettuato sfruttando un sistema meccanico di precisione, appositamente sviluppato per questo scopo. La macchina che permette l'inserimento è chiamata Vertical Insertion System (VIS) ed è caratterizzata da una precisione di allineamento assiale di 0.1 mm su una lunghezza di 1.5 m. La procedura di inserimento è molto delicata, perché eventuali disallineamenti potrebbero generare increspature permanenti sulle superfici degli elettrodi, soprattutto per il Layer3 ed il Layer4, che tra gli elettrodi hanno le griglie di PEEK. Inizialmente, nel VIS viene inserito l'anodo con il suo mandrino e, grazie ad un sistema meccanico di scorrimento controllato manualmente, l'anodo viene sfilato dal mandrino, sfruttando le proprietà autolubrificanti del suo rivestimento di

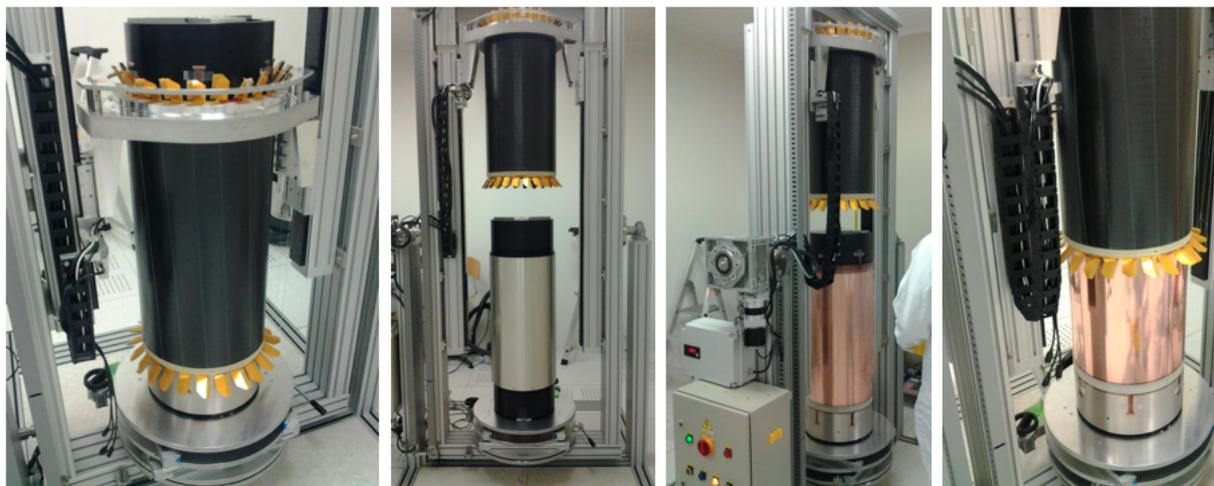


Figura 3.30: Fasi salienti della procedura di inserimento degli elettrodi. Da sinistra verso destra: l'anodo ed il suo mandrino sono posizionati nel VIS; l'anodo è stato sfilato dal mandrino, che è ancora nella macchina; GEM3 e il suo mandrino sono stati posizionati nella macchina; l'anodo è in fase di infilaggio sull'elettrodo GEM3.

Teflon. L'elettrodo viene, così, portato in cima alla struttura del VIS e messo in sicurezza. Dopo aver estratto il mandrino dell'anodo dalla macchina, viene inserito l'elettrodo GEM3 con il suo mandrino e, tramite il sistema di scorrimento, l'anodo viene fatto scendere verso l'elettrodo GEM3 e inserito con estrema attenzione intorno ad esso. Concluso l'inserimento, il doppietto di elettrodi viene fissato e la procedura continua finché tutti gli elettrodi risultano inseriti l'uno nell'altro. In Fig. 3.30 vengono riassunte le fasi principali dell'inserimento sull'anodo nell'elettrodo GEM3 del Layer3.

Dopo l'inserimento degli elettrodi, il rivelatore viene sigillato ad entrambe le estremità applicando cordoli di Araldite (Fig. 3.31 a sinistra). A colla polimerizzata, si procede con la saldatura dei connettori HV sulle codine degli elettrodi (Fig. 3.31 a destra), che escono dal volume di rivelazione verso l'esterno. Le codine sono prolungamenti dei fogli di Kapton di ogni elettrodo e consentono di alimentare i film di rame con alta tensione.

La fase finale della costruzione prevede l'annessione di flange di servizio (SF) di Permaglass alle estremità del rivelatore, con lo scopo di sostenere l'elettronica di front-end, i connettori HV e le inserzioni di entrata/uscita del gas, tramite opportune scanalature. In Fig. 3.33 è riportata una fotografia del Layer3 alla fine di tutta la procedura di costruzione. In Fig. ?? è possibile vedere, invece, i quattro layer cilindrici prima del loro assemblaggio a formare l'Inner Tracker.



Figura 3.31: A sinistra, applicazione di Araldite per la sigillatura del Layer3. A destra, saldatura dei connettori HV alle codine di Kapton.

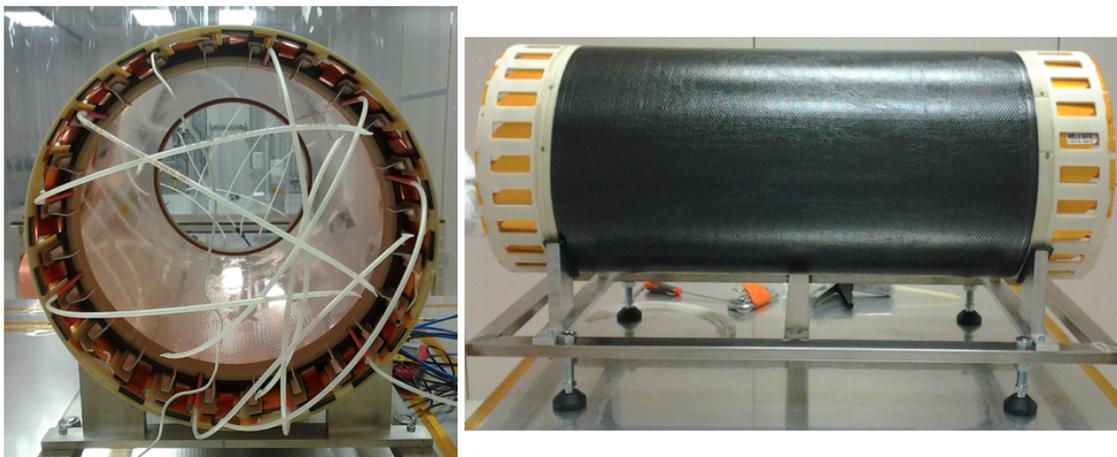


Figura 3.32: Layer3 assemblato. A sinistra, vista in sezione: sono visibili gli inserti gas, ricoperti da una guaina termorestringente di colore rosso. A destra, profilo del rivelatore: si vedono la fibra di carbonio e le flange di servizio (SF) alle estremità del cilindro.

3.5.3 Preparazione dei materiali e controlli di qualità

Prima dell'assemblaggio di tutte le parti del rivelatore, ogni componente subisce un processo di preparazione ben determinato, che generalmente include un'ispezione ottica globale,

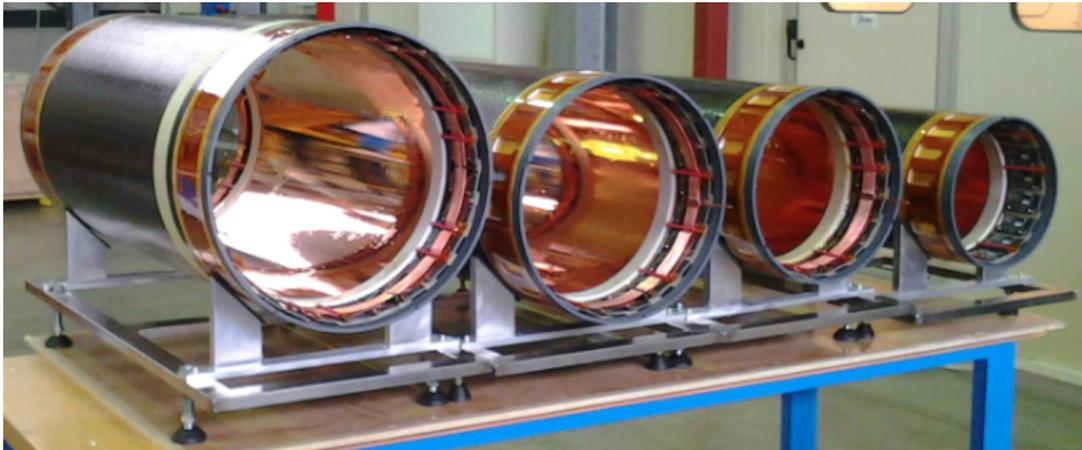


Figura 3.33: Fotografia dei quattro layer dell'Inner Tracker prima del loro assemblaggio: da sinistra a destra si vedono il Layer1, il Layer2, il Layer3 e il Layer4.

una pulizia e una verifica di connettività elettrica.

Fogli GEM

I fogli GEM vengono prodotti al CERN dal gruppo TE-MPE-EM (Technology Department-Machine Protection and Electrical Integrity group-Electronics Modules). Come già detto in precedenza, i fogli sono strutture composite di Cu/Kapton/Cu di spessori 5/50/5 μm . I film di rame che ricoprono il Kapton su entrambi i lati mostrano una struttura settoriale, schematizzata nelle Figg. 3.34, 3.35. Questo permette di ridurre l'energia immagazzinata e, quindi rilasciata in caso di scarica, attraverso i fori di moltiplicazione. Un lato del foglio – al quale ci si riferisce con la dicitura “lato top” – è suddiviso in 4 macrosettori, ognuno dei quali è in corrispondenza di una codina. Ogni macrosettore è suddiviso, a sua volta, in 10 microsettori, alimentati dalle codine uno indipendentemente dall'altro. Una codina non è altro che un prolungamento della cornice di Kapton che circonda l'area attiva. Su di essa sono incise 10 piste di rame, ognuna delle quali giunge ad un singolo microsettore per alimentarlo con alta tensione. Sull'altro lato del foglio – “lato bottom” – il film di rame risulta diviso solo in 4 macrosettori e la struttura più fine è assente. Sul lato bottom le codine hanno una sola pista di rame, che serve ad alimentare l'intero macrosettore.

Un primo test di qualità viene effettuato al CERN dal gruppo produttore: oltre ad un'ispezione ottica globale, ogni settore viene alimentato con una tensione fino a 500 V, per rintracciare eventuali perdite di corrente, che devono comunque rimanere sotto i 5 nA. Questo test viene effettuato in una camera pulita, a temperatura e umidità relativa dell'ambiente.

I fogli vengono inviati ai LNF all'interno di rivestimenti plastici di protezione, che non danneggiano le GEM. Giunti ai LNF, i fogli GEM vengono portati in una camera pulita,



Figura 3.34: In alto, schema della segmentazione in macrosettori e microsettori del lato top di un foglio GEM. In basso, schema della segmentazione in macrosettori del lato bottom di un foglio GEM.

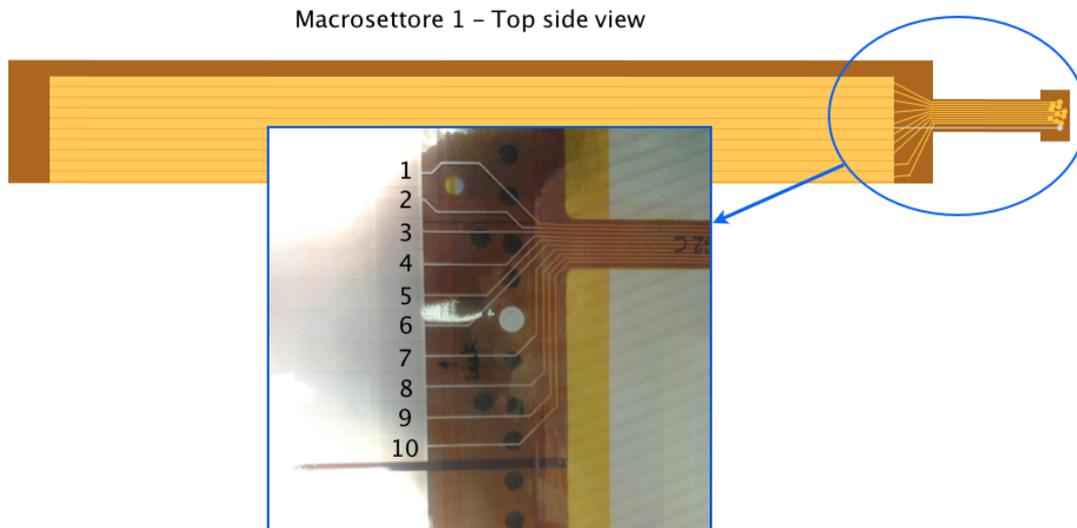


Figura 3.35: In alto, schema della segmentazione in microsettori di un macrosettore, con piste di rame che alimentano ognuna un microsettore. In basso, fotografia delle 10 piste di rame che dalla codina si raccordano con i microsettori di un macrosettore di un foglio GEM.

dove vengono conservati in un apposito armadio. Nella stessa camera pulita vengono svolte tutte le attività di controllo, preparazione e assemblaggio dei pezzi. Le GEM non devono essere pulite, perché sono oggetti intrinsecamente puliti. Ogni tentativo di pulitura è caldamente sconsigliato, perché altamente dannoso per le GEM. I fogli possono solo essere investiti da un debole flusso di azoto, al fine di rimuovere grani di polvere eventualmente presenti sulla superficie attiva e/o sulla cornice di Kapton.

Prima di passare all'incollaggio, i fogli vengono scrupolosamente ispezionati visivamente, per rintracciare difetti di manifattura: mancanza di fori, assenza di parti di metallo e Kapton sottostante. Se vengono rintracciate queste inomogeneità, un'ispezione più approfondita viene effettuata con un microscopio equipaggiato con una telecamera digitale, che permette di misurare le dimensioni dei difetti e di studiarne la natura.

Un test preliminare di continuità elettrica viene effettuato usando un multimetro, posizionando i puntali direttamente sulle piste di rame delle codine: bisogna verificare che le piste del lato top siano effettivamente connesse ognuna con il microsettore da alimentare, ovvero che la resistenza del contatto conduttivo sia molto piccola ($\simeq 1 \Omega$).

Il test di alta tensione viene effettuato adagiando il foglio GEM in una scatola di plexiglass (glass box), che viene chiusa e riempita con azoto flussante, al fine di ridurre l'umidità relativa interna alla box al di sotto del 10% (tempo necessario $\simeq 5$ ore). La glass box deve essere prima pulita con alcool isopropilico e poi asciugata con N_2 , in modo da posizionare il foglio GEM su una superficie pulita e asciutta. L'abbattimento dell'umidità relativa all'interno della box riduce il rischio di generare scariche, anche tensionando il foglio GEM con differenze di potenziale fino a 600 V. La glass box è dotata di 4 connettori (tail connectors), attraverso i quali è possibile collegare le codine di Kapton del foglio GEM con un generatore HV esterno. Il test HV deve essere fatto su un macrosettore per volta. La tensione viene erogata ad ogni microsettore singolarmente, attraverso un resistore di limitazione di 500 M Ω , che tiene in sicurezza il sistema di alimentazione in caso di scarica; i macrosettori sul lato bottom del foglio GEM vengono messi a massa. Quando la GEM viene collegata ai connettori della box, deve essere verificata la continuità elettrica tra le piste di rame delle codine di Kapton e le 11 boccole di ingresso dei connettori della box.

Lo scopo del test è rintracciare eventuali cortocircuiti tra microsettori del lato top e macrosettori del lato bottom, perché tali cortocircuiti potrebbero generare correnti di dispersione e scariche fortemente dannose per le GEM. Il foglio viene tensionato gradualmente, applicando una d.d.p. massima di 600 V:

- da 0 a 400 V con salti di 100 V di durata 60 s ognuno;
- da 400 a 500 V con due salti da 50 V per 60 s ognuno;
- da 500 a 600 V con salti da 10 V per 60 s ognuno;
- a 600 V il monitoraggio delle correnti deve durare 3 minuti.

Un PC, interfacciato con un amperometro montato in serie con il generatore HV, permette di monitorare le correnti e le tensioni dei dieci microsettori sotto test, mediante un'interfaccia Labview. La corrente per ogni canale di alimentazione deve rimanere costante, intorno ad un valore di soglia non superiore a 2 nA. Tramite l'interfaccia Labview è possibile anche tenere sotto controllo l'umidità relativa e la temperatura presenti nella box: se l'umidità tende a superare il 10%, allora si deve aumentare il flusso di azoto. Eventuali scariche o situazioni anomale devono essere registrate in un foglio di lavoro Excel, che viene archiviato ed usato per effettuare statistiche sulle prestazioni dei fogli sottoposti a verifica. In Fig. 3.36 è possibile vedere una fotografia degli strumenti usati per i test di alta tensione. In Fig. 3.37, invece, è riportato uno schema della configurazione sperimentale. Dalle statistiche del Layer2 si apprende che solo 5 su 640 microsettori testati presentano correnti di dispersione maggiori di 1 nA a 600 V.

La presenza di scariche potrebbe essere preoccupante se troppo frequente; tuttavia, durante i test può succedere che alcune scariche vengano generate da residui di pulviscolo presenti nella scatola di plexiglass. Anche difetti locali dei fogli possono generare scintille, che a volte sono visibili ad occhio nudo, attraverso il coperchio della glass box. Qualunque sia la causa, la presenza di scariche deve essere allarmante, perché sintomo di possibili difetti o di elevate correnti di dispersione. Inoltre, scariche ripetute e ravvicinate nel tempo potrebbero danneggiare in modo permanente l'area attiva del foglio GEM, se localizzate nello stesso punto.

