



UNIVERSITÀ DI PISA

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Specialistica in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2005/2006

Elaborato Finale

*Studio della prestazioni del calorimetro
elettromagnetico dell'esperimento MEG per
la ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$*

Candidato

Giovanni Gallucci

Relatore

Dott. Alessandro Baldini

Indice

Introduzione	v
1 La ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$: teoria ed esperimenti	1
1.1 Il Modello Standard e conservazione del sapore leptonic	1
1.2 Interazione del muone nel MS e suo decadimento	3
1.3 Correzioni dovute alle masse non nulle dei neutrini	4
1.4 Teorie di grande unificazione supersimmetrica	6
1.5 Modelli supersimmetrici con neutrini destro-giri	8
1.6 Stato della ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$	9
1.7 La segnatura dell'evento $\mu \rightarrow e + \gamma$	11
1.7.1 Fondo fisico	12
1.7.2 Fondo accidentale	12
1.8 Sensibilità dell'esperimento	13
2 Apparato sperimentale	17
2.1 Fascio e bersaglio	17
2.2 Rivelazione dei positroni	21
2.2.1 Il magnete superconduttore COBRA	22
2.2.2 Le camere a deriva	24
2.2.3 Timing counter	26
2.3 Rivelazione fotoni: Il calorimetro a Xe liquido	29
2.3.1 Proprietà dello Xenon	29
2.3.2 Struttura e funzionamento del calorimetro	33
2.4 Il sistema di trigger e l'acquisizione dati	33

2.4.1	Il sistema di trigger	33
2.4.2	L'acquisizione dati	35
2.5	Software dell'esperimento MEG	36
2.5.1	Il Montecarlo MEGMC	36
2.5.2	La struttura dell'analisi dati: ROME	38
3	PM Test Facility	43
3.1	Struttura della PMTF	44
3.1.1	Operazione di test del PMT	46
3.1.2	Caratteristiche dei fotomoltiplicatori testati	47
3.1.3	Il test dei piedistalli e dei guadagni	47
3.1.4	Efficienze quantiche	49
3.1.5	Comportamento dei PMT in condizioni d'affollamento	49
4	Ricostruzione e calibrazione nel Large Prototype	57
4.1	Struttura del large Prototype	57
4.2	Piedistalli e guadagni	60
4.3	Ricostruzione della posizione e dell'energia degli eventi α	61
4.3.1	Media pesata e somma carica	61
4.3.2	Il Fit lineare	63
4.4	Efficienze quantiche	67
4.5	Risoluzione in energia del LP su fotoni provenienti dal decadimento del π_0	70
5	Ricostruzioni e calibrazioni del calorimetro finale	77
5.1	Risoluzione in energia stimata nel calorimetro tramite il fit lineare	77
5.1.1	Processo di simmetrizzazione	78
5.1.2	Risoluzione del calorimetro su eventi generati uniformemente	79
5.1.3	Risoluzione del calorimetro su eventi localizzati in aree della zona fiduciale	80
5.2	Calibrazione nel calorimetro finale	83
5.2.1	Calibrazione dei guadagni e delle QE con LED e sorgenti Alpha	84
5.2.2	Calibrazione con il Nickel	85

INDICE	iii
5.2.3 Calibrazione tramite un acceleratore Cockroft-Walton	87
5.2.4 Calibrazione tramite decadimento del π_0 in $\gamma + \gamma$	88
Conclusioni	93
Ringraziamenti	95
Bibliografia	97

Introduzione

L'esperimento MEG si prefigge di studiare la violazione del sapore leptonic misurando il rapporto $BR = \frac{\mu \rightarrow e + \gamma}{\mu \rightarrow TOT}$ con sensibilità di 10^{-13} , migliorando di due ordini di grandezza le precedenti misure dell'esperimento MEGA grazie alle migliori risoluzioni dei rivelatori progettati e all'utilizzo di un fascio continuo di muoni, a differenza di quello impulsato usato da MEGA. Il Modello Standard (MS) delle interazioni elettrodeboli, attualmente il modello di riferimento nel campo della fisica delle particelle elementari, non prevede questa violazione a nessun ordine. Anche introducendo correzioni dovute alle masse non nulle dei neutrini, il Modello Standard prevede un BR non misurabile ($< 10^{-40}$). Molti dei modelli di grande unificazione supersimmetrica (SUSY-GUT) in cui il MS viene inglobato come sottogruppo a più basse energie, danno invece previsioni di questo rapporto poco al di sotto del limite sperimentale attuale, e rendono quindi MEG importante per la ricerca della fisica oltre il modello standard.

La segnatura dell'evento $\mu \rightarrow e + \gamma$ consiste in un positrone e un fotone emessi contemporaneamente, nella stessa linea di volo, con uguale energia, pari a metà della massa del muone ($\frac{m}{2} \cong 52.8 \text{ MeV}$) (trascurando la massa del positrone). Per raggiungere la sensibilità prefissata, sono stati messi appunto sistemi di rivelazione molto precisi dell'energia, della direzione e del tempo di arrivo delle due particelle. In particolare per le misure di energia, di direzione e di tempo di arrivo del fotone è stato sviluppato un nuovo tipo di calorimetro, a Xenon liquido, elemento nobile nel quale il numero di fotoni prodotti per scintillazione è paragonabile a quello dello ioduro di sodio ma con un tempo di scintillazione molto inferiore. I fotoni di scintillazione saranno raccolti da 846 fotubi montati sulla superficie interna del calorimetro, e i loro segnali, digitalizzati, saranno analizzati da un programma di analisi chiamato ROME, operante in ambiente

Root e sviluppato apposta per l'esperimento MEG. I fotomoltiplicatori sono stati testati tramite due sistemi: metà in una piccola postazione presso i laboratori dell'INFN di Pisa (Photomultiplier Test Facility; PMTF) che consente il test di un fototubo alla volta, e metà tramite un prototipo da 67 litri del calorimetro a Xenon liquido presente al PSI, che consente il test di circa 228 fototubi per volta (Large Prototype LP). Il mio lavoro è consistito nel testare parte dei fototubi nella PMTF presente a Pisa e di sviluppare in ROME gli algoritmi per la determinazione dei parametri dei fotomoltiplicatori nel LP che sono stati poi implementati nel programma di analisi del calorimetro finale.

La misura delle caratteristiche dei PMT è estremamente importante per il raggiungimento delle risoluzioni sperimentali richieste per il calorimetro. In questa tesi mi occupo prevalentemente della risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico da cui, come si vedrà nel capitolo 1 il fondo accidentale dell'esperimento dipende in maniera quadratica.

Nei primi due capitoli della tesi è fornita una panoramica sulle motivazioni teoriche e sull'apparato rivelatore dell'esperimento. Nel terzo è descritta la struttura, le procedure e le misure effettuate a Pisa con la PMTF. Nel quarto capitolo sono esposti gli algoritmi e le misure dei parametri dei fotomoltiplicatori nel LP, descrivendo anche la risoluzione in energia ottenuta su fotoni di 55 MeV di energia. Nell'ultimo capitolo, infine, viene mostrato che se le caratteristiche dei PMT in esperimento saranno quelle da noi misurate in laboratorio, la risoluzione in energia del calorimetro finale, sui fotoni del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$, sarà circa del 5% FWHM, adatta agli scopi dell'esperimento.

Capitolo 1

La ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$: teoria ed esperimenti

1.1 Il Modello Standard e conservazione del sapore leptonico

Il modello che attualmente descrive meglio la fisica delle particelle elementari, è una teoria di Gauge basata sul gruppo di simmetria $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ comunemente detto Modello Standard (MS) [1], [2]. All'interno di questo modello le particelle elementari sono divise in 3 gruppi: quark, leptoni, bosoni mediatori d'interazione (nucleare forte e debole, ed elettromagnetica; la gravitazione non è inglobata all'interno del modello). A questi tre gruppi di particelle si unisce il bosone di Higgs H che ha il compito di fornire massa alle particelle tramite un meccanismo di rottura spontanea della simmetria di Gauge rendendo la teoria rinormalizzabile. Le particelle di questi tre gruppi e il bosone H sono introdotte come campi elementari. I primi due gruppi (quark, leptoni) sono composti da particelle che si differenziano per i tipi di interazioni a cui sono sensibili, ma sono accomunati da uno spin frazionario pari ad $\pm\frac{1}{2}$ e dall'essere divisi in tre famiglie di sapore. Il terzo gruppo (bosoni) rappresenta le particelle mediatrici delle interazioni, anche dette bosoni di Gauge, ed hanno spin intero. Il gruppo dei leptoni comprende 12 particelle: elettrone, muone, tauone, relativi neutrini e relative antiparticelle. Ogni leptone carico e il relativo neutrino hanno un proprio sapore leptonico pari a +1, nel caso

di particella, e -1 nel caso di antiparticella. Il MS prevede la conservazione del sapore leptonico a tutti gli ordini. Chiamiamo i campi associati all'Higgs, ai quark ed ai leptoni rispettivamente con H , q_{ij} e l_{ij} , con $i = 1, 2, 3$ le tre famiglie di sapore e con $j = R, L$ le proiezioni chirali destro-gira e levo-gira (i proiettori di chiralità sono $P_R \equiv (1 + \gamma_5)/2$ e $P_L \equiv (1 - \gamma_5)/2$):

$$H = \begin{pmatrix} \phi_i \\ \phi_+ \end{pmatrix}_L \quad q_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L \quad l_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix}_L \quad q_{iR} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_R \quad l_{iR} = \begin{pmatrix} e_i \end{pmatrix}_L \quad (1.1)$$

Indichiamo poi con G_μ , A_μ e B_μ i campi bosonici associati a $SU(3)_C$, $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$ rispettivamente, e con λ_a ($a=1,8$ le matrici di Gell-Mann) e τ_a ($a=1,3$ matrici di Pauli) i generatori dei gruppi $SU(3)$ e $SU(2)$. La lagrangiana del MS può ora essere scritta come somma di 3 parti [3]:

$$L_{MS} = L_{Gauge} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \quad (1.2)$$

La prima parte, o lagrangiana di gauge, descrive i campi bosonici o fermionici liberi, le loro interazioni e la loro interazione con il campo di Higgs:

$$L_{Gauge} = \sum_{SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \sum_{q,l} i\bar{\psi}_{ij} \gamma^\mu D_\mu \psi_{ij} + |D_\mu H|^2 \quad (1.3)$$

con $F_{\mu\nu}^a$ il tensore del campo di Gauge (f_{abc} costanti di struttura dei gruppi, c la costante di accoppiamento pari a g_s per l'interazione forte, g per l'interazione debole e g' per l'interazione elettromagnetica, Q_Y l'ipercarica):

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - cf_{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.4)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G_\mu^a + ig \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a + ig' Q_Y B_\mu \quad (1.5)$$

La seconda parte, o lagrangiana di Higgs, descrive il potenziale di Higgs:

$$L_{Higgs} = -(\mu^2 |H|^2 + \lambda |H|^4) \quad (1.6)$$

con μ e λ parametri della teoria. Questa parte introduce una rottura spontanea di simmetria nella lagrangiana e fa in modo che tre dei quattro bosoni di interazione elettrodebole acquistino massa (W^\pm, Z^0). Lo stesso Higgs acquista massa mentre fotoni e

gluoni rimangono a massa nulla. Le masse sono derminate da alcuni parametri interni alla teoria (v valore di aspettazione nel vuoto del campo di Higgs):

$$m_W = \frac{gv}{2} \quad m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}v/2 \quad \frac{m_W}{m_Z} = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad m_H = \sqrt{2}\lambda v \quad (1.7)$$

La terza e ultima parte, lagrangiana di Yukawa, fornisce massa ai campi fermionici:

$$L_{Yukawa} = -(\bar{e}_{iR}(m_e)_{ij}e_{jL} + \bar{d}_{iR}(m_d)_{ij}d_{iL} + \bar{u}_{iR}(m_u)_{ij}u_{iL}) + H.C. \quad (1.8)$$

Le masse sono collegate alle y_X , costanti d'accoppiamento di Yukawa, dalla relazione:

$$(m_X)_{ij} = -(y_X)_{ij} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.9)$$

con $X=e,u,d$. Sperimentalmente si osserva che gli autostati di interazione debole dei quark non coincidono con gli autostati di massa, c'è quindi un mescolamento di sapore esprimibile tramite la matrice unitaria di mescolamento di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa:

$$\begin{pmatrix} \acute{d} \\ \acute{s} \\ \acute{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud}, V_{us}, V_{ub} \\ V_{cd}, V_{cs}, V_{cb} \\ V_{td}, V_{ts}, V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.10)$$

Poichè i neutrini hanno massa nulla, non avviene un analogo mescolamento nei leptoni. La lagrangiana di interazione debole ha così due forme diverse per i quark e per i leptoni rispettivamente:

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}}[\bar{u}_{iL}\gamma^\mu(V_{CKM})_{ij}d_{jL}W_\mu^+ + \bar{d}_{iL}\gamma^\mu(V_{CKM})_{ij}^*u_{jL}W_\mu^-] \quad (1.11)$$

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_{iL}\gamma^\mu e_{jL}W_\mu^+ + \bar{e}_{iL}\gamma^\mu \nu_{jL}W_\mu^-] \quad (1.12)$$

Da quest'ultima lagrangiana si evince che il sapore leptonicò è conservato quindi il processo di decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ è proibito.

1.2 Interazione del muone nel MS e suo decadimento

Il muone interagisce elettromagneticamente, debolmente e con il bosone di Higgs e la sua Lagrangiana di interazione nel MS, fermandosi al primo ordine, è

$$L = e\bar{\mu}\gamma^\mu\mu A_\mu - \frac{g}{\sqrt{2}}[\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu\mu_L W_\mu^+ + \bar{\mu}_L\gamma^\mu\nu_{\mu L}W_\mu^-] - \sqrt{g^2 + g'^2}\times$$

$$\times [\bar{\mu}_L \gamma^\mu (-1/2 + \sin^2(\theta_W)) \mu_R + \bar{\mu}_R \gamma^\mu \sin^2(\theta_W) \mu_L] Z_\mu^0 - \frac{m_\mu}{v} \bar{\mu} \mu H \quad (1.13)$$

con θ_W angolo di Weinberg ed e carica elettrica dell'elettrone legati alle costanti della teoria dalle seguenti relazioni:

$$\sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad e = g \sin(\theta_W) \quad (1.14)$$

Il muone non è una particella stabile e decade con una vita media $\tau = 2.19703 \pm 0.00004 \mu\text{sec}$ [4]. Al primo ordine il decadimento è associato al secondo termine della 1.13, vertice nel quale al muone viene associato un neutrino muonico ed un W virtuale. Considerando il successivo decadimento del W in un elettrone e nel suo relativo neutrino, si ottiene la lagrangiana per il decadimento del muone o lagrangiana di Fermi che descrive i decadimenti standard del muone $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$:

$$L_{Fermi} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\mu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\mu \bar{e} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + \bar{\nu}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) e \bar{\mu} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \nu_\mu] \quad (1.15)$$

con m_W massa dei bosoni W^\pm e G_F costante di Fermi, collegata alla costante di interazione debole dalla seguente relazione:

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2} \quad (1.16)$$

Esistono, agli ordini superiori, anche un secondo $[\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \gamma]$ ed un terzo $[\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + e_+ + e_-]$ canale di decadimento con probabilità molto inferiori, pari a $1.4 \pm 0.4\%$ e $3.4 \pm 0.4 \times 10^{-5}\%$ rispettivamente.

1.3 Correzioni dovute alle masse non nulle dei neutrini

La conservazione dei numeri leptonici, di ciascuna famiglia, può essere violata inserendo nel MS una correzione dovuta alla massa non nulla del neutrino. Ci sono chiare evidenze sperimentali [5], [6], che l'anomalia dei neutrini atmosferici e il deficit di neutrini solari siano dovuti al fenomeno della cosiddetta oscillazione di neutrini, che presuppone neutrini massivi. In questo caso gli autostati di interazione debole dei neutrini non sono autostati

della matrice di massa, quindi la presenza di un particolare tipo di neutrino diviene una funzione periodica della distanza della sorgente, da cui il nome di oscillazioni di neutrino. Questo fenomeno di oscillazione di sapore viola la conservazione del sapore leptonico e viene inglobato nella lagrangiana inserendo una matrice di mescolamento (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata) in maniera analoga a quanto fatto per i quark:

$$\nu_\ell = \sum_k (V_{PMNS})_{\ell k} \nu_k \quad (1.17)$$

dove $\ell = e, \mu, \tau$ (autostati di sapore), $k = 1, 2, 3$ (autostati di massa). Questa correzione rende non nulla la probabilità del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ come mostrato dai diagrammi di Feynmann (fig.1.1). La larghezza di decadimento del processo può essere calcolata [7]

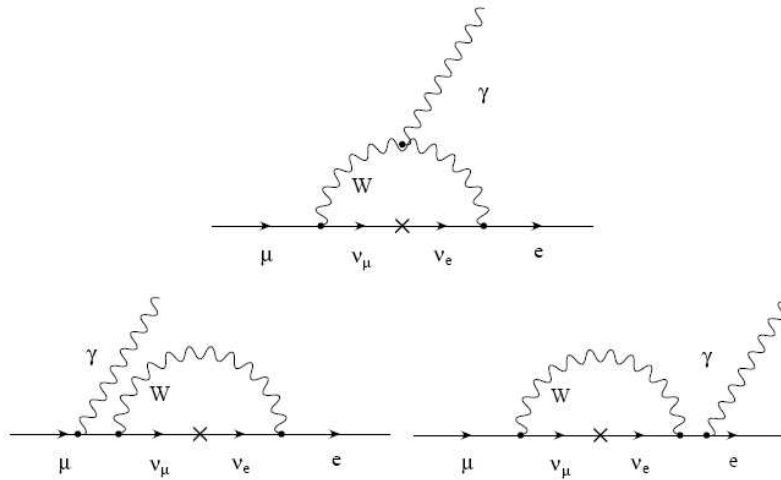


Figura 1.1: Diagrammi del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ legati all'oscillazione di neutrino

assumendo mescolamento solo tra i due primi sapori leptonici (e, μ) e rendendo la matrice dipendente da un solo parametro θ (angolo di mixing):

$$\Gamma(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) = \frac{1}{16} \frac{G_F^2 m_\mu^5}{128 \pi^3} \alpha \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2} \right)^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) \quad (1.18)$$

con $\sin^2(\theta) \cos^2(\theta) = \sum_i |V_{ei}^2 V_{\mu i}|^2$. Per ottenere il Branching Ratio del decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ si deve normalizzare questa larghezza di decadimento rispetto alla larghezza totale ($G_F^2 m_\mu^5 / 64\pi^3$), ottenendo:

$$BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = 5 \times 10^{-48} [\Delta m^2 (eV)^2]^2 \sin^2(\theta) \cos^2(\theta) \quad (1.19)$$

dove si è già sostituito il valore numerico della m_W ma sono rimasti indeterminati i parametri Δm^2 e $\sin 2\theta$. Inserendo per questi parametri i valori misurati dalla collaborazione KamLAND [5] ($\Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5}$ e $\sin 2\theta = 0.91$ al 95% di C.L.) si ottiene $BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) = 10^{-48}$, rapporto non misurabile da alcun esperimento. Tuttavia le teorie supersimmetriche prevedono per $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ un valore di BR notevolmente superiore.

1.4 Teorie di grande unificazione supersimmetrica

Le teorie di grande unificazione supersimmetrica nascono dall'introduzione dei meccanismi di supersimmetria (SUSY) all'interno delle teorie di grande unificazione o GUT.

- Le teorie GUT [8] assumono che il MS sia un sottogruppo di una più vasta teoria di Gauge che serve a descrivere la fisica ad energie più elevate, in particolare, ipotizzano un'unificazione delle forze elettrodeboli e forte ad energie superiori a M_G ($\approx 10^{15}$ GeV). Poichè quark e leptoni compaiono insieme nelle rappresentazioni irriducibili del gruppo di simmetria adottato, non valgono in generale le leggi di conservazione del numero barionico, del numero e del sapore leptonico. Inoltre, data l'esistenza di violazione di sapore nelle famiglie dei quark, devono essere presenti delle analoghe violazioni nel caso dei leptoni. Al di sotto della scala di unificazione le interazioni si separano e le particelle acquisiscono proprietà diverse. Queste teorie riescono a superare i problemi teorici del MS legati alla quantizzazione della carica elettrica e alla relazione tra la carica dei leptoni e quella dei quark, inoltre tutte le costanti d'accoppiamento del MS divengono dipendenti da una sola costante chiamata g_G . Le teorie GUT prevedono il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ ma il processo è soppresso di un fattore pari ad una potenza di $\frac{1}{M_G}$ che rende il processo sperimentalmente non misurabile.

- I meccanismi di supersimmetria [8] consistono nell'introduzione, all'interno di un particolare modello, di una nuova simmetria per annullare la divergenza nel calcolo della massa del bosone di Higgs. Sono introdotte altre particelle (super-particelle o sparticelle) che hanno in comune con le particelle i numeri quantici interni e la massa (nella condizione di supersimmetria non rotta), ma differiscono per $\frac{1}{2}$ nel valore dello spin. Come si vede da tabella 1.1 ad ogni bosone corrisponde una

Particelle MS	Spin	Partcelle SUSY	spin
quark(q)	1/2	squark(sq)	0
leptoni(l)	1/2	sleptoni(sl)	0
gluoni(G)	1	gluino	1/2
W^\pm, Z^0, γ	1	chargino $\tilde{\chi}_i^\pm (i = 1 - 2)$	1/2
bosone di Higgs H	0	neutralino $\tilde{\chi}_i^0 (i = 1 - 4)$	1/2

Tabella 1.1: Particelle SUSY associate a quelle del MS nell'estensione minimale Supersimmetrica del MS (MSSM).

sparticella fermionica e viceversa. Nel calcolo della massa dell'Higgs, negli ordini superiori al primo, compaiono dei termini divergenti dovuti al loop sui fermioni. Con l'introduzione delle sparticelle ad ogni loop su un fermione corrisponde anche un loop sulla sua sparticella associata, che essendo un bosone, ha segno opposto, annullando così la divergenza fig.(1.2)

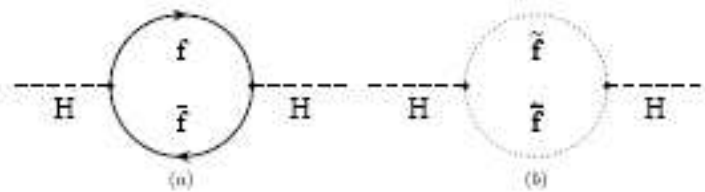


Figura 1.2: Diagrammi di Feynmann per le correzioni al termine di massa del bosone di Higgs:(a) diagramma divergente all'interno del MS; (b) diagrammi introdotti all'interno delle teorie SUSY

Un altro dei motivi di attrazione delle teorie SUSY-GUT è illustrato in in fig.1.3,

dove per la teoria $SU(5)$ SUSY-GUT mostriamo il valore delle costanti al crescere del momento trasferito, confrontato con il grafico analogo per il MS in cui è evidentemente esclusa l'unificazione delle tre interazioni [9].

Le teorie SUSY-GUT prevedono meccanismi di violazione del sapore leptonico simili a quelli dei semplici modelli GUT, in cui però l'interazione è mediata da sparticelle di massa dell'ordine dei 100 GeV (fig.1.4) e prevedono quindi Branchig Ratio per il decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ dell'ordine di $10^{-12} - 10^{-16}$. Riportiamo in fig.1.5 per $SU(5)$ [10] e in fig.1.6 per $SO(10)$ [11], i valori attesi per il $BR(\mu \rightarrow e + \gamma)$ dipendenti dalla massa del seletttrone destro-giro nonché di altri parametri della teoria. Come si può notare i BR predetti da $SU(5)$ e $SO(10)$ sono lontani dai limiti attuali [12], ma sondabili (in parte per $SU(5)$ e totalmente per $SO(10)$) dall'esperimento MEG, che si prefigge di raggiungere BR dell'ordine di 10^{-13} .

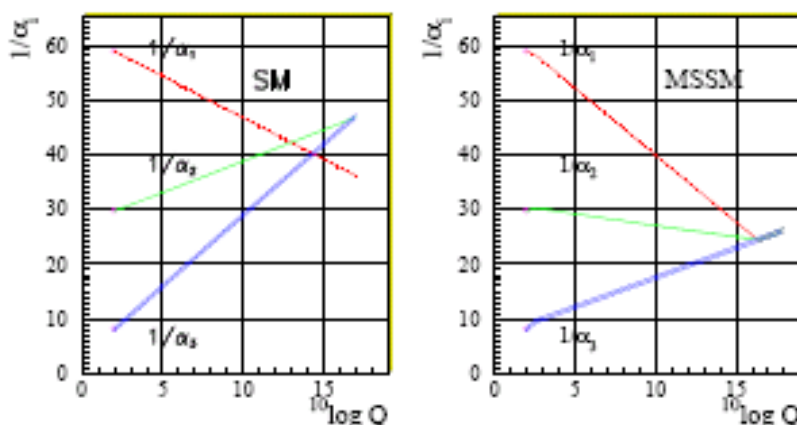


Figura 1.3: A sinistra le costanti di accoppiamento del MS in funzione del momento trasferito; a destra quelle della teoria $SU(5) - SUSYGUT$.

1.5 Modelli supersimmetrici con neutrini destro-giri

Oltre al meccanismo illustrato nel paragrafo precedente, all'interno delle teorie SUSY-GUT ne esiste un altro indipendente di violazione del sapore leptonico. Questo meccanismo deriva da modelli SUSY in cui si considerano neutrini destro-giri e un meccanismo di tipo see-saw [13] che fa ottenere delle masse dei neutrini molto più piccole rispetto a

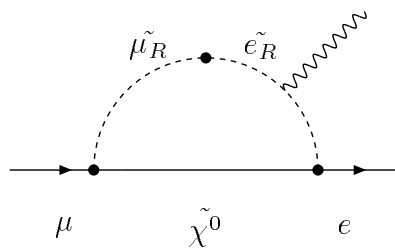


Figura 1.4: Diagramma di Feynmann per il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ all'interno di $SU(5) SUSY - GUT$

quelle dei leptoni carichi. L'analogia con la violazione di sapore presente nelle famiglie dei quark è in questo caso l'oscillazione dei neutrini. Il BR di $\mu \rightarrow e\gamma$ diviene quindi funzione della massa del neutrino destro-giro oltre che della particolare matrice di massa dei neutrini (PMNS) adottata nel modello in considerazione. L'esperimento KamLand ha ristretto le possibilità all'ipotesi chiamata LMA (Large Mixing Angle) che prevede maggiori valori per il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$. In fig.1.5 mostriamo il BR in funzione della massa del neutrino destro-giro per uno dei modelli possibili [14] per diversi valori della differenza di massa al quadrato tra neutrino di tipo μ e di tipo e , l'attuale limite sperimentale e il limite prefissato dell'esperimento MEG.

1.6 Stato della ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$

La ricerca del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ comincia nel 1947 ad opera di Pontecorvo e Hincks [15], che sfruttando i muoni dei raggi cosmici posero un limite al $BR < 0.1$. Con l'avvento degli acceleratori di particelle, e quindi di fonti più intense di muoni, gli esperimenti continuarono: nel 1955 un esperimento al ciclotrone della Columbia University Nevis fissò il limite sul BR a $2 * 10^{-5}$ [16]. Nel 1958 Feinberg [17] prevede il decadimento con un rate dell'ordine di 10^{-4} , ma non essendoci nessun riscontro sperimentale incominciò a farsi strada l'ipotesi che il processo fosse proibito a causa della conservazione del sapore leptonico e quindi dell'esistenza di due tipi diversi di neutrino: ν_e e ν_μ . Questa ipotesi suggerita da Pontecorvo [18] venne confermata con un esperimento ad acceleratore al BrookHaven National Laboratory nel 1962 [19]. Attualmente la misura più accurata del BR è stata effettuata dalla collaborazione MEGA [20]: $BR < 1.2 * 10^{-11}$. La collabora-

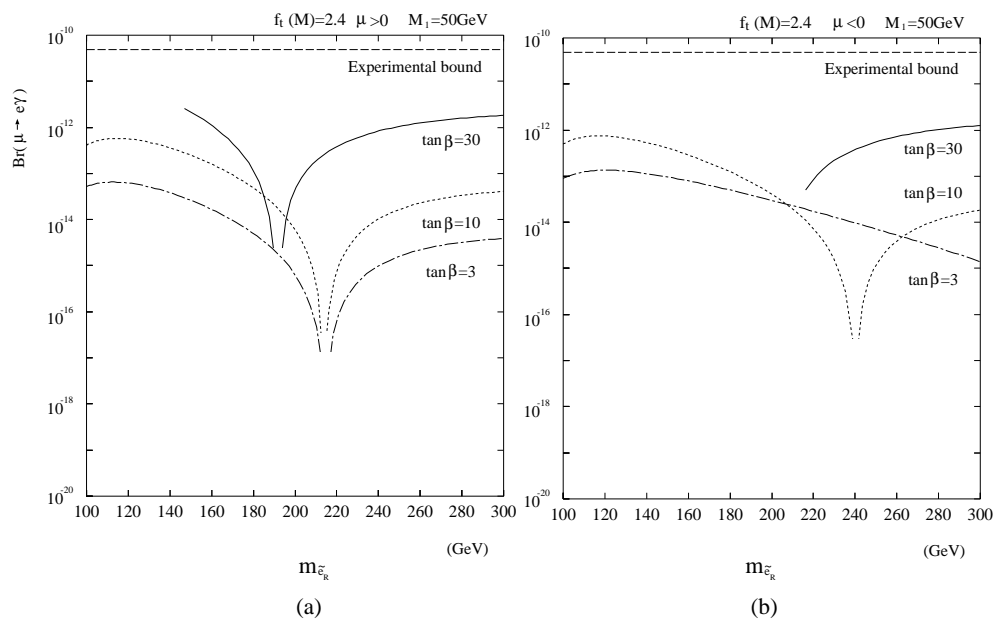


Figura 1.5: Previsioni sul BR di $\mu \rightarrow e\gamma$ per la teoria $SU(5)$ $SUSY - GUT$ in funzione della massa del selettone destro-giro e al variare di alcuni parametri interni della teoria

zione MEG si prefigge di abbassare questo limite di due ordini di grandezza arrivando ad una sensibilità di 10^{-13} . In tabella 1.2 e 1.3 sono riportati gli esperimenti precedenti, le loro caratteristiche e il limite da loro ottenuto.

