



SAPIENZA
UNIVERSITÀ DI ROMA

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea Specialistica in Fisica
Indirizzo Nucleare e Subnucleare

Misura del tempo di volo del positrone nell'esperimento MEG

TESI DI LAUREA

Relatori

Dott. Giancarlo Piredda
Dott. Gianluca Cavoto

Candidata

Erica M. Chiaverini
matr. 697554

Anno Accademico 2009/2010

Indice

Introduzione	7
1 Il muone nel Modello Standard e oltre	9
1.1 Il Modello Standard delle interazioni elettrodeboli	9
1.1.1 Conservazione del sapore leptonic nel MS	14
1.1.2 Il muone nel MS	14
1.2 Violazione della Conservazione del Sapore Leptonico	15
1.2.1 Masse e oscillazione dei neutrini	16
1.2.2 Teorie di Unificazione e Supersimmetria	18
1.3 Il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$	22
1.3.1 Ricerche del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$	22
1.3.2 Segnale e fondo	23
2 L'esperimento MEG	29
2.1 Coordinate dell'esperimento	29
2.2 Fascio e bersaglio	31
2.3 Rivelazione del positrone	34
2.3.1 Il magnete COBRA	34
2.3.2 Le camere a deriva	37
2.3.3 Il Timing Counter	39
2.4 Rivelazione del fotone	44
2.4.1 Proprietà dello Xenon liquido	45
2.4.2 Il Calorimetro a LXe	46
2.5 Sistema di Trigger e DAQ	47
3 La ricostruzione del positrone	51
3.1 La ricostruzione della traiettoria del positrone	51
3.2 La ricostruzione del tempo del positrone	56
3.2.1 Ricostruzione del tempo dell'hit	56
3.3 Molteplicità dei <i>cluster</i>	58
3.3.1 Stima della risoluzione col metodo delle doppie	59
3.4 Calibrazioni	60

3.5	L'algoritmo di <i>matching</i>	64
4	Misura del tempo di decadimento del Muone	69
4.1	La risoluzione temporale del positrone	69
4.2	Studio di $\sigma_{L/c}$	72
4.2.1	Effetti del tracciamento e di <i>matching</i>	73
4.2.2	Effetti della diffusione coulombiana	77
4.3	Studio di σ_{TC}	84
4.3.1	Tempo di volo tra le barre	85
4.3.2	Studio delle correlazioni e correzioni	85
4.4	Studio delle correlazioni ΔT vs δz e ΔT vs l/c sui dati	91
5	Conclusioni	95
A	Grafici di correlazione	97
	Ringraziamenti	99
	Bibliografia	100

*“There is nothing new to be discovered in physics now.
All that remains is more and more precise measurements”.*
Lord Kelvin, 1900

Introduzione

Nonostante le grandi scoperte del secolo passato che hanno portato al successo del Modello Standard, come teoria che descriva la fenomenologia possibile tra le Particelle Elementari, è ormai largamente diffusa l'idea che lo si debba considerare come una teoria effettiva, dall'efficace potere predittivo “solo” fino ad una certa scala di energie oltre la scala di energia delle Interazioni Elettrodeboli.

E' interessante il fatto che, in alcuni modelli teorici che si propogono di estendere e completare il Modello Standard, diventano possibili alcuni processi che nella teoria tradizionale sono proibiti: si intravede quindi la possibilità dell'esistenza di Nuova Fisica oltre il Modello Standard.

Questo lavoro di tesi è stato condotto all'interno dell'esperimento MEG, il quale si propone l'osservazione diretta del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, uno dei processi maggiormente ricercati nel secolo scorso come evidenza della Violazione del Sapore Leptonico nelle interazioni tra leptoni carichi. Tale esperimento ha un apparato sperimentale differente dai grandi collisori di particelle, sia per quanto riguarda le dimensioni che le energie in gioco. Notevoli sforzi vengono condotti per l'ottimizzazione dei rivelatori e delle loro risoluzioni per poter discriminare il segnale dagli eventi di fondo, presenti in quantità rilevante. Il presente lavoro di tesi si propone di studiare la risoluzione della misura del tempo del positrone esplorando la possibilità di un suo miglioramento.

Il primo capitolo è una breve esposizione di alcuni concetti teorici di richiamo sia sul Modello Standard sia sulle sue estensioni; tale capitolo termina con la caratterizzazione del segnale e dei fondi presenti nell'esperimento

Nel secondo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale, mentre nel terzo vengono illustrate alcune procedure di ricostruzione degli eventi, utili nel prosieguo, e di calibrazione del rivelatore temporale, il Timing Counter, un insieme di barre scintillanti.

Il quarto capitolo rappresenta il mio contributo originale e racchiude le analisi da me condotte. In tali analisi sono stati individuati i principali effetti da cui

dipende la risoluzione della misura del tempo del positrone e, grazie all'utilizzo di eventi simulati, è stato possibile migliorare tale risoluzione attraverso una tecnica basata sul confronto tra i tempi misurati da due barre consecutivamente colpite dal positrone. In ultimo, dopo alcune considerazioni, vengono tratte delle conclusioni su quanto appreso.

Capitolo 1

Il muone nel Modello Standard e oltre

Lo scopo della Fisica delle Particelle Elementari è descrivere i costituenti fondamentali della materia e le interazioni tra di essi. Negli ultimi 100 anni questa branca della Fisica, si è spesso trovata di fronte a scoperte sorprendenti in netto contrasto con nozioni precedentemente acquisite e ritenute imprescindibili e inattaccabili. In questo contesto, il Modello Standard delle Particelle Elementari (MS) è un modello teorico sviluppato per spiegare la fenomenologia nota delle interazioni delle particelle elementari. Esso compendia diverse ricerche teoriche, sviluppate nella metà del secolo scorso, in una teoria consistente che, ad oggi, rappresenta il modello di riferimento nel campo della Fisica delle particelle. Tuttavia, recenti evidenze sperimentali e motivazioni concettuali portano a ritenere che il MS non descriva la totalità della fenomenologia possibile per le particelle ma che esso sia piuttosto un limite a bassa energia di una teoria più generale che lo comprenda. Le estensioni del MS ad oggi più accreditate, come le teorie di grande unificazione e supersimmetriche, permettono processi non consentiti nel MS, come la violazione della conservazione del sapore leptonic per i leptoni carichi: l'osservazione di un processo che mostri tale violazione, sarebbe un'evidenza incontrovertibile dell'esistenza di Nuova Fisica oltre il MS. In questo ambito, il decadimento del muone in elettrone e fotone senza emissione di neutrini, oggetto di numerose ricerche nei decenni passati, è attualmente investigato dall'esperimento MEG.

In questo capitolo dopo una rassegna teorica del MS e delle nuove teorie che potrebbero ampliarlo, verrà descritto il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ e le sue caratterizzazioni all'interno dell'esperimento MEG.

1.1 Il Modello Standard delle interazioni elettrodeboli

Il Modello Standard [1][2][3] è una teoria di campo quantistica che descrive le interazioni elettrodebole e forte tra i costituenti fondamentali della materia, quark

e leptoni, mediante Lagrangiane invarianti per trasformazioni di gauge *locali* del gruppo $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, ossia simmetria $SU(3)_c$ di colore, $SU(2)_L$ di *isospin* e $U(1)_Y$ di ipercarica.

I Fermioni

I fermioni liberi (quark e leptoni, spin 1/2), sono descritti dalla densità di Lagrangiana:

$$L_f = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (1.1)$$

dove $\psi(x)$ è lo spinore associato al fermione, m è la sua massa e le γ^μ ($\mu=0,1,2,3$) sono le matrici gamma di Dirac. Nel MS i fermioni compaiono come autostati chirali indipendenti di componente destrorsa (che chiameremo *right*, R) e sinistrorsa (che chiameremo *left*, L), rispettivamente definite dalle relazioni:

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2}\psi \quad \psi_L = \frac{1 - \gamma^5}{2}\psi \quad (1.2)$$

dove $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, operatore chirale. I fermioni left carichi vengono inseriti in un doppietto di isospin debole assieme ai loro corrispondenti neutri. Nel MS Minimale (MSM), a cui faremo riferimento nel seguito, i fermioni right sono invece singoletti di isospin e si postula $\nu_R = 0$ [5]. I fermioni sono quindi raggruppati in doppietti e singoletti del gruppo $SU(2)_L$, come segue:

$$L_{\alpha L} = \begin{pmatrix} N_\alpha \\ E_\alpha \end{pmatrix}_L = \begin{pmatrix} \nu_\alpha \\ \alpha \end{pmatrix}_L \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.3)$$

$$E_{\alpha R} = e_R, \mu_R, \tau_R$$

dove appunto α indica il leptone carico negativamente e ν_α indica il neutrino corrispondente. Anche i quark vengono introdotti in una maniera analoga, ovvero:

$$\begin{aligned} Q_{\alpha L}^i &= \begin{pmatrix} U_\alpha^i \\ D_\alpha^i \end{pmatrix}_L \\ U_{\alpha R}^i &= u_R^i, c_R^i, t_R^i \\ D_{\alpha R}^i &= d_R^i, s_R^i, b_R^i \end{aligned} \quad (1.4)$$

dove l'indice i è l'indice di colore, U il generico quark di tipo *up* (up, charm, top) e D' è il generico quark ottenuto come combinazione lineare dei quark di tipo *down* (down, strang, bottom), secondo i coefficienti della matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), come riportato nella 1.5.

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

Le componenti right sono invece U_{iR} e D_{iR} e analogamente alle componenti right dei leptoni sono sterili sotto l'azione del gruppo $SU(2)_L$.

I Campi di Gauge

I campi di gauge che mediano le interazioni sono in numero pari ai generatori delle trasformazioni del gruppo di gauge ovvero $8 \oplus 3 \oplus 1$. I campi che mediano le interazioni deboli, relative al gruppo $SU(2)_L$, formano il tripletto $\mathbf{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$, mentre si ha un singoletto B_μ per il settore invariante sotto $U(1)_Y$. Gli otto generatori delle trasformazioni corrispondenti a $SU(3)_c$ richiedono l'introduzione di 8 campi privi di massa e di spin 1, G_μ^j , detti gluoni. La densità di Lagrangiana che descrive tali campi di gauge liberi è:

$$L_{YM} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i \cdot W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^j \cdot G_j^{\mu\nu} \quad (1.6)$$

con:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^i &= \partial_\nu W_\mu^i - \partial_\mu W_\nu^i + g_1 W_\nu^i \dot{W}_\mu^i \\ B_{\mu\nu} &= \partial_\nu B_\mu - \partial_\mu B_\nu \\ G_{\mu\nu}^j &= \partial_\nu G_\mu^j - \partial_\mu G_\nu^j + g_3 G_\nu^j \dot{W}_\mu^i \end{aligned} \quad (1.7)$$

dove g_1 e g_3 sono le costanti di accoppiamento rispettivamente del campo W_μ^i e G_μ^j . L'unificazione elettromagnetica e debole deriva dal mescolamento dei campi di gauge corrispondenti al gruppo di ciascuna trasformazione, ovvero $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$. Si definisce l'operatore di ipercarica come

$$Y = 2(Q + I_3)$$

dove Q è la carica elettrica in unità di e e I_3 è la terza componente di Isospin debole. I campi fisici sono individuati dalle combinazioni:

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm &= \frac{W_{1\mu} \pm iW_{2\mu}}{\sqrt{2}} \\
Z_\mu^0 &= W_{3\mu} \cos\theta_W + B_\mu \sin\theta_W \\
A_\mu &= -W_{3\mu} \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W
\end{aligned} \tag{1.8}$$

dove θ_W è l'angolo di Weinberg, angolo di unificazione elettrodebole, definito dalla relazione:

$$\cos\theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}$$

con W^\pm e Z_0 mediatori carichi e mediatore neutro dell'interazione debole, e A_μ mediatore dell'interazione elettromagnetica, il fotone.

Secondo la prescrizione di Yang-Mills, si ottiene una lagrangiana invariante sotto trasformazioni del gruppo di gauge scelto, sostituendo la derivata ordinaria ∂_μ con la derivata covariante D_μ , che nel MS assume la forma:

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i + ig_3 \frac{\lambda_j}{2} G_\mu^j \tag{1.9}$$

con τ_i e λ_j generatori rispettivamente dei gruppi $SU(2)_L$ e $SU(3)_Y$.

Come si può notare, non compaiono i termini di massa per i bosoni W e Z. Ciò è in netto contrasto con le osservazioni sperimentali. Infatti la teoria a quattro fermioni con la quale Fermi modellizzò il decadimento β , sulla base della QED, il cui mediatore ha massa nulla, contiene divergenze ad alte energie, curabili solo con l'introduzione di bosoni di gauge massivi, successivamente scoperti al CERN [4].

Le masse

Si introduce un doppietto di Isospin debole complesso

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix}$$

per il quale si scrive la lagrangiana

$$L_{Higgs} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi^\dagger, \phi)$$

dove il potenziale assume la forma

$$V(\phi^\dagger, \phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4$$

il cui stato di vuoto risulta degenere.

Sfruttando l'arbitrarietà nella scelta della gauge, ci si può sempre ricondurre al caso

in cui lo stato di vuoto corrisponde ad un valore reale del campo. Detto v questo valore, si considerano stati della forma

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$$

dove il campo reale H rappresenta lo scostamento *arbitrario* rispetto al vuoto v . Il vuoto non presenterà più la simmetria iniziale, che possedeva risultando degenera (*rottura spontanea di simmetria*). In tal modo, i gradi di libertà dei campi complessi del doppietto iniziale vengono trasferiti ai bosoni di gauge della teoria spontaneamente rotta, conferendo loro una polarizzazione longitudinale. Tale meccanismo, detto *Meccanismo di Higgs*, nel MSM, conferisce massa ai bosoni W tramite la rottura della simmetria $SU(2)_L$. Sostituendo la derivata covariante 1.9, scritta mediante i campi fisici W^\pm , nella lagrangiana L_{Higgs} , si ottengono i termini di massa dei bosoni W^\pm proporzionali a v :

$$\begin{aligned} m_{W^\pm} &= \frac{g_2 v}{2} \\ m_{Z^0} &= \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Il valore di aspettazione sul vuoto del campo ϕ , v , può essere scritto in funzione della costante di Fermi, dato che :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_2^2}{8m_W^2}$$

da cui $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246$ GeV, per G_F ricavata sperimentalmente.

Anche le masse dei fermioni vengono introdotte con questo meccanismo, grazie all'accoppiamento tra i campi fermionici left e right e il doppietto di $SU(2)_L$ del campo di Higgs, mediante la Lagrangiana di *Yukawa*:

$$L_{Yukawa} = g_f (\bar{L}\Phi R + \bar{R}\Phi^\dagger L)$$

dove L e R indicano la componente left e right del generico fermione e g_f è la costante di accoppiamento del campo di Higgs con i fermioni, tanto più grande quanto maggiore è l'interazione tra di essi. Si noti che l'assunzione fatta $\nu_R = 0$ equivale a considerare una massa di questo tipo, nulla per i neutrini. Al pari di g_1 , g_2 e g_3 anche g_f non è predetta dalla teoria. Esprimendo il doppietto di Higgs in funzione del campo H , si ottengono termini di massa che sono del tipo $m_f \bar{\phi}\phi$, con ϕ campo fermionico. Risulta:

$$m_f = \frac{f v}{\sqrt{2}}$$

da cui si evince che l'accoppiamento dei fermioni al bosone di Higgs è tanto maggiore quanto maggiore è la loro massa.

Sostituendo tutte le derivate ordinarie con le derivate covarianti, e scrivendo i campi fermionici mediante le loro proiezioni chirali, si ottiene la Lagrangiana del MS:

$$L_{MS} = L_f + L_{YM} + L_{Higgs} + L_{Yukawa}$$

data dalla somma dei contributi descritti.

1.1.1 Conservazione del sapore leptonic nel MS

L'introduzione della matrice CKM, rende conto del fenomeno sperimentalmente osservato secondo il quale gli autostati di interazione debole dei quark non coincidono con gli autostati di massa. La scrittura della lagrangiana di massa L_{Yukawa} nello spazio degli autostati di massa dei quark, genera dei termini non diagonali per quanto riguarda le correnti deboli cariche; al contrario le correnti deboli neutre rimangono diagonali. Pertanto, le correnti cariche sono le uniche che possono indurre un cambiamento di sapore dei quark al *tree level* (FCCC), mentre gli analoghi accoppiamenti indotti da corrente neutra avvengono mediante diagrammi di ordine superiore e per questo fortemente soppressi (FCNC).

Meccanismi analoghi sono invece impossibili per i leptoni, per i quali la trasformazione della lagrangiana di Yukawa negli autostati di massa, genera comunque accoppiamenti diagonali data l'assenza degli stati $\nu_{\alpha R}$.

Per cui le correnti cariche, per i quarks e i leptoni rispettivamente, saranno del tipo:

$$\begin{aligned} J^\mu &= \bar{U}_{jL} \gamma^\mu (V_{CKM})_{jk} D_{kl} + \bar{D}_{jL} \gamma^\mu (V_{CKM})_{jk} U_{kl} \\ J^\mu &= \bar{N}_{jL} \gamma^\mu E_{kl} + \bar{E}_{jL} \gamma^\mu N_{kl} \end{aligned}$$

In altre parole, transizioni di sapore dei leptoni analoghe alle stesse dei quark, sono proibite nel MS. La Lagrangiana del MS è quindi invariante per trasformazioni di fase globale e da tale simmetria scaturisce, secondo il teorema di Noether, la conservazione di un numero quantico, il numero Leptonico L_α , con $\alpha = e, \mu, \tau$. Le transizioni permesse sono pertanto quelle che conservano separatamente L_e , L_μ e L_τ , da cui discende la conservazione sia del numero che del sapore leptonic.

1.1.2 Il muone nel MS

Il decadimento di Michel $\mu \rightarrow e \bar{\nu} \nu$, rappresenta il principale modo di decadimento del muone, per il quale il Branching Ratio ($BR = \Gamma_i / \Gamma_{TOT}$) è $\sim 100\%$. Altri modi di decadimento sono riportati in tabella 1.1. Le interazioni del muone e quindi i suoi

decadimenti, vengono descritti mediante la Lagrangiana:

$$\begin{aligned}
L = & e\bar{\mu}\gamma^\mu\mu A_\mu - \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu\mu_L W_\mu^+ + \bar{\mu}_L\gamma^\nu\mu_L W_\nu^-) + \\
& - \sqrt{g^2 + g'^2} \left[\bar{\mu}_L\gamma^\mu \left(-\frac{1}{2} + \text{sen}^2\theta_W \right) \mu_L + \bar{\mu}_R\gamma^\mu \text{sen}^2\theta_W \mu_R \right] Z_\mu^0 + \\
& - \frac{m_\mu}{v} \bar{\mu}\mu H
\end{aligned} \tag{1.11}$$

che nella teoria a quattro fermioni di Fermi, per il decadimento di Michel, si riduce alla:

$$L_{Fermi} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\mu}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\nu_\mu \bar{e}\gamma_\mu(1-\gamma^5)\nu_e + \bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma^5)e \bar{\mu}\gamma_\mu(1-\gamma^5)\nu_\mu] \tag{1.12}$$

Il *rate* del decadimento di Michel, calcolato con grande precisione anche ad ordini successivi al primo, permette di legare la vita media del muone con la costante di Fermi G_F , secondo la relazione:

$$\tau_\mu = \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192\pi^3} F \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(1 + \frac{3}{5} \frac{m_\mu^2}{m_W^2} \right) [1 + A\alpha(m_\mu)]$$

dove $F(x) = 1 - 8x + 8x^3 - x^4 - 12x^2 \cdot \ln(x)$, la costante di accoppiamento elettromagnetico è $\alpha(m_\mu) \sim 1/137$ e A è una costante. La vita media del muone, $\tau_\mu = 2.19704 \cdot 10^{-6} s$ [4], compare nel modello perchè consente la determinazione della costante di Fermi G_F , uno dei parametri liberi del MS.

Modo di decadimento	Branching Ratio
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$	$\sim 100\%$
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e \gamma$	$1.4 \pm 0.4\%$ (per $E_\gamma > 10 \text{MeV}$)
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

Tabella 1.1: Modi di decadimento del muone [4].

1.2 Violazione della Conservazione del Sapore Leptonico

Il MSM riesce a predire molti fenomeni e permette di calcolare osservabili a vari ordini delle correzioni radiative. Per quanto riguarda il settore elettrodebole, i test di precisione condotti grazie l'acceleratore LEP al CERN sono stati un banco di prova ineccepibile per tale teoria. Un esempio fra tutti è lo studio della fenomenologia delle correnti deboli e la ricostruzione della *lineshape* del bosone Z^0 , da cui deriva l'importante calcolo secondo il quale esistono solo 3 famiglie di neutrini leggeri per $m_\nu < 45 \text{ GeV}$ [6]. E' una teoria che richiede ancora verifiche ad un alto livello di accuratezza, principalmente per quanto riguarda il settore di Higgs: questo è il ruolo cruciale di LHC (Large Hadron Collider) al CERN.

Tuttavia, esistono motivazioni concettuali e indicazioni sperimentali che spingono a considerare che tale teoria non può essere considerata come la teoria definitiva che descriva la natura. Tra le motivazioni concettuali riportiamo le seguenti:

- esistono molti parametri non predetti nel modello: le 3 costanti di accoppiamento g , le masse di tutti i fermioni, i parametri della matrice CKM e i parametri del settore di Higgs;
- il gruppo di gauge sul quale si fonda il MS è un prodotto di tre gruppi ognuno con la propria costante di accoppiamento, e non un unico gruppo di invarianza;
- il modello non comprende la gravità.
- è considerato poco plausibile [5] che l'origine della rottura di simmetria elettrodebole possa essere spiegata mediante un meccanismo di Higgs senza introdurre nuovi fenomeni: nuova fisica deve manifestarsi alla scala dei TeV. A questa conclusione si arriva estrapolando il comportamento degli accoppiamenti di g_1 , g_2 e g_3 ad energie molto alte, dal quale emerge l'unificazione delle forze elettrodebole e forte alla scala delle teorie di unificazione (Grand Unified Theory, GUT) prossima alla scala (M_{Pl}) della Gravità Quantistica ($M_{GUT} \sim 10^{14}$ - 10^{15} GeV, $M_{Pl} \sim 10^{19}$ GeV).

Il MS deve rappresentare un limite a basse energie di una teoria fondamentale. In quest'ottica, i risultati sperimentali possono essere usati come guida nella ricerca di nuove teorie.

La violazione della conservazione del sapore leptonico ha un ruolo fondamentale perchè è proibita nel MSM ma è ammessa in modo naturale in alcune sue estensioni. In esse, le restrizioni sopra menzionate vengono superate e la violazione della conservazione del sapore leptonico diventa naturale grazie all'introduzione di neutrini massivi e con mescolamento di sapore, di un settore di Higgs con più gradi di libertà oppure di nuove particelle. Tuttavia, non tutte le estensioni del MS inducono violazioni del sapore leptonico ad un livello misurabile.

La sua osservazione sperimentale sarebbe comunque un segnale non ambiguo di nuova fisica oltre il MS.

1.2.1 Masse e oscillazione dei neutrini

Ammettendo l'esistenza di un neutrino right, ν_R , è possibile costruire un termine di massa di Yukawa accoppiandolo con lo stato ν_L , alla stregua di quanto fatto per i leptoni carichi. Dopo la rottura di simmetria tale termine può essere diagonalizzato e fornire gli autostati di massa dei neutrini. Conseguentemente gli autostati di massa saranno differenti dagli autostati di sapore, dando luogo a violazione del sapore leptonico anche nel settore dei leptoni carichi. L'introduzione di ν_R comunque non

spiega la differenza di almeno 7 ordini di grandezza tra le masse dei leptoni neutri e carichi.

La costruzione di un termine di massa dei neutrini che includa tutta la fenomenologia per essi osservata, può giungere dal modello di *see-saw* nel quale si ammette l'esistenza di un ν_R di tipologia differente. Essendo il neutrino elettricamente neutro, non è esclusa la possibilità che esso rappresenti la sua stessa antiparticella (ipotesi di *Majorana*): per i leptoni carichi, i due stati non possono essere coincidenti, e per essi è ammessa esclusivamente la descrizione di Dirac.

In questo caso, è possibile [7] aggiungere alla Lagrangiana termini di massa che in forma matriciale si possono scrivere come:

$$L_m^\nu = -\frac{1}{2} (\bar{\nu}_L \bar{\nu}_R^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Gli stati con massa definita sono gli autostati della matrice di massa. Il meccanismo di *see - saw* consiste nel diagonalizzare la matrice di massa assumendo $m_D \ll m_R$ e $m_L=0$. Dato che i termini di Dirac m_D sono generati dallo stesso meccanismo di rottura di simmetria esposto nei paragrafi precedenti, è ragionevole assumere che siano dello stesso ordine dei leptoni carichi. Al contrario m_R è il valore corrispondente al termine di massa $\bar{\nu}_R^c \nu_R$ che è un singoletto di isospin: pertanto il suo valore è arbitrario. Gli autovalori m_1 e m_2 ottenuti corrispondono a:

$$m_1 = m_R \quad m_2 = \frac{m_D^2}{m_R} \quad (1.14)$$

E' plausibile che se esiste un gruppo di simmetria più ampio di quello su cui si basa il MS, m_R assuma un valore corrispondente alla scala di rottura di simmetria del gruppo più ampio, ottenendo quindi con questo modello un neutrino molto massivo e un neutrino molto leggero.

Se i neutrini hanno massa non nulla, in generale gli autostati di massa saranno differenti dagli autostati di sapore. In tal caso, prendendo ad esempio 2 sole generazioni, è possibile scrivere:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

dove ν_1 e ν_2 sono gli autostati di massa, θ l'angolo di mescolamento e ν_e e ν_μ gli autostati di sapore. In questo schema, la probabilità di transizione tra due stati di sapore è:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \cdot \frac{\Delta m^2 (eV^2) L(m)}{E(MeV)} \right) \quad (1.16)$$

dove Δm^2 è il quadrato della differenza di massa tra due neutrini, E è l'energia del fascio di neutrini e L è la lunghezza da esso percorsa.

Vari esperimenti [4] hanno evidenziato l'esistenza di oscillazione dei neutrini atmosferici, solari, da reattore, da fascio mostrando che il numero leptonic non è conservato nella fenomenologia delle particelle elementari.

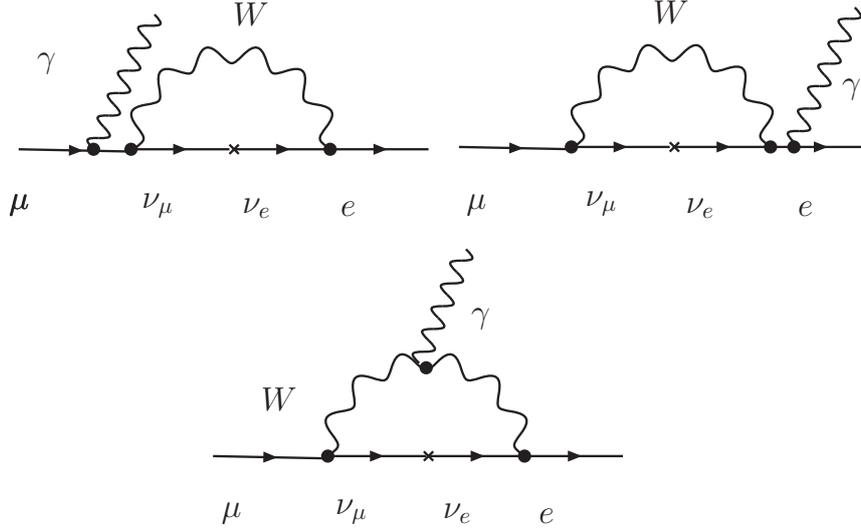


Figura 1.1: Grafici di Feynmann che descrivono il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$, mediante oscillazione di neutrini.