Griglie di PEEK

Le griglie di PEEK sono state inserite solo nel Layer3 e nel Layer4, i quali, date le loro dimensioni, avrebbero subito deformazioni non del tutto trascurabili se la temperatura della regione di interazione di KLOE-2 avesse superato i 40 °C. Il numero di griglie da comporre per ogni layer cilindrico è 3: una da inserire nella gap tra catodo e GEM1, una per la gap tra GEM1 e GEM2 e una per la gap tra GEM2 e GEM3. Per assemblare una griglia, che naturalmente alla fine deve assumere forma cilindrica (Fig. 3.38 a sinistra), sono necessari pezzi di forma longitudinale (rod) e pezzi di forma anulare (ring). I pezzi sono spessi 300 μm e larghi 2 mm [3 mm] per le griglie da inserire nelle gap GEM1-GEM2 e GEM2-GEM3 [catodo-GEM1]. Sia i ring che le rod sono dotati di scanalature larghe 1 mm, da utilizzare per incastrare insieme i pezzi (Fig. 3.38 a destra), per conferire alla griglia la forma cilindrica.

I componenti delle griglie arrivano presso i LNF su supporti rigidi. Di seguito vengono elencate le operazioni da eseguire, in ordine, per la preparazione:

1. Distaccamento di tutti i pezzi dai loro supporti: usando acetone e spatola è possibile ammorbidire la colla che tiene saldi i pezzi di PEEK ai supporti.
2. Un primo bagno in acetone puro (durata 60 minuti) serve ad ammorbidire l'ingente quantità di colla presente sui pezzi di PEEK. Il solvente deve essere sufficiente a

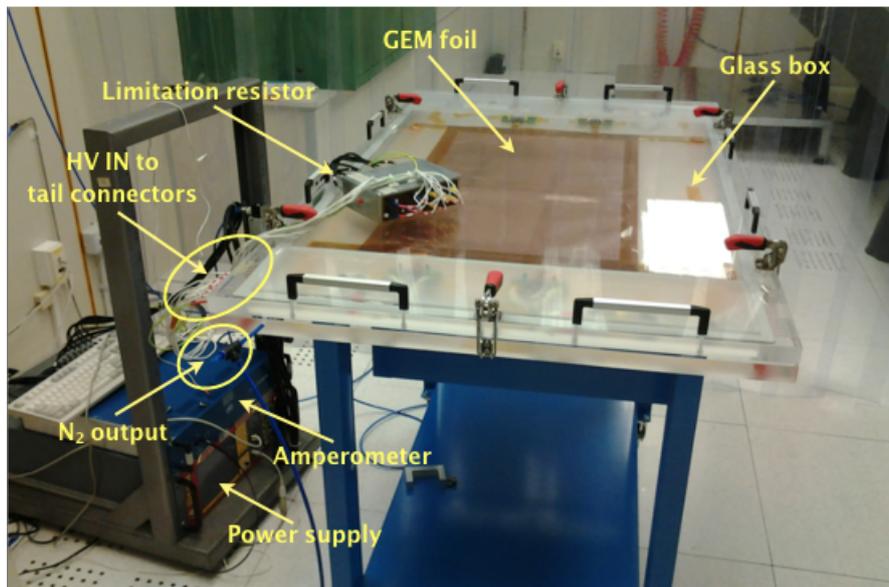


Figura 3.36: Glass box con un foglio GEM al suo interno. Sono visibili anche la scatola contenente il resistore di limitazione da $500\text{ M}\Omega$, le bocche per l'ingresso dell'alta tensione nella box e il tubo di uscita per l'azoto dalla glass box.

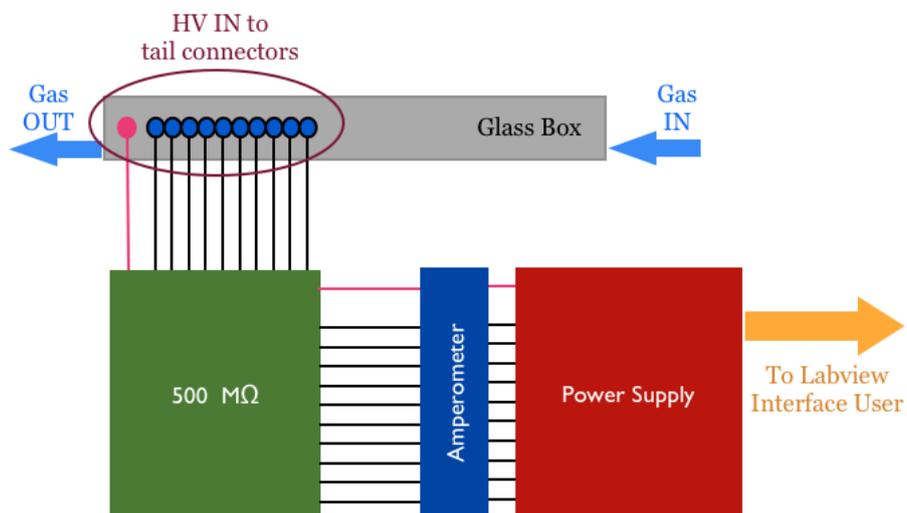


Figura 3.37: Schematizzazione della configurazione dei test di alta tensione.

coprire completamente i pezzi. Usando una spatola, doppia protezione per le mani e una mascherina con filtro per l'aria, si passa a rimuovere la colla, tenendo i pezzi immersi nel solvente.

3. Rimossa la colla, i pezzi devono essere puliti con alcool isopropilico, usando un panno di carta, per riuscire a rimuovere anche i più piccoli residui di colla (visibili ad occhio nudo, perché di colore giallastro).
4. Con carta abrasiva molto fine si procede alla levigatura dei bordi di tutti i pezzi, avendo cura di non provocare deformazioni, soprattutto alle estremità, dove la presenza delle scanalature rende il materiale molto debole e facilmente deformabile.
5. Pulitura con alcool isopropilico.
6. I pezzi vanno ispezionati con estrema attenzione al microscopio, per rintracciare eccessi di PEEK ancora presenti sui bordi e all'interno delle scanalature. Qualora presenti, questi lembi di materiale vanno rimossi con l'ausilio di un bisturi e/o di pinzette da laboratorio. In Fig. 3.39 è possibile notare le differenze tra un pezzo di PEEK con (sinistra) e senza (destra) eccessi di materiale superfluo.
7. Se l'ispezione al microscopio ha evidenziato la presenza di residui di colla, va ripetuto un ciclo di pulitura con alcool isopropilico.
8. Effettuare due lavaggi ad ultrasuoni con circa 10 litri di acqua demineralizzata, ognuno della durata di 30 minuti. Dopo il primo lavaggio, l'acqua va decantata e la vasca deve essere pulita con alcool isopropilico e, infine, asciugata.
9. I pezzi vanno adagiati su un supporto, precedentemente pulito con alcool isopropilico ed asciugato con azoto.
10. Un'ultima ispezione al microscopio deve essere effettuata per verificare la buona riuscita del processo di preparazione.
11. Tutti i pezzi finiti vanno adagiati sui sostegni utilizzati in precedenza e vanno protetti con un foglio di Mylar.

L'assemblaggio delle griglie avviene in camera pulita: i ring e le rod necessari per costruire una griglia (per esempio, per le griglie del Layer3 servono 8 ring e 12 rod) vengono disposti su un dispositivo costruito appositamente per l'incollaggio dei componenti delle griglie (Fig. 3.40). Il dispositivo permette di posizionare in modo corretto i componenti e di incollare le giunzioni con una sola goccia di colla epossilica. La procedura è particolarmente dispendiosa in tempo, a causa del periodo di polimerizzazione della colla e del limitato numero di giunzioni che possono essere incollate in un ciclo.

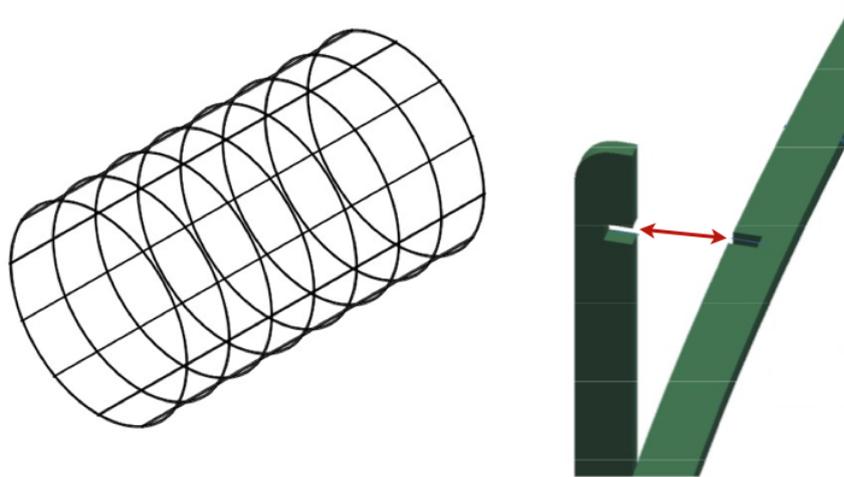


Figura 3.38: A sinistra, schema della griglia di peek cilindrica. A destra, ingrandimento delle scanalature da utilizzare per incastrare insieme ring e rod.

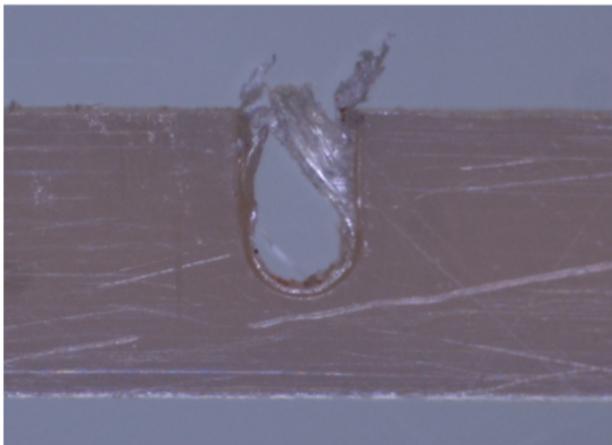


Figura 3.39: Ispezione al microscopio di un componente di una griglia di PEEK del Layer4: nella foto a sinistra sono evidenti eccessi di materiale all'interno della scanalatura; nella fotografia a destra, invece, è possibile vedere il risultato finale, dopo la rimozione del PEEK in eccesso.

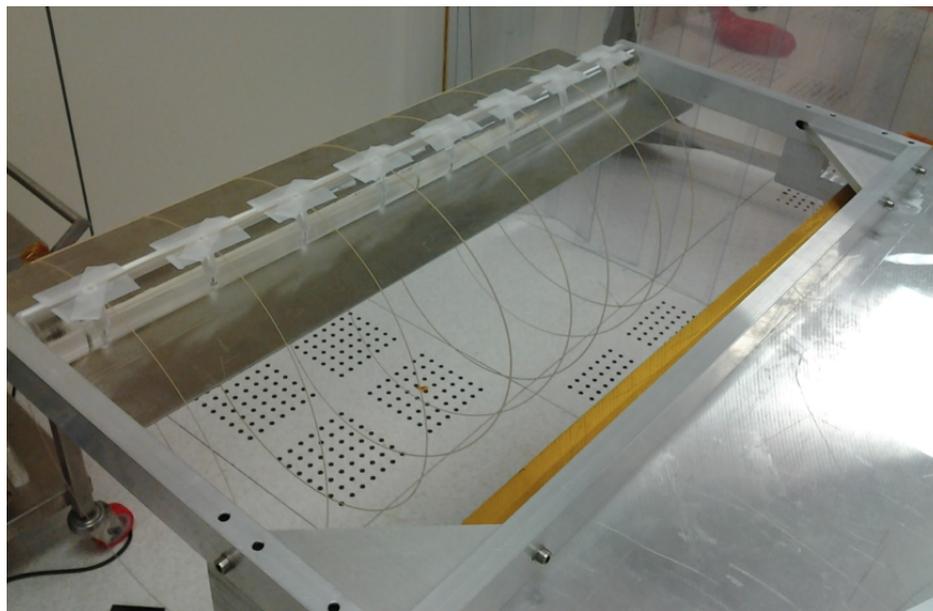


Figura 3.40: In figura è possibile vedere il dispositivo usato per l'assemblaggio dei componenti delle griglie e i ring e le rod adagiati su esso.

Fogli di readout

I circuiti di readout vengono prodotti dal gruppo TE-MPE-EM del CERN, sulla base del progetto elaborato presso i laboratori di Frascati. La ricerca di eventuali cortocircuiti tra le viste X e V viene effettuata direttamente al CERN dal gruppo produttore, così come la verifica delle connessioni tra vias e pad V. Giunti ai LNF, i circuiti vengono ispezionati e validati solo dopo che, avendo misurato la distanza tra prima ed ultima strip in punti diversi e per entrambe le coordinate, la deviazione dal valore nominale non abbia superato i $100 \mu\text{m}$.

Alla stregua dei fogli GEM, i circuiti di readout non devono essere sottoposti ad alcun processo di pulitura. Essendo le parti più delicate di ogni layer, i piani di readout devono essere maneggiati sempre con massima attenzione e rispettando assolutamente tutte le norme previste per lavorare in una camera pulita.

3.5.4 Test di tenuta gas

Una volta assemblato, ogni layer deve essere sottoposto ad un test di tenuta gas, che viene effettuato per rintracciare eventuali perdite di gas da parte del rivelatore. Il test va fatto in camera pulita, perché, qualora fossero presenti piccoli fori nel rivelatore, residui di umidità e agenti contaminanti potrebbero penetrare al suo interno, causando problemi alla prima accensione.

Nella prima fase del test, nel rivelatore viene flussato azoto e viene misurata la differenza tra i flussi entrante ed uscente. Il gas deve fluire nel modo corretto all'interno del rivelatore: gli anelli di sostegno presenti alle estremità del cilindro hanno scanalature che permettono di far entrare e non di uscire il gas e viceversa; perciò, il gas viene fatto fluire dal lato "Gas In" al lato "Gas Out". I due lati sono riconoscibili, perché dal lato Gas In l'anello di sostegno presenta una spaccatura saldata con Araldite. La misura viene effettuata usando due flussimetri di massa: uno viene installato a monte ed uno a valle del rivelatore. Naturalmente, deve essere fissato un offset per le misure di flusso. Questa operazione viene eseguita cortocircuitando i due flussimetri e misurando il flusso per entrambi: la differenza tra i due flussi è l'offset cercato. L'eventuale perdita di gas da parte del rivelatore corrisponde ad una riduzione di flusso di azoto in uscita. Perciò, un'eventuale perdita di gas corrisponderebbe ad una differenza di flusso considerevolmente diversa dal valore di offset. Per il Layer3, la perdita di azoto misurata era inferiore a 1%.

Nella seconda fase, la linea di uscita del gas della camera cilindrica viene collegata ad un misuratore di pressione differenziale. Lo scopo è misurare la sovrappressione dell'azoto in funzione del tempo, mentre il flusso entrante è acceso: una perdita di gas risulterebbe in una diminuzione di sovrappressione. Per il Layer3 è stata osservata una diminuzione di sovrappressione di 0.01 mbar in 30 min.

Capitolo 4

Validazione delle camere cilindriche

In questo capitolo verranno descritte le misure effettuate presso il Cosmic Ray Test Stand, l'area dei Laboratori Nazionali di Frascati dedicata allo studio e alla verifica del funzionamento di ciascuno dei quattro layer che costituiscono l'Inner Tracker di KLOE-2. Dopo una breve descrizione dell'elettronica di front-end e del sistema di acquisizione, si parlerà della configurazione sperimentale adottata per portare avanti la campagna di misure sui quattro tracciatori e verranno focalizzati alcuni punti importanti sulla metodologia sfruttata per leggere i segnali delle strip X e V delle camere cilindriche.

L'attenzione sarà rivolta alle varie fasi della validazione di ogni layer, dalla prima accensione fino al tracciamento con i raggi cosmici. In particolare, saranno oggetto di discussione:

- gli studi preliminari di uniformità del guadagno, effettuati alla prima accensione del rivelatore;
- i test di impulsaggio, necessari per verificare che tutte le schede dell'elettronica di front-end siano in grado di leggere i segnali indotti sulle strip del rivelatore;
- l'esplorazione dell'intero rivelatore con una sorgente radioattiva di ^{90}Sr , al fine di studiare il comportamento del readout a strip X e V, in connessione con le proprietà di moltiplicazione, trasferimento e condivisione della carica, tipiche del rivelatore;
- i test effettuati con i raggi cosmici, per studiare le proprietà di tracciamento delle camere cilindriche.

L'esposizione sarà il più possibile comprensiva e rappresentativa delle attività svolte durante il lavoro di tesi presso i LNF, sebbene i punti di cui sopra non verranno affrontati singolarmente per ciascun layer.

4.1 L'elettronica di front-end e il sistema di acquisizione dati

L'esperimento KLOE-2 sfrutta un sistema di trigger a due livelli, separati da un intervallo temporale fissato e caratterizzati da un tempo morto di $\sim 3 \mu\text{s}$. Il livello 1 del trigger viene asserito 200 ns dopo il bunch crossing; perciò, i segnali discriminati provenienti dall'IT devono essere sincronizzati opportunamente con il primo livello di trigger di KLOE-2. I circuiti di front-end GASTONE-ASIC [39] sono stati sviluppati appositamente per sincronizzare i segnali provenienti dall'IT con il livello 1 del trigger di KLOE-2, ottimizzare il rapporto segnale-rumore, ridurre il consumo energetico e fornire elevata modularità.