Luogo	Anno	ΔE_e	ΔE_γ	$\Delta t_{e\gamma}$	$\Delta \theta_{e\gamma}$	Limite Superiore	Riferimento
TRIUMF	1977	10%	8.7%	6.7 ns	-	$< 3.6 \times 10^{-9}$	[21]
SIN	1980	8.7%	9.3 %	1.4 ns	-	$< 1.0 \times 10^{-9}$	[22]
LANL	1982	8.8%	8%	1.8 ns	37 mrad	$< 1.7 \times 10^{-10}$	[23]
CrystalBox	1986	8%	8%	1.8 ns	87 mrad	$< 4.9 \times 10^{-11}$	[24]
MEGA	1999	1.2%	4.5%	1.6 ns	15 mrad	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[20]

Tabella 1.2: Esperimenti nella ricerca di $\mu e\gamma$ negli ultimi 30 anni: risoluzioni ottenute e risultati.

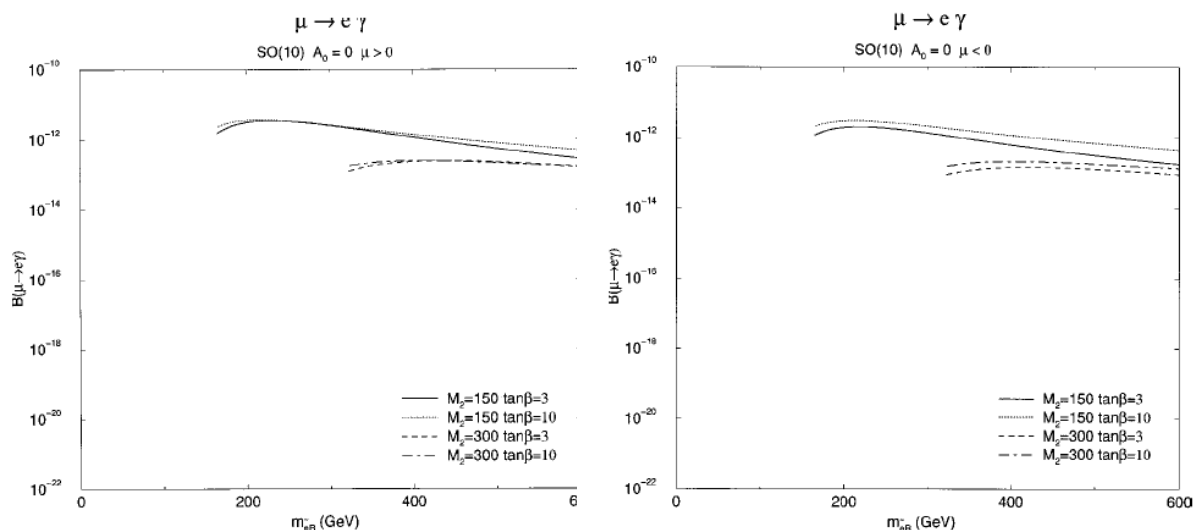


Figura 1.6: Previsioni sul BR di $\mu \rightarrow e\gamma$ per la teoria $SO(10)$ $SUSYGUT$ in funzione della massa del selettone destro-giro e al variare di alcuni parametri interni della teoria

Luogo	Anno	Intensità del Fascio(μ/sec)	$\frac{\delta t}{\Delta t}$	Limite Superiore	Riferimento
TRIUMF	1977	2×10^5		$< 3.6 \times 10^{-9}$	[21]
SIN	1980	5×10^5	30%	$< 1.0 \times 10^{-9}$	[22]
LANL	1982	2.4×10^6	6.4%	$< 1.7 \times 10^{-10}$	[23]
CrystalBox	1986	3×10^5	$5 \div 10\%$	$< 4.9 \times 10^{-11}$	[24]
MEGA	1999	1.5×10^7	$6\% \div 9\%$	$< 1.2 \times 10^{-11}$	[20],[12]

Tabella 1.3: Esperimenti nella ricerca di $\mu \rightarrow e + \gamma$ negli ultimi 30 anni: caratteristiche del fascio utilizzato e risultati ottenuti.

1.7 La segnatura dell'evento $\mu \rightarrow e + \gamma$

La segnatura del decadimento a riposo $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ consiste nell'emissione di un positrone ed un fotone in coincidenza temporale, in direzioni opposte e con un'energia pari a metà della massa del muone ($m_\mu/2 \cong 52.8 MeV$, trascurando la massa del positrone). La reazione analoga $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$ non può essere sfruttata a causa dell'alta sezione d'urto di cattura dei muoni negativi da parte dei nuclei. Fondamentale per lo svolgimento dell'esperimento è la comprensione dei fondi, cioè di eventi diversi dal decadimento cercato che possono essere erroneamente interpretati come il decadimento cercato. Esistono in particolare due tipi di fondi:

1. Fisico, cioè eventi fisici reali che possono avere una segnatura simile all'evento cercato.
2. Accidentale, cioè il casuale sovrapporsi di eventi distinti che possono riprodurre una segnatura simile a quella dell'evento cercato.

1.7.1 Fondo fisico

Il fondo fisico nel decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$, è dato dal cosiddetto decadimento radiativo del muone: $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$. Questo decadimento può essere scambiato con un evento di segnale nel caso in cui il positrone e il fotone vengano emessi lungo la stessa linea di volo e i due neutrini abbiano basse energie. Si può calcolare la larghezza di decadimento differenziale esprimendola in funzione delle seguenti variabili $x = \frac{2E_e}{m_\mu}$, $y = \frac{2E_\gamma}{m_\mu}$, $z = \pi - \theta_{e\gamma}$. Il caso cinematicamente interessante è quello di energie del positrone e del fotone emessi molto vicine a metà della massa del muone. Possiamo così espandere l'espressione della larghezza di decadimento nella regione $x \approx 1, y \approx 1, z \approx 0$ [3]. In fig. 1.8 mostriamo come varia la probabilità di scambiare un evento di fondo per un evento di segnale in funzione di Δx e Δy , e sotto l'ipotesi di $\Delta z \leq 2\sqrt{\Delta x \Delta y}$ dove con Δx , Δy e Δz indichiamo le risoluzioni sperimentali delle rispettive variabili. Come si può notare dalla figura, per ottenere un fondo fisico dell'ordine di 10^{-15} , Δx e Δy devono essere dell'ordine di 0.01. La collaborazione MEG si è posta come obiettivo le seguenti risoluzioni (FWHM):

$$\Delta E_e = 0.7 \div 0.9\% \quad \Delta E_\gamma = 4\% \quad \Delta \theta_{e\gamma} = 17 \div 20.5 \text{ mrad} \quad \Delta t_{e\gamma} = 0.15 \text{ ns} \quad (1.20)$$

Si può verificare che nel caso delle risoluzioni dell'esperimento MEG la condizione $\Delta z \leq 2\sqrt{\Delta x \Delta y}$ è verificata.

1.7.2 Fondo accidentale

Il fondo accidentale è dovuto alla rivelazione di un positrone e di un gamma non provenienti dallo stesso decadimento ma che accidentalmente verificano le condizioni di selezione di quest'ultimo (collinearità, energia pari a $m_\mu/2$, coincidenza temporale). Nel caso dell'esperimento MEG all'interno dell'area sperimentale non ci sono positroni, se

non quelli provenienti dal decadimento del muone, mentre ci possono essere fotoni provenienti sia dal decadimento radiativo del muone sia da altre fonti come l'annichilazione o la bremsstrahlung del positrone e l'interazione con la materia del fondo di neutroni presente in sala. Il rate accidentale può essere definito come:

$$R_{acc} = R_{\mu} \times B_{acc} \quad (1.21)$$

con R_{μ} il rate di muoni positivi, e B_{acc} la probabilità di un evento accidentale esprimibile con la seguente formula analitica:

$$B_{acc} = R_{\mu} f_e f_{\gamma} \Delta t_{e\gamma} \left(\frac{\Delta \theta_{e\gamma}}{4\pi} \right)^2 \quad (1.22)$$

dove f_e e f_{γ} sono le frazioni integrate degli spettri dei positroni e dei fotoni prodotti nei decadimenti $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_{\mu} \gamma$ nelle regioni $\left[m_{\mu}/2 - \Delta E_{e/\gamma} ; m_{\mu}/2 \right]$ con $\Delta E_{e/\gamma}$ la risoluzione sperimentale sull'energia del positrone e del gamma rispettivamente; $\Delta \theta_{e\gamma}$ e $\Delta t_{e\gamma}$ sono le risoluzioni angolare e temporale. Per semplicità stimiamo f_e e f_{γ} riprendendo in considerazione le variabili x e y del paragrafo 1.7.1. L'intervallo di integrazione per lo spettro dei positroni del decadimento standard o spettro di Michel, espresso nelle nuove variabili, risulta essere $1 - \Delta x \leq x \leq 1$ e per lo spettro dei fotoni emessi dal decadimento radiativo nell'intervallo $1 - \Delta y \leq y \leq 1$. Si ottiene [3] $f_e \propto 2\Delta x$ e $f_{\gamma} \propto (\Delta y)^2$.

$$B_{acc} \propto R_{\mu} \Delta x (\Delta y)^2 \Delta \theta_{e\gamma}^2 \Delta t_{e\gamma} \quad (1.23)$$

Assumendo, a fine esemplificativo, la costante di proporzionalità pari ad 1 e sostituendo all'interno dell'espressioni i valori $R_{\mu} \approx 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\Delta x \approx 1\%$, $\Delta y \approx 6\%$, $\Delta \theta_{e\gamma} \approx 3 \times 10^{-4} \text{ sr}$ e $\Delta t_{e\gamma} \approx 1 \text{ ns}$, si ottiene $B_{acc} \approx 3 \times 10^{-13}$ e quindi $R_{acc} \approx 9 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$. Si è verificato che il risultato ottenuto tramite una completa simulazione MonteCarlo dell'esperimento non si discosta molto da questo valore. Si noti la dipendenza quadratica del fondo accidentale dalla risoluzione in energia del fotone. Questo è il motivo per cui un calorimetro di tipo innovativo è stato studiato per questo esperimento.

1.8 Sensibilità dell'esperimento

Cerchiamo ora di dare una stima della sensibilità dell'esperimento al decadimento cercato. Il numero di eventi misurati dall'esperimento (N_e) dipende dalle seguenti variabili:

R_μ l'intensità del fascio in esperimento, T il tempo totale di presa dati dell'esperimento, Ω l'angolo solido coperto dall'apparato, ϵ_e l'efficienza di rivelazione di positroni da 52.8 MeV, ϵ_γ per fotoni da 52.8 MeV, ϵ_{sel} l'efficienza di selezione per eventi di segnale (che tiene conto anche dell'angolo e del tempo relativo tra il positrone e il fotone) e ($B(\mu \rightarrow e\gamma)$) il BR del decadimento cercato:

$$N_e = R_\mu T \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_e \epsilon_\gamma \epsilon_{sel} B(\mu \rightarrow e\gamma) \quad (1.24)$$

Definiamo la sensibilità al singolo evento o SES, il valore di $B(\mu \rightarrow e\gamma)$ per cui il numero di eventi atteso è pari ad 1 :

$$SES = \frac{1}{R_\mu T (\Omega/4\pi)} \times \frac{1}{\epsilon_e \epsilon_\gamma \epsilon_{sel}} \quad (1.25)$$

Sostituendo per ϵ_e e per ϵ_γ i valori stimati per l'esperimento in base a test e simulazioni MonteCarlo [25]:

$$R_\mu = 3 \times 10^7 \quad T = 2.6 \times 10^7 \quad \Omega/4\pi = 0.09 \quad \epsilon_e = 0.90 \quad \epsilon_\gamma = 0.60 \quad \epsilon_{sel} = 0.7 \quad (1.26)$$

si ottiene una SES di 3.8×10^{-14} . Se non venisse osservato nessun segnale questa sensibilità potrebbe essere facilmente convertita in un limite superiore al 90% di livello di confidenza (CL). Cerchiamo di stimare questo limite. La distribuzione di probabilità degli eventi di segnale è una poissoniana:

$$P(N_e|\mu) = \frac{e^{-\mu} \mu^{N_e}}{N_e!} \quad (1.27)$$

con μ il numero di eventi attesi, N_e il numero di eventi osservati, che nel nostro caso è, per ipotesi, zero. Fissato un CL pari al 90%, si ottiene:

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) < (\ln \frac{1}{1-\alpha}) \left(\frac{1}{R_\mu T \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_e \epsilon_\gamma \epsilon_{sel}} \right) \quad (1.28)$$

con α pari a 0.1. Sostituendo i valori dell'esperimento si trova:

$$B(\mu \rightarrow e\gamma) < 1.0 \times 10^{-13} \quad @ \ 90\% \ CL \quad (1.29)$$

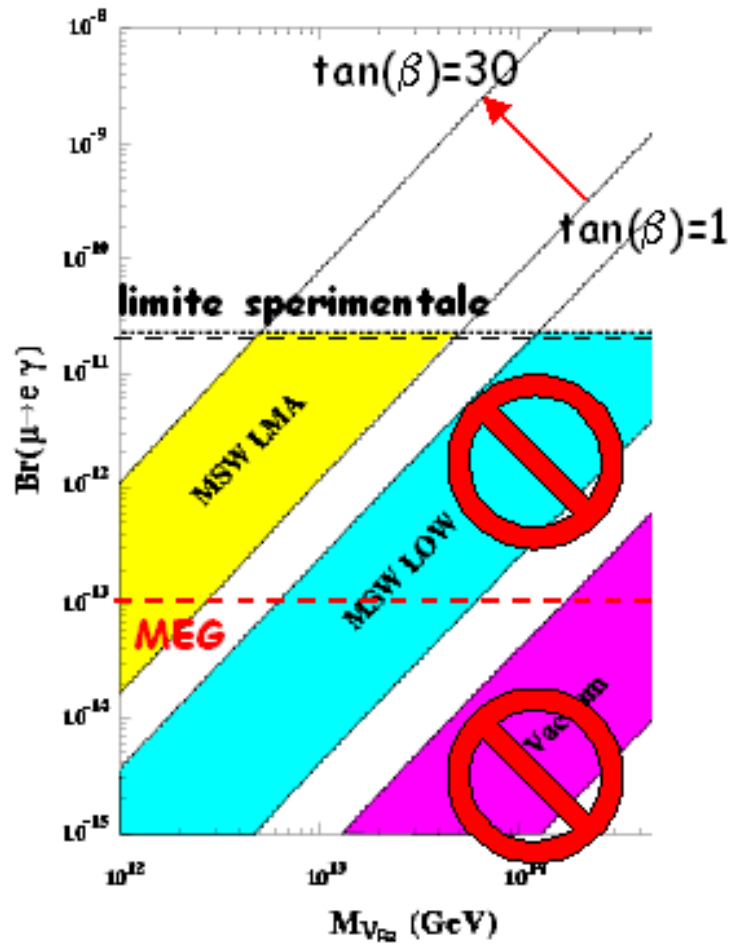


Figura 1.7: BR di $\mu \rightarrow e \gamma$ in funzione della massa del neutrino destro giro ottenuto [14] nell'ambito di teorie supersimmetriche con modelli see-saw. Le tre zone corrispondono a tre differenti modelli per l'oscillazione di neutrino; KamLand ha ristretto la possibilità alla sola ipotesi LMA. Limite attuale del BR e limite raggiungibile da MEG

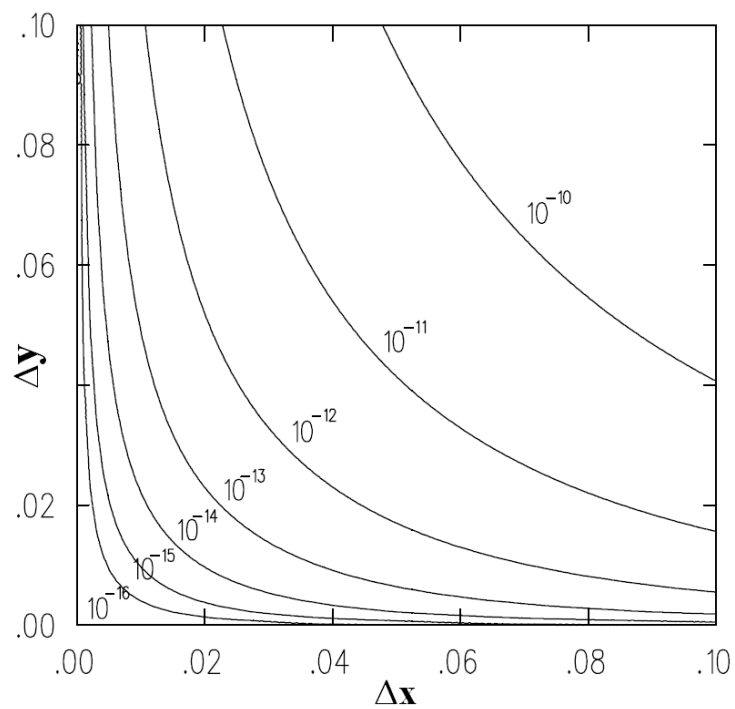


Figura 1.8: Frazione di decadimenti $\mu \rightarrow e\nu\nu\gamma$ scambiati per $\mu \rightarrow e\gamma$ in funzione delle risoluzioni nella misura dell'energia del positrone e del fotone

Capitolo 2

Apparato sperimentale

Come già detto nel paragrafo 1.7 la segnatura dell'evento $\mu \rightarrow e + \gamma$, per un muone a riposo, consiste in un fotone ed un positrone emessi in coincidenza temporale, collineari, entrambi con energia pari a circa $52.8 MeV$, metà della massa del muone. Per rivelare l'evento è necessario quindi misurare l'energia delle due particelle, il tempo di volo e la direzione, con sensibilità molto spinte a causa della rarità del decadimento cercato. Il fotone è rivelato da un nuovo tipo di calorimetro a Xe liquido, mentre per direzione, tempo e energia del positrone vengono adoperati il magnete superconduttore COBRA, un insieme di sedici camere a drift e contatori a scintillazione. Per la produzione dell'intenso fascio di μ è utilizzato l'acceleratore del Paul Scherrer Institut (PSI) presso Villigen in Svizzera. In figura 2.1 mostriamo uno schema in sezione dell'apparato sperimentale.

Nel capitolo utilizzeremo come sistema di riferimento, un sistema di assi cartesiani con origine nel bersaglio e i due angoli θ e ϕ , come mostrato in figura 2.2.

2.1 Fascio e bersaglio

L'acceleratore del PSI fornisce un fascio di protoni di energia pari a $590 MeV/c$ ed intensità pari a $1.8 mA$. Questo fascio viene fatto incidere su un bersaglio di grafite di $4 cm$ di spessore producendo per lo più pioni. L'impulso dei muoni prodotti dal decadimento $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, con il pione a riposo, è di $29 MeV/c$ per cui gli unici che riescono a fuoriuscire dal bersaglio sono quelli prodotti vicino la superficie del bersaglio,

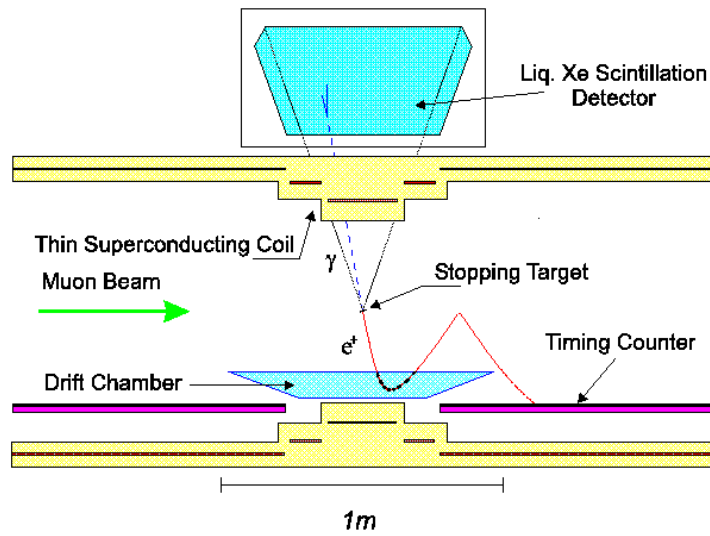


Figura 2.1: Schema in sezione dell'apparato sperimentale dell'esperimento MEG

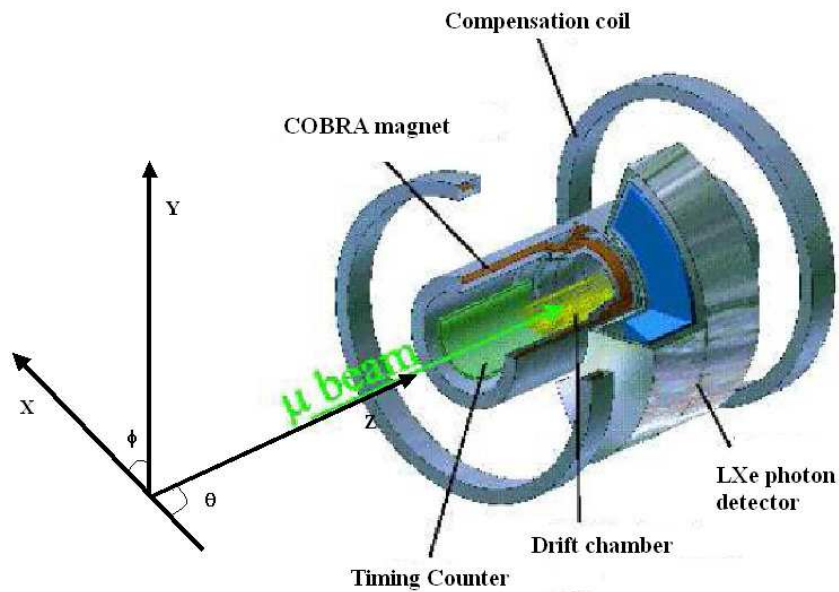
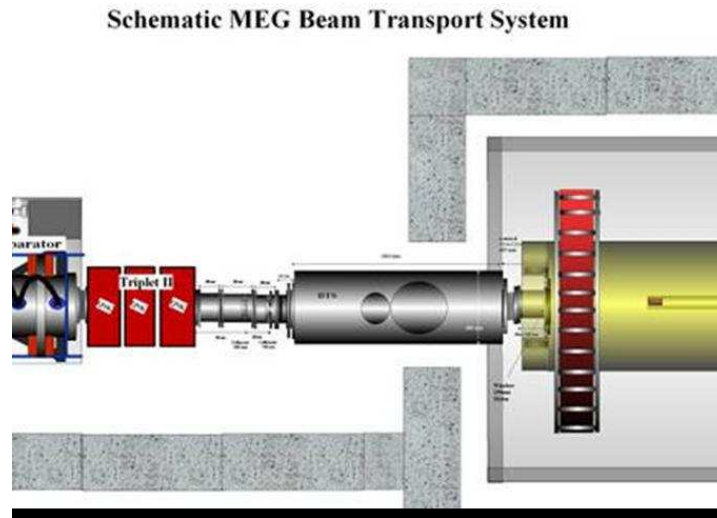


Figura 2.2: Schema dell'apparato sperimentale dell'esperimento MEG e suo sistema di riferimento

definiti 'muoni di superficie' [26]. La linea di fascio $\pi E5$ (fig.2.3) raccoglie questi muoni ad un angolo di 175° rispetto alla direzione di incidenza del fascio primario di protoni (tabella 2.1).

Figura 2.3: Linea di fascio $\pi E5$ e area sperimentale

Lunghezza della linea di fascio	10.4 m
Intervallo di impulsi	20-120 MeV/c
Risoluzione in impulso	2%
Angolo solido	150 msr
Sezione del fascio(FWHM)	$15 \times 20 \text{ mm}^2$
Divergenza angolare orizzontale(FWHM)	450 mrad
Divergenza angolare verticale(FWHM)	120 mrad

Tabella 2.1: Proprietà della linea d fascio $\pi E5$

In fig.2.4 viene mostrato, in funzione dell'impulso, il numero di pioni e muoni presenti nel fascio $\pi E5$; si può notare come, nella zona d'impulso selezionata ($29 \text{ MeV}/c$), la contaminazione da parte di pioni è trascurabile. Lo stesso non si può dire per i positroni prodotti in maniera abbondante dal decadimento di muoni e di pioni.

Nella sala sperimentale il fascio viene focalizzato tramite un tripletto di quadrupoli, fatto passare attraverso un separatore elettrostatico (filtro di Wien) che divide spazialmente muoni da positroni e rifocalizzato tramite un secondo tripletto di quadrupoli. Infine viene incanalato in un solenoide di trasporto che serve da giunzione tra l'ultimo quadrupolo ed il solenoide di MEG.

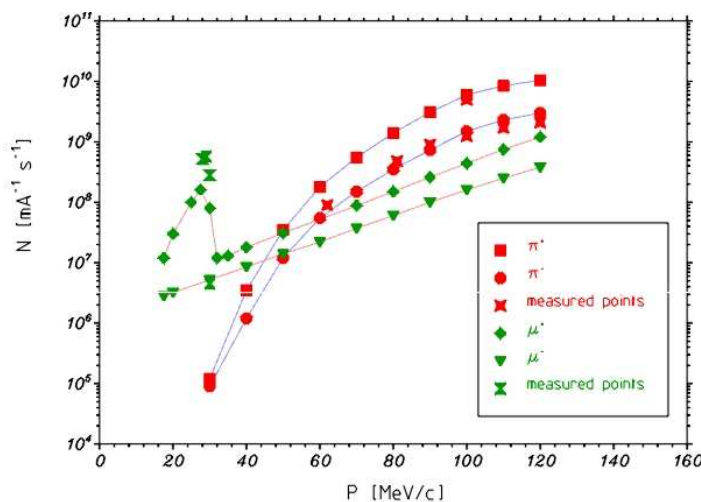


Figura 2.4: Muoni e pioni presenti nel fascio $\pi E5$ in funzione dell'energia

L'intensità del fascio è stata misurata in configurazione finale ed è pari a circa $6 \times 10^7 \frac{\mu^+}{s}$. Si è stimato che, in presenza dell'elio in cui sarà immerso il bersaglio, avrà una sezione approssimativamente circolare con diametro $\sigma = 10 \text{ mm}$. I muoni devono quindi essere arrestati in un bersaglio per poterne osservare i decadimenti a riposo. Tra i vari materiali presi in considerazione per svolgere questo compito è stato optato per un bersaglio di $150 \mu\text{m}$ di polietilene (CH_2) in modo da minimizzare lo scattering multiplo e l'energia persa per Bremsstrahlung dal positrone nel bersaglio. Tuttavia, essendo di circa 1.1 mm il range in polietilene di un muone di impulso pari a 29 MeV prima di arrestarsi e decadere, sono stati presi due accorgimenti:

1. Il bersaglio di polietilene è stato inclinato di 22° in modo da ottimizzare l'arresto dei muoni e ridurre la diffusione multipla dei positroni del decadimento.
2. All'interno del solenoide di trasporto è stato inserito un degradatore di impulso per muoni di circa $700 \mu\text{m}$ di polietilene. È possibile che invece del degradatore di polietilene sia inserita una matrice di silici con funzione, oltre che di degradatore, di monitoraggio dell'intensità e della sezione trasversa del fascio.

Il bersaglio è immerso in un'atmosfera di He che consente di minimizzare lo scattering

multiplo e che riduce notevolmente i costi e le difficoltà legate al mantenimento del vuoto in quella zona.

2.2 Rivelazione dei positroni

L'impulso e la direzione di volo dei positroni sono determinati tramite un sistema di tracciatura composto dal magnete superconduttore COBRA e da un sistema di camere a drift, mentre il tempo di volo, tramite un sistema denominato "timing counter" composto da un sistema di scintillatori (fig.2.5).

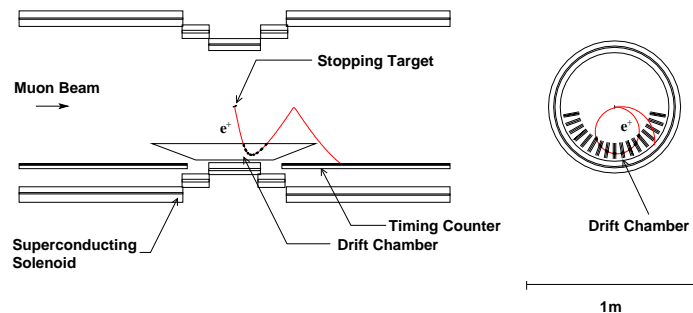


Figura 2.5: Schema del rivelatore di positroni

Prima di descrivere le varie strutture singolarmente dobbiamo analizzare alcune problematiche dell'esperimento:

- È presente un intenso fondo di positroni a basso impulso prodotto dal decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ (positroni di Michel) che possono compromettere il funzionamento delle camere.
- Nel caso di campo magnetico uniforme, i positroni emessi con un angolo di circa 90° rispetto alla direzione del campo passano un numero considerevole di volte all'interno delle camere causando problemi di ricostruzione delle tracce e di instabilità nel funzionamento delle camere stesse (fig.2.6).

Per risolvere questi problemi si è optato per:

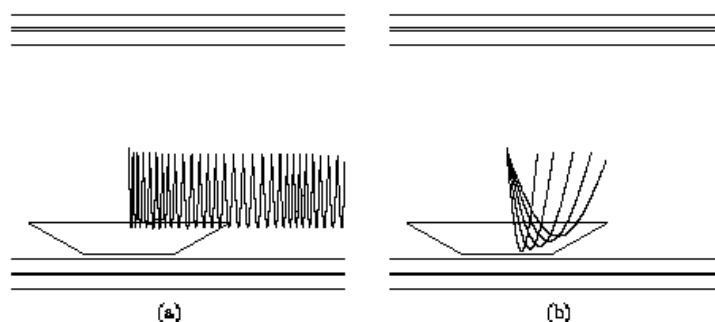


Figura 2.6: Problemi del campo magnetico uniforme: (a) un positrone emesso a 88° effettua molteplici passaggi all'interno delle camere; (b) particelle di pari impulso emesse ad angoli diversi, il raggio di curvatura dipende dall'angolo

- Un campo magnetico variabile decrescente per valori di $|z|$ crescente, partendo da un valore di 1.28 T a $z = x = y = 0$ (z è la direzione del fascio di muoni).
- Le camere a drift sono state poste ad una certa distanza dal bersaglio e ad hanno una forma trapezoidale.