Esempi di processi di violazione del sapore leptonic (LFV) possono essere dati per esempio dai diagrammi in figura 1.1. La larghezza di decadimento del processo $\mu \rightarrow e\gamma$ per il MS esteso alle oscillazioni di neutrini, può essere calcolata [8] e risulta dipendente dall'angolo di mixing θ e dalla quantità Δm secondo la seguente relazione:

$$\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma) \sim \frac{G_F^2 m_\mu^2}{192\pi^3} \left(\frac{\alpha}{2\pi}\right) \text{sen}^2(2\theta) \text{sen}^2\left(\frac{1.27\Delta m^2}{M_W^2}\right) \quad (1.17)$$

Normalizzando alla larghezza di decadimento totale del muone, sostituendo valori di M_W e α , e inserendo i valori dei parametri delle oscillazioni misurati [4], si ottiene:

$$BR(\mu \rightarrow e\gamma) = \frac{\Gamma(\mu \rightarrow e\gamma)}{\Gamma(\mu \rightarrow e\nu\bar{\nu})} \sim 10^{-55} \quad (1.18)$$

valore sperimentalmente inaccessibile.

1.2.2 Teorie di Unificazione e Supersimmetria

Per ovviare alle incongruenze presenti nel MS e riportate nei paragrafi precedenti, nel corso degli anni sono state proposte molte teorie [9] che estendono l'unificazione operata nel MS. Solo tramite verifiche sperimentali sarà possibile stabilire se una di

esse, o una loro combinazione, può descrivere appropriatamente la fisica ad energie sopra la scala dell'unificazione elettrodebole.

L'estensione più naturale del MS è costituita dalle Teorie di Grande Unificazione (GUT), nelle quali il gruppo di simmetria $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ dell'unificazione elettrodebole alla scala di energie di m_{Z_0} , è un sottogruppo di una teoria di Gauge più ampia che ipotizza l'unificazione delle forze elettrodebole e forte ad una scala di energie superiore ($M_{GUT} \sim 10^{15}$ GeV). I gruppi di simmetria degli schemi GUT non prevedono distinzioni tra quark e leptoni, facendo decadere automaticamente le conservazioni separate del numero barionico, del sapore e del numero leptonico previste invece nel MS; inoltre queste teorie superano difficoltà concettuali, quali la quantizzazione della carica elettrica e la relazione tra le cariche dei leptoni e dei quarks, introducendo una costante di accoppiamento unificata g_G da cui discendono tutte le altre alle opportune scale di energia. Per quanto riguarda la LFV, le teorie GUT prevedono il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ ma soppresso di una quantità $\sim 1/M_{GUT}$, anche questo non misurabile sperimentalmente.

Le teorie dette Supersimmetriche (SUSY) sono interessanti poichè introducono meccanismi in grado di risolvere i problemi legati alla massa del bosone di Higgs e predicono elevati BR per i processi che violano la conservazione del sapore leptonico. Esse associano ad ogni campo elementare del MS un campo SUSY che ha gli stessi numeri quantici interni ad eccezione del valore dello spin: in generale i partner supersimmetrici dei fermioni di spin 1/2 sono bosoni di spin 1 e viceversa. Esempi di particelle del MS e dei campi SUSY corrispondenti sono riportati in tabella 1.2.

Particelle MS	Spin	Particelle SUSY	Spin
leptoni (l)	1/2	sleptoni(sl)	0
quarks (q)	1/2	squarks(sq)	0
gluoni(G)	1	gluino	1/2
W^\pm, Z_0, γ	1	chargino ($\tilde{\chi}_i^\pm, i=1,2$), neutralino ($\tilde{\chi}_i^0, i=1,\dots,4$)	1/2
Bosone di Higgs (H)	0	Higgsino	1/2

Tabella 1.2: Particelle del MS e loro corrispondenti nell'estensione minimale supersimmetrica del MS (MSSM).

Combinando l'ipotesi di grande unificazione con gli schemi supersimmetrici si ottengono le Teorie Supersimmetriche di Grande Unificazione, dette SUSY-GUT, che sono validi candidati per l'estensione del MS fino alla scala di energie $\sim M_{GUT}$. Tra le teorie SUSY-GUT esistenti quella che possiede il gruppo di Gauge minimale è $SU(5)$, mentre la teoria $SO(10)$, prodotta dal gruppo $SU(5) \times U(1)$, consente di introdurre anche il campo del neutrino destro-giro.

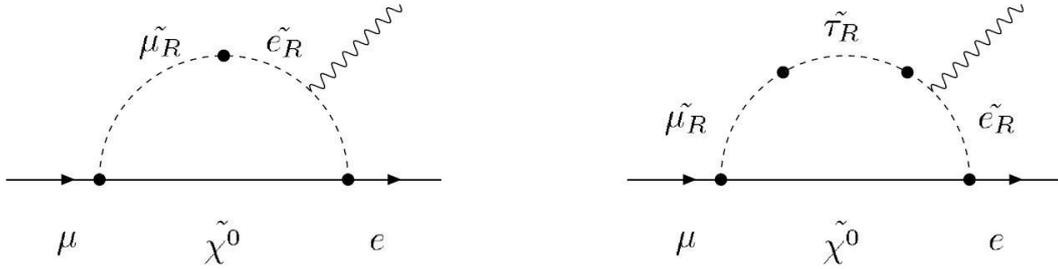


Figura 1.2: Diagramma di Feynman per il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ nello schema SU(5) SUSY-GUT.

Nel caso della teoria SU(5) SUSY-GUT, il processo $\mu \rightarrow e\gamma$, illustrato in figura 1.2, nasce da “loops” con correzioni radiative di particelle supersimmetriche, con mescolamento degli sleptoni originato da termini non diagonali della matrice di massa [10]. In figura 1.3 vengono riportati i valori attesi per il BR($\mu \rightarrow e\gamma$) nel modello SU(5) SUSY-GUT in funzione della massa del seletttrone destro al variare della massa del gaugino M_2 e del rapporto dei due valori di aspettazione sul vuoto dei campi di Higgs, $\tan\beta = \langle H_2^0 \rangle / \langle H_1^0 \rangle$, per dati valori di un parametro μ contenuto nel potenziale di Higgs e di A_0 . Nel caso della teoria SO(10) SUSY-GUT esiste un ulteriore meccanismo di violazione del sapore leptonico, indipendente dal precedente. In questa teoria infatti viene introdotto il campo del neutrino destro ed un meccanismo di tipo “see-saw”, che produce una grande massa (scala GUT) per questo neutrino, giustifica le piccole masse dei neutrini levogiri rispetto a quelle dei leptoni carichi e prevede le loro oscillazioni. Nello schema SO(10) SUSY-GUT il valore del BR($\mu \rightarrow e\gamma$) diventa funzione della massa del neutrino destro, oltre che della particolare matrice di massa dei neutrini presa in considerazione. In figura 1.4 vengono riportati i valori attesi per il BR($\mu \rightarrow e\gamma$) nel caso di SO(10) in funzione della massa del seletttrone destro al variare degli stessi parametri utilizzati nel caso precedente.

Concludendo, il limite sperimentale che si propone di raggiungere l’esperimento MEG si trova in una regione molto vicina al BR($\mu \rightarrow e\gamma$) predetto teoricamente dai modelli SUSY-GUT, come si evince dai grafici 1.3 e 1.4. L’esperimento potrebbe quindi dare un fondamentale contributo nell’evidenza della violazione del sapore leptonico e di fisica oltre il modello standard, mentre una non osservazione del fenomeno sarebbe comunque di grande importanza per porre limiti stringenti ai parametri liberi delle nuove teorie.

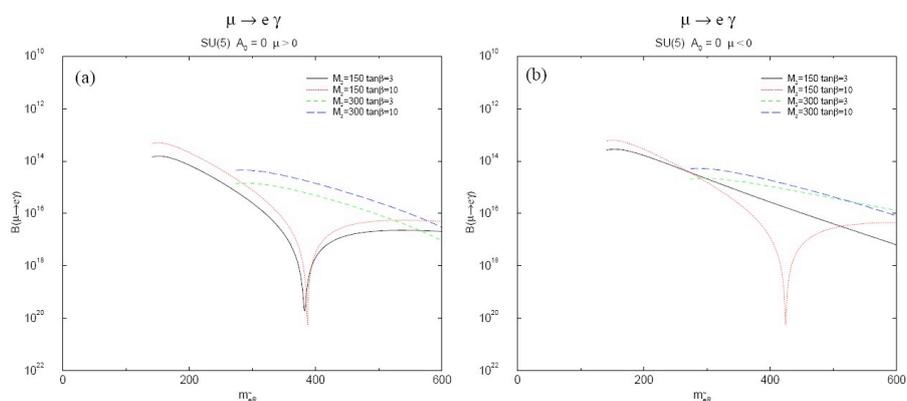


Figura 1.3: Previsioni sul $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$ in funzione della massa del selettone destrogiro nello schema SU(5) SUSY-GUT.

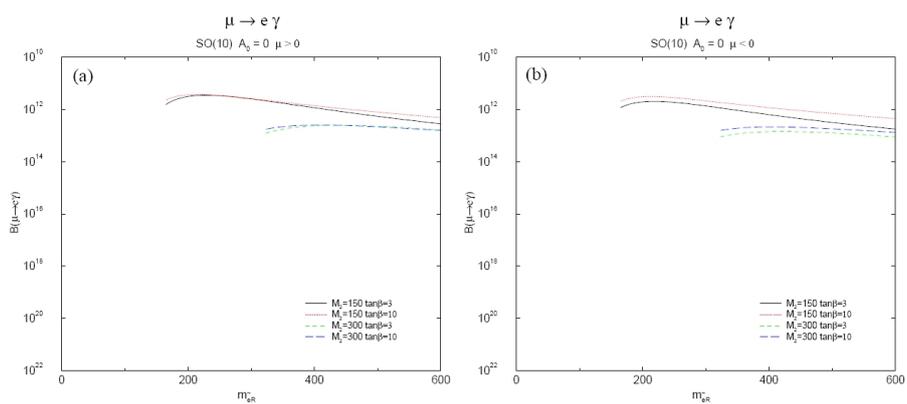


Figura 1.4: Previsioni sul $BR(\mu \rightarrow e\gamma)$ in funzione della massa del selettone destrogiro nello schema SO(10) SUSY-GUT.

1.3 Il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$

Le ricerche di LFV [11][12] possono essere condotte in vari settori della fisica delle particelle. Almeno in linea teorica, quasi tutte le particelle instabili possono decadere violando la conservazione del numero leptonico e tutti gli acceleratori di particelle, dalle macchine a basse energia ai grandi collisori, potrebbero contribuire a questa branca della ricerca. Tuttavia, dal punto di vista sperimentale, nel corso degli anni sono stati prediletti i processi che coinvolgono i muoni, sia per la semplicità di ottenere flussi intensi di muoni a bassa energia ($\sim 10^{14}$ - 10^{15} muoni in 1 anno), sia per la vita media relativamente lunga. Da ciò segue che le ricerche di LFV sono state condotte principalmente su una ristretta gamma di processi fisici portando alla realizzazione di apparati sperimentali sempre meno *general purpose*, in cui gli sforzi sono concentrati in maniera mirata sui rivelatori.

Le principali ricerche di LFV hanno riguardato i decadimenti diretti del muone, come $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ e $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+$ (cfr. tabella 1.3), la conversione del muone in elettrone all'interno di un nucleo pesante N e la conversione muonio-antimuonio.

Modo di decadimento	Branching Ratio
$\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_e\nu_\mu$	$<1.2\%$
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$	$<1.2 \times 10^{-11}$
$\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$	$<1.2 \times 10^{-12}$
$\mu^+ \rightarrow e^+\gamma\gamma$	$<7.2 \times 10^{-11}$

Tabella 1.3: Principali processi di LFV che coinvolgono il muone [4].

Per quanto riguarda i decadimenti, le predizioni sulle ampiezze SUSY-GUT relative a tali processi LFV sono:

$$\frac{BR(\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+)}{BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)} \sim 10^{-1} \quad (1.19)$$

$$\frac{BR(\mu^- N \rightarrow e^- N)}{BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)} \sim 10^{-2} \quad (1.20)$$

$$(1.21)$$

che giustificano la ricerca di $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ rispetto ai restanti processi considerati.

1.3.1 Ricerche del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$

Tra i decadimenti del muone, il processo più studiato per la LFV è il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. I pionieri di tale ricerca furono Hincks e Pontecorvo nel 1947 [13] i quali costruirono un apparato sperimentale basato su contatori Geiger-Müller per studiare le coincidenze temporali dei prodotti di decadimento dei mesoni μ provenienti dai raggi cosmici. Essi posero un limite superiore al rapporto di decadimento $BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 10\%$. Nel corso degli anni, l'utilizzo di fasci sempre più intensi e

di rivelatori sempre più sofisticati, hanno condotto al miglioramento del limite superiore al Branching Ratio di tale decadimento, raggiungendo il valore ad oggi più stringente $\text{BR}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) \leq 1.2 \times 10^{-11}$, stabilito dalla collaborazione MEGA[14]. In figura 1.5 è riportata l'evoluzione temporale del limite superiore al $\text{BR}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma)$. Un confronto tra la tabella 1.4 e tale figura mostra come un aumento dell'intensità del fascio di muoni e il miglioramento delle risoluzioni sperimentali, abbiano condotto al miglioramento di tale limite e come, in virtù di questo, l'esperimento MEG possa essere in grado di migliorare ulteriormente il limite posto da MEGA.

Ad oggi, la collaborazione MEG ha raggiunto un limite superiore al Branching Ratio di $\text{BR}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) < 2.8 \times 10^{-11}$ @90% C.L. pubblicato nel 2009 [15] ma il risultato più recente da essa raggiunto è $\text{BR}(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) < 1.5 \times 10^{-11}$ @90% C.L., presentato a Parigi alla conferenza ICHEP 2010. Sono attesi ulteriori miglioramenti nei restanti due anni di presa dati.

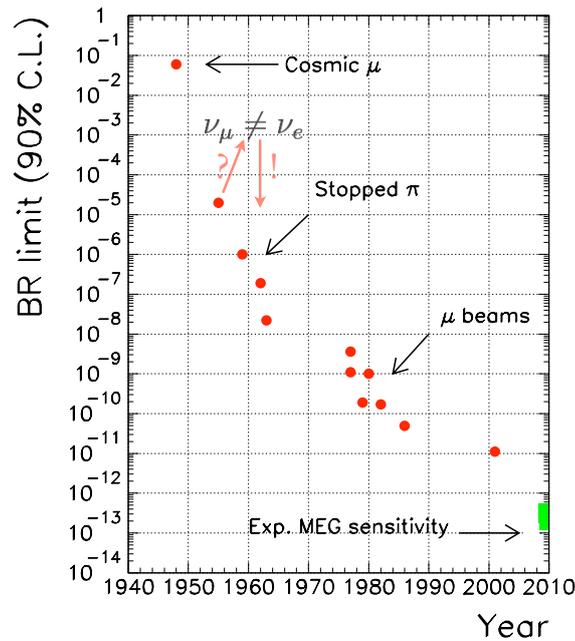


Figura 1.5: Evoluzione nel tempo del BR del processo $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, nel quale si evidenziano le sorgenti di muoni utilizzate. Viene messo in evidenza il BR che l'esperimento MEG si propone di raggiungere.

1.3.2 Segnale e fondo

Il segnale del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ($m_\mu \sim 105.66$ MeV [4]) con μ a riposo, è dato dalla coincidenza di un positrone ed un fotone, emessi simultaneamente con un angolo relativo di 180° ed un'energia di circa 52.83 MeV ciascuno. Gli eventi di fondo [20] presenti nell'esperimento sono principalmente due:

- il fondo fisico (o correlato);

Esperimento	Anno	$R_\mu(\text{s}^{-1})$	$\Delta E_e/E_e(\%)$	$\Delta E_\gamma/E_\gamma(\%)$	$\Delta t_{e\gamma}(\text{ns})$	$\Delta\theta_{e\gamma}(\text{mrad})$	BR(90% C.L.)
TRIUMF	1977	2×10^5	10	8.7	6.7	-	3.6×10^{-9} [16]
SIN	1980	2×10^5	8.7	9.3	1.4	-	1.0×10^{-9} [17]
LANL	1982	2.4×10^6	8.8	8.0	1.9	37	1.7×10^{-10} [18]
Cristal Box	1988	3×10^5	8	8.0	1.8	87	4.9×10^{-11} [19]
MEGA	1999	1.5×10^7	1.2	4.5	1.6	15	1.2×10^{-11} [14]

Tabella 1.4: Evoluzione del limite superiore al BR del processo $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ e delle risoluzioni (in FWHM) raggiunte dai diversi esperimenti che hanno condotto tale ricerca.

- il fondo accidentale

Fondo correlato

Il fondo fisico è costituito dal decadimento radiativo del muone $\mu^+ \rightarrow e^+\bar{\nu}_\mu\mu_e\gamma$ nel caso in cui il positrone ed il fotone siano emessi con angolo relativo di circa 180° e i neutrini ricevano poca energia, in maniera quindi da simulare il segnale. Per modellizzare questi eventi, tipicamente la larghezza differenziale del decadimento radiativo viene espressa in funzione delle variabili $x = 2E_e/m_\mu$, $y = 2E_\gamma/m_\mu$ e $z = \pi - \theta_{e\gamma}$ ($d\Gamma/dx dy$). Per x e y esattamente uguali all'unità, $d\Gamma/dx dy$ del decadimento radiativo è nulla. Affinchè esso rappresenti il fondo fisico al decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, bisogna considerare valori delle variabili cinematiche tali che $x \sim 1$, $y \sim 1$ e $z \sim 0$, compatibilmente con le risoluzioni finite dei rivelatori. La probabilità che un evento di fondo venga rivelato come evento di segnale, può essere calcolata integrando la larghezza differenziale del decadimento radiativo, all'interno della regione in cui possono cadere eventi che simulino il segnale. Tale regione si calcola in questo modo: note le risoluzioni sperimentali Δx , Δy e Δz in FWHM, la probabilità che ciascuna distribuzione, assunta gaussiana, contenga il 90% del segnale corrisponde a scegliere una finestra di integrazione pari a $1.4 \cdot \Delta x$, presa ad esempio la FWHM della variabile x . Dette δx , δy e δz le semiampiezze di queste regioni, gli intervalli di integrazioni delle variabili x , y e z sono:

$$\begin{aligned}
 1 - \delta y &\leq y \leq 1 \\
 1 - \delta x &\leq x \leq 1 \\
 0 &\leq z \leq 2\sqrt{(1-x)(1-y)}
 \end{aligned}
 \tag{1.22}$$

Se δz è piccolo rispetto ai vincoli cinematici imposti dallo spazio delle fasi, ovvero $\delta z \leq 2\sqrt{\delta x \delta y}$, l'intervallo di integrazione sulla variabile z si riduce a $0 \leq z \leq \delta z$. Questa relazione è soddisfatta nel caso dell'esperimento MEG (cfr. tab. 1.4). L'andamento del Branching Ratio del fondo fisico in funzione di δx e δy è riportato in figura 1.6, dal quale si evince per esempio che per raggiungere una sensibilità di 10^{-15} occorre che sia δx che δy siano dell'ordine di 0.01.

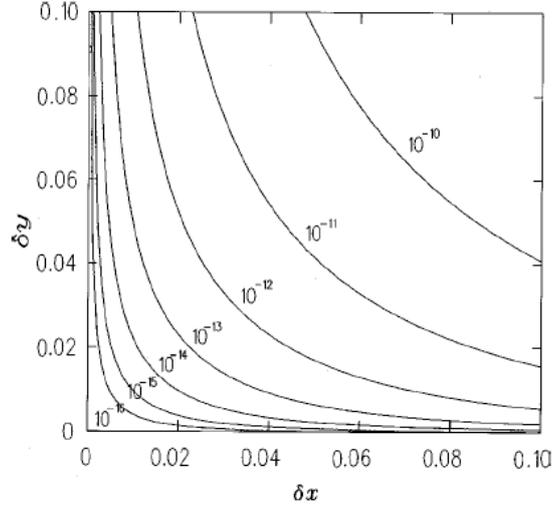


Figura 1.6: $BR(\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu)$ in funzione della risoluzione in energia del positrone e del fotone.

Fondo accidentale

Il fondo accidentale è dovuto a coincidenze casuali tra positroni e fotoni. Tali eventi si originano dall'osservazione, all'interno delle finestre di definizione del segnale, di un positrone ed un fotone provenienti da processi indipendenti. Nell'esperimento MEG l'unica sorgente di positroni di alta energia è costituita dai decadimenti di Michel del μ , mentre i fotoni possono provenire da diverse sorgenti come il decadimento radiativo del muone (la seconda tipologia di decadimento in tabella 1.1) o dall'annichilazione dei positroni in volo oppure dalla "Bremsstrahlung". In particolare si può vedere (Fig. 1.7) che per l'energia dei fotoni fino a 50 MeV, il maggior contributo dei fotoni al fondo accidentale proviene dal decadimento radiativo del muone.

Il *rate* di eventi interpretati come eventi di segnale, normalizzato al numero totale di decadimenti osservati è stato calcolato usando la seguente formula [20]:

$$B_{acc} = R_\mu \cdot f_e f_\gamma \Delta E_e \Delta E_\gamma^2 \Delta t_{e\gamma} \left(\frac{\Delta \Theta_{e\gamma}}{2\pi} \right)^2 \quad (1.23)$$

dove R_μ è l'intensità istantanea del fascio di muoni, ΔE_e e ΔE_γ sono le risoluzioni (FWHM) in energia rispettivamente del fotone e del positrone, $\Delta \Theta_{e\gamma}$ e $\Delta t_{e\gamma}$ sono le risoluzioni (FWHM) rispettivamente dell'angolo e del tempo relativo tra il positrone e il fotone, mentre f_e e f_γ sono gli spettri in energia del positrone e del fotone integrati nella regione del segnale ovvero nell'intervallo $(m_\mu/2 - \Delta E; m_\mu/2)$.

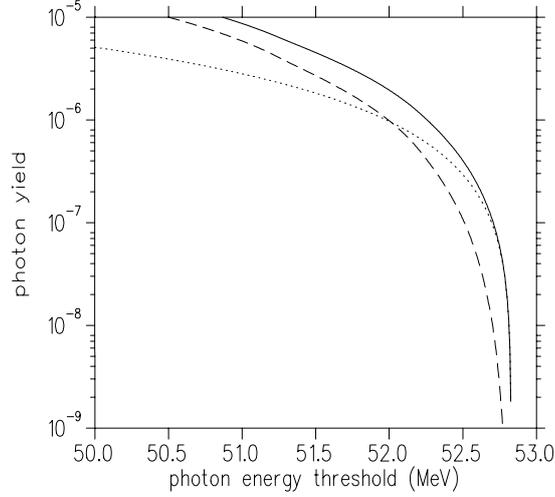


Figura 1.7: Rate integrato del fondo di fotoni: la linea tratteggiata è il contributo proveniente dal decadimento radiativo, la linea a punti dall'annichilazione in volo di positroni. La linea continua è la somma dei due contributi.

	FWHM
ΔE_e	$0.7 \div 0.9 \%$
ΔE_γ	4%
$\Delta \theta_{e\gamma}$	$17 \div 20.5 \text{ mrad}$
$\Delta T_{e\gamma}$	0.15 ns

Tabella 1.5: Valori attesi delle risoluzioni per l'apparato sperimentale di MEG.

Utilizzando le risoluzioni sperimentali indicate in tabella 1.5 e applicando finestre di selezione degli eventi che preservino il 90% del segnale, il fondo fisico risulta limitato ad un BR $\sim 3.7 \times 10^{-15}$, mentre applicando gli stessi tagli e considerando un valore di R_μ pari a $3 \times 10^8 \mu/s$ si ottiene un fondo accidentale di $B_{acc} \sim 3.5 \times 10^{-14}$ eventi. Si deduce che, con le risoluzioni aspettate, il fondo accidentale rappresenta il maggior contributo al fondo del segnale $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$.

Riguardo al fondo presente nella misura temporale, è utile osservare che il fondo accidentale ha una distribuzione piatta nel tempo. E' possibile verificare questo osservando il grafico 1.8 che mostra la distribuzione della quantità $t_{e\gamma} = t_e - t_\gamma$, dove t_e e t_γ sono i tempi di emissione del positrone e del fotone provenienti da decadimenti radiativi del muone. Si può osservare che il picco a $t_{e\gamma} \sim 0$ del decadimento radiativo è sovrapposto ad una *baseline* distribuita uniformemente.

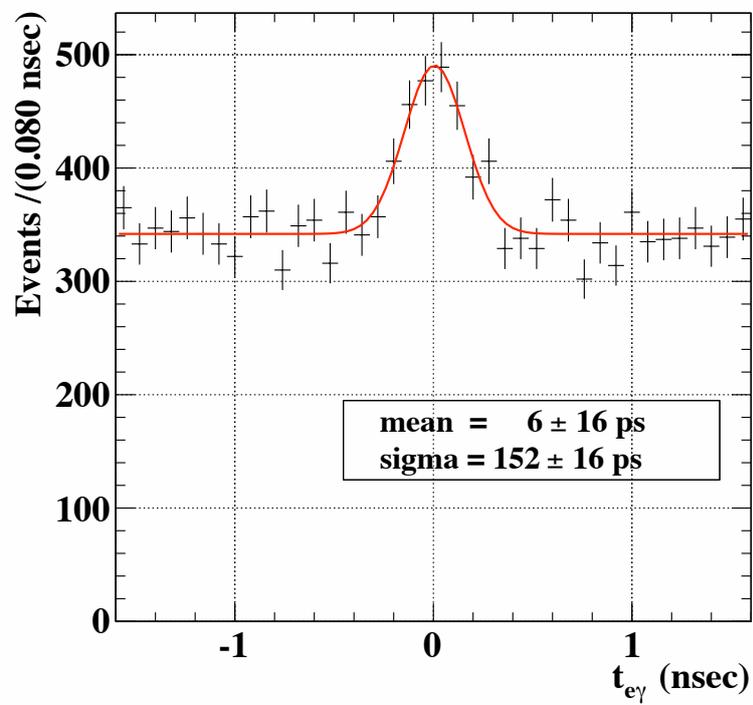


Figura 1.8: Distribuzione della quantità $t_{e\gamma} = t_e - t_\gamma$ calcolata su misure temporali del positrone e del fotone provenienti da decadimenti radiativi del muone.

Capitolo 2

L'esperimento MEG

L'obiettivo dell'esperimento MEG è l'osservazione del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ a riposo. In caso di assenza di segnale, MEG si propone di migliorare di almeno due ordini di grandezza [21] il limite più stringente posto dalla collaborazione MEGA [14].

Nel sistema del centro di massa, il segnale del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ è costituito dall'emissione simultanea di un positrone e un fotone aventi la stessa energia $E_\gamma = E_{e^+} = m_\mu/2 = 52.8$ MeV ed emessi con un angolo relativo di 180° . Per il miglioramento del limite superiore al Branching-Ratio($\mu \rightarrow e\gamma$) o per l'identificazione del segnale servono misure di alta risoluzione ed efficienti algoritmi per la discriminazione del segnale rispetto al fondo.

