



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

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

Tesi di Laurea

**Studio delle prestazioni e calibrazione dei
calorimetri LET dell'esperimento KLOE-2 a
DAFNE**

Relatore:

Prof. **Antonio Di Domenico**

Laureando:

Matteo Pompili

Correlatori:

Prof. **Paolo Gauzzi**

Dott. **Salvatore Fiore**

Anno Accademico 2010-2011

Tesine

Relazioni di scala in ammassi di galassie dall'effetto Sunyaev-Zel'dovich

Relatore:

Prof. **Marco De Petris**

Sistemi biologici: emissione fotonica ultradebole e meccanismi solitonici correlati

Relatrice:

Prof.ssa **Silvia Gaudenzi**

Ai miei genitori

*Apri la mente a quel ch'io ti paleso
e fermalvi entro; ché non fa scienza,
sanza lo ritenere, avere inteso.*
(Par. V, 40-42)

Indice

Introduzione	vii
1 La fisica $\gamma\gamma$	1
1.1 Proprietà generali	2
1.2 Risonanze scalari in collisioni a due fotoni	5
1.2.1 La reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi\pi$ e il mesone σ	5
1.3 Stati finali di singoli pseudoscalari	8
2 DAΦNE e KLOE	13
2.1 DAΦNE	13
2.2 KLOE	15
2.2.1 La camera a deriva	17
2.2.2 Il calorimetro elettromagnetico	19
2.2.3 Il trigger	23
2.2.4 Il sistema di acquisizione dati	26
2.3 Upgrade di DAΦNE e KLOE (KLOE-2)	27
2.3.1 Inner Tracker	29
2.3.2 QCALT	30
2.3.3 CCALT	31
2.4 Upgrade di KLOE-2 per la fisica $\gamma\gamma$	32
2.4.1 Tracciamento dei leptoni lungo la macchina	33
2.5 Il sistema di tagging	34
2.5.1 I detector HET	36
2.5.2 Correlazioni tra le stazioni di tagging e considerazioni sul fondo	37
3 Il Low Energy Tagger di KLOE-2	41
3.1 Progetto del LET	41
3.1.1 Cristalli e fotomoltiplicatori a confronto	42
3.1.2 Prototipi e test	45
3.1.3 Simulazioni del rivelatore	47

3.1.4	Scelta dei cristalli e dei fotomoltiplicatori	48
3.2	Analisi dei cristalli di LYSO e test di qualità	49
3.2.1	Analisi dei cristalli effettuata dalla SICCAS	49
3.2.2	Analisi dei cristalli effettuata a Roma	51
3.3	Test beam alla BTF dei Laboratori di Frascati	62
3.4	Installazione del LET in KLOE	72
4	Primi dati acquisiti con i LET	75
4.1	Stime del flusso dei raggi cosmici	76
4.2	Primi dati: raggi cosmici	81
4.2.1	Equalizzazione dei canali del LET	81
4.2.2	Selezione dei raggi cosmici con fasci circolanti	84
4.3	Problematiche legate ai fasci	86
	Conclusioni	89
	Bibliografia	93

Elenco delle figure

1.1	Formazione del sistema X tramite l'annichilazione e^+e^-	1
1.2	Formazione del sistema X per mezzo di fotoni virtuali emessi dall'e- lettrone e dal positrone.	1
1.3	Tipico evento $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, in cui X decade in $\pi^+\pi^-$ rivelati a grandi angoli di diffusione. Gli e^\pm sono diffusi a piccoli angoli e rimangono all'interno della beam-pipe. L'evento è mostrato (a) nel piano yz e (b) nel piano xy trasverso alla direzione lungo z del fascio.	3
1.4	Funzione di flusso $\gamma\gamma$ differenziale in funzione dell'energia del centro di massa. [7]	4
1.5	In alto: risultati delle sezioni d'urto del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ dell'e- sperimento Mark II [8] ($E < 800$ MeV) e dell'esperimento Belle [9] ($E > 800$ MeV), integrate sull'angolo $ \cos\theta^* \leq 0,6$ e del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ dell'esperimento Crystal Ball [10] ($E < 600$ MeV) e di Belle [11] ($E > 600$ MeV), integrate sull'angolo $ \cos\theta^* \leq 0,8$. E è l'energia del centro di massa di $\gamma\gamma$. Le tre zone numerate si riferisco- no alle regioni di energia in cui KLOE-2 potrà dare un contributo. Le curve derivano dall'analisi in ampiezza illustrata in [7]. In basso: Vista ingrandita dei dati $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ a bassa massa invariante. Sono confrontati i dati di Crystall Ball [10] e di JADE [12] (arbitrariamente normalizzati ai dati di Crystall Ball) con le previsioni di ChPT (li- nea continua e banda gialla) e quelle ottenute con tecniche dispersive (bande verdi e rosa). [13]	6
1.6	I dati di Crystal Ball sono confrontati con una previsione a due loop (linea continua) effettuata con la teoria della perturbazione chirale (ChPT) e dalla sezione d'urto di $\gamma\gamma \rightarrow \sigma \rightarrow \pi^0\pi^0$ ottenuta con due diverse condizioni (linea punteggiata e linea tratteggiata). [26]	8
1.7	In alto: fattore di forma di transizione per il processo $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0$. In basso: fattore di forma di transizione per il processo $\gamma^*\gamma \rightarrow \eta$	10
2.1	Schema dell'acceleratore DAΦNE.	16

2.2	Sezione verticale di KLOE lungo la linea del fascio.	17
2.3	Disposizione dei fili a $z=0$: i punti indicano i fili di segnale, i cerchi vuoti indicano i fili di campo	18
2.4	In alto: risoluzione spaziale media per le celle grandi in funzione della distanza dal filo. In basso: risoluzione dell'impulso per leptoni di 510 MeV in funzione dell'angolo polare (in gradi).	20
2.5	Geometria degli end-cap	21
2.6	Schema del trigger a due livelli di KLOE	25
2.7	Settori del trigger per uno dei moduli del barrel: si possono vedere i settori normali e quelli sovrapposti	26
2.8	Confronto del layout di DAΦNE prima e dopo le modifiche.	28
2.9	Confronto della luminosità di DAΦNE in funzione del prodotto delle correnti dei fasci circolanti prima e dopo le modifiche.	29
2.10	Disegno dell'Inner Tracker che sarà installato a KLOE.	30
2.11	Schema della sezione dell'Inner Tracker.	30
2.12	Disegno del rivelatore QCALT.	31
2.13	Nella figura sono mostrati i QCALT (grigio scuro) e i CCALT (blu) che saranno installati in KLOE.	32
2.14	Configurazione dei magneti di una parte dell'anello principale di DAΦNE significativo per i tagger $\gamma\gamma$	33
2.15	Ricostruzione delle traiettorie di tutte le particelle fino a 2m dall'IP	35
2.16	Ricostruzione delle traiettorie delle particelle che arrivano al dipolo magnetico	35
2.17	Posizione del LET e del HET a DAΦNE.	36
2.18	Energia dei leptoni che arrivano sul HET in funzione della deviazione dall'orbita principale.	37
2.19	Rendering del detector HET.	38
2.20	Copertura dell'accettanza in funzione di $W_{\gamma\gamma}(\text{MeV})$ per le coincidenze $\text{HET} \otimes \text{LET}$ (in nero) e $\text{LET} \otimes \text{LET}$ (in rosso).	39
3.1	Posizione dei due LET rispetto a QD0 e QF1.	42
3.2	Confronto della light yield del LYSO (triangoli) e del PbWO_4 (cerchi).	46
3.3	Disegno tecnico e fotografia del prototipo.	46
3.4	Diagramma a blocchi dell'elettronica di front-end del LET.	47
3.5	Simulazione di un fascio di elettroni sul prototipo del LET.	48
3.6	Disegni tecnici inviati alla SICCAS	50

3.7	Distribuzione dell'uniformità U considerando un'incertezza di riproducibilità della misura di LY gaussiana con $\sigma = 2\%$ per quattro casi: in alto a sinistra per un cristallo ideale; in alto a destra per un cristallo con distribuzione uniforme di LY di $\pm 2\%$; in basso per un cristallo con distribuzione uniforme di LY di $\pm 5\%$ (a sinistra) e di $\pm 10\%$ (a destra).	52
3.8	Il supporto usato per i test e le posizioni della sorgente sul cristallo.	53
3.9	Calibrazione in energia per mezzo delle sorgenti radioattive ^{137}Cs , ^{22}Na e ^{60}Co .	53
3.10	Esempio di fit del piedistallo: fit del cristallo W-05-03.	54
3.11	Esempio di fit gaussiano: fit del cristallo W-01-02.	55
3.12	Esempio di fit con funzione costituita dalla somma di una gaussiana e di un'esponenziale decrescente: fit del cristallo W-01-02.	55
3.13	Esempio di fit eseguito su uno degli spettri ottenuti dalla SICCAS: fit del cristallo W-04-03.	56
3.14	Distribuzione della light yield misurata a Roma.	59
3.15	Distribuzione della light yield misurata dalla SICCAS.	59
3.16	Confronto del numero dei fotoelettroni di ogni cristallo ottenuto dalla SICCAS e a Roma.	60
3.17	Distribuzione dell'uniformità misurata a Roma.	60
3.18	Distribuzione dell'uniformità misurata dalla SICCAS.	61
3.19	Correlazione tra il numero di fotoelettroni misurati a Roma e il numero di quelli misurati dalla SICCAS.	61
3.20	Distribuzione della differenza tra il numero di fotoelettroni misurati a Roma e il numero di quelli misurati dalla SICCAS.	62
3.21	Immagine di un SiPM usato nel test.	63
3.22	Numerazione dei canali del prototipo letti durante il test.	63
3.23	In alto: preamplificatore con il regolatore di tensione. In basso: modulo di potenza a cui erano collegati i SiPM.	64
3.24	Schema dell'apparato sperimentale usato durante i test.	64
3.25	Spettro generato da una MIP passante in un cristallo di LYSO.	65
3.26	Conteggi ADC dei 14 canali relativi a tre run di acquisizioni.	65
3.27	Somma dei piedistalli in presenza e in assenza del fascio.	67
3.28	Fit dello spettro in energia (espressa in numero di MIP) raccolta dal LET.	68
3.29	Studio della linearità nella configurazione con il cavo: E_{rec} in funzione di E_{fascio} .	69
3.30	Deviazione dalla linearità nella configurazione con il cavo: $\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}}$ in funzione di E_{fascio} .	69

3.31	Fit della risoluzione in energia dei sei canali centrali letti con il cavo.	70
3.32	Scansione in energia: energia ricostruita e risoluzione in funzione della posizione.	71
3.33	Vista esplosa del LET.	72
3.34	LET assemblato, cristalli di LYSO, SiPM montati sul supporto e schede dell'elettronica di front-end.	72
3.35	Il LET installato in KLOE.	73
3.36	Inserimento del LET in KLOE.	74
4.1	Numerazione dei canali dei LET: a sinistra per gli e^- ; a destra per gli e^+ .	76
4.2	Posizione del LET all'interno di KLOE.	77
4.3	Grafico della curvatura delle tracce in funzione del modulo dell'impulso. È evidenziato il taglio effettuato sull'impulso.	77
4.4	Colonna di cristalli del LET.	79
4.5	Il LET e i piani considerati per la selezione dei raggi cosmici.	80
4.6	Esempio di distribuzione ADC relativa ai raggi cosmici di uno dei canali del LET.	82
4.7	Spettro TDC.	82
4.8	Spettro delle MIP in funzione del canale (prima dell'equalizzazione).	83
4.9	Spettro delle MIP in funzione del canale dopo la seconda iterazione del processo di equalizzazione. I due canali non equalizzati sono dovuti a errori nell'impostazione della tensione di alimentazione	83
4.10	Selezione dei raggi cosmici che attraversano le regioni occupate dai LET nel piano $y = 0$ (evidenziate dai rettangoli rossi).	85
4.11	Distribuzione di Δt in assenza di fascio e la selezione effettuata.	85
4.12	Spettro TDC in presenza dei fasci in cui si può notare il fondo.	86
4.13	Schema seguito dal fondo in presenza dei fasci nel caso del LET degli elettronici: la colonna 1 è quella più lontana dalla beam-pipe; la colonna 5 la più vicina.	87
4.14	Rate del fondo macchina. Nel periodo in esame la corrente dei positroni era inferiore di quella degli elettronici.	88
4.15	Piedistallo del canale 8 in funzione della corrente del fascio di elettronici. La parte mancante è dovuta alla zero suppression.	89

Elenco delle tabelle

1.1	Previsioni di $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}$ per i vari modelli di composizione degli scalari .	7
1.2	Sezioni d'urto di mesoni pseudoscalari a diversi valori di \sqrt{s} ottenute usando l'equazione (1.7).	9
2.1	Parametri per DAΦNE. [35] [36]	14
2.2	Principali caratteristiche dei decadimenti di KLOE	16
2.3	Ricostruzione delle zone in cui le particelle non nominali vengono perse lungo la linea in assenza del campo solenoidale (i risultati si riferiscono a particelle di tutte le energie ma create nell'IP con -25 mrad)	34
3.1	Caratteristiche principali dei due cristalli presi in esame.	43
3.2	Caratteristiche principali degli SPD presi in esame (gli MPPC erano tutti Hamamatsu).	43
3.3	Confronto tra le misure ottenute dall'università Sapienza e quelle ottenute dalla SICCAS	56
4.1	Selezione effettuata sulle tracce del run 50512 (6818 sec.)	80
4.2	Numero di tracce contenute nelle singole colonne del LET 1 (stesso run della tab. 4.1)	80
4.3	Numero di tracce contenute nelle singole colonne del LET 2 (stesso run della tab. 4.1)	81

Premessa

Lo studio del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, in cui X è uno stato finale permesso dalle leggi di conservazione, viene denominato *fisica $\gamma\gamma$* . Nella reazione sopra indicata vengono prodotti stati finali $J^{PC} = 0^{\pm+}, 2^{\pm+}$ (e non $J = 1$ perché proibito), inaccessibili per i processi di annichilazione e^+e^- in cui si producono solo stati $J^{PC} = 1^{--}$. Ciò permette di verificare l'esistenza e indagare le caratteristiche di alcuni mesoni scalari e pseudoscalari con masse inferiori a ~ 1 GeV che sono ancora oggetto di studio a causa della mancanza di misure sufficientemente precise. Tali misure sono altresì necessarie per verificare la validità dei modelli teorici proposti per descrivere la natura di detti mesoni. La difficoltà delle misurazioni consiste nell'impossibilità da parte dei rivelatori tradizionali di rivelare gli elettroni e i positroni diffusi a piccoli angoli. Infatti nella reazione in esame gli e^+ e gli e^- diffusi escono dal rivelatore lungo la *beam-pipe*.

Uno degli scopi dell'esperimento KLOE-2, upgrade di KLOE a DAΦNE, è di ottenere misure più precise di quelle attualmente disponibili sui mesoni di piccola massa per mezzo di nuovi detector appositamente realizzati per rivelare gli e^+ ed e^- diffusi: il Low Energy Tagger (LET) e lo High Energy Tagger (HET).

La presente tesi ha come oggetto di studio il rivelatore LET, le sue caratteristiche e la sua calibrazione per mezzo dei raggi cosmici. Il lavoro da me svolto, e descritto in questa tesi, è consistito:

- nella partecipazione all'allestimento e allo svolgimento del test beam del prototipo finale del LET per lo studio delle sue prestazioni presso la BTF dei laboratori di Frascati nell'ottobre 2009;
- nei test per misurare la light yield e l'omogeneità dei cristalli di LYSO installati successivamente nel rivelatore;
- nello studio per la calibrazione del LET per mezzo dei raggi cosmici.

Nel primo capitolo viene illustrata la teoria relativa al processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, la cosiddetta “*fisica $\gamma\gamma$* ”, i possibili stati finali X e le misure che è possibile ottenere.

Nel secondo capitolo sono presentate le caratteristiche dell'acceleratore DAΦNE, di KLOE e dei nuovi rivelatori che costituiscono l'upgrade a KLOE-2.

Il terzo capitolo è incentrato sul LET: il suo progetto e la scelta dei componenti. Sono inoltre descritti i test effettuati sui vari prototipi e sui cristalli scintillatori che sono stati successivamente installati nel rivelatore finale.

Infine, nel quarto capitolo è illustrato lo studio svolto per ottenere la calibrazione del LET per mezzo dei raggi cosmici e le problematiche ad essa legate.

Capitolo 1

La fisica $\gamma\gamma$

Con “*fisica $\gamma\gamma$* ” si intende lo studio del processo di QED dell’ordine $\mathcal{O}(\alpha^4)$ mostrato in figura 1.2. Questo processo avviene nei collider $e^+ e^-$ quando elettrone e positrone, invece di interagire direttamente come illustrato in figura 1.1, emettono ciascuno

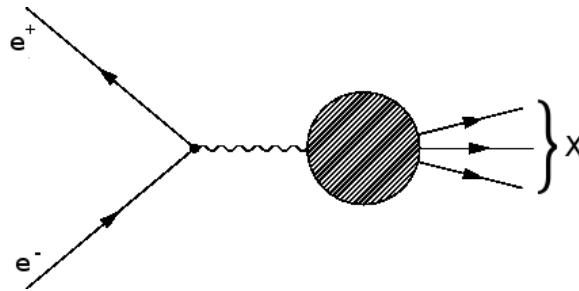


Figura 1.1: Formazione del sistema X tramite l’annichilazione e^+e^- .

un fotone virtuale dando origine a un arbitrario stato finale X permesso dalle leggi di conservazione (vedi fig. 1.2). La reazione è quindi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$.

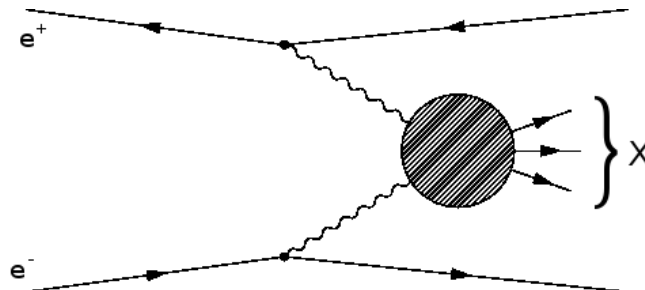


Figura 1.2: Formazione del sistema X per mezzo di fotoni virtuali emessi dall’elettrone e dal positrone.

Quando X è una coppia di leptoni la reazione è calcolabile in QED. Nel seguito invece si considererà il caso in cui X sia uno o più mesoni.

1.1 Proprietà generali

I primi ad occuparsi della produzione di mesoni nelle collisioni di due fotoni furono nel 1960 Calogero e Zemach [1] trattando gli anelli di accumulazione di e^-e^- per calcolare la produzione di $\pi^+\pi^-$, e Low [2] che propose di misurare la vita media del π^0 attraverso la reazione inversa del decadimento, ossia $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \pi^0$.

Low usò l'*approssimazione del fotone equivalente* di Weizsäcker e Williams [3] per descrivere il flusso di fotoni virtuali derivanti da un fascio di elettroni e per calcolare la sezione d'urto per un fotone virtuale proveniente da ognuno dei due fasci di elettroni che collidono per formare un π^0 . In tale approssimazione i fotoni si considerano "quasi reali", ossia hanno $q^2 \simeq 0$. Il risultato di Low è il seguente:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0} \approx \frac{16\alpha^2}{M_{\pi^0}^3} \Gamma_{\gamma\gamma}^{\pi^0} \left(\ln \frac{E_b}{m_e} \right)^2 f\left(\frac{M_{\pi^0}}{2E_b}\right) \quad (1.1)$$

in cui $\alpha = 1/137$ è la costante di accoppiamento elettromagnetica, M_{π^0} è la massa del π^0 , $\Gamma_{\gamma\gamma}^{\pi^0}$ è la larghezza parziale del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$, m_e è la massa dell'elettrone, E_b è l'energia del fascio (*beam*) e $f(z)$ è la funzione di Low definita come:

$$f(z) = (2 + z^2)^2 \ln \frac{1}{z} - (1 - z^2)(3 + z^2) \quad (1.2)$$

La formula (1.1) mostra che la sezione d'urto del processo a due fotoni cresce con l'energia del fascio di elettroni come $(\ln E_b/m_e)^2$. Ciò può essere confrontato con la decrescita $\propto 1/E_b^2$ del processo di annichilazione che è soppresso dal propagatore dei fotoni altamente virtuali. La massa al quadrato di ogni fotone è determinata dall'angolo di diffusione θ e dall'energia iniziale E e finale E' dell'elettrone diffuso:

$$q^2 \approx -2EE'(1 - \cos\theta).$$

Quando entrambi gli elettroni hanno un angolo $\theta \simeq 0$ allora la massa invariante $W_{\gamma\gamma}$ dei due fotoni è:

$$W_{\gamma\gamma} \approx 2\sqrt{(E_1 - E'_1)(E_2 - E'_2)}.$$

La probabilità di emettere questi fotoni quasi-reali cresce logicamente con l'energia del fascio. La preferenza del propagatore per fotoni con piccola massa significa che la maggior parte della sezione d'urto è concentrata a un piccolo angolo tra l'elettrone e il fotone virtuale. Ciò genera un sistema X che può essere accelerato lungo la direzione del fascio a causa delle energie diverse dei fotoni, ma che ha un momento trasverso piccolo rispetto all'asse del fascio.

Un evento tipico è mostrato in figura 1.3 [4]. Le particelle del fascio sono diffuse a piccoli angoli e rimangono all'interno della *beam-pipe*, mentre i prodotti del de-

cadimento di X sono osservati in un rivelatore che circonda il punto di interazione. Poiché X ha un $p_T \sim 0$, quando decade in due particelle queste andranno in versi opposti nel piano perpendicolare al fascio ($\Delta\phi \sim 180^\circ$), ma non nel piano che contiene il fascio, in quanto il centro di massa del sistema dei due fotoni si muove lungo l'asse del fascio. Ciò significa che un decadimento isotropo di X nel sistema di riferimento in cui esso è a riposo appare fortemente concentrato in avanti nel riferimento del laboratorio. La maggior parte della sezione d'urto è quindi fuori dalla regione angolare di accettazione di un rivelatore tipico. Con l'aggiunta di rivelatori a piccolo angolo è possibile rivelare gli elettroni e i positroni diffusi, chiudere la cinematica dell'evento e ridurre il fondo.

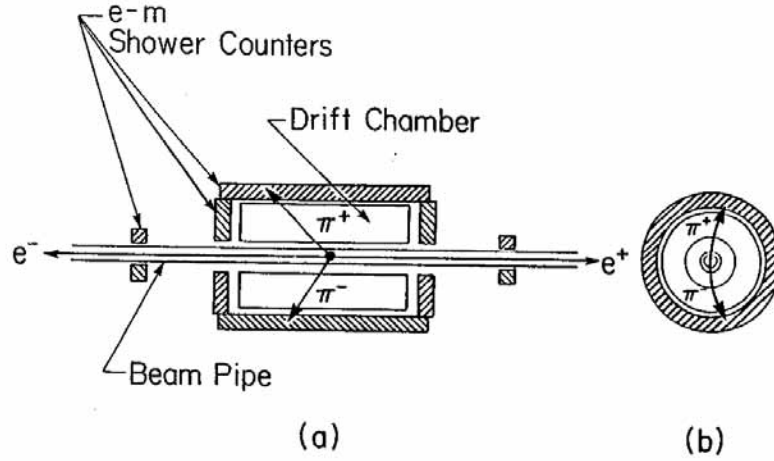


Figura 1.3: Tipico evento $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, in cui X decade in $\pi^+\pi^-$. Gli e^\pm sono rivelati a grandi angoli di diffusione. Gli e^\pm sono diffusi a piccoli angoli e rimangono all'interno della beam-pipe. L'evento è mostrato (a) nel piano yz e (b) nel piano xy trasverso alla direzione lungo z del fascio.

Il fattore $1/M^3$ nell'equazione (1.1) mostra che è favorita la formazione di mesoni leggeri. Una parte deriva dallo spettro di energia dei fotoni $\sim 1/\omega$, mentre un'altra parte la si ottiene dalla relazione

$$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X} = \frac{2\pi^2(2J+1)M_X^2}{|\vec{q}|^2 W_{\gamma\gamma}} \Gamma_{\gamma\gamma}^X(q_1, q_2) \delta(W_{\gamma\gamma}^2 - M_X^2)$$

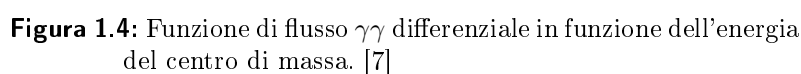
che lega $\Gamma_{\gamma\gamma}^X$ e la sezione d'urto $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow X}$, come illustrato nel riferimento [4].

La forma generale della sezione d'urto per il generico processo a due fotoni nell'approssimazione equivalente è:

dove $W_{\gamma\gamma}$ è la massa invariante del sistema dei due fotoni e f è la funzione definita nell'equazione (1.2). La (1.3) mostra che la sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ può essere fattorizzata come prodotto di una funzione di flusso di fotoni

per la sezione d'urto $\gamma\gamma \rightarrow X$. [4]

La figura 1.4 mostra la funzione di flusso moltiplicata per una luminosità integrata $L_{ee} = 1 \text{ fb}^{-1}$ in funzione della massa invariante $\gamma\gamma$ per tre diversi valori di energia del centro di massa $\sqrt{s} =: 1,02 \text{ GeV}$, $1,2 \text{ GeV}$ e $1,4 \text{ GeV}$. All'energia nel



centro di massa di DAΦNE esiste la possibilità di rivelare gli stati finali $\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ e $\pi^0\eta$, le cui sezioni d'urto sono dell'ordine di 1 nb o più grandi. Anche gli stati finali

con un singolo pseudoscalare (π^0 , η) sono accessibili e la misura della larghezza di questi decadimenti permette la misurazione dell'angolo di mixing φ_P e dei fattori di forma di transizione. La reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$ permette perciò lo studio dei mesoni di massa inferiore a ~ 1 GeV, difficoltosi da trattare in QCD a causa della costante di accoppiamento troppo alta che non consente l'utilizzo di metodi perturbativi.

1.2 Risonanze scalari in collisioni a due fotoni

È possibile rivelare la composizione delle risonanze adroniche per mezzo della loro produzione in collisioni a due fotoni. Al momento la natura delle risonanze scalari di massa inferiore a 1 GeV ($f_0(600)$ o σ , $f_0(980)$, $a_0(980)$) che decadono in due π non è ancora chiara. Esistono numerosi modelli quali $\bar{q}q$, $\bar{q}qqq$, molecole di $\bar{K}K$ e *glueball*.

È stata effettuata un'analisi in ampiezza [14] usando i dati pubblicati relativi a $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$. I risultati sono mostrati sotto forma di fit nella figura 1.5. I fit non descrivono i dati dell'esperimento Belle [9] relativi al canale $\pi^+\pi^-$ nell'intervallo di energia compreso tra 850 e 950 MeV. La causa potrebbe risiedere nel fondo di $\mu^+\mu^-$.

L'intervallo di energia in cui KLOE-2 potrà dare un contributo è mostrato in figura 1.5, in basso: in particolare la regione compresa tra ~ 300 MeV e ~ 800 MeV è quella interessata dalla σ . In tale regione le uniche misure disponibili sono quelle di Crystall Ball [10] e di Jade [12] per il canale $\pi^0\pi^0$ e quelle di Mark II [8] per il canale $\pi^+\pi^-$ i cui errori sui dati sono grandi.

1.2.1 La reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi\pi$ e il mesone σ

L'esistenza del mesone σ fu suggerita per la prima volta nel modello sigma lineare per descrivere le interazioni tra pioni e nucleone anche se non è mai stato osservato chiaramente: la sua esistenza, nonché la sua natura, sono ancora controverse. Tuttavia recentemente sono stati trovati alcuni indizi dell'esistenza della risonanza σ e si hanno alcune misure della massa e della larghezza ottenute studiando l'ampiezza di diffusione di $\pi\pi$ [15], il decadimento $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ [16] e il decadimento $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ [17]. È da notare che la determinazione delle proprietà della σ è importante anche in altri ambiti oltre quelli della fenomenologia delle basse energie: per esempio lo studio del decadimento $B \rightarrow \rho\pi$, importante per lo studio della violazione di CP, potrebbe avere come possibile fondo $B \rightarrow \sigma\pi$.

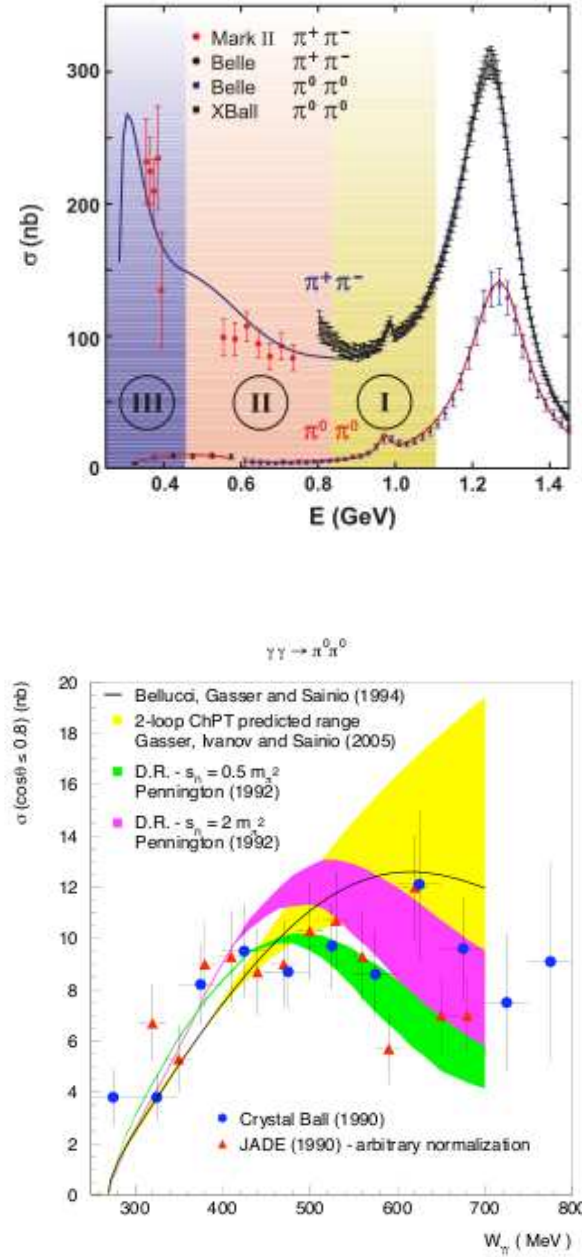


Figura 1.5: In alto: risultati delle sezioni d'urto del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ dell'esperimento Mark II [8] ($E < 800$ MeV) e dell'esperimento Belle [9] ($E > 800$ MeV), integrate sull'angolo $|\cos\theta^*| \leq 0,6$ e del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ dell'esperimento Crystal Ball [10] ($E < 600$ MeV) e di Belle [11] ($E > 600$ MeV), integrate sull'angolo $|\cos\theta^*| \leq 0,8$. E è l'energia del centro di massa di $\gamma\gamma$. Le tre zone numerate si riferiscono alle regioni di energia in cui KLOE-2 potrà dare un contributo. Le curve derivano dall'analisi in ampiezza illustrata in [7].

In basso: Vista ingrandita dei dati $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ a bassa massa invariante. Sono confrontati i dati di Crystall Ball [10] e di JADE [12] (arbitrariamente normalizzati ai dati di Crystall Ball) con le previsioni di ChPT (linea continua e banda gialla) e quelle ottenute con tecniche dispersive (bande verdi e rosa). [13]

Esistono alcuni modelli teorici per descrivere la natura dei mesoni scalari ($qq\bar{q}q$, molecole di $K\bar{K}$, *glueball*, ecc) Nella tabella 1.1 sono riportate alcune previsioni di $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}$ per l'accoppiamento $\sigma\gamma\gamma$ per alcuni modelli di composizione degli scalari.