Il primo accorgimento consente l'estrazione rapida dei positroni emessi ad angoli prossimi a 90° e il campo può essere modificato in modo da rendere il raggio di curvatura dipendente solo dal modulo dell'impulso e non dalla sua componente trasversa, cosa che risulta utile per l'analisi degli eventi e potrebbe essere utilizzato, in linea teorica, per la selezione degli eventi (fig.2.7).

Il secondo accorgimento funge da filtro per i positroni a basso impulso di Michel che non riescono a raggiungere le camere e ne minimizza il rate di interazioni all'interno.

2.2.1 Il magnete superconduttore COBRA

Come specificato nel paragrafo precedente, la caratteristica principale del magnete COBRA (COstant Bendig RAdius) è quella di generare un campo magnetico non uniforme (fig.2.9) con gradiente di campo tale da agevolare la rivelazione di positroni con energia $E \approx 52.8 MeV$. Tale configurazione è stata ottenuta tramite l'utilizzo di cinque bobine superconduttrici di tre raggi differenti.

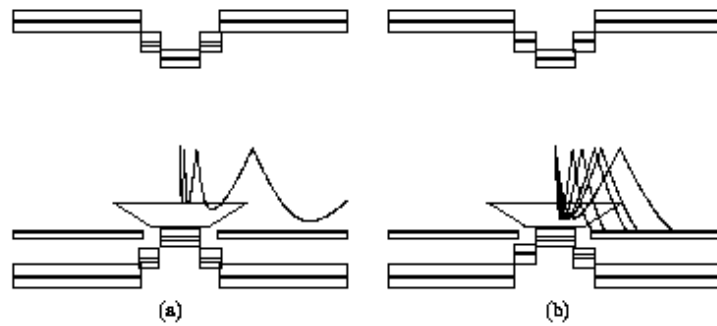


Figura 2.7: Campo magnetico variabile: (a) un positrone emesso a 88° viene rapidamente estratto dalle camere; (b) particelle di pari impulso emesse ad angoli diversi, il raggio di curvatura non dipende dall'angolo di emissione



Figura 2.8: Fotografia di COBRA

Due ulteriori bobine resistive in configurazione di Helmholtz sono poste all'esterno per ridurre il campo magnetico nella zona del calorimetro. I fotomoltiplicatori sono infatti molto sensibili sia all'intensità del campo magnetico che alla sua direzionalità. Indicando come intensità massima applicabile ad un PMT quella che ne riduce l'uscita di un fattore 2, dalla figura 2.10 segue che i valori permessi sono di 50 gauss in direzione

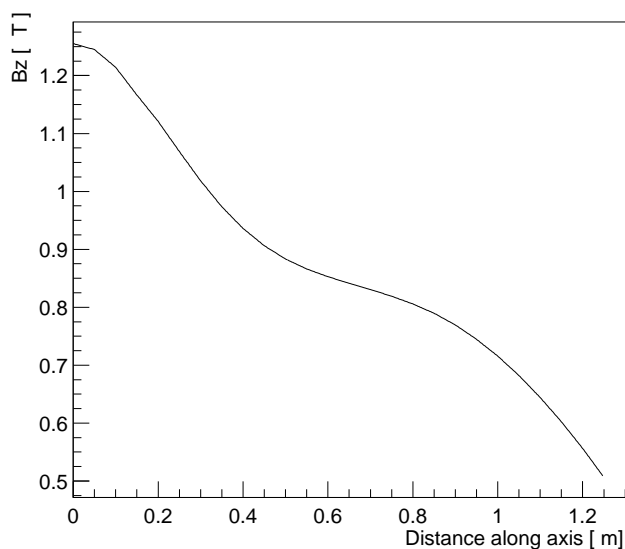


Figura 2.9: Intensità del campo magnetico lungo z in funzione della distanza dal centro

perpendicolare all'asse del PMT e 150 gauss nella direzione parallela. In figura 2.11 viene mostrata l'intensità del campo magnetico nelle vicinanze del calorimetro.

2.2.2 Le camere a deriva

La tracciatura vera e propria della direzione del positrone avverrà tramite 16 camere a deriva, ognuna composta a sua volta da due camere a fili, sfasate per risolvere l'ambiguità sinistra-destra (fig.2.12). Le camere sono poste ad intervalli di 10° lungo l'angolo azimutale ϕ (fig.2.13), fornendo una copertura lungo il raggio di $19.3 < r < 27$ cm e lungo z di $|z| < 50$ cm per il raggio interno e $|z| < 21.9$ cm per quello esterno. Nel caso dei positroni attesi da 52.8 MeV la copertura è pari a $|\cos \theta| < 0.35$ e $-60^\circ < \phi < 60^\circ$. La disposizione delle camere consente di ottenere risoluzione sul raggio di 100-150 μm e sul tempo di circa 5 ns. Sulla coordinata z , ricostruita leggendo la differenza di carica raccolta alle due estremità del filo, si ha invece una risoluzione pari a solo 1 cm. Per

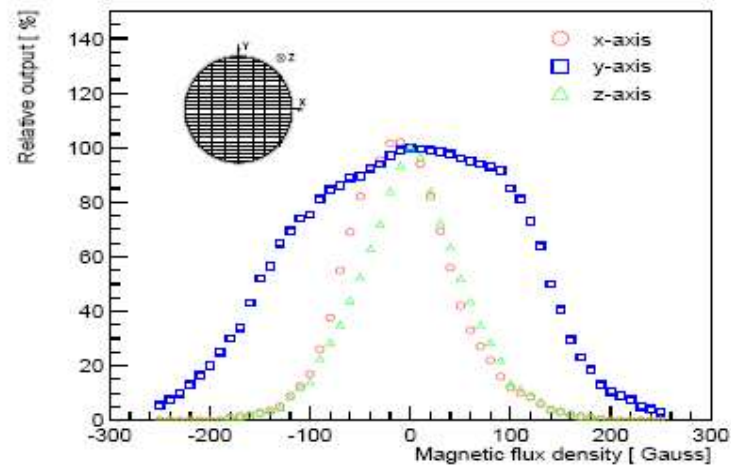


Figura 2.10: Segnale dei fotomoltiplicatori in funzione del campo magnetico

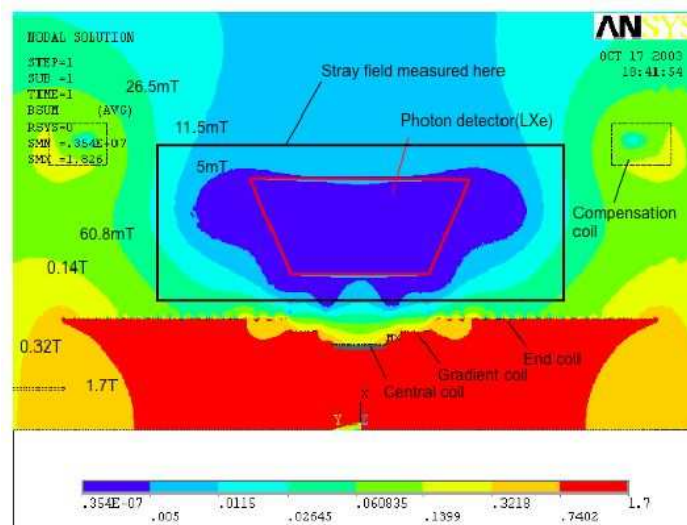


Figura 2.11: Campo magnetico all'interno dell'area sperimentale. In ascisse i valori sono riportati in Tesla

migliorare quest'ultima, fondamentale per una buona ricostruzione delle tracce, è stato incollato sui fogli catodici un sottile strato d'alluminio in modo da ottenere catodi sagomati (fig.2.14). Questo consente di raggiungere risoluzioni dell'ordine dei $300 \mu m$ [27]. Le camere, ed il volume nelle quali sono immerse, sono riempite di una miscela di He e

C_2H_6 in parti uguali.

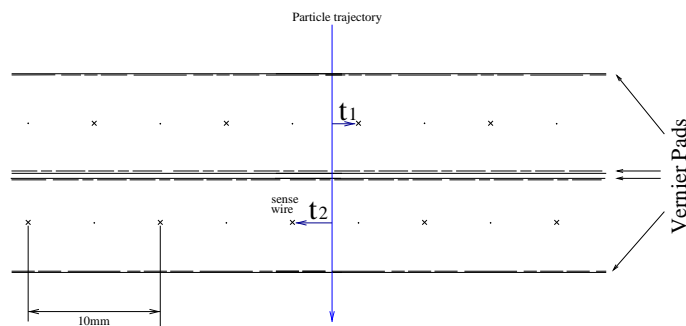


Figura 2.12: Schema di un settore delle camere a drift

2.2.3 Timing counter

Il timing counter (TC) è un rivelatore che consente di ottenere una risoluzione temporale sui positroni in media migliore di 100 ps (FWHM) (fig.2.15), fondamentale per raggiungere la sensibilità voluta dall'esperimento.

Inoltre fornisce una misura del punto d'impatto del positrone sul timing counter stesso (risoluzioni di circa 1 cm in z e 3 cm in ϕ) che può essere convertita in una misura molto veloce, anche se meno precisa di quella delle camere a drift, della direzione del positrone,

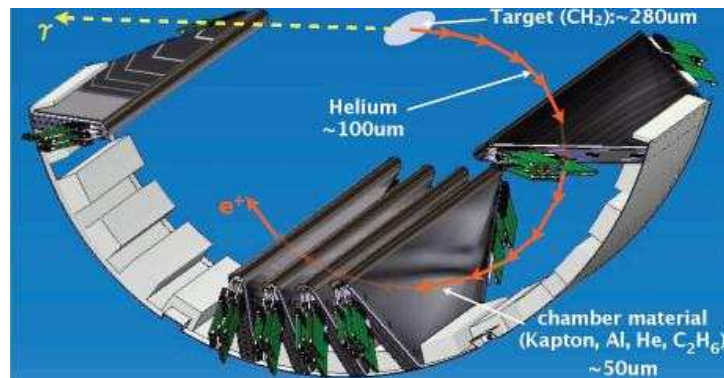


Figura 2.13: Schema di posizionamento delle camere

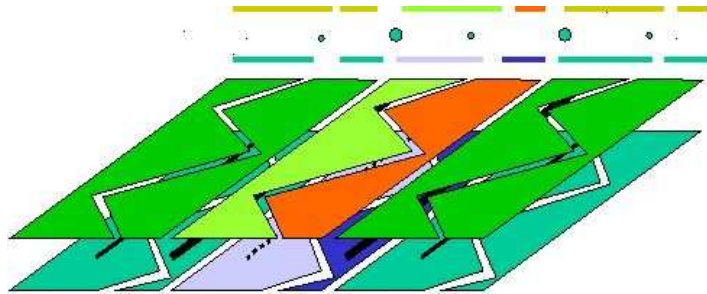


Figura 2.14: Vista in sezione ed in tre dimensioni dello schema di Vernier sui fogli catodici di tre celle a drift

utilizzabile dal sistema di trigger. È composto da due parti uguali, ognuna con una serie di 15 barrette a sezione quadrata di scintillatore plastico di 80 cm di lunghezza e 4 cm di spessore lungo z , e 256 fibre scintillanti di BC404 della Bicron di sezione quadrata con lato di 0.5 cm lungo ϕ (fig.2.16).

Gli spessori degli scintillatori sono stati scelti tenendo conto che per ottenere la risoluzione temporale voluta, il positrone deve rilasciare all'interno dello scintillatore un'energia di almeno 5 MeV. Ai due estremi di ogni barretta sono posti due fototubi che ne raccolgono il segnale. Questi fototubi sono stati scelti con caratteristiche tali da poter operare in campo magnetico, tuttavia, per minimizzarne gli effetti, sono inclinati in modo da formare angoli di 20° rispetto alla direzione z (fig.2.17). Il segnale delle fibre scintillanti è invece raccolto da fotodiodi (APD).

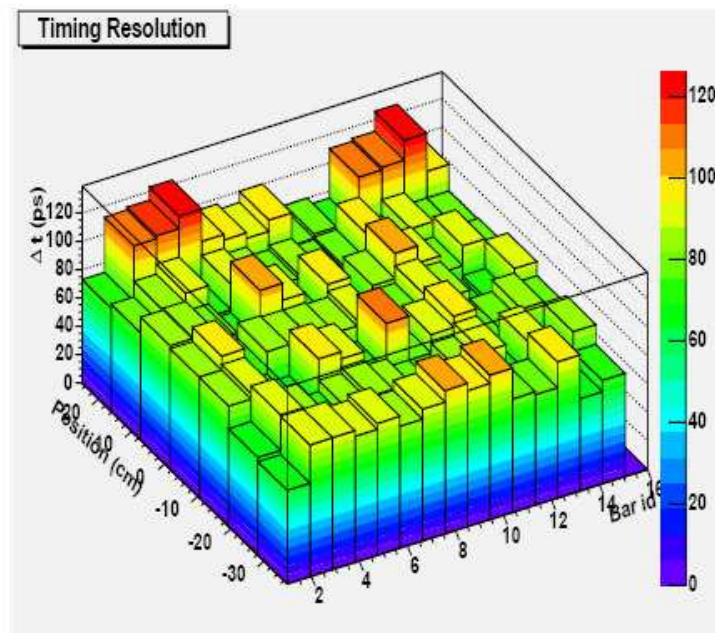


Figura 2.15: Risoluzione del Timing Counter in funzione del punto di incidenza nella barra

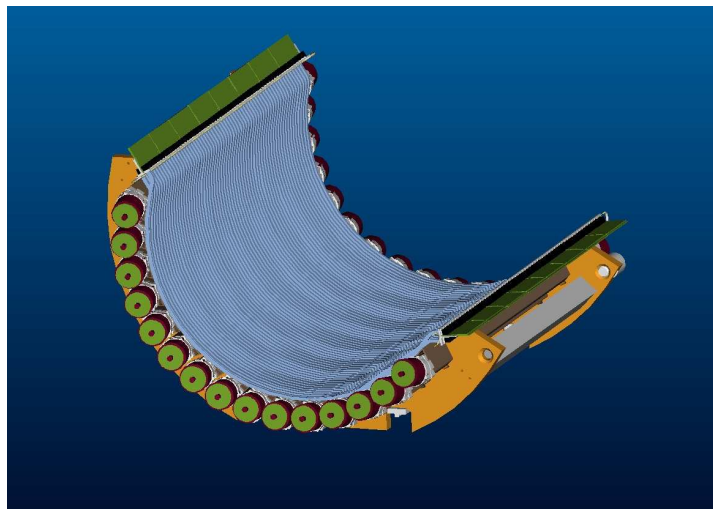


Figura 2.16: Struttura Timing Counter

Il punto d'impatto del positrone è ricostruito utilizzando sia il rapporto tra le altezze dei segnali lette dai fotomoltiplicatori ai lati delle barrette che l'informazione delle fibre.

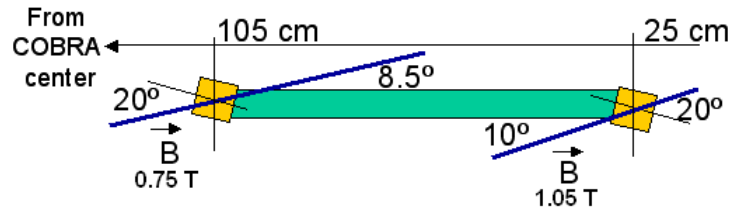


Figura 2.17: Schema del posizionamento dei fotomoltiplicatori del TC

Il tempo di arrivo viene invece misurato facendo la media pesata, per il numero di fotoelettroni, dei tempi di arrivo sui i fotomoltiplicatori.

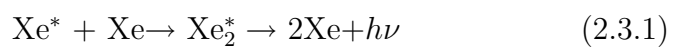
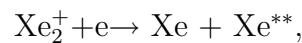
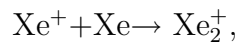
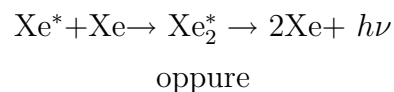
L'intero apparato è posto ad una distanza dall'asse dell'esperimento di circa 29.5 cm. La forma delle barrette è stata progettata in modo tale che un positrone ne investa due o tre. Per proteggere i PMT dal gas He, che riempie lo spettrometro, il TC è isolato tramite un involucro di materiale plastico riempito di azoto.

2.3 Rivelazione fotoni: Il calorimetro a Xe liquido

Le misure di energia, posizione e tempo di volo dei fotoni sono effettuate tramite un calorimetro a Xenon liquido strutturato come mostrato in fig.2.18.

2.3.1 Proprietà dello Xenon

Lo Xenon è un gas nobile estratto dall'aria le cui caratteristiche sono riportate in tabella 2.2 . I processi di scintillazione che coinvolgono lo Xe sono i seguenti:



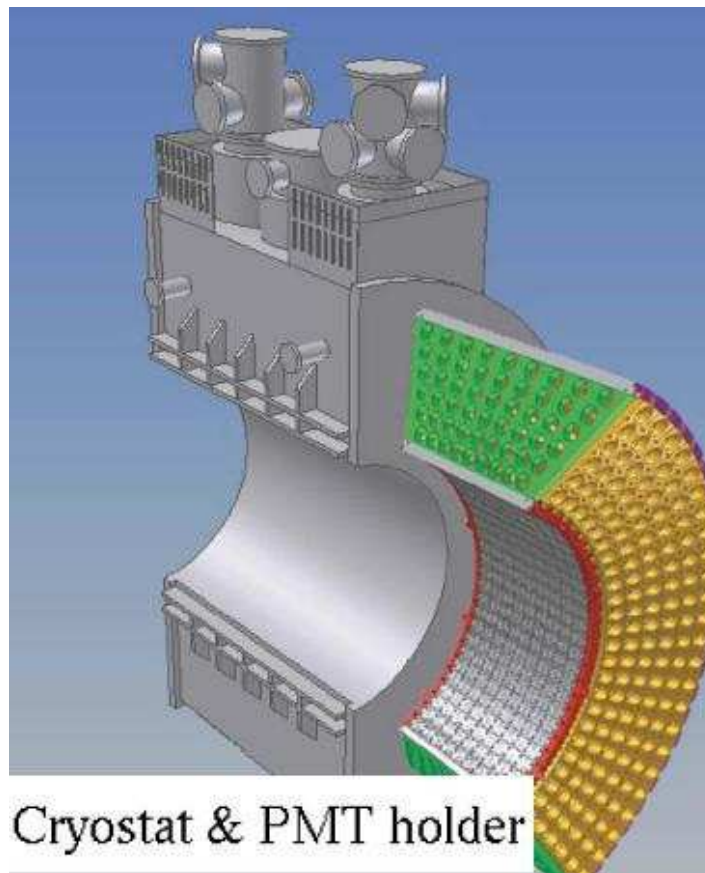


Figura 2.18: Schema tridimensionale del calorimetro e del criostato

Il fotone è emesso con uno spettro in lunghezza d'onda gaussiano di media 178 nm (ultravioletto) e sigma 13 nm . Le proprietà che rendono lo Xenon liquido (162°K) un ottimo scintillatore sono le seguenti:

- Un alto numero di fotoni emessi per MeV di energia rilasciata (circa $40000/\text{MeV}$ per Xe liquido) che lo rendono confrontabile con lo NaI (80%).
- Una grande trasparenza alla propria luce di scintillazione. Infatti, come si può notare dallo schema 2.3.1, i fotoni sono prodotti per diseccitazione di uno stato eccitato dello Xe_2 ; lo stato legato Xe_2 non esiste normalmente, quindi i fotoni non possono essere riassorbiti. A questo si aggiunga che l'energia del primo livello

Densità	2.95 g/cm^3
Temperatura di liquefazione e solidificazione	165 K, 161 K
Energia depositata per fotone di scintillazione	24 eV
Lunghezza di radiazione	2.77 cm
Tempo di decadimento	4.2 ns, 22 ns, 45 ns
Lunghezza d'onda del picco di emissione	175 nm
Lunghezza di assorbimento per luce di scintillazione	> 300 cm (purificato)
Lunghezza di diffusione Rayleigh	\approx 40 cm
Indice di rifrazione (sul picco)	1.56

Tabella 2.2: Proprietà del LXe

eccitato dello Xe ($\lambda_{Xe} \approx 100 \text{ nm}$) è più alta dell'energia del fotone emesso, il che minimizza il riassorbimento da parte degli atomi del mezzo.

- Le costanti di decadimento dei processi di scintillazione sono molto brevi variando da un minimo di 4.2 ns ad un massimo di 45 ns, il che rende la risposta del mezzo scintillante molto veloce. Quest'ultima proprietà unita alla omogeneità dello Xe liquido, lo rendono preferibile ad eventuali cristalli.

Alle proprietà qui elencate bisogna aggiungere l'alto numero atomico ($Z=54$), la piccola lunghezza di radiazione ($X_0=2.7 \text{ cm}$) e la notevole densità ($2.95 \frac{g}{cm^3}$) che consentono una struttura del calorimetro molto compatta. Fondamentale per il corretto uso dello Xe liquido come scintillatore è un'altissima purezza dello stesso. Le misure compiute nella fase di progetto dell'esperimento [25] hanno infatti evidenziato come anche piccole quantità, dell'ordine di poche parti per milione, di H_2O o O_2 possono compromettere sensibilmente la quantità di luce di scintillazione prodotta, diminuendo drasticamente la resa del calorimetro. In fig.2.19 e fig.2.20 sono riportate le sezioni d'urto di assorbimento dell'acqua [28] e dell'ossigeno [29], confrontate con lo spettro in lunghezza d'onda di emissione dello Xenon. Come si può notare la componente più assorbente per la luce di scintillazione dello Xenon è l'acqua.

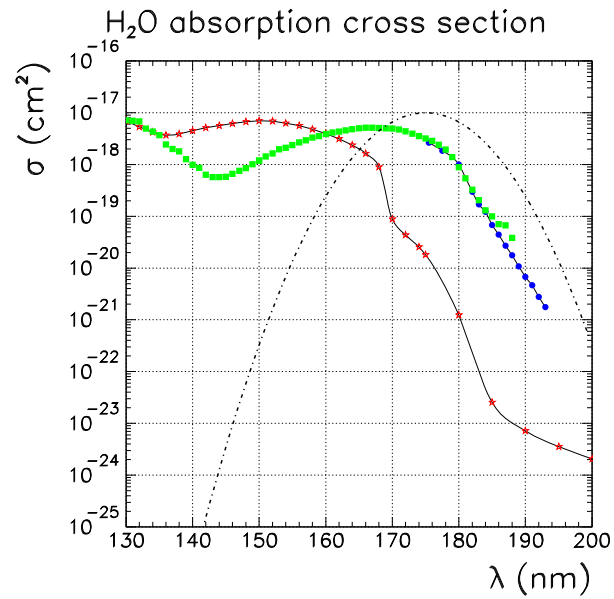


Figura 2.19: Sezione d'urto di assorbimento dell'acqua in funzione della lunghezza d'onda. I punti rossi rappresentano l'assorbimento in stato liquido mentre quelli verdi e blu in stato di vapore. La gaussiana tratteggiata è lo spettro di emissione di fotoni di scintillazione dello Xe

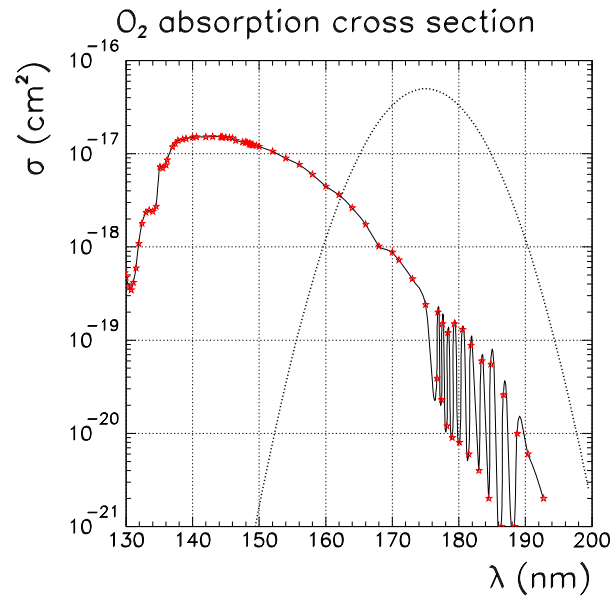


Figura 2.20: Sezione d'urto di assorbimento dell'ossigeno in funzione della lunghezza d'onda. La gaussiana tratteggiata è lo spettro di emissione di fotoni di scintillazione dello Xe

2.3.2 Struttura e funzionamento del calorimetro

Il calorimetro (fig.2.21) ha la forma di un semi toroide trapezoidale con raggio interno di 65 cm, e raggio esterno di 112 cm. La struttura è fatta di acciaio e alluminio, eccetto per la faccia interna, sui cui deve incidere perpendicolarmente il fotone, che è fatta di materiale plastico per minimizzare la conversione del fotone nell'attraversamento. Il volume interno è riempito di circa 800 litri di LXe e la superficie interna è ricoperta, per circa il 30%, da 846 fotomoltiplicatori sensibili alla luce ultravioletta di scintillazione le cui caratteristiche sono discusse nel capitolo 3. La densità dei fototubi non è uniforme su tutte le facce: quella interna presenta una densità maggiore perchè ci si aspetta che mediamente il fotone interagisca molto vicino alla faccia d'ingresso. Ogni fototubo è letto da un digitalizzatore di forme d'onda alla frequenza di 2 GHz. La liquefazione e il raffreddamento dello Xe sono ottenuti utilizzando un criogeneratore e azoto liquido. L'intero calorimetro copre circa il 10% dell'angolo solido, corrispondente ad una ϕ compresa tra 120° e 240° ed un $|\cos \theta| < 0.35$. Per rendere la rivelazione del fotone più rapida si è deciso di utilizzare solo la luce di scintillazione senza raccogliere la carica di ionizzazione. Si stima di ottenere le seguenti risoluzioni (FWHM) per un fotone di 52.8 MeV: 150 ps per la misura temporale, $\approx 5\%$ per la misura di energia e ≈ 0.039 rad in θ e 0.035 in ϕ per la ricostruzione del punto di impatto [30]. Le calibrazioni del calorimetro e le risoluzioni ottenibili saranno discusse in dettaglio nei capitoli successivi.

2.4 Il sistema di trigger e l'acquisizione dati

2.4.1 Il sistema di trigger

Il trigger dell'esperimento MEG sfrutterà per la selezione degli eventi e la reiezione del fondo le uscite provenienti dal calorimetro (PMT del calorimetro) e dal TC (PMT del TC), ignorando quelle delle camere a drift perchè troppo lente. Le informazioni vengono elaborate da tre tipi di schede elettroniche VME (type 1, type 2, Ancillary) che digitizzano i segnali e li elaborano grazie ad algoritmi base specificati all'interno di FPGA (Field Programmable Gate Arrays) presenti su di esse (fig.2.22).