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) [40], è costituito da tre sistemi elettronici: le schede di front-end, ciascuna equipaggiata con due chip GASTONE, le schede GIB (Global Interface Board), che permettono la comunicazione con il mondo esterno, e i Readout Driver (ROD), che effettuano un event-building di primo livello.

4.1.1 Il GASTONE-ASIC

Le schede di front-end sono equipaggiate con due chip GASTONE (GEM Amplifier Shaper Tracking ON Events), ciascuno provvisto di 64 canali di lettura. Ogni chip è in grado di leggere fino a 64 strip del rivelatore, per un totale di 128 canali per scheda di front-end. I GASTONE contengono una parte analogica ed una digitale, di seguito descritte. Il diagramma a blocchi di un GASTONE è mostrato in Fig. 4.1.

La sezione analogica del circuito GASTONE consiste in un preamplificatore, un formatore, un discriminatore ed un monostabile. Il preamplificatore integra il segnale di corrente e produce un segnale di tensione in uscita verso il formatore, con un guadagno di 5.6 mV/fC. Il formatore filtra il rumore, conferendo al segnale una forma semigaussiana, con un peaking time di $90 \div 200$ ns. Preamplificatore e formatore forniscono un guadagno complessivo di 20 mV/fC. Un discriminatore a soglia variabile tra 0 e 200 fC segue il formatore e genera l'informazione digitale sullo stato di un canale del rivelatore – acceso o spento – necessaria per la ricostruzione degli hit. Il monostabile segue il discriminatore e serve ad impostare la durata del segnale: è possibile avere segnali in uscita di lunghezza $200 \text{ ns} \div 1 \mu\text{s}$. Il consumo totale della sezione analogica è di 1 mW/canale.

La parte digitale è stata progettata ed implementata per gestire i segnali che viaggiano sui 64 canali analogici di ogni chip GASTONE. All'arrivo del trigger, i segnali discriminati vengono immagazzinati in registri a 96 bit, di cui 64 sono riservati per i dati ed i restanti per l'identificazione del trigger e del canale, nonché per identificare l'inizio e la fine del blocco di informazioni. Per evitare cross-talk tra parte analogica e digitale, il segnale di clock per il readout viene generato solo dopo l'arrivo del trigger. Il trasferimento di un blocco di informazioni dura 960 s, essendo la frequenza di trasferimento di 100 Mbps. Lo slow control del chip GASTONE è implementato tramite protocollo SPI, caratterizzato

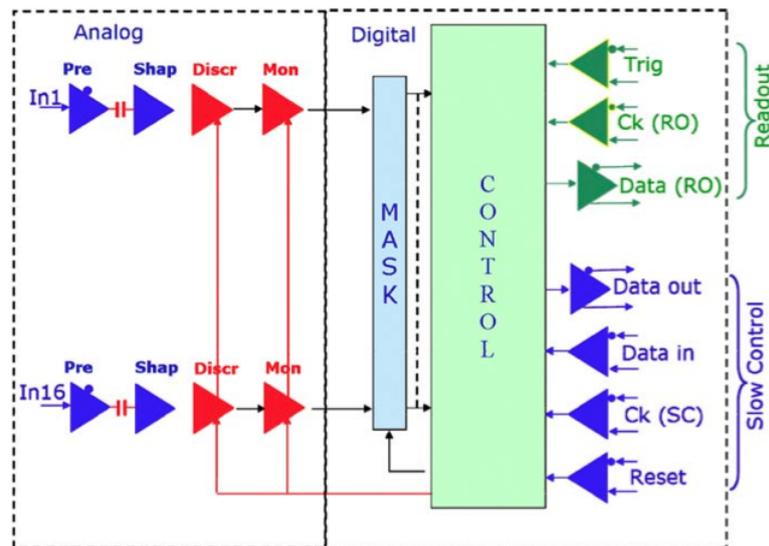


Figura 4.1: Diagramma a blocchi dei GASTONE-ASIC dell'Inner Tracker di KLOE-2.

da un clock di 1 MHz, usando 28 registri da 8 bit. Alcuni di questi bit vengono riservati per configurare una procedura di test, attraverso la quale è possibile iniettare 10 fC per ogni canale e leggere il risultato del test. La potenza spesa dalla sezione digitale è di 33 mW.

4.1.2 Architettura hardware del DAQ

Ogni scheda GASTONE è in grado di leggere 128 canali – un canale legge il segnale di una strip del readout – ed è connessa, tramite un cavo segnale, ad una scheda GIB. Le schede GIB sono state sviluppate per impostare i parametri delle schede di front-end, per fornire loro la tensione di alimentazione e per scaricare i dati da 8 schede GASTONE, per un totale di $128 \times 8 = 1024$ canali. Le GIB sono schede basate sulla tecnologia Xilinx Virtex 4FX FPGA (Field Programmable Gate Array), dotate di un processore IBM Power PC (PPC405), che lavora ad una frequenza di 300 MHz. Tutte le periferiche sono connesse al processore da un PLB46 (Processor Local Bus), che lavora a 100 MHz. Il processore è interfacciato al mondo esterno attraverso quattro protocolli di comunicazione: un Gigabit Ethernet ed una connessione ottica da 2 Gbps, per trasferire i dati ad una farm on-line, e un USB2 e un RS232, utilizzati per verificare il buon funzionamento del sistema di acquisizione. Il Power PC salva i dati in una FIFO e li trasmette ad una farm on-line tramite la connessione ottica da 2 Gbps, oppure attraverso la connessione Gigabit Ethernet.

A causa della complessità delle operazioni da svolgere, la memoria necessaria a far girare il codice sul Power PC è maggiore di quella disponibile nello standard FPGA (8

kbyte). Questo problema è stato risolto con l'implementazione di un sistema che scarica il codice da una memoria flash e lo esegue in una memoria DDR2 ad accesso casuale.

Il Readout Driver (ROD) di KLOE-2 è una scheda VME, che riceve le informazioni inviate dalle GIB via fibra ottica. Ogni scheda ROD ospita fino a 16 connessioni ottiche da 2 Gbps ciascuna ed effettua un event-building di primo livello. Le schede implementano un protocollo di trasferimento a singolo ciclo, SCT, a singolo blocco, BLT, e multiplo blocco, MBLT 2eVME e 2eSST, per raggiungere un throughput massimo di 320 MB/s.

In fig. 4.2 è riportato uno schema dell'architettura hardware del sistema di acquisizione: i dati acquisiti dai chip GASTONE vengono inviati alle GIB tramite i cavi segnale; le schede GIB comunicano via fibra ottica con i ROD, contenuti in un crate VME; un processore VME gestisce le GIB e impartisce, tra l'altro, l'ordine di trasferire i dati su una farm on-line, tramite protocollo TCP/IP.

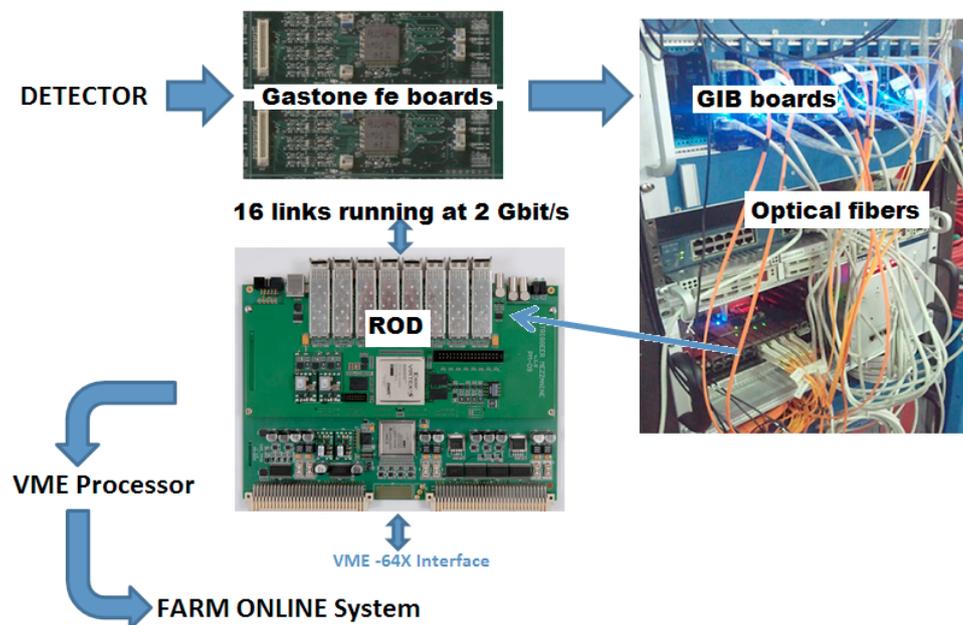


Figura 4.2: Schema dell'architettura hardware del sistema di acquisizione dati.

4.1.3 Architettura software del DAQ

Per acquisire i dati da una singola scheda GIB, il processore FPGA è stato dotato di un server telnet, che permette di amministrare la scheda GIB stessa e tutti le schede GASTONE ad esso connesse. Le schede GIB sono slave, mentre i ROD sono master. I registri dei componenti da gestire sono memorie mappate nello spazio di indirizzamento del Power PC della scheda FPGA; perciò, inviando una specifica informazione al server

è possibile impostare e leggere il contenuto dei registri. Questo permette di configurare i parametri dei chip GASTONE e di avere informazioni relative all'acquisizione, come il numero di trigger acquisiti.

Il server telnet sfrutta un protocollo TCP/IP per il trasferimento dei dati: per ogni scheda GIB viene stabilito un singolo socket TCP, che permette, appunto, di trasferire i dati alla farm on-line. I socket IP vengono utilizzati per scopo di debugging del sistema e monitoraggio, in modo da massimizzare il throughput. Un processo denominato L2IT ha il compito di leggere tramite VME il ROD, che raccoglie i dati provenienti da una singola scheda GIB e di immagazzinarli in una memoria FIFO condivisa. Anche l'inizializzazione del front-end viene fatta via fibra ottica, con un protocollo custom. Infine, un processo della farm accede ai dati della memoria condivisa e li mette insieme, effettuando la ricostruzione di un evento, mettendo insieme i frammenti provenienti da ogni GIB.

4.1.4 Slow control

Per gestire il sistema di acquisizione e configurare l'elettronica di front-end è stata costruita un'interfaccia grafica in Java, denominata `Run Control`. La finestra dell'applicazione si presenta suddivisa in tre aree: una consente di inizializzare, configurare, iniziare e terminare un run di presa dati; un'altra permette di leggere su schermo le informazioni del run in corso, come il numero di trigger acquisiti, tipo di run, data e ora di inizio e di fine del run stesso; l'ultima area permette di visualizzare i messaggi che il sistema di acquisizione comunica all'utente. È anche possibile impostare alcuni parametri dei chip GASTONE (per esempio, valori delle soglie per ogni singolo canale di lettura e canali da mascherare, i.e. da non acquisire nel run successivo) e delle schede GIB.

L'applicazione consente, inoltre, di scegliere il tipo di run che si intende effettuare: Production run oppure Pulse run. Nel primo, il DAQ viene configurato in modo da acquisire eventi di fisica (segnali indotti da particelle cariche che incidono sul rivelatore). In questa configurazione il segnale di trigger viene asserito da un sistema di trigger esterno, costituito tipicamente da una coincidenza di due o più scintillatori. I Pulse run, invece, permettono di configurare i chip GASTONE per attivare una modalità di test, che prevede l'iniezione di una carica di 10 fC sui canali dei GASTONE. L'acquisizione può essere effettuata scegliendo se impulsare i canali pari o dispari dei chip GASTONE, oppure entrambi (Pulse Even, Pulse Odd e Pulse All run, rispettivamente). Per i Pulse run, i segnali vengono acquisiti da un trigger random di frequenza 100 Hz.

4.2 Descrizione del setup sperimentale

Presso il Cosmic Ray Test Stand (CRTS) è situato l'apparato sperimentale utilizzato per i test di validazione dei layer dell'IT, di cui è visibile uno schema (vista lato Gas Out) in Fig. 4.3 a sinistra. Una struttura di metallo sorregge un telescopio e il layer

cilindrico (CGEM), che si trova al centro della struttura. Il telescopio è costituito da quattro scintillatori plastici, la cui coincidenza asserisce il trigger nei run di cosmici, e da tre triple GEM planari (PGEM), equipaggiate con un readout bidimensionale a strip ortogonali XY, caratterizzate da una risoluzione spaziale di $\sim 180 \mu\text{m}$ per entrambe le viste e da un'area attiva di $8 \times 8 \text{ cm}^2$. Le camere planari sono fisse e fungono da sistema di tracciamento esterno nello studio delle proprietà di tracciamento della CGEM. Due scintillatori ed un tracciatore PGEM si trovano al di sopra della camera cilindrica, mentre due PGEM e due scintillatori si trovano al di sotto della CGEM.

Il sistema di riferimento del laboratorio (Fig. 4.3 in alto a destra) ha origine nel centro della CGEM, asse z positivo verso l'alto e asse x positivo verso destra, se la camera cilindrica viene osservata dal lato Gas Out; l'asse y è diretto lungo l'asse del cilindro ed è positivo verso il lato Gas In. La fotografia in Fig. 4.4 permette di osservare il setup sperimentale reale adottato durante la validazione di uno dei quattro layer: la struttura metallica sostiene gli scintillatori, le PGEM e la camera cilindrica; accanto alla struttura metallica è presente il rack contenente l'elettronica della catena di acquisizione e le schede utilizzate per implementare il trigger dell'esperimento.

I sistemi di riferimento del laboratorio e di KLOE non coincidono (Fig. 4.3 a destra); l'uno può essere mappato nell'altro mediante una trasformazione degli assi coordinati.

La miscela di riempimento della camera cilindrica e delle PGEM è $\text{Ar}/\text{C}_4\text{H}_{10}$ in proporzioni 90/10. In Fig. 4.5 è riportato uno schema del sistema di flusso del gas nelle camere GEM: i due gas raggiungono l'area sperimentale su due linee separate, per raccordarsi a due flussimetri di massa, che confluiscono in un miscelatore. Quest'ultimo è controllato per mezzo di un pannello elettornico, tramite cui è possibile impostare le proporzioni di argon e isobutano da miscelare. Inoltre, il pannello permette di impostare il valore di flusso in uscita, ovvero di ingresso alle camere (100 SCCM^1). Per l'accensione della camera cilindrica bisogna attendere cinque cambi di volume: per il Layer3, che ha un volume di circa 8 litri (cfr. Tab. A.1 in Allegato A per le dimensioni delle quattro camere cilindriche), con un flusso di 100 SCCM è necessario aspettare circa sette ore per i cambi di volume richiesti.

Uno schema del sistema di alimentazione della GEM cilindrica è riportato in Fig. 4.6. La CGEM viene alimentata da un unico generatore di alta tensione (HV), che deve essere erogata a tutti gli elettrodi della camera: catodo, GEM1 top e bottom, GEM2 top e bottom, GEM3 top e bottom; servono, dunque, sette linee HV per alimentare un layer cilindrico. Dal generatore, infatti, escono sette linee HV, che confluiscono in un distributore di tensione. Un nanoamperometro, collegato in serie al generatore e a monte del distributore, è connesso ad un PC tramite un protocollo telnet e consente di misurare le correnti e le tensioni degli elettrodi. Le tensioni da applicare agli elettrodi vengono impostate da un'interfaccia Labview presente sullo stesso PC, che comunica con il generatore HV tramite un protocollo ethernet.

¹Centimetri Cubi Standard per Minuto.

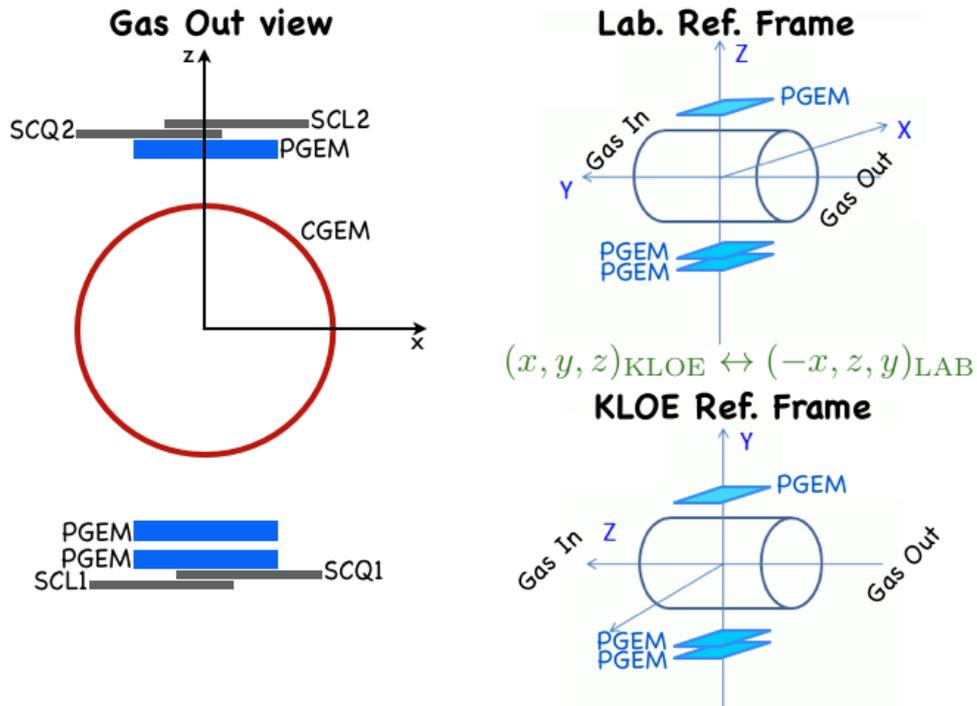


Figura 4.3: A sinistra, schema (non in scala) della configurazione sperimentale adottata al Cosmic Ray Test Stand per i test di validazione dei layer dell'IT (vista Gas Out). A destra, definizione del sistema di riferimento del laboratorio (in alto) e del sistema di riferimento di KLOE (in basso).