Tabella 1.1: Previsioni di $\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}$ per i vari modelli di composizione degli scalari

$\Gamma_{\sigma \rightarrow \gamma\gamma}$ (keV)		
<i>Composizione</i>	<i>Previsione</i>	<i>Autori</i>
$(\bar{u}u + \bar{d}d)/\sqrt{2}$	4,0	Babcock & Rosner [18]
$\bar{s}s$	0,2	Barnes [19]
$[\bar{n}s][ns]$, $n = (u, d)$	0,27	Achsov <i>et al.</i> [20]
$\bar{K}K$	0,6	Barnes [21]
	0,22	Hanart <i>et al.</i> [22]

Dal punto di vista sperimentale la reazione con $\pi^0\pi^0$ nello stato finale è più chiara di quella con $\pi^+\pi^-$ a causa del fondo dovuto a $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ e a $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma^* \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. Per la reazione con i pioni neutri esistono delle previsioni teoriche basate sulla teoria della perturbazione chirale (ChPT) a due loop [23, 24] e con tecniche dispersive [25] (vedi fig. 1.5). Uno studio del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ in presenza della risonanza σ ha mostrato che la forma della sezione d'urto sembra essere sensibile alla struttura del mesone σ , poiché i due fotoni si accoppiano direttamente alla carica elettrica dei quark costituenti (cfr. [26]). Gli effetti dell'inclusione della risonanza σ sono mostrati nella figura 1.6 in cui è rappresentata la sezione d'urto della reazione $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ per le zone II e III della figura 1.5. Le incertezze sui dati sono troppo grandi per concludere qualcosa sull'esistenza di una risonanza nella regione tra 400 e 500 MeV e quale sia l'approccio teorico migliore da usare.

Con l'esperimento KLOE-2, già con circa 5 fb^{-1} di luminosità integrata, ci si aspetta di registrare $O(10k)$ eventi di tipo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ nell'intervallo di $W_{\gamma\gamma}$ mostrato in figura 1.6. Si conta quindi di poter raggiungere un'incertezza statistica di qualche per cento nella misura della sezione d'urto $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \pi^0)$ per ogni bin di $W_{\gamma\gamma}$ mostrato in figura 1.6.

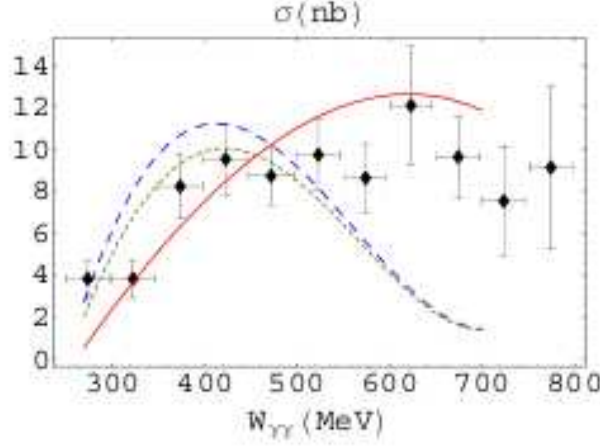


Figura 1.6: I dati di Crystal Ball sono confrontati con una previsione a due loop (linea continua) effettuata con la teoria della perturbazione chirale (ChPT) e dalla sezione d'urto di $\gamma\gamma \rightarrow \sigma \rightarrow \pi^0\pi^0$ ottenuta con due diverse condizioni (linea punteggiata e linea tratteggiata). [26]

1.3 Stati finali di singoli pseudoscalari

All'ordine dominante in un collider e^+e^- contribuiscono solo due diagrammi al processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-P$, dove P è uno pseudoscalare [7]:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-P \quad (\text{canale } t) \quad (1.5)$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \gamma^*P \rightarrow e^+e^-P \quad (\text{canale } s) \quad (1.6)$$

Il canale t è quello dominante, ma in generale il canale s e l'interferenza tra i canali non possono essere trascurati. Dalla sezione d'urto del processo (1.5) possono essere estratte le larghezze di decadimento di π^0 , η ed η' . La larghezza di decadimento $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)$ può essere misurata dalla sezione d'urto che può essere scritta come:

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-P} = \frac{16\alpha^2\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)}{m_P^3} \left(\ln \frac{E_b}{m_e} \right)^2 f(z_P) \quad (1.7)$$

in cui E_b è l'energia del fascio, m_P la massa del mesone pseudoscalare, $z_P = \frac{m_P}{2E_b}$ e $f(z_P)$ è descritta nell'equazione (1.2). Nella tabella 1.2 sono riportati i valori della sezione d'urto dei mesoni pseudoscalari π^0 , η ed η' per alcuni valori di energia del centro di massa usando l'equazione (1.7).

Come si vede nella figura 1.4, KLOE-2 può studiare i decadimento $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ e $\gamma\gamma \rightarrow \eta$. Il primo caso è importante perché può far comprendere meglio le dinamiche

Tabella 1.2: Sezioni d'urto di mesoni pseudoscalari a diversi valori di \sqrt{s} ottenute usando l'equazione (1.7).

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	1,02	1,2	1,4
$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0}(\text{pb})$	271	317	364
$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta}(\text{pb})$	45	66	90
$\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta'}(\text{pb})$	4,9	20	40

di interazione forte della QCD a basse energie. Per tale scopo è necessario misurare $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}$. Il valore riportato nel Particle Data Group è $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = 7,74 \pm 0,48 \text{ eV}$, con una precisione del 6,2% (cfr. [27]). L'esperimento PrimEx a JLab ha migliorato significativamente l'accuratezza della misura ottenendo $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = 7,82 \pm 0,22 \text{ eV}$, con una precisione del 2,8% (cfr. [28]). KLOE-2 si propone lo scopo di misurare $\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma}$ con una precisione del $\sim 1\%$, come illustrato nel riferimento [29].

Dal processo (1.5) è possibile ricavare anche i fattori di forma di transizione $\mathcal{F}_{P\gamma^*\gamma^*}(m_P^2, q_1^2, q_2^2)$ con momenti trasferiti *space-like*, importanti per discriminare tra diversi modelli fenomenologici riguardanti i contributi adronici al momento magnetico anomalo del muone (g-2). Al momento non esistono misure a basso valore di Q^2 dei fattori di forma di transizione $\mathcal{F}_{P\gamma^*\gamma^*}(m_P^2, Q^2, 0)$ per i processi $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0$ e $\gamma^*\gamma \rightarrow \eta$, come illustrato in figura 1.7 [7]. Queste potranno essere effettuate per la prima volta dall'esperimento KLOE-2 [29].

Poiché i fotoni del processo $\gamma\gamma \rightarrow X$, dove X è un qualsiasi mesone leggero, si accoppiano con la carica elettrica dei quark costituenti di X si ha che l'ampiezza $\langle \gamma\gamma | q\bar{q} \rangle$ dipende solo dal quadrato della carica del quark e_q e non hanno nessuna dipendenza dal sapore. Esprimendo il contenuto in quark del mesone X come

$$|X\rangle = \frac{a|u\bar{u}\rangle + b|d\bar{d}\rangle + c|s\bar{s}\rangle}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}$$

si ottiene

$$\langle \gamma\gamma | X \rangle \propto \langle e_q^2 \rangle_X = \frac{ae_u^2 + be_d^2 + ce_s^2}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} = \frac{4a + b + c}{9\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}}$$

Quindi $\Gamma_{\gamma\gamma}$ è proporzionale alla quarta potenza della carica dei quark, $\langle e_q^2 \rangle_X^2$, e risulta così molto sensibile alla presenza di $u\bar{u}$. Nella rappresentazione $\text{SU}(3)_f$ di sapore (*flavour*), nello stato fondamentale i mesoni $q\bar{q}$ sono organizzati in un ottetto e in un singoletto. Per esempio, i mesoni neutri pseudoscalari nella rappresentazione

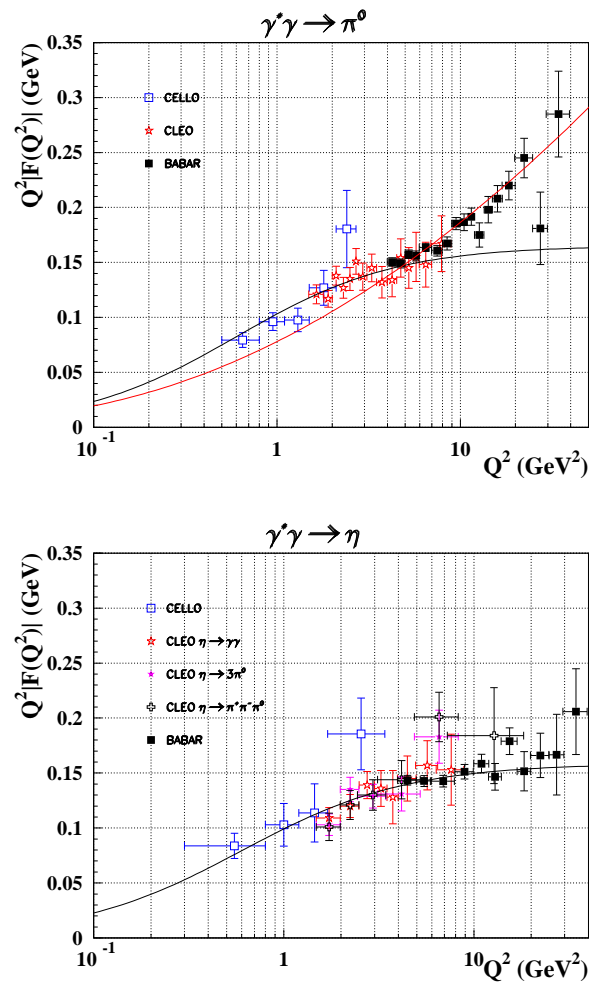


Figura 1.7: In alto: fattore di forma di transizione per il processo $\gamma^* \gamma \rightarrow \pi^0$. In basso: fattore di forma di transizione per il processo $\gamma^* \gamma \rightarrow \eta$.

$SU(3)_f$ sono:

$$\begin{aligned}\pi^0 &= |d\bar{d} - u\bar{u}\rangle / 2 \\ \eta_8 &= |d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s}\rangle / \sqrt{6} \\ \eta_1 &= |d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s}\rangle / \sqrt{3}\end{aligned}\tag{1.8}$$

dove π^0 e η_8 fanno parte dell'ottetto e η_1 è il singoletto. Poiché $SU(3)_f$ non è una simmetria esatta, η_8 e η_1 , aventi gli stessi numeri quantici e degeneri in massa, possono mescolarsi per formare gli stati fisici η ed η' nel seguente modo:

$$\begin{aligned}\eta &= \eta_8 \cos \varphi_P - \eta_1 \sin \varphi_P \\ \eta' &= \eta_8 \sin \varphi_P + \eta_1 \cos \varphi_P\end{aligned}\tag{1.9}$$

in cui φ_P è l'angolo di mescolamento. Nel caso di mescolamento ideale, $\theta_P = 35,3^\circ$, si avrebbe $\eta = |s\bar{s}\rangle$ e $\eta' = |u\bar{u} + d\bar{d}\rangle / \sqrt{2}$, ossia una separazione completa tra il quark s e i quark u e d. Dalla $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)$ si può determinare l'angolo di mixing φ_P :

$$\begin{aligned}\frac{\Gamma(\eta \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} &= \left(\frac{m_\eta}{m_{\pi^0}}\right)^3 \frac{1}{9} \left(5 \cos \varphi_P - \sqrt{2} \frac{\bar{m}}{m_s} \sin \varphi_P\right)^2, \\ \frac{\Gamma(\eta' \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} &= \left(\frac{m_{\eta'}}{m_{\pi^0}}\right)^3 \frac{1}{9} \left(5 \sin \varphi_P + \sqrt{2} \frac{\bar{m}}{m_s} \cos \varphi_P\right)^2;\end{aligned}$$

Nella QCD i gluoni possono formare uno stato legato, chiamato *gluonio*, che può mescolarsi con i mesoni neutri. Mentre il mesone η può essere considerato come un mesone dell'ottetto con una piccola componente del singoletto, il mesone η' è un candidato per scoprire il gluonio e può essere parametrizzato nel seguente modo [31]:

$$|\eta'\rangle = X_{\eta'} \frac{1}{\sqrt{2}} |u\bar{u} + d\bar{d}\rangle + Y_{\eta'} |s\bar{s}\rangle + Z_{\eta'} |\text{gluonio}\rangle$$

$X_{\eta'}$, $Y_{\eta'}$ e $Z_{\eta'}$ sono normalizzati come

$$X_{\eta'}^2 + Y_{\eta'}^2 + Z_{\eta'}^2 = 1$$

con

$$\begin{aligned}X_{\eta'} &= \cos \phi_G \sin \varphi_P \\ Y_{\eta'} &= \cos \phi_G \cos \varphi_P \\ Z_{\eta'} &= \sin \phi_G\end{aligned}\tag{1.10}$$

in cui ϕ_G è l'angolo di mixing per il contributo del gluonio [32, 33]. Sempre dalla

¹ m_s è la massa del quark s, mentre $\bar{m} \equiv (m_u + m_d)/2$ [30].

$\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)$ si può misurare il contenuto di gluoni di valenza ($Z_G^2 = \sin^2 \phi_G$) nella funzione d'onda di η' :

$$\frac{\Gamma(\eta' \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)} = \left(\frac{m_{\eta'}}{m_{\pi^0}} \right)^3 \frac{1}{9} \cos_G^2 \left(5 \sin \varphi_P + \sqrt{2} \frac{f_n}{f_s} \cos \varphi_P \right)^2.$$

Anche in questo caso KLOE-2 potrà contribuire, attraverso la misura delle larghezze $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma)$, ad una migliore determinazione di φ_P e ad un aumento nella precisione del test per stabilire un'eventuale presenza del contributo gluonico nell' η' .

Capitolo 2

DAΦNE e KLOE

2.1 DAΦNE

DAΦNE (Double Anular Φ-factory for a Nice Experiment) è un collisore e^+e^- in funzione presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN. È una cosiddetta *φ-factory*, poiché l'energia del centro di massa \sqrt{s} è pari al picco di risonanza del mesone ϕ (1019.455 ± 0.020 MeV [34]).

In un collisore la rate dei conteggi di un determinato processo è data da:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma$$

in cui σ è la sezione d'urto del processo in questione, mentre \mathcal{L} è la luminosità della macchina. La sezione d'urto del mesone ϕ , considerando le correzioni radiative è $3,2 \mu\text{b}$, mentre la luminosità massima ottenuta da DAΦNE è $\mathcal{L} = 1,5 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Nella tabella 2.1 sono riportati i parametri di DAΦNE.

La luminosità in un collisore è definita da [37]:

$$\mathcal{L} = fn \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$$

dove N è il numero di particelle per ogni pacchetto (*bunch*), n è il numero di pacchetti in ognuno dei due fasci e $\sigma_{x(y)}$ è la dispersione trasversale del fascio nella direzione orizzontale (verticale). $\sigma_x\sigma_y$ è legato all'area di dispersione trasversale dei fasci. Infine f è la frequenza di rivoluzione. Il prodotto $f \cdot n$ dà la frequenza di incrocio.

Per ottenere una luminosità elevata si ha la necessità di aumentare il numero di pacchetti contenuti in un fascio. Tuttavia si verifica un effetto di foccheggiamento reciproco tra i pacchetti (interazione *beam-beam*) che può essere descritta dal parametro di *tune shift* ξ , definito come [38]:

Tabella 2.1: Parametri per DAΦNE. [35] [36]

<i>Parametro</i>	<i>Valore</i>
Energia di singolo fascio	510 MeV
Numero di particelle per pacchetto	$8,9 \times 10^{10}$
Numero di pacchetti per anello	≤ 120
Frequenza	$\leq 368,25$ MHz
Emittanza orizzontale	1,0 mm mrad
Emittanza verticale	0,01 mm mrad
Funzione β_x	0,25 m
Funzione β_y	0,0093 m
Tune shift di beam-beam orizzontale ξ_x	0,04
Tune shift di beam-beam verticale ξ_y	0,04
σ_z del pacchetto	15 - 20 mm
σ_x del pacchetto	2,0 mm
σ_y del pacchetto	0,02 mm
Corrente elettroni	1,52 A
Corrente positroni	1,00 A
Luminosità di picco massima	$1,5 \times 10^{32} cm^{-2} s^{-1}$

$$\xi_{x,y} = \frac{r_e N \beta_{x,y}}{2\pi \gamma \sigma_{x,y} \sigma_x (1 + \sigma_y / \sigma_x)}$$

dove $r_e = \frac{e^2}{mc^2}$ è il raggio classico dell'elettrone, $\beta_{x(y)}$ è la funzione di betatrone nel punto di interazione e γ è il fattore di Lorentz. Per DAΦNE si ha $\xi_x = \xi_y$.

È possibile esprimere la luminosità come [39]:

$$\mathcal{L} = \pi \left(\frac{\gamma}{r_e} \right)^2 n f \frac{\xi^2 \epsilon (1+k)}{\beta_y}$$

in cui ϵ è l'emittanza e $k = \sigma_x / \sigma_y$ è il coefficiente di accoppiamento. Poiché in generale ξ dipende dal numero di incroci n_i ($\sim 2n$):

$$\xi \simeq \frac{1}{\sqrt{n_i}}$$

un aumento eccessivo di pacchetti può causare una diminuzione della luminosità.

Per ovviare a tale fenomeno in DAΦNE i due fasci circolano in due anelli separati, giacenti sullo stesso piano, che si incrociano in due punti di interazione opposti formando un angolo (di crossing) sul piano orizzontale $\theta \sim 25$ mrad. In questo modo è possibile avere fino a 120 pacchetti per fascio che saranno perturbati solo due volte durante una rivoluzione. L'angolo θ fa sì che il mesone ϕ prodotto abbia un impulso trasverso di circa 12 MeV/c nel sistema del laboratorio e favorisce una maggiore stabilità tra i fasci riducendo l'accoppiamento tra le oscillazioni di sincrotrone e di betatrone.

Il sistema di iniezione di DAΦNE è composto da un *linac* lungo 60 m e da un anello di accumulazione. Gli elettroni, prodotti da un triodo possono essere accelerati fino a 800 MeV. I positroni, prodotti da elettroni di 250 MeV inviati contro un bersaglio rimovibile, possono essere accelerati fino a 550 MeV. Gli elettroni e i positroni così prodotti vengono poi inviati nell'anello di accumulazione e da lì nell'anello principale.

Presso DAΦNE è presente anche la Beam Test Facility (BTF), un'area attrezzata per effettuare test su rivelatori di particelle attraverso l'utilizzo di fasci di elettroni e positroni di energia e caratteristiche note.

Nella figura 2.1 è mostrato lo schema di DAΦNE.

2.2 KLOE

L'esperimento KLOE (*K-Long Experiment*) è stato progettato per misurare il parametro ϵ'/ϵ di violazione diretta della simmetria CP con un'accuratezza dell'ordine di 10^{-4} . Per tale scopo occorre misurare i *branching ratio* (BR) di K_S e K_L in

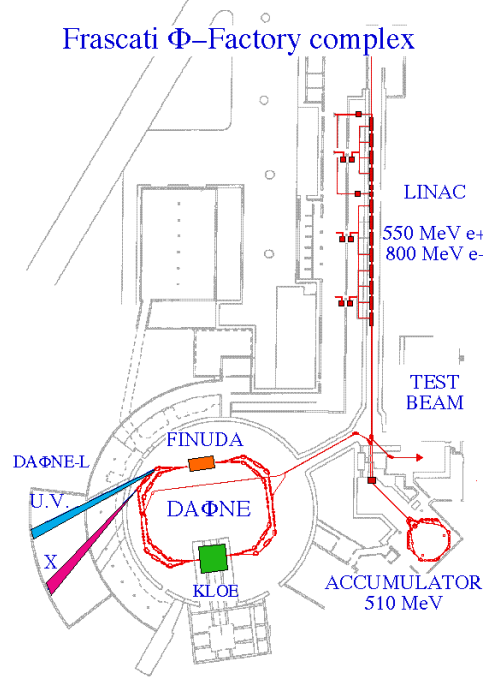


Figura 2.1: Schema dell'acceleratore DAΦNE.

$\pi^+\pi^-$ e in $\pi^0\pi^0$ e ricavare, attraverso il metodo del doppio rapporto

$$\mathcal{R} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) \Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) \Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = 1 - 6\Re\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right),$$

il parametro ϵ'/ϵ .

I K neutri sono prodotti in coppie in onda p nel decadimento della ϕ in uno stato quantico iniziale coerente $K_S K_L - K_L K_S$ e lo studio dei loro prodotti di decadimento permette di effettuare dei test delle simmetrie CP e CPT. I K sono emessi a grandi angoli polari relativi all'asse del fascio: $d\sigma/d\cos\theta \sim \sin^2\theta$. Nella tabella 2.2 sono riportate le principali caratteristiche dei decadimenti.

Tabella 2.2: Principali caratteristiche dei decadimenti di KLOE

<i>Decadimento</i>	<i>Momento</i> (MeV/c)	<i>Lunghezza decadimento</i> (cm)
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	$p_k = 127$	$\lambda^\pm = 95$
$\phi \rightarrow K_S K_L$	$p_k = 110$	$\lambda_L = 343, \lambda_S = 0, 59$
$K_L - K_S$	$155 < p_\pi < 265$	

Le richieste per KLOE sono [40] una grande accettazione per i decadimenti dei K_L in particelle cariche e neutre, la determinazione dei vertici di decadimento, una

buona risoluzione della massa invariante, l'identificazione di elettroni, fotoni e pioni e buone capacità di autocalibrazione. Kloe è composto da una camera a deriva circondata da un calorimetro elettromagnetico ermetico per misurare l'energia e il punto di impatto dei fotoni. La camera a deriva e il calorimetro sono immersi in un campo magnetico assiale prodotto da una bobina superconduttrice di 2,5 m di raggio e 4,2 m di lunghezza. Il valore di 0,52 T del campo magnetico è stato scelto per ottimizzare le accettanze e la risoluzione del momento.

Nella fig. 2.2 è mostrata la sezione verticale di KLOE.

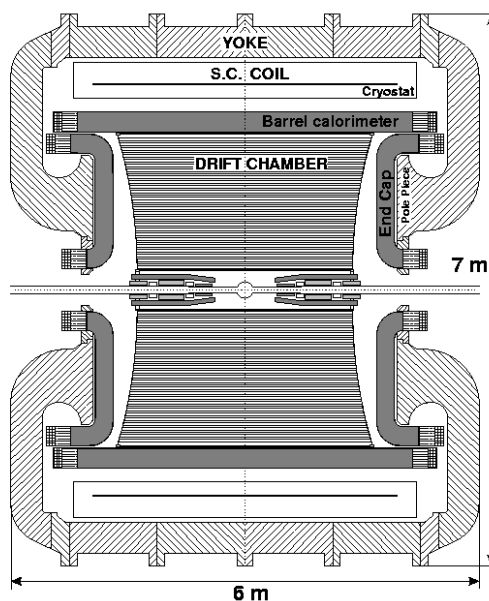


Figura 2.2: Sezione verticale di KLOE lungo la linea del fascio.

2.2.1 La camera a deriva

Le richieste per la camera a deriva sono [41]:

- un'efficienza di ricostruzione elevata ed uniforme in tutto il volume di tracciamento;
- una struttura meccanica leggera per minimizzare la rigenerazione dei K_L (che simulerebbero decadimenti con violazione di CP), assorbimento di fotoni e scattering multipli;
- una risoluzione sul piano trasverso di $\sim 200 \mu\text{m}$;
- una risoluzione sulla ricostruzione dei vertici di $\sim 1 \text{ mm}$ su tutto il volume attivo;

- una buona risoluzione in impulso per ottenere un'alta efficienza per la reiezione del fondo $K_{\mu 3}$.

La camera a deriva è costituita da un cilindro di un composto di fibra di carbonio di ~ 2 m di raggio e lungo $\sim 3,5$ m riempito da una miscela di elio (90%) e isobutano (10%). La dominanza dell'elio nella miscela è dovuta alla necessità di minimizzare la diffusione multipla; l'isobutano serve per ovviare al basso valore di ionizzazione primaria dell'elio. La lunghezza di radiazione della miscela è $X_0 \sim 1300$ m, mentre considerando anche i fili della camera il valore di X_0 scende a ~ 900 m. La camera è chiusa alle due estremità da due piatti a forma di calotta sferica di materiale composto di fibra di carbonio spessi 9 mm ($\sim 0,03 X_0$).

Per ottenere una risoluzione uniforme su tutto il volume sono state scelte celle di forma approssimativamente quadrata disposte su livelli coassiali al fascio. Le celle sono in totale 12582 e sono composte da fili di campo e da fili di segnale. Il rapporto tra il numero di fili di campo e il numero di fili di segnale è 3:1, per un totale di 52140 fili. I 12 strati più interni hanno dimensione $\sim 2 \times 2$ cm², mentre i 46 più esterni $\sim 3 \times 3$ cm² (vedi fig. 2.3). Per la disposizione dei fili è stata scelta una geometria stereo che permette di determinare la coordinata longitudinale Z. I fili di campo sono di alluminio con $75 \mu\text{m}$ di diametro, mentre quelli di segnale sono di tungsteno con $25 \mu\text{m}$ di diametro. Tra i due fili la differenza di potenziale è $\sim 1,9$ KV.

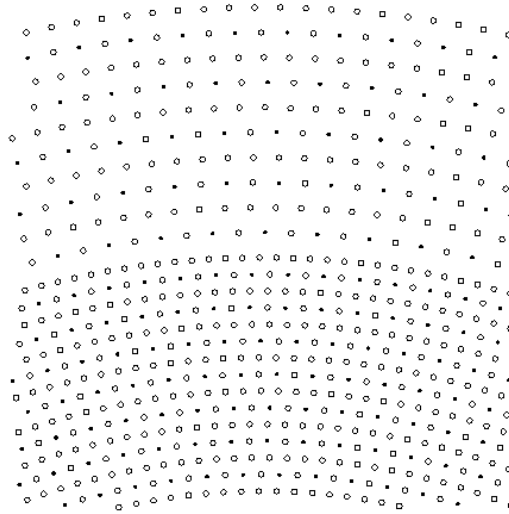


Figura 2.3: Disposizione dei fili a $z=0$: i punti indicano i fili di segnale, i cerchi vuoti indicano i fili di campo

Con queste caratteristiche la risoluzione spaziale e in impulso della camera a deriva è (vedi fig. 2.4):

$$\begin{aligned}\sigma_{x,y} &\simeq 200 \mu m \\ \sigma_z &\simeq 2 mm \\ \sigma_p/p &\simeq 0,5\%\end{aligned}$$

L'*efficienza hardware* è definita come il rapporto tra il numero di *hit* rivelati in una data cella e il numero di tracce che l'hanno attraversata; ha un valore costante su tutto il volume di 99,6% sia sulle celle piccole che su quelle grandi. L'*efficienza software*, definita richiedendo che l'*hit* della cella possa essere utilizzato per il fit della traccia, è del 97%.

2.2.2 Il calorimetro elettromagnetico

Le funzioni principali del calorimetro elettromagnetico di KLOE sono la misurazione dell'energia dei fotoni e degli elettroni incidenti e la determinazione della loro posizione. Inoltre il calorimetro provvede a una misurazione accurata dei tempi di arrivo delle particelle. Nelle reazioni del tipo $K_S K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$ è necessario riuscire a misurare lo spazio percorso da K_L prima di decadere in π^0 per poter effettuare uno studio sulla violazione della simmetria CP. È possibile ricavare lo spazio percorso dalla misura del tempo di arrivo del fotone proveniente dal decadimento di π^0 con una precisione di $\sim 0,6$ cm con la rivelazione di un solo fotone [42]. Le misure del tempo e delle energie ottenute con il calorimetro, combinate con le misure del momento della camera a deriva permettono inoltre l'identificazione delle particelle cariche.

Le richieste per il calorimetro di KLOE sono:

- alta efficienza di rivelazione per fotoni nell'intervallo tra 20 e 300 MeV;
- risoluzione energetica $\sigma_E/E \simeq 5\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$;
- accettazione sull'intero angolo solido;
- misura del tempo di arrivo dei fotoni sul calorimetro con una precisione dell'ordine dei 100 ps;
- un'elevata velocità di formazione del segnale per fornire il trigger.

Tenendo conto di queste considerazioni si è scelto un calorimetro a campionamento costituito da lamine di piombo spesse 0,5 mm alternate con fibre a scintillazione spesse 1 mm incollate con una speciale resina epossidica non dannosa per le fibre. La densità media è 5 g/cm, mentre la lunghezza di radiazione è $\sim 1,5$ cm.

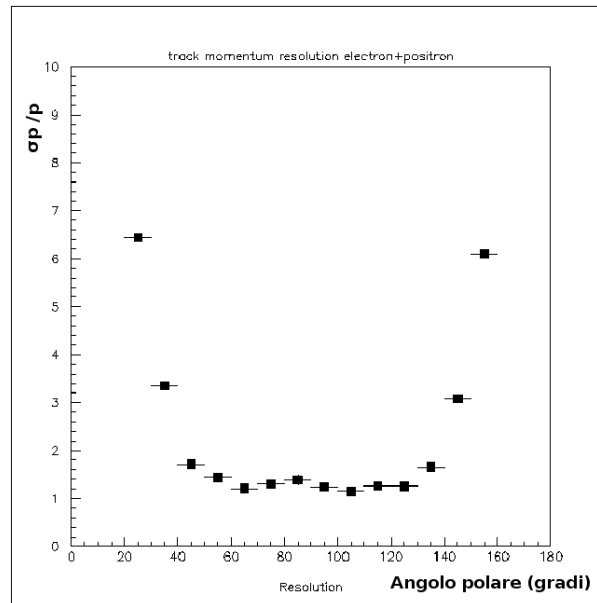
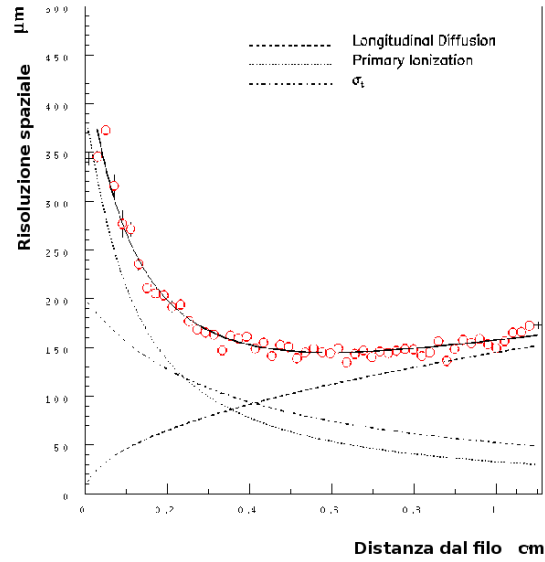


Figura 2.4: In alto: risoluzione spaziale media per le celle grandi in funzione della distanza dal filo. In basso: risoluzione dell'impulso per leptoni di 510 MeV in funzione dell'angolo polare (in gradi).

La struttura del calorimetro è suddivisa in:

Barrel : di forma cilindrica composto da 24 moduli lunghi 4,3 m, spessi 23 cm, di sezione trapezoidale;

End-cap (2) : 32 moduli di altezza variabile tra 0,7 e 3,9 m e spessi 23 cm. La sezione è rettangolare di larghezza variabile. I moduli sono curvati alle estremità superiore ed inferiore per permetterne l'inserimento nel barrel e ottenere così una copertura completa. Inoltre la curvatura permette di posizionare i fototubi parallelamente alla direzione del campo magnetico di KLOE allo scopo di ridurre gli effetti negativi del campo magnetico sul loro funzionamento. I moduli di ciascun end-cap prossimi all'asse del rivelatore sono divisi in due metà per permettere l'inserimento della *beam-pipe* (vedi fig. 2.5).