L'energia dei fotoni viene determinata sommando la luce collezionata da ogni PMT

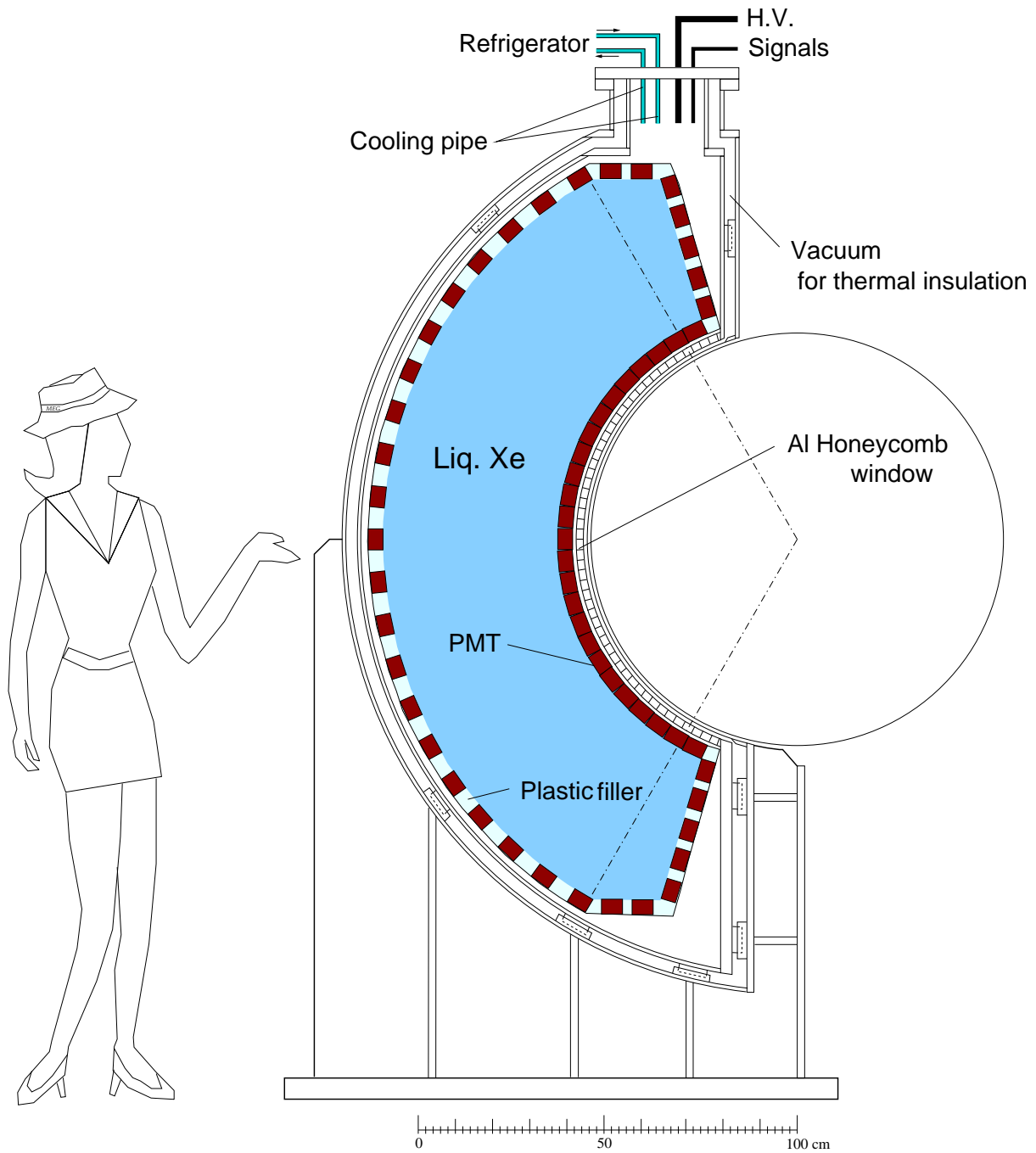


Figura 2.21: Vista in sezione del calorimetro

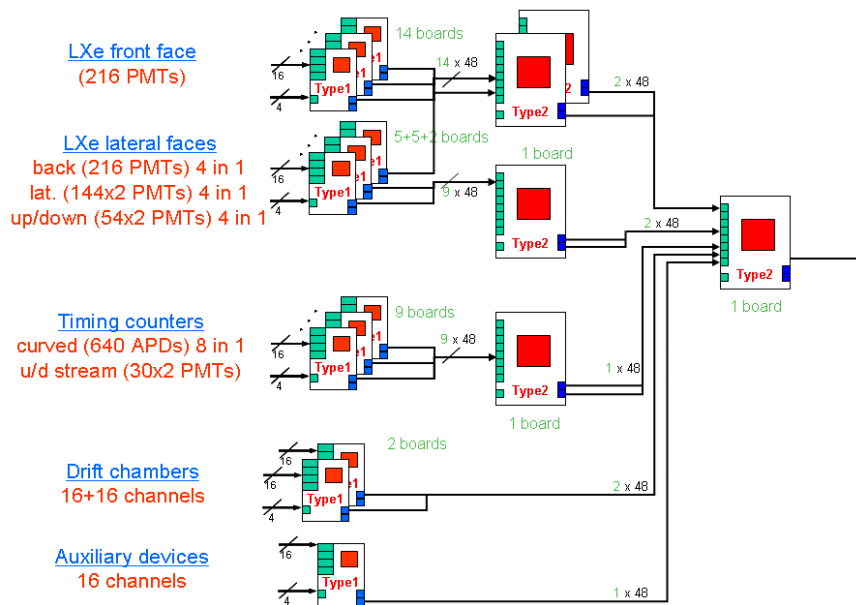


Figura 2.22: Schema del Trigger

del calorimetro e la loro direzione è ricostruita dal PMT che ha raccolto più luce. Il trigger è anche capace di digitalizzare la forma d'onda del segnale dei PMT campionandola a 100 MHz in modo da poter effettuare una sottrazione in tempo reale del piedistallo, reiezione di alcune fonti di rumore ed una stima del tempo di arrivo del fotone dal fronte di salita del segnale. Il tempo di arrivo del positrone è fornito dal TC, la cui posizione radiale consente l'esclusione dei positroni con impulso troppo basso. La direzione del positrone viene determinata dal punto d'impatto sul TC che viene ricostruito in base alla barretta e alla fibra scintillante colpita. Il rate finale di trigger atteso, considerando le relazioni in energia, angolo e tempo relativo, è di circa 10 Hz.

2.4.2 L'acquisizione dati

I segnali provenienti dal calorimetro, dal TC e dalle camere vengono digitalizzati tramite il Domino Sampling Chip (DRS) [25] in cui 1024 condensatori sono sequenzialmente caricati dal segnale entrante. Quando viene generato un segnale di trigger, il DRS viene arrestato ed il contenuto dei 1024 condensatori letto e digitalizzato.

2.5 Software dell'esperimento MEG

Il software di MEG comprende una sezione dedicata alla simulazione (MEGMC) ed una dedicata alla ricostruzione degli eventi (MEGAnalyzer). Nella simulazione sono studiati sia gli eventi che verranno osservati nel rivelatore finale (programma GEM), sia gli eventi di calibrazione dei test sul fascio (programmi TBEAM e TBTC). I dati prodotti dalla simulazione possono venir letti direttamente dal MEGAnalyzer o elaborati da un codice intermedio, chiamato MEGBartender. MEGMC è basato sui pacchetti standard del Cern in Fortran (ZEBRA [31] e GEANT3 [32]) mentre il MEGAnalyzer ed il MEGBartender sono stati sviluppati in un ambiente C++ chiamato ROME, derivato dal pacchetto Cern di ROOT [33]. Descriviamo ora brevemente i principali elementi costituenti del software il cui schema è riportato in figura 2.23.

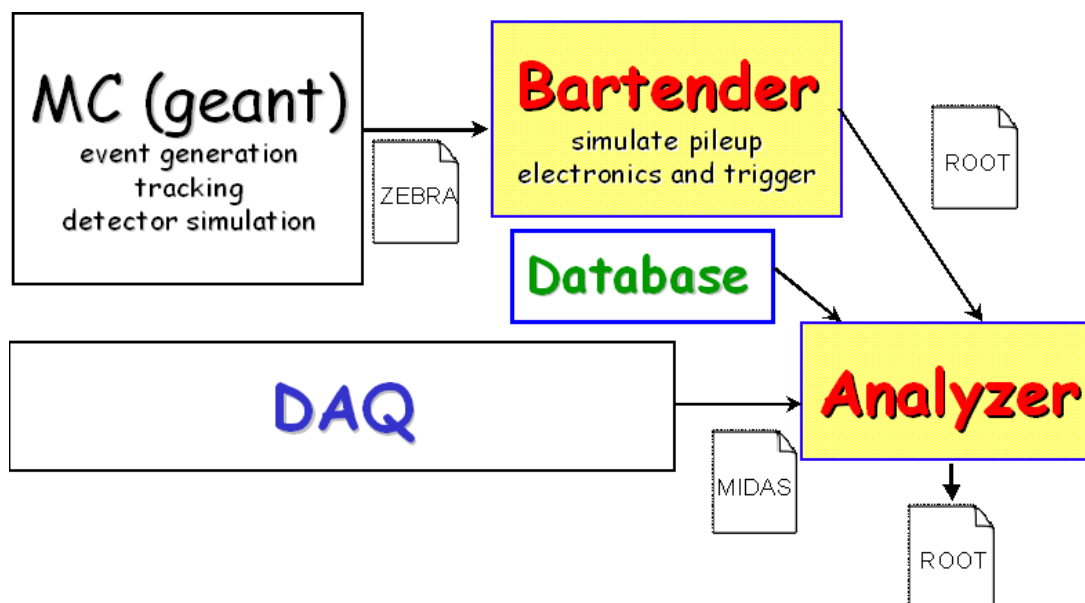


Figura 2.23: Struttura schematica del software di MEG

2.5.1 Il Montecarlo MEGMC

GEM, il programma di simulazione dell'esperimento MEG, è scritto in FORTRAN77 [34] e basato su GEANT3. Il codice è diviso in tre sezioni principali:

- la generazione degli eventi fisici;
- la gestione della geometria, a sua volta divisa in sottosezioni specifiche per ogni rivelatore, basata sulle routines di GEANT3 (GSPOS, GSVOLU,...)
- le routine di utilità generale (ingresso/uscita dei dati, istogrammazione, etc...).

La generazione degli eventi è eseguita nella routine MEGEVE, con la quale è possibile simulare eventi di segnale, di fondo correlato e accidentale, calibrazioni, etc..., secondo le opportune distribuzioni angolari, in energia e in posizione. MEGEVE fornisce in uscita il vertice di produzione e le componenti dell'impulso della particella all'istante iniziale. Le variabili di uscita di MEGEVE vengono trasferite alle routine di GEANT3 (GSVERT, GSKINE,...) a cui è demandato il tracciamento delle particelle nel rivelatore. In corrispondenza di ciascun passo della traiettoria e deposito di energia viene simulata la raccolta del segnale all'interno di ogni singolo rivelatore tramite routine specificatamente sviluppate dalla collaborazione. In particolare per il calorimetro a Xe liquido viene tracciato il percorso dei fotoni di scintillazione, tenendo conto di una serie di effetti fisici caratteristici del mezzo sensibile:

- la diffusione Rayleigh in Xenon, la cui sezione d'urto differenziale è proporzionale a $\lambda^4 (1 + \cos^2\theta)$ dove λ è la lunghezza d'onda della luce e θ è l'angolo formato fra la direzione del fotone diffuso e quella del fotone.
- l'assorbimento della luce di scintillazione da parte di eventuali impurità presenti nello Xe, schematizzabile tramite una lunghezza di assorbimento λ_a .
- l'assorbimento da parte delle finestre di quarzo dei fotomoltiplicatori ($\approx 3 - 4\%$ per incidenza normale).
- l'eventuale riflessione totale o di Fresnel all'interfaccia tra lo Xenon e le superfici fotocatodiche.

L'uscita di GEM consiste in un file in formato ZEBRA nel quale sono raccolte le caratteristiche dell'evento (tipo di particella, vertice ed impulso iniziali, etc...) e le grandezze fisiche associate ai segnali prodotti da ciascun rivelatore (carica, tempo di salita

del segnale, etc...). Per ciò che concerne in particolare il calorimetro elettromagnetico, GEM fornisce in uscita i tempi di arrivo dei fotoni di scintillazione su ciascun fotomoltiplicatore campionati ad intervalli di 250 ps, pari alla metà del campionamento hardware dei dati reali dell'esperimento. Oltre a questa informazione dettagliata, vengono salvate anche variabili più immediatamente gestibili in fase di analisi e ricostruzione dell'evento (carica raccolta e tempo misurato da ogni fototubo, carica totale raccolta da ogni faccia del calorimetro,...) e altre del Montecarlo (energia totale rilasciata, punto di conversione del fotone nello Xe, o di prima interazione in caso di diffusione Compton, angoli di ingresso della particella nel calorimetro) utili per confrontare i valori veri e quelli ricostruiti, verificare la qualità degli algoritmi, determinare la risoluzione attesa, etc... .

2.5.2 La struttura dell'analisi dati: ROME

ROME e' un ambiente "object oriented" per programmi di analisi sviluppato per l'esperimento MEG, strutturato in modo da comprendere tutte le piu' comuni operazioni che vengono effettuate in un'analisi dati (ciclo sugli eventi, gestione degli istogrammi, etc...). Un gruppo di classi C++ del pacchetto ROME gestisce tutte le procedure indipendenti dalle caratteristiche dell'apparato mentre all'utente è lasciato solo il compito di definire gli algoritmi di calcolo da applicare ai dati. ROME è interfacciato con le librerie ROOT per l'analisi e l'immagazzinamento dei dati, con le librerie Midas [35] e ZEBRA per la lettura dei dati, con le librerie mysql 4.0 [36] per i database. La struttura dell'analisi viene scritta in un file di formato ASCII in linguaggio XML e trasformata in classi C++ da un apposito traduttore, chiamato ROMEBuilder. Il ROMEBuilder crea inoltre un file eseguibile, la documentazione della struttura ed un file di configurazione in cui è possibile gestire vari parametri globali. La struttura di Rome è riportata in fig. 2.24.

ROME comprende un totale di sei oggetti, basati sugli analoghi oggetti di ROOT: task, istogrammi, tree, folder, steering parameter, bank.

- Task. I Task sono oggetti che eseguono una qualche operazione, come ad esempio la ricostruzione delle variabili cinematiche nei vari rivelatori. Quando il file .XML viene compilato vengono prodotti due file per ogni task selezionata: un file di include (.h) ed un file sorgente (.cpp), che possono essere modificati dall'utente.

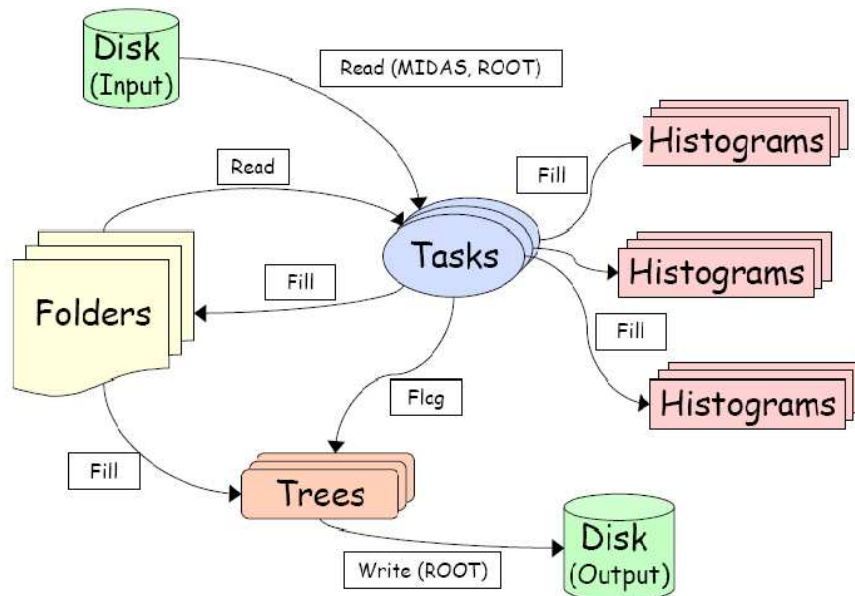


Figura 2.24: Struttura di Rome

- Folder. I folder sono oggetti che consentono l'immagazzinamento dei dati. In particolare ogni folder può contenere i dati di un singolo evento e viene sovrascritto, evento per evento, a meno che non venga selezionata l'opzione opportuna per salvarne il contenuto.
- Tree. I tree di ROME, mutuati da ROOT, sono oggetti che permettono l'immagazzinamento di grandi quantità di dati.
- Istogrammi. Gli istogrammi sono anch'essi mutuati da ROOT.
- Steering Parameter. ROME consente all'utente di definire dei parametri per selezionare quali task utilizzare, i database, il formato dei dati in ingresso ed in uscita e così via. Tali parametri devono essere specificati prima dell'inizio dell'analisi all'interno di un file di configurazione, creato automaticamente dal ROMEBuilder e modificabile dall'utente.
- Bank. Una banca è una sottostruttura di un evento che può contenere solo un tipo di dati, sia valori singoli che vettori di valori. ROME consente l'accesso a banche di tipo ZEBRA e Midas; quest'ultima è strutturata come mostrato in fig. 2.5.2.

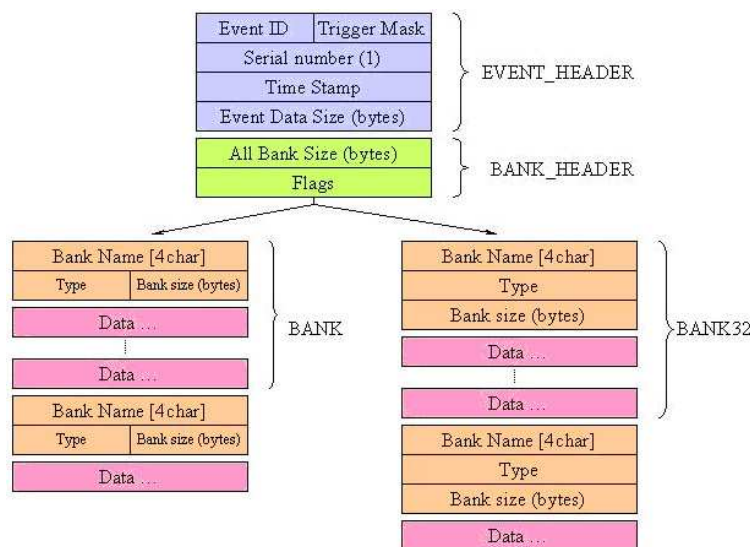


Figura 2.25: Struttura di una banca Midas

IL MEGANALYZER

Il MEGAnalyzer è un codice scritto in ambiente ROME che contiene al suo interno gli algoritmi di ricostruzione da applicare ai dati.

MEGAnalyzer accetta in ingresso i file ZEBRA prodotti dal Montecarlo, i file Midas prodotti dall'acquisizione dati, e i file ROOT prodotti dal MEGBartender. Questi ultimi contengono le forme d'onde dei segnali. Per l'analisi dei dati reali è necessario innanzitutto estrarre dalle forme d'onda le informazioni da utilizzare in fase di ricostruzione come ad esempio i tempi di arrivo e la carica raccolta da ciascun fototubo. Per la scrittura e la verifica degli algoritmi preliminari di decodifica delle forme d'onda è stato elaborato un ulteriore programma, chiamato MEGBartender (vedi paragrafo successivo) che rende i file di Montecarlo simili a quelli dei dati.

Il MEGAnalyzer è strutturato in task ognuna specifica per l'analisi e la ricostruzione degli eventi all'interno di un singolo rivelatore. Per il calorimetro elettromagnetico in particolare sono stati implementati gli algoritmi di ricostruzione della posizione e dell'energia e quelli relativi alle procedure di calibrazione del rivelatore tra cui la misura dei

guadagni e dell'efficienze quantiche dei fotomoltiplicatori. Il MEGAnalyzer restituisce in uscita i dati ricostruiti ed organizzati in alberi di ROOT.

Il MEGBartender

Il MEGBartender è un codice intermedio tra GEM ed il MEGAnalyzer, anch'esso scritto in ambiente ROME. Il suo compito è duplice:

- Simulare la forma d'onda dei segnali e la funzione di risposta dei fotomoltiplicatori utilizzando i tempi di arrivo dei fotoni di scintillazione su ogni fototubo come forniti da GEM. Le forme d'onda simulate vengono utilizzate, come osservato in precedenza, per testare gli algoritmi di decodifica implementati nel MEGAnalyzer.
- Sommare eventi diversi, sia simulati che reali, per studiare le forme d'onda in caso di sovrapposizione di eventi di fondo ("pile up") con ritardo temporale regolabile dall'utente. In questo modo è possibile disporre di eventi simulati di pile-up su cui elaborare opportuni algoritmi di separazione e riconoscimento.

In figura 2.26 è riportato uno schema della struttura del MEGBartender.

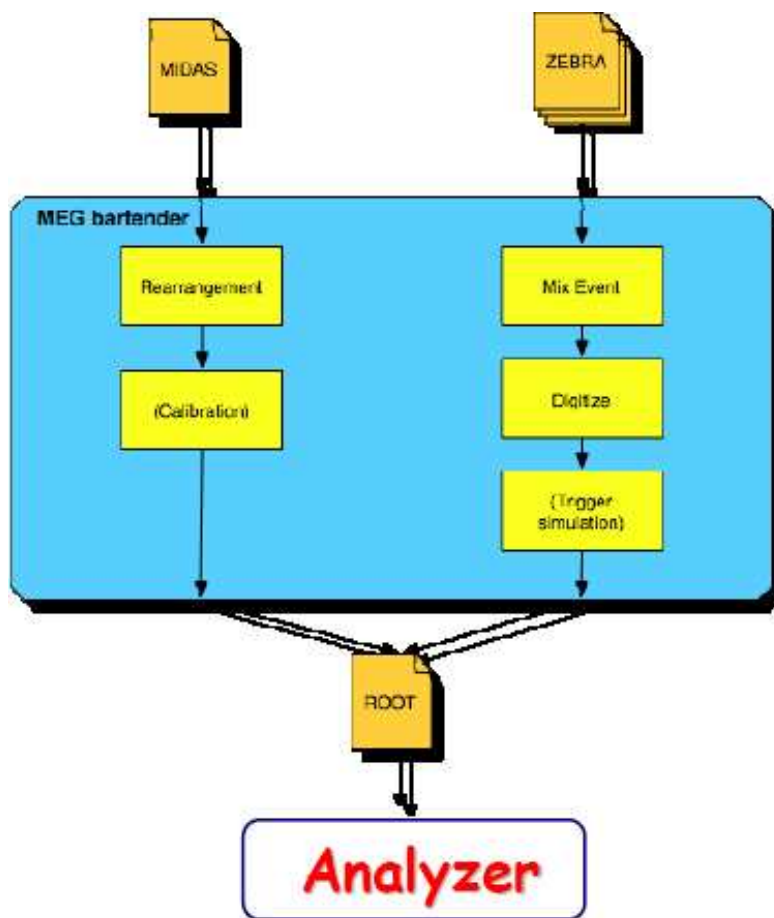


Figura 2.26: Struttura di MEGBartender

Capitolo 3

PM Test Facility

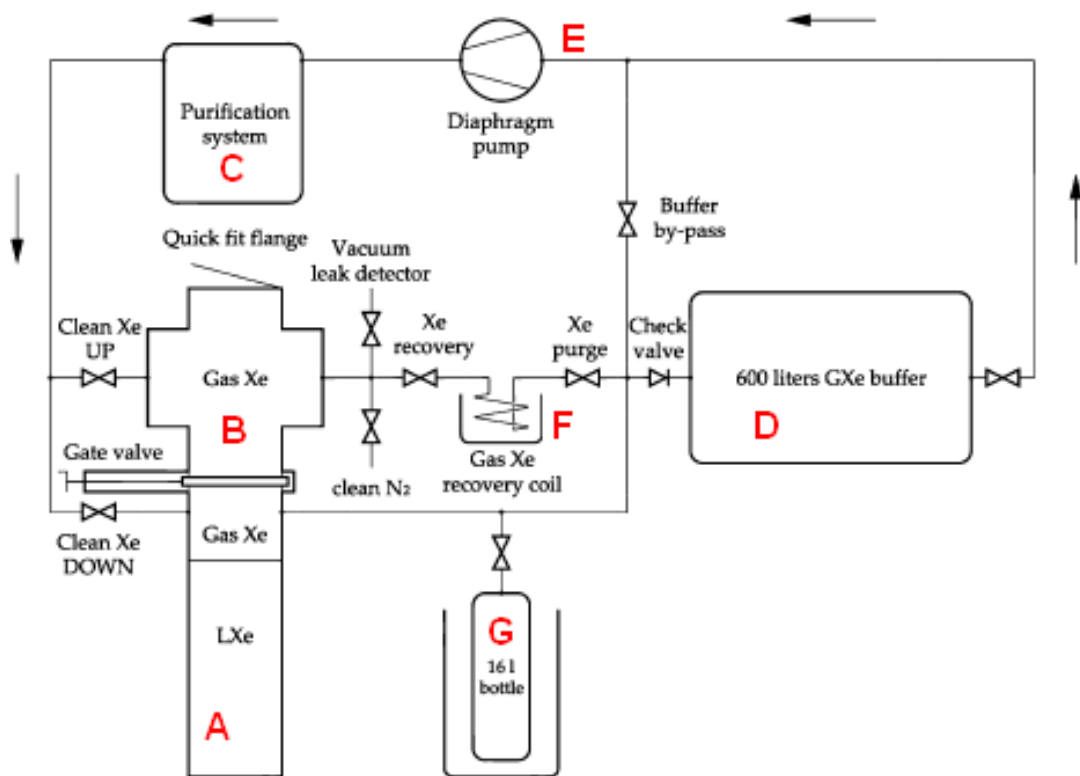


Figura 3.1: Schema della PMT

La PM Test Facility (PMTF) [37] è una piccola postazione presente presso i laboratori dell'INFN di PISA che consente la misura, alla temperatura dello Xe liquido ($-107^{\circ}C$),

dei parametri fondamentali di ogni fototubo: guadagni ed efficienze quantiche . Consente anche di testare come un fotomoltiplicatore reagisce in condizioni di affollamento. La PMTF consente il test di un solo fotomoltiplicatore per volta. Un suo schema generale è mostrato in fig.3.1.

3.1 Struttura della PMTF

La PMTF consiste di un “bicchiere” di acciaio per vuoto spinto del diametro di circa 10 cm (**A**), capace di contenere circa 2 litri di Xenon liquido, racchiuso in un cilindro del diametro di circa 25 cm in cui viene mantenuto il vuoto per garantire l’isolamento termico dall’esterno (fig.3.2). Il bicchiere è posto in comunicazione, per questioni di sicurezza e

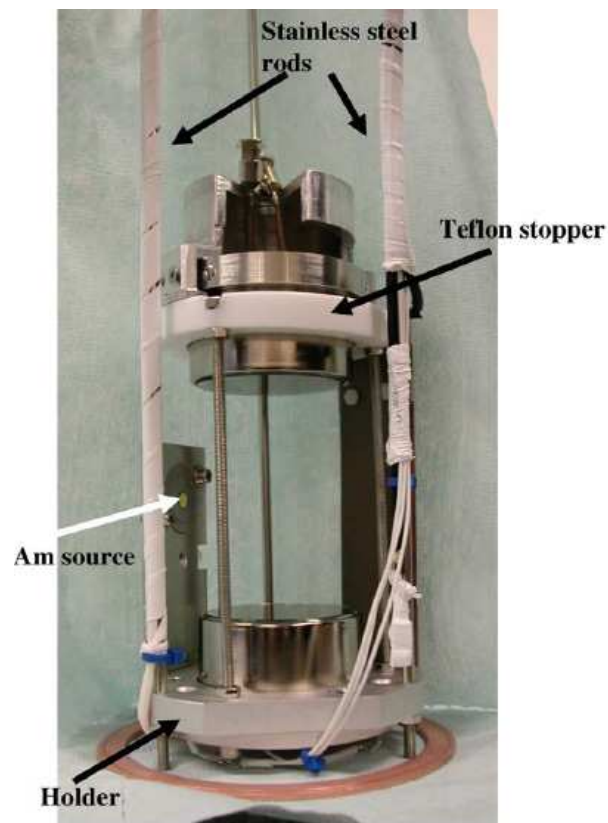


Figura 3.2: Fotografia della struttura del “bicchiere” di acciaio per il contenimento dello Xe liquido

per evitare di perdere Xe in caso di gassificazione, con un bidone di sicurezza di volume pari a 600 litri (**D**) che può contenere l'intero volume dello Xe gassoso, e con una bombola da 16 litri (**G**) nella quale può essere recuperato lo Xe liquido in caso di manutenzione o interventi sul bicchiere. Al di sopra del bicchiere è presente una testa fredda, mantenuta alla temperatura di circa $-107^{\circ}C$ per consentire la liquefazione dello Xe, e più in alto ancora una seconda zona (**B**), separata dal bicchiere tramite una valvola separatrice (Gate Valve), in cui viene lasciato fluire Xe gassoso. In questa zona avvengono le operazioni di riscaldamento e raffreddamento del fototubo per la sua sostituzione. Lo Xe gassoso che fluisce, investe il fotomoltiplicatore rimuovendone le impurità prima che quest'ultimo sia immerso nello Xe liquido. Lo Xe a sua volta viene purificato passando attraverso vari filtri per la rimozione dell'ossigeno e dell'acqua (**C**). Al di sopra della zona B è montato un movimento lineare per l'introduzione dall'alto del fototubo da testare. Per monitorare le condizioni dell'apparato in qualsiasi momento, all'interno dello stesso sono presenti più sensori, tutti facenti capo ad un programma di controllo gestito da un calcolatore:

- Due sensori di temperatura, uno per la testa fredda e l'altro per lo Xe liquido posti nella zona A.
- Due sensori di pressione nella zona A.
- Un sensore per il controllo del livello dello Xe liquido all'interno del bicchiere (A).

Altri due sensori di pressione sono posti all'ingresso del bidone D e all'uscita della zona B per monitorare la pressione dello Xe presente in fase gassosa. All'interno del bicchiere sono anche presenti:

- Tre LED per i vari test da effettuare sui fototubi.
- Una piccola sorgente di particelle alpha (^{241}Am) fissata al centro del bicchiere utilizzata per il test delle efficienze quantiche.
- Un fototubo di riferimento fissato sul fondo del bicchiere che serve come termine di paragone per il calcolo delle efficienze quantiche e per la risposta dei fototubi testati in condizioni d'affollamento.

3.1.1 Operazione di test del PMT

Il test di ogni fotomoltiplicatore si divide in più fasi:

- La prima fase è la fase di purificazione a caldo. Prima di essere immerso nello Xe liquido il fototubo da testare rimane per circa 30 minuti nella zona B, riscaldata a circa 50° da una cintura resistiva e isolata dal bicchiere dalla chiusura della valvola separatrice. Qui lo Xe gassoso è lasciato fluire nel verso indicato nello schema (fig.3.1) attraverso le valvole Clean Xe UP e Xe Recovery. Questa fase serve a eliminare le impurezze depositatesi sul fototubo durante l'installazione. Chiudendo la Check Valve e aprendo la valvola denominata Buffer By-pass si può evitare il passaggio dello Xe nel bidone D, e quindi evitare che si contaminino con lo Xe meno purificato presente nel bidone.
- La seconda fase è la fase del raffreddamento. La Gate Valve che separa la zona B dal bicchiere viene aperta, così come la Clean Xe DOWN mentre la Clean Xe UP viene chiusa. In questa maniera il flusso dello Xe è costretto a passare anche per la parte superiore del bicchiere. In questa fase, di circa 25 minuti, il fototubo continua a pulirsi e, essendo a contatto con lo Xe gassoso molto freddo proveniente dal bicchiere, raggiunge una temperatura più vicina a quella dello Xe liquido.
- La terza fase è la vera e propria fase di test. Il fototubo viene immerso nello Xe liquido e vengono effettuati i vari test. I test sono ripetuti due volte ruotando il fototubo attorno al proprio asse di 180° , questo per controllare eventuali inclinazioni del fotocatodo dovute ad una non corretta installazione.
- La quarta fase è la fase di riscaldamento. Il fototubo viene rimosso dallo Xe liquido e portato nella zona B, che viene quindi isolata dal bicchiere chiudendo la valvola di separazione. Il fototubo rimane in questa fase per circa 40 minuti per tornare ad una temperatura il più vicino possibile a quella ambientale.
- L'ultima fase è la sostituzione. Lo Xe gassoso viene recuperato in una serpentina (**F**) raffreddandolo con azoto liquido. La zona B, svuotata ed isolata dal resto dell'apparato, viene riempita di azoto gassoso. Il movimento lineare viene rimosso e viene sostituito il fototubo con un altro da testare. Una volta rimontato il

movimento lineare, viene fatto e testato il vuoto nella zona B. Dopodichè viene reintrodotta lo Xe gassoso all'interno e si ricomincia dalla prima fase.