In figura 2.1 è riportato schematicamente l'apparato sperimentale di MEG. L'energia, il tempo e la direzione del fotone vengono misurati da un calorimetro elettromagnetico a Xenon liquido; il tracciamento del positrone è affidato ad un sistema di camere a deriva, operanti nel campo magnetico generato dal magnete COBRA, mentre per la misura temporale si utilizzano i contatori scintillanti del Timing Counter. L'intero apparato copre circa il 10% dell'angolo solido attorno al bersaglio, sia per ragioni di ottimizzazione dei sottorivelatori sia per ragioni economiche. La figura 2.2 mostra invece un evento in cui è presente una coppia positrone-fotone, rivelati dall'apparato sperimentale.

2.1 Coordinate dell'esperimento

Riportiamo in questa sezione il sistema di coordinate globali di MEG (Fig. 2.3), che utilizzeremo per la descrizione dell'apparato sperimentale e per i riferimenti. Per quanto riguarda le coordinate cartesiane, l'asse z coincide, sia in direzione che in verso, con il fascio di muoni ed ha origine nel bersaglio. L'asse x punta nel verso opposto al calorimetro elettromagnetico e l'asse y ha verso opposto al sistema delle camere.

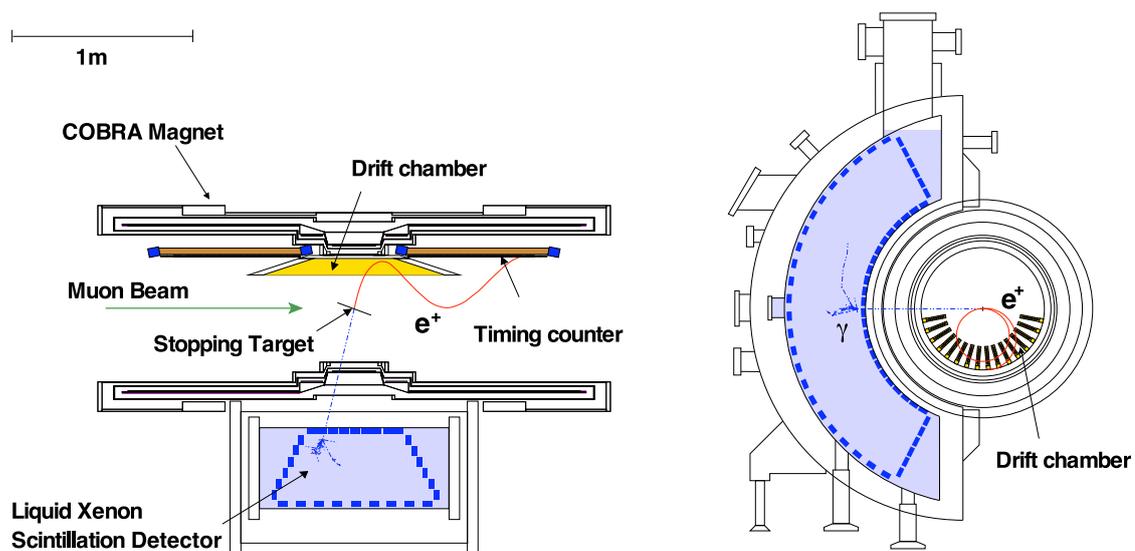


Figura 2.1: Schema dell'apparato sperimentale di MEG.

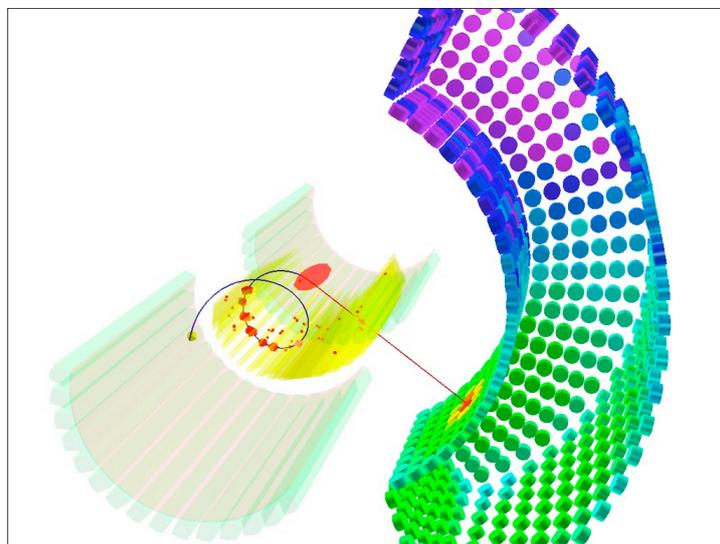


Figura 2.2: Un evento potenzialmente di segnale registrato in MEG, con fotone e positrone pressochè collineari.

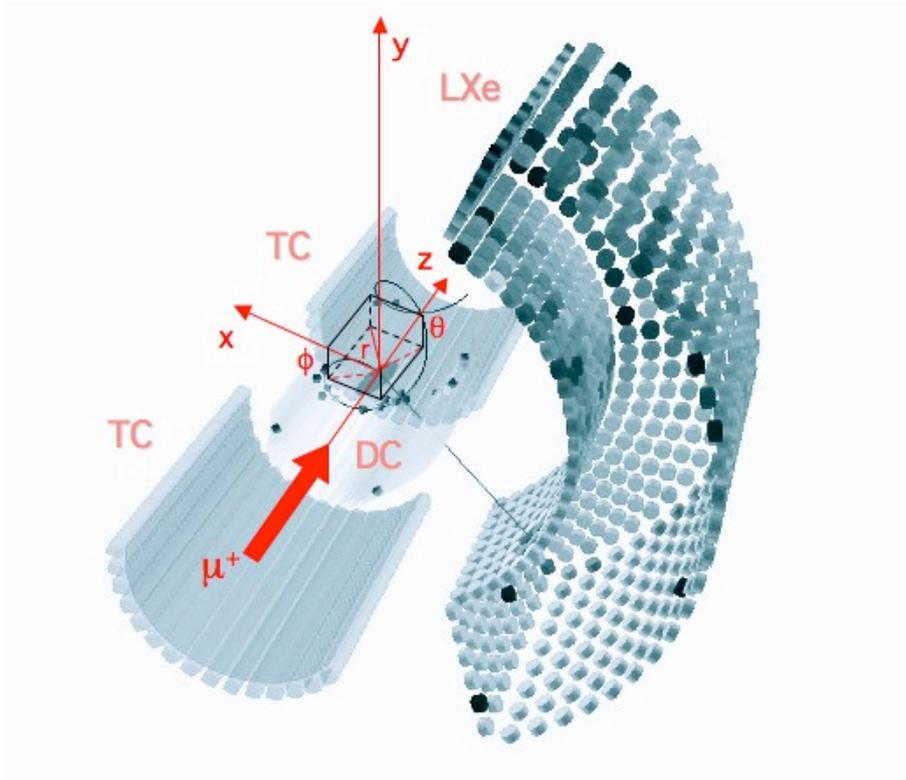


Figura 2.3: Evento composto da una coppia positrone-fotone pressochè collineari e sistema di coordinate del rivelatore. In figura: DC(Camere a deriva), LXe (Calorimetro elettromagnetico a Xenon liquido), TC (Timing Counter)

Anche il sistema di coordinate sferiche, e quindi la coordinata radiale r , ha origine nel bersaglio: l'angolo azimutale ϕ è l'angolo nel piano $x-y$ rispetto all'asse x , mentre l'angolo polare è θ , misurato rispetto all'asse z .

2.2 Fascio e bersaglio

Uno degli elementi fondamentali per la rivelazione del segnale è l'utilizzo di un intenso fascio di muoni. In altre parole, aumentando l'intensità del fascio, esiste la possibilità di migliorare la sensibilità al decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. Nei laboratori PSI viene prodotto il fascio di muoni più intenso al mondo ($3 \cdot 10^8 \mu^+/\text{s}$), ottenuti come prodotti di decadimento da pioni positivi secondo la reazione $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu$. I pioni provengono dall'interazione tra protoni di 590 MeV/c di impulso e un bersaglio di grafite di spessore 4 cm. Dato che l'energia disponibile per la reazione è al di sotto della soglia di creazione dei mesoni K, tale reazione produce essenzialmente pioni. Mentre i pioni negativi vengono rimossi, parte dei pioni positivi vengono arrestati su un bersaglio per il decadimento secondo la reazione sopra citata. Si sceglie di selezionare pioni positivi al fine di lavorare con un fascio di μ^+ . Infatti, la sezione d'urto della reazione: $\mu^- + (A, Z) \rightarrow \nu_\mu + (A, Z - 1)^*$ (*cattura muonica* da parte

dell'atomo (A, Z) e sua conseguente eccitazione con emissione di un neutrino), non è trascurabile.

MEG utilizza muoni di impulso ~ 29 MeV/c, provenienti da decadimenti a riposo dei pioni positivi della linea $\pi E5$. Come si può notare dal grafico 2.4, per il valore di impulso finale scelto, la contaminazione da pioni residui non decaduti è minima, rispetto alla selezione di impulsi superiori. I muoni della linea $\pi E5$ sono detti “muoni di superficie” e il loro utilizzo consente di ottimizzarne l'arresto nel bersaglio di MEG.

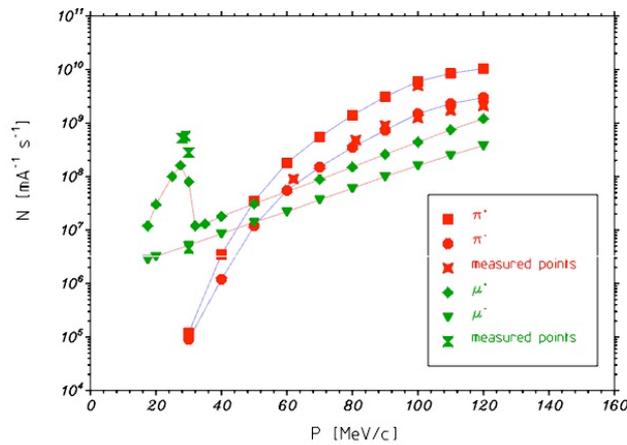


Figura 2.4: Muoni e pioni presenti lungo la linea di fascio $\pi E5$ in funzione dell'impulso.

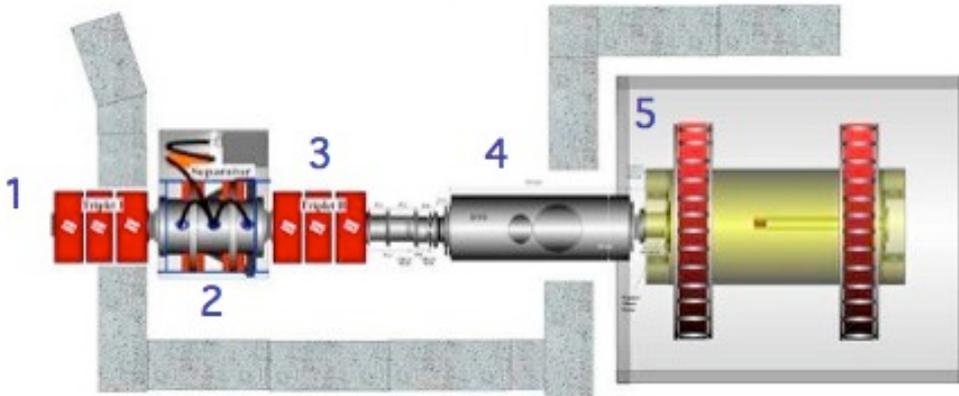


Figura 2.5: Schema della linea $\pi E5$ nella parte adiacente MEG.

Le caratteristiche principali della linea $\pi E5$ sono riportate in tabella 2.1. La linea di fascio a valle del bersaglio di interazione primario, e a adiacente MEG (Fig. 2.5), comprende i seguenti elementi ottici:

- un tripletto di quadrupoli (1);

Lunghezza della linea di fascio	10.4 m
Intervallo di impulsi	20-120 MeV
Risoluzione in impulso	2%
Angolo solido	150 msr
Sezione del fascio al bersaglio (FWHM)	15 x 20 mm ²
Divergenza angolare orizzontale	450 mrad
Divergenza angolare verticale	120 mrad

Tabella 2.1: Caratteristiche principali della linea $\pi E5$.

- un separatore elettrostatico (2);
- un secondo tripletto di quadrupoli adiacente al separatore (3);
- un solenoide di trasporto (B.T.S., Beam Transport Solenoid (4)) utilizzato come giunzione tra l'ultimo quadrupolo ed il magnete COBRA (5) e contenente un degradatore di energia per i μ .

I quadrupoli focalizzano il fascio prima e dopo il passaggio all'interno del separatore, il quale opera come selettore di velocità e consente la separazione spaziale tra muoni ed elettroni: ad una distanza di 2 cm dal bersaglio, la loro separazione spaziale (Fig. 2.6) è di 11.8 cm, equivalente a 7.2σ (dove σ è lo scarto quadratico medio della distribuzione dei positroni). Il degradatore permette di ridurre ulteriormente l'impulso del fascio al fine di ottenere un efficace arresto nel bersaglio di MEG. Nelle condizioni sopra descritte, la massima intensità prevista per il fascio è $\sim 2.0 \cdot 10^8 \mu^+ / s$.

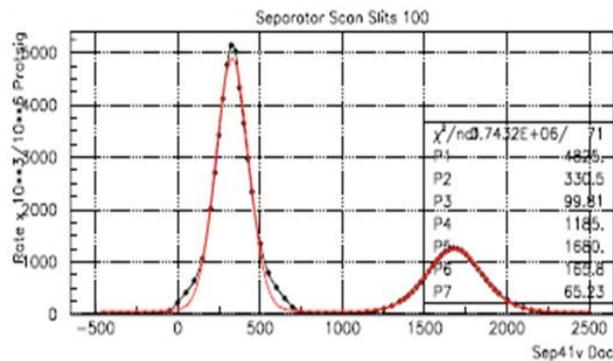


Figura 2.6: Fit a doppia Gaussiana della separazione spaziale (sull'asse orizzontale 500 ~ 5 cm) tra positroni (a sinistra) e muoni (a destra), ottenuta grazie al separatore elettrostatico lungo la linea del fascio $\pi E5$.

Il materiale scelto per entrambi gli elementi frenanti è il polietilene, per il quale risulta che lo spessore totale necessario per frenare il fascio è ~ 1.1 mm. Di questi, 200 μm costituiscono lo spessore del degradatore, mentre 205 μm il bersaglio: lo spessore finale richiesto è raggiunto mediante la rotazione di quest'ultimo di circa

12.5° rispetto alla direzione z del fascio. Tale rotazione consente di ridurre al minimo la degradazione in energia del positrone uscente e per limitare invece gli effetti della diffusione coulombiana. Per lo stesso motivo, il volume interno di MEG è riempito da una miscela composta di He e una minima percentuale di aria (6%).

2.3 Rivelazione del positrone

La traiettoria del positrone viene determinata all'interno di uno spettrometro magnetico, costituito dal magnete superconduttore COBRA e da 16 camere a deriva, mentre il tempo di volo viene misurato dai 30 scintillatori che compongono il TC.

2.3.1 Il magnete COBRA

Il magnete COBRA (COntant Bending RAdius, Fig. 2.7) è costituito da un magnete superconduttore e da una coppia di bobine resistive di compensazione. Il magnete superconduttore è formato da 5 bobine di 3 raggi differenti posizionate simmetricamente rispetto al bersaglio. COBRA genera un campo a simmetria azimutale variabile lungo z (Fig. 2.8(a)): raggiunge il suo massimo di 1.28 T a $z=0$ per poi decadere a z crescenti in modulo.

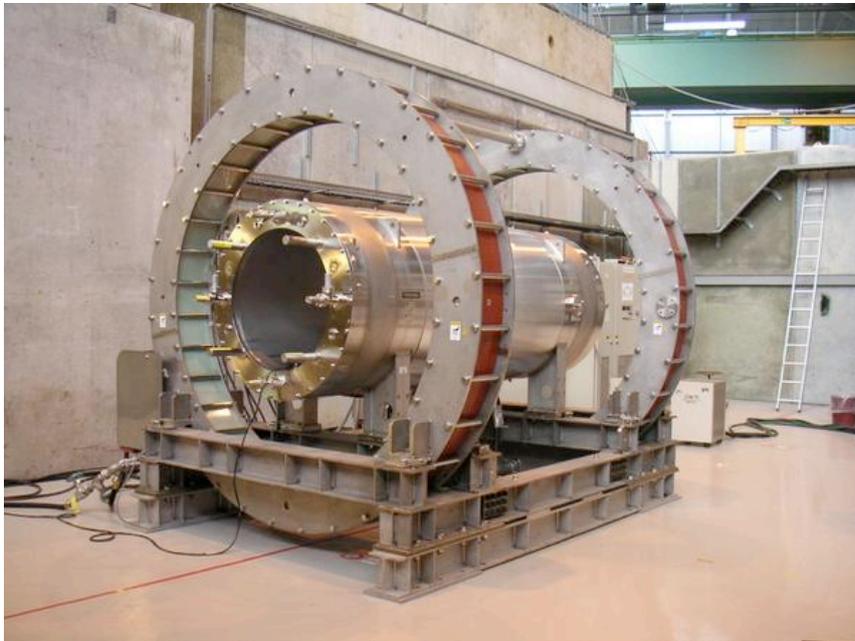


Figura 2.7: Il magnete COBRA

L'utilizzo di una tale configurazione permette di soddisfare le seguenti richieste:

- la rimozione rapida dei positroni emessi a $\theta \sim 90^\circ$, dalla regione centrale dello spettrometro. In tal modo, si riduce la presenza di tracce composte da giri mul-

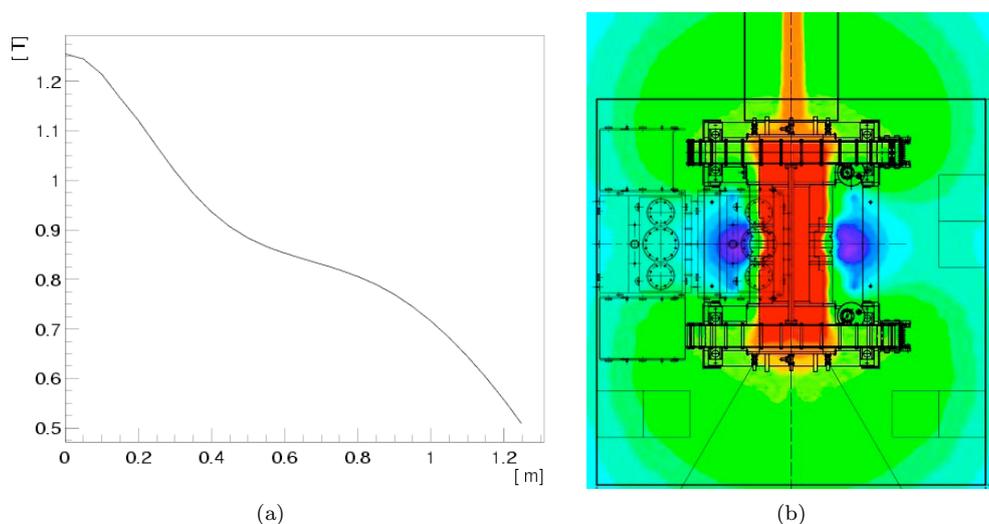


Figura 2.8: Il profilo del campo magnetico generato da COBRA in funzione di z (a). In (b), intensità del campo magnetico nella zona del rivelatore: la zona colorata in rosso corrisponde alla massima intensità di campo, quella in blu, corrispondente alla minima, è inferiore a 50 G.

tipi nelle camere, semplificando la ricostruzione delle traiettorie di positroni di alto impulso (cfr. figg. 2.9 e 2.10 a sinistra).

- il raggio di curvatura della traiettoria dei positroni emessi dal bersaglio dipende solo dal modulo del momento e non dalla direzione. In questa maniera, la traiettoria dei positroni di basso impulso (provenienti dal decadimento di Michel dei muoni) viene confinata in una regione cilindrica di raggio inferiore rispetto alla distanza tra il bersaglio e le camere a deriva, limitandone l'affollamento (cfr. figg. 2.9 e 2.10 a destra);

Le due bobine resistive sono invece posizionate in prossimità del magnete, al fine di compensare il campo al di fuori della zona del tracciatore e minimizzarlo nella regione del calorimetro. La risposta dei fotomoltiplicatori infatti dipende fortemente dalla direzione del campo magnetico applicato rispetto all'asse dei fototubi. Dal grafico 2.11 segue che l'intensità massima applicabile, oltre la quale la risposta del fototubo si riduce di più del 50%, è di 150 G (50 G) per la direzione perpendicolare (parallela) all'asse dei fotomoltiplicatori. La figura 2.8(b) mostra che nella zona del calorimetro, il campo magnetico è limitato a valori di 50 G.

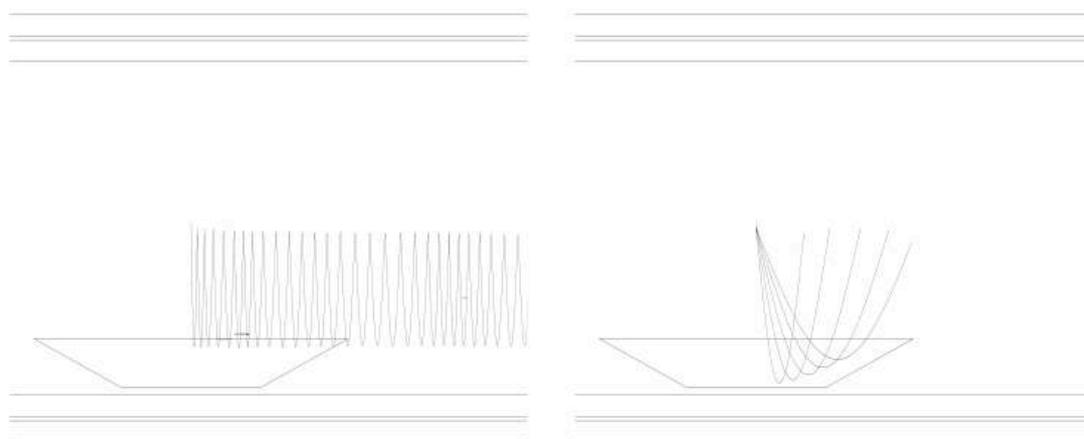


Figura 2.9: Piano (r-z): effetti di campo magnetico solenoidale uniforme. La traiettoria un positrone emesso a 88° è tale da attraversare molte volte il sistema di camere prima di essere espulso (a sinistra); il raggio di curvatura delle traiettorie di positroni di impulso fissato dipende dall'angolo di emissione (a destra).

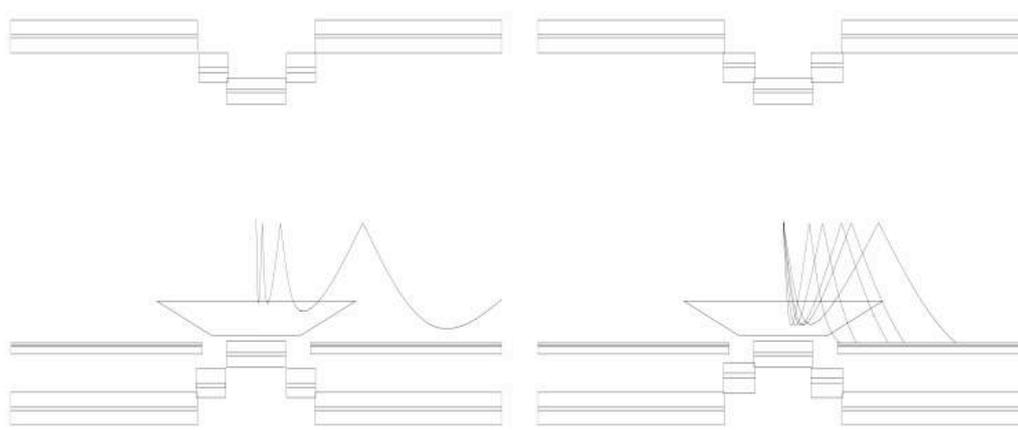


Figura 2.10: Piano (r-z): vantaggi presentati da un campo magnetico solenoidale non uniforme. Traiettoria di un positrone emesso a 88° : il positrone viene espulso molto più velocemente rispetto al caso precedente, con un minore affollamento delle camere (a sinistra); il raggio di curvatura di positroni di impulso fissato è indipendente dall'angolo di emissione (a destra).

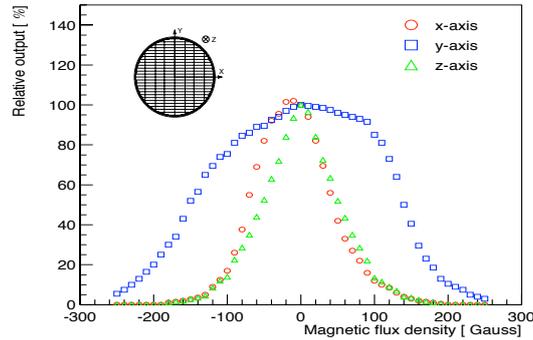


Figura 2.11: Risposta dei fotomoltiplicatori del calorimetro al campo magnetico

2.3.2 Le camere a deriva

Il sistema di tracciamento, riportato in Fig. 2.12, è costituito da 16 moduli di camere a deriva trapezoidali allineate radialmente e longitudinalmente, disposte ad un intervallo in ϕ di 10.5° . L'area sensibile longitudinale si estende fino a ± 50 cm per la base maggiore, mentre per la base minore fino a ± 21.9 cm; la copertura radiale è compresa tra $r=19.3$ e $r=27$ cm. L'accettanza angolare per positroni di 52.8 MeV/c di impulso emessi al bersaglio risulta $|\cos\theta| < 0.35$ e $|\phi| < 60^\circ$.

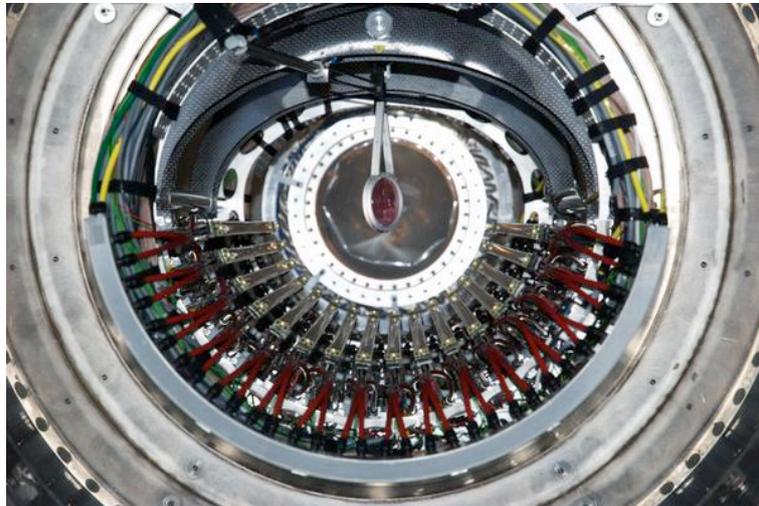


Figura 2.12: Il sistema di tracciamento posizionato all'interno di MEG. Le camere sono disposte radialmente attorno al bersaglio (al centro, solidale con la struttura), con la base minore rivolta verso l'interno.