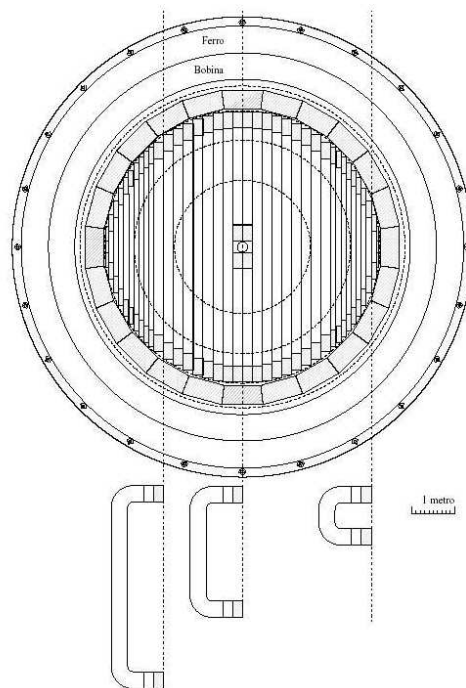


Figura 2.5: Geometria degli end-cap

Nel suo insieme ricopre una regione $9^\circ \leq \theta \leq 171^\circ$, dove θ è l'angolo polare rispetto alla direzione del fascio. La lettura alle estremità di ogni modulo è effettuata per mezzo di guide di luce che sono interfacciate con dei fotomoltiplicatori. Il barrel è diviso in 5 piani di lettura e ogni piano è a sua volta diviso in canali di lettura. La granularità della lettura calorimetrica è pari a $4,4 \times 4,4 \text{ cm}^2$. La porzione del modulo compresa tra le due guide ottiche poste alle estremità opposte è definita cella del calorimetro.

I fotomoltiplicatori necessari per la lettura sono 4880 e tali da poter lavorare nel campo magnetico di KLOE senza perdita eccessiva di guadagno, mantenendo inalterate linearità e risoluzione. Tali fotomoltiplicatori sono caratterizzati dall'avere delle griglie al posto degli usuali dinodi. Il segnale di ogni fotomoltiplicatore viene preamplificato e diviso in tre parti indirizzate all'ADC, al TDC del calorimetro e all'elettronica di trigger.

È così possibile misurare su entrambe le estremità di ogni cella l'ampiezza del segnale (S^A e S^B) e il tempo di arrivo (t^A e t^B). La posizione longitudinale del deposito di energia è ottenuto dalla differenza $t^A - t^B$.

Il tempo di arrivo t della particella e la sua coordinata z ¹ lungo la direzione della fibra sono ottenuti dai tempi $T^{A,B}$ in conteggi TDC grazie alle seguenti relazioni:

$$t \text{ (ns)} = \frac{t^A + t^B}{2} - \frac{t_0^A + t_0^B}{2} - \frac{L}{2v}$$

$$z \text{ (cm)} = \frac{v}{2}(t^A - t^B - t_0^A + t_0^B)$$

con

$$t^{A,B} = c^{A,B} \times T^{A,B}$$

dove $c^{A,B}$ (in ns/conteggi TDC) sono le costanti di calibrazione del TDC e $t_0^{A,B}$ sono gli *offset* globali del tempo per la cella considerata. L è la lunghezza della cella (in cm) e v è la velocità della luce nella fibra (in cm/ns). Il segnale dell'energia E su ogni lato della i -esima cella è ottenuto da S :

$$E_i^{A,B} \text{ (MeV)} = \frac{S_i^{A,B} - S_{0,i}^{A,B}}{S_{M,i}} \times \kappa_E$$

Tutti i segnali S sono in conteggi ADC. $S_{0,i}$ sono gli offset di scala dell'ampiezza, $S_{M,i}$ è il segnale di una particella al minimo di ionizzazione che attraversa il centro del calorimetro e κ_E è la scala di energia in MeV ed è calcolata tramite l'uso di particelle a energie note. Per ottenere una risposta del calorimetro indipendente dalla posizione si ricorre a un fattore di correzione $A_i^{A,B}$ (s) per tenere conto dell'attenuazione lungo la fibra. L'energia della cella, E_i , è la media delle energie calcolata alle due estremità:

$$E_i \text{ (MeV)} = \frac{E_i^A A_i^A + E_i^B A_i^B}{2}$$

La risoluzione in energia del calorimetro in funzione dell'energia della particella incidente è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5,7\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

¹Lo zero è preso al centro del modulo.

L'indeterminazione sui tempi di volo, calcolata studiando i fotoni dei decadimenti radiativi della ϕ , in funzione dell'energia E_γ vale:

$$\sigma_t = \frac{54 \text{ ps}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 140 \text{ ps}$$

Il termine costante, sommato in quadratura, è dovuto a effetti sistematici e di non perfetta calibrazione e tiene conto anche dei parametri del fascio (dimensione longitudinale dei bunch). Non tenendo conto degli effetti del fascio si ottiene l'indeterminazione intrinseca del calorimetro:

$$\sigma_t = \frac{54 \text{ ps}}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus 50 \text{ ps}$$

2.2.3 Il trigger

La richiesta fondamentale per il trigger di KLOE è che l'efficienza ϵ_T sia identica per i decadimenti $\pi^+\pi^-$ e $\pi^0\pi^0$ di K_S e K_L . Idealmente si vorrebbe che l'efficienza fosse tale che $1 - \epsilon_T \ll 1$.

Al massimo della luminosità di progetto di $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ le frequenze aspettate sono 1,5 kHz per la ϕ e 30 kHz per i Bhabha. I dati a cui si è interessati sono quelli relativi a tutti i decadimenti della ϕ e, per la calibrazione, tutti gli eventi Bhabha e $\gamma\gamma$ a grande angolo e a una parte di quelli a piccolo angolo. Si deve tenere conto anche dei raggi cosmici che attraversano il detector con una rate di $\sim 3 \text{ kHz}$. Infine il trigger deve essere efficiente nella reiezione del fondo per non sovraccaricare il sistema di acquisizione dei dati. Il valore massimo della frequenza di eventi è di $\sim 10 \text{ kHz}$. Il sistema di trigger deve svolgere le seguenti funzioni:

- produrre un trigger per tutti gli eventi inerenti il mesone ϕ ;
- riconoscere gli eventi Bhabha e accettarne solo una parte a piccolo angolo;
- riconoscere gli eventi inerenti i raggi cosmici e accettarne solo una parte;
- rigettare il fondo.

Inoltre il trigger deve essere generato nel più breve tempo possibile ed essere correlato precisamente con il tempo di collisione, quindi entro $\sim 2,7 \text{ ns}$, il tempo tra le collisioni di due pacchetti successivi di DAΦNE.

Il fondo è dovuto a due cause. Una è lo scattering Bhabha, la cui sezione d'urto aumenta molto rapidamente al diminuire dell'angolo ($\sim 1/\theta^4$): gli elettroni e i positroni diffusi producono sciame sui quadrupoli dentro KLOE. L'altra causa, la

maggiore, è la perdita di particelle ad alta energia del fascio che produce flussi elevati di fotoni e di elettroni nella regione di interazione. Il fondo ha una rate di ~ 3 kHz, circa venti volte la rate della ϕ alla stessa luminosità.

Poiché gli eventi ϕ hanno una molteplicità relativamente alta, il trigger del calorimetro è basato sulla molteplicità dei depositi di energia oltre una soglia bassa, di circa 50 MeV. Eventi del tipo $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ in cui entrambi i K decadono in particelle cariche hanno una molteplicità bassa nel calorimetro, ma un numero elevato di hit nella camera a deriva. Il trigger usa tali informazioni. Il trigger della camera a deriva inoltre aumenta l'efficienza per gli eventi K^\pm . L'utilizzo di entrambi i detector produce una ridondanza che è utile per determinare l'efficienza del trigger.

Formazione del segnale di trigger

Il sistema di trigger è basato su uno schema a due livelli [43]. Il primo livello di trigger, T1, è prodotto con ritardo minimo ed è sincronizzato con il clock di DAΦNE; il secondo livello di trigger, T2, che usa più informazioni ma con richieste sul tempo meno stringenti, è usato per inizializzare la lettura o per annullare T1. Per il calorimetro elettromagnetico sono usate due diverse soglie: una bassa (*low energy trigger*, LT), ~ 50 MeV, usata per identificare i decadimenti della ϕ e una alta (*Bhabha trigger*, BBT), ~ 350 MeV, per identificare gli eventi Bhabha. Il rumore dell'elettronica nel calorimetro è inferiore a 1 MeV per canale. Il primo e il secondo livello dei segnali del trigger del calorimetro (TC1 e TC2) sono basati sul numero e sulla posizione dei segnali LT. Il primo livello di trigger della camera a deriva, TD1, richiede ~ 15 fili accesi in una finestra temporale di 250 ns. Il secondo livello, TD2, è prodotto con il conteggio di ~ 100 fili in un intervallo di $\sim 1 \mu s$. Il trigger di primo livello di KLOE è definito nel seguente modo: ²

$$T1 = (TC1 \oplus TD1) \odot NOT(BBT)$$

È posto un veto alla produzione di un altro segnale T1 per $2,6 \mu s$, il tempo necessario per la conversione di tutti gli ADC e TDC nel sistema. Il trigger di secondo livello T2 è definito come:

$$T2 = (TC2 \oplus TD2) \odot T1 \odot NOT(CR)$$

essendo CR il trigger dei raggi cosmici, ottenuto dagli strati più esterni del calorimetro. T2 convalida T1 e pone un veto ai raggi cosmici tramite il trigger CR. Se T2 non è generato entro i $2,7$ ns di tempo morto la lettura viene resettata. Nella fig. 2.6 è riportato lo schema del trigger.

²I simboli \odot , \oplus e NOT indicano gli operatori logici AND, OR e NOT, rispettivamente.

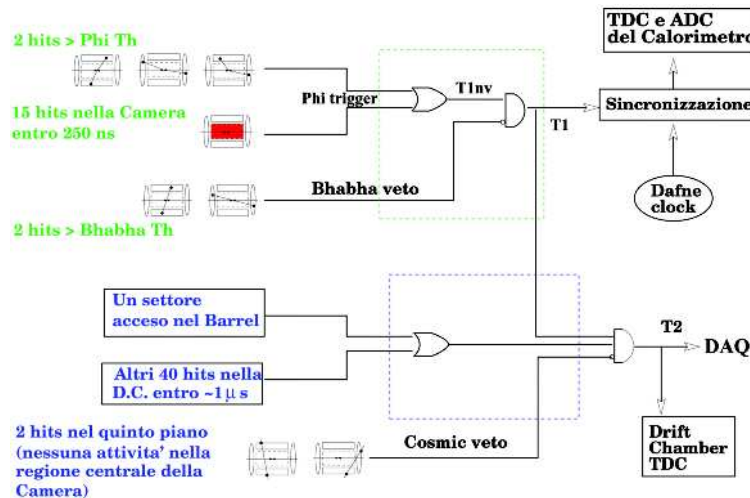


Figura 2.6: Schema del trigger a due livelli di KLOE

T1 e T2 non hanno una relazione fissa con il tempo di *bunch crossing*, poiché il periodo tra due collisioni ($2,7 \mu s$) è troppo breve per consentire la formazione di un segnale di trigger tra due incroci successivi. T1 è sincronizzato con un segnale di periodo pari a un quarto della radio-frequenza di accelerazione, $T = 10,8 \text{ ns}$, ossia tra due segnali T1 consecutivi si hanno fino a 4 bunch crossing, con una risoluzione superiore a 50 ps. Il bunch crossing che ha originato l'evento è trovato successivamente con la ricostruzione off-line dell'evento.

Cenni sull'hardware del trigger del calorimetro e della camera a deriva

I segnali del calorimetro sono prima processati in forma analogica, in modo da produrre delle somme locali con ritardo minimo. I segnali di output sono quindi trasformati in segnali logici di durata appropriata tramite la comparazione con varie soglie. Infine la logica combinatoria produce i vari tipi di trigger.

I 2440 elementi del barrel del calorimetro producono 4880 segnali (uno da entrambi i lati del modulo); cinque fotomoltiplicatori adiacenti formano una colonna; sei colonne adiacenti costituiscono un settore del trigger. I settori sono di due tipi: normali e sovrapposti (vedi fig. 2.7). Dal barrel sono quindi generati 48×2 segnali di settori del trigger. La geometria degli endcaps è più complessa. A piccoli angoli sono presenti molte particelle dovute principalmente al fondo. Ogni endcap è diviso in 20 settori normali e in 16 sovrapposti. I settori sono composti da 4 colonne adiacenti nella zona del beam e da 5 o 6 colonne altrove. Ogni endcap produce 12 segnali di trigger. Lo strato più esterno dell'intero calorimetro è usato come rivelatore per i raggi cosmici.

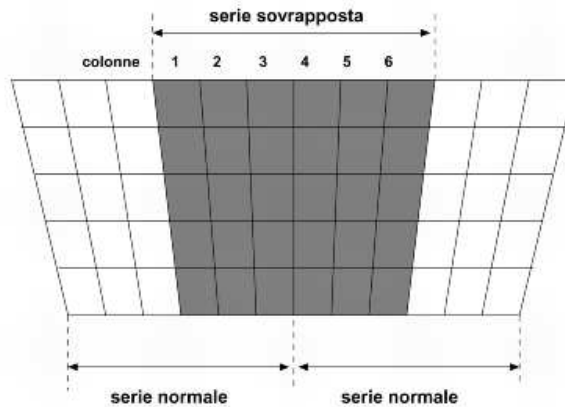


Figura 2.7: Settori del trigger per uno dei moduli del barrel: si possono vedere i settori normali e quelli sovrapposti

Il trigger della camera a deriva è basato sulla molteplicità degli hit dei fili, ossia sulla somma di tutti i segnali provenienti dai 12582 fili di segnale. Il basso rumore elettronico consente di mantenere dei valori di soglia sulla somma sufficientemente bassi.

2.2.4 Il sistema di acquisizione dati

Il sistema di acquisizione dati di KLOE (DAQ) è stato pensato per sostenere una rate del trigger di ~ 10 kHz. La larghezza di banda necessaria all'esperimento, stimata con una simulazione MonteCarlo, è di 50 Mbyte/s. Il DAQ è organizzato in differenti livelli di concentrazione dei dati e sfrutta una batteria di processori (*farm*) che ricostruiscono gli eventi. Le sezioni di KLOE (DC, EMC, trigger) sono lette indipendentemente per mezzo di una catena di acquisizione. Una volta arrivato il segnale di secondo livello del trigger, T2, i dati sono raccolti dal modulo di elettronica ROCK (*Read-Out Controller for Kloe*) e inviati, unitamente al numero di evento, al secondo livello di concentrazione di dati che memorizza i sotto-eventi nelle sue memorie interne prima di inviarli alle farm. Quindi gli eventi sono ricostruiti applicando controlli di consistenza tra i sotto-eventi provenienti dalle varie catene. Successivamente i dati vengono scritti su disco e infine immagazzinati automaticamente su nastri. Oltre a questi compiti, il sistema on-line del DAQ deve effettuare anche dei controlli sulle condizioni di esercizio della macchina e del rivelatore come la luminosità istantanea, la pressione del gas, la tensione di alimentazione dei fili, la rate di eventi nei settori degli end-cap, le soglie di discriminazione degli ADC ed i canali non funzionanti dell'elettronica. Tutte queste informazioni sono disponibili in tempo reale agli operatori che controllano l'acquisizione dati [44].

La ricostruzione degli eventi

La ricostruzione degli eventi è effettuata in una farm off-line per mezzo del programma DATAREC che parte dopo il completamento dei processi di calibrazione per il run. Il programma effettua le seguenti operazioni [45]:

- caricamento delle costanti di calibrazione;
- ricostruzione dei cluster dalle singole celle del calorimetro e determinazione dell'energia depositata e del tempo di volo;
- determinazione del bunch crossing corretto;
- reiezione dei fondi macchina e dei raggi cosmici;
- ricostruzione delle tracce e dei vertici;
- associazione delle tracce con i cluster;
- classificazione dell'evento.

La classificazione dell'evento permette di dividere il dataset in *stream* che sono registrate separatamente in modo da ottimizzare i tempi di analisi.

2.3 Upgrade di DAΦNE e KLOE (KLOE-2)

Nel corso del 2008 la Divisione Acceleratore dei Laboratori di Frascati ha provato un nuovo schema di interazione sul collider DAΦNE, con l'obiettivo di raggiungere una luminosità di $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, un valore più alto di più di tre volte di quanto ottenuto precedentemente.

Il nuovo schema di collisione ha un grande angolo di Piwinski ³ ottenuto aumentando l'angolo di crossing e diminuendo la dispersione orizzontale del fascio nel punto di interazione (IP). L'angolo di Piwinski così ottenuto permette di avere alcuni vantaggi:

- riduce il beam-beam tune shift in entrambi i piani;
- diminuisce la dimensione longitudinale di sovrapposizione tra i pacchetti che collidono;
- permette di separare completamente le camere a vuoto dei due fasci immediatamente dopo il primo quadrupolo nella regione di interazione (IR).

³L'angolo di Piwinski è un parametro definito come $\phi = \sigma_z/\sigma_x \cdot \tan\theta \approx \sigma_z/\sigma_x \cdot \theta$, in cui θ è metà dell'angolo di crossing, σ_z la dispersione verticale del fascio e σ_x quella orizzontale [46], [47].

Inoltre è stata installata una coppia di sestupoli *Crab-Waist* (CW) in posizione simmetrica rispetto all'IP (vedi fig. 2.8) che sopprime le risonanze di betatrone e di sincrobetatrone provenienti dalla modulazione del moto verticale dovuto all'oscillazione orizzontale. Infine è stata eliminata la seconda IR, inutilizzata, separando verticalmente le due camere a vuoto [48].

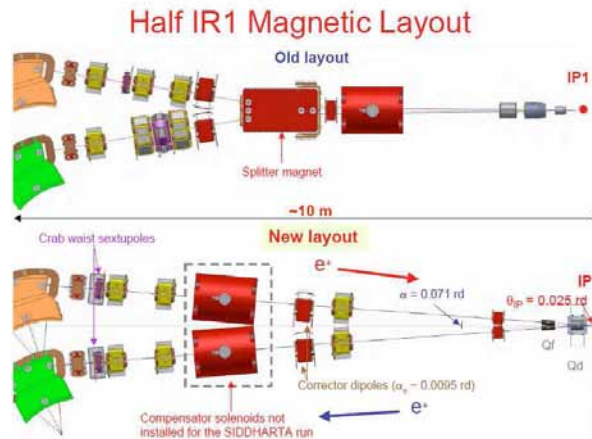


Figura 2.8: Confronto del layout di DAΦNE prima e dopo le modifiche.

Il test ha avuto successo [49] (vedi fig. 2.9) e al momento DAΦNE può raggiungere una luminosità integrata tra i $15 \text{ pb}^{-1}/\text{giorno}$ e i $20 \text{ pb}^{-1}/\text{giorno}$.

Sono stati realizzati dei miglioramenti anche per KLOE. In una prima fase (step-0) sono stati installati due dispositivi (HET descritto in dettaglio nel par. 2.5.1 e LET, principale oggetto della presente tesi, descritto nel cap. 3) lungo la linea dei fasci, per rivelare gli elettroni e i positroni che hanno subito diffusione a piccolo angolo, utili per la fisica $\gamma\gamma$.

In una seconda fase (step-1) verrà installato nella regione tra la beam-pipe e la camera a deriva l'Inner Tracker (IT), che servirà a migliorare la ricostruzione dei vertici carichi e ad accrescere l'accettanza per le tracce con basso impulso trasverso. Inoltre calorimetri di cristalli (CCALT) copriranno la regione per bassi valori di θ , facendo crescere l'accettanza fino a 8° per i fotoni emessi in avanti. Un nuovo calorimetro a piastre (QCALT) sarà usato per dirigere il sistema di focaggio di DAΦNE per il rivelamento di fotoni provenienti dai decadimenti di K_L nella camera a deriva. L'implementazione della seconda fase è prevista entro la fine del 2011. La luminosità integrata con lo step-0 è 5 fb^{-1} e salirà a 20 fb^{-1} con lo step-1 [7].

DAΦNE può operare in un intervallo di $\pm 20 \text{ MeV}$ dal picco della risonanza ϕ senza perdita di luminosità, con la stessa configurazione dei magneti. Per estendere

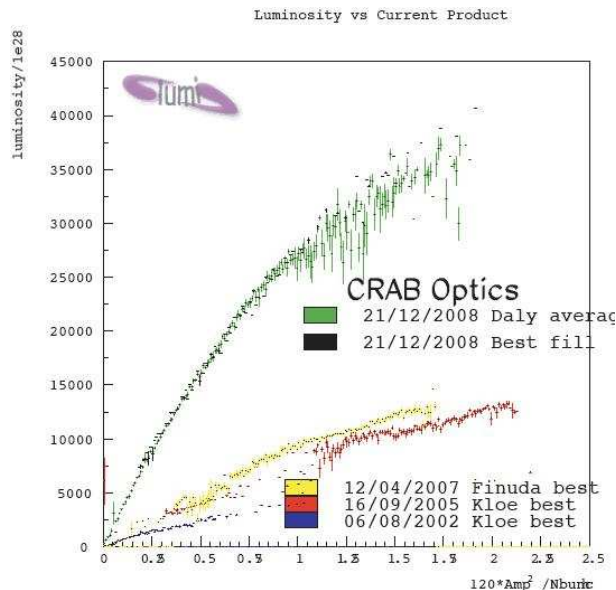


Figura 2.9: Confronto della luminosità di DAΦNE in funzione del prodotto delle correnti dei fasci circolanti prima e dopo le modifiche.

l'intervallo fino a ± 100 MeV servirebbero delle piccole modifiche, come ad esempio un nuovo sistema di focheggiamento finale per le particelle; mentre per oltrepassare questo limite sarebbero necessari maggiori interventi sulla macchina.

Il detector KLOE con i nuovi aggiornamenti ha la possibilità di raccogliere dati anche a energie nel centro di massa lontane dalla risonanza ϕ .

2.3.1 Inner Tracker

L'Inner Tracker (IT) è un rivelatore basato sulla tecnologia GEM (Gas Electron Multiplier) [50]. Sarà inserito tra la beam-pipe e la camera a deriva, in prossimità del punto di interazione (vedi fig. 2.10). Gli obiettivi che si vogliono raggiungere con l'IT sono [51]:

- miglioramento della ricostruzione dei vertici di decadimento prossimi alla regione di interazione tipo $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$;
- riduzione della lunghezza della traccia estrapolata;
- aumento dell'accettanza geometrica per le tracce con basso impulso (limitata al momento dal campo magnetico di KLOE e dalla distanza del primo settore della camera a deriva) e ottimizzarne il rilevamento;
- aumento della risoluzione dell'impulso delle tracce.

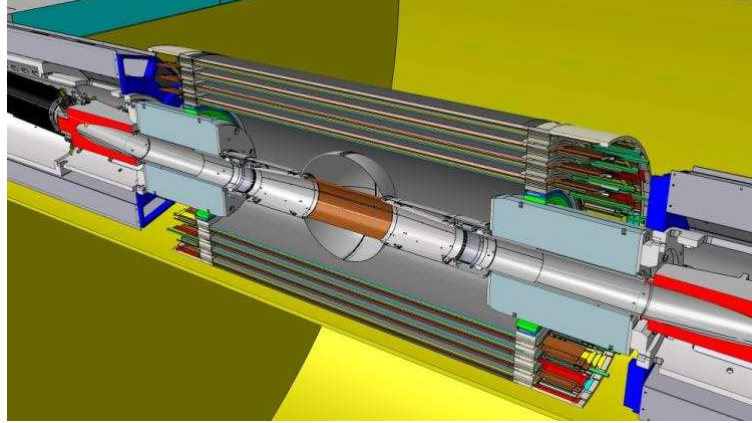


Figura 2.10: Disegno dell'Inner Tracker che sarà installato a KLOE.

Per l'IT si richiede [52] una risoluzione spaziale $\sigma_z \sim 500\mu m$ e $\sigma_{r,\phi} \sim 200\mu m$ e la capacità di sostenere una rate di 5 kHz/cm^2 . Questi valori permetteranno un miglioramento della risoluzione sul vertice del decadimento $K_S \rightarrow \pi\pi$ di un fattore ~ 3 . Il rivelatore sarà costituito da quattro cilindri concentrici alti 70 cm, composti da fogli di Kapton spessi tra i $50 \mu m$ e i $100 \mu m$: un catodo (interno), tre fogli di GEM e un anodo (esterno), come schematizzato in fig. 2.11. I raggi dei cilindri sono compresi tra 13 cm e 23 cm.

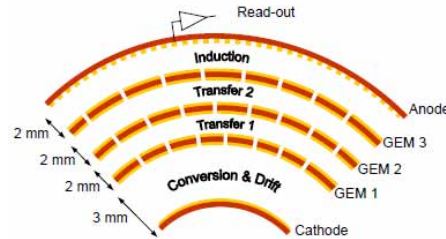


Figura 2.11: Schema della sezione dell'Inner Tracker.

2.3.2 QCALT

Attorno ai quadrupoli di foccheggio, vicino al punto di interazione, erano installati due calorimetri a piastre chiamati QCAL [53], il cui scopo era di aumentare l'ermeticità di KLOE, con un angolo polare di copertura $0,94 < |\cos\theta| < 0,99$. Saranno sostituiti nello step-1 da due nuovi rivelatori: i QCALT. Il progetto [54] consiste in un calorimetro a sampling di forma dodecagonale, lunga 1 m, da installare attorno ai quadrupoli di foccheggio (vedi fig. 2.12 e 2.13).

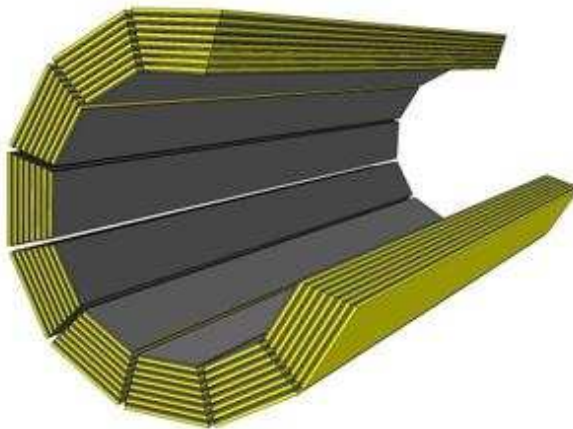


Figura 2.12: Disegno del rivelatore QCALT.

Ognuno dei QCALT è composto da 5 piani di scintillatori spessi 5 mm alternati a piani di tungsteno spessi 3,5 mm, per uno spessore totale di 4,75 cm ($5,5 X_0$). La parte attiva di ogni piano è divisa in 20 zone spesse 1 mm e con un'area di $5 \times 5 \text{ cm}^2$ lette con fibre Wave-Length Shifting (WLS) aventi un diametro di 1 mm e lunghe 2 m. Ogni fibra è connessa otticamente con un fotomoltiplicatore al silicio (SiPM) avente un'area di 1 mm^2 , per un totale di 2400 canali. Le soluzioni adottate permetteranno di ottenere una *light yield* due volte maggiore e una risoluzione σ_z dieci volte maggiore rispetto ai vecchi QCAL. L'accettanza aumenterà fino a 8° [55].

2.3.3 CCALT

Con il nuovo layout di DAΦNE nella regione di interazione, la posizione dei quadrupoli QD0, a 30 cm dall'IP, aumenta l'accettanza del ECM di KLOE da 21° a 18° [54]. È stato deciso di inserire due nuovi calorimetri a cristalli per piccoli angoli, CCALT (Crystal Calorimeter with Timing), tra i quadrupoli e la zona sferica di interazione di KLOE. Andranno a coprire l'angolo solido compreso tra 9° e 18° e tra 162° e 171° . Con l'inserimento dei CCALT si potrà migliorare la rivelazione dei fotoni del processo $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, riducendo il background ($K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ con due fotoni persi) di un fattore 3. Le richieste per i CCALT sono [56]:

- calorimetro compatto ($\sim 13 \text{ cm}$) a causa dello spazio ridotto: lunghezza di radiazione X_0 e raggio di Molire R_m piccoli;
- alta risoluzione temporale: 400-500 ps a 20 MeV (necessaria per discriminare l'elevato fondo macchina pari a $\sim 100\text{KHz}$ per canale);
- alta efficienza per i fotoni di energia compresa tra 20 e 300 MeV: alta light yield;

- impiego di fotosensori che possano lavorare nel campo magnetico di KLOE;
- risoluzione spaziale di ~ 2 mm a 15 cm dall'IP per migliorare la risoluzione energetica tramite fitting cinematico;
- risoluzione in energia non elevata a causa della mancanza di contenimento trasversale.

Il progetto consiste in due barrel dodecagonali con l'utilizzo di cristalli di LYSO letti da SIPM installati su entrambi i lati della regione di interazione (vedi fig. 2.13).

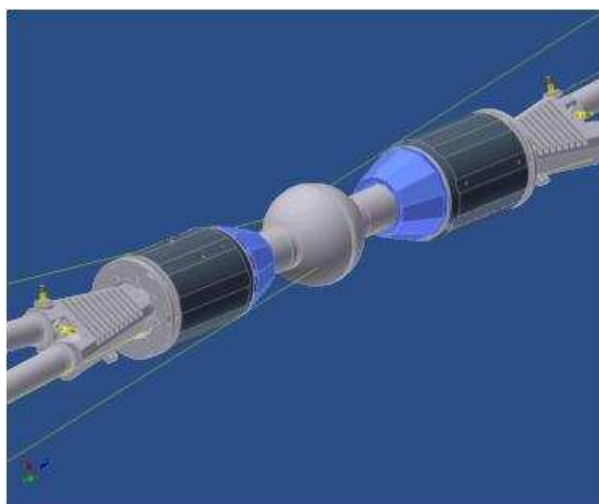


Figura 2.13: Nella figura sono mostrati i QCALT (grigio scuro) e i CCALT (blu) che saranno installati in KLOE.

2.4 Upgrade di KLOE-2 per la fisica $\gamma\gamma$

Per migliorare la misurazione della sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ c'è la necessità di un controllo sulle sistematiche che non può essere ottenuto senza una forte riduzione degli eventi di fondo. La fonte principale del fondo è dovuta ai decadimenti della ϕ . Con KLOE-2 si vuole ottenere una forte soppressione del fondo usando le informazioni provenienti dai tagger LET e HET. È possibile imporre dei vincoli cinematici sul momento totale trasverso (p_T) delle particelle contenute in KLOE in modo da rigettare eventi dovuti all'annichilazione e^+e^- , che sono caratterizzati da un p_T più alto di quello degli eventi $\gamma\gamma$. È da notare che questo metodo può essere utilizzato per ridurre il fondo di processi a un solo fotone, come la misurazione della sezione d'urto di eventi $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ con emissione di un fotone nello stato iniziale. In quel che segue si indicheranno con il termine *leptoni* indistintamente elettroni e positroni.

Dallo studio della cinematica della reazione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi\pi$ è emerso che la maggior parte degli elettroni diffusi sono emessi in avanti, sfuggendo così al rivelamento [13]. Poiché l'energia di tali elettroni è minore di 510 MeV, essi deviano dall'orbita di equilibrio durante la propagazione lungo la macchina. Quindi un sistema di rivelazione deve consistere in uno o più rivelatori posti in alcune definite zone lungo la linea del fascio volti a determinare l'energia degli elettroni diffusi oppure a misurare il discostamento dall'orbita principale.

Per determinare le caratteristiche di tali rivelatori e la loro posizione lungo la macchina è stato svolto uno studio completo delle traiettorie lungo la macchina dei leptoni finali nel processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0$. Sono in corso studi specifici per altri processi, con stati finali $X = \pi^0, \eta$, ecc.