3.1.2 Caratteristiche dei fotomoltiplicatori testati

Nella PMTF sono stati testati circa 400 fototubi della serie R9869 prodotti dalla Hamamatsu. Questi fotomoltiplicatori hanno un fotocatodo composto per il 96% della superficie da Potassio, Cesio e Antimonio (K-Cs-Sb) e per il restante 4% da striscioline di alluminio. Hanno dodici stadi di amplificazione e negli ultimi due presentano due diodi zener invece delle usuali resistenze di partitore e risultano avere un'efficienza quantica per la luce di scintillazione prodotta dallo Xe di circa il 15% (fig.3.3).



Figura 3.3: Fotomoltiplicatore della serie R9869

3.1.3 Il test dei piedistalli e dei guadagni

Il piedistallo di un fotomoltiplicatore è il segnale dovuto al rumore elettronico del fototubo e del canale ADC che riceve la sua uscita. La misura di questo coefficiente viene effettuata acquisendo all'incirca 5000 letture del fotomoltiplicatore senza nessun segnale (in realtà viene effettuato un run con i LED a tensione nulla) e fittando i dati ottenuti con una gaussiana. Il guadagno è il coefficiente che lega il numero di fotoelettroni emessi dal fotocatodo, con il numero di elettroni finali dopo l'amplificazione dovuta ai dinodi,

supponendo una relazione di tipo lineare. Per la misura di quest'ultimo scriviamo la seguente relazione:

$$q = gN + q_0 \quad (3.1)$$

con q la carica finale, g il guadagno, N il numero di fotoelettroni e q_0 il piedistallo. Considerato che N ha una distribuzione poissoniana approssimabile ad una gaussiana per $N > 10$, si può facilmente ricavare la varianza:

$$\sigma^2 = g^2N + \sigma_0^2 \quad (3.2)$$

Sostituendo la (3.1) nella (3.2) si ottiene:

$$\sigma^2 = g(q - q_0) + \sigma_0^2 \quad (3.3)$$

con σ_0^2 la varianza della distribuzione del piedistallo. Il guadagno viene ricavato dal fit lineare di σ^2 in funzione $(q - q_0)$. La misura viene quindi effettuata alimentando i LED con varie tensioni crescenti. Per ogni tensione vengono acquisiti 5000 segnali e vengono fittati con una gaussiana in modo da ottenere la media e la varianza. Successivamente viene riportata la seconda in funzione della prima e tramite un'ultima operazione di fit viene ottenuto il valore del guadagno (fig.3.4). Per ogni fototubo vengono effettuati tre

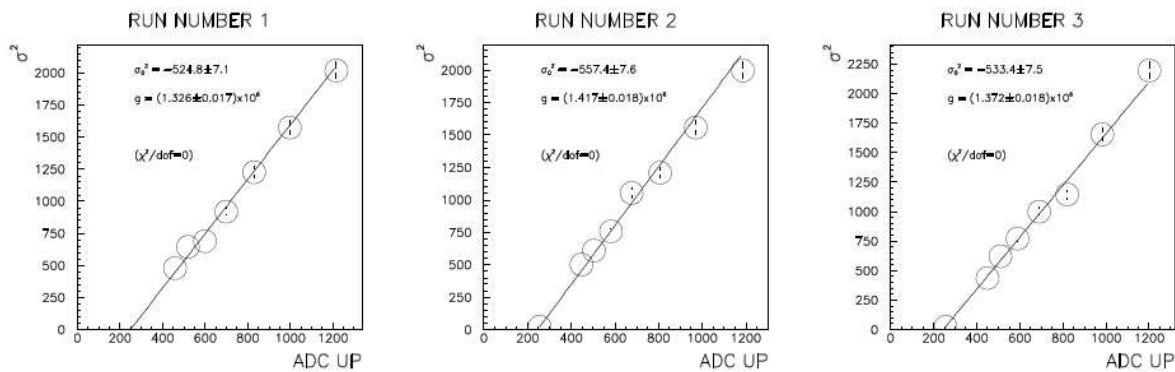


Figura 3.4: Interpolazione lineare per la determinazione del guadagno di un fototubo

test dei piedistalli e tre test dei guadagni. I risultati finali si ottengono mediando su questi.

3.1.4 Efficienze quantiche

L'efficienza quantica (QE) è una proprietà intrinseca del fotocatodo ed è la probabilità d'emissione di un fotoelettrone quando il fotocatodo è colpito da un fotone. L'efficienza quantica è legata alla temperatura e alla frequenza dei fotoni incidenti. Per la misura della QE è necessaria una conoscenza molto approfondita del mezzo scintillatore in modo da avere una stima quanto più corretta del numero di fotoni rilasciati nel mezzo per ogni MeV di energia depositata. Per ovviare a questo inconveniente, viene misurata una QE relativa al fototubo fissato sul fondo del bicchiere. Vengono acquisiti circa 5000 eventi dalla sorgente di ^{241}Am all'interno del bicchiere, e le misure così ottenute, corrette con i piedistalli e i guadagni calcolati, vengono interpolate con una gaussiana. Dal confronto delle medie delle due gaussiane relative al fototubo fisso e a quello da testare, si ottiene la QE relativa fra i due (fig.3.5).

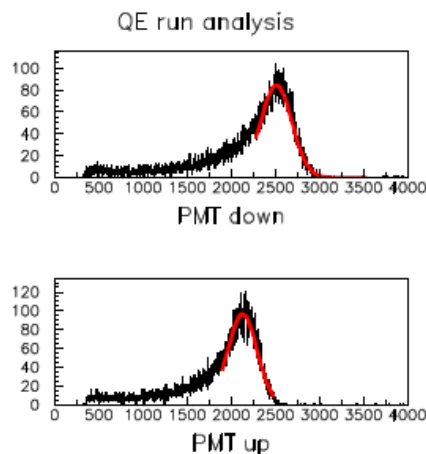


Figura 3.5: Interpolazione di una gaussiana per la determinazione dell'efficienza quantica relativa di un fototubo. Il grafico superiore è relativo al fototubo di riferimento, quello inferiore al fototubo da testare. In ascissa sono riportati i conteggi ADC e in ordinata il numero di eventi.

3.1.5 Comportamento dei PMT in condizioni d'affollamento

L'esperimento MEG lavorerà in un ambiente con un intenso fondo di fotoni a basse energie dovuti al decadimento radiativo del muone e alla cattura di neutroni termici

da parte dello Xe con successivo rilascio di fotoni di energia totale pari a circa 9 MeV. Questo intenso fondo può dar luogo a due inconvenienti: la diminuzione dei segnali nel caso di alta resistività del fotocatodo a basse temperature e un'alterazione del guadagno dovuto all'aumento della corrente anodica.

Aumento della resistività del fotocatodo a basse temperature

È noto [38] che la resistenza del fotocatodo dei fotomoltiplicatori aumenta a basse temperature. Questo genera, in condizioni di affollamento, un drastico calo nell'ampiezza del segnale di risposta del fotomoltiplicatore. Il fenomeno è stato osservato nella PMTF riproducendo il fondo con un led (BL), ed andando ad osservare la risposta del fotomoltiplicatore ad un segnale di riferimento generato da un secondo led (SL). In particolare è misurabile il rapporto tra la luce, proveniente dal SL, raccolta in presenza di fondo (plateau) e quella raccolta in assenza di fondo (peak). Come si può osservare in figura 3.6, nel caso di un fototubo di caratteristiche differenti dal R9869 (R6041), all'accensione del BL (High rate ON) è seguito un calo esponenziale della luce SL, che ritorna al valore iniziale appena spento il BL (High rate OFF). Questo effetto non è presente a temperatura ambiente ed è stato interpretato come un aumento della resistività alla temperatura dello Xe liquido. Il problema è stato risolto inserendo delle striscioline di alluminio, assenti nel R6041, sul fotocatodo in modo da diminuirne la resistività a basse temperature. In figura 3.7 sono riportati i risultati per due tipi diversi di fotomoltiplicatori; al variare della temperatura si può facilmente notare che per il fototubo con maggiore densità di striscioline d'alluminio, il rapporto tra plateau e peak rimane invariato all'abbassarsi della temperatura. Tutti i test di questo tipo sono stati effettuati in gas Argon per poter compiere misurazioni a temperature al di sotto dei $-110\text{ }^{\circ}\text{C}$, avendo quest'ultimo una temperatura di liquefazione inferiore a quella dello Xenon ($-150\text{ }^{\circ}\text{C}$ per l'Ar, $-107\text{ }^{\circ}\text{C}$ per lo Xe).

Alterazione del guadagno all'aumentare della corrente anodica

In un fototubo la stabilità del guadagno è determinata dalla tensione di alimentazione. Tuttavia la corrente anodica I_a , cioè la corrente dovuta al flusso dei fototelettroni che dal fotocatodo si muovono verso l'anodo, può modificare la differenza di tensione fra l'ultimo

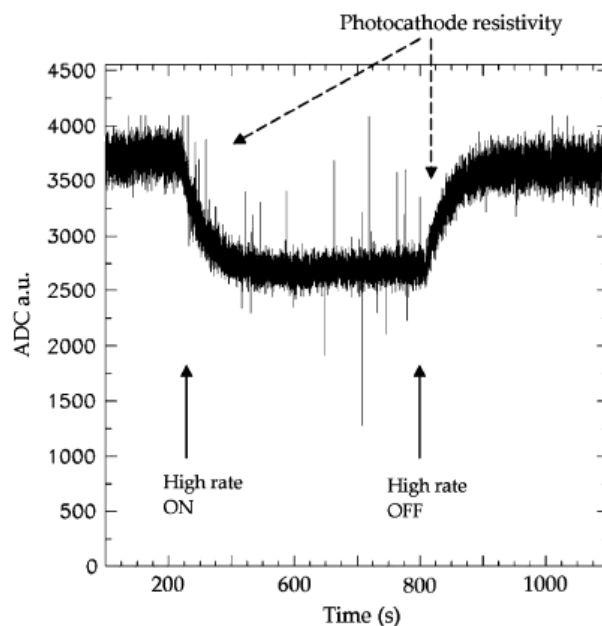


Figura 3.6: Risposta di un fotomoltiplicatore R6041, a basse temperature, in caso di intenso fondo di basse energie

dinodo e l'anodo portando quindi ad una variazione del guadagno. La corrente anodica è fortemente correlata al numero di fotoni che raggiunge il fotocatodo, quindi un intenso rumore, anche se di fotoni di bassissima energia, può causare problemi nella misura. In particolare si può esprimere la variazione del guadagno in funzione del rapporto tra la corrente anodica I_a e la corrente di base che scorre nel partitore I_p . Come si nota dalla figura 3.8 c'è una prima zona in cui all'aumentare del rapporto si verifica una sovrilinearità e al superamento di un certo valore si ha addirittura un drastico calo del guadagno. Per evitare problemi è sufficiente mantenere tale rapporto inferiore al punto percentuale : $\frac{I_a}{I_p} < 0.01$.

Nel caso dell'esperimento MEG il rumore di fotoni a basse energie è prodotto principalmente da due processi:

- Il decadimento radiativo del muone: $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \gamma$. I gamma provenienti da questo decadimento hanno energia media di 8 MeV (fig.3.9) ma solo il 10% di essi rientra nell'accettanza angolare del calorimetro. Si può quindi facilmente calcolare il numero di fotoni che raggiungono il fotocatodo dovuti a questo rumore, assu-

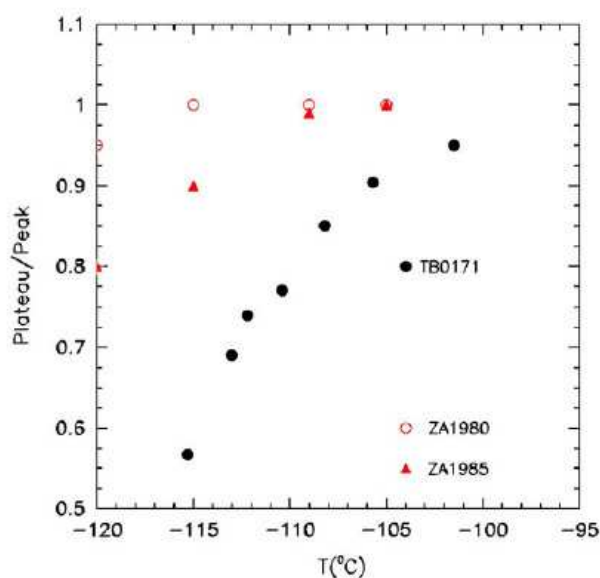


Figura 3.7: Dipendenza dell'effetto resistività del fotocatodo in funzione della temperatura per tre fototubi: uno (TB0171:serie R9288) con bassa densità di strisciole d'alluminio e due (ZA1980 e ZA1985: serie R9869) con doppia densità di strisciole d'alluminio

mendo il flusso di μ^+ pari a $10^8(\frac{\mu^+}{s})$, il BR del processo radiativo pari $10^{-2}(\frac{\gamma}{\mu^+})$, e 40000 il numero di fotoni rilasciati nello Xe per MeV depositato:

$$N_\gamma \approx 40000 \left(\frac{phe}{MeV} \right) * 8MeV * 10^8 \frac{\mu^+}{s} * 10^{-2} \frac{\gamma}{\mu^+} * 10\% \approx 3.2 * 10^{10} \quad (3.4)$$

Considerando una QE media del 20%, la copertura della superficie interna del calorimetro da parte dei fototubi pari a circa il 30%, ed un guadagno medio di 10^6 si ha una corrente :

$$I_a = \frac{N_\gamma \times QE \times Copertura \times g \times e}{N_{PMT}} \approx 0.4 \mu A \quad (3.5)$$

- La cattura da parte dello Xe di neutroni termici con un'emissione di vari fotoni di energia totale pari a 9 MeV. Nella sala sperimentale è presente un fondo di neutroni termici prodotti direttamente o indirettamente dal fascio misurato a $1.8 \pm 0.3 \frac{n}{s \text{ cm}^2}$ [39] che, analogamente al calcolo precedente, determina una corrente anodica pari a :

$$I_a \approx 0.4 \mu A \quad (3.6)$$

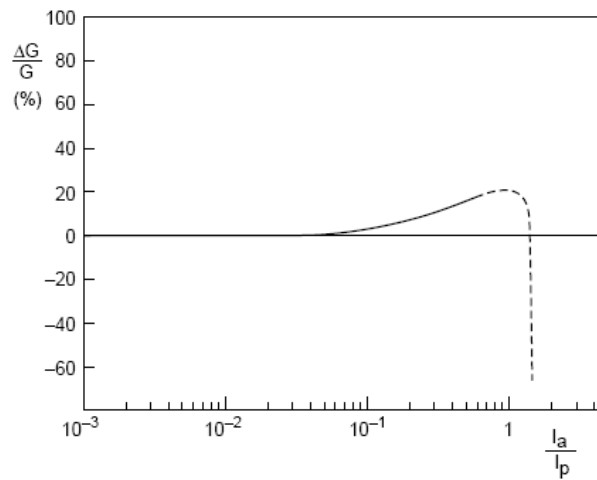


Figura 3.8: Variazione del guadagno (sovrilinearità) in funzione del rapporto $\frac{I_a}{I_p}$

Si ha quindi una corrente anodica totale dovuta ai due processi pari a $0.8 \mu A$ che rapportata con una corrente di partitore media in condizione di operazione normali di $60 \mu A$ da un valore pari a circa 0.02, superiore allo 0.01 richiesto.

Questo problema è stato risolto inserendo negli ultimi due stadi dell'amplificazione del fotomoltiplicatore, due diodi zener invece della usuali resistenze (fig.3.10); in questo modo viene eliminata la sovrilinearità e il rapporto a cui il guadagno decresce rapidamente avviene ad un rapporto $\frac{I_a}{I_p}$ dieci volte superiore.

L'efficacia dei diodi zener è stata verificata nel modo seguente: un led genera un corposo fondo a basse energia; la tensione del led viene aumentata fino a sondare zone di I_a pari a $7 \mu A$, superiore a quella attesa nella sala sperimentale. Dal confronto con il pmt fisso, non dotato di diodi zener, si può appurare il corretto funzionamento dei fototubi testati (fig.3.11).

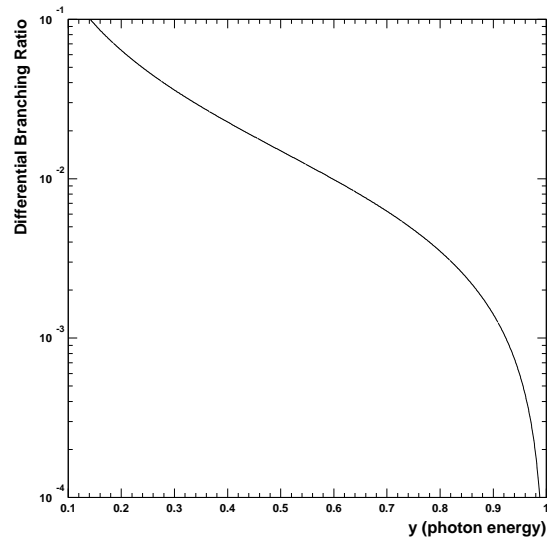


Figura 3.9: Spettro di Michel dei fotoni emessi da decadimento radiativo del muone. In ascissa la variabile è $y = \frac{2E_\gamma}{m_\mu}$

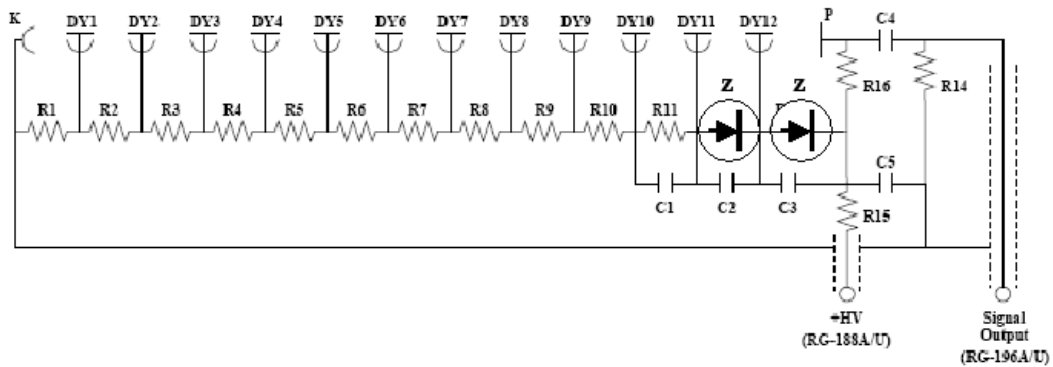


Figura 3.10: Schema del fotomoltiplicatore con i due diodi zener al posto dell'usuali resistenze negli ultimi passaggi del partitore.

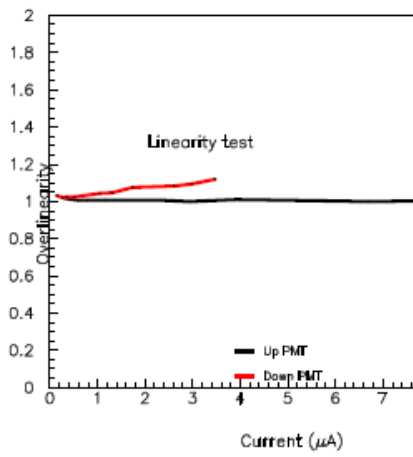


Figura 3.11: Confronto fra la risposta del fototubo di riferimento, e quello da testare dotato di diodo zener in condizioni di affollamento

Capitolo 4

Ricostruzione e calibrazione nel Large Prototype

Le caratteristiche di risposta dei fotomoltiplicatori del calorimetro elettromagnetico di MEG dovranno essere misurate una volta inseriti nell'apparato e ripetute con una frequenza tale da garantire il buon funzionamento del calorimetro. I metodi per compiere queste misure sono stati messi a punto su un prototipo di medie dimensioni del calorimetro chiamato Large Prototype (LP), capace di contenere 67 litri di Xenon liquido e fino a 264 fotomoltiplicatori. Illustreremo in questo capitolo la struttura del LP e gli algoritmi di calibrazione e di ricostruzione messi a punto per esso, occupandoci in particolare di eventi dovuti a particelle alfa provenienti da sorgenti montate all'interno del rivelatore. Il LP è stato utilizzato per misurare sperimentalmente le risoluzioni in energia e in tempo ottenibili da un calorimetro a Xenon liquido per fotoni da 54.9 MeV; mostreremo alla fine del capitolo i risultati ottenuti.

4.1 Struttura del large Prototype

Il Large Prototype è un prototipo progettato principalmente per studiare le risoluzioni ottenibili su γ di energie prossime all'energia del fotone del decadimento ricercato con un calorimetro di medie dimensioni. La sua struttura è un parallelepipedo di dimensioni pari a $40 \times 40 \times 50 \text{ cm}^3$, riempito con 67 litri di Xe liquido raffreddato tramite un criogeneratore

[40], aiutato in fase di liquefazione da una serpentina nel quale circola azoto liquido. L'intera struttura è isolata dall'esterno da due gusci di alluminio di spessore di 3 e 6 mm tra cui è mantenuto il vuoto (fig.4.1).

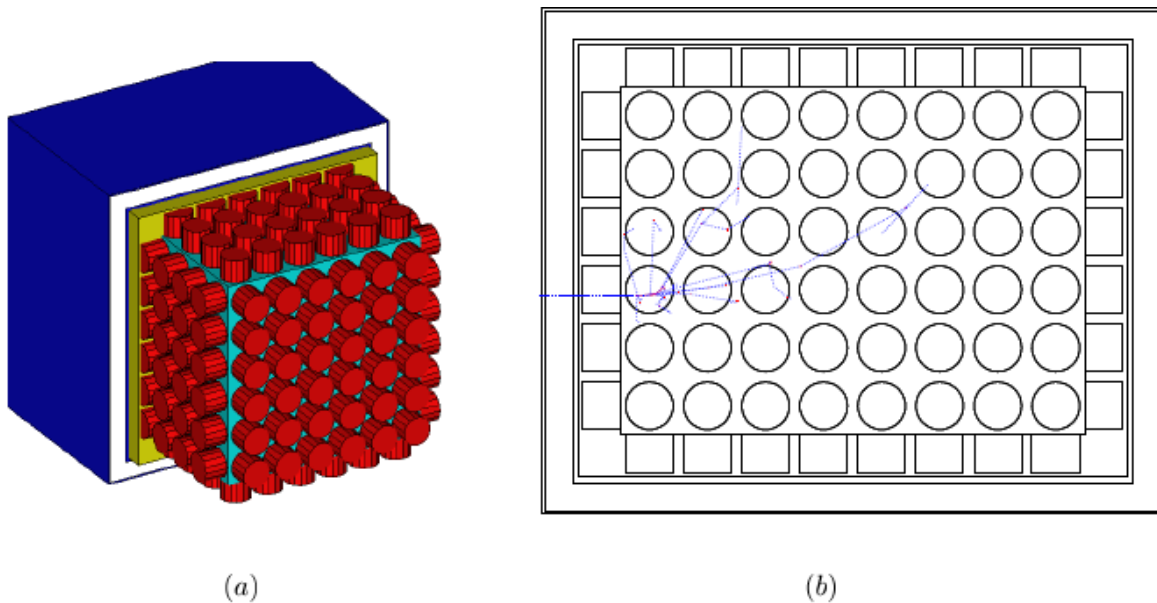


Figura 4.1: (a) Struttura del Large Prototype. (b) Evento all'interno del Large Prototype

Il LP è in grado di ospitare 264 PMT montati sulle sei pareti (48 su ognuna di quelle rettangolari e 36 su ognuna di quelle quadrate), di cui però solo 228 sono stati utilizzati, perchè disponibili, per le misure (fig.4.2). Cinque delle pareti sono in acciaio inossidabile, mentre una di quelle quadrate, quella utilizzata per l'entrata delle particelle di test, è costruita in G10, un materiale plastico, per minimizzare la quantità di materiale attraversato dalle particelle entranti.

All'interno del LP sono stati montati otto led blu e 4 fili, di spessore pari a $50 \mu\text{m}$ ognuno con due sorgenti alfa di ^{210}Po usati, rispettivamente, per la determinazione dei guadagni e delle efficienze quantiche dei fotomoltiplicatori e per la calibrazione in energia. L'utilizzo di sorgenti radioattive puntiformi su filo, studiato appositamente per questo calorimetro [41] rende possibile che un numero sufficiente di fotoelettroni generati da ciascuna sorgente raggiunga tutti i fotomoltiplicatori dell'apparato. Come vedremo nel paragrafo 4.4 ciò è fondamentale per il calcolo delle caratteristiche dei fototubi.

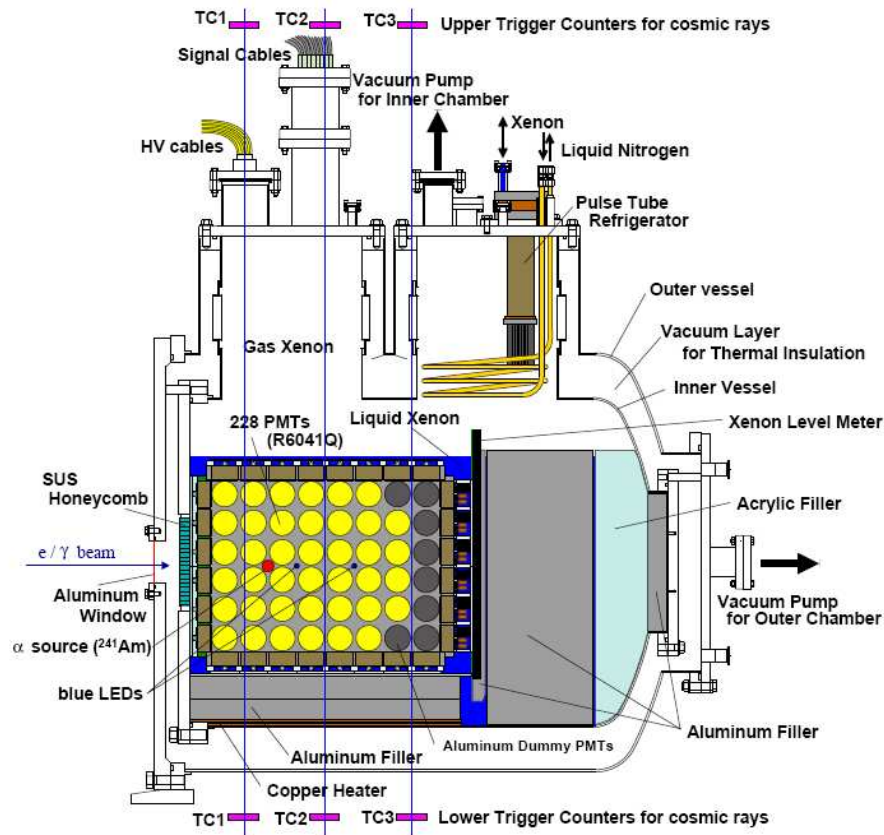


Figura 4.2: Vista schematica del Large Prototype

Introduciamo un sistema di coordinate centrato nel LP con assi (X,Y) lungo i lati della faccia d'ingresso e Z lungo la direzione perpendicolare, con i versi indicati in figura 4.3. Inoltre, chiamiamo ogni faccia con un nome corrispondente alla sua posizione rispetto alla direzione di entrata del fotone, come mostrato sempre in figura 4.3.

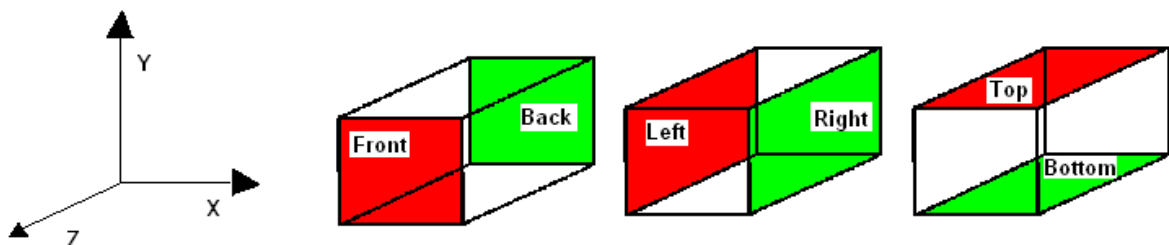


Figura 4.3: Assi del sistema di riferimento e denominazione delle varie facce del Large Prototype

Ogni fotomoltiplicatore del LP è collegato ad un canale ADC e, per ogni evento, le cariche raccolte vengono digitalizzate e immagazzinate in una banca di tipo Midas. Con ROME è possibile accedere a queste banche e sfruttare i dati per il calcolo dei parametri dei PMT, come spiegato nei paragrafi seguenti.

4.2 Piedistalli e guadagni

Come già spiegato nel paragrafo 3.1.3 i piedistalli non sono altro che il rumore elettronico dovuto al canale ADC e al fotomoltiplicatore. Per la stima di questo parametro, fondamentale per l'analisi, il procedimento è del tutto analogo a quello utilizzato nella PMTF. Vengono acquisiti circa 5000 eventi senza segnali e le cariche lette da ogni fototubo vengono istogrammate e fittate con una gaussiana. Poiché il procedimento è automatico, per evitare di includere nel calcolo fluttuazioni dovute a segnali spuri lontani dalla zona del piedistallo, l'operazione di fit viene ripetuta tre volte sfruttando i parametri (media e sigma) ricavati nel fit precedente. I tre passi consistono in:

1. Un fit gaussiano su tutti i dati.
2. Un secondo fit gaussiano in un intervallo di due sigma dalla media ricavate nel precedente calcolo.
3. Un ultimo fit gaussiano in un intervallo di cinque sigma dalla media ricavate dal secondo fit.