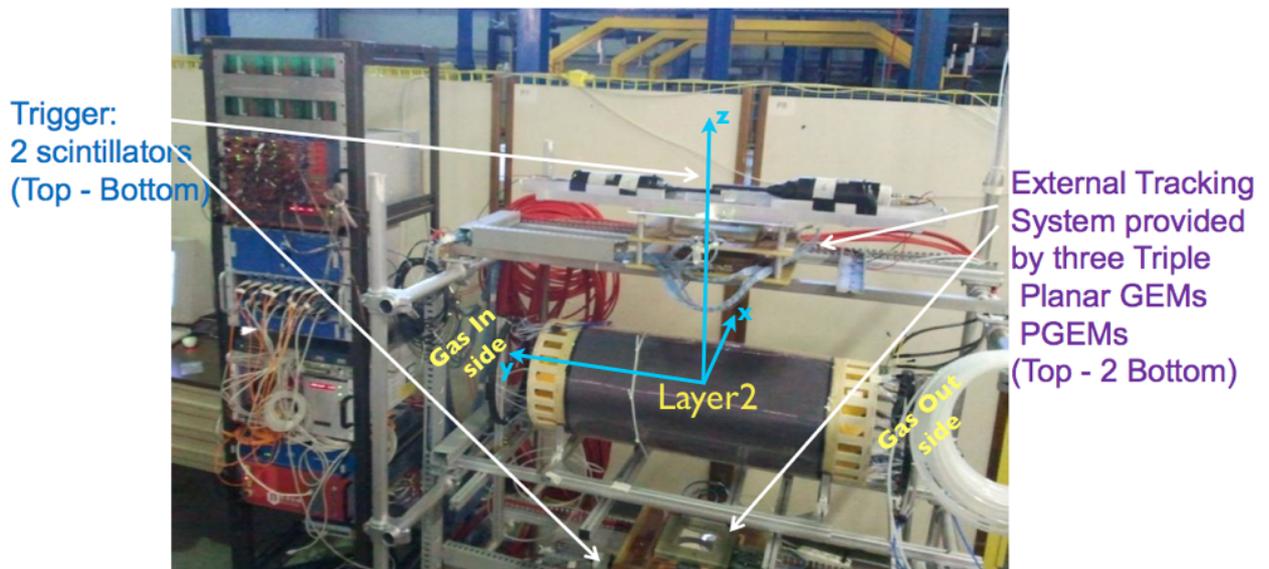


Figura 4.4: Fotografia del setup sperimentale in uso per la validazione dei layer. Nella foto si vede il Layer2 in fase di test.

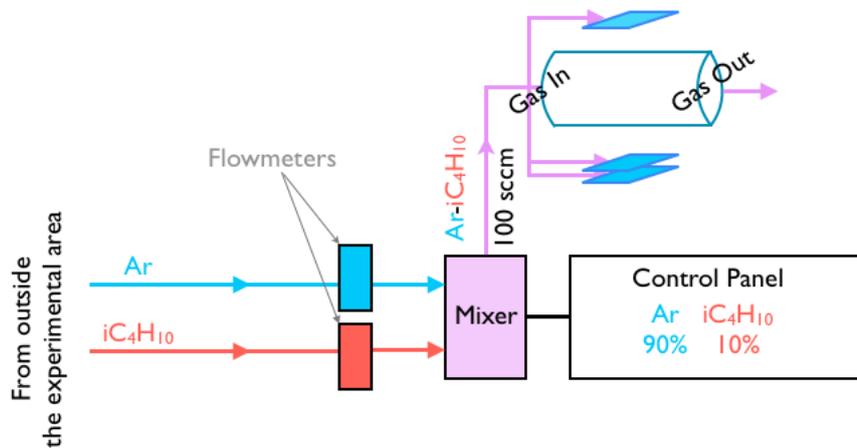


Figura 4.5: Schema del sistema di trasporto del gas per le camere GEM (CGEM e PGEM).

Dal distributore escono due soli cavi: uno per alimentare le codine di Kapton del lato Gas In e uno per alimentare le codine di Kapton del lato Gas Out della CGEM. I due cavi entrano ciascuno in un patch panel (PP), realizzato dal Servizio Elettronico e Automazione dei Laboratori Nazionali di Frascati (SELF). I patch panel si occupano della distribuzione dell'alta tensione ai microsettori degli elettrodi top e ai macrosettori degli elettrodi bottom dei fogli GEM, nonché ai catodi. Per comprendere come vengono alimentati tutti i settori HV di un layer, è utile ricordare quanto osservato nella sezione 3.5.3 a pagina 59 a proposito della struttura settoriale dei fogli GEM: focalizzando l'attenzione su uno stadio di amplificazione, ad esempio GEM3, il numero di microsettori top da alimentare è 120 (10 microsettori per ciascuno dei 12 macrosettori dell'elettrodo top) e il numero di macrosettori bottom è 12 (la struttura in microsettori è assente per gli elettrodi bottom). Il patch panel è costruito in modo da alimentare i 120 microsettori GEM3 top e i 12 macrosettori GEM3 bottom con 6 cavi HV, ognuno responsabile dell'alimentazione di 2 macrosettori top e 2 macrosettori bottom, ovvero di 20 microsettori top e 2 macrosettori bottom; altri 6 cavi HV alimentano i 120 microsettori GEM2 top e i 12 macrosettori GEM2 bottom e altri 6 cavi alimentano i 120 microsettori GEM1 top e i 12 macrosettori bottom. Altri 3 cavi vengono utilizzati per alimentare i tre fogli di Kapton ramato che costituiscono un catodo. Le tre codine di Kapton del catodo escono tutte o dal lato Gas In o dal lato Gas Out: nel caso del Layer3 escono dal lato Gas Out, al quale vengono condotti i cavi. Per questo motivo, come si vede in Fig. 4.6, i cavi HV del catodo (di colore verde) vengono collegati solo alle codine del lato Gas Out.

In realtà, ogni cavo che alimenta i settori dei fogli GEM1, GEM2, GEM3 è un insieme di 14 linee conduttive: 11 linee conducono la tensione ai 10 microsettori di un macrosettore top e al corrispondente macrosettore bottom; 3 linee confluiscono in un connettore jumper, da collegare con le schede di lettura GASTONE per dare il riferimento di massa.

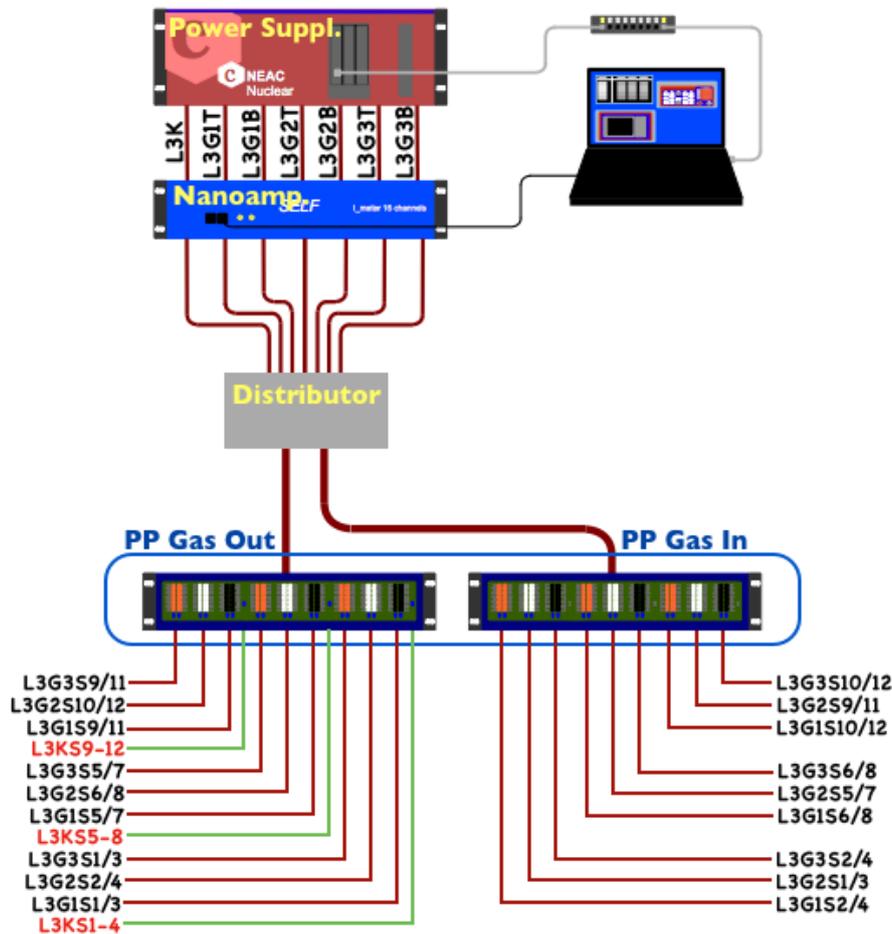


Figura 4.6: Schema del sistema di tensionamento del Layer3.

La catena di acquisizione sfrutta otto schede GIB per acquisire le schede GASTONE che leggono i segnali provenienti dalla CGEM e dalle tre camere planari PGEM. Le GIB0, ..., GIB6 acquisiscono le schede di front-end montate sulla CGEM, mentre la GIB7 acquisisce le schede GASTONE montate sulle PGEM. Ogni scheda GIB può acquisire fino a otto schede GASTONE, ovvero fino a 16 chip GASTONE. Dunque, con otto schede GIB si possono acquisire fino a $(8 \times 8) = 64$ schede GASTONE. Il numero di GIB presenti nel crate è sufficiente per acquisire sia il layer in studio che le tre PGEM. Infatti, considerando che ogni PGEM è equipaggiata con 2 schede GASTONE e che il Layer4 – il tracciatore con il maggior numero di strip – viene acquisito mediante 54 schede GASTONE (cfr. Tab. B.2 in AllegatoB), il numero totale di schede di front-end da acquisire è $(3 \times 2 + 54) = 60 < 64$. Le otto schede GIB sono collegate con un solo ROD, che grazie ai suoi otto canali riesce a gestire tutte le GIB della catena di acquisizione.

4.3 Schema di lettura delle strip

Ogni codina del piano di readout è collegata ad una scheda di front-end, che è equipaggiata con un chip GASTONE di tipo 0 (pari) ed uno di tipo 1 (dispari). Un cavo segnale, il cui connettore dalla parte del piano di readout viene indicato con J#, trasporta le informazioni prodotte dai chip di una scheda GASTONE verso un canale di una GIB.

Guardando un layer dal lato Gas Out, il primo cavo di readout, J1, si trova a monte della spaccatura dell'anello esterno dell'anodo. La numerazione continua in modo progressivo in senso orario dal lato Gas Out e prosegue al lato Gas In, seguendo la stessa convenzione. A titolo esemplificativo, in Fig. 4.7 viene riporato lo schema della convenzione sulla numerazione dei cavi di readout per il Layer2. Immaginando di vedere il readout cilindrico srotolato in un piano, la convenzione sulla numerazione dei cavi è ancora visibile in Fig. 4.8: il Layer2 ha 42 codine di readout da equipaggiare; occorrono, perciò, 42 cavi di readout per acquisire l'intero Layer2: J1, ..., J21 dal lato Gas Out e J22, ..., J42 dal lato Gas In.

La geometria cilindrica ha forzato l'utilizzo di una tecnica di lettura delle strip molto particolare. La prima cosa da notare è che su ogni codina del piano di readout giungono sia strip X che strip V. Allora, i chip GASTONE delle schede di front-end devono leggere un certo numero di strip X e un certo numero di strip V. L'ambiguità viene risolta nel modo seguente: per ogni scheda di front-end, i chip pari leggono 60 strip V, mentre i chip dispari leggono 16 strip V e 38 strip X. A bordo foglio si presentano casi speciali, diversi per ogni layer. Per il Layer2, ad esempio, i chip dispari corrispondenti ai connettori di bordo leggono 35 strip X (anziché 38) e 13 strip V (anziché 16).

Un'altra peculiarità dello schema di lettura consiste nel fatto che le strip X vengono lette dal lato Gas Out e dal lato Gas In in modo alternato; invece, la prima metà delle strip V viene letta dal lato Gas Out e la restante metà dal lato Gas In. Ad esempio, come si vede in Fig. 4.9, il connettore J1 del Layer2 dal lato Gas Out legge le strip X da 1 a 35 (situazione di bordo), mentre le successive 38 (da 36 a 73) vengono lette dal connettore J42 dal lato Gas In; dal lato Gas Out il connettore J1 legge le strip V da 1 a 73 (situazione di bordo), mentre il connettore J2, sempre dal lato Gas Out, legge le successive 76 strip V (da 74 a 149) e così via, fino ad arrivare a J7 (situazione di bordo), che conclude la lettura della prima metà delle strip V.

4.4 Accensione della CGEM

La prima accensione della CGEM viene effettuata, in genere, erogando una differenza di potenziale di poche decine di volt agli stadi di amplificazione GEM, lasciando spenti i campi di deriva, trasferimento e induzione. In questa fase, la CGEM non viene equipaggiata con l'elettronica di front-end.

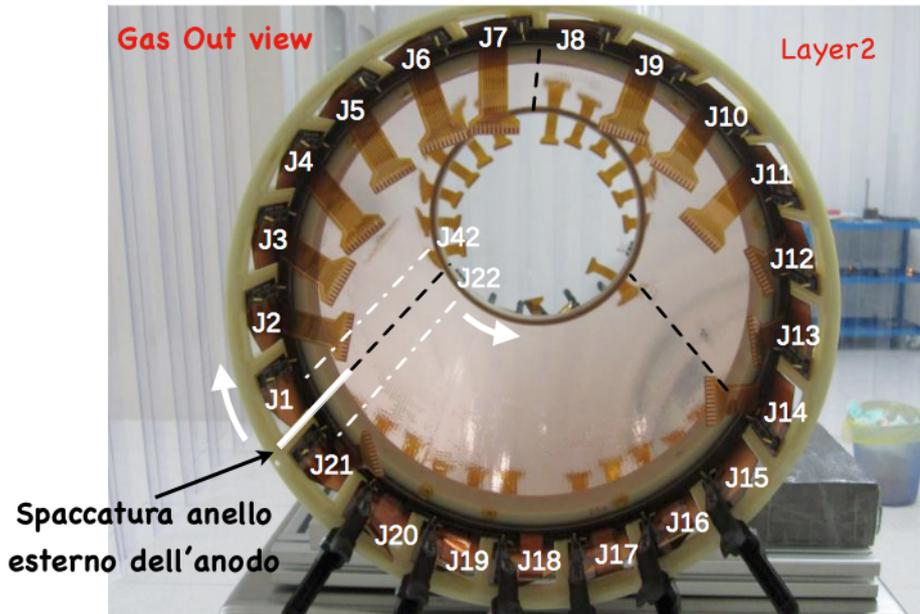


Figura 4.7: Schema della convenzione della numerazione del reayout per il Layer2.

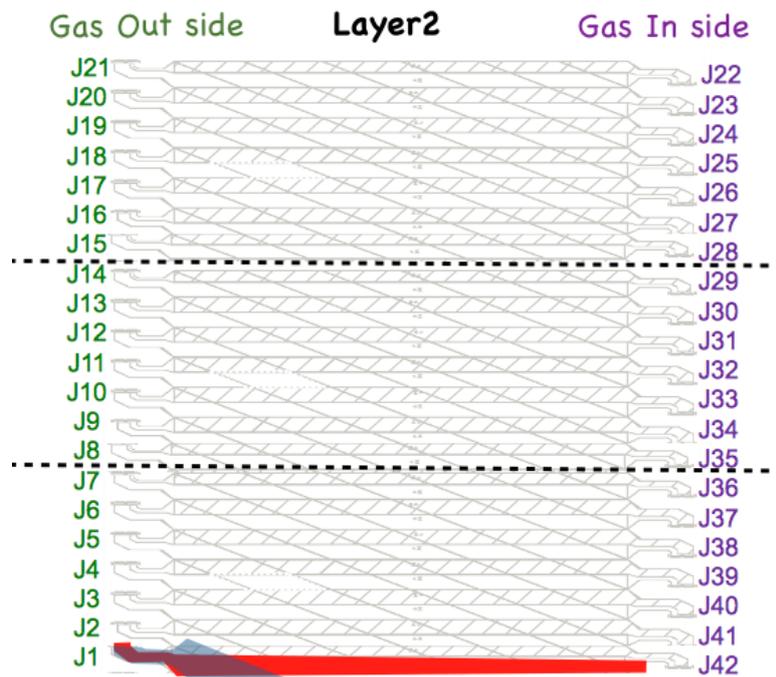


Figura 4.8: Schema della convenzione sulla numerazione dei cavi di reayout per il Layer2. In questa figura il layer cilindrico si immagina srotolato in un piano.