2.4.1 Tracciamento dei leptoni lungo la macchina

Per poter stabilire dove posizionare i rivelatori degli elettroni e dei positroni è stato necessario studiare le loro traiettorie lungo l'ottica della macchina dei leptoni con energie diverse da quella nominale. In particolare la parte su cui ci si è concentrati comincia dal punto di interazione (IP) e termina all'uscita del primo dipolo magnetico curvante. Nella figura 2.14 si vede la configurazione dei magneti lungo il tratto di DAΦNE significativo per i rivelatori. Delle due linee mostrate in figura, quella in basso è la linea dei positroni usata per le simulazioni.

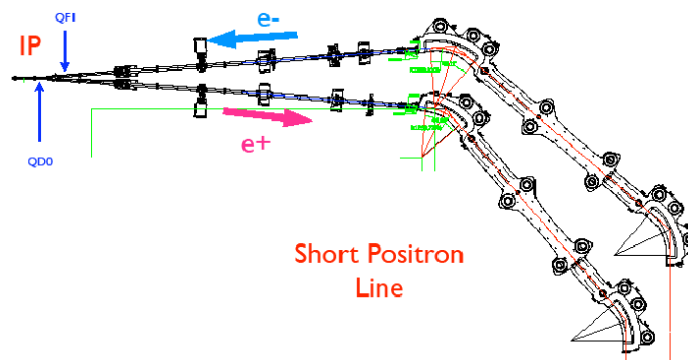


Figura 2.14: Configurazione dei magneti di una parte dell'anello principale di DAΦNE significativo per i tagger $\gamma\gamma$.

Il programma generalmente usato per i calcoli dell'ottica degli acceleratori è Mad [57], appositamente pensato per studiare le proprietà ottiche del fascio nominale (quello per il quale i magneti sono regolati). L'utilizzo di metodi di approssimazione per descrivere le particelle che passano attraverso i magneti con un impulso diverso da quello nominale comporta un errore nel tracciamento. L'errore diventa tanto più

significativo quanto più l'energia delle particelle si discosta da quella nominale. Per lo studio degli elettroni e dei positroni circolanti in DAΦNE con energie diverse da quella nominale è stato usato il programma Bdsim [58], in cui le tracce delle particelle sono calcolate risolvendo le equazioni del moto, tenendo conto della forza di Lorentz in presenza di campi magnetici.

Sono state calcolate le traiettorie di tutte le particelle con energie comprese tra 5 e 510 MeV. Tutte le particelle sono state prodotte nel punto di interazione con la stessa direzione di quelle nominali (-25 mrad rispetto all'asse z).

I risultati della simulazione sono riportati nella tabella 2.3 [13].

Tabella 2.3: Ricostruzione delle zone in cui le particelle non nominali vengono perdute lungo la linea in assenza del campo solenoidale (i risultati si riferiscono a particelle di tutte le energie ma create nell'IP con -25 mrad)

<i>Intervallo Energia</i> (MeV)	<i>Distanza dall'IP</i> (cm)	<i>Descrizione</i>
0-150	0-53	dall'IP alla fine di QD0
155-220	53-79	dentro lo splitter
225-255	79-84	dentro QF1
260-325	340-760	tra i quadrupoli 100 e 102

Le particelle con energia minore di 330 MeV impattano contro la parete interna della beam-pipe (vedi fig.2.15). È stato preso in considerazione anche l'angolo di emissione delle particelle nel IP. Le traiettorie delle particelle con energia maggiore di 330 MeV arrivano all'entrata del magnete curvatore e sono mostrate in fig. 2.16

I risultati discussi finora sono stati ottenuti in assenza del campo magnetico di KLOE, che opera con un valore centrale nominale di 0,52T. Sono state quindi calcolate le traiettorie tenendo conto anche del campo di KLOE e comparate con quelle in cui non era presente. L'effetto del campo solenoidale sulle tracce è di far diminuire (6 cm per particelle di 220 MeV) la coordinata globale assoluta z in cui le particelle sono perdute, mentre per la coordinata x l'effetto è dell'ordine dei millimetri.

2.5 Il sistema di tagging

I risultati dello studio descritti nel paragrafo precedente mostrano che, nonostante le restrizioni dovute alla configurazione di DAΦNE, si può ottenere una buona copertura della regione cinematica a cui si è interessati. Risultati soddisfacenti possono essere ottenuti utilizzando un sistema di tagging composto da due stazioni

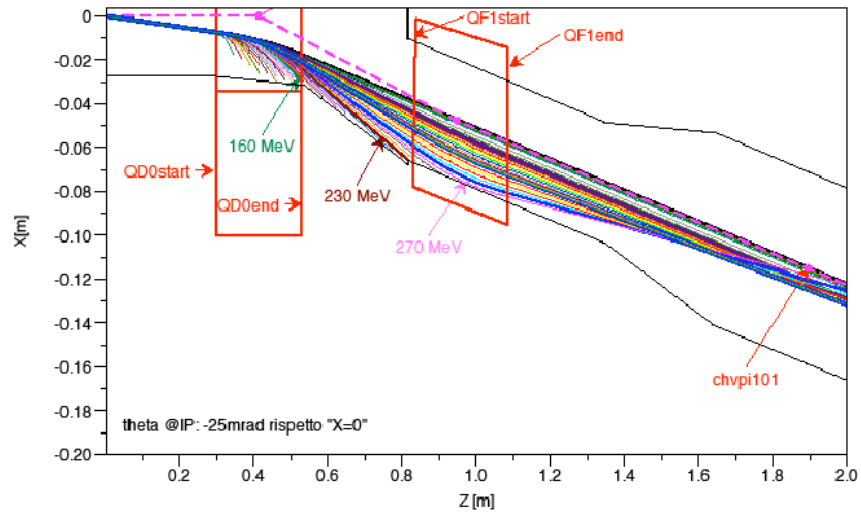


Figura 2.15: Ricostruzione delle traiettorie di tutte le particelle fino a 2m dall'IP

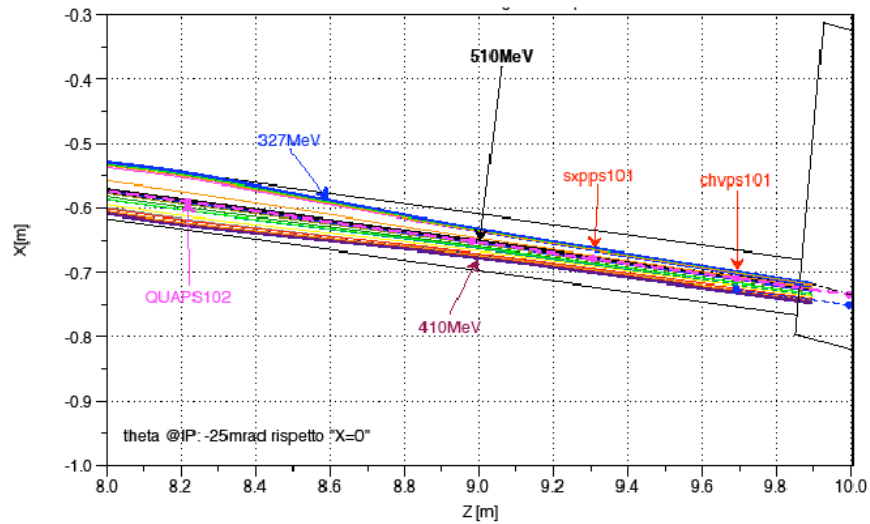


Figura 2.16: Ricostruzione delle traiettorie delle particelle che arrivano al dipolo magnetico

poste rispettivamente a circa un metro e a undici metri dalla regione di interazione (vedi fig. 2.17):

- Una stazione per rivelare leptoni di bassa energia (LET: Low Energy Tagger), posta nella regione tra i due quadrupoli dentro KLOE (QD0 e QF1). L'energia degli elettroni e positroni diffusi che arrivano al rivelatore è nell'intervallo $(160 \div 230)$ MeV.
- Una stazione per rivelare elettroni e positroni di alta energia (HET: High Energy Tagger), posta all'uscita del primo magnete curvante (a circa 11 metri dall'IP). L'energia delle particelle diffuse è in questo caso nell'intervallo $(425 \div 490)$ MeV. Il limite superiore dell'intervallo è determinato dalla distanza minima dall'orbita principale (3 cm) a cui può essere posto il rivelatore senza interferire con le operazioni di DAΦNE.

I rivelatori HET saranno descritti nel prossimo paragrafo, mentre i LET saranno oggetto dell'intero prossimo capitolo.

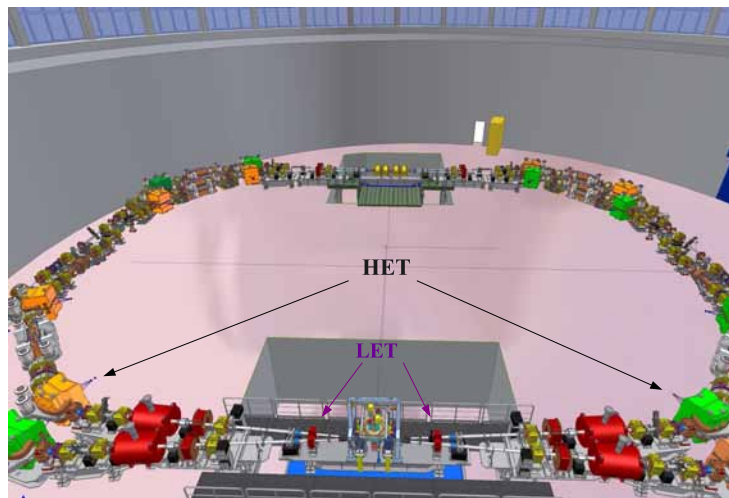


Figura 2.17: Posizione del LET e del HET a DAΦNE.

2.5.1 I detector HET

Questi due rivelatori sono posti presso i dipoli magnetici lungo la linea del fascio, a 11 metri dall'IP. Gli elettroni e i positroni dello stato finale attraversano diversi elementi magnetici della macchina prima di raggiungere i rivelatori. In particolare il dipolo prima del HET agisce come spettrometro sulle particelle del fascio. Inoltre la beam-pipe agisce come un “filtro angolare”: solamente gli elettroni e i positroni emessi all'interno di un cono di apertura di $\Delta\theta < 40$ mrad intorno alla direzione di

volo del fascio incidente all'IP sono rivelati. È quindi possibile usare un rivelatore di posizione. Poiché si tratta di leptoni che hanno perso una piccola quantità della loro energia iniziale, questa funzione è lineare. Il grafico nella figura 2.18 mostra che un

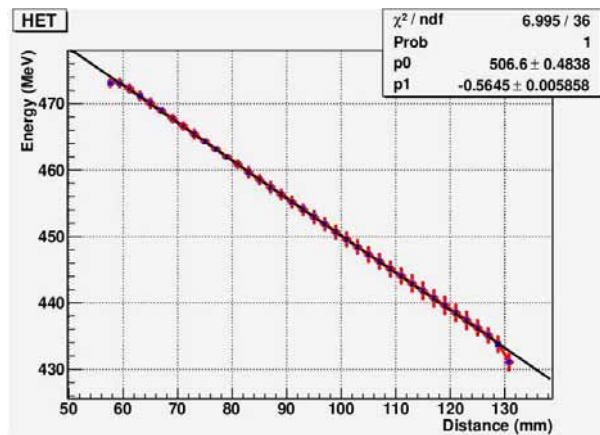


Figura 2.18: Energia dei leptoni che arrivano sul HET in funzione della deviazione dall'orbita principale.

detector largo 15 cm riesce a rivelare elettroni e positroni di energia compresa tra 430 e 475 MeV, il cui limite superiore è fissato dalla reazione considerata.

Ciascun rivelatore HET è costituito da ventiquattro scintillatori plastici veloci posti a scaletta tra loro, di dimensioni $5 \times 3 \times 6 \text{ mm}^3$, delle guide di luce e fotomoltiplicatori di alta efficienza quantica ($\sim 35\%$). Sono provvisti anche di un motore che permette loro di avvicinarsi o allontanarsi dal fascio (vedi fig. 2.19). In questo modo ciascun rivelatore HET è in grado di rivelare la posizione dei leptoni sull'asse orizzontale e nel piano trasverso al fascio. È stato inoltre studiato l'impatto di possibili variazioni delle condizioni del fascio sulla determinazione dei parametri del fit. Sono state considerate variazioni delle coordinate (x, y) dell'IP e dell'angolo di emissione degli elettroni e positroni finali rispetto alla direzione dei fasci incidenti. Sono state valutate quindici diverse regioni di queste variabili e per ogni regione è stata studiata la relazione lineare tra lo spostamento dall'orbita principale e l'energia dei leptoni finali. Si è trovato che la calibrazione dell'energia del HET non è molto sensibile alla natura dello specifico processo che genera i leptoni finali. La risoluzione in energia è di 3 MeV. Inoltre, dalla simulazione si ricava che la frazione di tutti i leptoni generati all'IP che raggiungono il rivelatore è il 14%.

2.5.2 Correlazioni tra le stazioni di tagging e considerazioni sul fondo

Dalla conoscenza dell'energia $E'_{1,2}$ dei leptoni che arrivano su ogni rivelatore delle stazioni di tagging è possibile calcolare la regione coperta di massa invariante

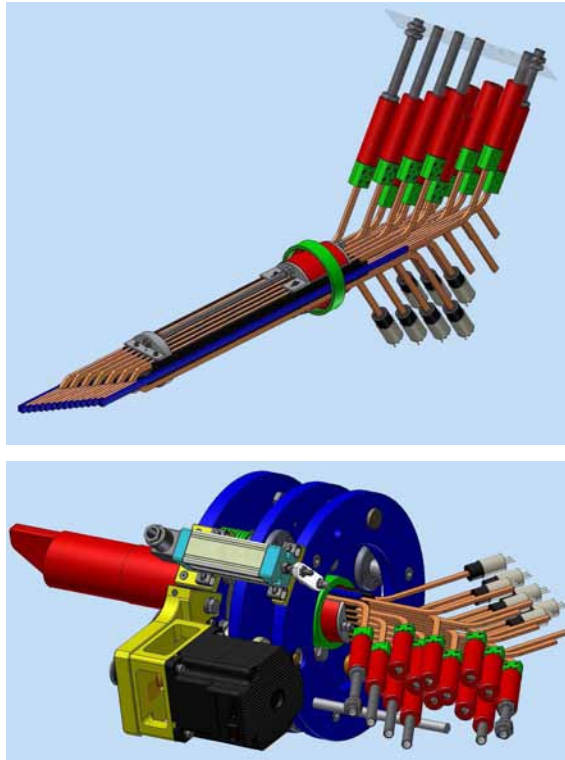


Figura 2.19: Rendering del detector HET.

fotone-fotone facendo uso della correlazione delle particelle misurate da ogni possibile coppia di detector. Assumendo che ogni fotone sia emesso lungo la direzione di volo del corrispondente leptone, si ha:

$$\sqrt{W_{\gamma\gamma}^2 - 4m_e^2} \simeq \sqrt{\omega_1\omega_2} \cos \theta, \quad (2.1)$$

in cui si è stimata la “massa” al quadrato del fotone virtuale come $2m_e^2$. Nell’equazione (2.1) θ è l’angolo (± 25 mrad) tra ogni fascio e gli assi geometrici della macchina, mentre $\omega_{1,2} = E - E'_{1,2}$ sono le energie dei due fotoni. Più in generale i fotoni sono emessi con un angolo rispetto alla direzione di volo dei leptoni. Questo si traduce in un angolo θ effettivo da inserire nella (2.1). Tale angolo è stato stimato usando il generatore sviluppato da Courau [59] e vale $\langle \theta \rangle = 69,5 \pm 51,7$ mrad.

Dalla simulazione effettuata risulta che in caso di coincidenza $\text{HET} \otimes \text{LET}$ si ottiene una risoluzione di $\sigma_E = 8,2$ MeV, mentre nel caso di coincidenza $\text{LET} \otimes \text{LET}$ si ha una risoluzione di $\sigma_E = 47$ MeV.

Nella fig. 2.20 è mostrata la copertura dell’accettanza in funzione della massa invariante per le due coincidenze $\text{HET} \otimes \text{LET}$ e $\text{LET} \otimes \text{LET}$ e si vede chiaramente che $W_{\gamma\gamma}$ va dalla soglia fino a 700 MeV.

Le coincidenze $\text{HET} \otimes \text{HET}$, importanti per lo studio del processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ sono

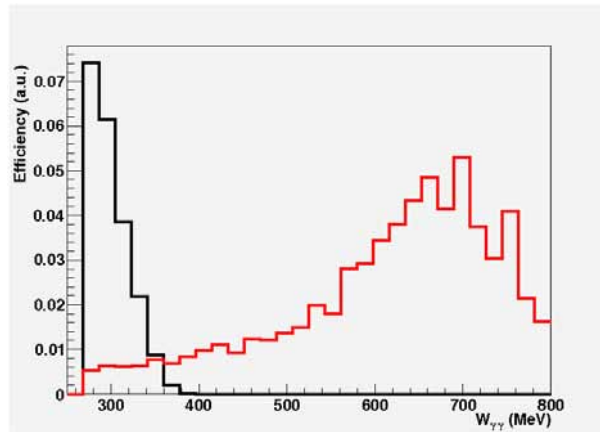


Figura 2.20: Copertura dell'accettanza in funzione di $W_{\gamma\gamma}$ (MeV) per le coincidenze HET \otimes LET (in nero) e LET \otimes LET (in rosso).

al momento in corso di studio (cfr. [29]).

Il fondo, generato dall'effetto Touschek o da Bhabha radiativi, è la maggiore preoccupazione affinché HET e LET operino correttamente. Si è provato a stimare sperimentalmente la quantità di fondo di DAΦNE. Dalle misure preliminari è emerso che, con una luminosità media di $\sim 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, il fondo medio misurato è di circa 200 kHz nella postazione del LET e di 100 kHz in quella del HET. Questi numeri devono essere considerati solamente come una stima qualitativa del reale fondo che influirà sui detector di tagging. Per il LET le rate misurate tengono conto sia dell'effetto Touschek che di Bhabha radiativi, mentre per il HET la beam-pipe riduce la rate di fondo misurata.

Capitolo 3

Il Low Energy Tagger di KLOE-2

3.1 Progetto del LET

La simulazione del fascio, illustrata nel paragrafo 2.4, mostra che i leptoni di energia inferiore a 250 MeV fuoriescono dalla beam-pipe entro un metro dal punto di interazione (IP). Tali particelle possono essere identificate da un rivelatore posto vicino alla beam-pipe nel piano orizzontale. L'unica regione libera nella zona di interesse è quella tra i primi due quadrupoli vicini all'IP. In questa zona i leptoni che escono dalla beam-pipe hanno energia compresa tra 160 e 230 MeV e un angolo medio di 11° rispetto alla direzione dell'asse del fascio.

La simulazione ha inoltre mostrato che c'è solo una vaga correlazione tra l'energia della particella e la sua traiettoria (cfr. [13]), a causa del fatto che particelle non nominali con energie comprese in intervalli di energia di alcune decine di MeV, ma con angoli di emissione diversi, attraversano la parete della beam-pipe nello stesso punto. Per tali ragioni una misura del punto di impatto non è utile a determinare la loro energia, che deve essere misurata con un calorimetro. Un vincolo di cui tenere conto è la presenza della parete interna della camera a deriva di KLOE: ciò limita la dimensione radiale del detector sotto i 20 cm.

È stato così deciso che i rivelatori LET sarebbero costituiti da una coppia di calorimetri elettromagnetici capaci di rivelare elettroni e positroni di energia compresa tra 160 e 230 MeV, e che sarebbero stati installati simmetricamente rispetto all'IP a una distanza di ~ 1 m da esso (vedi fig. 3.1).

Le richieste che il LET deve soddisfare sono:

- utilizzo di dispositivi e materiali resistenti alle radiazioni e insensibili ai campi magnetici;
- risoluzione in energia migliore del 10% nell'intervallo 160-230 MeV per poter ricostruire la massa invariante dei prodotti di decadimento del processo $\gamma\gamma$ per

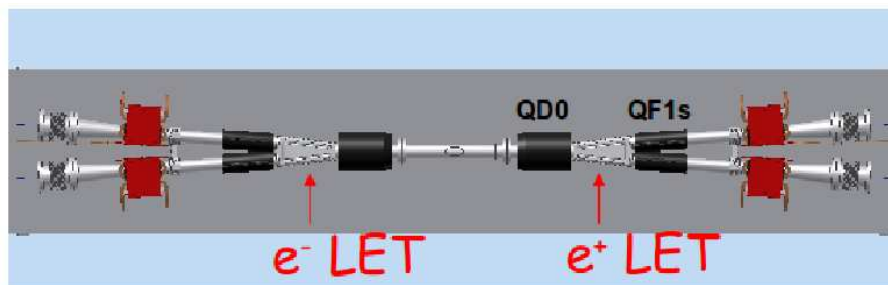


Figura 3.1: Posizione dei due LET rispetto a QD0 e QF1.

le coincidenze $\text{HET} \otimes \text{LET}$ e $\text{LET} \otimes \text{LET}$;

- risoluzione temporale $O(1\text{ns})$ per poter correlare correttamente gli eventi rivelati con il bunch crossing che li ha generati ed aiutare nella reiezione del fondo;
- fondo macchina da tenere sotto controllo: con gli upgrade alla macchina, si prevede una rate di 50 MHz di fondo totale, che corrisponde a 5 MHz di eventi che colpiscono il LET.

Alcune delle soluzioni tecnologiche che hanno reso possibile soddisfare le richieste sono:

- un alto valore Z del materiale da impiegare, per ottenere un detector con un numero di lunghezze di radiazione X_0 elevato per massimizzare il contenimento dello sciame elettromagnetico;
- nel caso di utilizzo di cristalli, elevata light yield, un tempo di emissione rapido, per soddisfare le richieste sull'energia e sul tempo e non igroscopicità;
- fotorivelatori sottili, resistenti alle radiazioni, ad alto guadagno e insensibili ai campi magnetici.

I cristalli scintillatori che sono stati presi in considerazione sono il tungstato di piombo (PbWO_4) o l'ortosilicato di lutezio e ittrio drogato al cerio (LYSO) da accoppiare con i fotodiodi a valanga (APD) o con i fotomoltiplicatori al silicio (SiPM). Nella tabella 3.1 sono riportate le caratteristiche principali dei cristalli in esame.

3.1.1 Cristalli e fotomoltiplicatori a confronto

La scelta dei fotorivelatori, a causa del campo magnetico di KLOE di 0,52 T, è ricaduta su quelli basati sul silicio (SPD: *silicon based photodetectors*). La nuova generazione di SPD è divisa in due grandi categorie: i fotorivelatori a valanga (APD:

Tabella 3.1: Caratteristiche principali dei due cristalli presi in esame.

<i>Cristallo</i>	ρ (g/cm ³)	X_0 (cm)	n	R_m (cm)	λ_{picco} (nm)	<i>Photon yield</i> (fotoni/MeV)	τ (ns)
PbWO ₄	8,3	0,89	2,2	2,0	420	150/MeV	10
LYSO	7,4	1,14	1,8	2,1	420	32000/MeV	40

Avalanche Photo Detectors) e i fotomoltiplicatori al silicio (SiPM: *Silicon Photo Multipliers*) costituiti da pixel di APD operanti in modalità Geiger.

Per gli APD sono stati considerati solamente gli Hamamatsu S8664-55 che lavorano in modo proporzionale, hanno un voltaggio di *bias* V_b di 370-410 V, caratteristiche di tempo veloce e un'efficienza quantica $\epsilon_q \sim 80\%$ nella regione del blu.

I SiPM hanno un guadagno da $0,4$ a $4 \cdot 10^6$, una tensione di bias V_b di ~ 70 V. Sono stati considerati gli Hamamatsu MPPC (Multi-Pixel Photon Counter) di 3×3 mm². Le caratteristiche principali degli SPD presi in esame sono riportate nella tabella 3.2.¹

Tabella 3.2: Caratteristiche principali degli SPD presi in esame (gli MPPC erano tutti Hamamatsu).

<i>SPD</i>	<i>Area</i> (mm ²)	<i>Pixel</i>	V_b (V)	<i>Guadagno</i> (V_b)	<i>Dark noise</i> (MHz)	<i>PDE a 420 nm</i>
APD	5×5	uniforme	400	100 - 300	-	0,8
MPPC	3×3	900	70	$2,4 \times 10^6$	3,5	0,7
MPPC	3×3	3600	70	$7,5 \times 10^5$	3	0,5
MPPC	3×3	14400	70	$2,75 \times 10^5$	1,5	0,3

L'opzione PbWO₄ + SiPM

I cristalli di PbWO₄ hanno, rispetto ai cristalli di LYSO, lo svantaggio di una bassa *photon yield* (vedi tab. 3.1). Essi sono utilizzati ad esempio dall'esperimento CMS a LHC [60] che ha verificato che cristalli di dimensione $2 \times 2 \times 2$ cm³ accoppiati con un fotomoltiplicatore standard di efficienza quantica $\epsilon_q = 25\%$ hanno una light yield maggiore di 8 p.e./MeV, mentre accoppiati con un APD di area 5×5 mm² la light yield scende a ~ 4 p.e./MeV. La carica relativa a un singolo fotoelettrone è

¹PDE indica la foto-efficienza del detector (Photon Detection Efficiency). Poiché gli APD hanno un'area sensibile uniforme e lavorano in modo proporzionale, la PDE corrisponde all'efficienza quantica. I SiPM lavorano in modalità geiger e l'area sensibile è costituita da pixel: la PDE rappresenta quindi il prodotto dell'efficienza quantica, del fattore di riempimento (fill factor) e della probabilità di valanga.

data da:

$$Q_{1e} = G_{APD} \times G_{amp} \times 1,6 \times 10^{-19} C \quad (3.1)$$

dove G_{APD} e G_{amp} sono il guadagno degli APD e dello stadio di amplificazione rispettivamente. Assumendo $G_{APD} = 300$ e $G_{amp} = 100$ si ottiene che per ogni fotoelettrone la carica raccolta è $4,8 \times 10^{-15} C = 4,8 \text{ fC}$.

Ad un'energia di 120 MeV e assumendo 4 p.e./MeV, la carica raccolta dagli APD sarebbe $480 \times 4,8 \text{ fC} = 2,3 \text{ pC}$. Con una sensibilità di $\sim 100 \text{ fC/conteggio}$, a 120 MeV corrisponderebbero circa 20 conteggi ADC.²

Si è scelto perciò di provare i cristalli di PbWO_4 accoppiati ai SiPM caratterizzati da un guadagno maggiore.

Le opzioni LYSO + APD e LYSO + SiPM

I cristalli di LYSO rispetto al PbWO_4 hanno una light yield elevata (~ 300 volte quella del PbWO_4) e un tempo di risposta $\tau = 40 \text{ ns}$. Il LYSO inoltre, avendo un indice di rifrazione più basso rispetto al PbWO_4 , ha un'efficienza maggiore nella raccolta della luce. La luce emessa dal cristallo ha inoltre una ridotta dipendenza dalla temperatura ($-0,2\%/^{\circ}C$).

Grazie all'alto valore di light yield sarebbe possibile accoppiare i cristalli di LYSO anche con gli APD, oltre che con i SiPM. Infatti a un'energia di 120 MeV il numero di fotoelettroni raccolti è dell'ordine di 5×10^4 , che corrispondono a $\sim 250 \text{ pC}$ utilizzando la (3.1) con gli stessi valori di amplificazione. Tuttavia gli APD hanno una tensione di bias di 300-400 V e necessiterebbero di una scheda dedicata opportunamente progettata.

Per motivi di tempi di realizzazione e costi si è preferito adottare la lettura mediante i SiPM anche se più difficoltosa che nel caso del PbWO_4 a causa della saturazione dei pixel colpiti. Per lavorare nella regione lineare si è stimato [13] che

$$N_{p.e.} \leq 1/3 \cdot N_{pixel},$$

cioè il numero di fotoelettroni che possono raggiungere i SiPM dovrebbe essere $\sim 1/3$ del numero dei pixel. La soluzione adottata è stata quella di usare i SiPM Hamamatsu MPPC di dimensione minima ($25 \mu\text{m}$) con 14400 pixel. In questo modo con una light yield fino a 4000 p.e. si lavora nella regione lineare, ottenendo un detector con circa 10 p.e./MeV.

²ADC utilizzati in KLOE.

3.1.2 Prototipi e test

Alla BTF di Frascati sono stati effettuati dei test per verificare quale delle opzioni *cristallo + SPD* descritte precedentemente fosse la migliore per gli scopi del LET. Inizialmente sono stati testati singoli cristalli con un fascio di elettroni di energia variabile tra i 100 e 500 MeV.

Le soluzioni provate sono state:

- cristallo di PbWO_4 di dimensioni $2 \times 2 \times 13 \text{ cm}^3$ avvolto nel Tyvek e connesso tramite grasso ottico a un SiPM MPPC con 3600 pixel. Il SiPM era posizionato al centro della faccia posteriore del cristallo per mezzo di un supporto di plastica;
- cristallo di PbWO_4 di dimensioni $1,5 \times 1,5 \times 13 \text{ cm}^3$ connesso a un SiPM MPPC con 3600 pixel;
- cristallo di LYSO di dimensioni $2 \times 2 \times 13 \text{ cm}^3$ avvolto nel Tyvek e con un filtro ottico per attenuare la luce inserito tra la faccia posteriore e il fotodivelatore. Il filtro consisteva in alcuni strati (da 2 a 5) di un filtro ottico giallo (Kodak) di spessore $100 \mu\text{m}$. Un altro test è stato effettuato con la medesima configurazione ma con un cristallo di dimensioni $2 \times 2 \times 10 \text{ cm}^3$.

Da questi test, assumendo come valore per il guadagno dei SiPM alla tensione V_b quello riportato nei corrispondenti data-sheet, si è stimato che il PbWO_4 ha circa 250 p.e. a 500 MeV, che corrispondono a circa 0,5 p.e./MeV. Il LYSO, con il filtro ottico incluso, ha un fattore di light yield almeno 3-4 volte più grande. Un valore più grande lo si può ottenere usando una sola pellicola di filtro ottico e usando MPPC con un maggior numero di pixel. Nella fig. 3.2 è confrontata la light yield del PbWO_4 (con grasso ottico) con quella del LYSO (senza grasso ottico e con un filtro ottico tale che l'attenuazione totale è di circa dieci volte quella del PbWO_4) accoppiati a un SiPM; per entrambi i cristalli il guadagno del SiPM era 10^6 , mentre il guadagno dello stadio di amplificazione era 20.

Successivamente sono stati costruiti due prototipi con dimensioni simili a quelle del LET definitivo. Il primo prototipo è stato costruito ad aprile 2009 e consisteva in una matrice interna di cristalli di LYSO letti da SiPM e da una matrice esterna di cristalli di PbWO_4 letti da fotomoltiplicatori standard di diametro $1,1/8''$ (vedi fig. 3.3).

Le richieste principali erano:

- un'alimentazione stabile e con basso rumore per i SiPM;
- la possibilità di regolare e monitorare la tensione di lavoro di ogni SiPM;

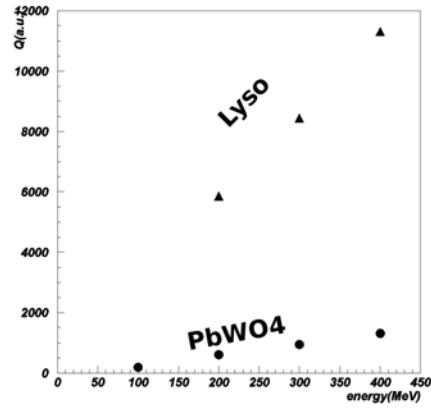


Figura 3.2: Confronto della light yield del LYSO (triangoli) e del PbWO₄ (cerchi).