I parametri ricavati dall'ultimo fit vengono presi come stima del piedistallo (fig.4.4).

Per il calcolo dei guadagni il procedimento è del tutto analogo a quello esposto nel paragrafo 3.1.3 tramite l'utilizzo degli otto led blu montati all'interno del LP. In figura 4.5 riportiamo una tipica distribuzione di carica dei led vista da un fotomoltiplicatore. Il guadagno medio misurato per un fotomoltiplicatore alimentato a 800 V è dell'ordine di 10^6 .

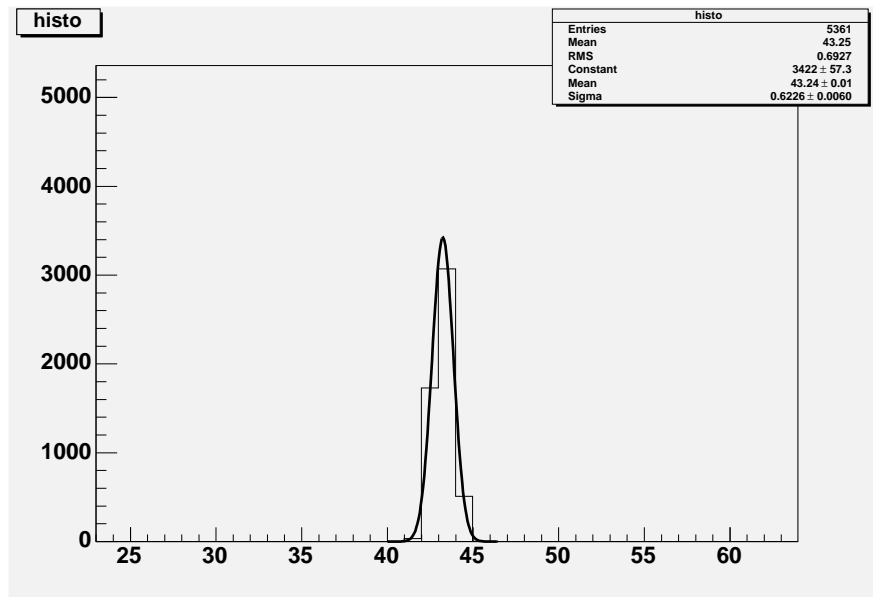


Figura 4.4: Fit con una gaussiana per la stima del piedistallo di un fotomoltiplicatore nel LP

4.3 Ricostruzione della posizione e dell'energia degli eventi α

Il procedimento per il calcolo delle efficienze quantiche all'interno del LP è diverso da quello sfruttato nella PMTF, come spiegato nel paragrafo 4.4; è necessario poter distinguere da quale delle otto sorgenti alfa interne al LP provengono gli eventi. Vista la collocazione delle sorgenti, il modo più semplice per fare la selezione è basarsi su tagli spaziali. È quindi necessario disporre di un metodo di ricostruzione (energia e posizione) dell'evento alfa. In particolare sono stati implementati due metodi: la media pesata sulla carica e il fit lineare.

4.3.1 Media pesata e somma carica

Il metodo della media pesata e della somma carica consiste nel ricostruire l'energia dell'evento semplicemente sommando le cariche raccolte da ogni fotomoltiplicatore, e la posizione dell'evento sfruttando la posizione di ogni fototubo (la posizione dell'evento e del fototubo sono ricavate nel sistema di coordinate suddetto), pesata sulla carica da lui

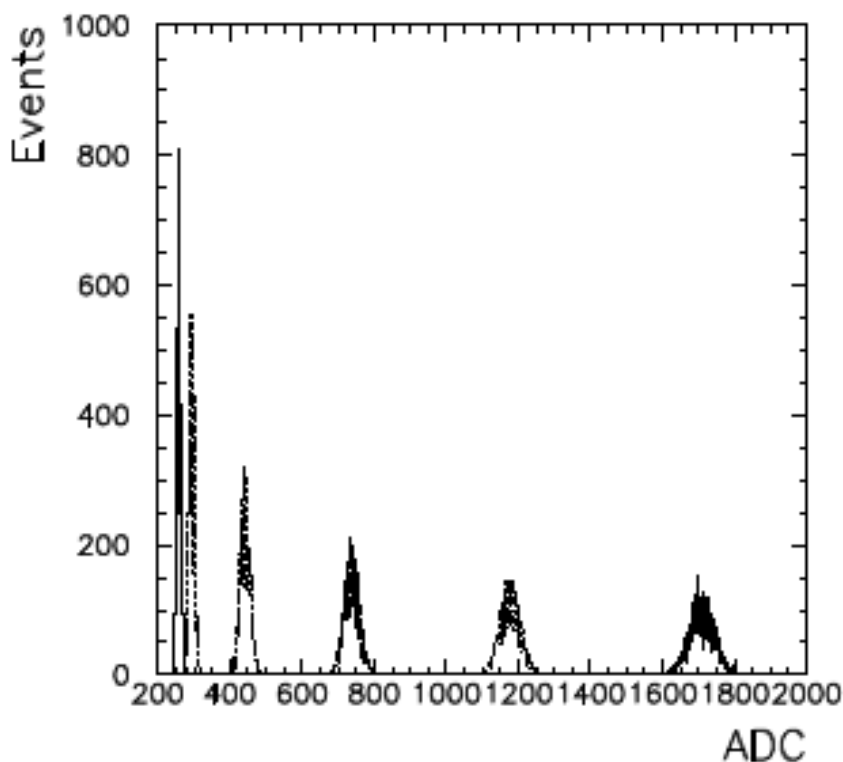


Figura 4.5: Tipico spettro ADC di un fotomoltiplicatore per diverse tensioni degli otto led

stesso letto:

$$\begin{aligned}
 \bar{x} &= \frac{\sum_i x_i Q_i}{\sum_i Q_i} \\
 \bar{y} &= \frac{\sum_i y_i Q_i}{\sum_i Q_i} \\
 \bar{z} &= \frac{\sum_i z_i Q_i}{\sum_i Q_i}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

con x_i , y_i , z_i e Q_i rispettivamente le posizioni e la carica letta dall' i -mo fototubo. Questo metodo ha però risultati diversi se utilizzato per eventi α in Xe gassoso o liquido. Nel caso dello Xe gassoso le sorgenti sono ricostruite correttamente intorno al punto di reale posizionamento (figura 4.6). La diversa forma e dimensioni delle sorgenti in figura non è dovuta a reali differenze nella ricostruzioni delle sorgenti ma è legata alla mancanza di alcuni fotomoltiplicatori in alcune zone del LP (fig.4.2) che implica un diverso rate di trigger per le varie sorgenti. Fittando con gaussiane le distribuzioni in posizione si

ottiene, per tutte le sorgenti, una $\sigma \approx 0.3 \text{ cm}$. In figura 4.7 riportiamo, ad esempio, i fit della distribuzione della coordinata x ricostruite per le quattro sorgenti sulla faccia frontale. L'energia è ricostruita con una risoluzione di circa il 7% (FWHM) (fig.4.8).

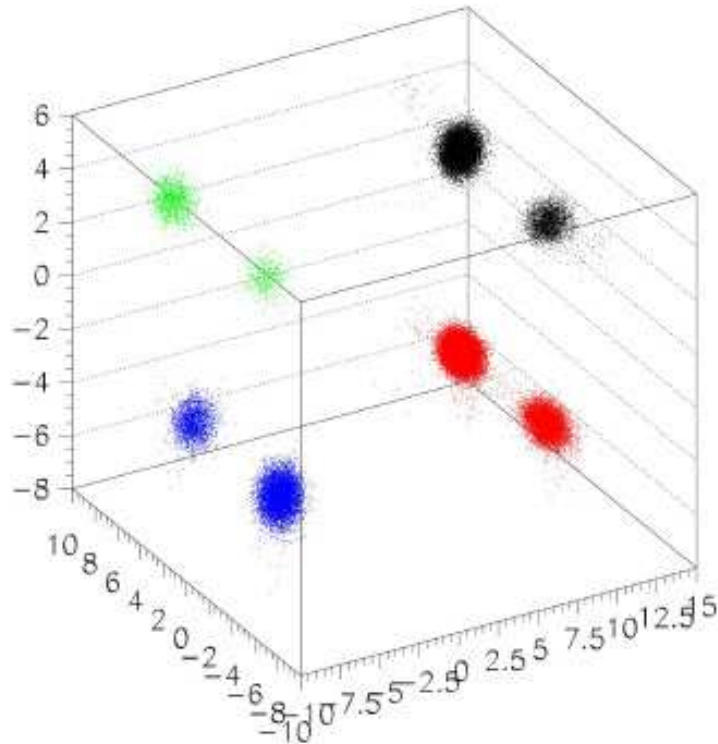


Figura 4.6: Ricostruzione delle posizioni degli eventi di ogni sorgente alfa in Xenon gassoso.

Il range delle particelle α in LXe è invece di circa $40 \mu\text{m}$ ed è quindi paragonabile alla dimensione del filo su cui è fissata la sorgente. Questo fa sì che, in alcuni casi, alcuni fotomoltiplicatori siano in ombra e che parte dei fotoni che dovrebbero giungere loro siano invece assorbiti dal filo dove è fissata la sorgente. In questo caso gli eventi vengono ricostruiti come anelli intorno alla sorgente d'appartenenza (fig.4.9).

4.3.2 Il Fit lineare

Il fit lineare è un metodo in cui alcune variabili di un evento vengono espresse come approssimazione lineare delle quantità misurate dal rivelatore. In particolare nel caso

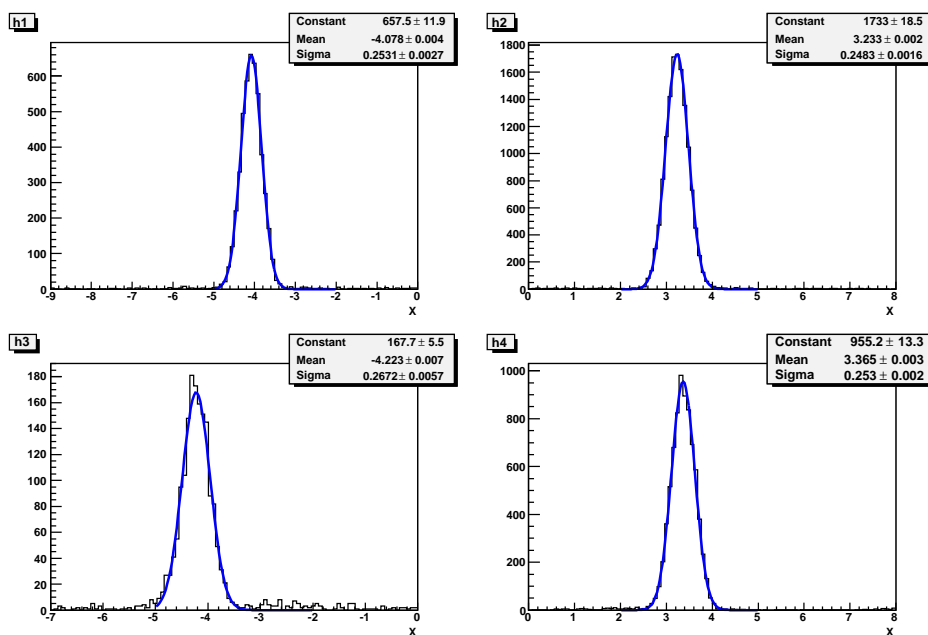


Figura 4.7: Fit gaussiani delle distribuzioni della coordinata X ricostruita per le quattro sorgenti vicine alla faccia frontale.

del nostro calorimetro elettromagnetico abbiamo definito l'energia di un evento come una combinazione lineare delle cariche lette dai fototubi, più una costante. In maniera analoga le coordinate dell'evento sono definite come combinazione lineare dei rapporti tra la carica letta e la carica totale con l'aggiunta di una costante. Per il calcolo dei coefficienti vengono generati un certo numero di eventi α (N) tramite una simulazione MonteCarlo; l'energia E e le coordinate x , y e z sono sviluppate come suddetto:

$$\begin{aligned}
 E &= a_0 + \sum_i a_i Q_i \\
 x &= b_0 + \sum_i b_i \frac{Q_i}{Q_{tot}} \\
 y &= c_0 + \sum_i c_i \frac{Q_i}{Q_{tot}} \\
 z &= d_0 + \sum_i d_i \frac{Q_i}{Q_{tot}}
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

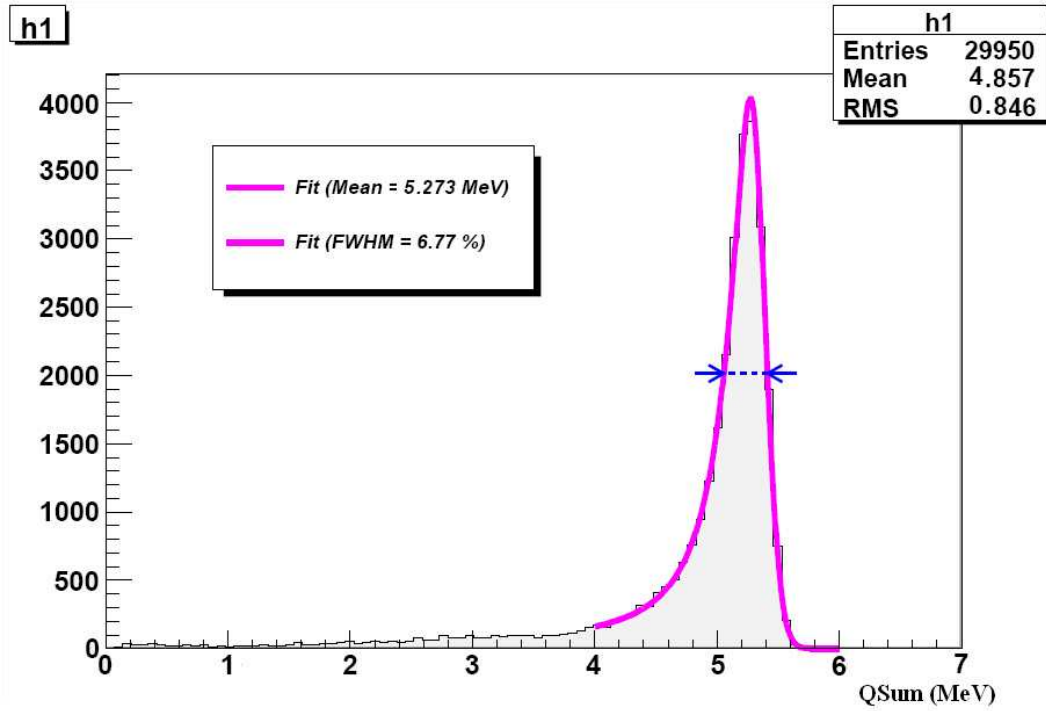


Figura 4.8: Risoluzione in energia per sorgenti alfa in Xe gassoso tramite la somma carica

Definendo con E_r , x_r , y_r e z_r i valori reali delle quattro variabili, i coefficienti e le costanti sono determinate minimizzando i seguenti χ^2 :

$$\begin{aligned}\chi_1^2 &= \sum_{\text{eventi di MC}}^N (E - E_r)^2 \\ \chi_2^2 &= \sum_{\text{eventi di MC}}^N (x - x_r)^2 \\ \chi_3^2 &= \sum_{\text{eventi di MC}}^N (y - y_r)^2 \\ \chi_4^2 &= \sum_{\text{eventi di MC}}^N (z - z_r)^2\end{aligned}\quad (4.3)$$

La procedura è analitica e fornisce i seguenti risultati:

$$c = \langle E_r \rangle - \left\langle \sum_j c_j Q_j \right\rangle \quad (4.4)$$

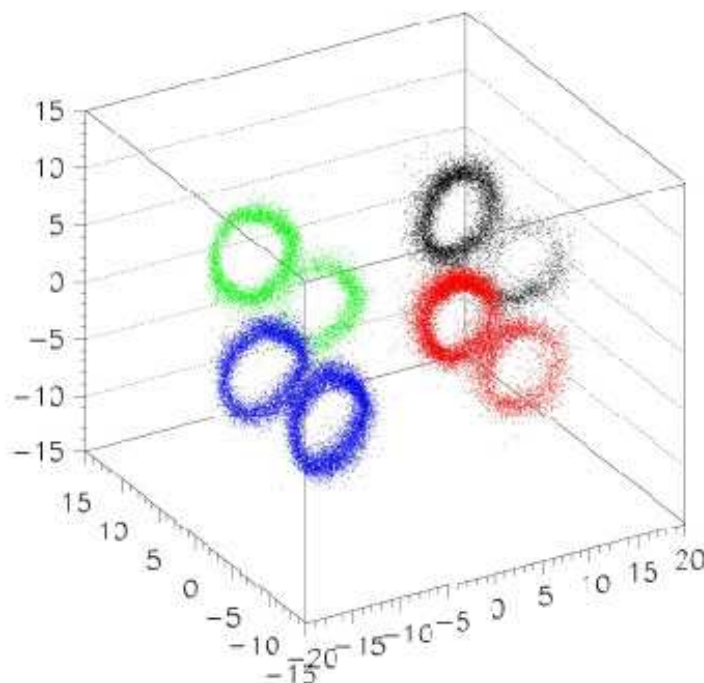


Figura 4.9: Ricostruzione delle posizioni degli eventi di ogni sorgente alfa in Xenon liquido.

$$c_i = \frac{M^{-1}}{N-1} \left[\sum_{\text{eventi di MC}}^N E_r Q_i - \frac{1}{N} \sum_{\text{eventi di MC}}^N E_r \sum_{\text{eventi di MC}}^N Q_i \right] \quad (4.5)$$

dove le medie sono calcolate sugli eventi MonteCarlo e M è la matrice di covarianza anch'essa calcolata sul MC:

$$M_{kl} \cong \langle (Q_k - \langle Q_k \rangle) (Q_l - \langle Q_l \rangle) \rangle \quad (4.6)$$

Ricavati i coefficienti e le quattro costanti, dalle letture dei fotomoltiplicatori si possono ricavare l'energia e le coordinate dell'evento α . Il fit lineare presenta tre limitazioni:

1. Una limitazione intrinseca legata alla sua natura di approssimazione al primo ordine. Infatti, facendo un paragone geometrico, si può immaginare il fit lineare come un piano che approssima un'ipersuperficie; la sua efficacia è quindi legata alla linearità dell'ipersuperficie.
2. Insufficienza di statistica. Affinchè i coefficienti del fit lineare siano corretti e riproducano in buona approssimazione la variabile misurata, è necessario che sia-

no calcolati su un numero minimo di eventi simulati tale da poter ottenere una mappatura abbastanza completa dello spazio delle configurazioni possibili. Questo numero è correlato alla complessità del sistema da analizzare. Ad esempio, nel caso di eventi generati in un punto è dell'ordine delle migliaia, nel caso di eventi generati nell'intero LP è dell'ordine delle decine di migliaia.

3. *Overtraining.* In linea di principio all'aumentare del numero di eventi del campione simulato su cui vengono calcolati i coefficienti del fit lineare, la precisione del metodo dovrebbe migliorare. In realtà dopo il raggiungimento di un certo numero di eventi simulati, il miglioramento legato all'aumentare della statistica diviene meno rilevante rispetto al peggioramento legato alle fluttuazioni nella probabilità di generazione di eventi rari che possono influire sul calcolo dei coefficienti del fit lineare.

È quindi necessario che il calcolo dei coefficienti avvenga su un numero sufficientemente grande da superare il problema dell'insufficienza di statistica ma non troppo, per non incorrere nell'*Overtraining*.

Il metodo è utilizzabile anche per la ricostruzione di altri eventi (γ , neutroni,...). Per ogni tipo di eventi deve essere creato uno specifico insieme di coefficienti tramite una simulazione Montecarlo dei medesimi. In particolare nel caso delle sorgenti alfa vengono calcolati due set di coefficienti: uno per lo Xe gassoso, l'altro per lo Xe liquido. Il metodo ricostruisce l'energia delle particelle α sia in Xe gassoso che in Xe liquido con una risoluzione di circa il 7% (FWHM). Per quanto riguarda le posizioni, il metodo lineare risolve il problema degli anelli in LXe, ricostruendo le sorgenti intorno alle reali posizioni con risoluzioni uguali a quelle ottenute con il metodo della media pesata.

Sono stati provati vari altri metodi di ricostruzione tra cui anche un metodo di minimizzazione dei quadrati. Tuttavia tutti questi metodi si sono rivelati meno efficienti del fit lineare, sia dal punto di vista dei risultati che da quello del tempo di calcolo necessario.

4.4 Efficienze quantiche

A differenza che nella PMTF, le efficienze quantiche nel LP non vengono stimate tramite il confronto con un fototubo di riferimento, ma dal confronto tra la carica attesa, fornita

dalla simulazione MonteCarlo, e la carica realmente raccolta dal fotomoltiplicatore. La presenza di otto sorgenti all'interno del rivelatore consente di ripetere l'operazione di confronto tra la carica raccolta e quella attesa in otto punti a differenti valori della carica, vista la distanza variabile tra il fotomoltiplicatore e le sorgenti. Fittando questi punti con una retta si ottiene una stima della QE (fig.4.10).

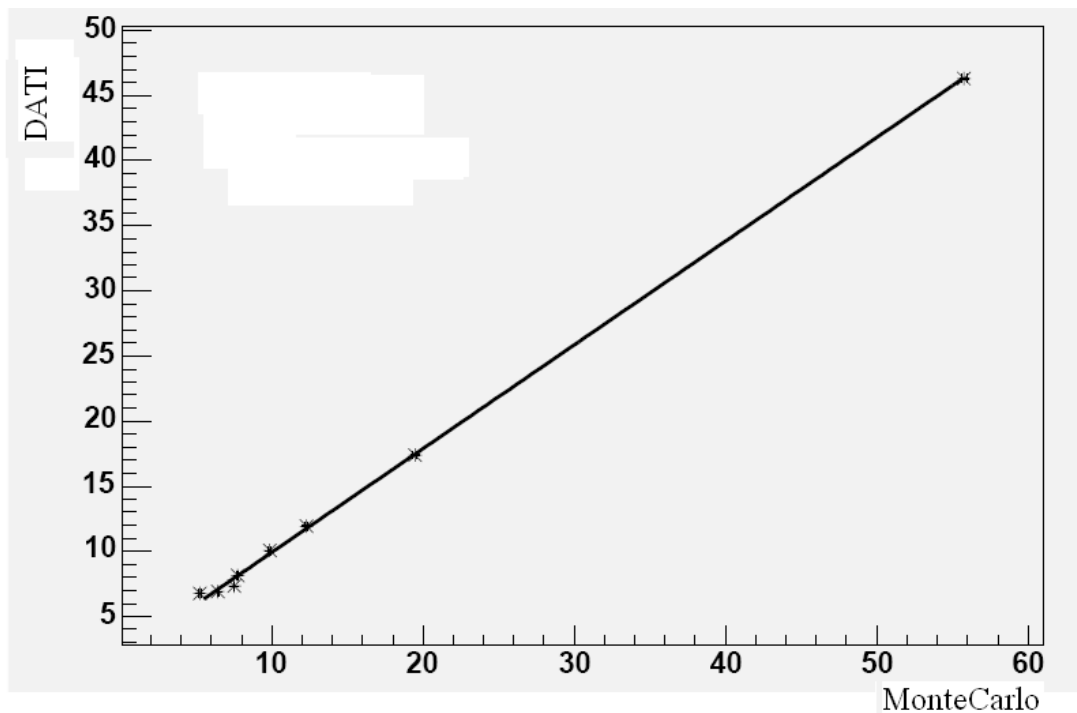


Figura 4.10: Esempio del fit di una retta usato per la determinazione dell'efficienza quantica di un fototubo. Ogni punto in figura è una delle otto sorgenti alfa.

Per fare questo è necessario poter selezionare gli eventi di ogni sorgente, per questo il procedimento si diversifica a seconda che lo Xenon sia gassoso o liquido.

- Nel caso di Xenon gassoso, come spiegato nel paragrafo precedente, le posizioni ricostruite per gli eventi di ogni sorgente sia con il metodo della carica pesata che del fit lineare sono ben separate spazialmente. La carica raccolta da ciascun fotomoltiplicatore per gli eventi di ciascuna sorgente viene istogrammata e la sua distribuzione viene fittata da una gaussiana (per le sorgenti più lontane il numero di fotoelettroni è troppo basso per poter utilizzare una gaussiana, viene quindi

utilizzata una poissoniana). Per un calcolo meno accurato ma più rapido è possibile sfruttare come stima della media della distribuzione la media dell'istogramma.

- In Xenon liquido, a causa dell'ombra del filo, gli eventi di sorgenti diverse non sono sempre ricostruiti ben separati con il metodo della carica pesata; è quindi indispensabile utilizzare il fit lineare. Inoltre diviene fondamentale separare, all'interno di ogni sorgente, gli eventi diretti verso il fototubo da quelli in direzione opposta, in cui parte dei fotoni di scintillazione vengono assorbiti dal filo e non raggiungono il fotocatodo. Infatti anche se il fit lineare riesce a separare spazialmente le sorgenti ricostruite in maniera soddisfacente, fornisce però solamente la ricostruzione dell'energia totale rilasciata nel calorimetro, mentre, per il calcolo delle QE, è necessario conoscere la carica raccolta singolarmente da ogni fototubo. A tale scopo viene adoperato il coseno dell'angolo θ indicato in fig.4.11. Se il suo valore è negativo, l'evento viene considerato diretto verso il fototubo; se è positivo, che se ne allontana.

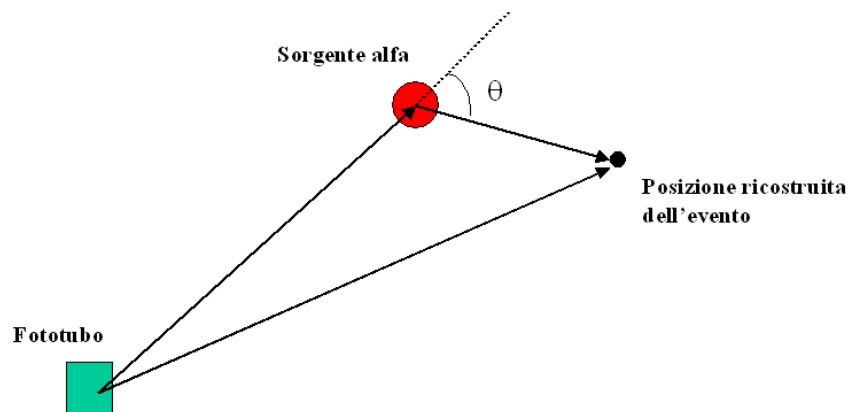


Figura 4.11: Selezione degli eventi alfa ricostruiti in direzione del fotomoltiplicatore tramite l'angolo θ

Il linea di principio la QE potrebbe dipendere sia dalla temperatura di misura, sia dalla lunghezza d'onda della luce di scintillazione. Come si può notare in tabella 4.1, il picco in lunghezza d'onda dello spettro di emissione dello Xe gassoso o liquido non varia di molto; inoltre i test in Xe gassoso sono stati effettuati a temperature prossime

al punto di liquefazione. In figura 4.12 è riportato il confronto tra le QE calcolate in gas e in liquido per un set di fotomoltiplicatori; si può notare una buona correlazione tra le due misure.

Inoltre dal semplice confronto tra la carica attesa dalla simulazione MC e quella realmente raccolta dal fotomoltiplicatore in funzione della distanza dalla sorgente alfa, utilizzando le QE misurate in Xe gassoso dove $\lambda_{abs} \rightarrow \infty$, è stato possibile stimare la lunghezza d'assorbimento dello Xenon liquido, e si è trovata maggiore di 3 metri. In linea di principio, con una continua purificazione dello Xenon si possono raggiungere lunghezze d'assorbimento molto grandi. Per il calcolo delle risoluzioni del capitolo successivo sarà assunta, arbitrariamente, una lunghezza di assorbimento di 5 metri.

Fase	Massimo dello spettro [nm]	FWHM [nm]	Ref.
gas (300 K)	175.1	16.1	[43]
gas denso ($\rho = 1.13 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$)	174.6	10.8	[44]
liquido (175 K)	176.1	12	[45]
liquido (160 K)	178.1	13	[43]
liquido	176.3	7.3	[46]

Tabella 4.1: Media dello spettro di scintillazione dello Xe in diverse condizioni

4.5 Risoluzione in energia del LP su fotoni provenienti dal decadimento del π_0

Per determinare la risoluzione energetica e temporale del LP su fotoni di energie prossime a quelle attese per un evento $\mu \rightarrow e \gamma$ sono stati sfruttati γ provenienti dal decadimento di π^0 . La massa del pione neutro è di $\approx 135 \text{ MeV}$, per cui i due fotoni prodotti nel decadimento hanno un'energia, nel centro di massa, pari a $E_\gamma = \frac{m_{\pi^0}}{2} \approx 67 \text{ MeV}$ molto vicina a quella dei fotoni del decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$. La produzione di π^0 avviene tramite la reazione di scambio carica a riposo del π^- su protone:



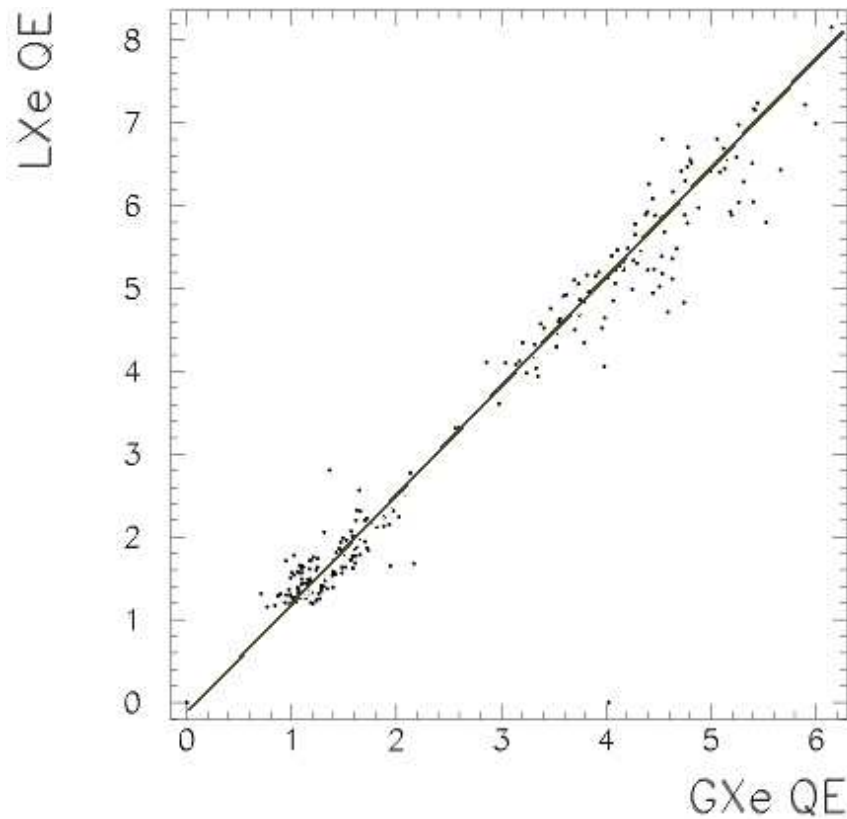


Figura 4.12: Confronto tra le efficienze quantiche in gas ed in liquido per un set di fotomoltiplicatori

Il π^0 prodotto ha un'energia cinetica di $\approx 2.9 \frac{MeV}{c}$ per cui i fotoni del decadimento non hanno più un'energia ben definita, ma si distribuiscono con uno spettro piatto che si estende da energie di $54.9 \frac{MeV}{c} \leq E \leq 83.9 \frac{MeV}{c}$. Questo, se consente di calibrare in un range di energie continuo, necessita, per la determinazione dell'energia del fotone incidente nel calorimetro, di un calorimetro ausiliare per misurare l'energia dell'altro fotone e l'angolo tra i due.