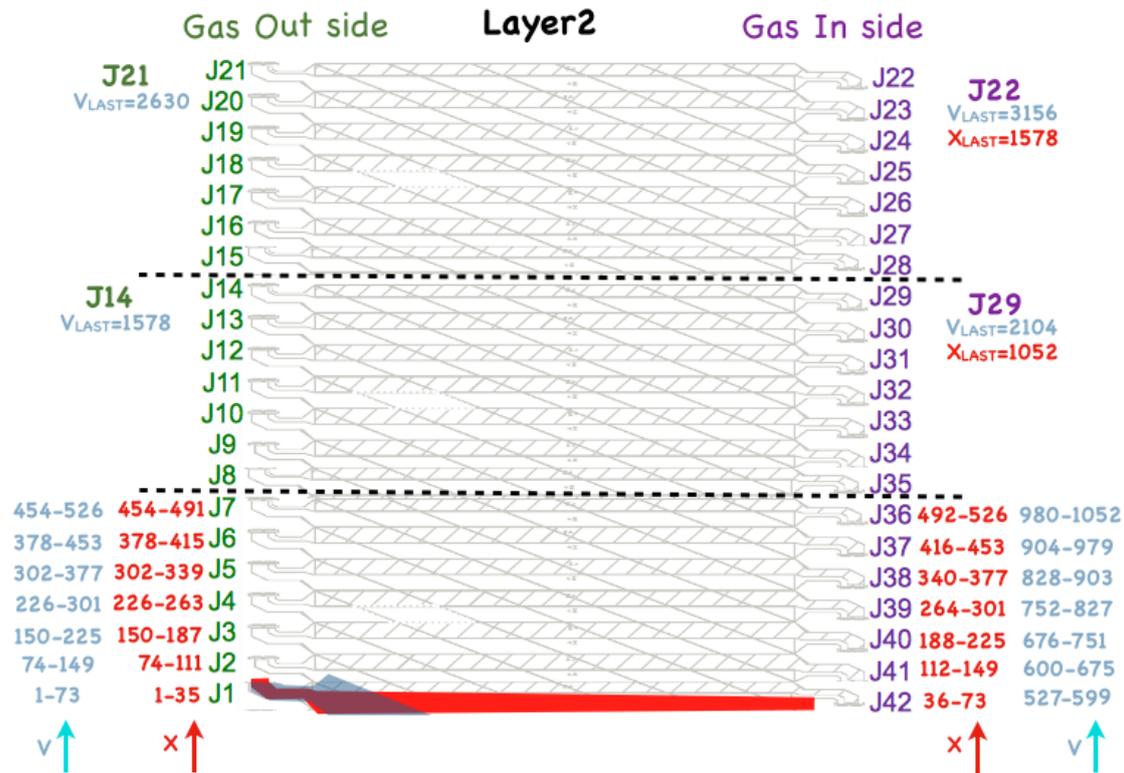


Figura 4.9: Schema della tecnica di lettura delle strip X e V per il Layer2.

Il Layer3 ha avuto piccoli problemi sin dalla sua prima accensione. A campi spenti ed applicando una d.d.p. di 20 V agli stadi di amplificazione, misurando le correnti degli elettrodi GEM3 top e GEM2 bottom è stato rintracciato un cortocircuito tra i due elettrodi nei settori S10 e S11 della CGEM. Il contatto tra gli elettrodi è una conseguenza di un problema riscontrato in fase di costruzione del Layer3: durante la procedura di inserimento è stata notata un'interferenza tra l'anallo della GEM3 e l'anello dell'anodo, che tra i quali non era presente la tolleranza di $150 \mu\text{m}$ prevista. La microdeformazione meccanica dell'elettrodo GEM3 ha causato, poi, il cortocircuito rintracciato alla prima accensione. La presenza di questi corti ha portato alla decisione di lasciare spenti i due settori e di proseguire in questa configurazione per tutta la campagna di test.

Per lavorare in sicurezza, è stato deciso di tenere spenti anche i settori S9 e S12, adiacenti a quelli problematici, perché durante lo studio di uniformità del guadagno della camera sono state osservate alcune scariche ($\sim 1 \mu\text{A}$), dovute sicuramente alla presenza delle deformazioni meccaniche che hanno messo in contatto GEM3 top e GEM2 bottom dei settori S10 e S11.

Prima dell'assemblaggio dell'IT, comunque, i settori S9 e S12 del Layer3 sono stati

accesi e il funzionamento della camera non sembrava essere compromesso. Perciò, secondo le previsioni attuali, verranno accesi 10 settori su 12 del Layer3 durante il funzionamento dell'Inner Tracker. Quindi, questo layer dell'IT funzionerà con 5/6 di area attiva.

4.4.1 Studio di uniformità del guadagno

Per verificare che tutti i settori della camera lavorino con un guadagno equalizzato, è necessario effettuare uno studio di uniformità, utilizzando una sorgente radioattiva (^{90}Sr), avendo tensionato gli stadi di amplificazione della CGEM e avendo impostato i campi di deriva, trasferimento e induzione a valori opportuni. Tipicamente, i campi di deriva e trasferimento vengono portati al punto di lavoro, mentre per il campo di induzione si sceglie un valore più basso ($E_I \lesssim 1 \text{ kV/cm}$), in modo che gli elettroni uscenti dall'ultimo stadio di amplificazione si depositino sull'elettrodo GEM3 bottom. Il test viene effettuato puntando la sorgente su ogni settore (S1, ..., S12) e misurando la corrente dell'elettrodo GEM3 bottom: i valori devono essere ragionevolmente compatibili per poter affermare che il guadagno della camera è uniforme.

In Tab. 4.1 vengono riportati i valori delle correnti misurate sull'elettrodo GEM3 bottom del Layer3, nella seguente configurazione di lavoro:

- $\Delta V_{\text{GEM}} = 295/285/270 \text{ V}$;
- Campi $\vec{E}_j = 1.0/1.5/1.5/0.5 \text{ kVcm}^{-1}$;
- settori S10 e S11 spenti;
- settori S1, ..., S9 e S12 accesi.

I tre campioni di misure visibili in tabella sono stati raccolti posizionando la sorgente in tre punti diversi lungo l'asse della camera: si vede che le correnti non differiscono in modo significativo puntando la sorgente su settori diversi, né traslandola lungo l'asse della camera. Perciò, il Layer3 non mostra disuniformità di guadagno, così come osservato anche per gli altri tre layer. Le correnti misurate per i settori S10 e S11 sono compatibili con la corrente di offset, evidenza confortante, visto che i due settori sono spenti e, di conseguenza, non amplificano la carica alla stregua degli altri settori.

4.5 Impulsaggio delle schede di front-end

Dopo i test preliminari alla prima accensione, il layer viene spento ed equipaggiato con l'elettronica di front-end ed inserito nella catena di acquisizione, collegando le schede di front-end con le schede GIB.

Prima di iniziare l'acquisizione di raggi cosmici o procedere con lo scan in sorgente, è necessario verificare che tutti i canali di tutti i chip GASTONE montati sulle camere

Tabella 4.1: Studio di uniformità del guadagno per il Layer3: correnti misurate sull'elettrodo GEM3 bottom per ogni settore. I tre campioni di dati si riferiscono a tre posizioni diverse della sorgente lungo l'asse della CGEM.

Settore	Corrente (nA)		
	^{90}Sr a 10 cm da Gas In	^{90}Sr al centro	^{90}Sr a 10 cm da Gas Out
S1	11.5	11.0	12.0
S2	14.5	14.5	13.9
S3	13.0	12.9	13.1
S4	12.6	12.2	11.7
S5	16.2	14.2	10.1
S6	19.1	15.5	15.6
S7	16.4	14.5	14.6
S8	13.7	11.7	11.2
S9	14.0	13.1	13.7
S10	4.8	3.8	3.3
S11	3.4	3.2	3.5
S12	12.3	11.2	12.8

PGEM e CGEM siano in grado di leggere la carica indotta sulle strip. Queste verifiche si effettuano impulsando le schede GASTONE, con un trigger di 100 Hz: tramite l'interfaccia utente del DAQ è possibile attivare la procedura di test incorporata nello slow control dei chip GASTONE, che consente di iniettare nei canali dei GASTONE una carica prefissata (~ 10 fC), che deve essere processata dai chip stessi ed acquisita come se la carica fosse stata prodotta in eventi ionizzanti all'interno del rivelatore. Sfruttando questa procedura è possibile scoprire se alcuni canali dei chip non rispondono all'impulsaggio, oppure quali sono quelli inefficienti. Infatti, essendo la carica iniettata uguale per tutti i canali impulsati, a parità di soglia essi devono acquisire tutti lo stesso numero di eventi, ovvero devono accendersi tutti N_{trg} volte, dove N_{trg} è il numero di trigger acquisiti.

Lo scopo dei run di impulsaggio è anche un altro. Si immagini di configurare il DAQ per acquisire raggi cosmici e di registrare un certo numero di eventi, N_{ev} . Ciò che interessa è la ricostruzione degli hit nello spazio. Per conoscere le coordinate spaziali degli hit in ogni evento, oltre alla posizione del rivelatore nello spazio, è necessario sapere quali sono le strip accese per ogni evento. L'informazione digitale viene fornita dai chip GASTONE, che leggono la carica indotta sulle strip e la convertono in un segnale digitale, che corrisponde ad una strip accesa se la sua ampiezza supera un valore di soglia preimpostato. Supponendo che tutti i canali di tutti chip siano efficienti, per ogni evento si accendono tanti canali quante sono le strip accese, N_{fired} . Il DAQ produce un file di dati grezzi (rawfile), tipicamente in formato binario, nel quale vengono immagazzinate le informazioni relative agli eventi acquisiti: le dimensioni di ogni evento, il numero di GIB che, in ogni

evento, hanno ricevuto dati dalla schede GASTONE e i numeri identificativi dei chip di cui queste ultime sono provviste.

Per ricostruire le posizioni degli hit è necessario processare i dati grezzi con un algoritmo di ricostruzione, che, basandosi su un criterio di vicinanza, ricostruisce i cluster per ogni evento (i.e. i gruppi di strip adiacenti accese) e li combina per risalire alla posizione tridimensionale degli hit, previa la conoscenza della posizione del rivelatore nello spazio. Il rawfile, però, non contiene alcuna informazione circa le strip accese. In altre parole, l'algoritmo di ricostruzione non può operare alcuna procedura di clustering, perché non sa quali sono le strip accese in ogni evento. Questo è il motivo per cui l'algoritmo di ricostruzione deve essere fornito di una lista di corrispondenze – di seguito chiamata mappa hardware – tra le strip del rivelatore e i canali dei chip con cui il rivelatore è equipaggiato. Inoltre, la mappa hardware deve contenere anche le corrispondenze tra i chip e i canali delle GIB che li acquisiscono. Così, sulla base delle informazioni fornite dal rawfile e sfruttando la mappa hardware, l'algoritmo può ricostruire i cluster e, in definitiva, gli hit spaziali per ogni evento.

Il codice di ricostruzione dei layer dell'IT segue questa logica di base. Per ogni layer viene implementata una mappa hardware, contenente le corrispondenze:

$$(GIBId, GIBch) \leftrightarrow ChipId \quad (4.1)$$

tra i canali delle GIB e i chip montati sul rivelatore e le corrispondenze:

$$(ChipId, ChipCh) \leftrightarrow (strip, view) \quad (4.2)$$

tra i canali dei chip e le strip X e V del piano di readout del rivelatore. La corrispondenza 4.1 è data banalmente dalla connessione dei cavi segnale tra schede GASTONE e schede GIB; la corrispondenza 4.2, invece, viene implementata sulla base dello schema di lettura delle strip illustrato nel paragrafo 4.3.

L'importanza dei run di impulsaggio assume, ora, una valenza maggiore: oltre a capire se i canali dei chip GASTONE rispondono in modo efficiente, l'impulsaggio permette di verificare se le corrispondenze 4.1 della mappa hardware combaciano con quelle che il codice di ricostruzione ha ottenuto decodificando i dati grezzi. Se per qualche ragione le informazioni contenute nella mappa hardware non corrispondono a quelle ricavate decodificando il rawfile, un messaggio di errore (mismatch) avvisa del problema riscontrato:

```
Event n.1 Chip_id Mismatch:
True=158 and Read=164 on OgeBoard=0 and Ogechan=0
```

scrivendo l'evento in cui il mismatch si è verificato, il numero identificativo del chip acquisito (**Read=164**) e del chip che, invece, doveva essere acquisito (**True=158**) secondo la mappa, nonché il numero identificativo della GIB (**OgeBoard=0**) e il canale (**Ogechan=0**) che ha acquisito il chip non presente nella mappa. Avere uno o più mismatch, quindi,

equivale a non individuare correttamente il chip GASTONE che ha acquisito le strip accese in un evento, perché il codice di ricostruzione non può accedere alla tabella di corrispondenze 4.2. Di conseguenza, la ricostruzione degli hit non viene portata a termine in modo corretto.

4.6 Scan con sorgente

Un'esplorazione completa del rivelatore viene effettuata utilizzando una sorgente di ^{90}Sr , la cui emissione principale è β^- , con energia massima di 2270 KeV. L'attività della sorgente al 31/12/1985 è di 2.44 MBq ed il suo tempo di dimezzamento è di 28.6 anni.

Per ogni layer dell'IT, lo scan è stato condotto alimentando la CGEM fino al punto di lavoro. Così facendo, i risultati delle misure rendono conto del funzionamento della camera nella condizione in cui essa lavorerà una volta che l'Inner Tracker sarà operativo all'interno di KLOE-2.

Per effettuare i run con la sorgente è necessario configurare il sistema di acquisizione in modalità Production: le schede GIB e le schede GASTONE vengono inizializzate e configurate per acquisire i segnali generati dalla ionizzazione degli elettroni β^- prodotti dalla sorgente radioattiva. Il trigger dell'acquisizione è random con frequenza 100 Hz.

Processando i dati con il codice di ricostruzione vengono prodotte, le distribuzioni delle strip accese per le due viste separatamente, osservando le quali è possibile studiare e caratterizzare i fenomeni di trasporto e condivisione della carica nella CGEM, in particolar modo l'induzione del segnale dall'elettrodo GEM3 bottom sul piano di readout. Il codice è anche in grado di ricostruire le posizioni tridimensionali $(x, y, z)_{\text{loc}}$ dei cluster nel sistema di riferimento del laboratorio, o sistema di riferimento locale, nonché le posizioni (ρ, ξ) nel piano della CGEM srotolata.

A questo punto è utile introdurre le idee che sono alla base della strategia che il codice di ricostruzione sfrutta per ricavare le posizioni spaziali a partire dalle informazioni digitali (strip X e V (Y) accese).

4.6.1 Il codice di ricostruzione

Il primo blocco di codice consiste nell'implementazione della mappa hardware, ossia delle corrispondenze di cui si è parlato nel paragrafo 4.5. Nell'implementazione della mappa vengono costruiti una chiave *key* contenente il *ChipId* e il *ChipCh* dei canali delle schede di front-end:

```
Int_t key = 100* chip + chip_chan;
```

e un valore *value*, contenente la strip e la vista – e il layer cui essa appartiene – corrispondente ai *ChipId* e il *ChipCh* della chiave:

```
Int_t value = 100* plane_chan + 10* view + iplane;
```

In questo modo si stabiliscono una volta per tutte le corrispondenze:

$$(\text{ChipId}, \text{ChipCh}) \leftrightarrow (\text{strip}, \text{view})$$

che vengono salvate in un oggetto di tipo `map`, dichiarato insieme al suo iteratore:

```
map<Int_t, Int_t> HMap;
map<Int_t, Int_t>::iterator MapIter;
```

e riempito con la chiave e il valore:

```
HMap.insert(pair<Int_t, Int_t> (key, value));
```

per poter accedere agli elementi della mappa `HMap` anche in seguito.

Dopo la dichiarazione della mappa, nel codice vengono definiti e fissati nello spazio tre oggetti `PGEMX` ed un oggetto `PGEMXV`, corrispondenti alle camere planari `PGEM` e alla camera cilindrica `CGEM`.

Così inizia la lettura del rawfile, dal quale si estraggono le informazioni digitali circa i chip accesi per ogni evento. Queste informazioni vengono utilizzate per costruire una `key` da mettere in corrispondenza (univoca) con il `value` tramite la mappa `HMap`. Sfruttando l'iteratore della mappa si trova il valore corrispondente alla chiave costruita a partire dai dati:

```
MapIter = HMap.find(key);
if (MapIter != HMap.end()) {
value = MapIter->second;
}
```

Infine, decomponendo il `value` è possibile conoscere le strip che si sono accese per ogni evento, se sono strip X o V e a quale layer appartengono:

```
Int_t hit_plane_chan = value / 100;
Int_t hit_view = (value / 10) % 10;
Int_t hit_plane = value % 100;
```

Ora che il codice di ricostruzione possiede le informazioni digitali, usando il metodo `SetHit()` si salvano gli istogrammi delle distribuzioni delle strip X e V accese per la `CGEM` e delle strip X e Y per le camere `PGEM`. Nel caso di run con la sorgente, le distribuzioni interessanti sono quelle per la camera cilindrica.

Note le strip accese, il metodo `Clusterize()` svolge la ricostruzione dei cluster X e V (Y) separatamente nelle due viste. A questo punto, le informazioni in possesso del codice di ricostruzione sono ancora puramente digitali.

Per le `PGEM` il metodo `GetPoints()` ricostruisce le posizioni $(x, y)_{loc}$ nel sistema del laboratorio, combinando le informazioni geometriche delle camere planari con i cluster X

e Y. Per la CGEM la procedura di ricostruzione delle posizioni tridimensionali è più complessa, perché il readout è a strip non ortogonali. Oltre alla geometria non convenzionale del readout, la maggiore complicazione è data dal fatto che i cluster X e V per la CGEM vivono in uno spazio bidimensionale, mentre gli hit sul rivelatore sono individuati da un punto nello spazio tridimensionale. Il metodo `GetPointsCGEM3D()` della classe `PGEMXV` si occupa della ricostruzione delle posizioni tridimensionali degli hit per la camera cilindrica, sfruttando la funzione `Digi2Space`.