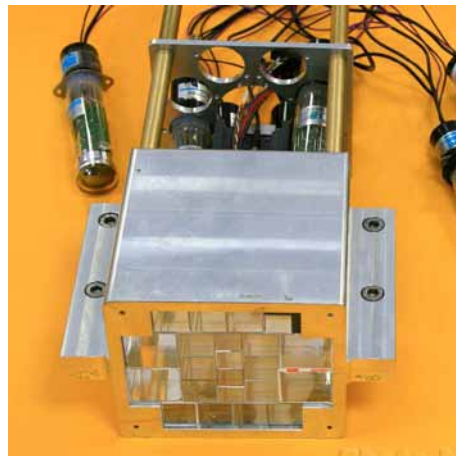
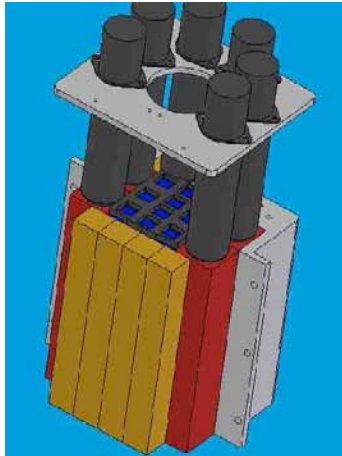


Figura 3.3: Disegno tecnico e fotografia del prototipo.

- un preamplificatore di bassa potenza e con basso rumore.

Per rispondere a queste esigenze è stato sviluppato un preamplificatore a transimpedenza con un regolatore di tensione incorporato, di cui è mostrato il diagramma a blocchi in fig. 3.4. Il modulo di potenza remoto genera l'alimentazione principale

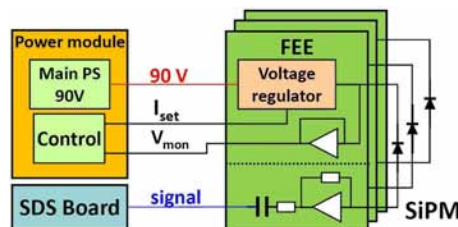


Figura 3.4: Diagramma a blocchi dell'elettronica di front-end del LET.

per i regolatori di tensione del preamplificatore e permette di regolare e monitorare la tensione di lavoro dei SiPM. È così fornita una tensione principale in corrente continua a 90 V con un ripple residuo di 100 mV che può essere distribuita in parallelo ai vari canali. La tensione di lavoro di ogni SiPM è regolata in un range di 60 - 80 V tramite una corrente programmabile inviata al corrispondente regolatore di tensione. Si utilizza una corrente di controllo anziché di una tensione per poter raggiungere i livelli di precisione di regolazione richiesti, risolvendo il problema delle cadute di tensione.

Il preamplificatore con il regolatore di tensione è stato realizzato su una scheda di dimensioni $10 \times 20 \text{ mm}^2$ che è possibile connettere direttamente sui pin dei SiPM.

Il primo prototipo del LET è stato oggetto di test alla BTF di Frascati nel periodo maggio-giugno 2009 con un fascio di elettroni di energia compresa tra 150 e 500 MeV. I risultati del test hanno mostrato che è possibile ottenere una risposta lineare con l'opzione LYSO + SiPM nell'intervallo di energia studiato. Dallo studio della risoluzione in energia è emerso un termine stocastico pari a $2,8\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$. Il termine di rumore è stato valutato dai piedistalli dei canali e contribuisce con lo $0,7\%/E$ alla risoluzione in energia. Rumore addizionale dovuto al setup del test beam porta il rumore totale a $1,2\%/E$. Un termine costante del $\sim 4\%$ è causato dalle perdite di contenimento laterale dello scaime dovute alla forma del prototipo.

Un secondo prototipo è stato costruito ad ottobre 2009 con la prima fornitura di cristalli di LYSO. La descrizione e i risultati del test beam di questo prototipo saranno discussi nel paragrafo 3.3.

3.1.3 Simulazioni del rivelatore

Affinché si potessero decidere le dimensioni del LET, tenendo conto dello spazio a disposizione, cercando di massimizzare l'accettanza di elettroni e positroni mi-

nimizzando le perdite di contenimento degli sciame e.m., sono state effettuate delle simulazioni MonteCarlo, facendo uso del pacchetto GEANT4. Si sono potuti così valutare l'energia aspettata e la risoluzione temporale per alcune opzioni geometriche. È stata svolta una simulazione completa sul volume attivo del LET considerando sia cristalli di LYSO che di PbWO_4 (vedi fig. 3.5); le traiettorie del fascio simulato sono state usate per determinare la risposta del rivelatore al momento aspettato delle particelle. Cambiando le dimensioni e il tipo di scintillatori si è trovato che le dimensioni ottimali per ognuno dei LET erano $7,5 \times 6 \times 12 \text{ cm}^3$ (x, y, z) suddiviso in venti cristalli di dimensioni $1,5 \times 1,5 \times 12 \text{ cm}^3$ e posizionato a $\sim 11^\circ$ rispetto all'asse z , centrato sul piano orizzontale. Con questa configurazione la risoluzione in energia, mediata nell'intervallo di energia 160-230 MeV, è risultata del 12% per il PbWO_4 e del 7% per il LYSO.

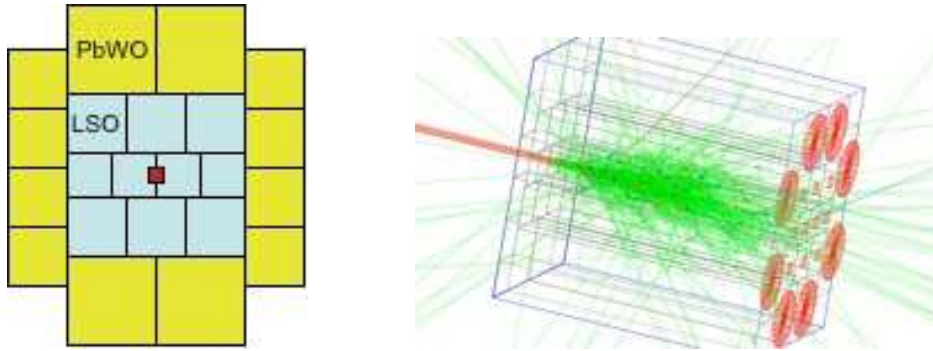


Figura 3.5: Simulazione di un fascio di elettroni sul prototipo del LET.

3.1.4 Scelta dei cristalli e dei fotomoltiplicatori

Dagli studi preliminari effettuati è emerso che:

- i cristalli di PbWO_4 , sebbene abbiano una lunghezza di radiazione leggermente più corta e un raggio di Moliere minore, hanno anche una light yield più bassa rispetto ai cristalli di LYSO (0,5 - 1 p.e./MeV). Quindi complessivamente le risoluzioni in energia e tempo risultano poco soddisfacenti. Il LYSO invece permette di soddisfare le richieste per il detector LET. Durante i test la light yield dei cristalli di LYSO è dovuta essere ridotta per mezzo di attenuatori ottici, affinché il numero di foto-elettroni non saturasse i SiPM. Tale perdita nella dinamica di luce di output può essere recuperata usando dei SiPM con un numero maggiore di pixel rispetto a quelli usati nei test, permettendo così anche un miglioramento della risoluzione in energia e in tempo. Infine la light

yield del PbWO_4 ha una dipendenza dalla temperatura di circa $-3\%/^\circ\text{C}$, che rende il suo uso critico quando non si può avere una temperatura stabile;

- i SiPM, rispetto agli APD, necessitano di una tensione di bias più bassa; inoltre la loro elettronica di front-end, già sviluppata e testata dall'LNF e facilmente modificabile con un diverso stadio di amplificazione, li ha resi preferibili agli APD, considerando la maggiore possibilità di essere implementati nel disegno finale in tempi brevi.

Alla luce dei test svolti sono stati scelti i SiPM Hamamatsu MPPC S10362-33-025C, con un'area attiva di $3 \times 3 \text{ mm}^2$ e con 14400 pixel con una *photon detection efficiency* (PDE) più bassa rispetto a quelli da 3600 pixel provati nei test, ma con la possibilità di accettare un numero maggiore di fotoelettroni senza saturare.

Come scintillatori sono stati scelti i cristalli di LYSO prodotti dall'azienda cinese SICCAS (Shanghai Institute of Ceramics of the Chinese Academy of Sciences), azienda specializzata nella produzione di cristalli scintillatori e fornitrice anche di molti cristalli di PbWO_4 per l'esperimento CMS.

3.2 Analisi dei cristalli di LYSO e test di qualità

3.2.1 Analisi dei cristalli effettuata dalla SICCAS

La SICCAS è stata incaricata di effettuare un'analisi sulla qualità dei cristalli da loro prodotti per verificare che rispettassero i parametri richiesti di light yield e di omogeneità studiando la risposta ai fotoni da 662 keV emessi da una sorgente di ^{137}Cs . Per tale scopo è stata utilizzata la seguente strumentazione scientifica: un analizzatore multicanale ORTEC DIGIBASE, un fotomoltiplicatori Hamamatsu R878 e il software MAESTRO 32 per acquisire i dati. La SICCAS ha inoltre provveduto alla costruzione di una scatola nera in cui sarebbe stato posto l'hardware per l'acquisizione insieme con il cristallo da analizzare, in modo che la luce ambientale non influisse sulle misurazioni, e alla costruzione di un supporto per la sorgente radioattiva ^{137}Cs e il cristallo, seguendo i disegni tecnici inviati da Roma (vedi fig. 3.6). Ogni cristallo di dimensioni $1,5 \times 1,5 \times 12 \text{ cm}^3$, è identificabile per mezzo di una sigla posta su uno dei lati, ed è avvolto nel Tyvek in modo tale da lasciare scoperta solo la faccia a contatto con il fotomoltiplicatore. I cristalli erano mantenuti al buio per almeno ventiquattro ore prima delle misurazioni per evitare che assorbissero luce, in modo da ridurre la loro fotoattivazione a causa della luce ambientale.

Per misurare la light yield di un cristallo si è analizzato lo spettro in energia Compton del ^{137}Cs ed il fotopicco relativo. Poiché esiste una relazione lineare tra la carica raccolta e l'energia rilasciata, dalla larghezza del fotopicco di cui è nota

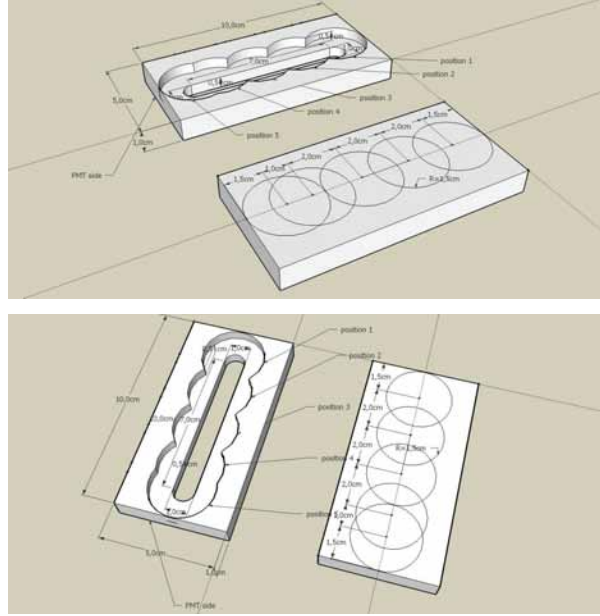


Figura 3.6: Disegni tecnici inviati alla SICCAS

l'energia e assumendo che la fluttuazione dominante fosse gaussiana si ricava la light yield in p.e./MeV.

Uno alla volta i cristalli erano posti nel supporto e si effettuava una prima misurazione dello spettro in energia senza sorgente radioattiva. Poi si effettuavano due serie di cinque misurazioni dello spettro in energia con la sorgente ogni volta collocata in un punto diverso del supporto. Le due serie differivano per la faccia del cristallo posta a contatto con il fotomoltiplicatore. Tutte le misurazioni dovevano essere effettuate in una stanza oscura. Le richieste per ogni cristallo erano:

1. una light yield (LY) di 580 ± 150 fotoelettroni per MeV (430 ± 85 fotoelettroni per la sorgente Cs^{137} a 662 keV), da calcolare nel seguente modo:

- per ogni misurazione si calcola la quantità

$$N_{p.e.} = \left(\frac{m}{HWHM(m)} \times 1,17 \right)^2$$

in cui m è il valore medio del picco di Cs^{137} nello spettro acquisito, mentre $HWHM(m)$ è la metà larghezza a mezza altezza dello stesso picco, misurata a destra del picco. In questo modo si ottengono dieci valori per ogni cristallo;

- la media dei dieci valori fornisce la light yield del cristallo.

2. un'uniformità U della light yield nell'intervallo di 0,1. U è definita come la massima variazione della posizione del picco, divisa la posizione media:

$$U = \frac{m_{max} - m_{min}}{\frac{1}{10} \sum_i m_i}$$

Questo criterio è stato scelto perché, tenendo conto che l'incertezza nella riproducibilità della misura di light yield è $\sim 2\%$, per un cristallo ideale ($U_{teorica} = 0$) la richiesta $U < 0,1$ corrisponde a scartare solo 150 su 10000 cristalli (cioè una frazione dell'1,5% come si vede in figura 3.7 in alto a sinistra). Assumendo un cristallo che abbia una LY distribuita uniformemente entro $\pm 2\%$ (valore per cui la σ_E/E del calorimetro non si deteriora apprezzabilmente) la richiesta corrisponde a scartare 615/10000 cristalli ($\sim 6\%$, cioè una frazione ancora piccola), mentre per cristalli con distribuzione uniforme di $\pm 5\%$ e $\pm 10\%$ significa scartarne 5932/10000 ($\sim 59\%$) e 9922/10000 ($\sim 99\%$), rispettivamente (vedi fig. 3.7).

3.2.2 Analisi dei cristalli effettuata a Roma

Presso l'università Sapienza, nei laboratori Segré, sono state ripetute per controllo le misurazioni della light yield già effettuate dalla SICCAS.

Sono state utilizzate le sorgenti radioattive ^{137}Cs , ^{22}Na e ^{60}Co . Si sono usati un fotomoltiplicatore Hamamatsu R1398 alimentato a 1200 V e l'analizzatore LeCroy Wave Runner 6100A che consente di acquisire spettri in carica dei segnali provenienti dal fotomoltiplicatore.

Presso le officine dei Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) è stato costruito un contenitore in cui alloggiare un cristallo analogo a quello usato dalla SICCAS, affinché si potesse posizionare la sorgente radioattiva in cinque punti diversi (vedi fig. 3.8).

Usando tutte e tre le sorgenti radioattive è possibile ottenere una calibrazione in energia. Esiste infatti una relazione lineare tra la carica e l'energia depositata nello scintillatore (che nel caso dei fotopicchi corrisponde ad assorbimento totale):

$$Q = a \cdot E + b$$

Graficando la carica corrispondente ai cinque fotopicchi delle sorgenti in funzione delle corrispondenti energie (note) si può eseguire un fit lineare (vedi fig. 3.9) e trovare i parametri a e b che consentono di trasformare le cariche misurate in energie.

Le misurazioni sui cristalli sono state effettuate con le stesse modalità di quelle della SICCAS. Inoltre, per ciascun lato di ogni cristallo si è misurato il piedistallo da sottrarre allo spettro (vedi fig. 3.10).

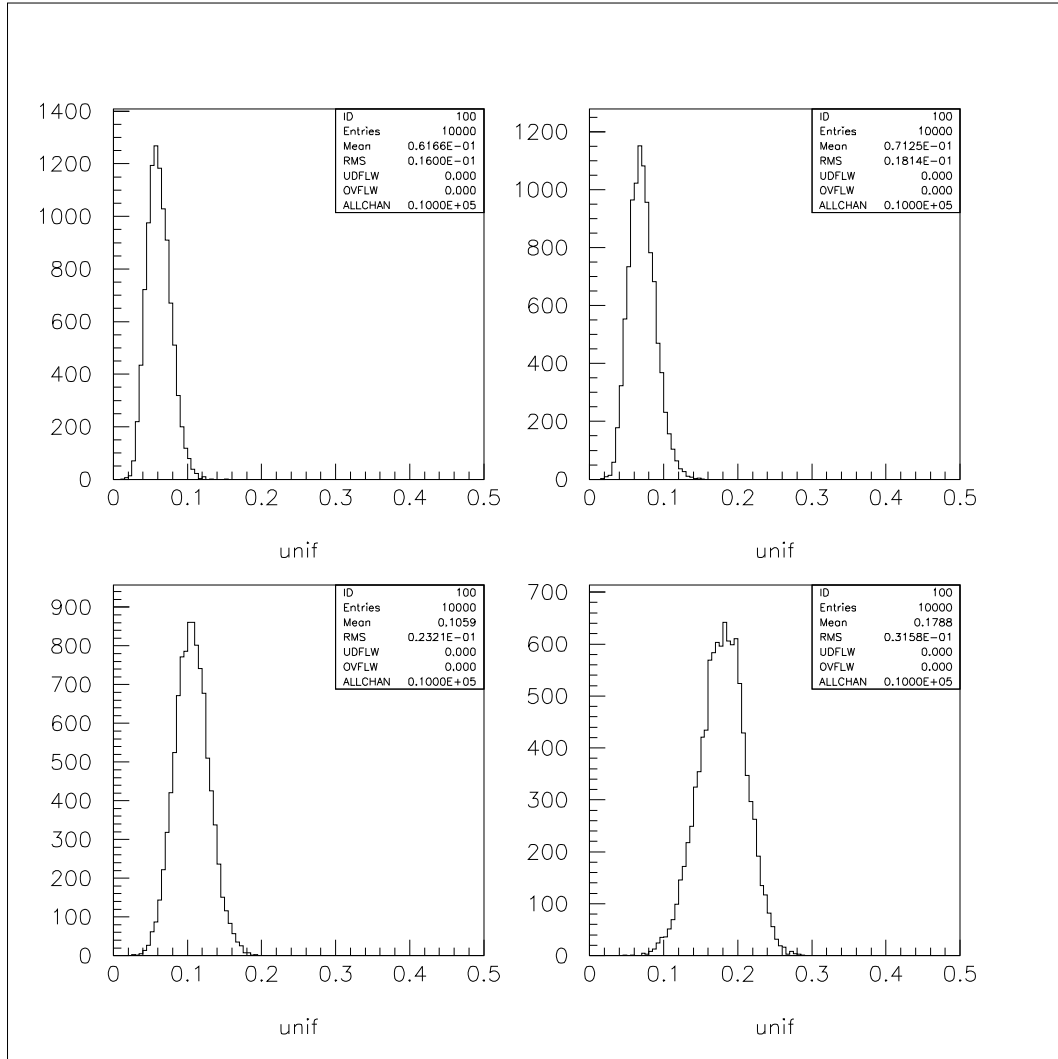


Figura 3.7: Distribuzione dell'uniformità U considerando un'incertezza di riproducibilità della misura di LY gaussiana con $\sigma = 2\%$ per quattro casi: in alto a sinistra per un cristallo ideale; in alto a destra per un cristallo con distribuzione uniforme di LY di $\pm 2\%$; in basso per un cristallo con distribuzione uniforme di LY di $\pm 5\%$ (a sinistra) e di $\pm 10\%$ (a destra).

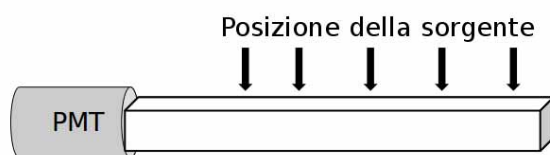


Figura 3.8: Il supporto usato per i test e le posizioni della sorgente sul cristallo.

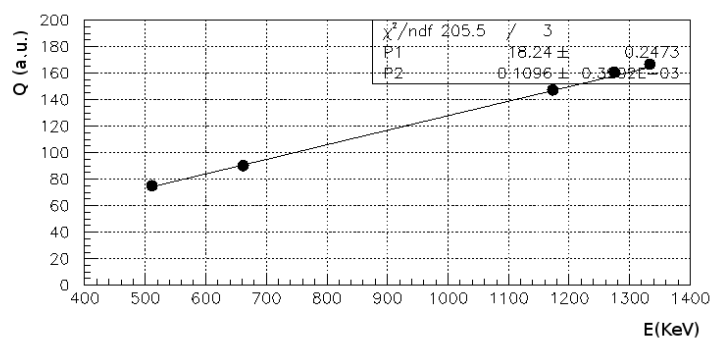


Figura 3.9: Calibrazione in energia per mezzo delle sorgenti radioattive ^{137}Cs , ^{22}Na e ^{60}Co .

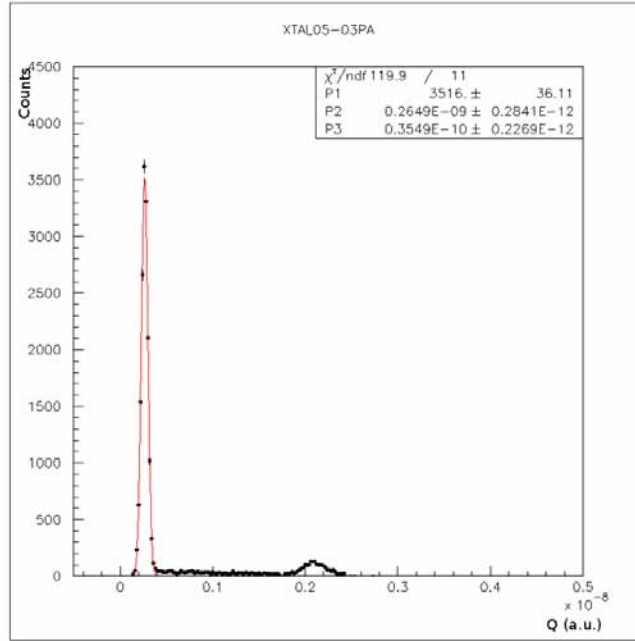


Figura 3.10: Esempio di fit del piedistallo: fit del cristallo W-05-03.

Nonostante il picco dello spettro abbia la forma di una distribuzione gaussiana, un semplice fit gaussiano non tiene conto del fondo e del continuo Compton (vedi fig. 3.11). La funzione costituita dalla somma di una gaussiana e di una funzione esponenziale decrescente definita da cinque parametri p_n

$$p_1 \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{x-p_2}{p_3}\right)^2} + p_4 \cdot e^{-\frac{x}{p_5}}$$

dà risultati migliori, come si può vedere nella 3.12.

Con la stessa funzione sono stati ripetuti i fit anche sugli spettri ottenuti dalla SICCAS (vedi fig. 3.13).

Con le informazioni ricavate dai fit è possibile ottenere i valori di light yield media e di uniformità per ogni cristallo seguendo lo stesso procedimento già seguito dalla SICCAS.

Nella tabella 3.3 sono riassunti il numero di fotoelettroni medio e di uniformità per ciascun cristallo ottenuti dalla SICCAS e a Roma. Gli stessi dati sono riportati nelle figure 3.14, 3.15, 3.16, 3.17 e 3.18. In figura 3.19 è mostrata la correlazione tra il numero di fotoelettroni misurato a Roma e quello misurato dalla SICCAS. Infine nella figura 3.20 si vede la distribuzione della differenza tra le misure di fotoelettroni di Roma e della SICCAS.

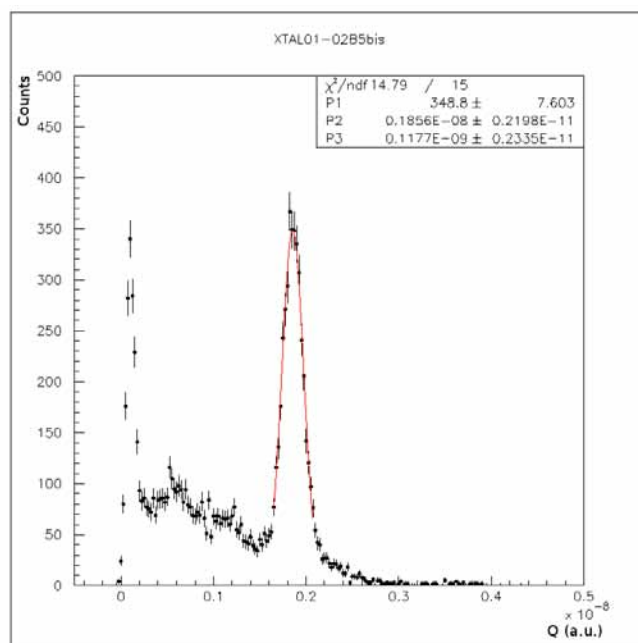


Figura 3.11: Esempio di fit gaussiano: fit del cristallo W-01-02.

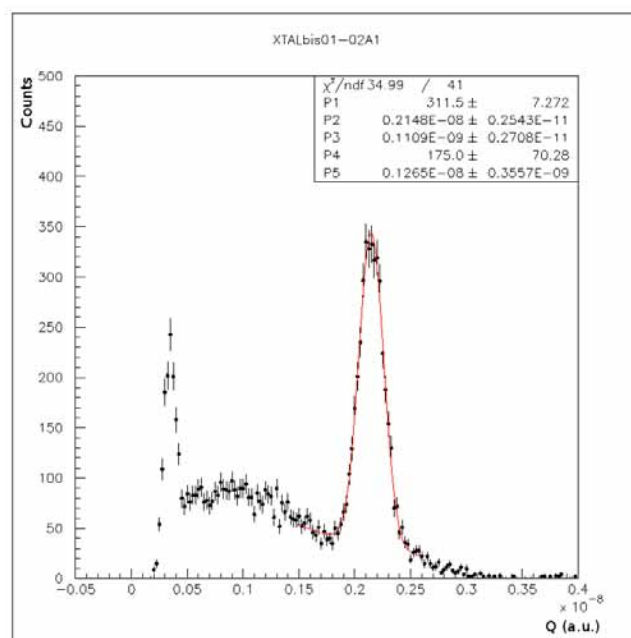


Figura 3.12: Esempio di fit con funzione costituita dalla somma di una gaussiana e di un'esponenziale decrescente: fit del cristallo W-01-02.

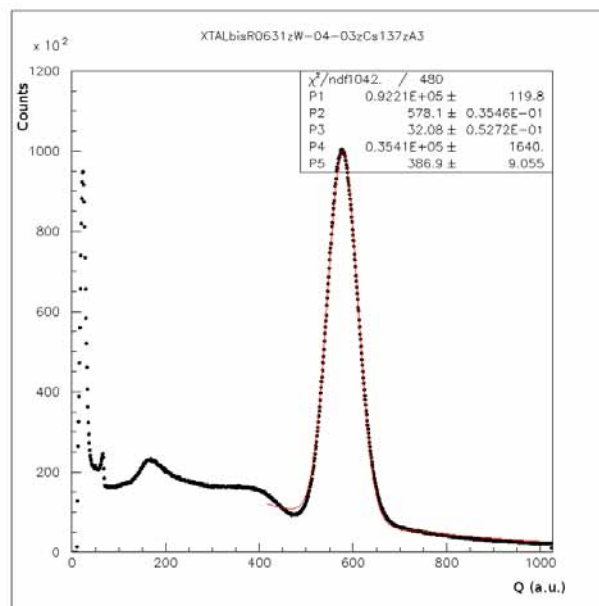


Figura 3.13: Esempio di fit eseguito su uno degli spettri ottenuti dalla SICCAS: fit del cristallo W-04-03.

Tabella 3.3: Confronto tra le misure ottenute dall'università Sapienza e quelle ottenute dalla SICCAS

<i>Cristallo</i>	<i>p.e./MeV</i>	<i>Uniformità</i>	<i>p.e./MeV</i>	<i>Uniformità</i>
		<i>Sapienza</i>		<i>SICCAS</i>
W-01-01	412,40	0,06	556,95	0,05
W-01-02	468,10	0,07	629,67	0,03
W-01-03	495,15	0,09	565,76	0,06
W-01-04	261,17	0,08	287,16	0,08
W-01-05	395,97	0,09	520,63	0,07
W-01-06	416,97	0,10	555,01	0,06
W-01-07	352,95	0,11	459,48	0,06
W-02-01	449,11	0,03	545,70	0,04
W-02-02	402,54	0,06	571,37	0,05
W-02-03	417,68	0,04	548,29	0,04
W-02-04	462,98	0,05	589,90	0,07

Continua nella prossima pagina

Continua dalla pagina precedente

<i>Cristallo</i>	<i>p.e./MeV</i>	<i>Uniformità</i>	<i>p.e./MeV</i>	<i>Uniformità</i>
	<i>Sapienza</i>		<i>SICCAS</i>	
W-02-05	427,22	0,13	587,30	0,06
W-02-07	380,46	0,17	587,30	0,05
W-03-01	362,27	0,08	479,94	0,06
W-03-02	372,49	0,09	484,36	0,06
W-03-03	411,19	0,17	541,03	0,06
W-03-04	348,51	0,11	501,91	0,08
W-03-05	330,84	0,06	461,43	0,04
W-03-06	333,26	0,08	425,86	0,05
W-03-07	312,29	0,08	452,78	0,06
W-04-01	450,46	0,03	499,75	0,03
W-04-02	421,49	0,06	561,79	0,07
W-04-03	403,11	0,03	455,02	0,06
W-04-04	413,37	0,07	547,59	0,08
W-04-05	399,33	0,09	529,26	0,07
W-04-06	430,15	0,04	532,61	0,05
W-04-07	438,12	0,07	572,10	0,04
W-05-01	436,23	0,04	547,58	0,04
W-05-02	463,28	0,06	550,49	0,03
W-05-03	425,43	0,07	530,25	0,04
W-05-04	442,37	0,03	541,57	0,04
W-05-05	392,70	0,07	457,21	0,08
W-05-06	426,23	0,09	511,07	0,04
W-05-07	441,19	0,09	555,46	0,03
W-05-08	412,43	0,07	454,77	0,04
W-06-01	350,09	0,05	488,21	0,04
W-06-02	278,62	0,07	405,72	0,06

Continua nella prossima pagina

Continua dalla pagina precedente

<i>Cristallo</i>	<i>p.e./MeV</i>	<i>Uniformità</i>	<i>p.e./MeV</i>	<i>Uniformità</i>
	<i>Sapienza</i>		<i>SICCAS</i>	
W-06-03	382,28	0,04	502,50	0,05
W-06-04	311,24	0,12	463,07	0,05
W-06-05	317,96	0,07	460,09	0,03
W-06-06	345,80	0,07	478,53	0,02
W-06-07	369,29	0,06	467,51	0,02
W-07-01	346,99	0,07	450,20	0,06
W-07-02	359,83	0,07	454,57	0,05
W-07-03	321,55	0,06	297,22	0,06
W-07-04	407,68	0,12	487,55	0,05
W-07-05	350,26	0,08	465,98	0,05
W-07-06	326,17	0,08	357,02	0,07
W-07-07	395,79	0,06	463,89	0,03

Si conclude dalla pagina precedente

In conclusione dalle misure effettuate alla SICCAS, dei 49 cristalli inviati a Roma, esattamente 45 (cioè il numero ordinato secondo gli accordi pattuiti e corrispondente ai 40 cristalli del LET + 5 di scorta) risultano soddisfare le specifiche di LY ed uniformità. Le misurazioni di controllo effettuate a Roma con una strumentazione differente ed in condizioni diverse (ad esempio non perfetta riproducibilità dell'accoppiamento ottico o delle posizioni di misura sul cristallo) sono in accordo con quelle effettuate alla SICCAS entro $\sim 6\%$ (fig. 3.20). La LY misurato a Roma è in media più basso di $\sim 22\%$; questo effetto sembra imputabile alla diversa efficienza quantica del fotomoltiplicatore utilizzato. La misura di uniformità effettuata a Roma risente di una incertezza leggermente superiore che alla SICCAS dando luogo per alcuni cristalli ad un valore di U leggermente più grande delle specifiche richieste. In definitiva le misure di Roma, risultano compatibili con quelle della SICCAS, e confermano la bontà del test di qualità dei cristalli effettuato alla SICCAS.