Nel caso del LP, il fascio di pioni negativi è stato fornito dalla stessa linea di fascio dei muoni positivi cambiando la polarità e l'intensità dei magneti. La reazione 4.7 avveniva in un bersaglio di idrogeno liquido posto ad un metro circa dal LP. Come calorimetro ausiliare per la misura in coincidenza, è stata utilizzato un rivelatore a scintillazione di ioduro di sodio (NaI), posto di fronte al LP (180°), perpendicolarmente alla linea di fascio. Il rivelatore a scintillazione era formato da 4 cristalli di Ioduro di Sodio drogato

con Tallio NaI(Tl), di dimensioni individuali pari a circa $14 \times 14 \times 35 \text{ cm}^3$, ognuno collegato ad un fotomoltiplicatore.

Davanti al bersaglio di H_2 era presente uno scintillatore plastico (S1) per registrare il passaggio dei π^- e delle altre particelle cariche presenti nel fascio incidente; i due rivelatori presentavano sulle facce d'ingresso due collimatori di piombo che assicuravano una finestra di entrata di soli $10 \times 10 \text{ cm}^2$ con una conseguente selezione su fotoni da 54.9 MeV, legata all'accettanza angolare, pari a $\frac{\Delta E}{E} \approx 1\%$. Inoltre tra il collimatore e lo NaI era presente un ulteriore scintillatore plastico (LYSO), collegato a due fototubi, necessario per la misurazione della risoluzione temporale (fig. 4.13).

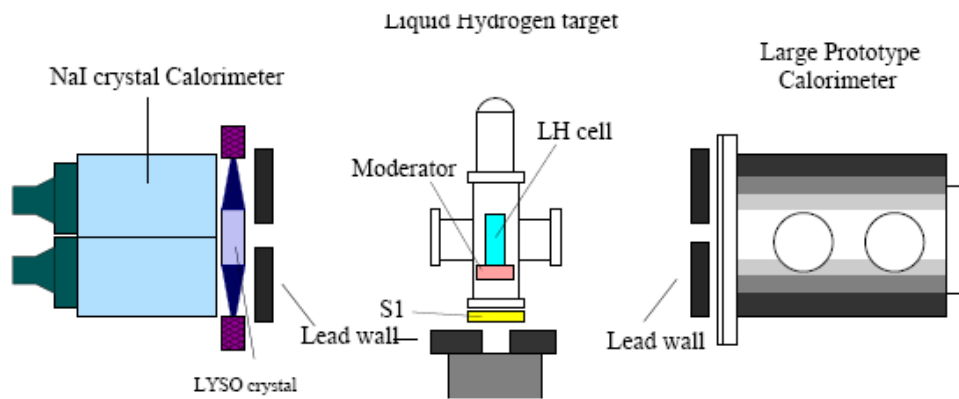


Figura 4.13: Schema dell'apparato per la calibrazione con i fotoni del decadimento del π^0

Gli eventi vengono selezionati tramite la coincidenza dei tre segnali nel LP, nello NaI e nello S1 [42]. In figura 4.14 mostriamo gli spettri dell'energia depositata nel LP, ricostruita tramite il fit lineare, e nello NaI.

Sui dati così raccolti vengono operati alcuni tagli:

- $\Delta t < 40 \text{ ns}$ (TCUT) ; Δt è la differenza tra il segnale della radio-frequenza (200 MHz) del ciclotrone e quello nel LP; questo taglio elimina segnali dovuti a fondi di neutroni ed altre particelle prodotte dal fascio.
- Energia rilasciata nello NaI+LYSO tra 70 e 100 MeV, per fotoni da 54.9 MeV, e tra tra 45 and 65 MeV, per fotoni da 82.9 MeV. (NAICUT)

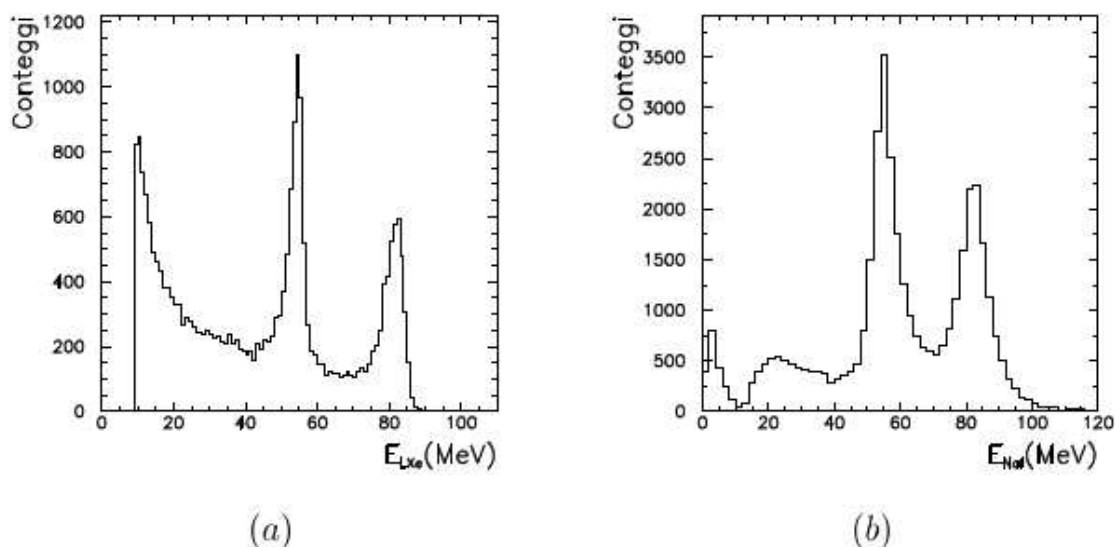


Figura 4.14: Spettro dell'energia depositata dai fotoni del decadimento del π^0 (a) nel Large Prototype, (b) nello Ioduro di Sodio

Questi primi due tagli bastano per separare i picchi a 54.9 e 82.9 MeV dal fondo. I successivi servono a migliorare la risoluzione della misura.

- **Saturazione dei fotomoltiplicatori della faccia d'ingresso (SATCUT)**; richiede che nessuno dei fotomoltiplicatori della faccia d'ingresso abbia registrato un valore della carica in saturazione
- **$R < 4.75\text{cm}$ (COLCUT)**; Richiede che il vertice d'interazione stia dentro alle dimensioni del collimatore.

La distribuzione in energia degli eventi selezionati viene fittata con una funzione empirica a 5 parametri [47]:

$$f(E) = \begin{cases} A \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E-E_0}{\sigma_0} \right)^2 \right] & \text{if } E \geq E_0 \\ A \times \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{E-E_0}{\sigma(E-E_0)} \right)^2 \right] & \text{if } E \leq E_0 \end{cases} \quad (4.8)$$

con $\sigma(E - E_0) = \sigma_0 + \sigma_1 \times (E - E_0) + \sigma_2 \times (E - E_0)^2$. I cinque parametri sono: A costante di normalizzazione, E_0 media della distribuzione, σ_0 deviazione standard

gaussiana (che rappresenta la parte destra della distribuzione), σ_1 , σ_2 e σ_3 tre coefficienti empirici per modellare la parte sinistra della distribuzione. In figura 4.15 sono riportate le risoluzioni ottenute per gli eventi da 54.9 MeV, con e senza il taglio su R.

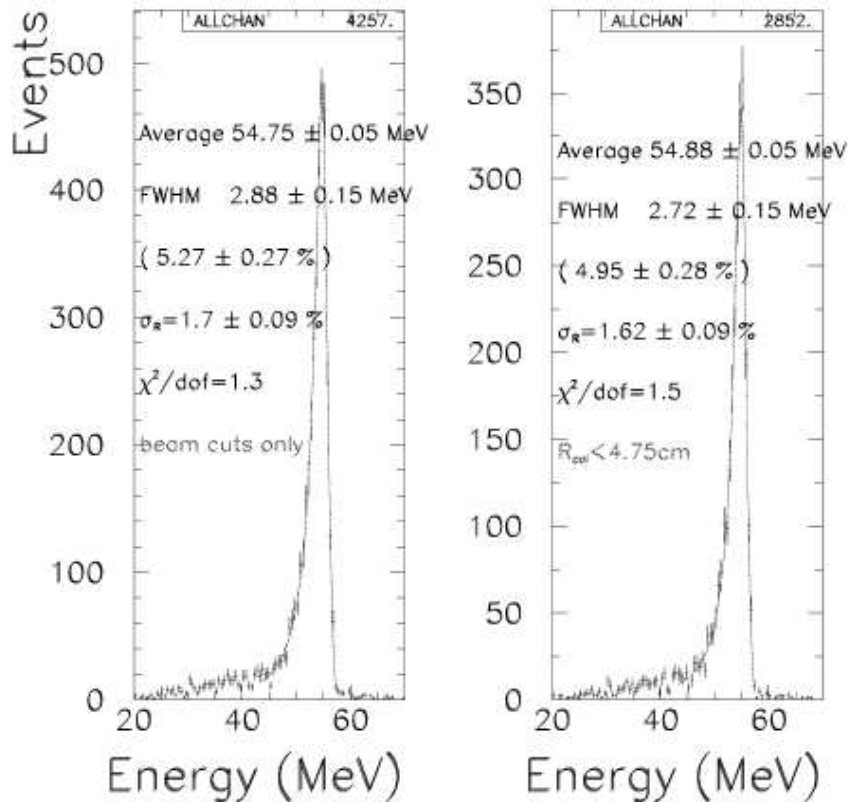


Figura 4.15: Risoluzione in energia su fotoni da 54.9 MeV: (a) senza taglio su R, (b) con taglio su R

In tabella 4.2 sono riportate le risoluzioni in energie ottenute con il fit lineare e con il metodo della somma carica in base ai diversi tagli applicati. La risoluzione ottenuta con una simulazione MC è del 3.8% (FWHM) ([47]). La discrepanza con le misure sperimentali può essere spiegata ricordando che il calcolo dei coefficienti del fit lineare è fatto su un campione di eventi simulati; quindi una risoluzione peggiore rispetto al MC è attesa nel caso che la distribuzione di carica di ciascun PMT non corrisponda esattamente a quella predetta dal MC. Queste differenze, effettivamente osservate, possono essere dovute sia a difetti della simulazione sia ad incertezza sulle QE, che a loro volta sono calcolate comparando i dati alle distribuzioni di carica simulate.

Tagli	σ_{LF} (FWHM) del fit lineare (%)	σ_{SC} (FWHM) della somma carica(%)
Nessuno	7.9 ± 0.2	15.7 ± 1.5
TCUT	7.6 ± 0.2	15.7 ± 1.6
+ NaICUT	6.0 ± 0.2	12.2 ± 0.9
+ SATCUT	5.4 ± 0.2	8.0 ± 0.3
+ COLCUT	5.0 ± 0.3	7.8 ± 0.4

Tabella 4.2: Risoluzione (FWHM) in energia per fotoni da 54.9 MeV per il metodo del fit lineare e della somma carica in base ai tagli effettuati.

Si capisce quindi come sia essenziale il continuo affinamento sia della misura delle caratteristiche dei fotomoltiplicatori che della simulazione MonteCarlo.

Per completezza diremo infine che la risoluzione temporale misurata nel LP su fotoni da 54.9 MeV è stata di circa 150 ps (FWHM) e che la risoluzione spaziale è stata misurata tramite un fascio di elettroni collimati, di energia dell'ordine dei 60 MeV, ottenendo una risoluzione per le coordinate x e y di:

- $\sigma \approx 2\text{ mm}$ per eventi che avvengono di fronte ad un fototubo;
- $\sigma \approx 4\text{ mm}$ per eventi che avvengono nell'area fra i fototubi.

Capitolo 5

Ricostruzioni e calibrazioni del calorimetro finale

Nel calorimetro finale ci si prefigge di raggiungere una risoluzione in energia, su fotoni da 52.8 MeV, del 5% (FWHM). Nel capitolo precedente abbiamo discusso gli algoritmi di calibrazione dei guadagni e delle QE dei fotomoltiplicatori e di ricostruzione dell'energia nel LP, e abbiamo mostrato che, tramite il loro utilizzo, è stato possibile raggiungere, nel LP, la risoluzione in energia richiesta dall'esperimento. Questi algoritmi sono facilmente esportabili ed utilizzabili per il calorimetro finale; in particolare gli algoritmi di ricostruzione sono utilizzabili su qualsiasi tipo di evento. Di seguito mostriamo uno studio sulla risoluzione in energia del calorimetro finale tramite il fit lineare, su fotoni da 52.8 MeV simulati tramite MC. Nella parte finale esponiamo i vari metodi di calibrazione che saranno utilizzati in esperimento per monitorare il buon funzionamento e la stabilità del calorimetro.

5.1 Risoluzione in energia stimata nel calorimetro tramite il fit lineare

Come detto, la stima della risoluzione in energia nel calorimetro finale è stata fatta mediante simulazioni MC, dal momento che il criostato del calorimetro è ancora in costruzione. A tal fine sono stati generati vari campioni da 10000 eventi di fotoni di segnale

considerando una lunghezza di assorbimento dello Xenon liquido di 5 metri. In base alle misure effettuate sul LP, tramite le sorgenti radioattive, è stato possibile dare un limite inferiore alla lunghezza d'assorbimento ($\lambda_{abs} > 3 m$), per cui la scelta del valore 5 metri, non essendo realmente a conoscenza della lunghezza di assorbimento raggiungibile nel calorimetro finale, rimane arbitrario. Per un'analisi corretta, in ciascun caso, 5000 eventi sono stati utilizzati per determinare i coefficienti del fit lineare, e sono stati ricostruiti solo i restanti 5000. La risoluzione è stata ottenuta fittando la distribuzione dell'energia ricostruita dal fit lineare con la funzione 4.8. Per tener conto delle interazioni nel materiale presente intorno alla linea di fascio e lungo il cammino dal bersaglio al calorimetro, l'intero apparato sperimentale è stato incluso nella simulazione. In particolare sono stati inclusi anche i fili interni al calorimetro sui quali saranno fissate le sorgenti α . In considerazione delle limitazioni del fit lineare esposte nel paragrafo 4.3.2, per aumentare la statistica degli eventi sui quali sono calcolati i coefficienti, è stato adoperato un metodo, denominato metodo di simmetrizzazione, esposto nel paragrafo seguente.

5.1.1 Processo di simmetrizzazione

Il calorimetro finale presenta due piani di simmetria: il piano (x,y) e il piano (x,z) (fig.5.1).

Ciascun fotomoltiplicatore, per un evento che converge nel punto (x,y,z), raccoglierà la stessa carica del suo simmetrico, rispetto al piano (X,Y), su un evento che converge nel punto (x,y,-z). Analogamente, ciascun fotomoltiplicatore raccoglierà la stessa carica del fototubo simmetrico, rispetto al piano (X,Z), per un evento che converge nel punto (x,-y,z), e di quello simmetrico, rispetto alla composizione delle due riflessioni, per un evento che converge nel punto (x,-y,-z). Questo consente di poter adoperare lo stesso evento simulato quattro volte applicando al calorimetro le riflessioni opportune, aumentando di un fattore 4 la statistica degli eventi per il calcolo dei coefficienti del fit lineare. Inoltre con questo metodo si incorre più lentamente nel problema dell'*Overtraining*, poichè utilizzando gli stessi 5000 eventi quattro volte la probabilità di incorrere in una fluttuazione nella generazione di eventi rari è minore.

Equivalentemente si può affermare che i coefficienti del fit lineare per fototubi simmetrici, rispetto alle suddette riflessioni, devono essere uguali.

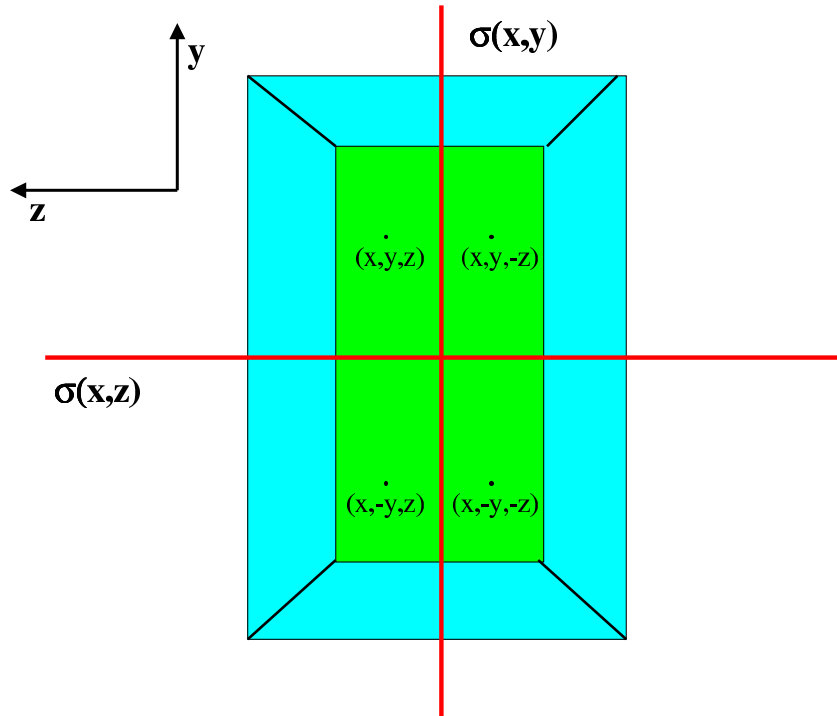


Figura 5.1: Piani di simmetria nel calorimetro

5.1.2 Risoluzione del calorimetro su eventi generati uniformemente

Come prima verifica della risoluzione ottenibile tramite il fit lineare su eventi di segnale, i fotoni da 52.8 MeV sono stati simulati uniformemente sull'intero calorimetro.

Sul campione è stato effettuato un taglio sul punto di conversione, eliminando quei fotoni che hanno convertito fuori dalla zona fiduciale del calorimetro. La risoluzione ottenuta, dopo l'applicazione del taglio, è:

- $\frac{\Gamma_E}{E}(FWHM) = 5.50\%$

In figura 5.2 è riportata la distribuzione dell'energia ricostruita con il fit per il calcolo della risoluzione.

La coda destra presente nelle distribuzioni è legata alla presunta validità dell'approssimazione lineare anche nella generazione di eventi in tutto l'apparato. Nel paragrafo successivo mostreremo, che nel caso di eventi generati in una area ristretta della zona

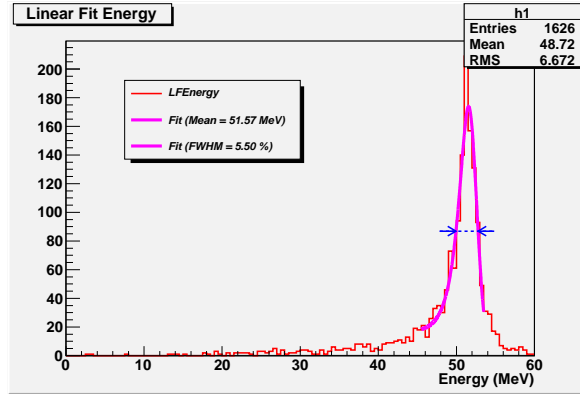


Figura 5.2: Risoluzione in energia su eventi generati uniformemente nel calorimetro

fiduciale, non osserveremo la coda a destra, e che quindi, rendendoci quindi più confidenti nell'approssimazione lineare. Questa differenza tra i due casi è da imputare alla differenza di variabilità dei due insiemi di configurazioni possibili: nel secondo caso è ridotta fissando gli angoli di produzione.

5.1.3 Risoluzione del calorimetro su eventi localizzati in aree della zona fiduciale

Come visto nel paragrafo precedente la risoluzione ottenuta, calcolando un solo set di coefficienti del fit lineare valido per un qualsiasi evento all'interno del calorimetro, non è soddisfacente per gli obiettivi prefissati dell'esperimento, inoltre la coda presente a destra della distribuzione genera un allargamento, e quindi un peggioramento della risoluzione, non legato alla statistica.

Per tener conto della conoscenza del punto d'impatto del fotone, la zona fiduciale del calorimetro è stata suddivisa in zone estese 0.09 in $\cos\theta$ e 0.09 rad in ϕ (pari a circa 2 volte la risoluzione FWHM sul punto d'impatto) ed è stato calcolato per ciascuna di esse un set di coefficienti del fit lineare. Con il sistema di coordinate cilindriche mostrato in figura 5.3, la zona fiduciale del calorimetro si estende nell'intervallo angolare:

- $-0.35 < \cos\theta < 0.35$ ($\approx 70^\circ < \theta < 110^\circ$)
- $2.10 < \phi < 4.20$ rad ($\approx 120^\circ < \phi < 240^\circ$)

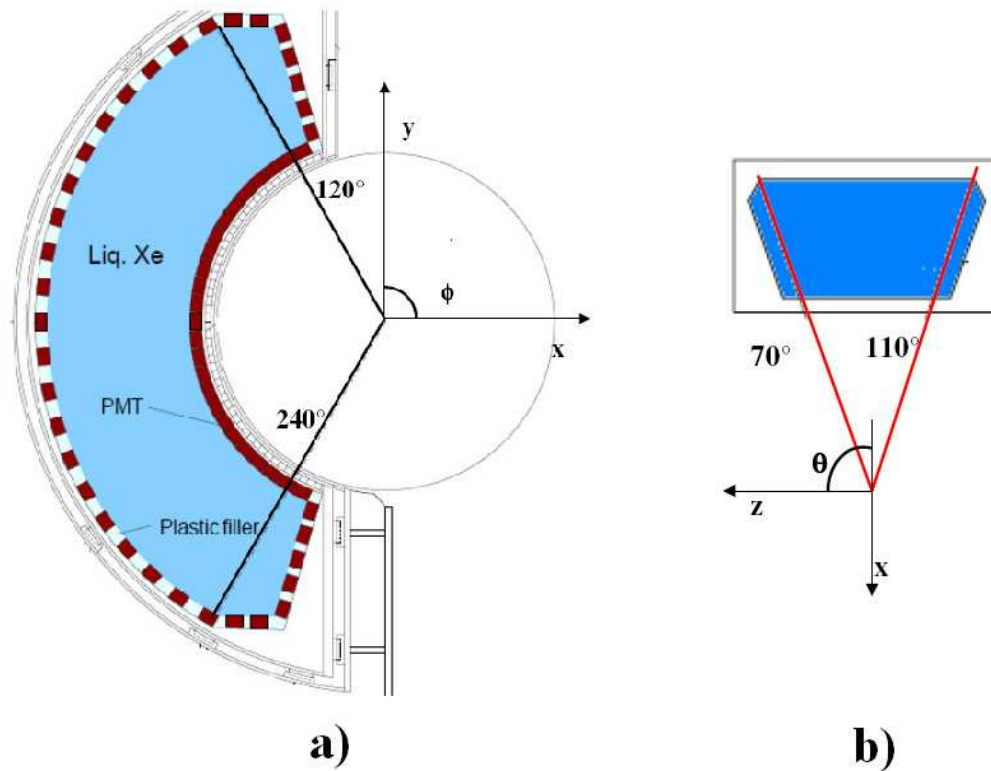


Figura 5.3: Zona fiduciale del calorimetro: a) intervallo in ϕ ; b) intervallo in θ

Sono stati calcolati i set di coefficienti nelle seguenti zone (fig. 5.4):

1. il quadrato centrale della zona fiduciale: $-0.045 < \cos \theta < 0.045$ e $3.095 < \phi < 3.185$ rad;
2. un quadrato in piena zona fiduciale: $0.165 < \cos \theta < 0.255$ e $2.575 < \phi < 2.665$ rad;
3. un quadrato sul bordo in ϕ : $-0.045 < \cos \theta < 0.045$ e $2.100 < \phi < 2.190$ rad;
4. un quadrato sul bordo in θ : $0.260 < \theta < 0.350$ e $3.095 < \phi < 3.185$ rad.

In figura 5.5 mostriamo i grafici dei fit effettuati per ottenere le risoluzioni per i diversi campioni; a differenza della distribuzione di energia ricostruita trovata per gli eventi generati uniformemente nel calorimetro, queste distribuzioni non presentano la

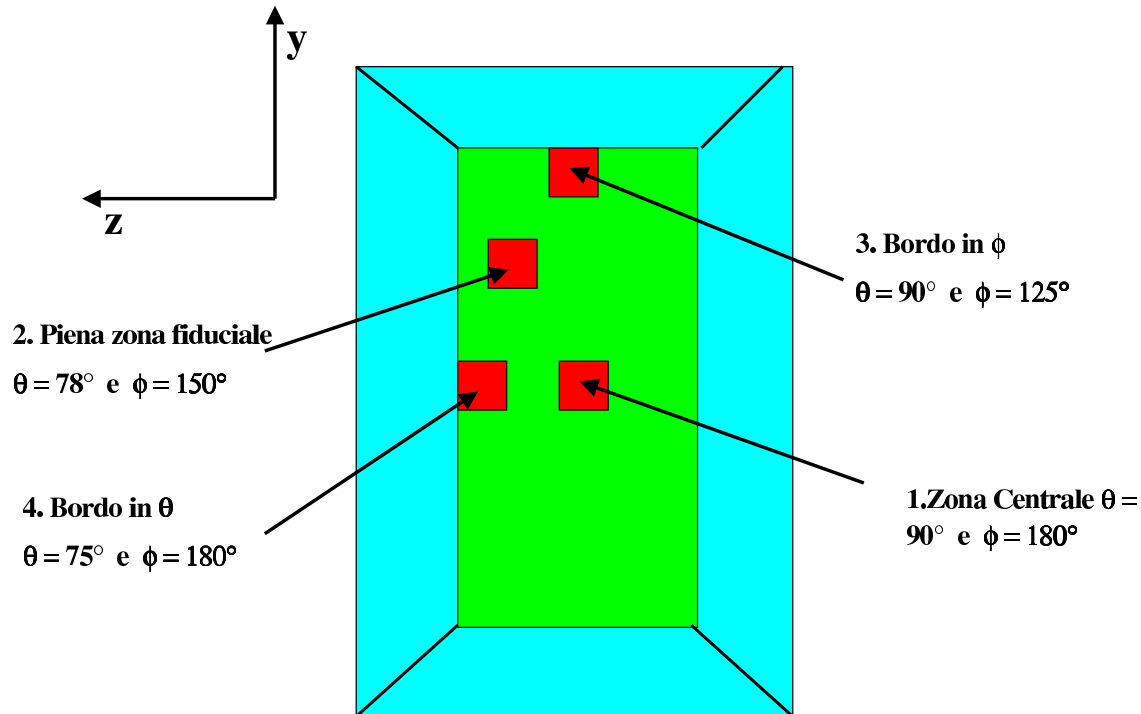


Figura 5.4: Zone nelle quali sono stati calcolati i diversi set di coefficienti del fit lineare. Le dimensioni dei quadratini in figura non sono proporzionali alle loro reali dimensioni.

coda a destra. In tabella 5.1 mostriamo le risoluzioni ottenute mentre, in tabella 5.2, la percentuale di fotoni che convertono nel calorimetro, ricavata dal MC.

Per ottenere una stima della risoluzione in energia dell'intero calorimetro, abbiamo calcolato il numero di zone di ogni specie in cui è divisibile l'area fiduciale e abbiamo operato una media pesata, considerando per ciascun tipo di zona la risoluzione ottenuta con la precedente analisi. Si ottiene così il seguente numero di zone:

- 123 zone di tipo 2, $\frac{\Gamma_E}{E}(FWHM) = 4.71\%$;
- 12 zone di tipo 3, $\frac{\Gamma_E}{E}(FWHM) = 5.37\%$;
- 46 zone di tipo 4, $\frac{\Gamma_E}{E}(FWHM) = 5.90\%$;

Visto l'unicità della zona di tipo 1, nel calcolo, abbiamo preferito considerarla fra quelle di tipo 2. Il valore ottenuto è pari a : $\langle \frac{\Gamma_E}{E} \rangle = 5.06\%$.