Ciascun modulo è riempito con una miscela di 50% di He e 50% di C_2H_6 , scelta per ottenere una sufficiente perdita di energia per ionizzazione (65 e⁻/cm al minimo di ionizzazione) e minimizzare la diffusione coulombiana multipla dei positroni ($X_0 \sim 650$ m). Due serie di celle di deriva, sfasate di una distanza pari a metà cella, costituiscono il volume interno di ciascuna camera, come schematizzato in

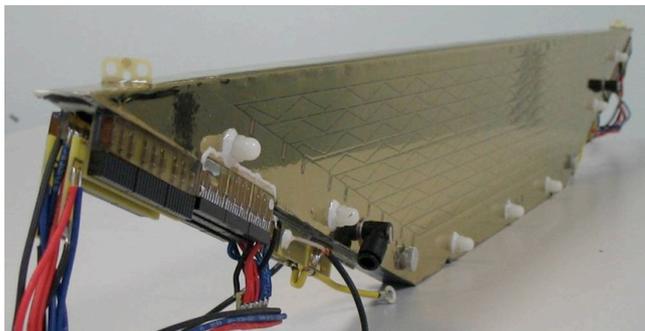


Figura 2.13: Uno dei 16 moduli delle camere a deriva. Sui fogli di alluminio che rivestono la camera, sono visibili i pattern di Vernier.

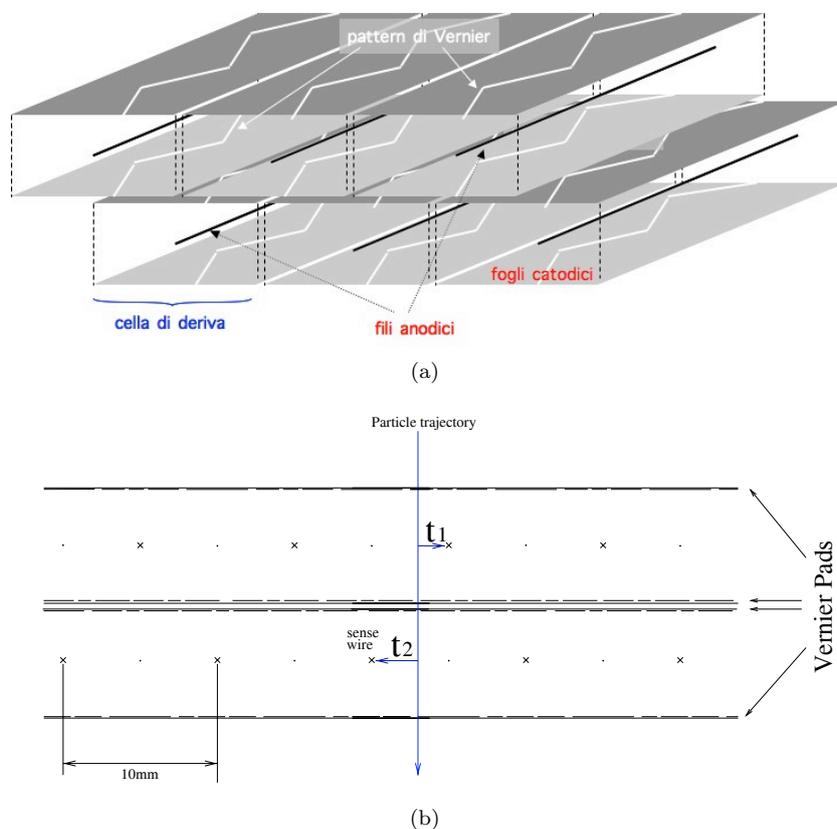


Figura 2.14: Rappresentazione schematica dei due piani di celle di deriva sfasati di metà cella (a), che consentono di determinare la coordinata radiale e il tempo assoluto simultaneamente (b).

Fig. 2.14(a): ogni cella è delimitata da 2 *strip* di fogli catodici, uno interno e l'altro esterno, realizzati con materiale plastico, rivestito di un sottile deposito di alluminio, allo scopo di riprodurre i disegni (o *pattern*) di Vernier. Tali scelte di costruzione sono finalizzate al raggiungimento di un'efficace ricostruzione delle coordinate z e r del punto di ionizzazione.

Il rapporto tra le cariche osservate su ciascuna delle estremità dei fili anodici fornisce la coordinata z con una precisione ~ 1 cm ma grazie al metodo della *divisione di carica* sui pattern di Vernier (che verrà descritto nella sezione 3.1) si può raggiungere una risoluzione di progetto di $\sim 300 \mu\text{m}$. Lo sfasamento dei piani di fili anodici fornisce un'indicazione corretta della direzione della particella ionizzante, risolvendo la cosiddetta ambiguità *destra-sinistra* (cfr. Fig. 2.14(b)). Dalla differenza tra i tempi di deriva in due celle adiacenti si ottiene la coordinata r con una precisione di circa $\sim 150 \mu\text{m}$ mentre dalla loro media si ottiene il tempo assoluto con un'accuratezza di circa 5 ns.

Le risoluzioni attese per il sistema di tracciamento sono state studiate mediante una simulazione basta su GEANT, generando positroni di 52.8 MeV e ricostruendone la traccia. Per la risoluzione in impulso si ottiene $\Delta p/p=0.7\%-0.9\%$ (FWHM), mentre per la risoluzione angolare $\Delta\theta=9-12$ mrad (FWHM). Il vertice di decadimento del μ al bersaglio può essere ricostruito con una risoluzione tra 2.1 e 2.5 mm (FWHM).

2.3.3 Il Timing Counter

Il rivelatore Timing Counter (TC) , mostrato in 2.15, è progettato per intercettare i positroni che emergono dalle camere a deriva e fornire la misura temporale con una risoluzione di ~ 90 ps (FWHM). Fornisce inoltre una rapida risposta sulla direzione del positrone, utilizzata nel trigger per selezionare eventi con positroni e fotoni collineari e coincidenti in tempo.

Il TC è formato da due settori identici posizionati simmetricamente rispetto al piano $z=0$, per intercettare i positroni emessi in corrispondenza dell'intera accettazione del calorimetro: il TC Upstream (US) nel semispazio con z negativo e il TC Downstream (DS) nel semispazio con z positivo (cfr. Fig. 2.3). Ciascun settore è ulteriormente suddiviso in due sottorivelatori: il rivelatore longitudinale e trasversale.

Il rivelatore longitudinale

Il rivelatore longitudinale è una matrice di 15 barre ($40 \times 40 \times 780$ mm³) di scintillatore plastico in poliviniltoluene (PVT) BC404 (cfr. tab. 2.2), collocate parallelamente all'asse z ad $r=31$ cm. Sono posizionate a $25 \text{ cm} < |z| < 95 \text{ cm}$ e ciascun settore copre un angolo azimutale di 150° ($-140^\circ < \phi < 10^\circ$). Le barre del TC sono posizionate su una struttura preformata in plexiglass e rinforzata in lamiera di acciaio, munita di due guide che ne permettono l'alloggiamento su due supporti all'interno dello spettrometro, facilitando l'allineamento del rivelatore ed evitando

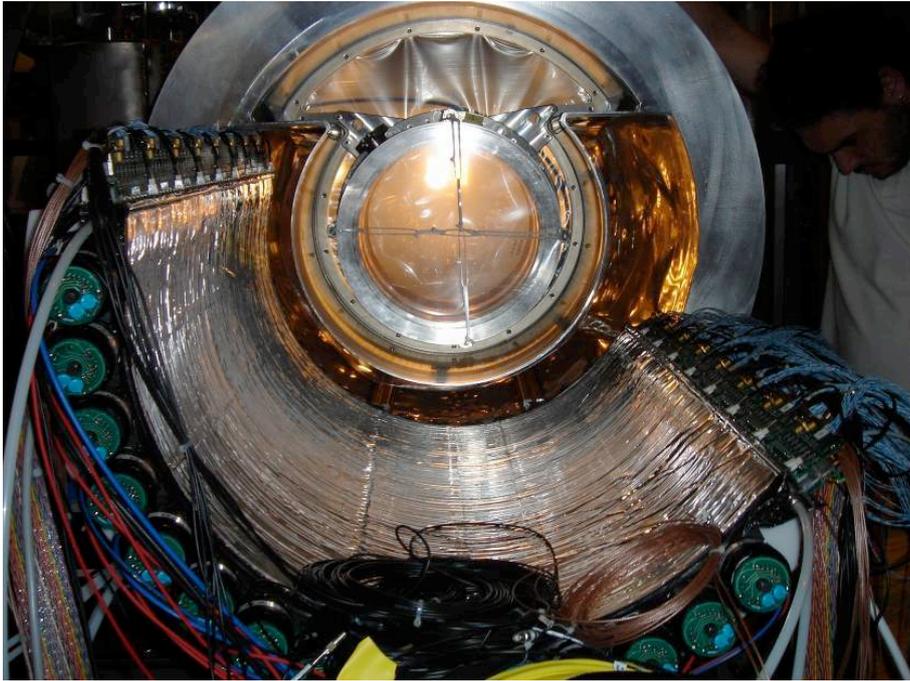


Figura 2.15: Un settore del rivelatore Timing Counter. E' possibile vedere i PMT delle barre e le fibre che ricoprono trasversalmente l'intera superficie.

sollecitazioni meccaniche eccessive nelle operazioni di estrazione e reinserimento dello stesso.

Date le accettanze e la geometria del campo magnetico, un positrone emesso in un intervallo angolare corrispondente a $0.08 < \cos|\theta| < 0.35$, può essere rivelato dopo aver compiuto in media 1.5 giri nel piano $r-\phi$.

Entrambe le estremità delle barre sono interfacciate a fotomoltiplicatori (PMT) Hamamatsu R5924 2" a maglia fine, ovvero *fine-mesh*. I fotomoltiplicatori fine-mesh hanno la proprietà di essere ad alto guadagno pur essendo immersi in campi magnetici fino a ~ 1.5 Tesla, grazie alla loro struttura interna (Fig. 2.16).

Il loro principio di funzionamento è lo stesso dei fotomoltiplicatori tradizionali [22]: all'interno del tubo di vetro, dove è fatto il vuoto, i fotoelettroni emessi dal fotocatodo, che indicheremo come elettroni primari, si muovono verso il primo dinodo, per effetto della differenza di potenziale esistente tra il catodo fotosensibile e l'anodo, posto alla base del fotomoltiplicatore. Gli elettroni primari provocano l'emissione di elettroni secondari da parte del dinodo (elettrodo) più vicino al fotocatodo e così di seguito per tutti i dinodi interposti tra il catodo e l'anodo. Alla fine della catena di moltiplicazione, gli elettroni raccolti all'anodo forniscono il segnale misurabile, il quale dipende dal guadagno, costituito dagli elettroni raccolti alla fine della catena di moltiplicazione per ciascun elettrone primario. Si capisce quindi come la presenza

di un campo magnetico possa deviare il percorso degli elettroni tra un dinodo e l'altro e diminuirne il guadagno.

Nei fototubi “fine-mesh” ciascun dinodo è una sottile rete di passo reticolare di pochi micron, posto a una distanza $<1\text{mm}$ dal successivo: questo minimizza la distanza che gli elettroni percorrono tra un dinodo e l'altro, riducendo gli effetti di curvatura della traiettoria dovuta al campo magnetico.

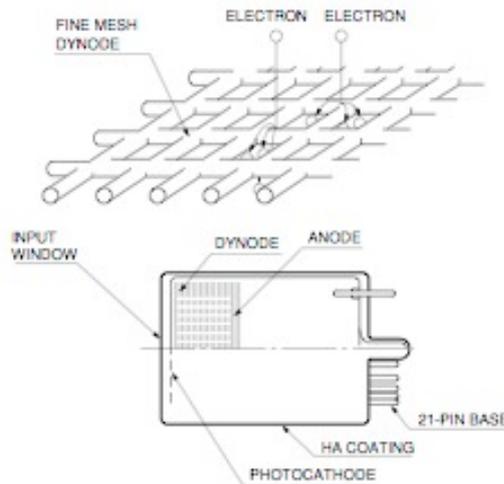


Figura 2.16: Struttura a maglia fine dei PMT Hamamatsu 2'' R5924

E' stato condotto uno studio sistematico [23] è stato condotto per caratterizzare il comportamento in campo magnetico dei PMT scelti. I grafici 2.17 mostrano il guadagno e la risoluzione dei PMT in funzione dell'orientamento θ rispetto ad un campo magnetico uniforme. Tali studi sono stati condotti inserendo i PMT nella regione centrale di un magnete di prova. Come si può osservare, per $\theta > 60^\circ$ il guadagno si riduce drasticamente, all'incirca di un fattore 100, in corrispondenza di campi magnetici ben al di sotto di 1 T. La risoluzione temporale invece peggiora di un fattore ~ 2 nel confronto tra $\theta = 30^\circ$ e $\theta = 0^\circ$.

Nella configurazione finale in MEG, si è quindi scelto di ruotare i PMT di un angolo pari a 30° rispetto alla direzione del campo magnetico. Tuttavia, a causa di vincoli meccanici imposti dalle camere a deriva soprastanti il TC, l'angolo finale scelto è di circa 20° , come mostrato in figura 2.18.

La scelta dei componenti e dei materiali che costituiscono l'intero rivelatore, è orientata ad ottimizzare la risoluzione finale ottenibile. Considerando l'intero sistema *scintillatore+PMT+elettronica*, le principali fonti di incertezza [24] provengono da:

- caratteristiche intrinseche dello scintillatore ($\rightarrow \sigma_{scint}$);

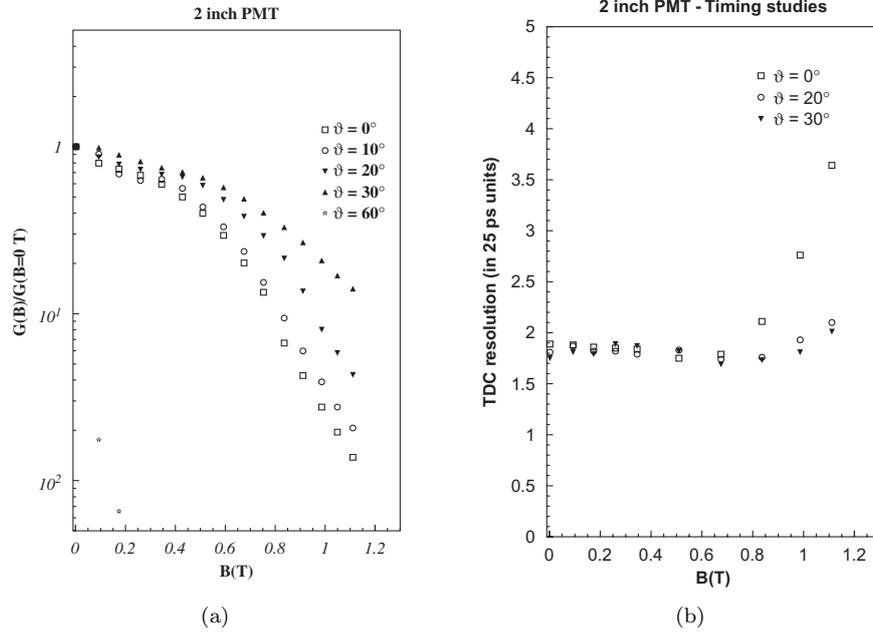


Figura 2.17: Guadagno (a) e risoluzione (b) dei PMT per diversi valori dell'angolo θ di orientazione, in funzione del campo magnetico.

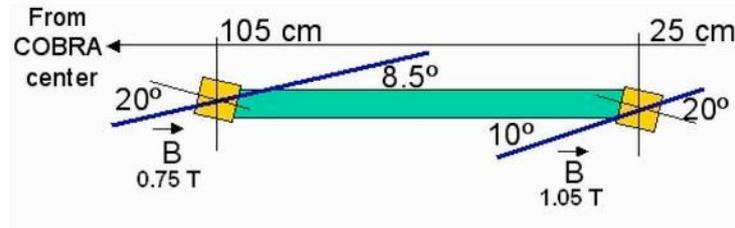


Figura 2.18: Rappresentazione schematica dell'orientazione dei PMT.

- tempo di risposta intrinseco del PMT ($\rightarrow \sigma_{PMT}$)
- elettronica di lettura ($\rightarrow \sigma_{el}$)

per cui la risoluzione totale del sistema è data dalla somma in quadratura dei termini sopra descritti, ovvero

$$\sigma_T = \sqrt{\sigma_{el}^2 + (\sigma_{scint}^2 + \sigma_{PMT}^2)/N_{pe}}. \quad (2.1)$$

Il contributo proveniente dall'elettronica di lettura del segnale è stato valutato in test dedicati ed è $\sigma_{el} \sim 40\text{ ps}$, σ_{PMT} e σ_{scint} vanno divisi per il numero di fotoelettroni prodotti. Data l'efficienza luminosa del materiale scintillante scelto, riportata in tabella, è stato stimato che il numero di fotoni prodotti per il materiale scelto

Caratteristiche	PVT BC404
Efficienza luminosa (% antracene)	68
Tempo di salita (ns)	0.7
Tempo di decadimento (ns)	1.8
Lunghezza d'onda di picco (nm)	408
Lunghezza di attenuazione (cm)	140

Tabella 2.2: Principali caratteristiche dello scintillatore PVT BC404.

corrisponde a ~ 54000 .

Alla quantità σ_{scint} contribuiscono due effetti: il primo è legato al tempo di arrivo dei fotoni alle estremità dello scintillatore, il secondo alla generazione di fotoni lungo tutta la traiettoria. I due effetti contribuiscono rispettivamente con ~ 70 ps e ~ 200 ps.

Il principale effetto che determina la risoluzione del fototubo, σ_{PMT} , è la dispersione dei tempi di transito (Transit Time Spread, TTS), dovuta alla natura stocastica del tempo di percorrenza di ciascuna cascata elettronica all'interno del fotomoltiplicatore. Per i fototubi scelti, risulta che $\sigma_{PMT} \sim 650$ ps.

La risoluzione temporale attesa per ciascuna barra, ricordando la formula 2.1 è ~ 70 ps (FWHM), limite intrinseco al di sotto del quale non è possibile spingersi. Alcuni test dedicati [25] hanno permesso di quantificare la risoluzione intrinseca del TC una volta posizionato nella sua posizione finale, stimando una risoluzione intrinseca di ~ 86 ps (FWHM), di poco superiore rispetto a quella teorica calcolata e comunque in accordo con quanto richiesto nella proposta.

Rivelatore trasversale

Il rivelatore trasversale [26] (Fig. 2.20) è progettato principalmente per soddisfare le richieste di trigger, fornendo una misura della coordinata z con una precisione dell'ordine di 1 cm. E' formato da 256 fibre scintillanti per ogni settore, di sezione $5 \times 5 \text{mm}^2$ e posizionate trasversalmente alle barre, in modo da coprirne l'intera superficie. Ciascuna estremità è interfacciata a fotomoltiplicatori a valanga APD (Avalanche PhotoDiodes), che risultano vantaggiosi rispetto ai PMT, sia per la struttura a stato solido, che ne limita la perdita di efficienza dovuta alla presenza del campo magnetico, ma anche per le loro dimensioni, permettendo di ottimizzarne l'accoppiamento con le fibre. Tuttavia, alcune difficoltà tecniche di integrazione con il resto dell'apparato sperimentale, hanno impedito di far entrare in funzione il rivelatore trasversale. Pertanto, al momento, il rivelatore longitudinale fornisce sia

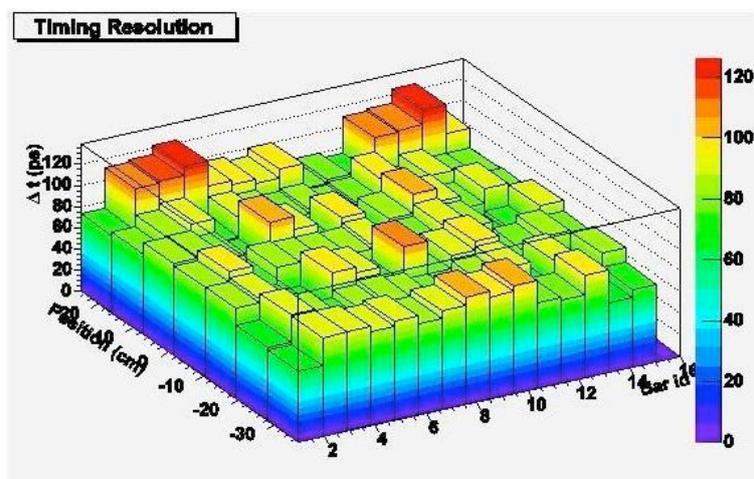


Figura 2.19: Risoluzione temporale del TC in funzione del punto di incidenza sulla barra, in configurazione di singola barra. Il grafico mostra una risoluzione omogenea del rivelatore.

la misura temporale che la z di impatto del positrone sul TC con una risoluzione di circa 2 cm.

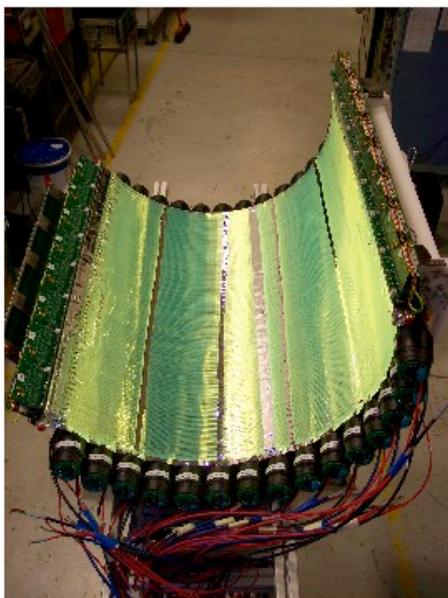


Figura 2.20: Le fibre scintillanti di un settore del TC.

2.4 Rivelazione del fotone

La rivelazione del fotone [27] [28] nell'esperienza MEG viene condotta mediante una tecnica calorimetrica innovativa basata sulla scintillazione dello Xenon liquido (LXe), elemento in grado di combinare un'efficiente resa in luce (confrontabile con

quella dei cristalli inorganici) con un'elevata velocità di risposta. Vengono misurati energia, posizione e tempo dei fotoni, mentre non è prevista la raccolta della carica di ionizzazione, consentendo una più rapida rivelazione dei fotoni.

2.4.1 Proprietà dello Xenon liquido

I gas nobili liquefatti sono stati considerati un ottimo mezzo per la rivelazione di radiazione sin dalla scoperta delle loro proprietà scintillanti. Essi combinano infatti le caratteristiche proprie degli scintillatori organici e inorganici, essendo caratterizzati da una veloce componente di diseccitazione e alta resa in luce di scintillazione (40000 fotoni/MeV per LXe), paragonabile a quella del Na(Tl). Le proprietà dei gas nobili tipicamente utilizzati sono riportate in tabella 2.3.

Caratteristiche	Ar	Kr	Xe
ρ (g/cm ³)	1.39	2.45	2.98
Z	18	36	54
λ_{picco} (nm)	128	147	178
Temperatura di ebollizione (K)	87.3	119.9	167.1
dE/dx m.i.p. (MeV/cm)	2.11	3.45	3.89
X ₀ (cm)	14.3	4.76	2.77
Raggio di Molière	7.3	4.7	4.1
τ_1 (ns)	6	2	4
τ_3 (ns)	1000	91	22

Tabella 2.3: Principali caratteristiche di Argon, Krypton e Xenon. τ_1 e τ_3 sono le costanti di diseccitazione rispettivamente dello stato di singoletto e tripletto.

Le principali caratteristiche che rendono lo Xenon liquido il più interessante tra questi sono: la lunghezza d'onda λ_{picco} più elevata, la minore lunghezza di radiazione X₀, la risposta più rapida τ e la temperatura di ebollizione più elevata, la quale facilita le operazioni di criogenia.

L'assenza dello stato legato Xe₂, rende lo Xenon trasparente alla propria luce di scintillazione, dato che impedisce la reazione $h\nu + Xe_2 \rightarrow Xe_2^+$, dove Xe₂⁺ è un atomo di Xe ionizzato. Tuttavia la presenza di impurità, come O₂ e H₂O, anche in concentrazioni molto piccole, induce un'attenuazione della luce emessa compromettendo l'uniformità della risposta del calorimetro. E' stato calcolato che la contaminazione da parte di tali molecole deve essere mantenuta al di sotto di qualche decina di parti per miliardo (ppb) per non avere un significativo peggioramento delle prestazioni del calorimetro. A tale scopo è stato progettato un sistema di purificazione dello LXe che attraverso il ricircolo in fase gassosa consente di ridurre le impurità fino ad un valore al di sotto della soglia richiesta.

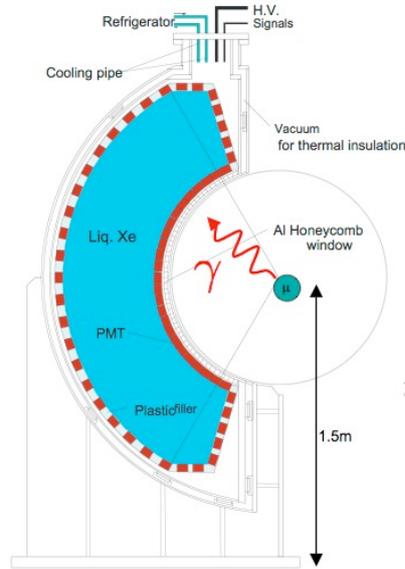


Figura 2.21: Rappresentazione schematica del calorimetro LXe.

2.4.2 Il Calorimetro a LXe

Uno schema del calorimetro a LXe è riportato in figura 2.21. La geometria a C consente di seguire la simmetria cilindrica dell'apparato sperimentale, permettendo ai fotoni prodotti nel bersaglio di incidere quasi perpendicolarmente sulla faccia interna. La struttura è realizzata in acciaio e alluminio ad eccezione della faccia interna, realizzata in materiale plastico per ridurre la probabilità di conversione del fotone durante il suo attraversamento. Il raggio interno misura 67.5 cm mentre quello esterno 112 cm e il suo volume è tale da contenere 800 l di LXe.

Su ciascuna faccia del calorimetro sono alloggiati dei supporti in plastica per sostenere i fotomoltiplicatori Hamamatsu mod.R9869 (846 in totale) sensibili alla luce ultravioletta (cfr. tab. 2.3) e sviluppati appositamente per operare in presenza di campo magnetico e a temperature criogeniche. La densità di fototubi alloggiati sul calorimetro è massima sulla faccia interna, in quanto i fotoni in media rilasciano gran parte della loro energia dopo aver attraversato pochi cm di LXe.

Le risoluzioni attese (in FWHM) [21] per fotoni da 52.8 MeV sono $\Delta T = 150$ ps per la ricostruzione temporale, $\Delta\theta = 15$ mrad per la risoluzione angolare, $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 4\text{-}5\%$ per la risoluzione in energia.

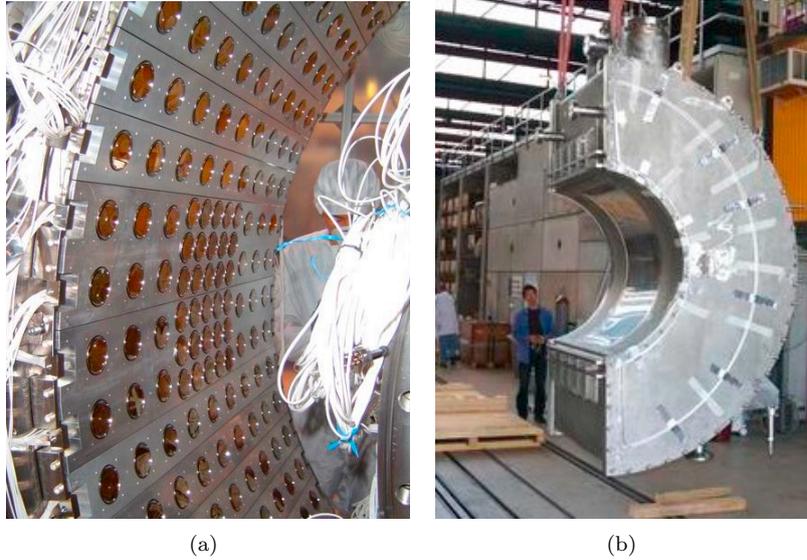


Figura 2.22: Il Calorimetro a LXe: in (a) è possibile vedere i fotomoltiplicatori affacciati verso l'interno del calorimetro; in (b) una fase del posizionamento del calorimetro nell'area sperimentale.