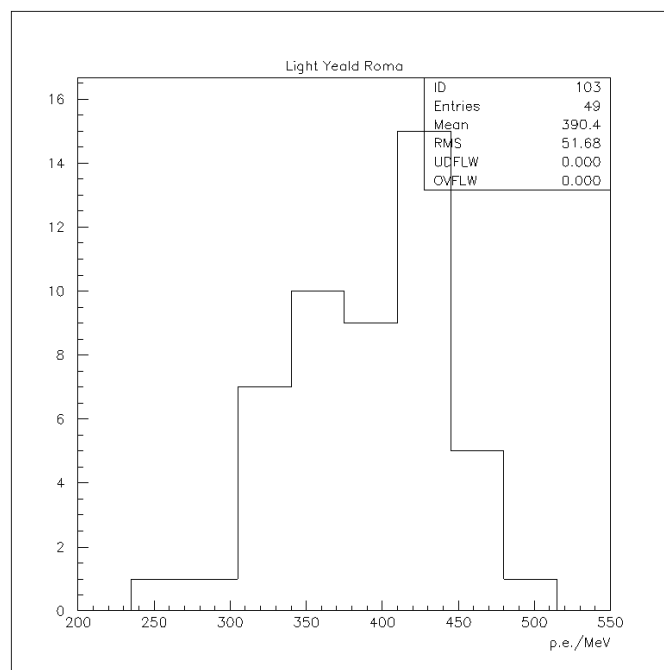


Figura 3.14: Distribuzione della light yield misurata a Roma.

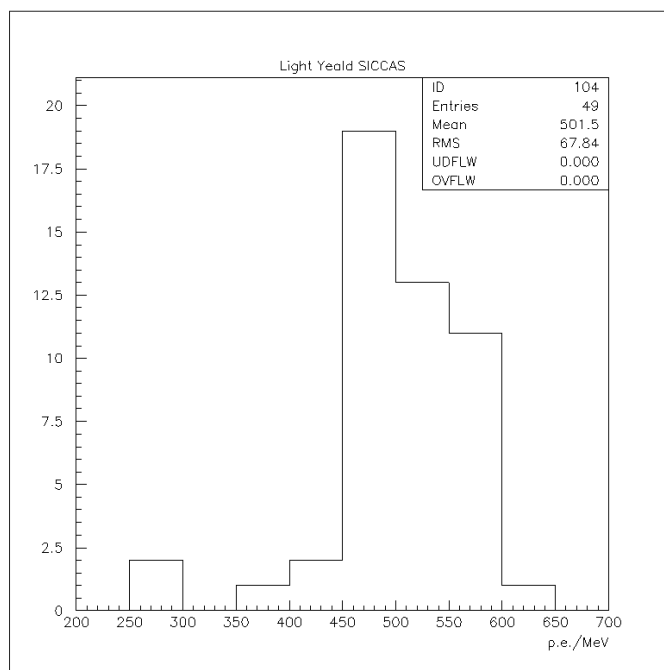


Figura 3.15: Distribuzione della light yield misurata dalla SICCAS.

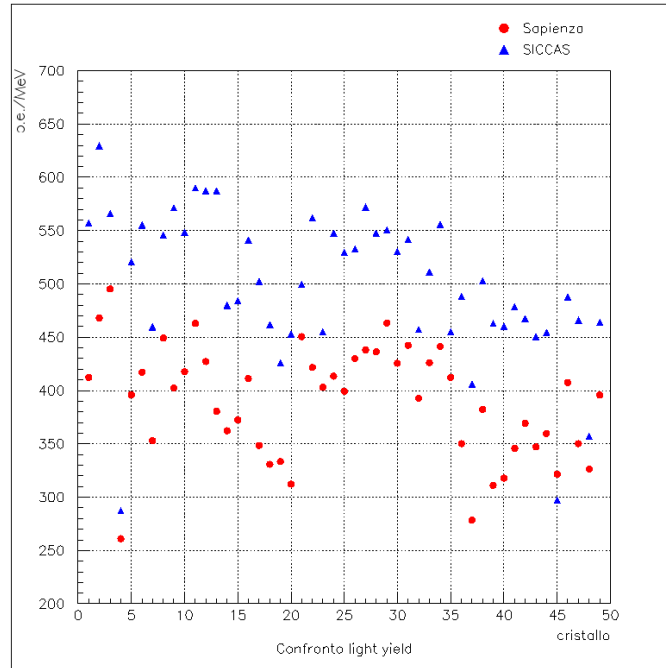


Figura 3.16: Confronto del numero dei fotoelettroni di ogni cristallo ottenuto dalla SICCAS e a Roma.

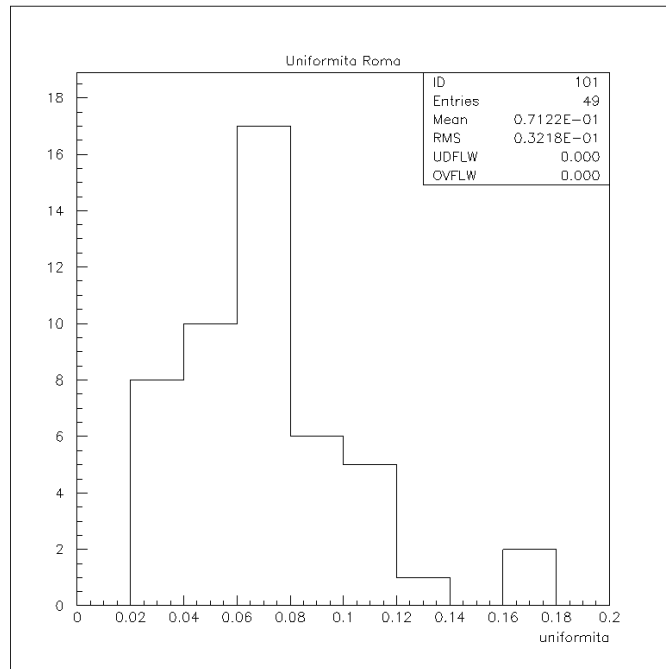


Figura 3.17: Distribuzione dell'uniformità misurata a Roma.

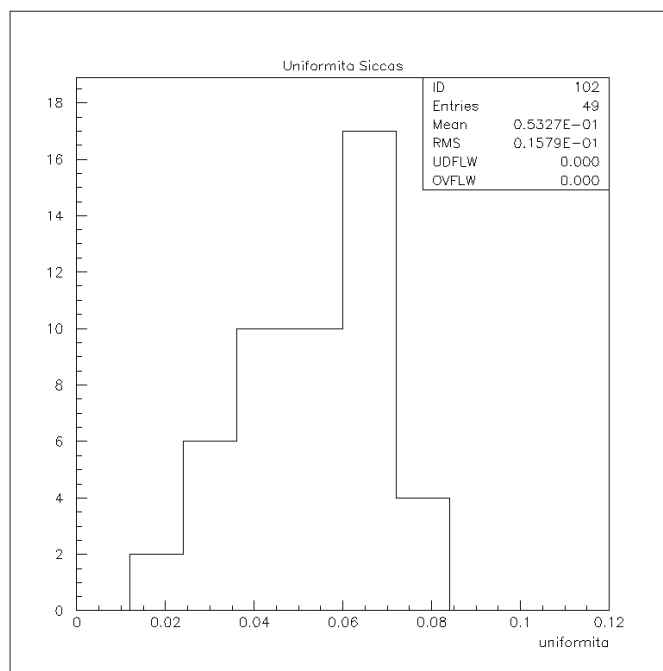


Figura 3.18: Distribuzione dell'uniformità misurata dalla SICCAS.

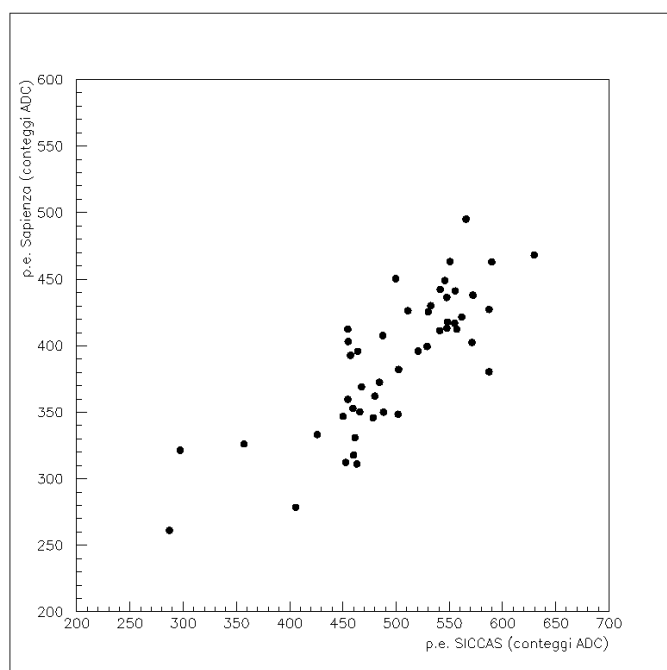


Figura 3.19: Correlazione tra il numero di fotoelettroni misurati a Roma e il numero di quelli misurati dalla SICCAS.

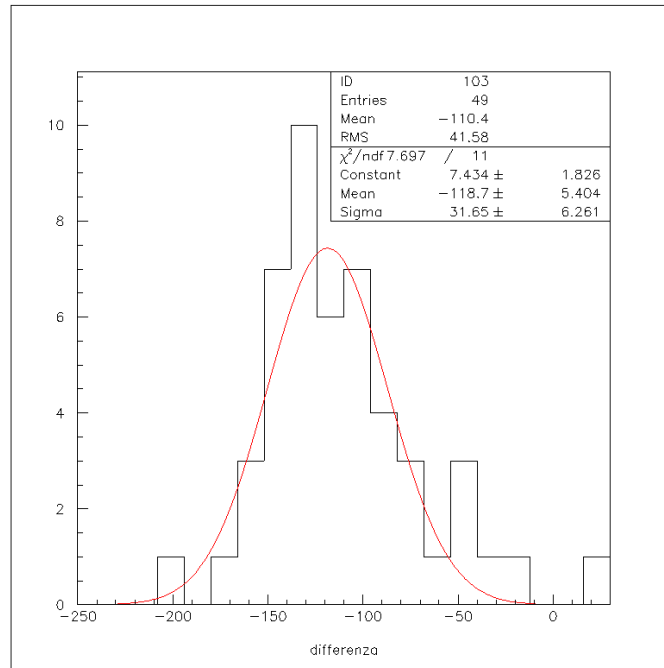


Figura 3.20: Distribuzione della differenza tra il numero di fotoelettroni misurati a Roma e il numero di quelli misurati dalla SICCAS.

3.3 Test beam alla BTF dei Laboratori di Frascati

Presso la Beam Test Facility (BTF) dei Laboratori Nazionali di Frascati dal 19 al 22 ottobre 2009 è stato possibile provare, con un fascio di elettroni di energia compresa tra 100 e 500 MeV, un prototipo del LET costituito dai cristalli e dai SiPM installati successivamente sul rivelatore definitivo. Gli scopi del test beam erano:

- provare il LET con i cristalli e i SiPM finali;
- verificare la risposta in energia (linearità, uniformità e risoluzione);
- confrontare due diverse possibilità di lettura:
 1. elettronica di front-end direttamente accoppiata ai SiPM;
 2. elettronica di front-end collegata ai SiPM tramite un cavo lungo 2-3 m (in modo da poter accedere alle board relative al LET senza la necessità di aprire gli endcap del calorimetro di KLOE).

Il prototipo del LET era composto da 4×5 cristalli ognuno avvolto nel Tyvek. Dei venti, solo quattordici cristalli potevano essere letti. Uno schema della numerazione dei canali del LET è mostrato in figura 3.22. I SiPM usati erano Hamamatsu

MPPC S10362-33-025C (vedi fig. 3.21) con 14400 pixel, caratterizzati da un'efficienza di rilevamento di fotoni (DPE) di $\sim 25\%$ e operanti a una tensione di 71V.

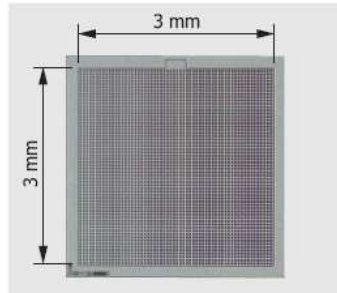


Figura 3.21: Immagine di un SiPM usato nel test.

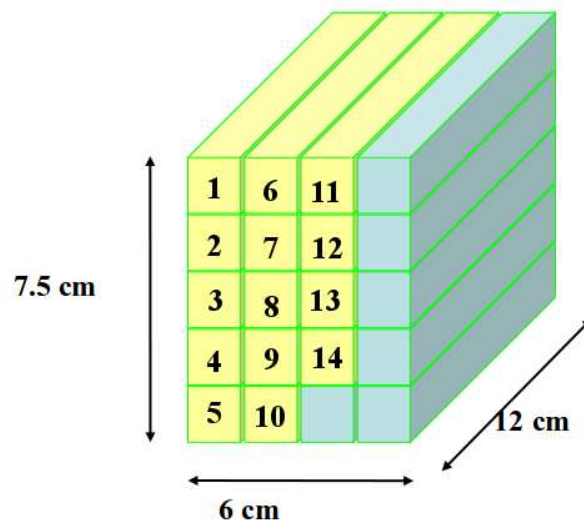


Figura 3.22: Numerazione dei canali del prototipo letti durante il test.

Tutti i canali erano collegati a un modulo di potenza (vedi fig. 3.23). Nella prova con l'elettronica direttamente accoppiata ai SiPM il guadagno di amplificazione era pari a 2; nel caso dell'uso del cavo il guadagno di amplificazione era 1.

Il LET era posizionato lungo la direzione del fascio di elettroni. Davanti ad esso erano posizionate due coppie di scintillatori disposti a croce e in coincidenza in modo da segnalare il passaggio del fascio. Si considerava il LET raggiunto dal fascio quando entrambe le coppie di scintillatori segnalavano il passaggio di elettroni. La coppia più lontana al LET aveva un'area di scintillazione di $3 \times 3 \text{ cm}^2$, mentre quella più vicina di $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$. Sopra e sotto al LET erano posti due scintillatori in coincidenza (palette), che servivano per la calibrazione con i raggi cosmici (particelle di minima

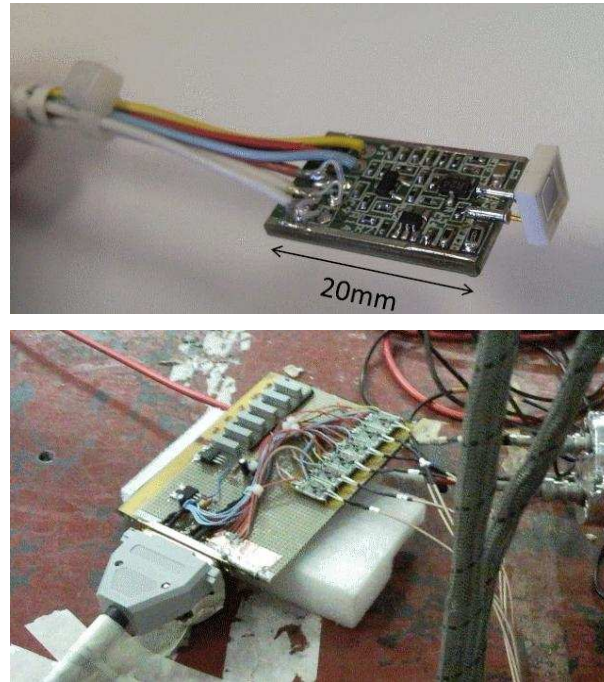


Figura 3.23: In alto: preamplificatore con il regolatore di tensione.
In basso: modulo di potenza a cui erano collegati i SiPM.

ionizzazione o MIP). Era inoltre possibile muovere il LET lungo le direzioni X e Y. Uno schema dell'apparato sperimentale è riportato in fig. 3.24. I dati sono stati

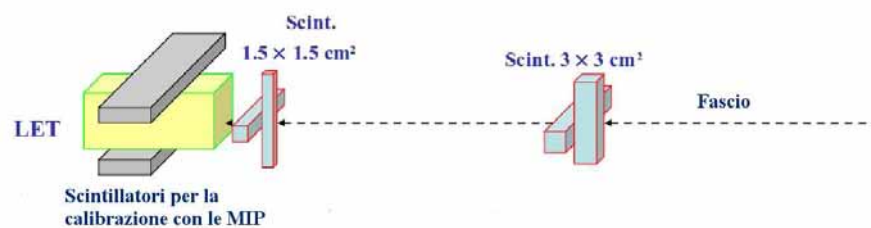


Figura 3.24: Schema dell'apparato sperimentale usato durante i test.

acquisiti per mezzo di un sistema di acquisizione identico a quello utilizzato in KLOE.

Dallo studio delle MIP si è osservato che il passaggio di una singola particella di minima ionizzazione all'interno di un cristallo della matrice del LET corrispondeva a circa 200 conteggi in ADC (vedi figg: 3.25 3.26).

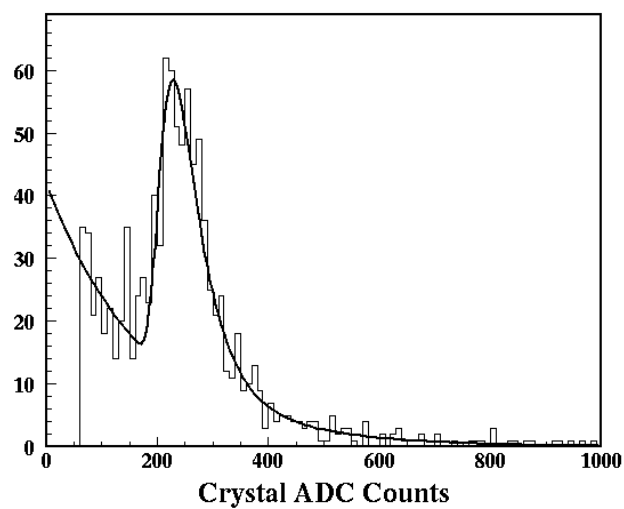


Figura 3.25: Spettro generato da una MIP passante in un cristallo di LYSO.

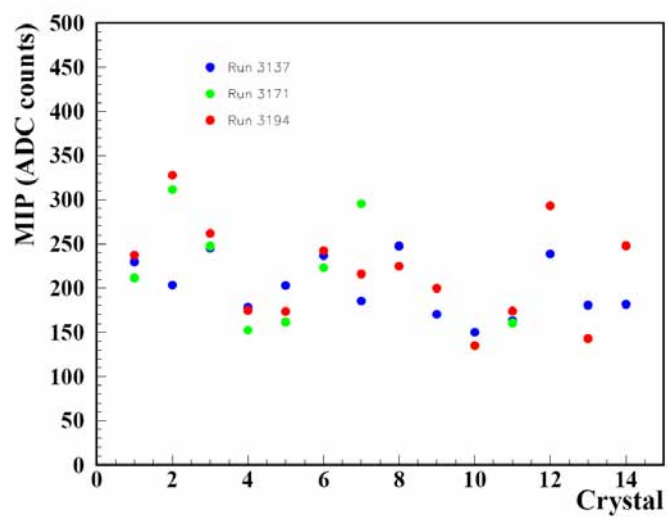


Figura 3.26: Conteggi ADC dei 14 canali relativi a tre run di acquisizioni.

Poiché l'energia persa dai μ che attraversano un cristallo di LYSO è

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{min} \simeq 10 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$$

e lo spessore attraversato era circa 1,7 - 1,8 cm si è potuto giungere alla conclusione che una singola MIP corrispondeva a circa 17 - 18 MeV rilasciati.

Centrando il fascio di elettroni sul cristallo 8 si è effettuata una scansione in energia da 100 a 450 MeV, con un passo di 50 MeV. Nei primi due giorni si è accoppiata l'elettronica di front-end direttamente ai SiPM e si sono letti quattordici canali. Durante l'ultimo giorno la lettura è stata fatta utilizzando un cavo di circa 2 metri.

Graficando l'ADC in funzione del numero di evento i piedistalli sembrano dipendere dalle condizioni del fascio: hanno valori più bassi in presenza del fascio.

La figura 3.27 mostra la somma dei piedistalli in presenza e in assenza del fascio. Nel primo caso si ha $\sigma = 0,29 \text{ MIP} = 5,5 \text{ MeV}$, mentre nel secondo caso $\sigma = 0,21 \text{ MIP} = 4 \text{ MeV}$. Da questi valori si ricava che il rumore correlato al fascio è $\sqrt{(5,5)^2 - (4)^2} = 3,8 \text{ MeV}$.

Per la ricostruzione dell'energia rilasciata nel LET si chiedeva che fossero soddisfatte alcune richieste:

1. nessun TDC in overflow;
2. nessun ADC dei 14 canali in overflow (per evitare la saturazione);
3. centroide dello sciame sul cristallo 8;
4. valore ADC maggiore di $3 \sigma_{ped}$.

Sono stati provati anche tagli più stringenti sul TDC e considerati solo valori di ADC maggiori di 5 o 10 σ_{ped} , ma non sono state riscontrate differenze significative.

Per i fit del grafico dell'energia espressa in numero di MIP (vedi fig. 3.28) è stata usata la seguente funzione gaussiana logaritmica per tenere conto dei picchi asimmetrici, dovuti a perdite laterali non essendo letti tutti i cristalli:

$$f(Q) = \frac{\eta}{\sqrt{2\pi}\sigma s_0} e^{-\left(\frac{\log^2\left(1 - \frac{\eta(Q-Q_P)}{\sigma}\right)}{2s_0^2} + \frac{s_0^2}{2}\right)}$$

con $s_0 = \frac{2}{\xi} \sin^{-1}\left(\frac{\eta\xi}{2}\right)$, η parametro di asimmetria e $\xi = 2,36$.

Il primo picco rappresenta l'energia rilasciata da un solo elettrone, il secondo e il terzo picco quella rilasciata rispettivamente da due e tre elettroni.

Sono state studiate la linearità e la risoluzione in energia nelle due configurazioni: con e senza cavo. I risultati nei due casi sono compatibili entro gli errori, dimostrando

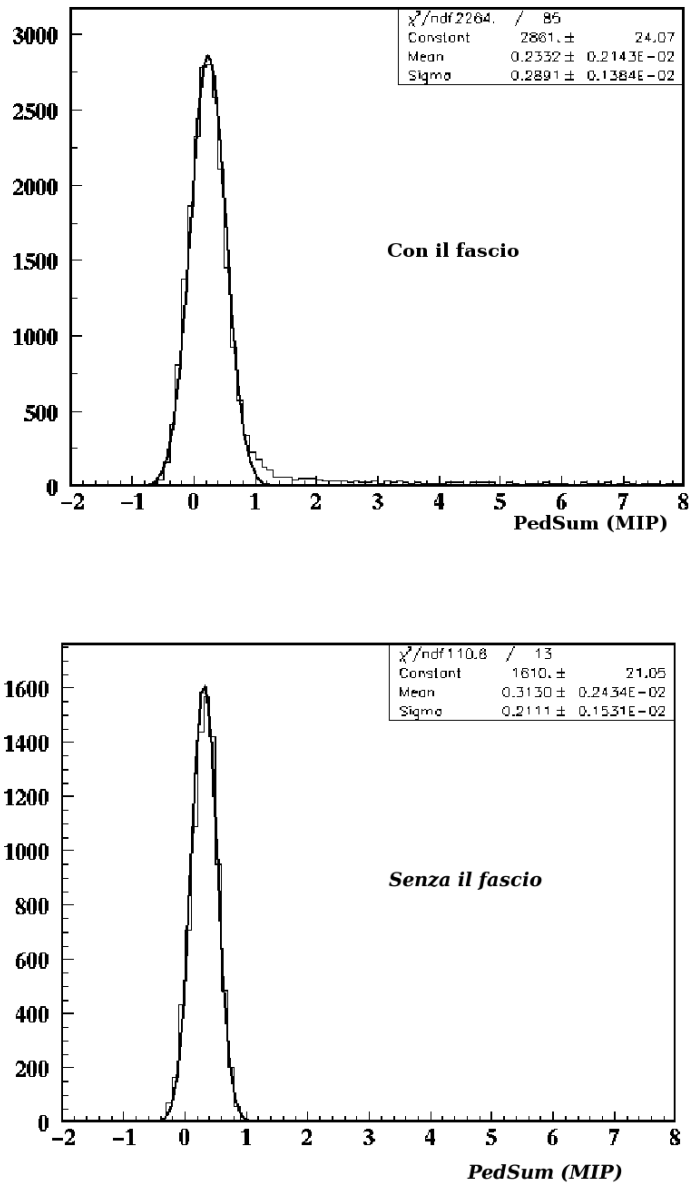


Figura 3.27: Somma dei piedistalli in presenza e in assenza del fascio.

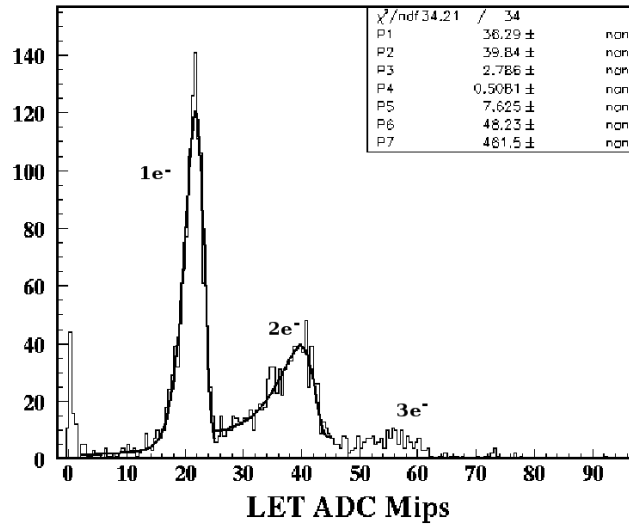


Figura 3.28: Fit dello spettro in energia (espressa in numero di MIP) raccolta dal LET.

così che la presenza del cavo non deteriora i segnali e quindi le prestazioni del LET. Nel seguito si mostreranno solamente i risultati con cavo. Variando l'energia del fascio incidente da 100 MeV fino a 450 MeV sono stati realizzati i grafici in fig. 3.29 e 3.30. Nel primo è rappresentata l'energia ricostruita (E_{rec}) del picco, espressa in MIP, in funzione dell'energia del fascio espressa in MeV. Dal fit si è ricavato che 1 MIP = 18,9 MeV come ci si attendeva e si è osservato inoltre che fino a 450 MeV non c'era saturazione. Nel secondo grafico $\frac{\Delta E_{rec}}{E_{rec}}$ è rappresentata in funzione di E_{fascio} . Si vede che la deviazione dalla linearità è circa $\pm 2\%$.

In fig. 3.31 è mostrato il fit del grafico $\frac{\sigma_E}{E}$ in funzione di E_{fascio} . La risoluzione in energia è data dalla somma di tre termini [61]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,4\%}{\sqrt{E(GeV)}} \oplus 6,5\% \oplus \frac{0,5\%}{E(GeV)}$$

I primi due termini sono ricavati dal fit e rappresentano rispettivamente il contributo statistico e un termine costante, relativo alle perdite laterali. Il terzo termine è fisso ed è relativo al rumore correlato al fascio. Per energie maggiori di 150 MeV la risoluzione è migliore del 10%, così come era richiesto al momento della progettazione del LET.

Il risultato ottenuto su σ_E/E è stato tuttavia influenzato da un contributo totalmente imprevisto ed attribuibile alla distribuzione in energia del fascio BTF e alla sua calibrazione. Test effettuati su altri rivelatori hanno messo in luce questo effetto

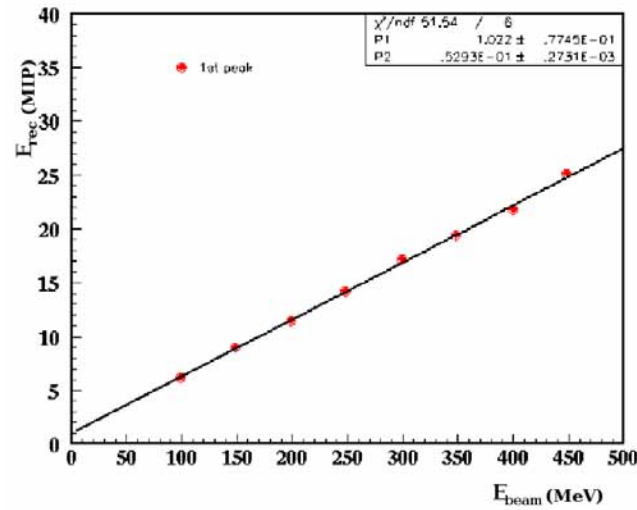


Figura 3.29: Studio della linearità nella configurazione con il cavo:
 E_{rec} in funzione di E_{fascio} .

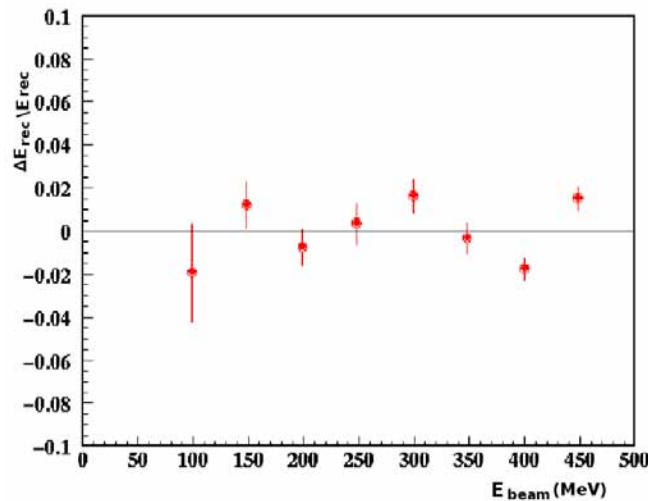


Figura 3.30: Deviazione dalla linearità nella configurazione con il
cavo: $\frac{\Delta E_{\text{rec}}}{E_{\text{rec}}}$ in funzione di E_{fascio} .

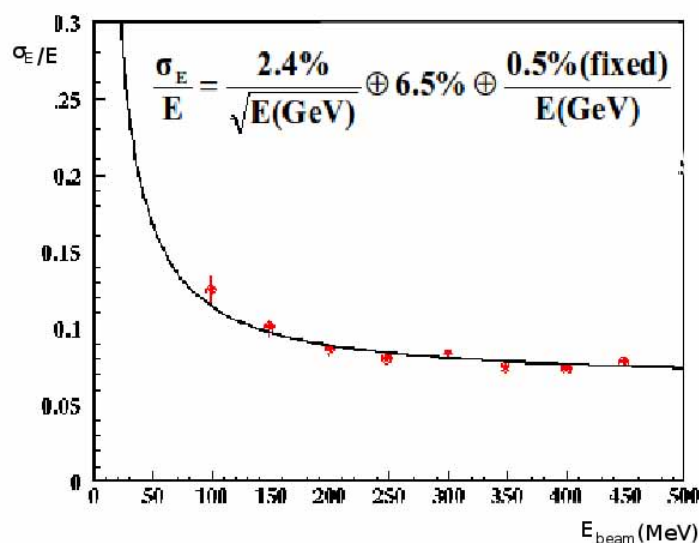


Figura 3.31: Fit della risoluzione in energia dei sei canali centrali letti con il cavo.

che influenza la determinazione sia del termine stocastico sia di quello costante della risoluzione per alcuni percento.³

Come ultimo test è stata eseguita una scansione sulla posizione mantenendo fissa l'energia del fascio a 300 MeV. Sono state prese cinque misure spostando il fascio verticalmente dal cristallo 7 al cristallo 8. Una delle misurazioni è stata effettuata puntando il fascio a cavallo tra i due cristalli per valutare un eventuale deterioramento della risoluzione in energia a causa dell'inefficienza di bordo nella regione di transizione tra due cristalli. Nella fig. 3.32 sono riportate l'energia ricostruita e la risoluzione in funzione della posizione. Dai grafici l'uniformità della risposta in energia in funzione della posizione sembra essere soddisfacente (entro frazioni del percento).