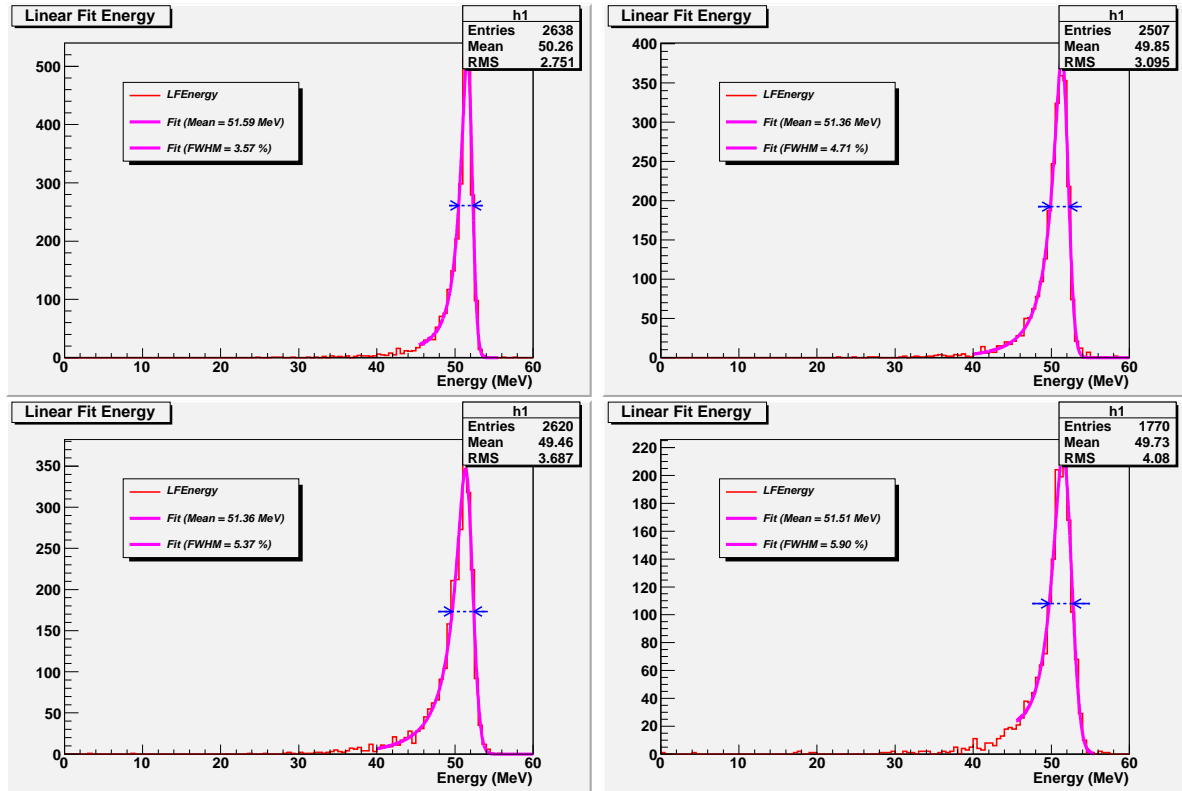


Figura 5.5: Risoluzioni in energia per le diverse zone. In alto: a sinistra la zona 1, a destra la zona 2. In basso: a sinistra la zona 3, a destra la zona 4.

Bisogna tener presente che questa stima è peggiorativa poichè abbiamo utilizzato come risoluzione media delle zone di tipo 2, la risoluzione calcolata per una zona abbastanza vicino al bordo in θ , mentre, come si può evincere dalla zona di tipo 1, ci aspettiamo un miglioramento nella risoluzione man mano che ci spostiamo verso il centro, a causa del miglior contenimento. È in corso il calcolo della risoluzione in energia senza le approssimazioni qui utilizzate.

5.2 Calibrazione nel calorimetro finale

Di seguito riportiamo i vari metodi messi a punto per una verifica continua e precisa della stabilità e della calibrazione del calorimetro. In particolare il metodo di calibrazione dei

Zona	$\frac{\Gamma_E}{E}$ (FWHM) $\lambda_{abs} = 5$ m
Zona 1	3.57%
Zona 2	4.71%
Zona 3	5.37%
Zona 4	5.90%

Tabella 5.1: Risoluzioni in energia ottenute per eventi generati nei diversi quadrati dell'applicazione o no del taglio in raggio di conversione

Zona	ϵ_{Fisica}
Zona 1	54%
Zona 2	54%
Zona 3	56%
Zona 4	49%

Tabella 5.2: Efficienza fisica, ed efficienza e purezza del taglio per i diversi campioni di dati

guadagni e delle QE descritto nel primo sottoparagrafo utilizzerà gli stessi algoritmi, opportunamente modificati per tener conto della nuova geometria, descritti per il LP.

5.2.1 Calibrazione dei guadagni e delle QE con LED e sorgenti Alpha

All'interno del calorimetro saranno installati un sistema di LED e 25 sorgenti alfa di ^{241}Am da 1 KBq, fissate a fili (fig.5.2.1), in modo da monitorare costantemente i guadagni e le efficienze quantiche dei fotomoltiplicatori con metodi spiegati nel capitolo 4.1. Prima di essere installate all'interno del calorimetro le sorgenti alfa sono state sottoposte a vari test per garantirne la stabilità e l'integrità nelle condizione in cui saranno usate.

L'energia delle particelle alfa emesse dall'Am è 5.44 MeV ma per utilizzarle nella calibrazione in energia bisogna tener presente che l'energia media W_{ph} di produzione di un fotone di scintillazione all'interno dello Xe dipende dalla particella ionizzante. In particolare, a parità di energia depositata nel calorimetro, una particella alfa crea meno fotoni di scintillazione di un elettrone ($W_{ph}^e \approx 19.6 \pm 2$ eV e $W_{ph}^\alpha \approx 23.7 \pm 2.4$ eV).

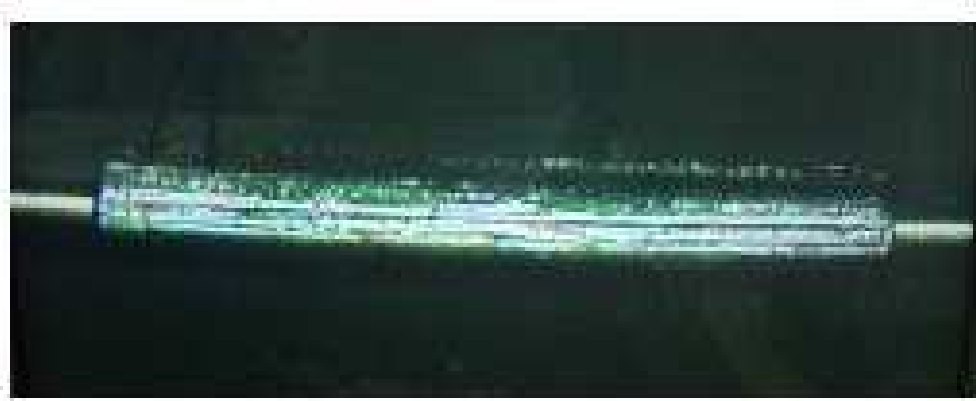


Figura 5.6: Sorgente alfa di ^{241}Am fissata sul filo

La presenza di più sorgenti alfa montate sullo stesso filo consente, oltre alle calibrazioni suddette, anche una misura della lunghezza d'assorbimento e di diffusione della luce di scintillazione nello Xenon.

5.2.2 Calibrazione con il Nickel

Questa calibrazione avviene bombardando con una sorgente di neutroni (verrà utilizzata una sorgente di Cf ma per i test è stata sfruttata una sorgente di Am/Be) delle lastre sottili di Nichel. Questo materiale è caratterizzato da grandi sezioni d'urto d'assorbimento per neutroni termici e da singole righe d'emissione molto intense di energia dell'ordine della decina di MeV. In tabella 5.3 riportiamo l'abbondanza relativa, la sezione d'urto di cattura di neutroni termici e le righe d'emissione più intense per ogni isotopo naturale. In figura 5.7 riportiamo la riga di emissione da 9 MeV misurata nel LP.

Reazione	Abbondanza %	σ di cattura [barn]	Riga d'emissione [MeV]
$^{58}\text{Ni}(n, \gamma) \rightarrow ^{59}\text{Ni}^*$	67.88	4.4	9.000
$^{60}\text{Ni}(n, \gamma) \rightarrow ^{61}\text{Ni}^*$	26.23	2.6	7.820
$^{62}\text{Ni}(n, \gamma) \rightarrow ^{63}\text{Ni}^*$	3.66	15	6.838
$^{64}\text{Ni}(n, \gamma) \rightarrow ^{65}\text{Ni}^*$	1.08	1.52	6.098

Tabella 5.3: Proprietà degli isotopi naturali più abbondanti del Nichel

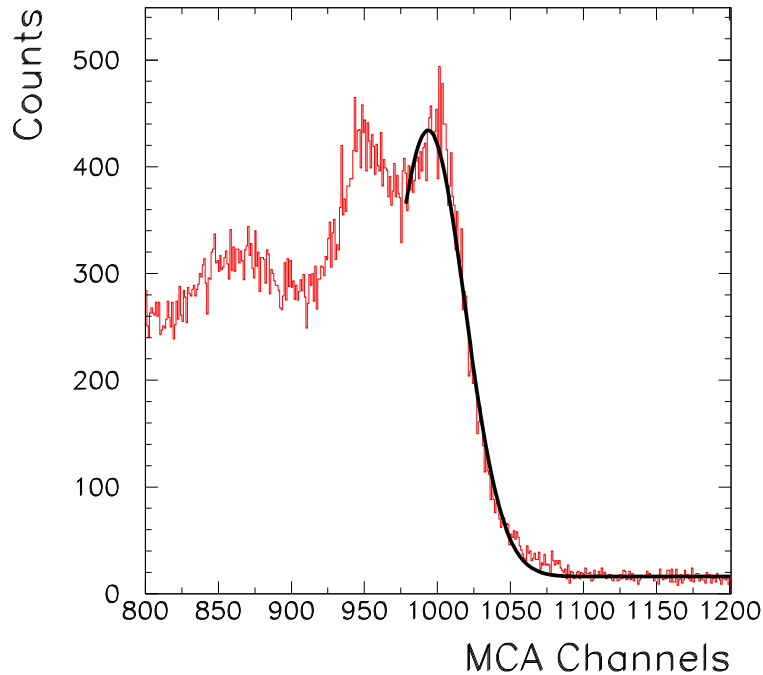


Figura 5.7: Riga da 9 MeV misurata con lo NaI

Le sorgenti di Am/Be e di Cf hanno un ampio spettro di emissione di neutroni ma per ottimizzare il sistema di calibrazione è necessario massimizzare il flusso e la cattura di quelli termici.

Per far questo, la sorgente è posizionata in un sistema di lastre alternate di nichel e polietilene, che funziona da moderatore. La grandezza di questo sistema ne impedisce l'ubicazione vicino al bersaglio, per questo è stata predisposta una zona sul retro del calorimetro, con una densità di fotomoltiplicatori uguale a quella della faccia d'ingresso, da cui saranno introdotti i fotoni di calibrazione. Questo rende parziale la calibrazione del calorimetro ma, a differenza delle calibrazioni con l'acceleratore e con il decadimento del π_0 può, in linea teorica, essere effettuata durante la presa dati consentendo un monitoraggio pressochè continuo della risposta del calorimetro.

5.2.3 Calibrazione tramite un acceleratore Cockroft-Walton

Un altro metodo per il monitoraggio della risoluzione in energia e in risposta temporale del calorimetro si otterrà tramite l'utilizzo di un acceleratore elettrostatico Cockroft-Walton (CW) di protoni (fig.5.8).



HVE 1.0 MV Coaxial Singletron Accelerator System

Figura 5.8: Foto dell'acceleratore CW

Questo acceleratore è in grado di produrre fasci di protoni molto stabili di energie variabili da 300-1000 KeV. Le sue caratteristiche sono riportate in tabella 5.4.

La calibrazione avviene sfruttando una risonanza della reazione $Li + p \rightarrow Be + \gamma$ all'energia del protone pari a 440 KeV (fig.5.10). Il fotone prodotto nella reazione ha un'energia pari a 17.6 MeV, solo di un fattore tre sotto quella del fotone atteso dal decadimento $\mu \rightarrow e \gamma$; inoltre, producendo fotoni di alta energia da protoni di bassa energia, la produzione di altre particelle (ad esempio alfa) è fortemente soppressa. La larghezza di risonanza è stretta ($\Gamma \approx 15 \text{ KeV}$) perciò è necessaria una grande precisione e stabilità del fascio di protoni. La calibrazione avverrà tramite lo spostamento del

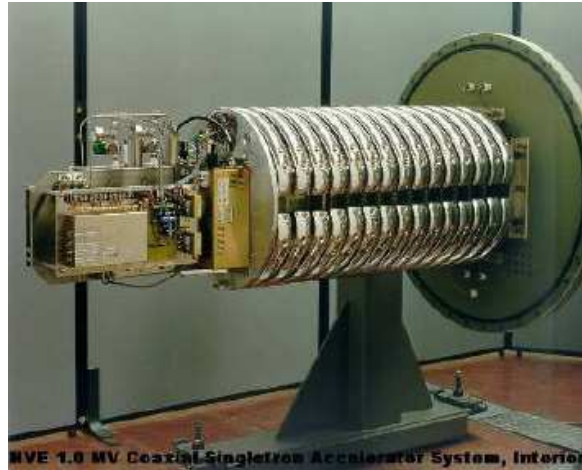


Figura 5.9: Foto dell'interno dell'acceleratore elettrostatico CW

bersaglio di polietilene e l'introduzione di un bersaglio di fluoruro di litio (LiF) in maniera automatizzata consentendo la ripetizione della calibrazione giornalmente. Non potendo avvicinare troppo l'acceleratore all'apparato per non interferire con il magnete COBRA, il fascio sarà introdotto tramite una linea di fascio ausiliare. Non è richiesta una sezione trasversa del fascio troppo piccola per evitare di danneggiare il bersaglio. Questo metodo consente di illuminare la faccia frontale del calorimetro uniformemente permettendo di testarne l'uniformità in risposta.

5.2.4 Calibrazione tramite decadimento del π_0 in $\gamma + \gamma$

Una calibrazione ottimale può essere fornita dai fotoni prodotti nel decadimento del π_0 in $\gamma + \gamma$ come già fatto per il LP (paragrafo 4.5). Come calorimetro ausiliare si è optato per un rivelatore costituito da cristalli di ioduro di sodio (NaI), disposto di fronte al calorimetro a Xenon liquido e montato su un supporto mobile (fig.5.11) che consente spostamenti lungo l'angolo ϕ (vedi fig.5.12).

Lo ioduro di sodio sarà composto da nove cristalli disposti in un a matrice di alluminio. L'angolo sarà determinato con un'analisi del calorimetro a xenon liquido per ricavare la direzione del fotone incidente; la direzione di incidenza sul NaI sarà ottenuta in base alla media pesata della carica vista dai diversi cristalli. La necessità di introdurre il bersaglio

Caratteristiche	MEG CW
Energia [KeV]	300-900
Dispersione in energia [KeV] (FWHM)	<0.5
Dispersione in angolo (superiore ed inferiore) [mRad] (FWHM)	0.90
Assi della sezione del fascio a 3m (x, y) [mm]	1.75, 1.75
Stabilità in energia (FWHM)[%]	0.1
Range di corrente [μA]	1-100
Stabilità in corrente [%]	3

Tabella 5.4: Caratteristiche dell'acceleratore elettrostatico CW

di idrogeno liquido e di cambiare la composizione del fascio, rendono questa calibrazione non effettuabile durante la presa dati e molto meno frequente della calibrazione con l'acceleratore di protoni.

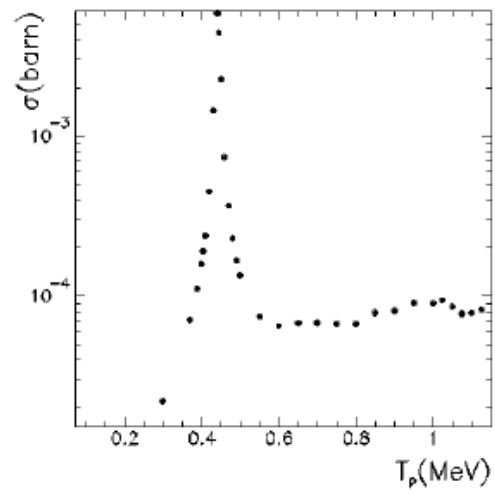


Figura 5.10: Sezione d'urto del processo $Li + p \rightarrow Be + \gamma$ in funzione dell'energia cinetica del protone



Figura 5.11: Supporto mobile per lo spostamento del calorimetro ausiliare di NaI

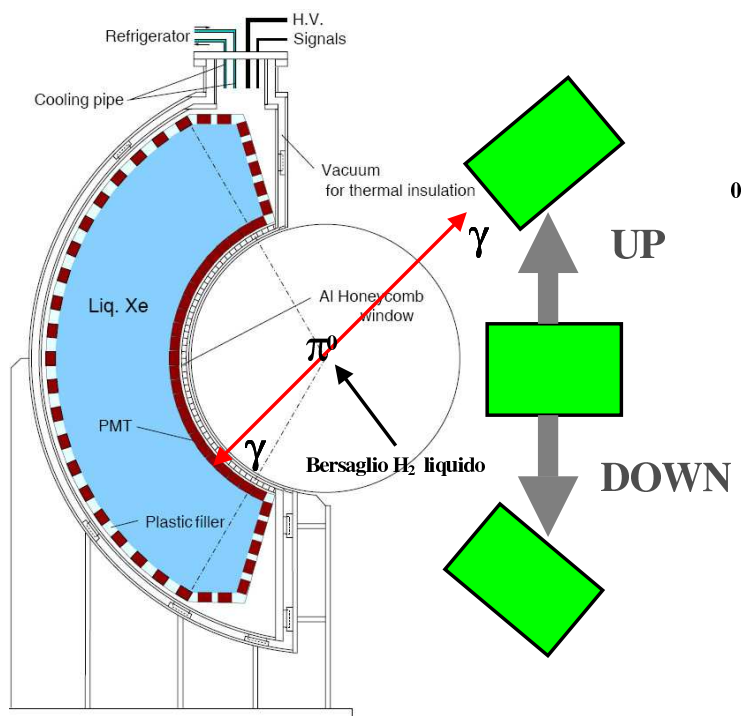


Figura 5.12: Schema del posizionamento e del movimento dello Ioduro di Sodio nell'area sperimentale

Conclusioni

L'esperimento MEG vuole studiare la violazione di sapore leptonic misurando il rapporto $BR = \frac{\mu \rightarrow e + \gamma}{\mu \rightarrow TOT}$ con sensibilità di 10^{-13} . La segnatura del decadimento cercato consiste in un positrone e un fotone emessi contemporaneamente, con la stessa linea di volo, entrambi di energia pari a metà massa del muone (trascorrendo la massa del positrone). Per raggiungere questi obiettivi sono necessarie risoluzioni in energia, tempo di arrivo e direzione molto precise. In particolare un calorimetro a Xenon liquido si occuperà di tutte le misure riguardanti il fotone, ed è stato progettato per raggiungere risoluzioni in energia del 5% (FWHM). In questo lavoro si è mostrato come questa risoluzione possa essere raggiunta a patto di avere un'ottima comprensione della risposta del calorimetro, e una continua purificazione dello Xenon. Sarà inoltre indispensabile il monitoraggio continuo della stabilità e della calibrazione del calorimetro, cominciando dai fotomoltiplicatori di cui è composto, che sono stati studiati in un piccolo apparato criogenico presso i laboratori dell'INFN a Pisa (PMTF) e in un prototipo del calorimetro a Xe liquido (LP) presente presso il PSI in Svizzera. Gli algoritmi sviluppati per lo studio dei guadagni e dell'efficienze quantiche nel LP saranno utilizzati anche per la calibrazione dei PMT nel calorimetro finale, cosa che è necessaria vista la possibile variazione nel funzionamento dei fotomoltiplicatori, rispetto ai test, a causa della presenza del campo magnetico dello spettrometro COBRA. I vari metodi che saranno applicati per misurare la stabilità della ricostruzione in energia sono stati descritti al termine di questo lavoro. L'esperimento è in questo momento in fase di costruzione. Si prevede l'inizio nell'Aprile 2007 e una presa dati di circa 3 anni.

Ringraziamenti

Siamo finalmente giunti alla fine di questa tesi e con essa, alla fine di un ciclo; d'ora in avanti entreró nel grande mondo del lavoro o della disoccupazione, a seconda dei punti di vista. Mi sembra quindi giusto ringraziare tutti coloro che mi hanno accompagnato, e spero continueranno a farlo, fino alla conclusione di questa "impresa". Innanzitutto ringrazio il mio relatore Alessandro Baldini che ha avuto la pazienza di seguirmi e di correggere n-volte la mia tesi sia in contenuto che in grammatica italiana. Poi il gruppo MEG Pisa: Marco, Donato, il professore Bemporad e Roberto per la loro gentilezza e disponibilità ed in particolare Angela, Giovanni e Fabrizio con cui ho avuto il piacere di lavorare e che mi hanno sopportato in questi lunghi mesi di tesi.

Un grandissimo ringraziamento va a mia mamma Libera e a mio papá Gerardo che oltre ad avermi cresciuto cosí come sono, anche se qualcuno magari non li apprezza per questo, hanno sempre avuto piena fiducia in me non facendomi mai mancare niente, sia dal punto di vista materiale ma soprattutto dal punto di vista affettivo.

Ringrazio mia sorella Michela per volermi bene, cosa già meritevole, e per aver pensato sistematicamente per cinque anni ai regali di Natale di mamma e papá, esonerandomi da questo oneroso compito.

Ringrazio Andrea, ragazzo di mia sorella e mio futuro cognato, per essersi comprato la macchina ed avermi permesso di utilizzare l'automobile di mia madre senza litigare con mia sorella.

Ringrazio Erica per avermi accompagnato in quest'ultimo anno di vita e aver sopportato, piú di tutti gli altri, i miei momenti di nervosismo e essersi presa cura di me.

Ringrazio Francesco e Sergio per aver condiviso con me questi ultimi cinque anni tra

alti e bassi, raccolta differenziata e giochi al computer.

Ringrazio i Marchi, Paolo, Paoletto, Andrea, Carlo, Valerio, Vincenzo, Nicola e tutti i miei amici di mare e di scuola con cui sono cresciuto, che considero quasi fratelli e su cui ho sempre potuto, e spero potr  sempre, contare.

Ringrazio Sonia per aver condiviso con me i primi quattro anni di questa universit  in tutto, dagli esami alla tesi triennale, e di avermi sempre offerto consolazione e una ventata di positivit  nei momenti pi  neri di questa tesi e di questo percorso universitario.

Ringrazio Elena, e le dedico un saluto inca, per aver preparato con me innumerevoli esami e per avermi seguito nelle mie follie.

Ringrazio Marco Bellezza, per la stupenda settimana di vacanza che abbiamo passato in america e per aver riportato in voga il gioco degli scacchi nella mia casa.

Ringrazio i Micheli, Maria, Niccol  e Carmelo dell'aula laureandi per avermi lasciato libero di sfogare la mia vena canterina, e Luca per tutto l'aiuto datomi nella scrittura di questa tesi.

Ringrazio Fabio, MariaTeresa, Matteo, Paolo, Albino, Lucia, Alberto, Domenico, Marco di Enna, Luca, Giulia, Andrea e tutti i miei colleghi per avermi accompagnato a questo lungo percorso senza mai avermi fatto sentire solo, ed in particolare faccio un fortissimo augurio a Fabio perch  possa tornare presto a Pisa.

Ringrazio i miei primi compagni di casa i Domenichi, Vittorio e Andrea con i quali il mio anno da matricola   stato a dire poco stupendo.

Ringrazio D & D e tutti i giochi di ruolo a cui ho giocato per avermi allontanato dalle ragazze ma aver creato un gruppo di amici impareggiabile.

Ringrazio Void e il ristorante cinese per avermi fornito il cibo in tutti quei giorni in cui non avevo voglia di cucinare.

Ringrazio la Blizzard e suoi vari giochi per avermi offerto infiniti momenti di svago.

Ed infine ringrazio il Padreterno per aver creato la fisica cos  complicata ed avermi dato da fare per questi sei anni.

Bibliografia

- [1] A.Di Giacomo *Lezioni di Fisica Teorica* edizioni ETS (1992), riferimenti interni
- [2] F.Halzen and A.D.Martin *Quarks & Leptons: an introductory course in modern particle physics* Edition Wiley (1984), riferimenti interni
- [3] Y.Kuno and Y.Okada *Reviews of Modern Physics* Vol. 73, 151 (2001)
- [4] W.-M.Yao et al. *Journal of Physics* G33, 1 (2006) <http://pdg.lbl.gov>
- [5] K.Eguchi et al., The KamLAND Collaboration *First Result from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrinos disappearance* Phys. Rev. Lett. **90**, 021802,2003
- [6] The K2K Collaboration, E.Aliu et al., *Evidence for muon neutrino oscillation in an accelerator-base experiment* Phys. Rev. Lett. **94**, 081802,2005
- [7] F.Bohem and P.Vogel *Physic of massive neutrinos* Cambridge University Press (1992)
- [8] R.N.Mohapatra *Unification and Supersymmetry*, 2nd edition, Springer-Verlag, New York (1992)
- [9] D.I.Kazakov *Beyond the Standard Model*, Caramulo 2000, High-energy physics conference, 125-199
- [10] J.Hisano, T.Moroi, K.Tobe and M.Yamaguchi, Phys. Lett. **B391** (1997) 341 and Erratum, Phys. Lett. **B391** (1997) 357
- [11] H.Georgi, *Particles and Fields*, ed. C.E.Carlson, AIP (1975)

- [12] M. L. Brooks et al. [Mega Collaboration], ‘*New limit for the lepton-family-number nonconserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* ’, Phys. Rev. Lett. D **83**, 15211524 (1999)
- [13] T.Yanagida, *Proceedings of the workshop on Unified Theory and Baryon Number of the Universe*, Tsukuba, Japan, 1979 edited by O.Sawada and A.Sugamoto (KEK, Tsukuba, 1979), p.95
- [14] J.Hisano and D.Nomura, *Solar and atmospheric neutrino oscillations and lepton flavor violation in supersymmetric models with the right-handed neutrinos*, Phys. Rev. D **59**, 116005, (1999)
- [15] E.P.Hincks and B.Pontecorvo *Phys. Rev. Lett.*, Vol.73, 246 (1947)
- [16] Lokonathan. S. and J.Steinberg *Search for Improbable Muon Decays*, Phys. Rev. **98**, 240 (1955)
- [17] G.Feinberg *Phys. Rev. Lett.*, Vol.116, 1482 (1958)
- [18] B.Pontecorvo *ZhEFT*, Vol.39, 1166 (1960)
- [19] Danby, J.M.Gaillard, K.Goulianos, L.M.Lederman, N.Mistry, M.Schwartz and J.Steinberger, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 36 (1962)
- [20] MEGA Collaboration, ‘*Search for the lepton-family-number nonconserving decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* ’, Phys. Rev. D **65** (2002) 112002.
- [21] P. Depommier et al., ‘*A New Limit On The $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ Decay*’, Phys. Rev. Lett. **39**, 1113 (1977)
- [22] A. van der Schaaf et al., ‘*A Search For The Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* ’, Nucl. Phys. A **340**, 249 (1980)
- [23] W. W. Kinnison et al., ‘*A Search For $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* ’, Phys. Rev. D **25**, 2846 (1982)
- [24] R. D. Bolton et al., ‘*Search For The Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$* ’, Phys. Rev. Lett. **56**, 2461 (1986)

- [25] MEG Collaboration, *The MEG experiment: search for the $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ decay at PSI* (2002), proposta sperimentale disponibile nel sito: meg.pi.infn.it, riferimenti interni
- [26] H-W. Reist et al., *Development of a low-momentum ‘surface’ muon beam for LAMPF* NIM 153 (1978) 61
- [27] MEG Collaboration, *Test measurements for the MEG drift chambers* in PSI Annual Report (2003), also at <http://meg.pi.infn.it/docs/index.html>
- [28] K.Watanabe and M.Zelikoff, *Absorption coefficients of water vapor in the vacuum ultraviolet* J.Opt. Soc. Am. **43** (1953) 753
- [29] K.Watanabe, E.Inn and M.Zelikoff, *Absorption coefficients of oxygen in the vacuum ultraviolet* J.Chem. Phys. **21** (1953) 1026
- [30] A.Baldini et al., MEG internal note TN018, January 2001
- [31] http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/zebra_html3/zebramain.html
- [32] *The GEANT physics simulation reference manual*, v.3.21 (1994) CERN Library Long Writeup W5013 <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/geant/>
- [33] <http://root.cern.ch>
- [34] <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/>
- [35] MIDAS home page, <http://midas.psi.ch>
- [36] MYSQL home page, <http://www.mysql.com/>
- [37] A.Baldini et al., *A cryogenic facility for testing the PMTs of the MEG liquid xenon calorimeter* NIM A, p. 294 (2006)
- [38] Hamamatsu Photonics K.K., Photomultiplier tube, principle to application, 1994.
- [39] MEG Collaboration, MEG technical note TN022 July (2005) Accepted by NIM A

- [40] T.Haruyama, *A pulse-tube refrigerator for the PSI MUEGAMMA experiment*, MUEGAMMA (2000) <http://meg.pi.infn.it>, and KEK-PREPRINT-2002-102
- [41] A.Baldini et al., *A Radioactive poin-source lattice for calibrating and monitoring the LXe calorimeter of MEG experiment*, NIM A, 565 (2006), 589-598
- [42] A.Papa, *Misura del fotone di decadimento nell'esperimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ mediante la nuova calorimetria a Xenon liquido*
- [43] J.Jortner et al., J. Chem. Phys., Vol.42, 4250 (1965)
- [44] E.Morikawa et al., J. Chem. Phys., Vol.91, 1469 (1989)
- [45] A.S.Schlusser, Appl. Phys. Lett. Vol.77, 1 (2000)
- [46] N.Schwenter, E.E Koch and J.Jortner, *Elettronic Excitations in Condensed Rare Gas*, Springer-Verlag, Berlin (1985)
- [47] A.Baldini et al., Meg internal note TN030, January 2006
- [48] G.Signorelli, *A Sensitive search for lepton-flavour violation: the MEG experiment and the new LXe calorimetry* PhD Thesis