2.5 Sistema di Trigger e DAQ

L'elevata intensità del fascio ed il conseguente affollamento dei rivelatori richiedono lo sviluppo di un sistema di trigger in grado di elaborare i segnali dei rivelatori con la massima rapidità. Questo pone un limite all'utilizzo delle informazioni fornite dal tracciatore, dal momento che la deriva degli elettroni e la successiva formazione dei segnali anodici richiedono un tempo superiore alla latenza massima accettabile (circa 300 - 350 ns). Per questo motivo all'interno degli algoritmi di trigger per gli eventi $\mu \rightarrow e\gamma$ vengono utilizzati il LXe ed il TC, mentre non si tiene conto dell'informazione delle camere a deriva.

Il sistema [29] si basa sull'impiego di schede elettroniche in standard VME su cui sono installati FADC (Flash Analog to Digital Converters) per il campionamento del segnale e FPGA (Field Programmable Gate Arrays) per l'analisi delle informazioni digitalizzate, che vengono registrate su memoria SRAM ("Static Random Access Memory", un tipo di RAM molto veloce e con bassa dissipazione, che consente di mantenere le informazioni per un tempo molto lungo). Il sistema ha una struttura ad albero organizzata su tre livelli con due tipi differenti di schede, come mostrato in Fig. 2.23. Il primo livello di trigger riceve e digitalizza i segnali analogici dei fototubi, esegue in tempo reale alcuni algoritmi preliminari di ricostruzione, sottrae il piedistallo (calcolato come media di campionamenti precedenti alla forma d'onda) ed applica un filtro passa basso per la riduzione del fenomeno di "aliasing"¹ indotto

¹L'aliasing è il fenomeno per cui due segnali analogici diversi possono diventare indistinguibili una volta campionati. Secondo il teorema di Nyquist-Shannon, la frequenza di campionamento deve essere almeno il doppio della

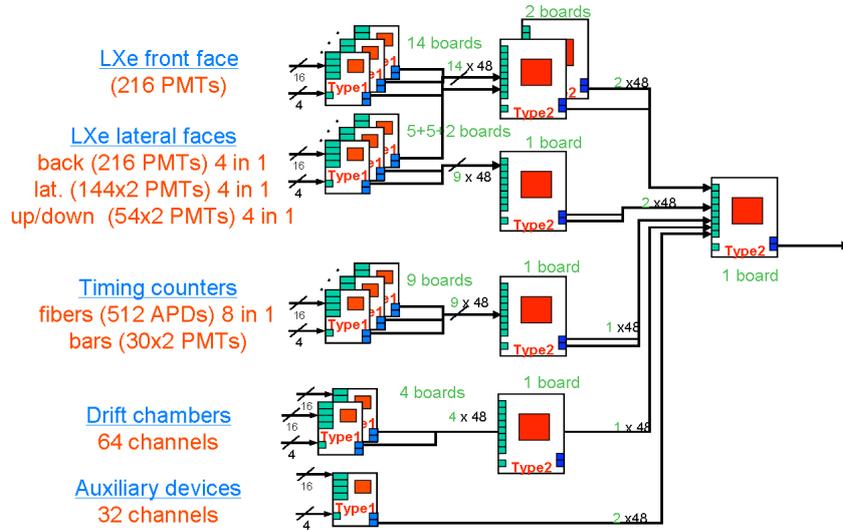


Figura 2.23: Rappresentazione schematica del Trigger di MEG.

dalle alte frequenze. In seguito l'informazione viene passata ai livelli successivi nei quali vengono completate le procedure di ricostruzione e viene generato il segnale di trigger.

Le variabili di interesse per la generazione del segnale di trigger $\mu \rightarrow e\gamma$ sono:

- Energia del fotone.
Viene determinata dall'ampiezza dell'impulso del segnale ottenuto dalla somma delle forme d'onda registrate sui fotomoltiplicatori del calorimetro;
- Coincidenza temporale.
Il tempo del fotone è determinato mediante un'interpolazione parabolica del fronte di salita (*leading edge*) dei segnali provenienti dai fotomoltiplicatori della faccia interna del calorimetro; il tempo del positrone è determinato mediante un algoritmo analogo e corrisponde al tempo della barra del TC colpita.
- Angolo relativo $e^+ - \gamma$.
E' l'angolo formato dal punto tra a direzione del fotone (dato dal fotomoltiplicatore del calorimetro per il quale si è raccolta una carica maggiore) e la z di impatto del positrone sulla barra del TC (ottenuta confrontando le ampiezze degli impulsi registrati su ciascun PMT della barra).

Oltre al trigger $\mu \rightarrow e\gamma$ sono stati implementati altri algoritmi di trigger per le operazioni di calibrazione e monitoraggio dell'apparato e per la misura dei fondi dell'esperimento (decadimento radiativo, positroni di Michel, fotoni singoli etc.).

frequenza della componente armonica a frequenza più alta da campionare.

Il sistema di Acquisizione Dati (o DAQ) [30] è costituito da campionatori di forma d'onda (Domino Ring Sample) interfacciati a calcolatori di un sistema che permette il controllo in tempo reale dei dati.

Il DRS è un sistema di digitizzazione sviluppato nei laboratori PSI, costituito da un circuito analogico di 1024 condensatori che vengono sequenzialmente riempiti e svuotati per campionare i segnali in entrata. All'occorrenza di un segnale di trigger le cariche contenute in ciascun condensatore vengono lette e digitizzate. I segnali provenienti dai PMT vengono digitizzati a 2 GHz.

Capitolo 3

La ricostruzione del positrone

Il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$ a riposo è caratterizzato dalla presenza nello stato finale di un positrone e un fotone emessi con versi opposti lungo la stessa direzione, contemporaneamente ed entrambi di energia di circa 52.8 MeV. Pertanto le variabili cinematiche sono: energia del positrone (E_e), energia del fotone (E_γ), angolo relativo positrone-fotone ($\Theta_{e\gamma}$) e tempo relativo positrone-fotone ($t_{e\gamma} = t_e - t_\gamma$).

Il tempo di interesse per il positrone è il **tempo di emissione al bersaglio**. Quest'ultimo pertanto è ottenuto sottraendo al **tempo di arrivo** sul TC, il **tempo di volo** del positrone, stimato una volta nota la lunghezza della sua traiettoria nello spettrometro. Dal momento che le tracce e i tempi sono oggetti ricostruiti separatamente, è necessaria un'opportuna procedura di connessione che li associ correttamente: questo è l'algoritmo di *matching*.

In questo capitolo illustreremo i metodi per la ricostruzione del tempo del positrone sul TC, facendo un rapido cenno iniziale alla ricostruzione della traiettoria del positrone.

3.1 La ricostruzione della traiettoria del positrone

La ricostruzione dell'evento all'interno delle camere a deriva [31], da cui si ottiene la misura della traccia, si articola come di seguito:

- Identificazione delle coordinate dell'*hit*
- Ricerca dei *cluster* e della traccia
- Fit della traccia

Identificazione delle coordinate dell'*hit*

Per ogni cella elementare interessata dalla ionizzazione¹, si hanno a disposizione sei segnali di tensione in funzione del tempo, o forme d'onda: due dalle estremità del

¹Per questo paragrafo si abbia come riferimento la sezione 2.3.2, relativa all'*hardware* delle camere a deriva.

filo, e quattro dai fogli catodici che costituiscono i *pattern* segmentati alla *Vernier* (Figg. 3.1(a) e 3.1(b)). Si stabilisce l'esistenza di un *hit* se, nella forma d'onda, esiste un impulso superiore ad una soglia fissata a 3 volte l'rms del rumore. Successivamente, si associa all'*hit* una carica totale Q e un tempo t : Q si calcola integrando l'impulso in una finestra costante di 75 ns intorno al picco, comune sia alle forme d'onda dell'anodo che del catodo, e ottimizzata per massimizzare il rapporto segnale-rumore; t è il tempo corrispondente al primo bin sopra soglia.

Si ottiene una stima grossolana della coordinata z dell'*hit* dal metodo della *divisione di carica*. Definendo:

$$\epsilon_a = \frac{Q_U - Q_D}{Q_U + Q_D} \quad (3.1)$$

in cui $Q_{U(D)}$ è la carica raccolta dall'estremità upstream (downstream) del filo, la z dell'*hit* è:

$$z = (1 + \epsilon_a) \frac{L}{2} \quad (3.2)$$

dove L la lunghezza del filo. La stima di z viene raffinata utilizzando i *pattern* di Vernier, grazie ai quali si definiscono le due asimmetrie, ϵ_i e ϵ_e , rispettivamente per la strip di foglio interna ed esterna. La quantità $\alpha = \tan^{-1} \epsilon_e / \epsilon_i$ è la fase del *pattern* di Vernier corrispondente al punto in cui è avvenuta la ionizzazione, che si può inserire nella seguente formula:

$$z = \alpha \cdot \frac{l}{2\pi} + n \cdot l \quad (3.3)$$

dove l è la lunghezza del passo di segmentazione, pari a 5 cm. Il valore n indica all'interno di quale periodo si trova l'*hit* ed è stimato utilizzando 3.2.

Il tempo di arrivo dell'impulso t permette di risalire ad una determinata curva isocrona compatibile con t (Fig. 3.2(a)), ma la determinazione univoca della coordinata r dell'*hit* richiede la conoscenza della direzione della traccia. Tale direzione infatti consente sia di risolvere l'ambiguità destra-sinistra, sia di determinare univocamente il punto di origine della valanga di ionizzazione, mediante la stima del punto di tangenza con l'isocrona. Per questi motivi, la coordinata r dell'*hit* viene calcolata solo dopo aver ottenuto una prima stima della direzione della traiettoria del positrone.

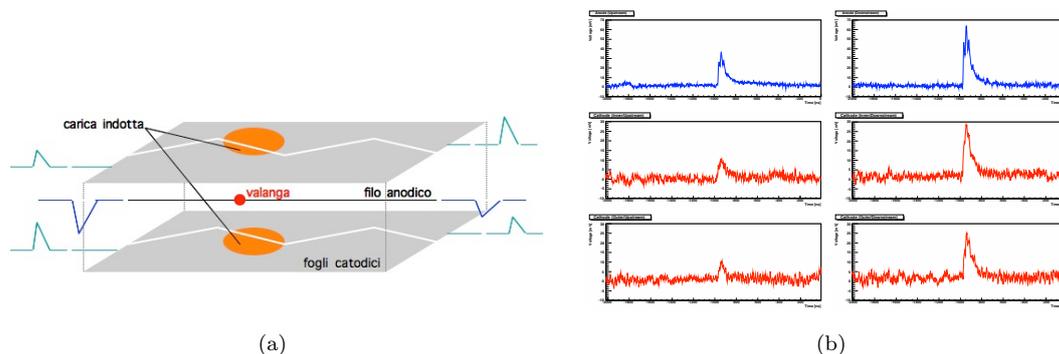


Figura 3.1: Vista schematica di una cella elementare (a). Forme d'onda associate con ad un *hit* nelle camere a deriva (b): in blu dal filo anodico, in rosso dai pattern di Vernier dei fogli catodici.

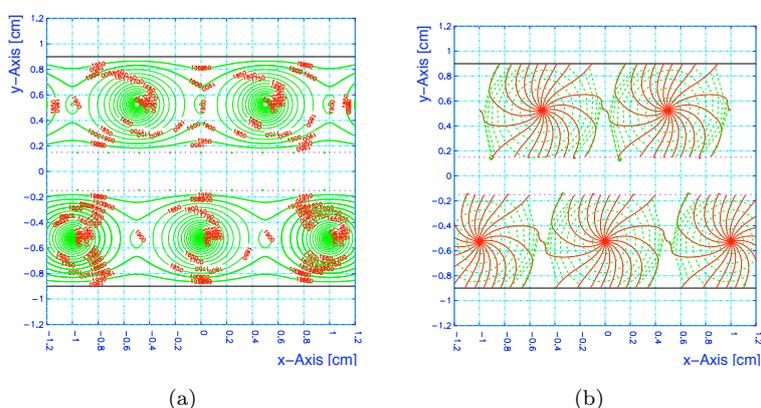


Figura 3.2: In figura 3.2(a) diverse isocrone; nella 3.2(b) le linee di deriva attorno ai fili anodici.

Ricerca dei cluster e della traccia

Ogni modulo delle camere a deriva è formato da piani adiacenti di fili anodici, sfasati di metà cella. All'interno di uno stesso modulo, è possibile raggruppare gli hits compatibili con un'unica traccia, e formare i *cluster* (Fig. 3.3). A questo punto, grazie allo sfasamento di metà cella, si risolve l'ambiguità destra-sinistra già a questo livello, nella maggior parte dei casi. La ricerca delle tracce consiste nell'individuazione di cluster compatibili con un'unica traccia, su moduli differenti (Fig.3.4): tale procedura fornisce diverse porzioni di traccia che in un secondo momento verranno connesse per formare le tracce candidate. Nota a questo punto la direzione della traccia, si determina univocamente la coordinata r e viene risolta l'ambiguità destra-sinistra.

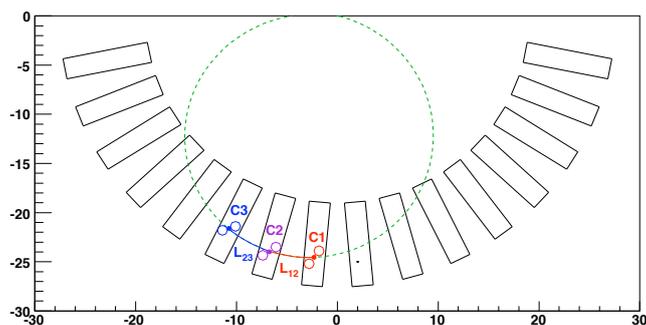


Figura 3.3: Esempio di ricerca di una porzione di traccia, tramite l'identificazione dei cluster C1, C2 e C3.

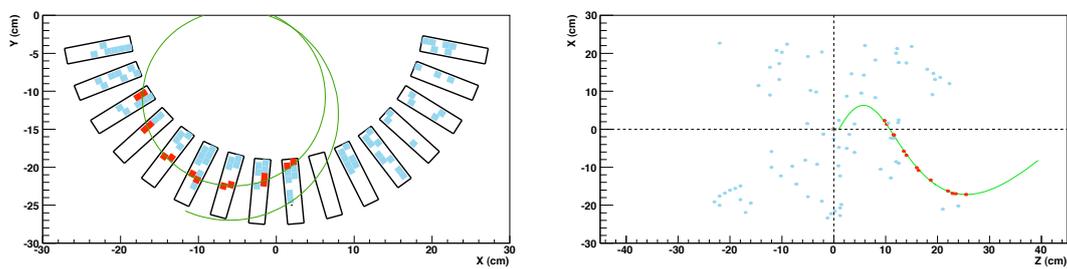


Figura 3.4: Esempio di traccia candidata nel piano x-y (a sinistra) e nel piano z-x (a destra).

Fit delle tracce

La procedura di ricerca delle tracce fornisce le coordinate degli *hit* di ogni traccia candidata (Fig. 3.4) che può quindi essere analizzata con grande precisione dall'algoritmo di fit basato su un Kalman Filter. Questa tecnica fu originariamente sviluppata per l'analisi di uno stato dinamico partendo da una serie di misure incomplete e affette da rumore (ovvero con variazioni casuali). Successivamente è stata largamente usata come tecnica di fit in fisica delle alte energie per diverse ragioni, come la possibilità di includere nell'algoritmo, in modo ottimale, la perdita di energia e la diffusione coulombiana, la manipolazione di traiettorie in geometrie complesse e in campi magnetici non uniformi, e la gestione e il controllo della propagazione degli errori, tutte caratteristiche necessarie per MEG.

L'analogia tra l'analisi lineare di un sistema dinamico e il fit di una traccia è possibile considerando la traccia come l'evoluzione di \mathbf{x} , un vettore di stato a 6 componenti, tre per la posizione, due per la direzione e una per il modulo del momento [32].

Il fit della traccia consiste allora nella risoluzione del seguente sistema di equazioni nella forma più generale:

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{F}_{k-1}(\mathbf{x}_{k-1}) + \mathbf{w}_{k-1} \quad (3.4)$$

dove l'indice k scorre sulle N misurazioni (*hit*) a disposizione, \mathbf{F} è il propagatore della traccia dalla $k-1$ -esima alla k -esima misurazione, \mathbf{w} è un disturbo random: si tiene conto delle fluttuazioni nella perdita di energia e della diffusione coulombiana tramite questo termine. Per campi magnetici non uniformi, come nel caso di MEG, l'operatore di propagazione della traccia non è lineare e al suo posto ne viene considerato lo sviluppo di Taylor al primo ordine:

$$\mathbf{x}_k = \mathbf{f}_{k-1}(\mathbf{x}_{k-1}^{k-1}) + \mathbf{J}_{k-1}(\mathbf{x}_{k-1} - \mathbf{x}_{k-1}^{k-1}) + \mathbf{w}_{k-1} \quad (3.5)$$

con \mathbf{J} matrice Jacobiana di \mathbf{f} . Il propagatore della traccia contiene un preciso modello di traiettoria per il tracciamento di una particella carica all'interno di COBRA, che richiede di inglobare in questo sistema una mappa di misurazioni del campo magnetico.

La risoluzione del sistema di equazioni ovvero la ricostruzione della traccia, coincide quindi con l'analisi dell'evoluzione del sistema 3.5 condotta tramite le seguenti tre operazioni:

- Stima di x_k basandosi su tutte le precedenti misurazioni, esclusa la k -esima (*Filtering*);
- Stima di x_k usando su tutte le precedenti misurazioni, compresa la k -esima: il vettore di stato è aggiornato con un'opportuna media pesata tra le precedenti misure e la k -esima (*Prediction*);

- Stima di x_k con tutte le N misurazioni: in particolare la traccia viene propagata all'“indietro” verso il bersaglio per muoni (*Smoothing*);

Le componenti del vettore di stato, estrapolate propagando la traccia al bersaglio, forniscono il punto di decadimento del muone $\vec{x}_i = (x, y, z)$, l'angolo di emissione del positrone e il suo momento $|\vec{p}_e|$.

Nello stesso tempo la traccia viene propagata al Timing Counter e l'intera lunghezza della traiettoria, dal bersaglio al Timing Counter, fornisce il tempo di volo del positrone.

3.2 La ricostruzione del tempo del positrone

Un positrone che raggiunge una barra di scintillatore produce un segnale o *hit*. La ricostruzione del tempo di arrivo del positrone [33] consiste nell'estrarre una misura temporale di segnali rilevati da ciascuno dei due PMT di cui è equipaggiata ciascuna barra. E' possibile che un positrone colpisca più di una barra. In entrambi i casi, la corretta stima del tempo di emissione del positrone al bersaglio, necessita di un'appropriata associazione tra una traccia ricostruita e un evento sul TC, e di opportune calibrazioni temporali.

3.2.1 Ricostruzione del tempo dell'hit

Per ogni evento del tipo in figura 3.5, il segnale proveniente da ciascun PMT viene suddiviso passivamente in tre uscite nel rapporto 1:1:8. Riguardo alle frazioni più basse del segnale, la prima viene utilizzata come segnale di monitoraggio; la seconda viene ulteriormente suddivisa in due segnali, l'uno viene inviato al trigger e l'altro digitizzato direttamente dal DRS (producendo in output l'impulso del PMT). La frazione più alta del segnale passa invece attraverso un discriminatore a doppia soglia (DTD, Double Threshold Discriminator) e il suo output, in logica NIM, viene digitizzato dal DRS. La discriminazione a doppia soglia consente di ottimizzare il rapporto segnale-rumore, mediante la soglia più bassa, posta al di sopra della fluttuazione massima del fondo; mediante la soglia più alta invece si discrimina il segnale. Vengono estratte le seguenti quantità:

- *Tempo*

E' ottenuto dall'output del DTD. Mediando più impulsi NIM, canale per canale, si costruisce una funzione di riferimento da usare per il fit (*template fit*) a ciascun impulso NIM. I parametri del fit lasciati liberi sono il livello di *baseline*, ovvero il livello di tensione alla quale l'impulso decade, e il *leading-edge*, cioè l'istante di salita dell'impulso, che corrisponde al punto della funzione di fit con derivata massima, e usato come tempo di arrivo dell'impulso.

- *Carica e Ampiezza*

Si usano gli impulsi del PMT digitizzati. La carica totale si ottiene integrando la forma d'onda in entrata al DTD, in una finestra di 30 ns, la cui larghezza è ottimizzata per ridurre il rumore introdotto nell'integrazione. L'ampiezza dell'impulso è la differenza tra la tensione di picco dell'impulso e il valore della baseline stimato da un template fit analogo a quello usato per l'impulso NIM.

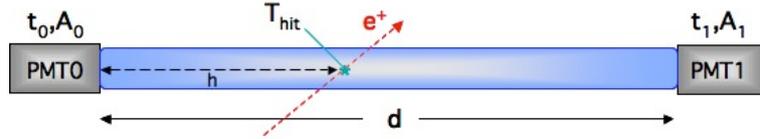


Figura 3.5: Rappresentazione schematica di una barra di scintillatore e dei fotomoltiplicatori. Al passaggio di un positrone, la luce di scintillazione viene raccolta dal PMT 0 e 1, anche detti interno (vicino al bersaglio) ed esterno, producendo un impulso al tempo t_i di ampiezza A_i e a distanza h dal PMT0, definito come il PMT più vicino al bersaglio o interno.

In riferimento alla figura 3.5, per il calcolo del tempo dell'hit (T_{hit}) e della sua coordinata longitudinale h lungo la barra di lunghezza d , si procede come di seguito. Detti t_0 e t_1 i tempi degli impulsi sui fotomoltiplicatori PMT0 e PMT1, e A_0 e A_1 le corrispondenti ampiezze, si può scrivere:

$$\begin{aligned} t_0 &= T_{hit} + \frac{h}{v_{eff}} + f(A_0) + b_0 \\ t_1 &= T_{hit} + \frac{d-h}{v_{eff}} + f(A_1) + b_1 \end{aligned} \quad (3.6)$$

dove v_{eff} è la velocità efficace della luce di scintillazione all'interno della barra, i termini $f(A_i)$ rappresentano la correzione di *Time Walk* e i termini b_i indicano ogni altro sbilanciamento tra le barre (*offset*), dovuto alla catena di elettronica. Di seguito verranno estratte le quantità di interesse tramite la trattazione analitica delle 3.6 ma si noti che il calcolo effettivo di t_0 e t_1 richiede la quantificazione dei parametri che vi compaiono.

Risolviendo per T_{hit} le 3.6, si ottiene:

$$T_{hit} = \frac{t_0 + t_1}{2} - \frac{1}{2} (f(A_0) + f(A_1)) - \left(\frac{d}{2v_{eff}} + \frac{b_0 + b_1}{2} \right). \quad (3.7)$$

mentre dalla differenza tra t_0 e t_1 , si ottiene inoltre h :

$$h = \frac{v_{eff}}{2} [(t_0 - t_1) + f(A_1) - f(A_0)] - \frac{v_{eff}}{2} (b_0 - b_1) + \frac{d}{2} \quad (3.8)$$

Il calcolo di v_{eff} , dei coefficienti b_i e dei termini in $f(A_i)$ verrà discusso nel paragrafo 3.4 relativo alle calibrazioni.

3.3 Molteplicità dei cluster

Un positrone ha una certa probabilità di colpire più barre scintillanti (ved. Fig. 3.6). L'evento sul TC è allora costituito da un *cluster* di barre, ovvero dall'insieme ordinato delle barre i cui hits sono compatibili con la traiettoria di uno stesso positrone. La molteplicità dei cluster costituiti da barre adiacenti è riportata in tabella 3.1. Oltre ai cluster di molteplicità 1, già trattati nella precedente sezione, è ragionevole assumere che anche i cluster di molteplicità 2 o 3 siano realmente stati originati da uno stesso positrone, al contrario dei restanti casi in tabella 3.1 o i casi di cluster di barre non adiacenti (non riportati). In questi casi, diventa difficoltoso seguire la traiettoria del positrone: essa può risultare non correttamente stimata dall'algoritmo di tracciamento, a causa delle grandi fluttuazioni nella perdita di energia e della diffusione coulombiana all'interno delle barre del TC. Inoltre, all'aumentare della molteplicità del cluster, è più probabile che gli hits delle barre successive alla prima, siano stati causati da un fotone di Bremsstrahlung emesso dal positrone di energia $\sim 50\text{MeV}$ [22], piuttosto che dal positrone stesso. Pertanto, campioni di eventi costituiti da 2 o 3 barre *adiacenti* colpite, eventi di *doppie* o *triple* rispettivamente (2 e 3 in tabella 3.1) possono essere considerati ragionevolmente puri e significativi ed essere sfruttati per stime di risoluzione e calibrazioni.

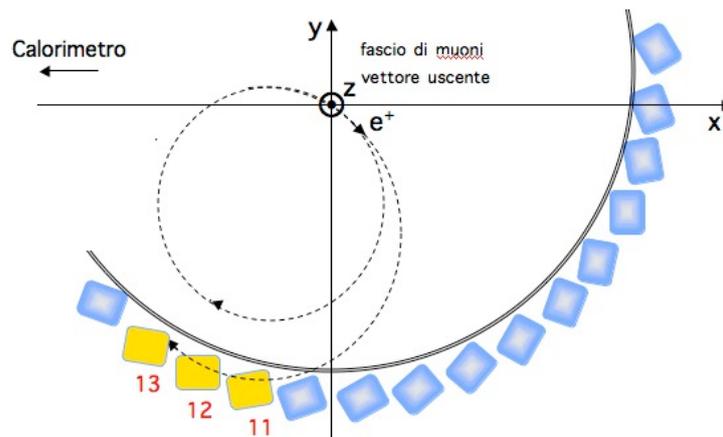


Figura 3.6: Rappresentazione schematica nel piano x-y di un evento in cui il positrone colpisce più barre scintillanti. In questo caso l'evento nel Timing Counter è un cluster costituito dalle barre 11-12-13.

Molteplicità	1	2	3	4	5
P_a	35.82 %	39.38 %	16.41 %	1.65 %	0.03 %

Tabella 3.1: Molteplicità dei cluster sul TC. P_a è la probabilità che il cluster sia costituito di barre adiacenti. Tali percentuali sono state ottenute da un campione Monte Carlo di eventi di Michel.

3.3.1 Stima della risoluzione col metodo delle doppie

Gli eventi di doppie sono un utile campione per quantificare della risoluzione temporale delle barre. Detta A la prima barra colpita dal positrone e B la seconda (Fig. 3.7), i tempi ad esse associati si possono scrivere come:

$$\begin{aligned} T_A &= T_{hit} \\ T_B &= T_{hit} + l/c \end{aligned}$$

dove l/c è la traiettoria percorsa dal positrone nel tragitto dalla barra A alla barra B. Considerando ora tutti gli eventi di doppie costituiti dalle barre A e B, la distribuzione della variabile $\Delta T = T_B - T_A$ è una Gaussiana di valor medio pari alla lunghezza di traccia media tra due barre, e la cui RMS è $\sigma_{\Delta T}$. Assumendo che le incertezze delle due barre siano uguali, cioè $\sigma_{T_A} = \sigma_{T_B} = \sigma_T$, e trascurando l'incertezza di l/c , si ottiene σ_T , la quantità alla quale siamo interessati:

$$\sigma_{\Delta T} = \sigma_{(T_B - T_A)} = \sqrt{\sigma_{T_A}^2 + \sigma_{T_B}^2 + (\sigma_{l/c})^2} \quad (3.9)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\Delta T} &\sim \sqrt{\sigma_{T_A}^2 + \sigma_{T_B}^2} \sim \sqrt{2} \cdot \sigma_T \\ \sigma_T &\sim \frac{\sigma_{\Delta T}}{\sqrt{2}} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Nella scrittura precedente è stata trascurata sia l'incertezza che la variazione di l/c , quest'ultima dovuta ai diversi angoli di incidenza dei positroni rispetto alla direzione z delle barre. Entrambi sono argomenti dei quali si discuterà nel capitolo successivo.