La funzione `Digi2Space` prende come input i cluster X e i cluster V e restituisce sia le coordinate $(x, y, z)_{\text{KLOE}}$ dell'hit nel sistema di riferimento di KLOE che le coordinate (ρ, ξ) dell'hit nel piano contenente il readout srotolato. Immaginando di osservare il piano di readout della CGEM srotolato in un piano (Fig. 4.10), si vede che, per risalire alle coordinate spaziali degli hit, la funzione `Digi2Space` deve prima di tutto intersecare i cluster X e V (rosso e azzurro in figura). L'intersezione consiste nella risoluzione di un sistema li-

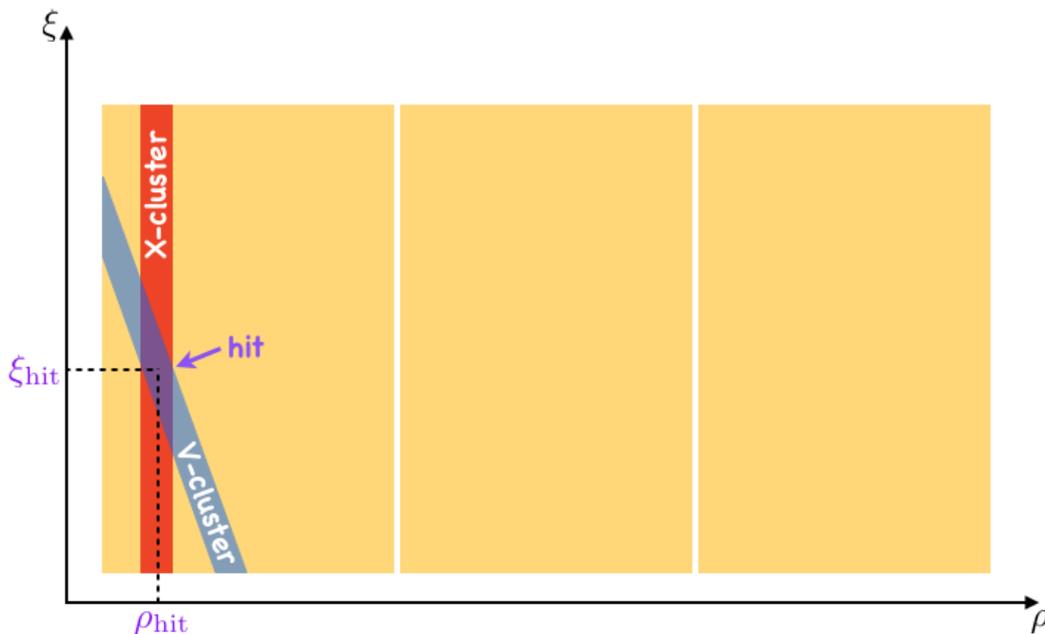


Figura 4.10: Rappresentazione schematica dell'intersezione di un cluster X e di un cluster V per ottenere un hit sul readout srotolato della CGEM.

neare di due equazioni in due incognite (intersezione tra due rette), le cui soluzioni sono le coordinate (ρ, ξ) nel piano contenente il readout. Infine, una trasformazione di coordinate mappa (ρ, ξ) in $(x, y, z)_{\text{KLOE}}$, in modo tale che la coordinata ξ sia concorde con la coordinata z_{KLOE} e la coordinata ρ contenga le informazioni relative alle coordinate $(x, y)_{\text{KLOE}}$ nel piano trasverso all'asse della CGEM. Per ottenere le coordinate $(x, y, z)_{\text{loc}}$ nel sistema

del laboratorio si invoca la funzione `FromKLOEtoLocal`, che effettua la trasformazione:

$$(x, y, z)_{\text{KLOE}} \rightarrow (-x, z, y)_{\text{LAB}} \quad (4.3)$$

4.6.2 Analisi delle distribuzioni rilevanti

In Fig. 4.11 vengono mostrate le distribuzioni delle posizioni spaziali ricostruite nel piano (ρ, ξ) , ottenute effettuando lo scan con sorgente del Layer1, nella configurazione di lavoro: $\Delta V_{\text{GEM}} = 285/280/270 \text{ V}$ e campi $1/1.5/1.5/5 \text{ kVcm}^{-1}$. La sorgente radioattiva è stata puntata su ogni settore, da S1 a ... S6 (essendo il più piccolo, il Layer1 è suddiviso in sei invece di dodici settori). Dalla figura, infatti, è possibile vedere come la sorgente si sposti di settore in settore lungo l'asse ρ , rimanendo fissa la sua posizione lungo l'asse del cilindro (coordinata ξ). Per ogni run sono stati acquisiti 150000 eventi in circa 30 minuti, con un trigger random di frequenza 100 Hz.

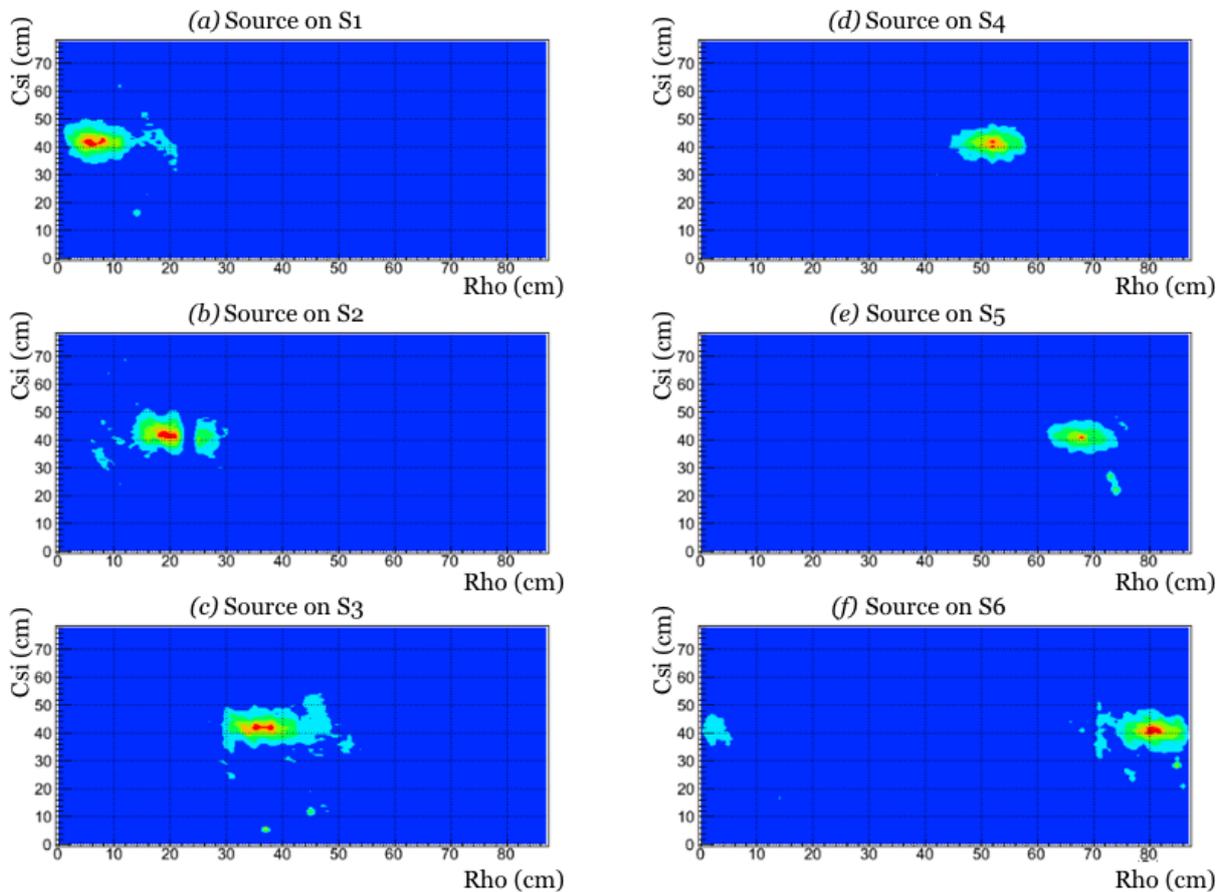


Figura 4.11: Distribuzione degli hit nel piano (ρ, ξ) per lo scan in sorgente dal Layer1: la sorgente radioattiva è stata puntata su ogni settore (S1, ..., S6).

Nelle distribuzioni delle strip accese nella vista X (Figg. 4.12 e 4.13) e nella vista V (Figg. 4.14 e 4.15) sono evidenti le strip illuminate spostando la sorgente di settore in settore, sebbene la camera sia interamente accesa e, di conseguenza, anche le strip non direttamente illuminate registrano qualche hit.

I grafici in Figg. 4.14 e 4.15 mostrano una peculiarità del readout non convenzionale a strip XV, se un osservatore attento nota che esistono strip V che non si accendono mai spostando la sorgente e che, la contratio, alcuni gruppi di strip si accendono anche se non direttamente illuminate. Essendo fissa la posizione della sorgente lungo l'asse della camera cilindrica, accade che alcune strip V non vengono mai illuminate; al contrario, le strip V più lunghe, maggiormente efficienti, registrano qualche hit anche se non illuminate direttamente.

Il primo layer testato con la sorgente radioattiva, il Layer2, ha mostrato un comportamento inatteso. L'analisi delle distribuzioni delle strip accese puntando la sorgente su un settore per volta ha condotto alla seguente conclusione: in eventi ad alto rilascio di carica, gli elettroni depositati sull'elettrodo GEM3 bottom possono indurre segnale su tutte le strip del readout che si affacciano verso un macrosettore dell'elettrodo stesso. Il problema è stato risolto equipaggiando la camera con un circuito RC (Blocking Capacitor, in Fig. 4.16), installato tra GEM 3 bottom e massa: scegliendo opportunamente i valori di resistenza e capacità è possibile far fluire la carica depositata sull'elettrodo GEM3 bottom in questo circuito, evitando che l'ingente quantità di carica depositata induca segnali spuri sul readout. In Fig 4.17 si vede la distribuzione delle strip X accese puntando la sorgente sul settore S7 del Layer2, prima dell'installazione del BC (istogramma in blu) e dopo (istogramma in rosso). Lo studio del cross-talk percentuale tra GEM3 bottom e piano di readout ha permesso di assegnare valori opportuni di resistenza e capacità del circuito BC. Il graafico in Fig. 4.18 mostra, per il Layer2, l'andamento del cross-talk percentuale in funzione del valore di R , avendo fissato $C = 2.2 \text{ nF}$: $R = 100 \Omega$ è un buon valore da scegliere.

4.7 Test con raggi cosmici

Presso il Cosmic Ray Test Stand sono stati effettuati dei test selezionando muoni cosmici con un sistema di quattro scintillatori e ricostruendo le tracce con un sistema di tre triple GEM planari. Questo permette di misurare l'efficienza di clustering per le due viste della CGEM e le risoluzioni spaziali nel piano trasverso e lungo l'asse della camera.

Il setup sperimentale è descritto nel paragrafo 4.2. Gli scintillatori sono stati disposti in modo da coprire completamente l'area attiva delle camere planari (PGEM), per massimizzare il numero di volte in cui almeno un cluster XY è presente su ogni camera. La coincidenza quadrupla degli scintillatori fornisce il trigger con una frequenza di $\sim 0.1 \text{ Hz}$.

Misurati gli hit spaziali nelle tre camere PGEM, il codice di ricostruzione effettua un fit per ricostruire una traccia passante per i piani, ogni volta che su ciascuna camera è

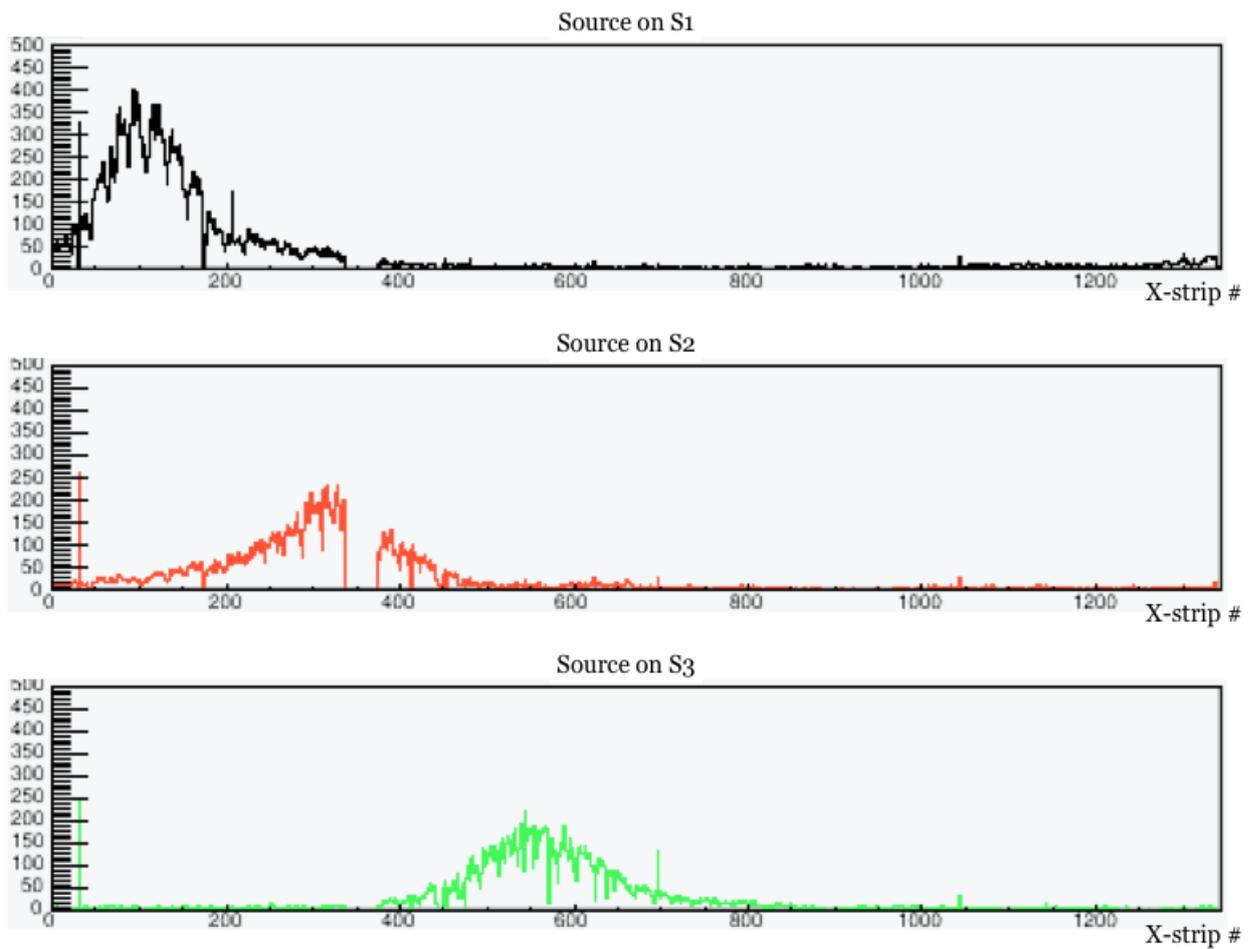


Figura 4.12: Distribuzione delle strip X accese, per i settori S1, S2, S3 del Layer1.

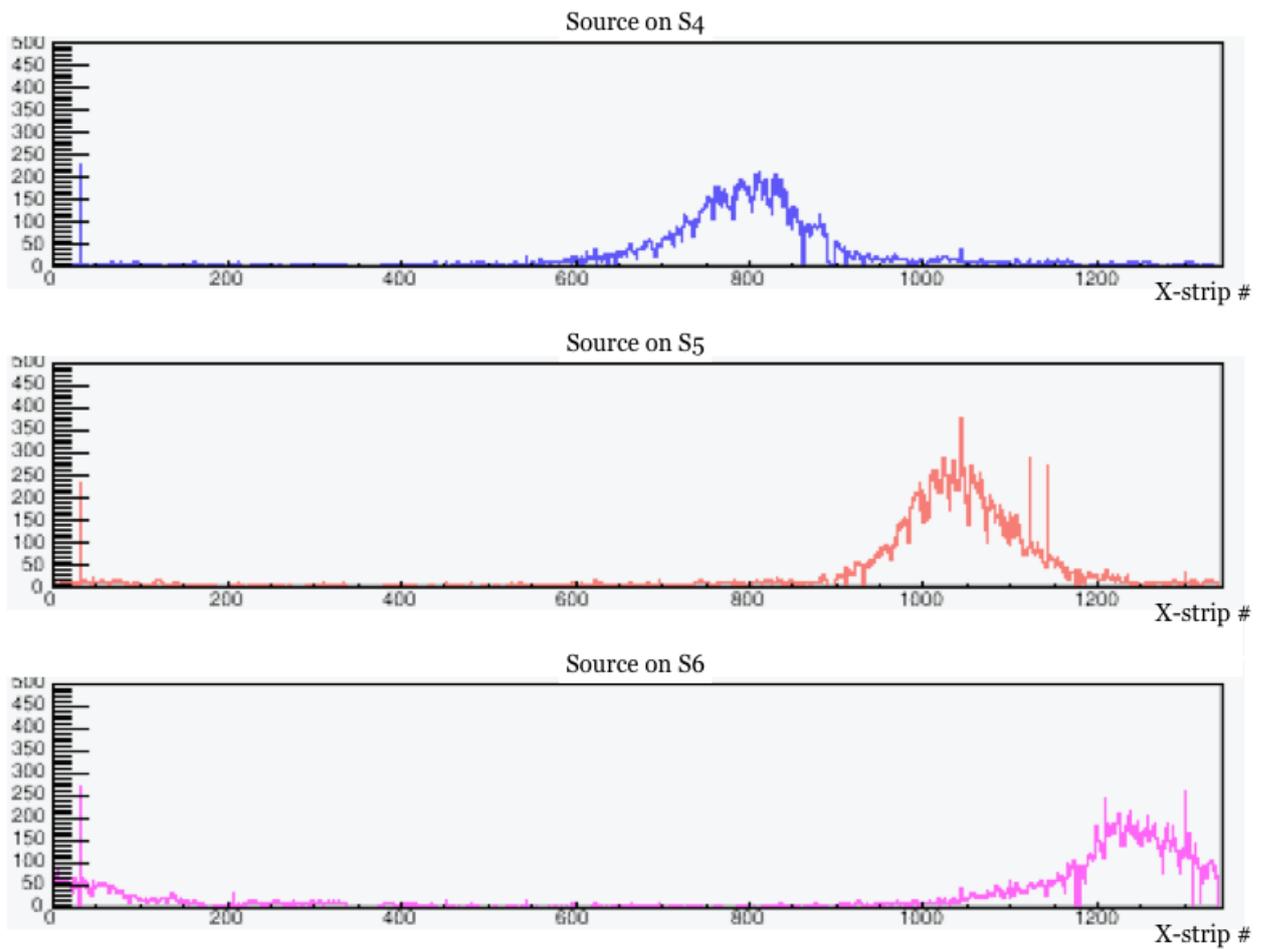


Figura 4.13: Distribuzione delle strip X accese, per i settori S4, S5, S6 del Layer1.