³Al momento non si è in grado di effettuare una stima quantitativa più precisa di questo effetto sulla determinazione della risoluzione in energia del LET. Un'idea dell'effetto è data dalla risoluzione in energia misurata su un altro prototipo di calorimetro a cristalli di LYSO per elettroni incidenti di circa 150 MeV che risulta essere $\sim 11\%$ alla BTF e $\sim 5.5\%$ a MAMI in Germania.

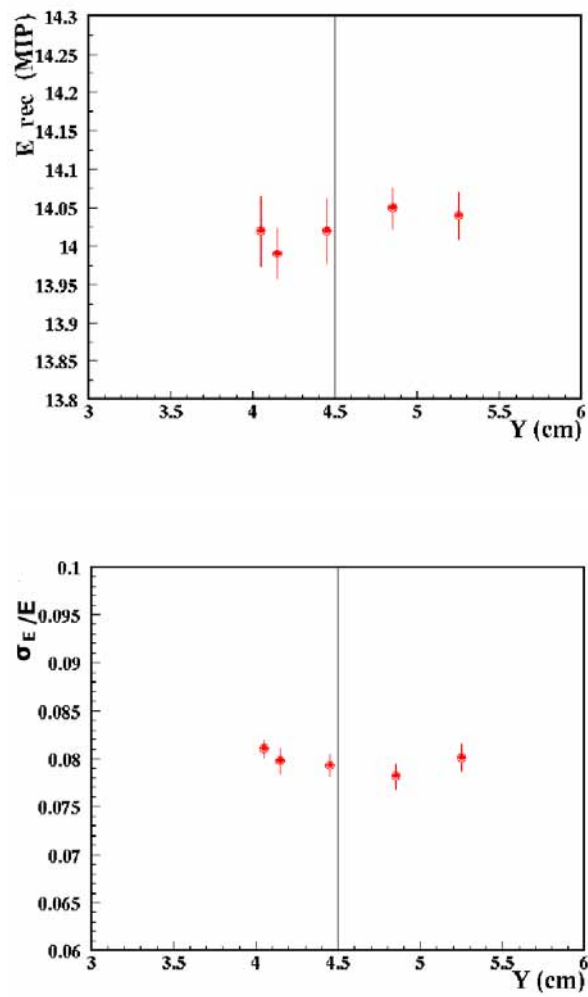


Figura 3.32: Scansione in energia: energia ricostruita e risoluzione in funzione della posizione.

3.4 Installazione del LET in KLOE

Dopo i test descritti nei paragrafi precedenti sono stati realizzati due LET, ognuno dei quali costituito da 20 cristalli di LYSO letti da SiPM per mezzo di un cavo coassiale. Nella fig. 3.33 è mostrata una vista esplosa del LET, mentre nella fig. 3.34 si possono vedere: un LET assemblato, i cristalli di LYSO, i SiPM montati sul supporto e le schede dell'elettronica di front-end per l'alta tensione e per lo *slow control*.

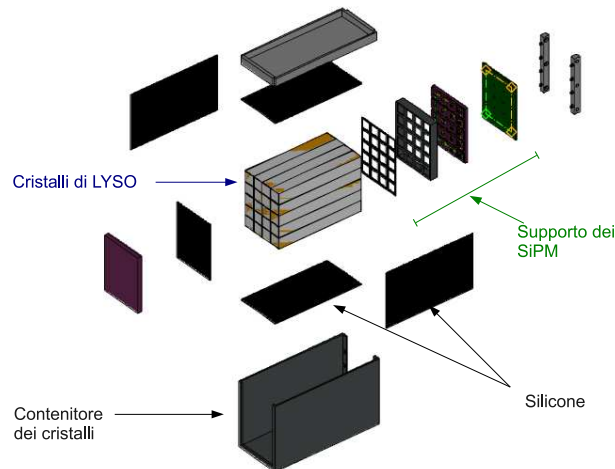


Figura 3.33: Vista esplosa del LET.



Figura 3.34: LET assemblato, cristalli di LYSO, SiPM montati sul supporto e schede dell'elettronica di front-end.

I due LET sono stati installati in KLOE a giugno 2010 insieme a degli schermi di piombo provvisori in attesa della realizzazione e installazione dei QCALT. (vedi figg. 3.35 e 3.36)

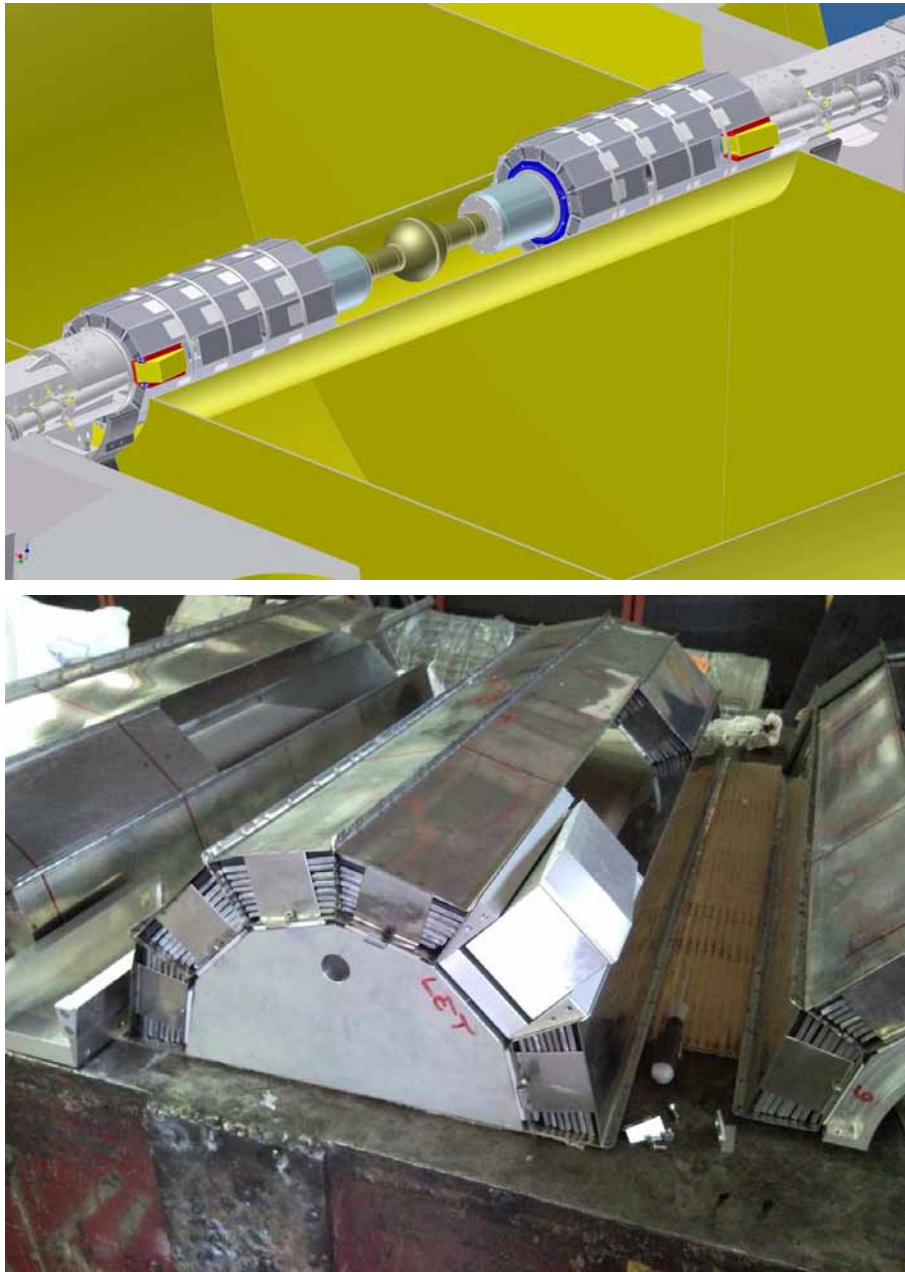


Figura 3.35: Il LET installato in KLOE.

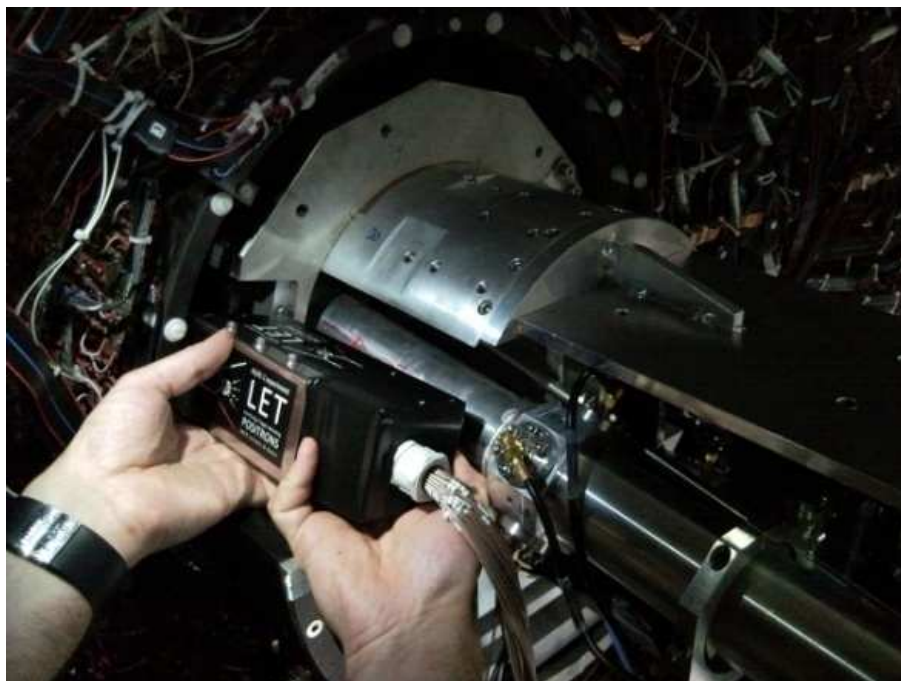


Figura 3.36: Inserimento del LET in KLOE.

Capitolo 4

Primi dati acquisiti con i LET

Esistono tre metodi per la calibrazione del LET:

1. utilizzo dei raggi cosmici per la scala dell'energia e dei tempi usando il trigger del calorimetro elettromagnetico (EMC) di KLOE;
2. utilizzo della luce pulsata di un LED per monitorare il guadagno dei SiPM;
3. utilizzo dei Bhabha radiativi per la scala assoluta dell'energia (con il fotone radiativo e un elettrone rivelati dall'EMC).

Nel seguito verranno descritti gli studi effettuati per poter eseguire la calibrazione con i raggi cosmici.

Il valore in MeV dell'energia di un elettrone o di un positrone diffuso che colpisce uno dei due LET lo si può ottenere da

$$E_i[MeV] = \frac{Q_i - P_i}{C_i} \times K[MeV/MIP]$$

in cui $i = 1, \dots, 40$ è l'indice di canale, Q_i è la carica raccolta da un canale del LET in conteggi ADC; P_i è il piedistallo da sottrarre; C_i [conteggi ADC/MIP] è il fattore ricavato dalla calibrazione che mette in relazione i conteggi ADC con il numero di MIP; K è il fattore di conversione da MIP a MeV.

La calibrazione temporale la si può ottenere da

$$t_i[ns] = (T_i - T_i^0) \times c - t_i^0$$

in cui T_i è il tempo in conteggi TDC riferito al trigger di KLOE; T_i^0 è l'offset di ciascun canale; t_i^0 permette l'allineamento dei raggi cosmici rispetto all'EMC; $c = 53 \text{ ps/conteggio}$ è il valore in picosecondi di un conteggio TDC.

Purtroppo, per problemi legati al funzionamento di DAΦNE, l'inizio delle collisioni previste per l'autunno 2010 è slittato all'autunno-inverno 2011. Non c'è stata

perciò l'opportunità di studiare in modo più approfondito la procedura di calibrazione. Tuttavia la selezione dei raggi cosmici presentata nei prossimi paragrafi sarà la base della procedura che sarà adottata in futuro.

4.1 Stime del flusso dei raggi cosmici

Conoscendo la posizione dei LET all'interno di KLOE e usando vecchie acquisizioni di dati riguardanti raggi cosmici è possibile contare il numero di particelle che attraversano il volume occupato dai LET.

Ognuno dei LET è costituito da venti cristalli di dimensioni $1,5 \times 1,5 \times 12 \text{ cm}^3$ disposti in modo da formare cinque colonne di quattro cristalli ciascuna. Ogni LET ha quindi la forma di un parallelepipedo di volume $7,5 \times 6 \times 12 \text{ cm}^3$. I cristalli del LET degli elettroni sono numerati da 1 a 20, mentre quelli del LET dei positroni da 21 a 40, come illustrato nella figura 4.1.

16	17	18	19	20	40	39	38	37	36
11	12	13	14	15	35	34	33	32	31
6	7	8	9	10	30	29	28	27	26
1	2	3	4	5	25	24	23	22	21

Figura 4.1: Numerazione dei canali dei LET: a sinistra per gli e^- ; a destra per gli e^+ .

Nel sistema di riferimento di KLOE i LET formano un angolo di 11° con l'asse z (la direzione della beam-pipe) e un angolo di $+15^\circ$ (-15°) con l'asse x nel piano xy (vedi fig. 4.2) nel caso dei positroni (elettroni).

Dai dati dei run di KLOE sono stati presi in esame gli eventi selezionati con il trigger dei raggi cosmici. Tale trigger indica come raggi cosmici, tutti gli eventi in cui si ha della carica raccolta solamente nello strato più esterno del calorimetro elettromagnetico. Dalle informazioni della camera a deriva è possibile ricostruire le tracce dei raggi cosmici.

Osservando il grafico 4.3 dell'inverso della curvatura delle tracce in funzione del modulo dell'impulso si può assumere per i nostri scopi che le tracce con impulso maggiore di 6 GeV possano essere considerate dritte e approssimate con delle rette. Prendendo per ogni traccia le coordinate $(x_{first}, y_{first}, z_{first})$ del *first hit* e le tre

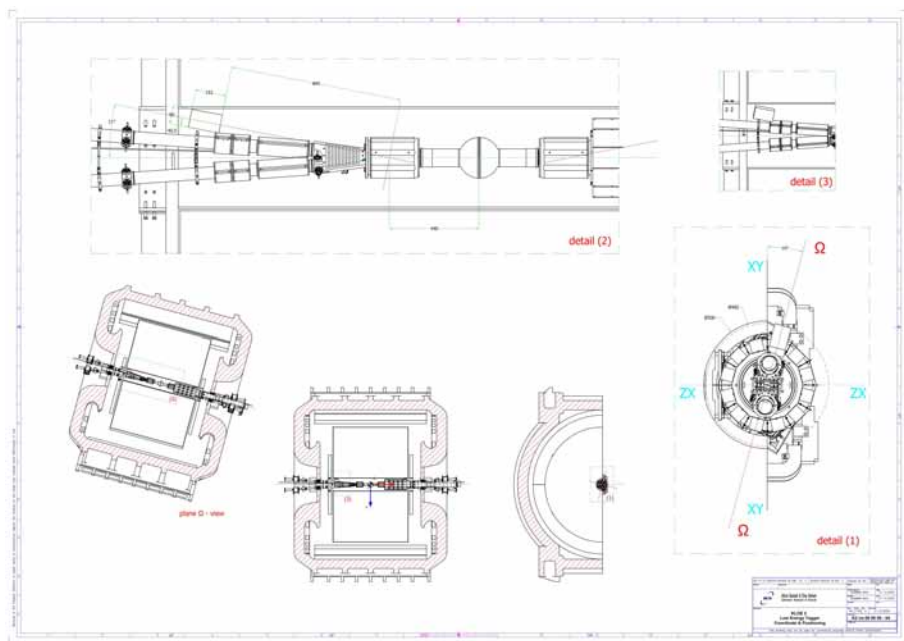


Figura 4.2: Posizione del LET all'interno di KLOE.

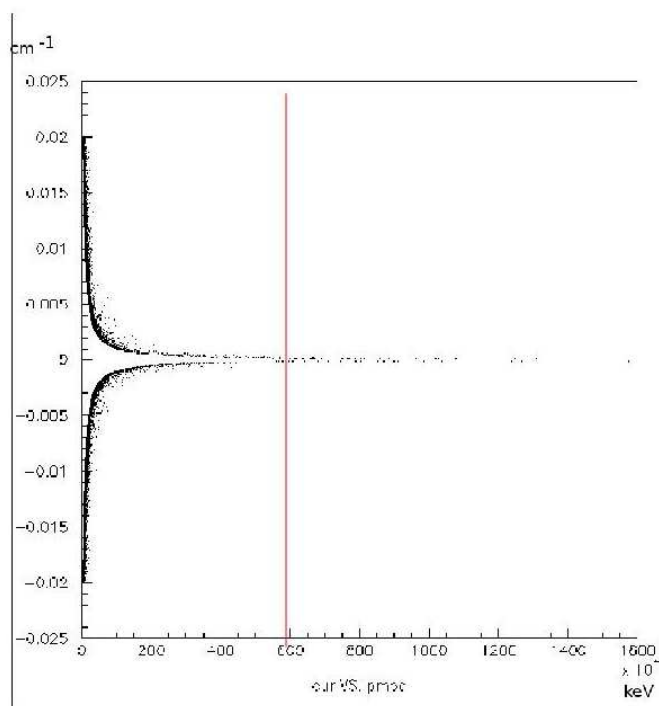


Figura 4.3: Grafico della curvatura delle tracce in funzione del modulo dell'impulso. È evidenziato il taglio effettuato sull'impulso.

componenti dell'impulso è possibile usare le equazioni parametriche (4.1) della retta nello spazio

$$\begin{cases} x = x_{first} + p_x \cdot t \\ y = y_{first} + p_y \cdot t \\ z = z_{first} + p_z \cdot t \end{cases} \quad (4.1)$$

per trovare le coordinate delle intersezioni delle tracce con i piani inferiori e superiori dei LET.

Per ogni LET è possibile ricavare l'equazione cartesiana del piano (superiore o inferiore) nello spazio, avendo a disposizione le coordinate degli spigoli del LET. Infatti, avendo le coordinate x, y, z di tre punti non allineati l'equazione cartesiana di un piano nello spazio è dato da:

$$\begin{vmatrix} x - x_1 & x_2 - x_1 & x_3 - x_1 \\ y - y_1 & y_2 - y_1 & y_3 - y_1 \\ z - z_1 & z_2 - z_1 & z_3 - z_1 \end{vmatrix} = 0 \quad (4.2)$$

ponendo

$$a = \begin{vmatrix} y_2 - y_1 & y_3 - y_1 \\ z_2 - z_1 & z_3 - z_1 \end{vmatrix} \quad b = - \begin{vmatrix} x_2 - x_1 & x_3 - x_1 \\ z_2 - z_1 & z_3 - z_1 \end{vmatrix} \quad c = \begin{vmatrix} x_2 - x_1 & x_3 - x_1 \\ y_2 - y_1 & y_3 - y_1 \end{vmatrix} \quad (4.3)$$

in modo da ottenere

$$ax + by + cz + d = 0 \quad (4.4)$$

Poiché lo scopo è di contare le tracce che attraversano il LET è necessario considerare solo quelle porzioni di piano effettivamente occupate dai LET. Le coordinate degli spigoli del LET, così come quelle relative alle tracce, sono relative al sistema di riferimento di KLOE. Per semplificare la procedura si è scelto di definire due nuovi sistemi di riferimento ortonormali, ognuno dei quali con origine nel punto di incontro delle diagonali dei parallelepipedi che schematizzano i LET.¹ Questa scelta richiede che si trasformino le coordinate relative alle tracce in uno dei nuovi sistemi di riferimento, in base a quale dei due LET si vuole considerare.

Una prima selezione sulle tracce può essere effettuata chiedendo che esse attraversino entrambe i piani (superiore e inferiore) del LET. La selezione può poi essere raffinata considerando le colonne di cristalli. Facendo riferimento alla fig. 4.1 è possibile considerare cinque colonne per ogni LET: la *colonna 1* sarà quella formata dai cristalli 1, 6, 11 e 16 (21, 26, 31 e 36 per l'altro LET); la *colonna 2* sarà quella

¹In questo modo si otterrà $a = 0$ e $c = 0$ nell'eq. (4.3)

formata dai cristalli 2, 7, 12 e 17 (22, 27, 32 e 37 per l'altro LET) e così via. Si può richiedere che la traccia sia contenuta all'interno di una sola colonna. Per fare ciò consideriamo la fig. 4.4: nel caso in esame $\overline{AB} = 0,75$ cm, mentre $\overline{BC} = 3,75$

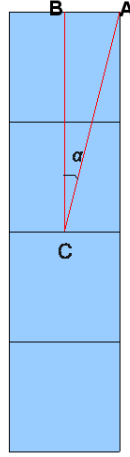


Figura 4.4: Colonna di cristalli del LET.

cm. L'angolo α sarà quindi dato da: $\tan \alpha = \frac{\overline{AB}}{\overline{BC}} = 0,2$, ossia $\alpha \approx 11,31^\circ$. Nel riferimento del LET il modulo dell'angolo della traccia non deve essere maggiore di α affinché essa attraversi una singola colonna di cristalli. Considerando la componente orizzontale dell'impulso della traccia p_x (parallela ad a nel riferimento del LET) e la componente verticale p_y (parallela a b), la condizione da rispettare si traduce in

$$\left| \frac{p_x}{p_y} \right| = |\tan \gamma| \leq |\tan \alpha| = 0,2$$

Nella tabella 4.1 sono riportati i risultati delle analisi di un run di 6818 secondi: sono riportate come esempio le tracce che attraversano i piani centrali dei LET considerati come infiniti, ossia le tracce totali che attraversano la camera a deriva e le tracce che attraversano i piani superiore e inferiore del LET (vedi fig. 4.5). Nelle tabelle 4.2 e 4.3 sono invece riportati i numeri delle tracce contenute in ogni singola colonna di cristalli del LET 1 e del LET 2 con le varie selezioni effettuate.

Dallo studio effettuato emerge che in 24 h il valore aspettato di raggi cosmici che attraversano una singola colonna è ~ 100 per cristallo. Il tempo necessario per avere un numero sufficiente di raggi cosmici su ogni cristallo per poter effettuare la calibrazione in energia con una precisione di qualche percento è quindi dell'ordine di dieci giorni.

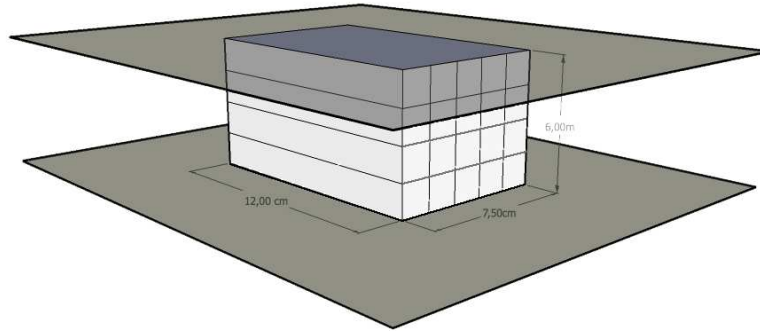


Figura 4.5: Il LET e i piani considerati per la selezione dei raggi cosmici.

Tabella 4.1: Selezione effettuata sulle tracce del run 50512 (6818 sec.)

<i>Selezione</i>	<i>Tracce piano centrale LET</i>	<i>Tracce LET 1</i>	<i>Tracce LET 2</i>
Nessuna selezione	3185085	723	665
p qualsiasi e $ tg\gamma \leq 0,2$	662853	315	279
$p \geq 6GeV$ e γ qualsiasi	644184	157	143
$p \geq 6GeV + tg\gamma \leq 0,2$	129454	63	52

Tabella 4.2: Numero di tracce contenute nelle singole colonne del LET 1 (stesso run della tab. 4.1)

<i>Selezione</i>	<i>Col. 1</i>	<i>Col. 2</i>	<i>Col. 3</i>	<i>Col. 4</i>	<i>Col. 5</i>
Nessuna selezione	41	50	37	33	52
p qualsiasi e $ tg\gamma \leq 0,2$	39	49	37	29	50
$p \geq 6GeV$ e γ qualsiasi	5	11	7	7	13
$p \geq 6GeV + tg\gamma \leq 0,2$	5	10	7	5	13

Tabella 4.3: Numero di tracce contenute nelle singole colonne del LET 2 (stesso run della tab. 4.1)

<i>Selezione</i>	<i>Col. 1</i>	<i>Col. 2</i>	<i>Col. 3</i>	<i>Col. 4</i>	<i>Col. 5</i>
Nessuna selezione	45	31	36	37	37
p qualsiasi e $ tg\gamma \leq 0,2$	40	30	35	35	32
$p \geq 6GeV$ e γ qualsiasi	8	6	8	7	9
$p \geq 6GeV + tg\gamma \leq 0,2$	5	6	8	5	8

4.2 Primi dati: raggi cosmici

Le prime acquisizioni effettuate con i LET confermano le stime sul flusso dei raggi cosmici ottenute in precedenza lavorando sui vecchi dati. Poiché l'acquisizione per la calibrazione richiede circa una settimana, quando l'esperimento comincerà, non potendo interrompere per così lungo tempo la presa dati delle collisioni e^+e^- , sarà necessario effettuarla con i fasci di elettroni e positroni in circolo provvedendo a selezionare solamente i segnali relativi ai raggi cosmici.

4.2.1 Equalizzazione dei canali del LET

Inizialmente tutti i SiPM avevano una tensione di alimentazione di 72 V. Dalle distribuzioni ADC di ogni singolo canale si possono ricavare i valori in conteggi ADC dei picchi dei segnali relativi alle MIP (vedi fig. 4.6) e ottenere la loro distribuzione in funzione del canale, come mostrato in figura 4.8. In figura 4.7 è mostrato uno spettro TDC.

Come si osserva, ogni canale fornisce una risposta diversa dall'altro. Esiste una relazione lineare tra la variazione del valore della tensione di alimentazione dei SiPM (ΔV) e la variazione dei picchi delle MIP in conteggi ADC ($\Delta(MIP)$):

$$\Delta(MIP) = G \cdot \Delta V$$

dove G indica il guadagno dei SiPM. Variando la tensione di alimentazione dei SiPM è quindi possibile ottenere per ogni canale il valore di G . In questo modo è possibile impostare le tensioni in modo tale che tutti i canali abbiano il picco relativo alle MIP al valore voluto. Nel nostro caso si scelto il valore di 350 conteggi ADC. Nella figura 4.9 è mostrato il risultato del processo di equalizzazione ottenuto alla seconda iterazione. Come si vede, ciò è sufficiente ad equalizzare entro il 5% i canali.

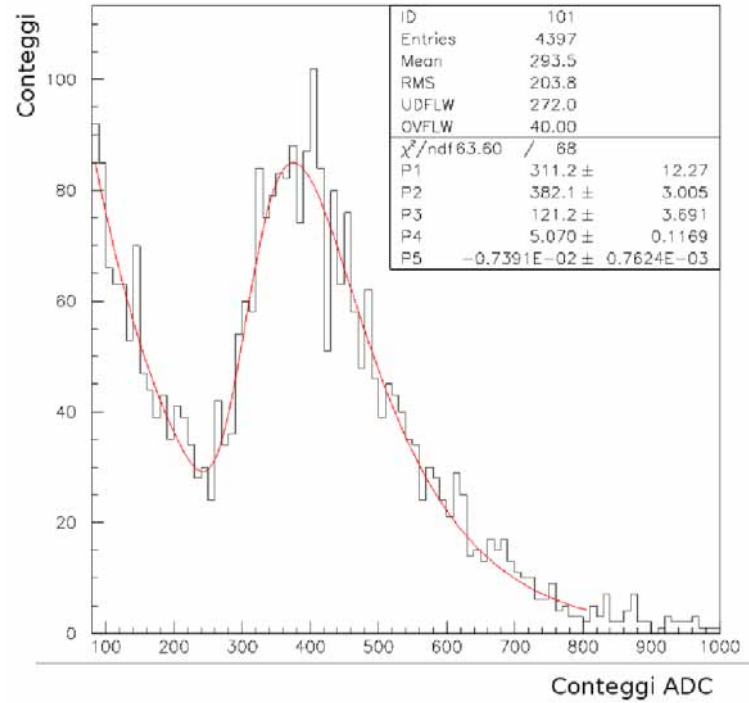


Figura 4.6: Esempio di distribuzione ADC relativa ai raggi cosmici di uno dei canali del LET.

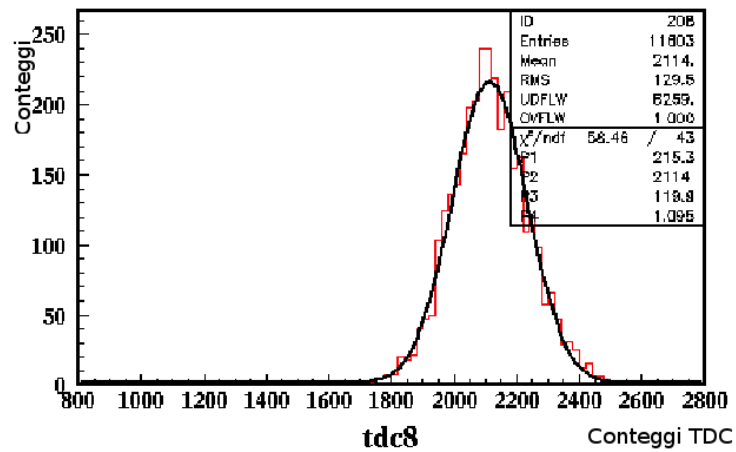


Figura 4.7: Spettro TDC.

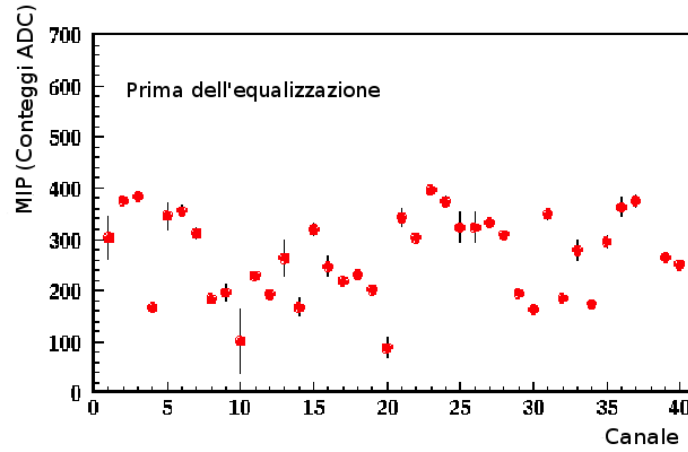


Figura 4.8: Spettro delle MIP in funzione del canale (prima dell'equalizzazione).