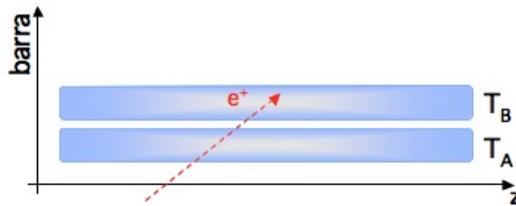


Figura 3.7: Evento di doppie.

3.4 Calibrazioni

Come spiegato nel capitolo 2, il TC è un rivelatore composto da diverse barre, lette ciascuna da 2 PMT, che possiamo considerare indipendenti sia tra loro, sia rispetto al resto dell'apparato sperimentale, dato che ciascuna barra ha una propria catena elettronica di collegamento al sistema acquisizione. Sono necessarie quindi calibrazioni che permettano l'allineamento temporale di ciascuna barra, sia rispetto al TC stesso, sia rispetto al resto dell'apparato sperimentale.

Richiamando la formula 3.7, il tempo dell'hit sulla barra colpita è:

$$T_{hit} = \frac{t_0 + t_1}{2} - \frac{1}{2} \underbrace{(f(A_0) + f(A_1))}_1 - \underbrace{\left(\frac{d}{2v_{eff}} + \frac{b_0 + b_1}{2} \right)}_2 \quad (3.11)$$

Il termine 1 è una quantità che fluttua evento per evento; al contrario il termine 2 è una quantità propria di ogni barra, che dipende dalla catena elettronica ed è costante. Quindi, mentre la determinazione dei coefficienti in 1 migliora la risoluzione della singola barra, la determinazione della quantità 2 permette l'allineamento temporale del rivelatore e quindi un confronto temporale appropriato tra il TC e il calorimetro LXe: ricordiamo che la misura di $t_{e\gamma}$ è fondamentale per la caratterizzazione degli eventi. La tabella 3.2 di seguito mostra i coefficienti corrispondenti a ciascuna calibrazione e i campioni di eventi utilizzati per ricavarli [34] [35].

Tipo di calibrazione	Costanti	Campioni di dati
Time Walk	c_k	Decadimento di Michel
Offset tra i PMT della stessa barra	$b_0 - b_1$	Raggi Cosmici
Offset tra le barre	$\frac{d}{v_{eff,k}} + \frac{b_0 + b_1}{2}$	Reazione esotermica del Boro e decadimento di Dalitz del π^0

Tabella 3.2: Lista riassuntiva delle calibrazioni apportate alla misura temporale del TC, con relativi coefficienti e campioni di dati utilizzati.

Correzione di Time Walk

Il Time Walk è il principale effetto che inficia la risoluzione. Come mostrato in figura 3.8, dati due segnali sincroni ma di differente ampiezza, il loro tempo di arrivo è diverso se stimato da una soglia costante, come quella più bassa del DTD.

Per correggere tale effetto, l'andamento dell'ampiezza del segnale in funzione del tempo, attorno al punto $t=0$, viene approssimato con una polinomiale di secondo grado, in cui compare solo il termine di secondo grado in t . La correzione del tempo del segnale di ampiezza A proveniente dal PMT i -esimo per la barra N -esima, è

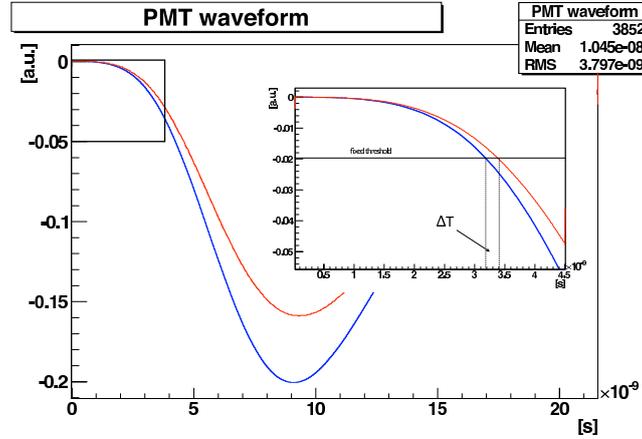


Figura 3.8: Rappresentazione schematica dell'effetto di Time Walk. Data una soglia di discriminazione costante, segnali sincroni possono risultare ritardati se la loro ampiezza è differente.

quindi una funzione $f(A_{i,N})$ del tipo:

$$f(A_{i,N}) = \frac{c_{i,N}}{\sqrt{A_{i,N}}} \quad i = 0, 1 \quad (3.12)$$

in cui è necessario determinare i coefficienti che vi compaiono, $c_{i,N}$. Presi in considerazione eventi di Michel di triple (sez.3.3) e dette A,B e C le barre rispettivamente colpite (Fig. 3.9), con buona approssimazione si può dire:

$$T_{hit,B} = \frac{T_{hit,A} + T_{hit,C}}{2} \quad (3.13)$$

Assumendo un uguale velocità efficace per tutte le barre, il tempo del PMT i -esimo è:

$$t_{i,A} = \frac{t_{i,B} + t_{i,C}}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{c_{i,B}}{\sqrt{A_{i,B}}} + \frac{c_{i,C}}{\sqrt{A_{i,C}}} + b_{i,B} + b_{i,C} \right) + \frac{c_{i,A}}{\sqrt{A_{i,A}}} + b_{i,A} \quad (3.14)$$

Con il metodo dei minimi quadrati si estraggono i parametri c_i e b_i minimizzando la quantità:

$$\sum_{j=0}^T \left\{ \left[t_{i,A}^j - \frac{t_{i,B}^j + t_{i,C}^j}{2} \right] - \left[f_{i,A}(A_{i,A}^j) - \frac{f_{i,B}(A_{i,B}^j) + f_{i,C}(A_{i,C}^j)}{2} \right] \right\}^2 \quad (3.15)$$

con $f_{i,X}(A_{i,X}^j) = c_{i,X}/\sqrt{A_{i,X}} + b_{i,X}$ e $X=A,B,C$, $i = 0, 1$ e T numero di eventi di triple. Per ogni barra, la quantità $1/\sqrt{A}$ può variare tra 1 e $5 \text{ V}^{-1/2}$ e i valori dei coefficienti $c_{i,N}$ sono circa uguali ($0.4 \text{ nsV}^{-1/2}$).

Una volta determinati i coefficienti dal campione di eventi di triple, si verifica la correzione applicandola ad un campione indipendente di doppie. In Fig. 3.10 è

riportata la risoluzione temporale di una barra presa ad esempio, calcolata prima e dopo la correzione. E' evidente il miglioramento della risoluzione a seguito della correzione di Time Walk.

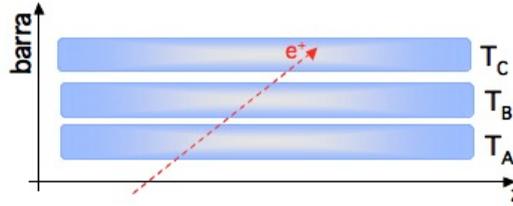


Figura 3.9: Evento di triple.

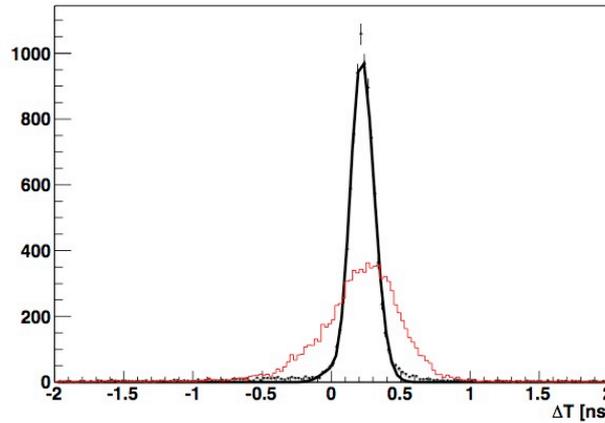


Figura 3.10: Distribuzione ΔT dal metodo delle doppie, valutata prima (in rosso) e dopo (in nero) la correzione di Time Walk.

Calibrazione tra i fotomoltiplicatori della stessa barra

Dai tempi t_0 e t_1 misurati dai PMT di una stessa barra, è possibile valutare la differenza $t_0 - t_1$. Noti i coefficienti di Time Walk e una volta calcolata la velocità efficace v_{eff} , il calcolo di h dipende dalla differenza $b_0 - b_1$ e non dai loro valori assoluti, come si evince dalla seguente formula:

$$h - \frac{v_{eff}}{2}(b_0 - b_1) + \frac{d}{2} = \frac{v_{eff}}{2} \left[(t_0 - t_1) + \frac{c_1}{\sqrt{A_1}} - \frac{c_0}{\sqrt{A_0}} \right] \quad (3.16)$$

Per la determinazione della quantità $b_0 - b_1$ si utilizza un campione di raggi cosmici la cui distribuzione lungo d è *piatta* (Fig. 3.11). Pertanto, il valor medio della distribuzione di $t_0 - t_1$ lungo d , fornisce l'offset cercato $b_0 - b_1$. Applicando queste correzioni, la distribuzione degli *hit* nel piano $z-\phi$ risulta ben allineata in z tra le barre (cfr. Fig. 3.11).

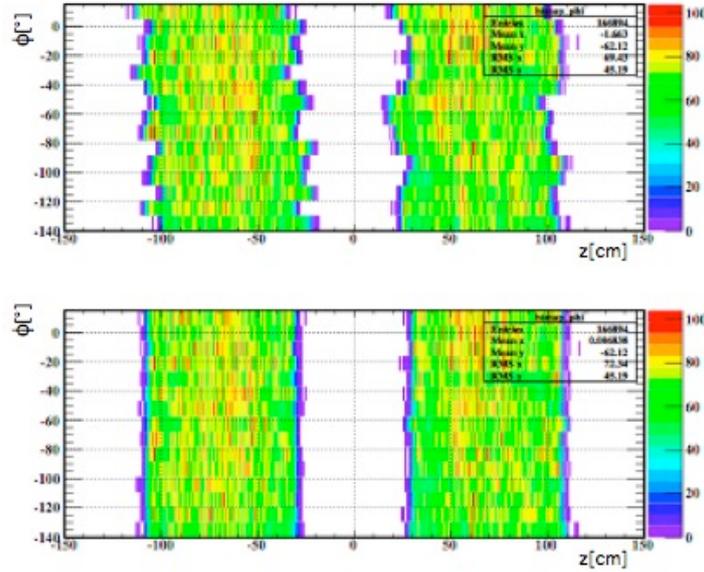


Figura 3.11: Distribuzione degli hits in funzione dell'angolo ϕ delle barre dovuta a raggi cosmici, per i quali tale distribuzione risulta piatta in z . Si nota l'allineamento in z della figura in basso dovuta alla calibrazione. Qui si è sostituita la coordinata h del sistema di riferimento solidale e con la barra con origine nel PMT interno, con la z del sistema di riferimento di MEG, con origine nel bersaglio. Le coordinate h e z hanno stesso verso e direzione.

Calibrazione tra le barre

L'allineamento temporale tra il TC e il calorimetro LXe viene raggiunto utilizzando l'acceleratore per protoni Cockroft-Walton (CW), già in uso in MEG per le calibrazioni del calorimetro LXe. Viene innescata la reazione $B(p,\gamma)C$ inviando protoni di circa 500 KeV su un bersaglio di tetraborato di Litio ($Li_2B_4O_7$), a seguito dalla quale vengono emessi simultaneamente e quasi isotropicamente, due fotoni di energia rispettivamente 4.4 MeV (bassa energia) e 11.7 MeV (alta energia). La calibrazione viene condotta mediante la rivelazione simultanea dei due fotoni da parte dei due rivelatori, richiedendo che un fotone di energia inferiore a 8MeV venga ricostruito nel calorimetro, il che equivale a selezionare eventi in cui il fotone di alta energia colpisca il TC² e il fotone di bassa energia attraversi il calorimetro LXe. Detto quindi $T_{\gamma\gamma}$ la differenza in tempo dei due fotoni emessi dal boro, si ha:

$$T_{\gamma\gamma} = \left(T_{\gamma,LXe} - \frac{L_{\gamma,LXe}}{c} \right) - \left(T_{\gamma,TC} - \frac{L_{\gamma,TC}}{c} \right) \quad (3.17)$$

dove $T_{\gamma,LXe}$ e $T_{\gamma,TC}$ sono rispettivamente il tempo del fotone misurato dal calorimetro e dal Timing Counter. I rimanenti termini sono i tempi di volo dal bersaglio

²L'efficienza di rivelazione di questa richiesta è circa il 46 %, dovuta alla soglia del DTD che è ottimizzata per il rilascio di energia dei positroni.

ai rivelatori³. Essendo il Timing Counter posizionato a raggio r fissato rispetto al bersaglio, $L_{\gamma,TC}$ dipende solo dalla coordinata z della barra colpita. Si assume che il bersaglio sia puntiforme e posizionato esattamente nell'origine del sistema di coordinate di MEG.

Quindi dato che i fotoni vengono emessi simultaneamente, per fotoni che incidono sulla barra j del TC si può scrivere:

$$T_{\gamma j} = \frac{d}{2v_{eff,j}} + \frac{b_{0,j} + b_{1,j}}{2} + T_{offset} = k_j + T_{offset} \quad (3.18)$$

dove T_{offset} è l'offset tra il calorimetro LXe e Il TC, visto che i loro tempi vengono misurati rispetto a riferimenti indipendenti.

Il fit Gaussiano alla distribuzione di questa quantità per ciascuna barra, in un range costante di 1.2 ns intorno al valore di picco, fornisce il valor medio e la deviazione standard: il valor medio è allora l'offset $k_j + T_{offset}$. Viene scelta come barra di riferimento la barra 17⁴ per cui gli offset tra le restanti barre sono determinati dalla quantità $k_j - k_{17}$.

Come campione di controllo si utilizzano i dati provenienti dal decadimento $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ (decadimento di Dalitz del π^0), prodotto da un fascio di π^- che incide su un apposito bersaglio di idrogeno liquido, secondo la reazione $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ (reazione di *scambio carica*). Viene allora valutata la quantità $T_{e\gamma}$ analoga alla $T_{\gamma\gamma}$ utilizzata nella calibrazione mediante la reazione innescata sul Boro, dove il fotone che incide sul TC è sostituito dal positrone. Nel grafico 3.12 vengono riportati gli offset inter-barra valutati sul campione di dati dal decadimento di Dalitz del π^0 prima e dopo la calibrazione con la reazione esotermica del Boro.

3.5 L'algoritmo di *matching*

L'algoritmo di *matching* provvede alla corretta associazione tra gli oggetti ricostruiti, cioè le tracce e gli hits.

Si articola nelle seguenti operazioni principali:

- le barre del TC colpite entro una certa finestra temporale vengono raggruppate in cluster. Il tempo della prima barra colpita viene preso preliminarmente come tempo del positrone sul TC, T_{TC} ;
- in seguito, la traccia il cui tempo intrinseco è compatibile con T_{TC} viene associata al cluster ;

³I tempi confrontati sono i tempi di emissione dal bersaglio. A questo livello è già stata applicata la calibrazione tra i PMT dell'LXe

⁴La scelta della barra di riferimento è del tutto arbitraria: la barra 17 è stata scelta per ragioni di statistica.

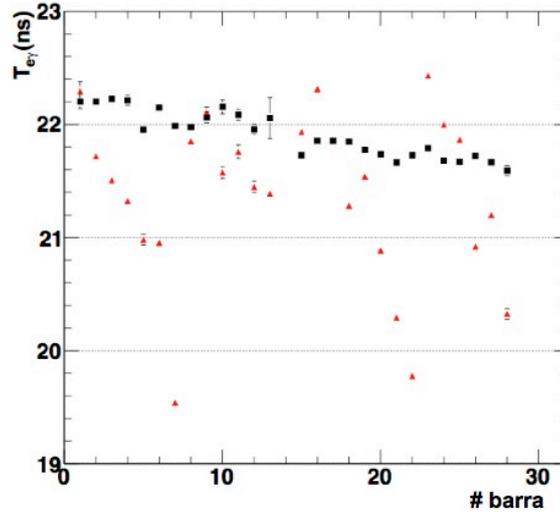


Figura 3.12: Offset interbarra (ns) vs barra del TC valutati su eventi del decadimento di Dalitz del π^0 prima e dopo la calibrazione con la reazione esotermica innescata sul Boro

- successivamente, viene scelta la barra del cluster alla quale propagare la traccia ricostruita, per una stima più appropriata. La scelta della barra e il calcolo definitivo di T_{e^+} dipendono dalla tipologia del cluster. Si possono presentare i seguenti due casi:
 - caso 1: il cluster è costituito da una sola barra (Fig. 3.13(a)).
La traccia viene propagata fino alla barra del cluster e il tempo ad essa associato viene definitivamente scelto come T_{TC} ;
 - caso 2: il cluster è costituito da due o più barre adiacenti (Fig. 3.13(b)).
Il calcolo di tempo del positrone viene raffinato includendo le informazioni a disposizione. T_{TC} è allora la media tra il tempo dell'hit della prima e della seconda barra, quest'ultimo corretto per il tempo di volo tra le due barre, stimato dalla traccia ricostruita:

$$T_{TC} = \frac{T_A + (T_B - l/c)}{2} \quad (3.19)$$

La traccia viene generalmente propagata alla prima barra colpita del cluster (Fig. 3.14(a)). Tuttavia nel 5% dei casi, la traccia viene estrapolata alla seconda barra. Questi casi sono riportati in figura 3.14(b): sono eventi in cui il positrone emette un fotone di Bremsstrahlung che genera un segnale sulla prima barra a z più grandi⁵ (in modulo). La luce di scintillazione generata dal positrone, dovendo propagarsi all'interno della barra, è

⁵Il caso opposto, cioè quando si ottiene un δz negativo dovuto allo stesso fenomeno descritto ma sulla seconda barra (con $z_2 < z_1$ e z_1 correttamente assegnato alla traccia, viene automaticamente eliminato a monte dato che la corretta barra di estrapolazione in questo caso è la prima colpita.)

più lenta rispetto al fotone di Bremsstrahlung irradiato: l'hit rilevato dai PMT della prima barra colpita è allora provocato non dal positrone ma dal fotone che giunge sullo scintillatore. Per questi eventi il fenomeno si verifica solo su una delle barre per cui è possibile averne il controllo, calcolando di volta in volta la coordinata z degli hit. Detto $\delta z = |z_2| - |z_1|$, se $\delta z < 0$, la traccia viene propagata alla seconda barra colpita.

– caso 3: il cluster è costituito da barre non adiacenti.

Per quanto detto nella sezione 3.3, si ricade nel caso 1, utilizzando la prima barra del cluster colpita.

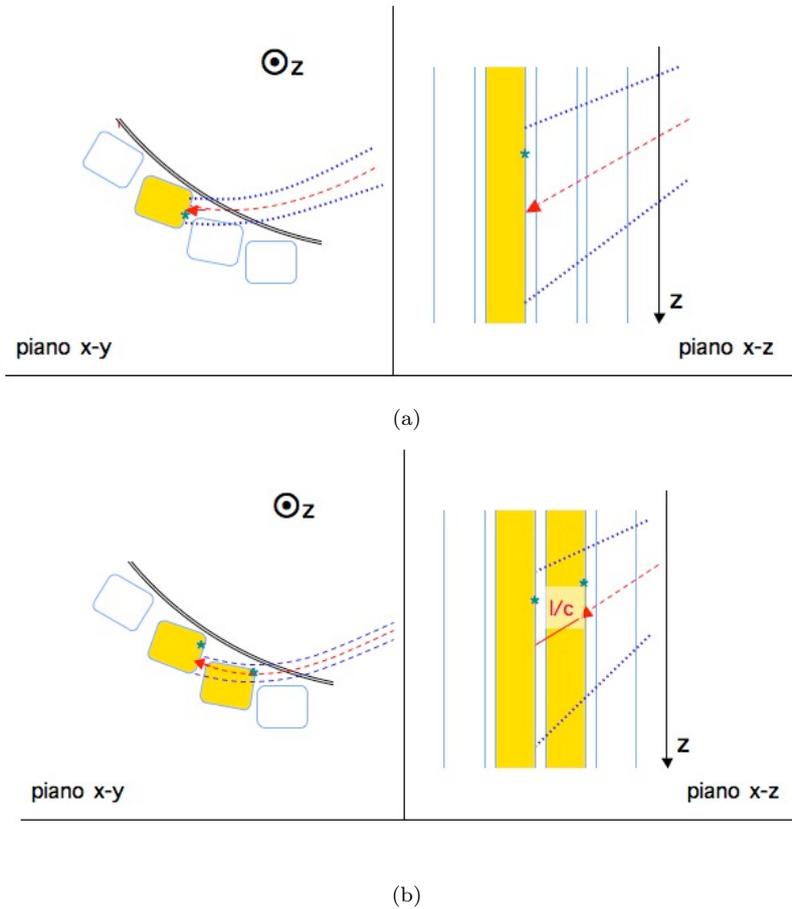


Figura 3.13: Rappresentazione schematica del matching nel caso 1 (a) e nel caso 2 (b) citati nel testo. La linea tratteggiata in rosso rappresenta la traccia al TC, gli asterischi verdi sono gli hits ricostruiti da ciascun scintillatore. Le linee tratteggiate in blu rappresentano i criteri di matching ovvero il massimo scarto entro cui il segnale su una barra viene associato alla traccia ricostruita.

- vengono quindi calcolate le quantità z_{trk} e r_{trk} , rispettivamente la coordinata longitudinale e radiale della traccia propagata fino alla superficie della barra, e calcolata la sua effettiva lunghezza, L .

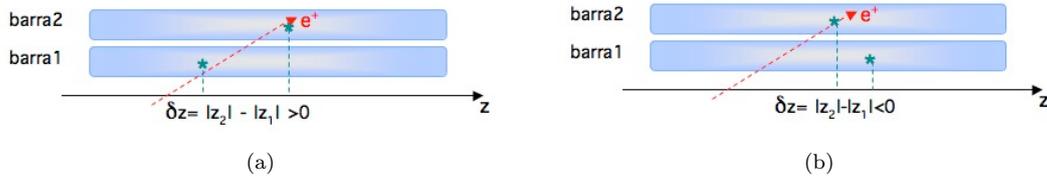


Figura 3.14: Schema rappresentativo di un evento: dato il campo magnetico e il segno della carica, il verso della traccia è tale da incidere le barre nel verso di z crescente (in modulo). In 3.14(a) con il corretto segno di δz , in 3.14(b) con il segno non corretto di δz : in casi come questo la traccia viene propagata alla seconda barra colpita e non alla prima.

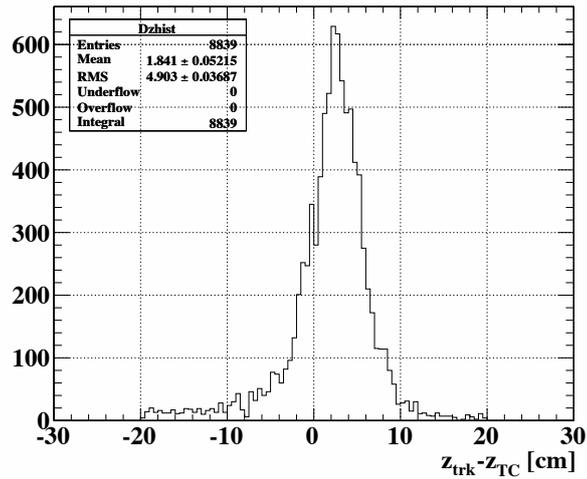
- si valuta lo scarto $\Delta z = z_{TC} - z_{trk}$. È possibile che il positrone compia più di un giro all'interno dello spettrometro prima di incidere sul TC (cfr. cap. 2). Per cui se $|\Delta z| > 30cm$, la traccia viene propagata per un ulteriore giro. Nel caso di cluster di molteplicità 2 o maggiore, si considera il più piccolo tra i Δz calcolati per gli hits delle barre di interesse (le prime due barre del cluster).

Il match viene definitivamente stabilito richiedendo $|\Delta z| < 30cm$ e $\Delta r < 10cm$ (cfr. Fig. 3.15).

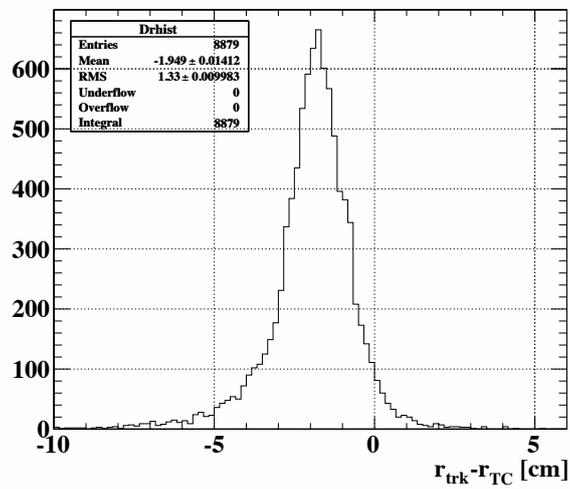
Il tempo del positrone T_{e^+} riferito al bersaglio è quindi dato dalla differenza:

$$T_{e^+} = T_{TC} - L/c \quad (3.20)$$

dove con L/c indicheremo da qui in avanti il tempo di volo del positrone dal bersaglio al TC. Nel successivo capitolo verranno discusse le analisi condotte per la stima di T_{e^+} .



(a)



(b)

Figura 3.15: Distribuzione delle variabili Δz (a) e Δr (b) degli eventi selezionati dall'algoritmo di *matching* valutate su eventi simulati.

Capitolo 4

Misura del tempo di decadimento del Muone

Il miglioramento delle risoluzioni, per un esperimento come MEG, è un elemento cruciale per un'efficiente reiezione degli eventi di fondo nella ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$.

La risoluzione del tempo del positrone σ_{Te^+} , dipende da ciascuno dei contributi che compaiono nella definizione di T_{e^+} (eq.3.20): la risoluzione intrinseca della ricostruzione di un *hit* sul TC e la risoluzione nella ricostruzione della lunghezza di traccia, rispettivamente σ_{TC} e $\sigma_{L/c}$. In questo capitolo verranno studiate tali quantità, esplorando la possibilità di ridurre ciascuno dei contributi e quindi di migliorare σ_{Te^+} .

4.1 La risoluzione temporale del positrone

La risoluzione intrinseca di ricostruzione del tempo dell'*hit*, σ_{TC} , ha un limite inferiore dovuto alle caratteristiche di costruzione del TC. Ad essa, possono contribuire procedure di ricostruzione del tempo dell'*hit*, questi ultimi in parte rimossi, come visto, con le calibrazioni. Alla risoluzione della misura di L/c possono contribuire effetti legati alla ricostruzione della traccia, propagazione della traccia al TC nel *matching* e alla diffusione coulombiana dovuta alla presenza di materiale lungo la traiettoria del positrone, dall'ultima camera a deriva fino al TC.

Nelle analisi condotte in questo capitolo, per quanto riguarda gli eventi simulati, abbiamo utilizzato eventi prodotti da una simulazione Monte Carlo di decadimenti di Michel. In caso contrario, verrà esplicitamente specificata la simulazione utilizzata. Il campione di dati utilizzato (presa dati 2009) proviene da *run* in cui il sistema di trigger richiede la presenza di solo un *hit* sul TC (trigger di Michel).