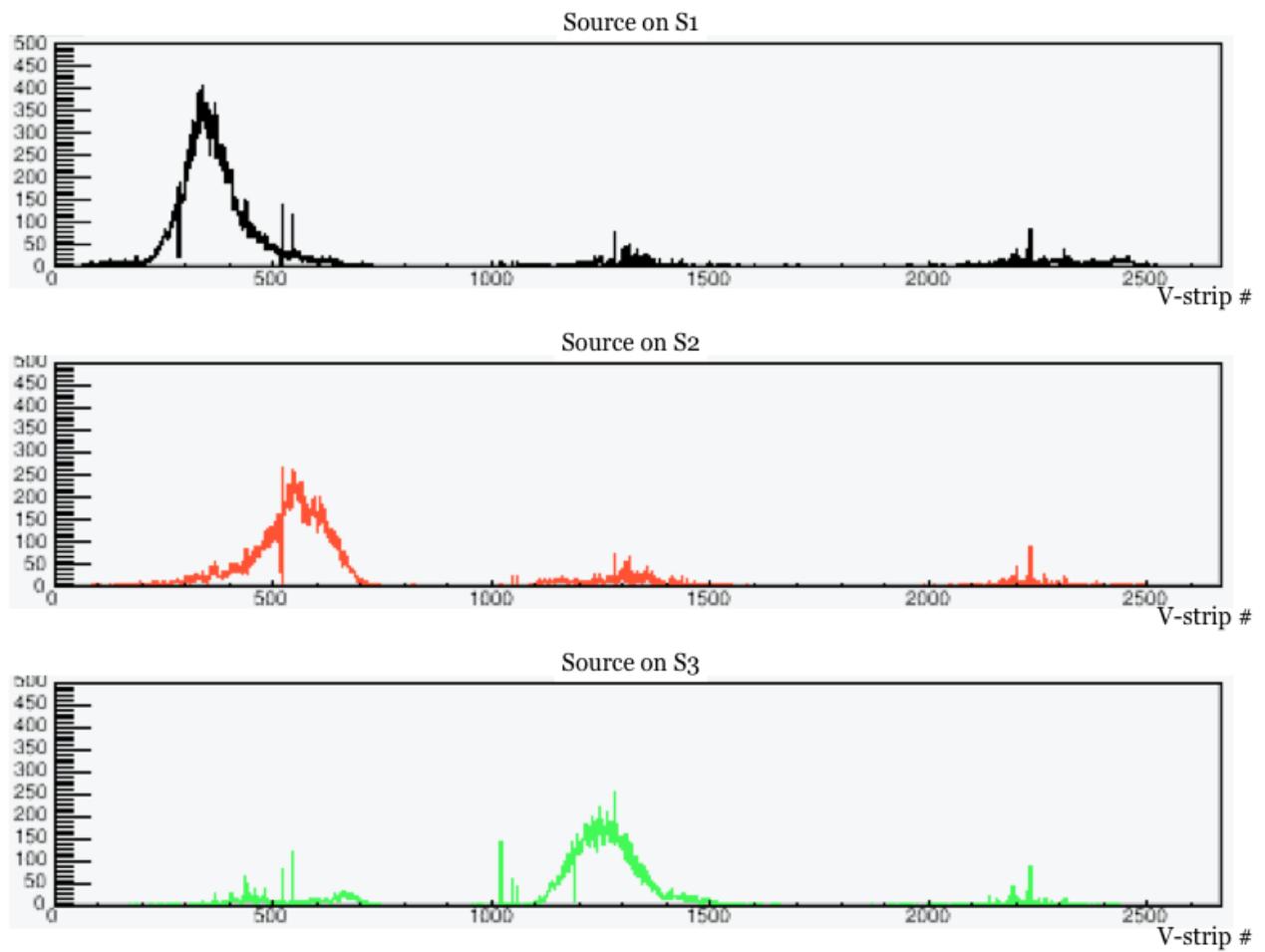


Figura 4.14: Distribuzione delle strip V accese, per i settori S1, S2, S3 del Layer1.

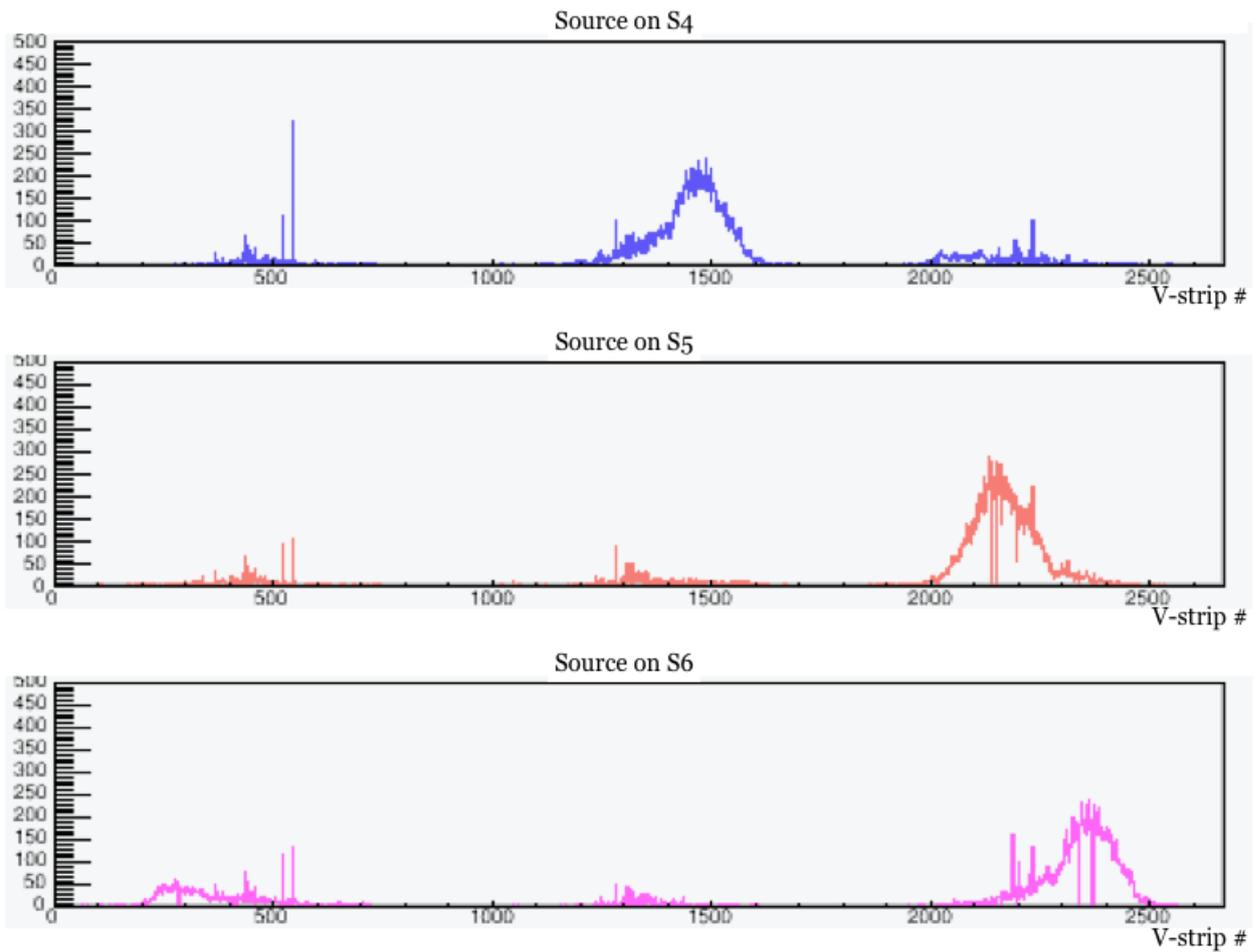


Figura 4.15: Distribuzione delle strip V accese, per i settori S4, S5, S6 del Layer1.

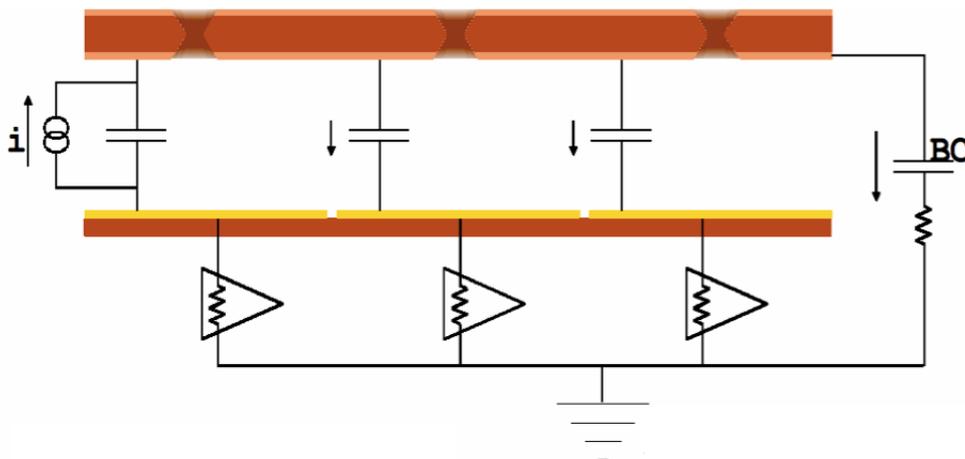


Figura 4.16: Il Blocking Capacitor (BC) è installato tra l'elettrodo GEM3 bottom e la massa dell'elettronica di lettura on-detector.

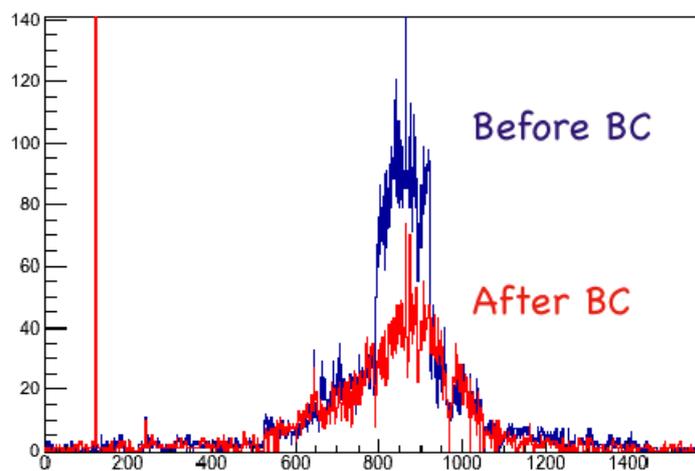


Figura 4.17: Distribuzione delle strip X accese puntando la sorgente sul settore S7 del Layer2: in blu, istogramma ottenuto prima dell'installazione del BC; in rosso, istogramma ottenuto dopo l'installazione del BC.

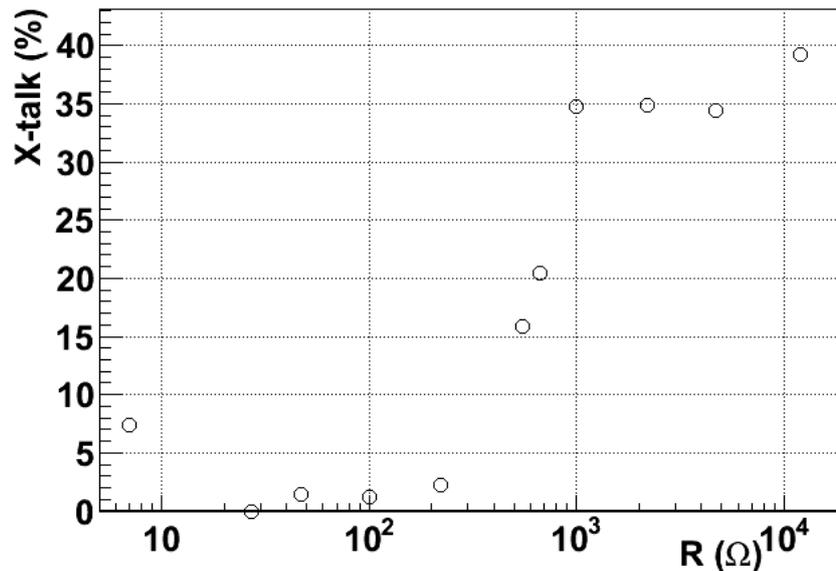


Figura 4.18: Studio del cross-talk percentuale in funzione del valore R del resistore installato sul circuito BC, per un valore fissato di capacità $C = 2.2 \text{ nF}$.

presente almeno un cluster. La procedura di fit consiste nella minimizzazione della somma dei quadrati delle distanze tra i punti misurati su ogni PGEM e la traccia. Per il fit delle tracce si richiedono 40 cluster XY totali sulle PGEM e 20 cluster XV sulla CGEM.

In Fig. 4.19 a sinistra viene mostrata la distribuzione delle posizioni tridimensionali dei cluster ricostruiti nel Layer3, selezionati richiedendo una traccia ricostruita con le PGEM. La proiezione della stessa distribuzione nel piano trasverso è mostrata in Fig. 4.19 a destra. In Fig. 4.20 vengono mostrate le stesse distribuzioni per il Layer1. Per entrambe le camere cilindriche sono state ricostruite alcune migliaia di tracce.

Il codice di ricostruzione è in grado di mappare le posizioni tridimensionali $(x, y, z)_{loc}$ dei cluster presenti sulle camere cilindriche nel piano (ρ, ξ) . In Fig. 4.21 a sinistra viene mostrata la distribuzione delle posizioni dei cluster nel piano (ρ, ξ) per il Layer3, richiedendo una traccia ricostruita con le PGEM. L'isogramma è stato prodotto utilizzando lo stesso campione di dati con il quale sono stati prodotti i grafici in Fig. 4.19. Le zone maggiormente popolate corrispondono alle regioni di intersezione delle tracce con la camera cilindrica. Lo stesso grafico è visibile in Fig. 4.22 per il Layer1 ed è stato prodotto a partire dallo stesso campione di dati utilizzato per produrre le distribuzioni in Fig. 4.20.

In questo momento è in atto lo studio per l'estrazione delle risoluzioni spaziali e delle efficienze di tracciamento delle camere cilindriche. L'ottimizzazione della procedura di ricostruzione per le tracce non radiali è di fondamentale importanza per l'estrazione delle grandezze che caratterizzano le prestazioni delle camere cilindriche.

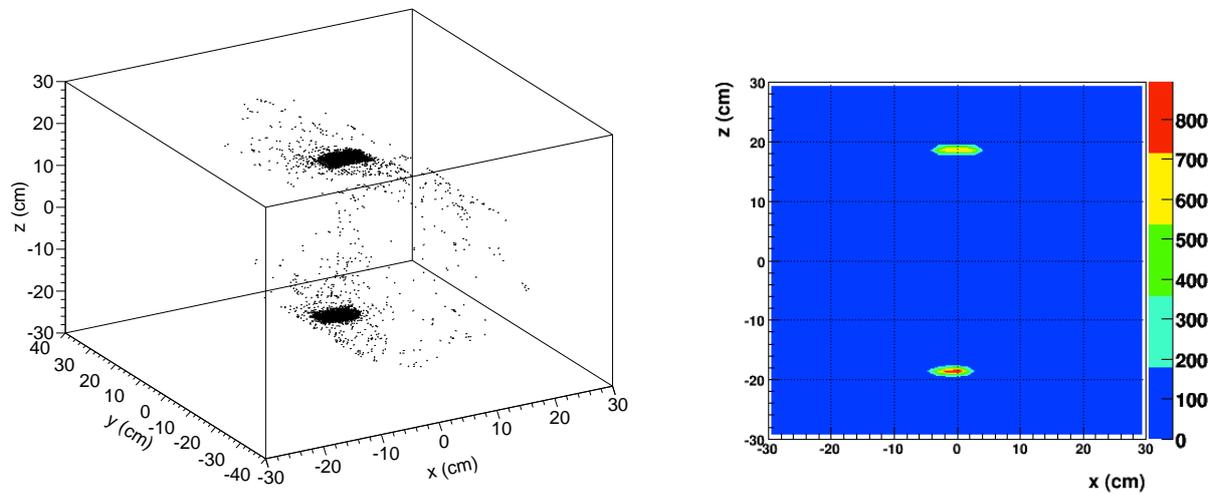


Figura 4.19: Distribuzione della posizione dei cluster nel Layer3, ottenuta richiedendo una traccia ricostruita con le PGEM. A sinistra, grafico tridimensionale; a destra, proiezione nel piano trasverso.