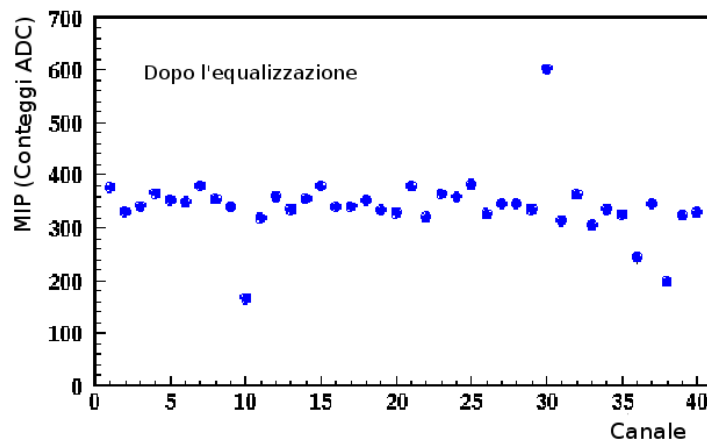


Figura 4.9: Spettro delle MIP in funzione del canale dopo la seconda iterazione del processo di equalizzazione. I due canali non equalizzati sono dovuti a errori nell'impostazione della tensione di alimentazione

4.2.2 Selezione dei raggi cosmici con fasci circolanti

La selezione dei raggi cosmici che si può effettuare con i fasci circolanti prevede varie richieste. La prima è che almeno un canale dei quaranta dei LET non abbia il TDC in overflow. Un'altra richiesta prevede che si considerino solamente le tracce che attraversano il volume del LET. Poiché la camera a deriva era spenta, si sono usati i dati del calorimetro di KLOE, considerando i *cluster*, definiti come gruppo di celle contigue accese, prodotti dai raggi cosmici. Il trigger usato è quello del calorimetro. Prendendo il centroide di un cluster in alto e di uno in basso (x_{cl} , y_{cl} , z_{cl}) nel sistema di riferimento di KLOE è possibile usare le equazioni parametriche di una retta passante per due punti

$$\begin{cases} x = x_{cl_1} + q \cdot (x_{cl_2} - x_{cl_1}) \\ y = y_{cl_1} + q \cdot (y_{cl_2} - y_{cl_1}) \\ z = z_{cl_1} + q \cdot (z_{cl_2} - z_{cl_1}) \end{cases} \quad (4.5)$$

per trovare le intersezioni delle tracce con il piano $y = 0$. Proiettando la retta tridimensionale sul piano xy è infatti possibile ricavare l'equazione cartesiana della retta nel piano:²

$$x = x_{cl_1} + \frac{(x_{cl_2} - x_{cl_1})(y - y_{cl_1})}{y_{cl_2} - y_{cl_1}} \quad (4.6)$$

Analogamente per il piano yz :

$$z = z_{cl_1} + \frac{(z_{cl_2} - z_{cl_1})(y - y_{cl_1})}{y_{cl_2} - y_{cl_1}} \quad (4.7)$$

Ponendo nelle (4.6) e (4.7) $y = 0$ si trovano le intersezioni cercate. Sul piano $y = 0$ si possono così selezionare i raggi cosmici che attraversano le regioni occupate dai LET (vedi fig. 4.10). È necessario selezionare solamente tracce dritte affinché sia possibile usare le equazioni (4.5). Le particelle in esame hanno velocità prossime a quelle della luce, ossia $v \sim 30$ cm/ns; poiché la camera a deriva ha un diametro di 400 cm, il tempo necessario per attraversarla completamente seguendo una linea retta perpendicolare al piano $y = 0$ è $\Delta t \sim \frac{400 \text{ cm}}{30 \text{ cm/ns}} \approx 13,3$ ns. Definendo $\Delta t = t_{cl(y_{min})} - t_{cl(y_{max})}$ è possibile ottenere la distribuzione mostrata in figura 4.11. Si può effettuare un taglio intorno al picco centrato a $\Delta t \sim 14$ ns, tale che $12 \text{ ns} < |\Delta t| < 17 \text{ ns}$.

Riassumendo, la selezione prevede le seguenti richieste:

- almeno un TDC del LET su quaranta non in overflow;

²Si usa la forma $x = g(y)$ anziché $y = f(x)$ affinché si possano considerare le rette perpendicolari al piano $y = 0$ che sono caratterizzate da $x_{cl_1} = x_{cl_2}$.

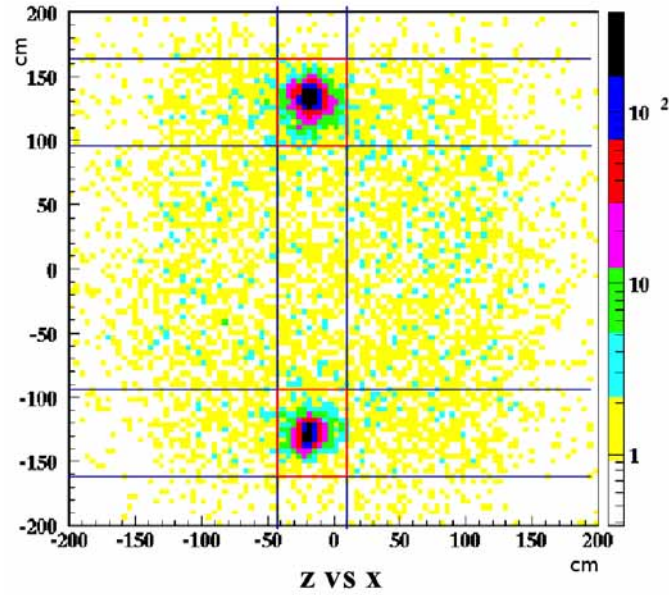


Figura 4.10: Selezione dei raggi cosmici che attraversano le regioni occupate dai LET nel piano $y = 0$ (evidenziate dai rettangoli rossi).

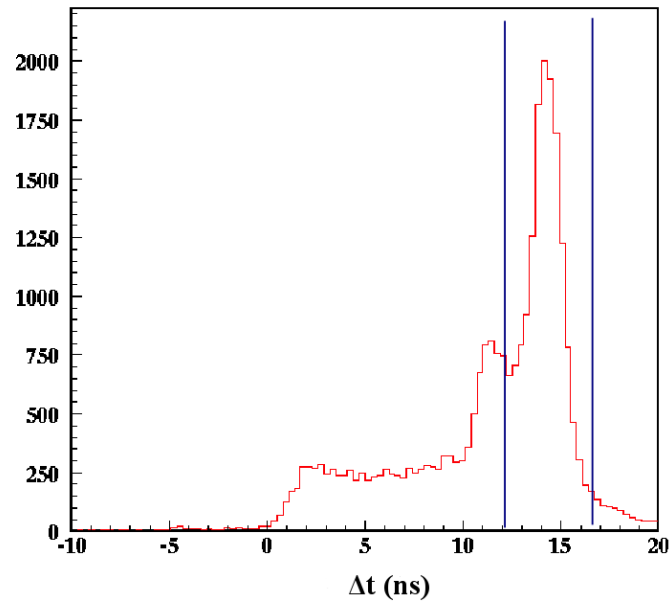


Figura 4.11: Distribuzione di Δt in assenza di fascio e la selezione effettuata.

- i raggi cosmici devono attraversare le regioni occupate dai LET nel piano $y = 0$ della camera a deriva;
- definito $\Delta t = t_{cl(y_{min})} - t_{cl(y_{max})}$, sia $12 \text{ ns} < |\Delta t| < 17 \text{ ns}$.

4.3 Problematiche legate ai fasci

Gli spettri TDC mostrano chiaramente un picco gaussiano sopra un fondo piatto (vedi fig. 4.12 e 4.7 per confronto senza fascio).

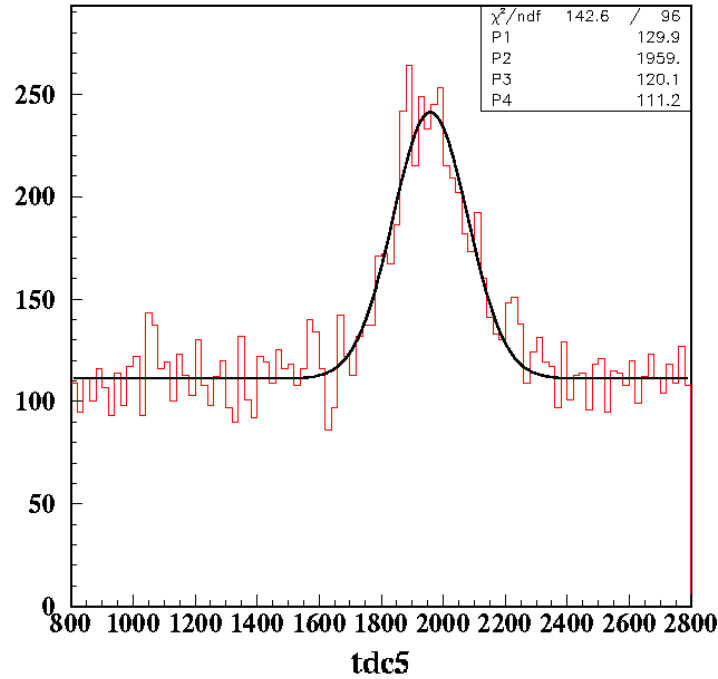


Figura 4.12: Spettro TDC in presenza dei fasci in cui si può notare il fondo.

Un fenomeno che si riscontra con i fasci è che il fondo nello spettro dei TDC segue uno schema preciso che dipende dalla posizione dei canali e dalla loro distanza dai fasci, aumentando via via che ci si avvicina alla beam-pipe. Il fenomeno è illustrato in figura 4.13 per il LET degli elettroni, ma è simile per l'altro LET. La colonna del canale 1 è quella più lontana dalla beam-pipe, mentre quella del canale 5 è quella più vicina.

La rate di fondo viene stimata nel seguente modo:

$$R[\text{Hz}] = \frac{P_0 \cdot N_{bin}}{N_{ev \text{ tot}} \cdot \Delta N_{conteggi \text{ TDC}} \cdot 53 \text{ ps}}$$

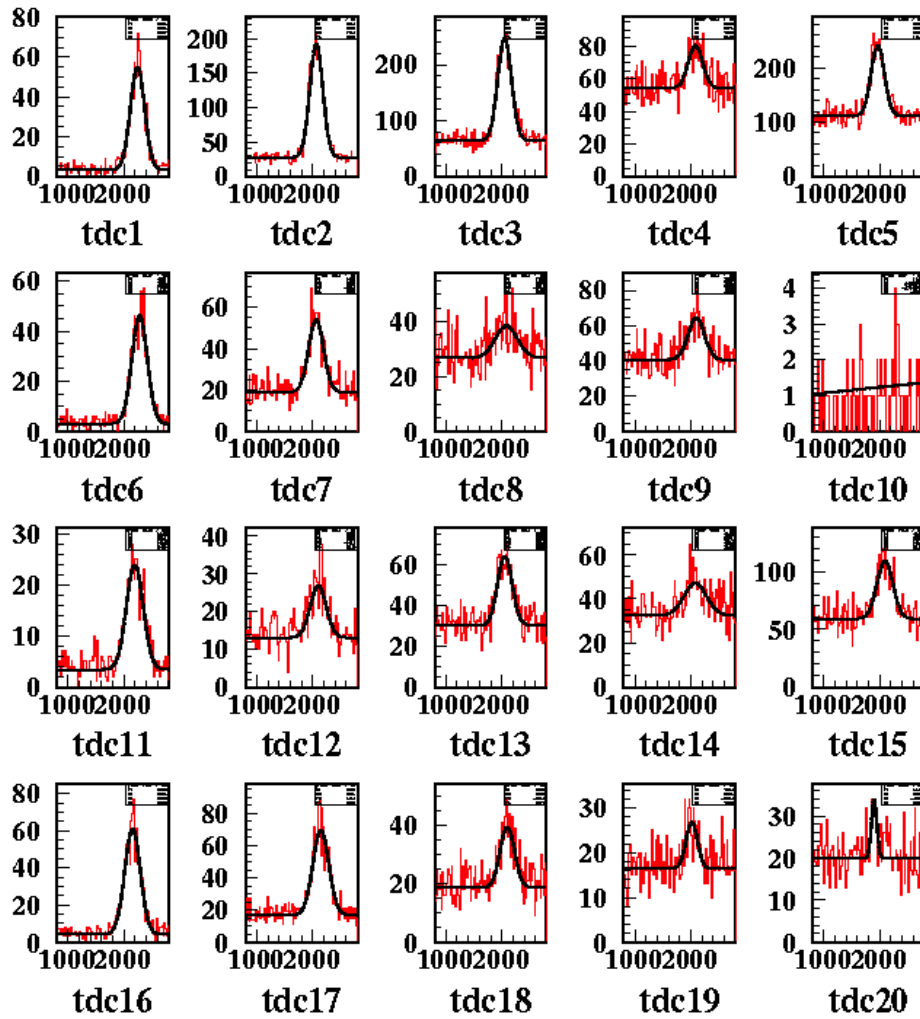


Figura 4.13: Schema seguito dal fondo in presenza dei fasci nel caso del LET degli elettroni: la colonna 1 è quella più lontana dalla beam-pipe; la colonna 5 la più vicina.

in cui P_0 è il termine costante della funzione $f = G + P_0$ (G è la gaussiana) del fit eseguito sullo spettro TDC; N_{bin} è il numero di bin considerati nello spettro; $N_{ev\ tot}$ è il numero totale di eventi; $\Delta N_{conteggi\ TDC}$ è il numero di conteggi dell'intervallo considerato nel fit (nel caso in esame è compreso tra 800 e 2800 conteggi); 53 ps è il valore temporale corrispondente a un conteggio TDC. Il risultato è mostrato in figura 4.14.

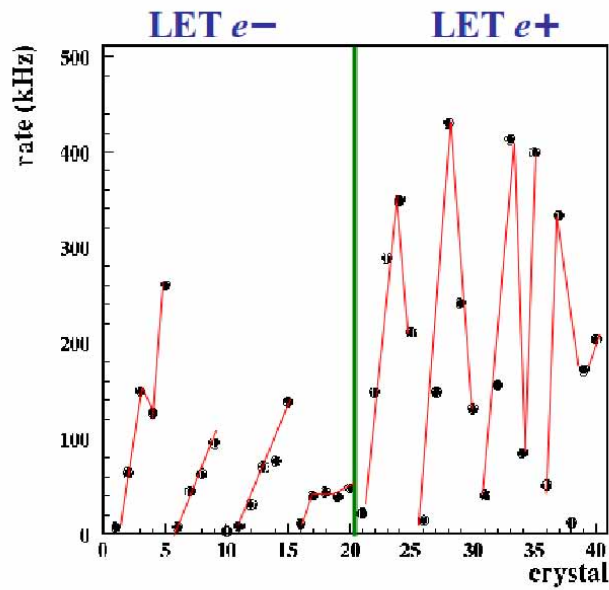


Figura 4.14: Rate del fondo macchina. Nel periodo in esame la corrente dei positroni era inferiore di quella degli elettroni.

Un problema che si riscontra nei canali con fondo maggiore di 10-50 kHz (in presenza dei fascio) è che gli spettri ADC corrispondenti vengono distorti.

Dal grafico in figura 4.15 in cui è rappresentato come esempio lo spettro ADC del piedistallo del canale 8 in funzione della corrente di elettroni si vede che il picco del piedistallo si sposta verso valori più bassi al crescere della corrente (la banda vuota orizzontale corrisponde alla finestra di zero suppression). Il fenomeno è presente per tutti i canali del LET degli elettroni e similmente per tutti quelli del LET dei positroni in funzione della corrente del corrispettivo fascio. Il problema è riconducibile al tipo di ADC utilizzati (identici a quelli usati per il calorimetro e.m. di KLOE che adottano uno schema “*sample and hold*” [62] ed hanno un integratore di carica praticamente sempre aperto con una costante di decadimento molto lunga) che risultano inadeguati al funzionamento con alte rate di fondo. Perciò per il LET verranno utilizzati ADC piu’ convenzionali con costanti di integrazione minori. Test

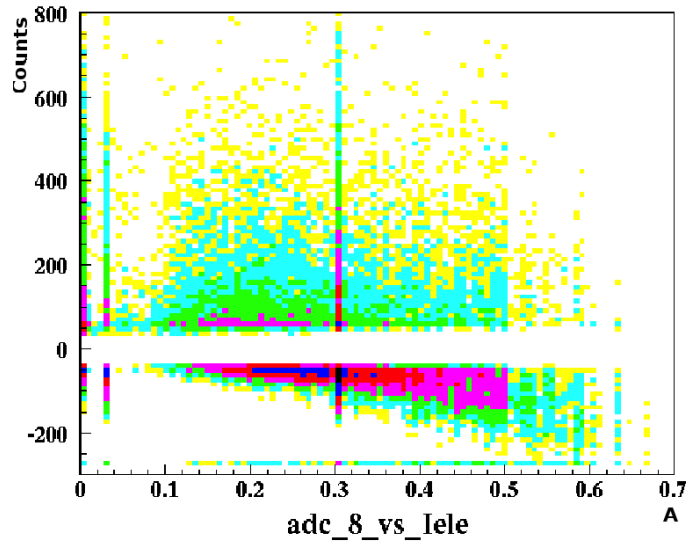


Figura 4.15: Piedistallo del canale 8 in funzione della corrente del fascio di elettroni. La parte mancante è dovuta alla zero suppression.

su alcuni tipi di ADC sono al momento in corso. In ogni caso bisogna tenere conto che non e' stato svolto alcuno studio di ottimizzazione del fondo macchina da parte degli operatori di DAΦNE. Il fondo, dopo l'ottimizzazione ed in condizioni di presa dati stabile, dovrebbe essere piu' basso di quello misurato finora.

Conclusioni

Gli obiettivi che il lavoro della presente tesi si prefiggeva erano lo studio delle caratteristiche e delle prestazioni del rivelatore LET dell'esperimento KLOE-2, nonché la sua calibrazione per mezzo dei raggi cosmici.

Dall'analisi dei cristalli di LYSO si è potuto verificare che essi soddisfano le richieste sulla light-yield e sulla sua uniformità necessari per gli scopi del rivelatore.

Il test-beam effettuato alla BTF di Frascati nell'ottobre 2009 su un prototipo del LET ha permesso di provare i cristalli e i SiPM installati successivamente sul rivelatore finale. Si è potuto così verificare la risposta in energia. In particolare variando l'energia del fascio incidente di elettroni sul prototipo si è ottenuta una risposta lineare nell'intervallo 100 MeV - 450 MeV. Per energie maggiori di 150 MeV la risoluzione è migliore del 10%, così come era richiesto al momento della progettazione del LET.

Per la calibrazione è stato dapprima svolto uno studio, usando dati dei run di KLOE, per stimare la rate dei raggi cosmici. Dopo l'installazione dei rivelatori si è provveduto a equalizzare i canali di entrambi i LET e a verificare la stima della rate ottenuta precedentemente. Si è ricavato che il tempo necessario per la calibrazione usando i raggi cosmici è dell'ordine di una settimana. Non potendo interrompere per così lungo tempo la presa dati delle collisioni e^+e^- è necessario effettuare l'acquisizione per la calibrazione con i fasci di elettroni e positroni in circolo, provvedendo a selezionare solamente i segnali relativi ai raggi cosmici. È stata così ideata una procedura di selezione dei raggi cosmici, prendendo in considerazione solamente l'area occupata dai LET all'interno di KLOE.

Purtroppo, per problemi legati al funzionamento di DAΦNE, l'inizio delle collisioni previste per l'autunno 2010 è stato posticipato all'autunno-inverno 2011. Per tale motivo non c'è stata la possibilità di studiare in modo più approfondito la procedura di calibrazione. Tuttavia la selezione dei raggi cosmici presentata sarà la base della procedura che sarà adottata in futuro.

Bibliografia

- [1] F. Calogero e C. Zemach. “Particle Creation in Electron-Electron Collisions”. In: *Physical Review* 120 (1960), pp. 1860–1866.
- [2] F. E. Low. “Proposal for Measuring the π^0 Lifetime by π^0 Production in Electron-Electron or Electron-Positron Collisions”. In: *Physical Review* 120 (1960), pp. 582–583.
- [3] Stanley J. Brodsky, Toichiro Kinoshita e Hidezumi Terazawa. “Two Photon Mechanism of Particle Production by High-Energy Colliding Beams”. In: *Physical Review D* 4 (1971), pp. 1532–1557.
- [4] S. Cooper. “Meson Production in Two-Photon Collisions”. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 38 (1988), pp. 705–749.
- [5] L. D. Landau. “The moment of a 2-photon system”. In: *Soviet Physics Doklady* 60 (1948), p. 207.
- [6] C. N. Yang. “Selection Rules for the Dematerialization of a Particle into Two Photons”. In: *Physical Review* 77 (1950), pp. 242–245.
- [7] G. Amelino Camelia et al. “Physics with the KLOE-2 experiment at the upgraded DAΦNE”. In: *The European Physical Journal C* 68 (2010), pp. 619–681.
- [8] J. Boyer et al. “Two-photon production of pion pairs”. In: *Physical Review D* 42 (1990), pp. 1350–1367.
- [9] T. Mori e others (Belle Collaboration). *High statistics study of the $f_0(980)$ resonance in $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ production*. 2007.
- [10] H. Marsiske e others (Crystall Ball Collaboration). “Measurement of $\pi^0\pi^0$ production in two-photon collisions”. In: *Physical Review D* 41 (1990), p. 3324.
- [11] S. Uehara e others (Belle Collaboration). *High-statistics measurement of neutral-pion pair production in two-photon collisions*. 2008.
- [12] T. Oest et al. (JADE Collaboration). “Measurement of resonance production in the reactions $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ and $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\eta$ ”. In: *Zeitschrift für Physik C* 47 (1990), pp. 343–352.

- [13] KLOE-2 Collaboration. *Technical Design Report of the $\gamma\gamma$ Taggers for the KLOE-2 Experiment*. Technical Report 10/14(P). LNF-INFN, 2010.
- [14] M.R. Pennington et al. “Amplitude Analysis of High Statistics Results on $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ and the Two Photon Width of Isoscalar States”. In: *EPJ C- The European Physical Journal C* 56 (2008), pp. 1–16.
- [15] I. Caprini, G. Colangelo e H. Leutwyler. “Mass and width of the lowest resonance in QCD”. In: *Physical Review Letters* 96 (2006).
- [16] E. M. Aitala et al. (E791 Collaboration). “Experimental evidence for a light and broad scalar resonance in $D^+ \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^+$ decay”. In: *Physical Review Letters* 86 (2001), pp. 770–774.
- [17] M. Ablikim et al.(BES Collaboration). “The σ Pole in $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$ ”. In: *Physics Letters B* 598 (2004), pp. 149–158.
- [18] John Babcock e Jonathan L. Rosner. “Radiative transitions of low-lying positive-parity mesons”. In: *Phys. Rev. D* 14 (5 1976), pp. 1286–1298. DOI: 10.1103/PhysRevD.14.1286. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.14.1286>.
- [19] T. e Barnes. “Two-photon decays support the $(K\bar{K})$ -molecule picture of the $S^*(975)$ and $\delta(980)$ ”. In: *Physics Letters B* 165.4-6 (1985), pp. 434 –440. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/0370-2693(85)91261-4. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269385912614>.
- [20] N. N. Achasov, S. A. Devyanin e G. N. Shestakov. “To search for four-quark states in $\gamma\gamma$ -collisions”. In: *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* 16 (1 1982). 10.1007/BF01573747, pp. 55–64. ISSN: 0170-9739. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01573747>.
- [21] T. Barnes. In: *Xth Int. Workshop on Photon–Photon Collisions*. A cura di D. Caldwell. San Diego: World Scientific, Singapore, 1992, p. 263.
- [22] C. Hanhart et al. “Two-photon decays of hadronic molecules”. In: *Phys. Rev. D* 75 (7 2007), p. 074015. DOI: 10.1103/PhysRevD.75.074015. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.75.074015>.
- [23] J. Gasser, M. A. Ivanov e M. E. Sainio. “Revisiting $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ at low energies”. In: *Nuclear Physics B* 745 (2006), pp. 84–108.
- [24] S. Bellucci, J. Gasser e M. E. Sainio. “Low-Energy Photon-Photon Collisions to Two-Loop Order”. In: *Nuclear Physics B* 423 (1994), pp. 80–122.
- [25] M. R. Pennington. “What we learn by measuring $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ at DAPHiNE”. In: *The second DAPHiNE Physics Handbook*. A cura di L. Maiani, G. Pancheri e N. Paver. 1995, p. 531.

- [26] A.D. Polosa F. Nguyen F. Piccinini. “ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0\pi^0$ at Daphne”. In: *EPJ C- The European Physical Journal C* 47 (2006), pp. 65–70.
- [27] K. Nakamura et al. “Review of particle physics”. In: *J. Phys.* G37 (2010), p. 075021. DOI: 10.1088/0954-3899/37/7A/075021.
- [28] I. Larin et al. “New Measurement of the π^0 Radiative Decay Width”. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (16 2011), p. 162303. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.162303. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.106.162303>.
- [29] D. Babusci et al. “On the possibility to measure the ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) decay width and the ($\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0$) transition form factor with the KLOE-2 experiment”. In: (2011). eprint: 1109.2461.
- [30] M. D. Scadron A. Bramon R. Escribano. “The $\eta - \eta'$ Mixing Angle Revisited”. In: *EPJ C- The European Physical Journal C* 7 (1999), pp. 271–278.
- [31] F. Ambrosino et al. “Measurement of the pseudoscalar mixing angle and gluonium content with the KLOE detector”. In: *Physics Letters B* 648.4 (2007), pp. 267–273. ISSN: 0370-2693. DOI: 10.1016/j.physletb.2007.03.032. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269307003462>.
- [32] E. Kou. “On the η' Gluonic Admixture”. In: *Physical Review D* 63 (2001).
- [33] F. Ambrosino e others (KLOE Collaboration). “Measurement of the pseudo-scalar mixing angle and η' gluonium content with KLOE detector”. In: *Physics Letters B* 648 (2007), pp. 267–273.
- [34] Particle Data Group. “The Review of Particle Physics”. In: *Journal of Physics G* 37 (2010). URL: <http://pdg.lbl.gov>.
- [35] M. Preger. *Dafne design strategy*. 1997. URL: <http://www.lnf.infn.it/acceleratori/dafne/strategy.html>.
- [36] M. Zobov et al. “Test of “Crab-Waist” Collisions at the DAΦNE Φ Factory”. In: *Physical Review Letters* 104 (2010).
- [37] Donald H. Perkins. *Introduction to High Energy Physics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1982.
- [38] M.E. Biagini M. Bassetti. “A beam-beam tune shift semi-empirical fit”. In: *Advanced ICFA Beam Dynamics Workshop on Beam Dynamics Issue for e+e-Factories*. A cura di G. Vignola L. Palumbo. Vol. 10. Frascati Physics Series. 1997.

- [39] A. De Santis. “Misura della sezione d’urto del processo $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-\pi^0$ con il rivelatore KLOE a DAFNE e sua influenza per gli studi di interferometria quantistica con i mesoni K neutri”. Tesi di Laurea. Università degli Studi di Roma La Sapienza, 2004.
- [40] M. Adinolfi et al. “The tracking detector of the KLOE experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 488 (2002).
- [41] M. Adinolfi et al. “The KLOE drift chamber”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 461 (2000).
- [42] M. Adinolfi et al. “The KLOE electromagnetic calorimeter”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 482 (2002).
- [43] M. Adinolfi et al. “The trigger system of the KLOE experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 492 (2002).
- [44] A. Aloisio et al. “Data acquisition and monitoring for the KLOE detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 516 (2004).
- [45] F. Ambrosino et al. “Data handling, reconstruction, and simulation for the KLOE experiment”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 534 (2004).
- [46] M. E. Biagini. “Preliminary considerations for the design of the interaction region”. In: *Proceedings of Workshop on e^+e^- in the 1-GeV to 2-GeV Range: Physics and Accelerator Prospects - ICFA Mini-workshop - Working Group on High Luminosity e^+e^- Colliders, Alghero, Sardinia, Italy*. 2003.
- [47] M. Zobov P. Raimondi D. Shatilov. *Beam-beam issues for colliding schemes with large Piwinski angle and Crabbed Waist*. Report LNF-07/003 (IR). LNF-INFN, 2007.
- [48] C. Milardi et al. “DAΦNE setup and operation with crab-waist collision scheme”. In: *Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*. A cura di F. Zimmerman. 2008.
- [49] M. Boscolo et al. “Luminosity measurement at DAΦNE for crab waist scheme”. In: *Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy*. A cura di F. Zimmerman. 2008.
- [50] L. Quintieri et al. *Finite Element Model of the Cylindrical GEM Detector as New Inner Tracker of Kloe2 and Mechanical Characterization of the Employed Materials*. Report LNF - 09 / 12(IR). LNF-INFN, 2009. URL: <http://www.lnf.infn.it/sis/preprint/detail.php?id=5166>.
- [51] G. Morello. *An innovative tracker for precision measurements at KLOE-2*. IFAE2010 Incontri di Fisica delle Alte Energie. Sapienza Università di Roma - Dip. di Fisica. Apr. 2010.

- [52] KLOE-2 Collaboration. *Technical Design Report of the Inner Tracker for the KLOE-2 Experiment*. Technical Report. LNF-INFN, 2009.
- [53] M. Adinolfi et al. “The QCAL tile calorimeter of KLOE”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 483 (2002).
- [54] F. Happacher et al. “Tile and crystal calorimeters for the KLOE2 experiment”. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 197 (2009).
- [55] M. Schioppa. *QCALT: a tile calorimeter for KLOE-2 experiment*. 11th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors e Medical Physics Applications. Ott. 2009.
- [56] I. Sarra. *Calorimetria a cristalli per KLOE2*. XCVI Congresso nazionale Società Italiana di Fisica - Bologna. Set. 2008.
- [57] MAD. URL: <http://mad.web.cern.ch/mad/>.
- [58] I. Agapov et al. “BDSIM: A particle tracking code for accelerator beam-line simulations including particle-matter interactions”. In: *Nuclear Instruments* 606.3 (2009), pp. 708–712.
- [59] A. Courau. “A fast Monte Carlo generator for $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ untagged experiments”. In: *Granlibakken 1984, Proceedings, Photon-photon Collisions*. A cura di SLAC-PUB. 3363. 1984.
- [60] CMS Collaboration. *CMS detector*. 2011. URL: <http://cms.web.cern.ch/cms/Detector/ECAL/Crystals.html>.
- [61] P. Gauzzi. *Performance of LET calorimeter at BTF*. General Meeting Bari. Nov. 2009.
- [62] P. Franzini e E. Spiriti. *The ADC for the KLOE Electromagnetic Calorimeter*. KLOE memo 94. Apr. 1997.

Ringraziamenti

Il primo dei ringraziamenti va alla mia famiglia che ha reso possibile la realizzazione delle mie aspirazioni. Se sono riuscito a fare qualcosa di buono lo devo a loro.

Mara è impagabile per la sua pazienza, i suoi incoraggiamenti e la gioia che è in grado di trasmettermi. Sono felice e orgoglioso di averla al mio fianco.

Un grazie va alle tre persone che mi hanno guidato e consigliato durante il lavoro di tesi: ad Antonio Di Domenico per avermi dato l'opportunità di capire cosa vuol dire fare ricerca e per le preziose indicazioni fornite a qualsiasi ora del giorno e della notte; a Paolo Gauzzi per la pazienza di controllare tutte le kumac di Paw che ho scritto e per la sua chiarezza nello spiegarmi qualsiasi cosa chiedessi; a Salvatore Fiore per la sua disponibilità ogni volta che necessitavo un aiuto o un consiglio e per aver rallegrato le ore trascorse insieme in laboratorio introducendomi al mondo di Boris.

A mio cugino Emiliano devo i numerosi consigli che mi ha fornito durante gli anni di studio e tutte le ore allegre passate insieme a discutere di improbabili teorie fisiche (per fortuna senza testimoni).

Come fare a ringraziare tutti i miei amici che in questi anni mi sono stati vicino? Vi dico grazie e anche se non vi nomino uno a uno sappiate che siete preziosi; e prometto, a chi di voi me lo chiede da tempo, che prima o poi riuscirò a spiegarvi con sufficiente chiarezza cosa sia l'antimateria.

Un ultimo ringraziamento va alla mia maestra delle elementari Lidia Pierini che ha fatto nascere in me l'amore per la matematica e per la scienza.