Sugli eventi simulati, è possibile valutare le incertezze di interesse confrontando le quantità generate dalla simulazione, con le corrispondenti ricostruite dagli algorit-

mi. Nelle stime seguenti, abbiamo selezionato eventi sul TC per i quali l'algoritmo di *matching* ha stabilito una connessione con una traccia ricostruita.

I grafici in figura 4.1, mostrano le distribuzioni delle quantità $T_{rec} - T_{true}$ e $L_{rec}/c - T_{true}$ per la barra 10, presa come esempio. Il pedice *rec* (*true*) indica le quantità ricostruite (vere). Per ogni distribuzione di ciascuna quantità, è stato condotto un fit Gaussiano e i valori delle deviazioni standard delle Gaussiane di fit, rispettivamente σ_{TC} e $\sigma_{L/c}$, sono riportate nei grafici 4.3. Lo stesso procedimento è stato condotto per le altre barre, la cui numerazione segue lo schema riportato in figura 4.2. Le quantità σ_{TC} e $\sigma_{L/c}$ rappresentano le *risoluzioni* di ogni barra del TC con le quali si ricostruiscono rispettivamente il tempo di arrivo e il tempo di volo del positrone sul TC.

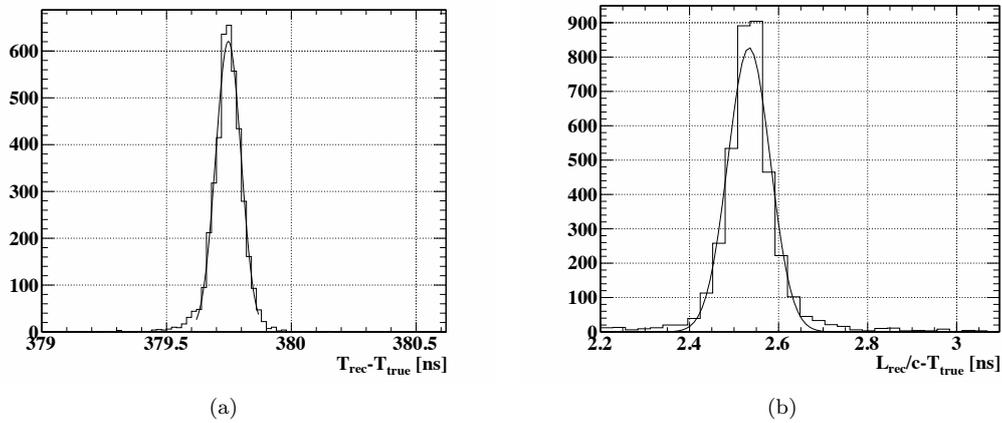


Figura 4.1: Distribuzione delle quantità $T_{rec} - T_{true}$ (a) e $L_{rec}/c - T_{true}$ (b) per la barra 10, presa come esempio. Entrambe sono valutate su Monte Carlo.

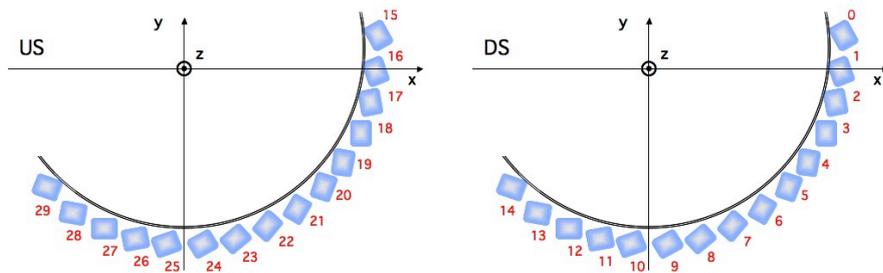
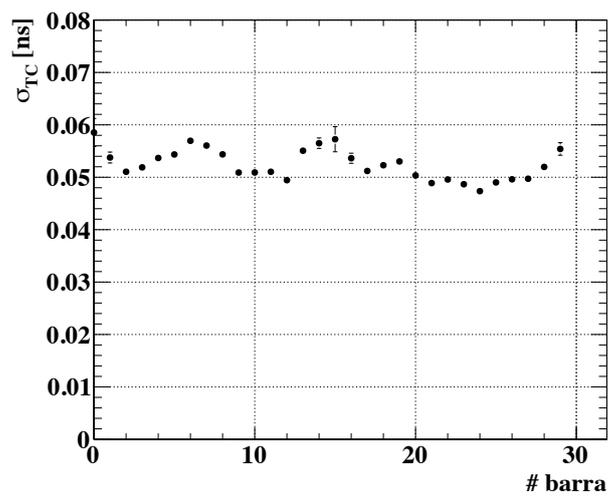
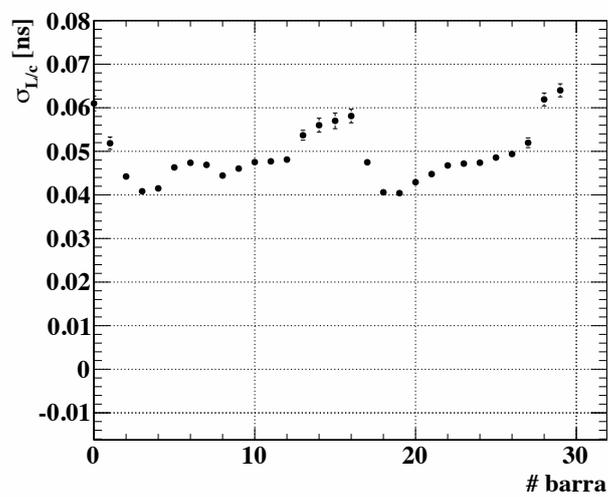


Figura 4.2: Schema della numerazione delle barre, per il settore US e DS.



(a)



(b)

Figura 4.3: σ_{TC} (a) e $\sigma_{L/c}$ (b) in funzione del numero di barra, valutate su Monte Carlo.

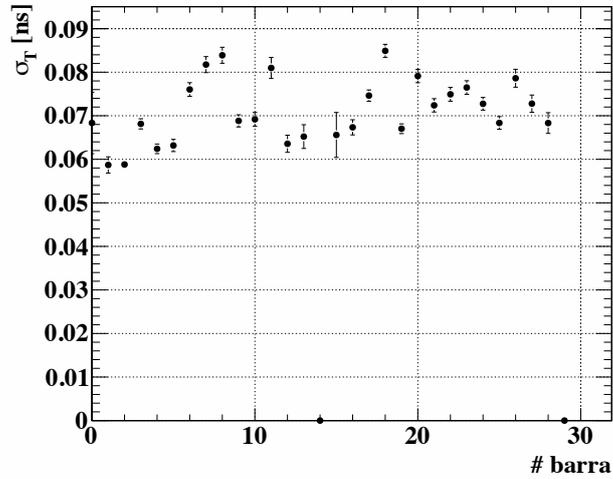
I piccoli discostamenti dall'andamento medio di σ_{TC} (± 5 ps) sono dovuti al fatto che le distribuzioni a cui è stato eseguito il fit, non sono esattamente Gaussiane per tutte le barre. Le differenze tra i valori delle quantità $\sigma_{L/c}$ sono invece legate alla presenza del materiale lungo la traiettoria del positrone, che è maggiore per un positrone che incide sulle barre posizionate ad angolo ϕ grande, ovvero per l'indice di barra superiore a 10, per il settore US, e a 25 per il settore DS (cfr. Fig. 4.2). I grafici mostrano che i valori di σ_{TC} sono compresi tra 50 e 60 ps, prossimi al valore di progetto, mentre i valori di $\sigma_{L/c}$ tra 40 e 50 ps. Sommando in quadratura i due contributi, stimiamo che sul Monte Carlo σ_{Te^+} è compresa tra 65 e 80 ps.

La risoluzione intrinseca sui dati, σ_T , è ottenuta mediante il metodo delle doppie (Fig. 4.4(a)). Sono stati selezionati eventi con un *cluster* di *doppie* sul TC e che soddisfino la richiesta di *match* tra una traccia e una barra del TC. Dato un evento di *doppie*, σ_T è stata calcolata con il metodo descritto nella sezione 3.3.1, secondo il quale si sfrutta l'informazione temporale di entrambe le barre del *cluster* per ottenere il valore della risoluzione. Tra le due barre, è stato scelto di assegnare la quantità calcolata, alla barra che risulti come barra di *matching* (quasi sempre la prima colpita).

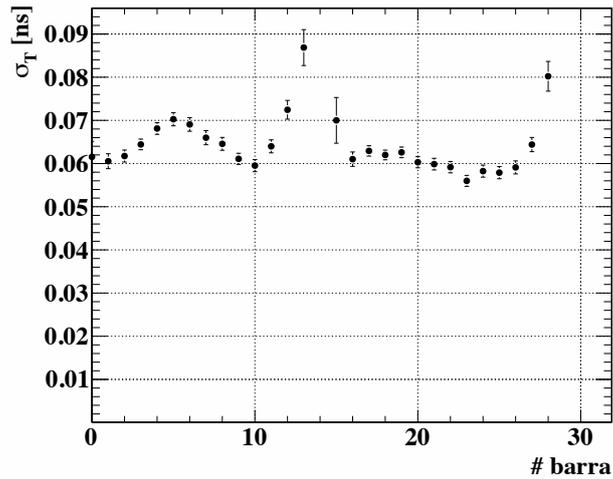
Come verifica di consistenza, la figura 4.4 mostra la risoluzione calcolata con il metodo delle doppie, sui dati (a) e sul Monte Carlo (b): si vede che i valori in media non sono molto differenti (tra 60 ps e 90 ps per entrambi i grafici) ma gli andamenti hanno "strutture fini" di difficile interpretazione, specialmente sui dati. In generale, possiamo dedurre che ciascuna barra ha caratteristiche intrinseche proprie e in generale differenti dalle altre. Pertanto è bene riferirsi al TC parlando di comportamento medio dei valori delle quantità in esame per ciascuna barra. Confrontando i grafici in 4.3(a) e 4.4(a) si vede che σ_T (in media 70 ps) è superiore a σ_{TC} (in media 55 ps) di circa il 30% e che quindi la risoluzione sui dati è peggiore che sul Monte Carlo. Tuttavia, il metodo delle doppie sovrastima di fatto la risoluzione, come si può vedere confrontando le figure in 4.3(a) e 4.4(b): gli andamenti sono in accordo, come si vede se si confrontano tra loro i settori US e DS dei due grafici. Mediamente, dato che gli errori statistici delle risoluzioni σ_T sono maggiori rispetto a quelli delle risoluzioni σ_{TC} , le risoluzioni del settore US in 4.4(b) risultano mediamente compatibili tra loro. Inoltre il settore US risulta meno irregolare rispetto al DS. Sulla base di questo si può stimare che la risoluzione calcolata con il metodo delle doppie è sovrastimata di circa del 20%.

4.2 Studio di $\sigma_{L/c}$

Sul Monte Carlo, $\sigma_{L/c}$ rappresenta circa il 50% dell'incertezza totale di σ_{Te^+} : vale la pena quindi verificare quanto e se è possibile ridurre il suo contributo.



(a)



(b)

Figura 4.4: Risoluzione valutata con il metodo delle doppie sui dati (a) e su eventi simulati (b).

Abbiamo investigato la dipendenza di $\sigma_{L/c}$ dalla qualità del tracciamento e dalla barra di propagazione della traccia, e in ultimo abbiamo valutato gli effetti della diffusione coulombiana sulla stima della lunghezza di traccia.

4.2.1 Effetti del tracciamento e di *matching*

I positroni ricostruiti nello spettrometro possono avere impulsi differenti, sia in modulo che in direzione. A seguito di ciò, il numero di *hit* generati nel passaggio all'interno delle camere, può essere diverso, come si vede in figura 4.5.

Abbiamo valutato se la qualità della ricostruzione della traccia dipenda dal numero di *hit* a disposizione per il tracciamento, ovvero dai gradi di libertà del fit.

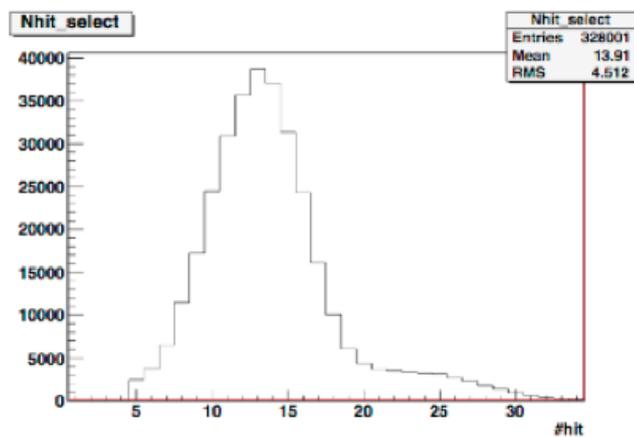


Figura 4.5: Distribuzione del numero di *hit* di cui è composta una traccia ricostruita.

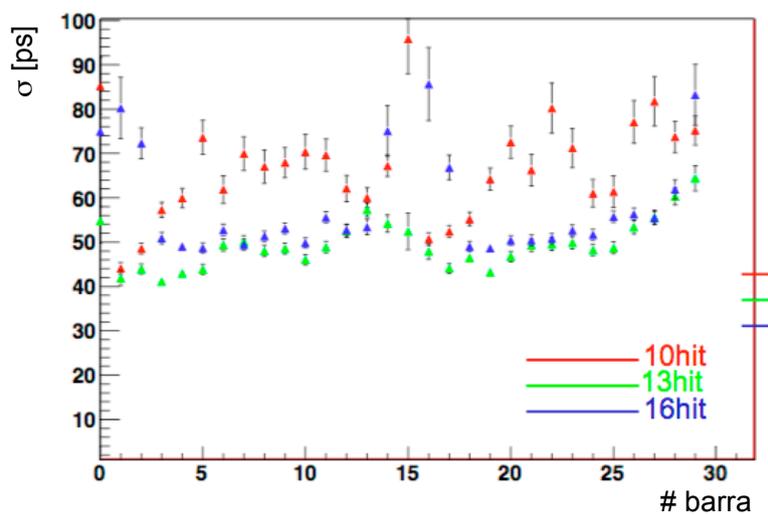


Figura 4.6: $\sigma_{L/c}$ valutata su eventi simulati in funzione del numero di barra, ottenuta selezionando eventi con tracce costituite da un numero di *hit* pari a 10, 13 e 16.

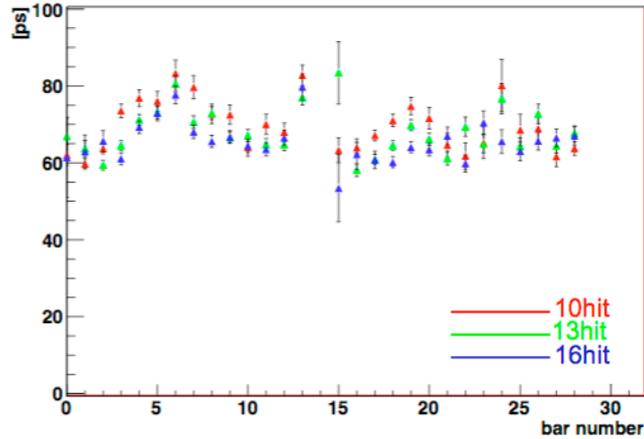


Figura 4.7: σ_{TC} valutata su Monte Carlo in funzione del numero di barra, ottenuta selezionando eventi con tracce costituite da un numero di *hit* pari a 10, 13 e 16.

I grafici 4.6 e 4.7 mostrano le quantità $\sigma_{L/c}$ e σ_{TC} ottenute da tracce di positroni ricostruite con un numero di *hit* uguale a 10, 13 e 16. Solo per consistenza è riportata la risoluzione intrinseca del TC la quale, come ci si aspetterebbe, non varia per i diversi campioni di tracce: data una barra, i 3 punti ad essa corrispondenti sono compatibili tra loro entro gli errori. Per quanto riguarda il tempo di volo, è evidente il fatto che le risoluzioni corrispondenti al numero di *hit* della traccia pari a 10, non sono compatibili con i restanti punti.

Curare questo effetto con l'eliminazione delle tracce con numero di hits inferiore a 13 non sarebbe una scelta ragionevole in quanto porterebbe ad una riduzione della statistica degli eventi a disposizione non trascurabile (cfr. graf. 4.5): se ne tiene conto, invece, nella maniera seguente. All'interno dell'analisi statistica finale, la totalità degli eventi registrati viene suddivisa in due campioni statistici, a seconda dei valori assunti da alcune variabili. Questi campioni vengono detti di *alta* e *bassa* qualità perchè l'analisi del primo conduce ad una risoluzione migliore sulle variabili che identificano il segnale, rispetto a quanto si ottiene dal secondo. Le variabili usate per definire la qualità delle tracce sono: le incertezze sull'energia del positrone, su θ e ϕ stimate dal Kalman Filter, Δz e Δr dal *matching* ed infine per la traccia, il χ^2 del fit relativo e il numero di *hit*. In generale, comunque, queste variabili sono fortemente correlate perchè, per esempio, tracce con più *hit* hanno mediamente incertezze inferiori su tutti i parametri. Studi ulteriori hanno condotto ad inserire nel campione di alta qualità gli eventi le cui tracce abbiano un numero di *hit* maggiore di 10. Di seguito è riportato l'effetto della risoluzione delle camere a deriva sulla risoluzione del tempo di volo. Gli eventi Monte Carlo usati per questo studio provengono da simulazioni nelle quali le coordinate degli *hit* costituenti la traccia (r, z) (cfr. 3.1), sono state ottenute generando sia r che z secondo distribuzioni Gaussiane con diverse larghezze, σ_r e σ_z , riportate in tabella

4.1. Questo equivale a prendere in considerazione 3 diverse risoluzioni per le camere, tenendo conto che le reali risoluzioni sui dati 2009 sono $\sigma_r = 300 \mu\text{m}$ e $\sigma_z = 800 \mu\text{m}$ [36]. Il grafico 4.8 mostra che la dipendenza di $\sigma_{L/c}$ dalle risoluzioni considerate per le camere, non è apprezzabile per valori fino a $600 \mu\text{m}$ in z . In particolare il miglioramento di $\sigma_{L/c}$ è poco rilevante anche considerando risoluzioni migliori rispetto a quelle di progetto (punti in nero sul grafico). L'effetto maggiore si ottiene raddoppiando la risoluzione in z (punti in verde) rispetto a quella reale, il che comunque non peggiora drasticamente la risoluzione sulla misura di L/c . Pertanto, pur prendendo in considerazione gli effetti degli errori sistematici nella stima delle risoluzioni, anche una grossa variazione delle risoluzioni del sistema di tracciamento sembra non influenzare la misura di L/c in modo significativo.

σ_r	σ_z
100 μm	100 μm
300 μm	600 μm
300 μm	1600 μm

Tabella 4.1: Risoluzioni degli *hit* nelle camere, scelte per generare le coordinate z e r degli hit: $\sigma_{L/c}$ è stata studiata al variare della risoluzione del sistema di tracciamento.

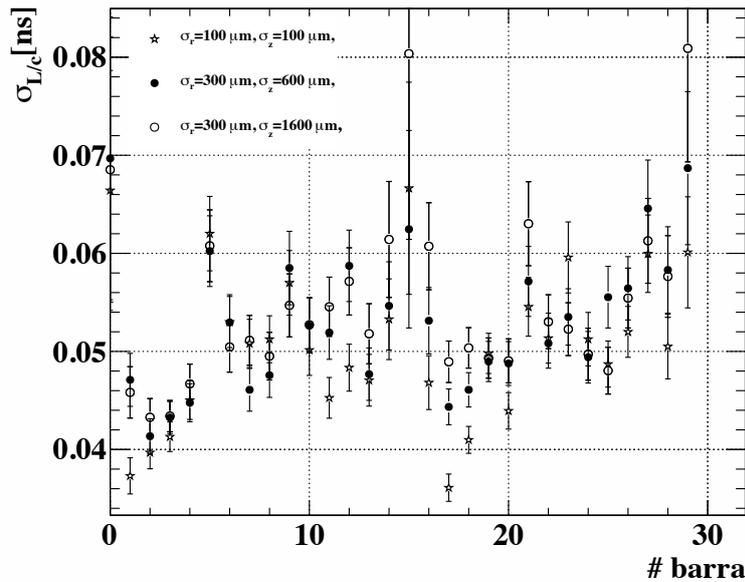


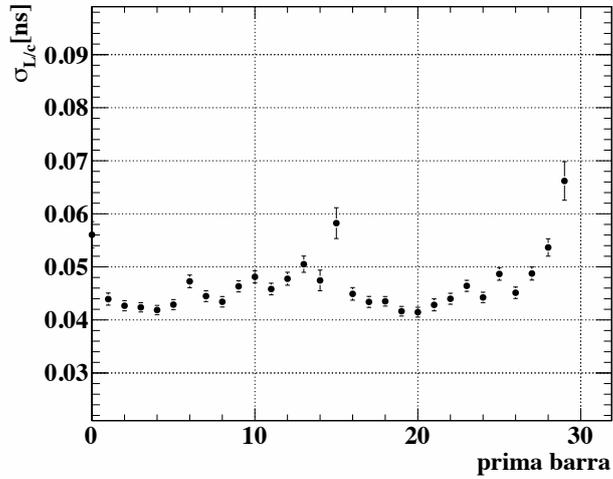
Figura 4.8: Distribuzione di $\sigma_{L/c}$ in funzione della barra, per diverse risoluzioni in r e z delle camere a deriva, ottenute tramite un Monte Carlo parametrico.

Come detto nella sezione 3.5, dato un cluster di doppie, è possibile che le tracce ricostruite vengano propagate alla seconda barra colpita nel cluster e non alla prima. Questo perchè si osserva che il tempo misurato dalla prima barra colpita dal positrone è superiore a quello della seconda barra per effetto di eventi “spuri” del tipo riportato in Fig. 3.14. In questi casi, è ritenuta più affidabile la misura temporale della seconda barra colpita e non della prima. Per questo motivo nell’algoritmo di *matching*, alla traccia propagata dall’ultima camera a deriva fino alla prima barra colpita del TC, viene aggiunta una quantità pari a l , come riportato in Fig. 3.13(b). Nonostante questi eventi rappresentino circa il 5% del totale, abbiamo valutato se, per una stessa barra, si ottengano risoluzioni peggiori nel caso in cui essa venga colpita per seconda e venga scelta come barra di propagazione della traccia. Il confronto tra i grafici 4.9(a) 4.9(b) mostra che, data una barra, la risoluzione del tempo di volo rimane invariata, cioè se A è la barra alla quale si propaga la traccia, $\sigma_{L/c,A}$ non dipende dall’ordine con la quale viene colpita. Gli errori associati alle risoluzioni, molto più grandi nel caso di seconda barra, a causa della bassa statistica degli eventi del tipo considerato che occorrono su ciascuna barra.

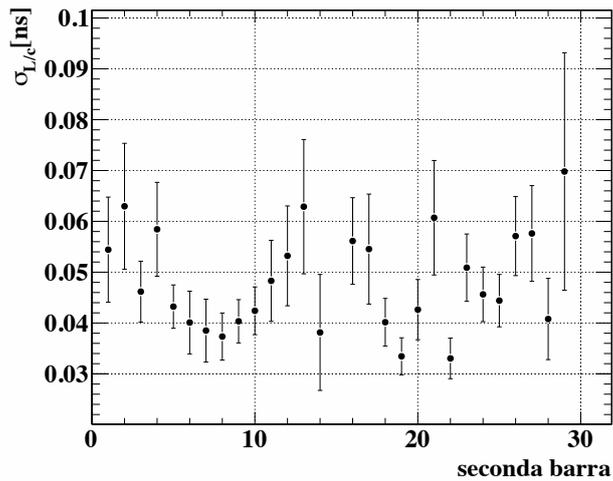
4.2.2 Effetti della diffusione coulombiana

La traiettoria del positrone è soggetta a deviazioni dovute alla diffusione coulombiana, in particolare nel tragitto dalle camere a deriva al TC dove non ci sono rivelatori e dove quindi non è possibile seguire l’effettiva traiettoria del positrone. Questo effetto è già stato studiato in analisi precedenti, condotte su eventi simulati [21], dalle quali si stima che la diffusione provochi uno sparpagliamento della z di impatto del positrone sul TC di ± 2 cm, corrispondenti ad una variazione massima temporale di ± 50 ps. In questa analisi abbiamo valutato l’effettivo contributo della diffusione sui dati mediante lo studio del tempo di volo, L/c . Ricordiamo che L è la traiettoria del positrone ricostruita dall’algoritmo di fit, il Kalman Filter, utilizzando gli *hit* prodotti dal positrone nelle camere a deriva, e successivamente propagata dall’ultima camera attraversata fino al TC, come esposto in sez. 3.1.

I grafici 4.10 mostrano il tempo di volo del positrone in funzione della z di impatto sul TC, valutato su eventi simulati e sui dati. Entrambi mostrano la dipendenza lineare crescente che ci si aspetterebbe, in quanto il tempo di volo del positrone è maggiore per positroni che incidono sul TC a z maggiori. Inoltre, da entrambe le figure sono evidenti gli effetti dei giri multipli dei positroni nello spettrometro (ved. fine sezione 3.5): ad uno stesso punto di impatto possono corrispondere diversi valori di L/c , con la formazione di figure di correlazione tra loro sconnesse. Infatti a z fissato, lo scarto tra i valori di L/c corrispondenti a due figure di correlazione adiacenti, è ~ 3 ns. Considerando ora un positrone di 50 MeV/c di impulso (p),



(a)



(b)

Figura 4.9: $\sigma_{L/c}$ valutata su Monte Carlo in funzione della barra di estrapolazione quando questa è la prima colpita (a) e la seconda (b).

preso il valore del campo magnetico $B \sim 1$ T (valore di B_z a $z \sim 30$ cm, come mostra il profilo del campo magnetico in figura 2.8(a)) e approssimando la lunghezza della traiettoria percorsa dal positrone, alla lunghezza di una circonferenza di raggio $p/0.3 \times B$ ($R \sim 16$ cm), si ottiene che il tempo relativo allo spazio percorso è circa 3.3 ns, in buon accordo con quanto osservato in Fig. 4.10. Per ciascuna figura di correlazione, è evidente inoltre una dipendenza di L/c da z non univoca, data dallo sparpagliamento dei punti attorno al loro andamento medio, per effetto della diffusione.