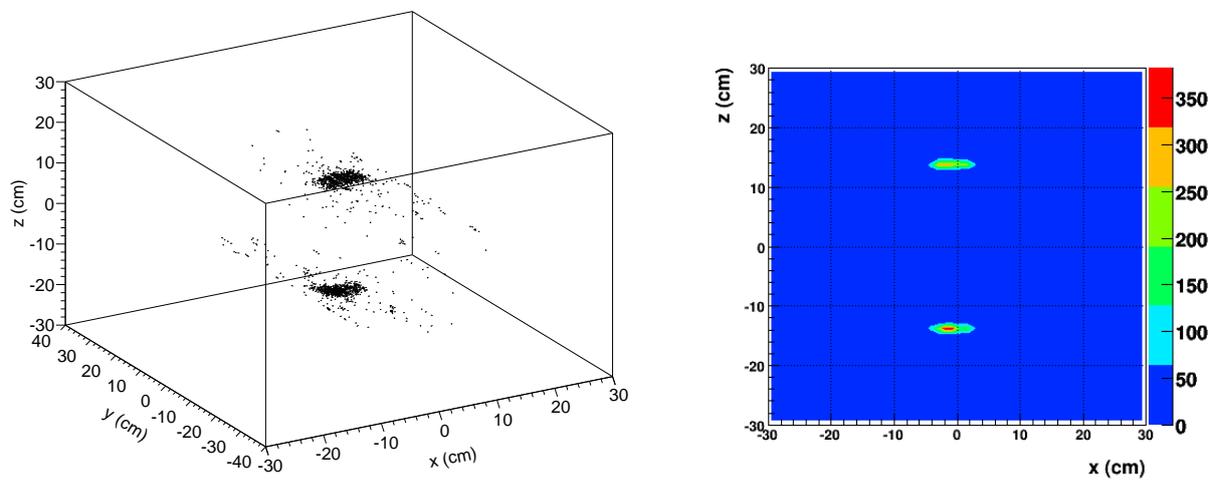


Figura 4.20: Distribuzione della posizione dei cluster nel Layer1, ottenuta richiedendo una traccia ricostruita con le PGEM. A sinistra, grafico tridimensionale; a destra, proiezione nel piano trasverso.

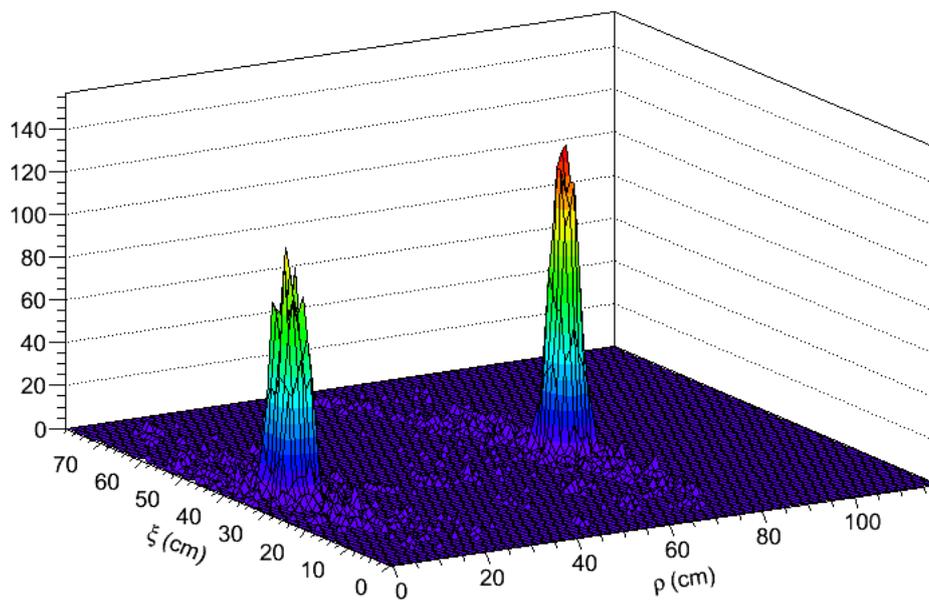


Figura 4.21: Distribuzione della posizione dei cluster nel piano (ρ, ξ) per il Layer3, ottenuta richiedendo una traccia ricostruita con le PGEM.

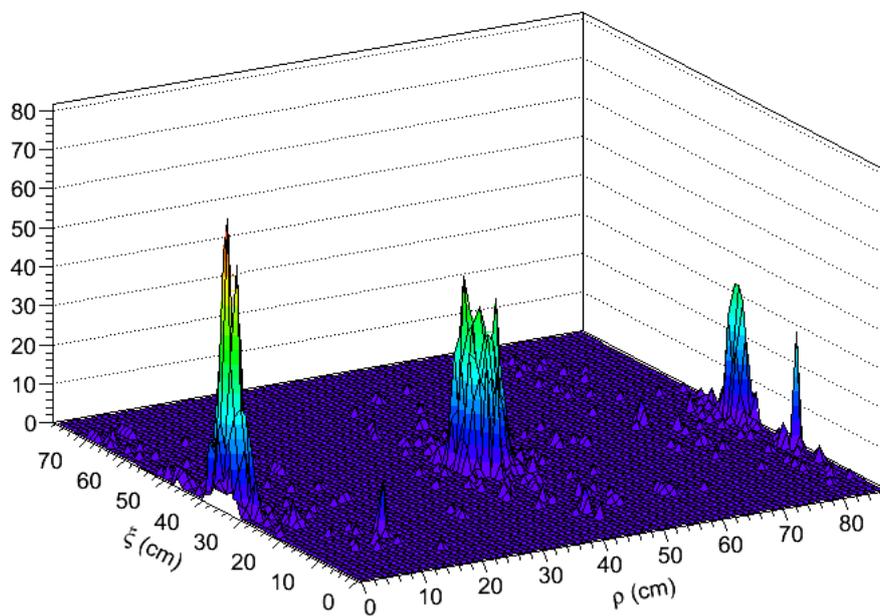


Figura 4.22: Distribuzione della posizione dei cluster nel piano (ρ, ξ) per il Layer1, ottenuta richiedendo una traccia ricostruita con le PGEM.

Le tracce radiali seguono le linee di deriva degli elettroni e intersecano il piano di readout nello stesso punto in cui viene collezionata la carica rilasciata dalla traccia. Per le tracce non radiali (Fig. 4.23), invece, il punto in cui la carica viene collezionata sul piano di readout non coincide con il punto di impatto della traccia, perché gli elettroni di ionizzazione seguono le linee di deriva. I cluster, quindi, vengono misurati in posizioni

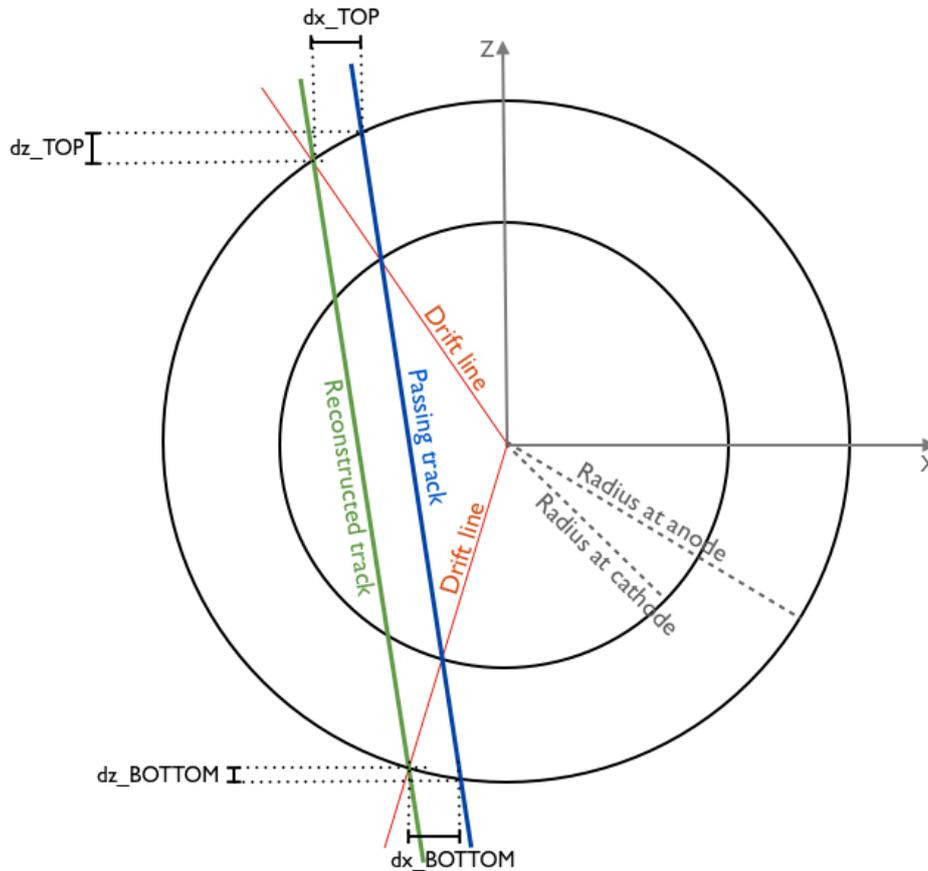


Figura 4.23: Visualizzazione schematica delle tracce non radiali in una CGEM (piano trasverso, lato Gas Out). Le tracce non radiali non seguono le linee di deriva all'interno del rivelatore e il loro punto di intersezione con il piano di readout risulta traslato delle quantità (dx_{TOP}, dz_{TOP}) e $(dx_{BOTTOM}, dz_{BOTTOM})$ rispetto a quello reale. Le tracce ricostruite, quindi, non coincidono con quelle realmente misurate.

che si discostano da quelle in cui la traccia interseca realmente il readout per quantità che in figura vengono indicate con (dx_{TOP}, dz_{TOP}) per $z > 0$ e $(dx_{BOTTOM}, dz_{BOTTOM})$ per $z < 0$. È chiaro che le risoluzioni risentono di questo effetto, che è maggiore per le tracce più lontane dal centro della CGEM.

L'ottimizzazione del codice di ricostruzione è in fase di arrivo: si spera di avere risultati entro un breve periodo. Intanto, l'osservazione delle distribuzioni mostrate in questa sezione lasciano intendere che, sebbene ad oggi non siano disponibili risultati definitivi

sulle prestazioni delle camere cilindriche, i layer dell'Inner Tracker di KLOE-2 consentono di ricostruire le tracce delle particelle cariche che li attraversano.

Allegato A

Tabella A.1: Dimensioni dei layer dell'Inner Tracker

	Raggio (mm)	Larghezza foglio(mm)	Lunghezza foglio (mm)	Lunghezza codina (mm)	Lunghezza totale (mm)
Layer1					
Catodo	130	277.32	781.14	79.5	860.64
GEM1	133	281.6	780.18	77	934.18
GEM2	135	285.79	780.18	75.5	931.18
GEM3	137	289.98	780.18	74	928.18
Anodo	139	290.74	780	65	910
Layer2					
Catodo	155	329.68	781.15	79.5	860.65
GEM1	158	333.96	780.34	77	934.34
GEM2	160	338.15	780.34	75.5	931.34
GEM3	162	342.34	780.34	74	928.34
Anodo	164	343.01	780	65	910
Layer3					
Catodo	180	382.04	781.16	79.5	860.66
GEM1	183	386.32	780.46	77	934.46
GEM2	185	390.51	780.46	75.5	931.46
GEM3	187	394.7	780.46	74	928.46
Anodo	189	395.29	780	65	910
Layer4					
Catodo	205	434.4	781.16	79.5	860.66
GEM1	208	438.68	780.55	77	934.55
GEM2	210	442.87	780.55	75.5	931.55
GEM3	212	447.06	780.55	74	928.55
Anodo	214	447.57	780	65	910

Allegato B

Tabella B.1: Numero di strip dei piani di readout di ogni layer dell'IT

	Strip X per foglio	Strip V per foglio	Strip V a metà foglio	Strip X per layer	Strip V per layer
Layer1	448	890	445	1344	2670
Layer2	526	1052	526	1578	3156
Layer3	606	1212	606	1818	3636
Layer4	686	1372	686	2058	4116

Tabella B.2: Numero di connettori e schede GASTONE equipaggiate su ogni layer dell'IT.

	Connettori lato Gas In	Connettori lato Gas Out	Connettori per layer	Schede GASTONE per layer	Chip GASTONE per layer
Layer1	18	18	36	36	72
Layer2	21	21	42	42	84
Layer3	24	24	48	48	96
Layer4	27	27	54	54	108

Bibliografia

- [1] F. Bossi, E. De Lucia, J. Lee-Franzini, S. Miscetti, and M. Palutan (KLOE Collaboration), Riv. Nuovo Cim. **31**, 531 (2008), 0811.1929.
- [2] M. Zobov (DAΦNE Commissioning Team), pp. 43–47 (2000).
- [3] J. Beringer et al., Phys. Rev. **D86**, 010001 (2012), <http://pdg.lbl.gov/>.
- [4] M. Silarski (on behalf of the KLOE-2 Collaboration) (2013), 1303.0025.
- [5] I. Towner and J. Hardy, Phys. Rev. **C77**, 025501 (2008), 0710.3181.
- [6] M. Adinolfi, F. Ambrosino, A. Andryakov, A. Antonelli, M. Antonelli, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A488**, 51 (2002).
- [7] M. Adinolfi, F. Ambrosino, A. Antonelli, M. Antonelli, F. Anulli, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A482**, 364 (2002).
- [8] M. Adinolfi, F. Ambrosino, M. Antonelli, C. Bini, V. Bocci, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A483**, 649 (2002).
- [9] M. Adinolfi et al. (KLOE Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A492**, 134 (2002).
- [10] F. Bossi (KLOE Collaboration), Nucl. Instrum. Meth. **A379**, 536 (1996).
- [11] F. Ambrosino, A. Antonelli, M. Antonelli, C. Bini, C. Bloise, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A534**, 403 (2004), [physics/0404100](https://arxiv.org/abs/physics/0404100).
- [12] G. Amelino-Camelia, F. Archilli, D. Babusci, D. Badoni, G. Bencivenni, et al., Eur. Phys. J. **C68**, 619 (2010), 1003.3868.
- [13] C. Milardi, D. Alesini, M. Biagini, R. Boni, M. Boscolo, et al., ICFA Beam Dyn. Newslett. **48**, 23 (2009).
- [14] F. Nguyen, F. Piccinini, and A. Polosa, Eur. Phys. J. **C47**, 65 (2006), [hep-ph/0602205](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0602205).

-
- [15] S. Miscetti (KLOE-2 Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **335**, 012070 (2011).
- [16] D. Babusci, G. Bencivenni, C. Bloise, F. Bossi, et al. (KLOE-2 Collaboration), LNF - 10/14(P) (2010).
- [17] P. Gauzzi (On behalf of the KLOE and KLOE-2 Collaborations), Excited QCD 2013 Workshop (LNF - K2PT-116) (2013).
- [18] D. Babusci, F. Gonnella, L. Iafolla, M. Iannarelli, M. Mascolo, et al. (2012), 1206.0680.
- [19] M. Cordelli, F. Happacher, M. Martini, S. Miscetti, I. Sarra, et al., J. Phys. Conf. Ser. **293**, 012010 (2011).
- [20] A. Di Domenico, Frascati Physics Series **43**, 1 (2007).
- [21] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, Phys. Rev. **47**, 777 (1935), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.47.777>.
- [22] W. H. Furry, Phys. Rev. **49**, 393 (1936), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.49.393>.
- [23] F. Ambrosino et al. (KLOE Collaboration), Phys. Lett. **B642**, 315 (2006), hep-ex/0607027.
- [24] A. Di Domenico et al. (KLOE Collaboration), J. Phys. Conf. Ser. **171**, 012008 (2009).
- [25] N. E. Mavromatos, J. Phys. Conf. Ser. **171**, 012007 (2009), 0904.0606.
- [26] V. A. Kostelecky, Phys.Rev. **D64**, 076001 (2001), hep-ph/0104120.
- [27] F. Archilli et al. (KLOE-2 Collaboration) (2010), 1002.2572.
- [28] F. Sauli, Nucl. Instrum. Meth. **A386**, 531 (1997).
- [29] S. Bachmann, A. Bressan, L. Ropelewski, F. Sauli, A. Sharma, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A438**, 376 (1999).
- [30] F. Sauli (RD51 Collaboration), RD51-NOTE-2012-007 (2012), To be published in: Comprehensive Biomedical Physics Vol. 6 (Mats Danielsson, editor).
- [31] R. Veenhof, Nucl. Instrum. Meth. **A419**, 726 (1998).
- [32] G. Morello, Ph.D. thesis, Università della Calabria (2010).
- [33] S. Bachmann, A. Bressan, M. Capeans, M. Deutel, S. Kappler, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A479**, 294 (2002).

-
- [34] G. Bencivenni, G. Felici, F. Murtas, P. Valente, W. Bonivento, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A488**, 493 (2002).
- [35] G. Bencivenni and D. Domenici, Nucl. Instrum. Meth. **A581**, 221 (2007).
- [36] G. Bencivenni, S. Cerioni, D. Domenici, G. Felici, M. Gatta, and M. Pistilli, NSS Conference Record IEEE **6**, 4666 (2008).
- [37] A. Balla, G. Bencivenni, S. Cerioni, P. Ciambrone, E. De Lucia, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A628**, 194 (2011), 1003.3770.
- [38] A. Balla, G. Bencivenni, M. Capodiferro, S. Cerioni, P. Ciambrone, et al., Nucl. Phys. Proc. Suppl. **215**, 76 (2011).
- [39] A. Balla, G. Bencivenni, M. Beretta, S. Cerioni, P. Ciambrone, et al., Nucl. Instrum. Meth. **A604**, 23 (2009).
- [40] P. Branchini, A. Budano, A. Balla, M. Beretta, P. Ciambrone, and E. De Lucia, Nuclear Science, IEEE Transactions **58**, 1544 (2011).