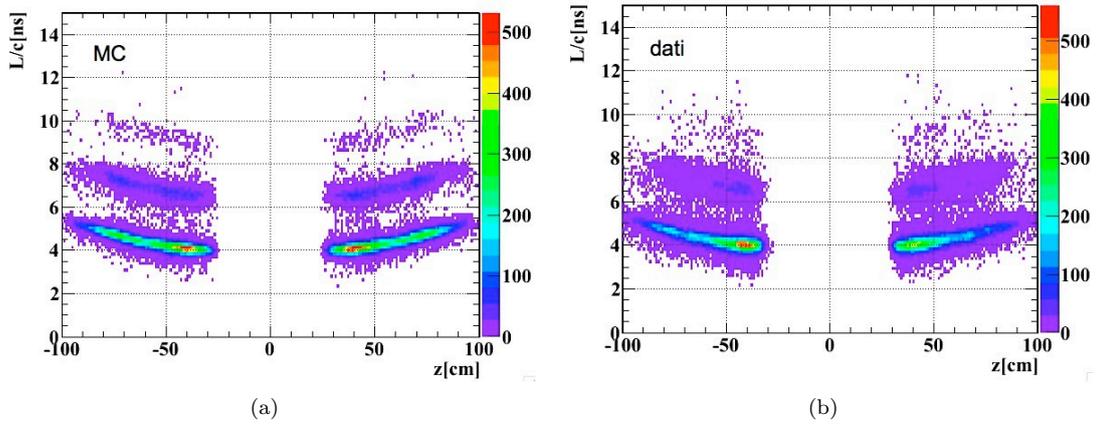
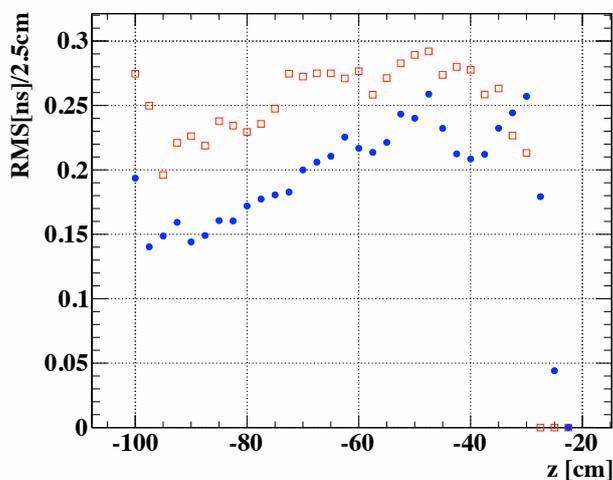


Figura 4.10: L/c del positrone in funzione della z di impatto sul TC, valutato su eventi simulati (a) e sui dati (b).

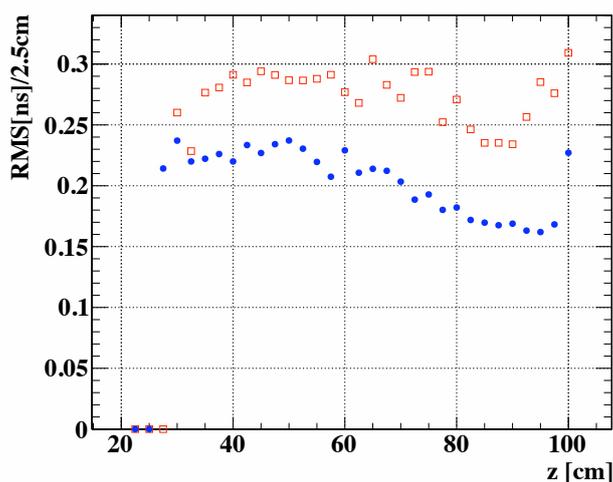
Abbiamo valutato la dispersione di L/c in funzione di z , valutando il valore dello scarto quadratico medio (RMS) delle distribuzioni di L/c in intervalli di z pari a 2.5 cm: il confronto tra la simulazione e i dati è riportato in Fig. 4.11. I grafici mostrano il risultato ottenuto applicando il taglio $L/c < 6$ ns, applicato per considerare solo eventi appartenenti alla figura di correlazione a valori del tempo di volo inferiori. Tali valori sono compatibili con positroni che, dopo aver attraversato le camere a deriva, completano il primo giro e poi incidono sul TC, tipicamente effettuando un ulteriore mezzo giro, come detto nella sezione 2.3.3. Si noti che il taglio a 6 ns ha l'effetto di eliminare gran parte degli eventi sulle code delle distribuzioni a $|z|$ maggiore dove, di conseguenza, la dispersione è sottostimata; pertanto la dipendenza dell'RMS da z è dovuta ad un effetto sistematico del taglio applicato.

Il confronto tra i valori ottenuti da eventi simulati e dai dati, indica che l'RMS della lunghezza di traccia stimata dai dati, da cui il tempo di volo, è circa il 50 % peggiore rispetto alla stessa valutata su eventi simulati. Questo suggerisce che esistono effetti di diffusione del positrone che non vengono efficacemente tenuti in conto. L'individuazione dei possibili fattori responsabili è la parte meno banale di questo procedimento poiché richiederebbe uno studio approfondito dell'intera traiettoria, dal bersaglio al TC, per individuare le possibili sistematiche deviazioni a cui è soggetto il positrone nel suo tragitto. Una volta individuate, si possono includere nell'algoritmo di ricostruzione della traiettoria (ved. sez. 3.1).

Procedendo in questa direzione, abbiamo ripetuto lo studio dell'RMS sopra mostrato in funzione del numero di *hit* della traccia. I numeri di *hit* considerati sono 10, 13 e 16, analogamente a quanto preso in considerazione nello studio al paragrafo precedente. All'aumentare del numero di *hit* della traccia, si evincono due effetti:



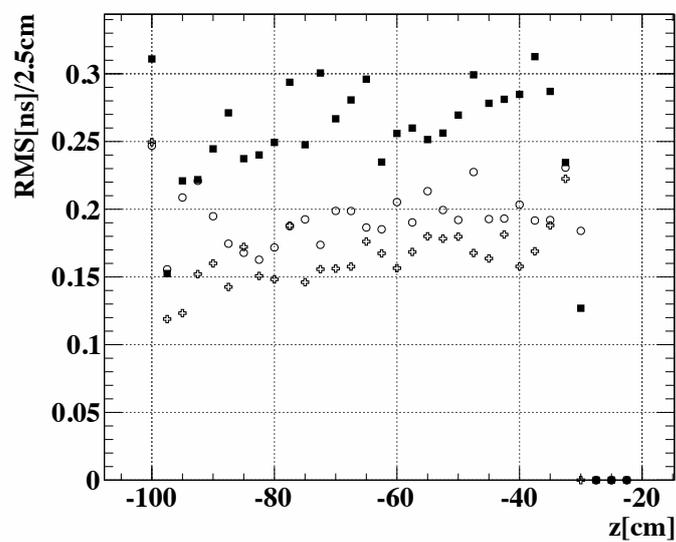
(a)



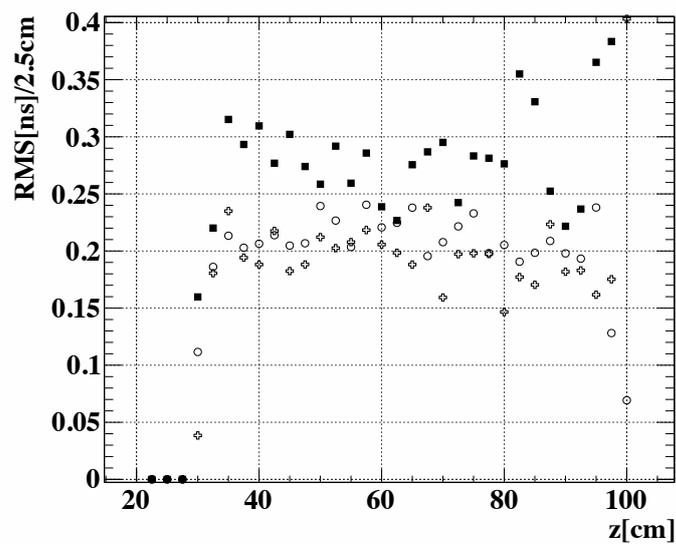
(b)

Figura 4.11: Distribuzione dell'RMS di L/c in funzione di z , valutata dalle distribuzioni L/c ottenute da positroni che incidono il TC in settori di z larghi ciascuno di 2.5 cm. In (a) per z negativi (TC-US) e in (b) per z positivi (TC-DS). I punti in blu sono relativi agli eventi simulati e in rosso dai dati.

- la diminuzione dell'RMS del tempo di volo, sia dai dati che dagli eventi simulati (grafici nelle figg. 4.12 e 4.13);
- nel confronto dati - eventi simulati, mediamente risulta che l'RMS del tempo di volo sui dati è maggiore di quello calcolato su, di una percentuale via via inferiore: è possibile verificare questo nel confronto tra le figure in 4.14(a), 4.14(b) e 4.14(c). Il comportamento è analogo per il settore DS.

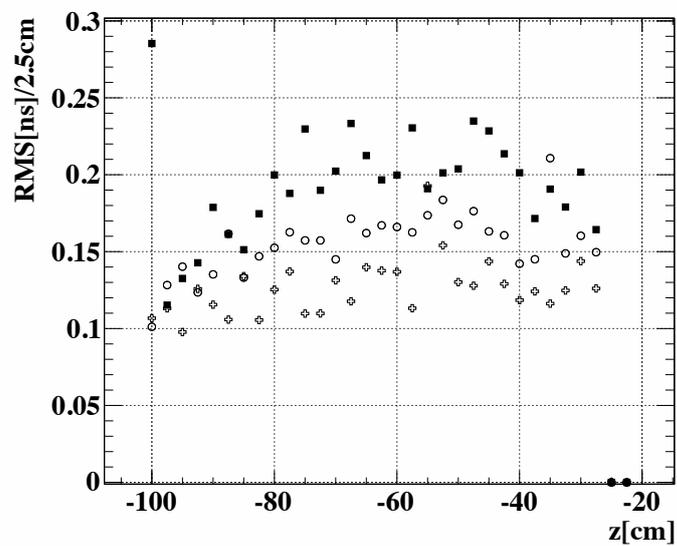


(a)

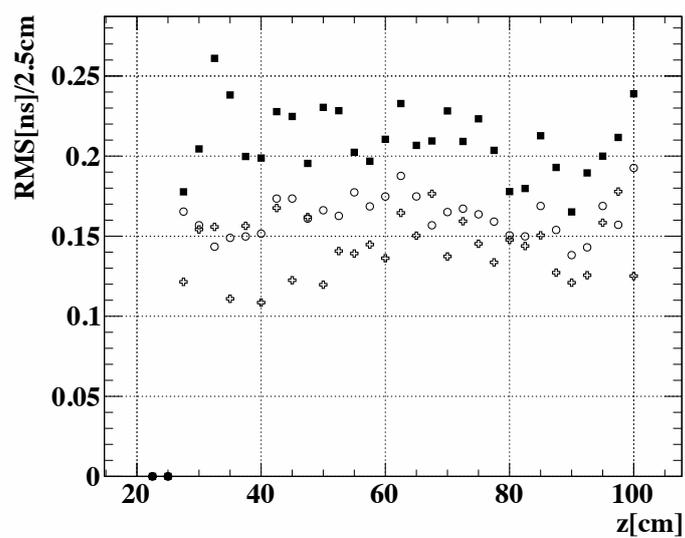


(b)

Figura 4.12: Distribuzione dell'RMS di L/c in funzione di z , sui dati. I quadratini corrispondono a 10 *hit* (a valori di RMS maggiori), i cerchi a 13 *hit* (a valori di RMS intermedi) e le crocette a 16 *hit* (a valori di RMS inferiori). In (a) per z negativi (TC-US) e in (b) per z positivi (TC-DS).



(a)



(b)

Figura 4.13: Distribuzione dell'RMS di L/c in funzione di z (su MC). I quadratini corrispondono a 10 *hit* (a valori di RMS maggiori), i cerchi a 13 *hit* (a valori di RMS intermedi) e le crocette a 16 *hit* (a valori di RMS inferiori).

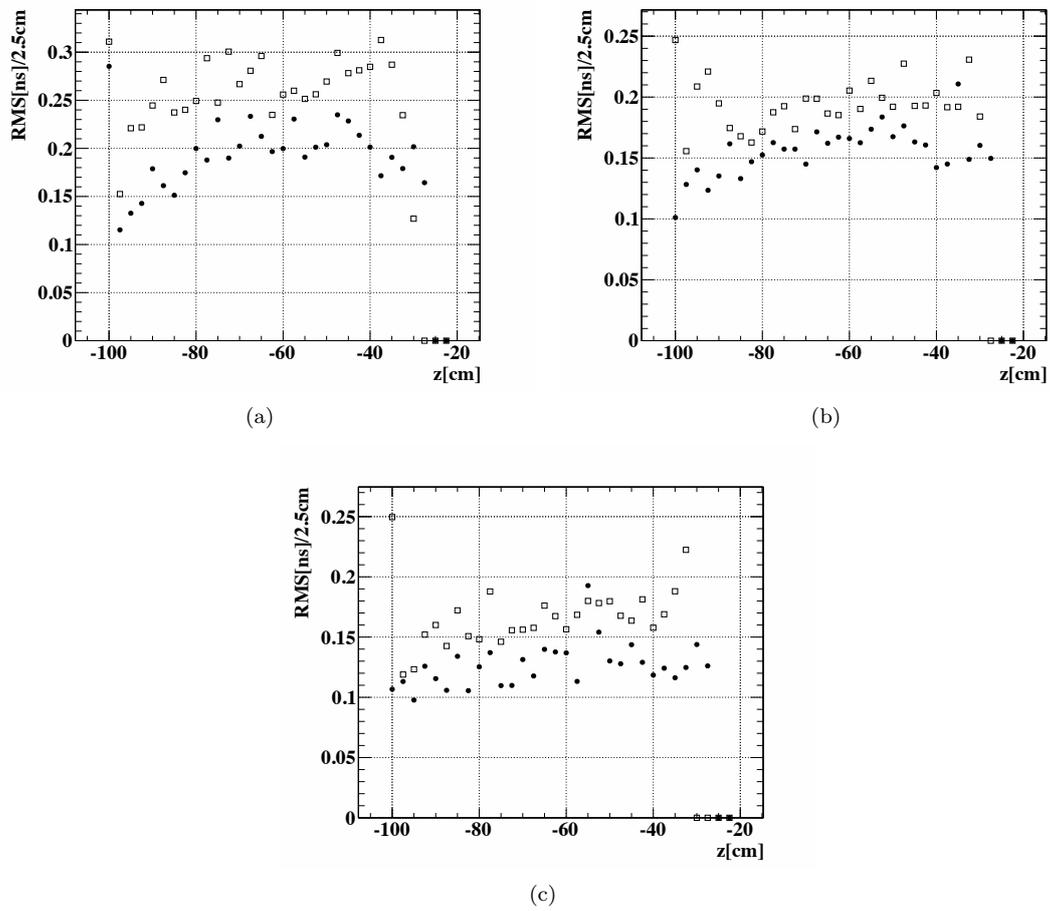


Figura 4.14: Confronto dati (quadratine) - MC (cerchi) tra le distribuzioni dell'RMS di L/c in funzione di z per il settore US, per numero di *hit* pari a 10 (a), 13 (b) e 16 (c).

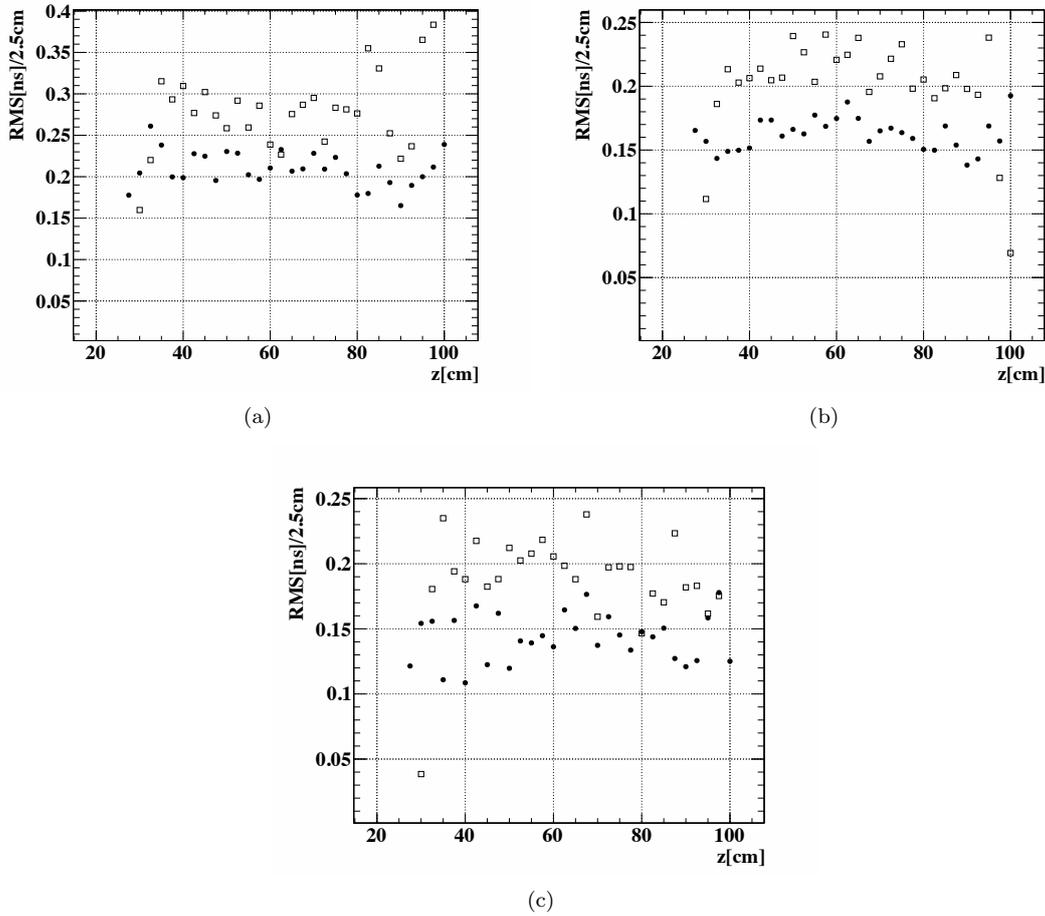


Figura 4.15: Confronto dati (quadrantini) - MC (cerchi) tra le distribuzioni dell'RMS di L/c in funzione di z per il settore DS, per numero di *hit* pari a 10 (a), 13 (b) e 16 (c).

Il primo effetto avvalorava quanto detto nella sezione 4.2.1 ovvero che la ricostruzione di una traccia è migliore se il numero di *hit* generati nelle camere a deriva è maggiore. Il secondo effetto avvalorava l'ipotesi secondo la quale gli effetti della diffusione coulombiana non sono tenuti efficacemente in conto dall'algoritmo di fit: la ricostruzione della traccia con un numero di *hit* superiore equivale ad eseguire il fit della traccia sfruttando in misura maggiore l'informazione proveniente dal tracciamento, per cui la successiva propagazione al TC risente meno della sottostima degli effetti della diffusione.

4.3 Studio di σ_{TC}

Dal momento che il metodo delle doppie fornisce una sovrastima della risoluzione intrinseca, è utile studiare possibili correzioni da applicare al metodo per migliorare tale stima. Da tali studi sarà anche possibile determinare strategie finalizzate al miglioramento della risoluzione stessa.

4.3.1 Tempo di volo tra le barre

Una stima migliore della risoluzione intrinseca si potrebbe ottenere tenendo in conto la variazione del tempo di volo inter-barra evento per evento, cioè l/c di figura 3.13(b), trascurata nel ricavare $\sigma_{\Delta T}$ (cfr. sez. 3.3.1). Abbiamo quindi calcolato la risoluzione intrinseca per ciascuna barra, dalla deviazione standard della Gaussiana di fit alle distribuzioni della quantità:

$$\Delta T^{l/c} = (T_B - l/c) - T_A \quad (4.1)$$

dove T_B è il tempo di arrivo del positrone sulla seconda barra colpita, T_A è il tempo di arrivo sulla prima e l/c è l'effettivo percorso compiuto tra le due barre stimato tramite la traccia ricostruita, evento per evento.

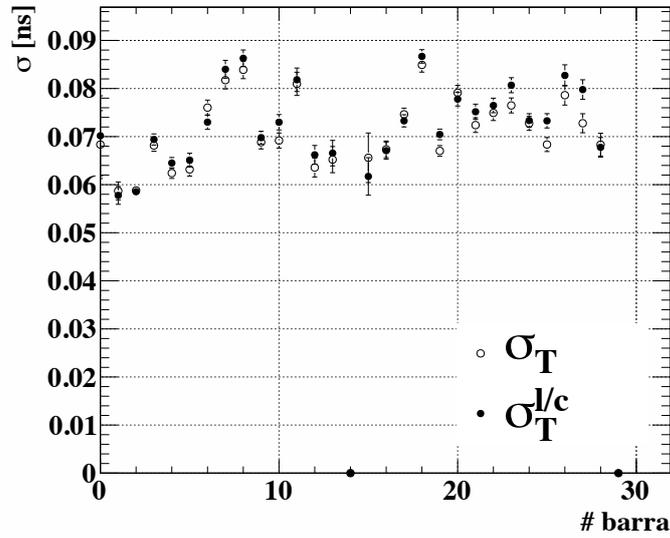
Le figure riportate in 4.16 mostrano che per ciascuna barra, le $\sigma_T^{l/c}$ sono compatibili con le σ_T calcolate con il metodo delle doppie senza l'applicazione della correzione. In altre parole da questi grafici si evince che la correzione per la variazione del tempo di volo tra le barre, che deriva dai diversi angoli di incidenza del positrone sul TC, ha effetti trascurabili sulla distribuzione di ΔT oppure che la quantità l , stimata dalla proiezione della traccia, non conduca ad una valutazione adeguata dell'effetto. Pertanto, trascurare il tempo di volo inter-barre, non ha effetti apprezzabili sulla stima della risoluzione.

Tuttavia, il fatto che il metodo sovrastimi la risoluzione, lascia aperta la possibilità di individuare altre correzioni, per un confronto più efficace tra T_A e T_B . Tali correzioni potrebbero anche essere introdotte nell'algoritmo stesso di ricostruzione del tempo del positrone, introducendole nella formula 3.19 usata nel caso di cluster di doppie.

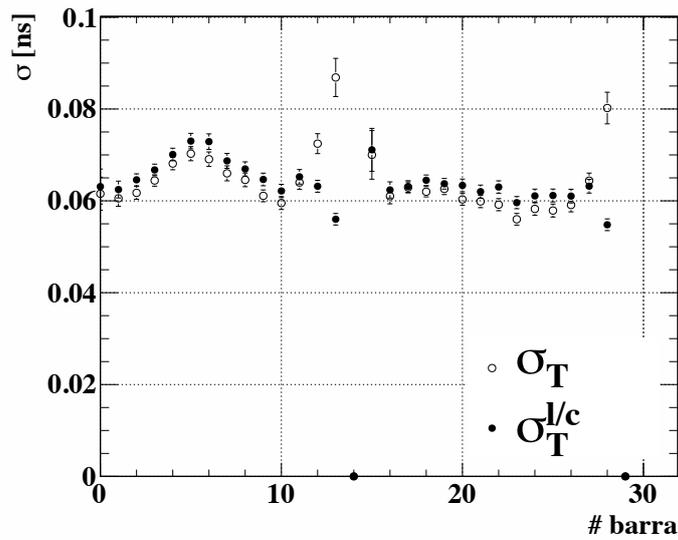
4.3.2 Studio delle correlazioni e correzioni

Utilizzando eventi simulati e selezionando solo cluster di doppie, cioè del tipo in Fig.3.7, nei grafici sono riportati i valori medi $\langle \Delta T \rangle = \langle T_B - T_A \rangle$, mediato su tutte le barre, in funzione rispettivamente di $\delta z/c = (z_B - z_A)/c$ e $l/c = (L_B - L_A)/c$. L è calcolata tramite la propagazione della traccia alla barra A o B cluster (paragrafo 3.5), mentre δz è la differenza tra le coordinate longitudinali degli *hit* sul TC. Dai grafici 4.17 si può osservare che $\langle \Delta T \rangle$ dipende da δz ma non dipende da l , cioè la variazione temporale tra una barra e l'altra è correlata alla variazione della coordinata longitudinale lungo la barra ma non alla variazione della lunghezza di traccia, nonostante come si vede dalle figure, δz e l siano dello stesso ordine.

In realtà tale correlazione dovrebbe essere presente per entrambe le variabili poichè ad una variazione temporale maggiore corrisponde un cammino inter-barra maggiore. La sparizione della correlazione tra ΔT e l è probabilmente un effetto dovuto ad una stima inadeguata della lunghezza di traccia, causata dalla notevole diffusione coulombiana tra una barra e la successiva. Inoltre, la traiettoria del positrone in



(a)



(b)

Figura 4.16: σ_T e $\sigma_T^{1/c}$ per ciascuna barra, valutate sui dati (a) e su eventi simulati (b).

campo magnetico cambia al variare della suo impulso, risultando diversa da quella originariamente ricostruita. Questi effetti impediscono un confronto appropriato tra $\langle \Delta T \rangle$ e l . La variabile δz non dovrebbe essere influenzato dagli effetti legati alla traccia sopra esposti, essendo una quantità ricostruita sul TC.

Tenendo presente quanto detto alla fine del precedente paragrafo riguardo alla risoluzione, la procedura riportata di seguito si basa sull'idea di trovare un possibile

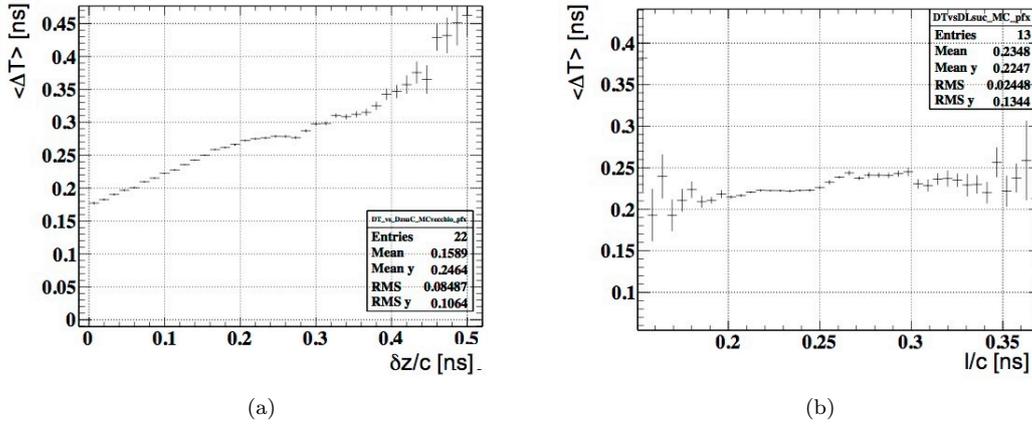


Figura 4.17: Grafici di correlazione di $\langle \Delta T \rangle$, mediato su tutte le barre, in funzione di $\delta z/c$ (a) e in funzione di l/c , valutati su Monte Carlo.

effetto di miglioramento della stima della risoluzione sfruttando la correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ e δz . Abbiamo quindi stimato tale correlazione per ciascuna barra del TC, secondo la seguente procedura:

- per ogni evento di doppie, formato dalle barre A e B, vengono calcolate le quantità $\Delta T = T_B - T_A$ e $\delta z/c = (z_B - z_A)/c$: queste vengono assegnate alla prima barra colpita¹
- ripetendo il procedimento per tutti gli eventi di doppie, per ciascuna barra si ha a disposizione la distribuzione della media di ΔT in funzione di $\delta z/c$ degli eventi occorsi su tale barra (analogo al grafico 4.17(a) che proviene invece dalla somma dei contributi di ciascuna barra).
- il fit lineare alle distribuzioni così ottenute fornisce il coefficiente di correlazione k , associato alla barra corrispondente. Gli esempi sono riportati in 4.18
- infine viene rivalutata la risoluzione correggendo il tempo della seconda barra - analogamente a quanto fatto inizialmente con l/c - tramite la formula:

$$\Delta T^{\delta z/c} = (T_B - k \cdot \delta z/c) - T_A \quad (4.2)$$

- la deviazione standard $\sigma_T^{\delta z/c}$ del fit Gaussiano a ciascuna distribuzione $\Delta T^{\delta z/c}$ è assegnata come risoluzione a ciascuna barra.

Prendendo in considerazione due barre centrali corrispondenti, la 7 per il settore DS e la 22 per US, in Fig.4.18 vengono riportati come esempio i fit lineari per il

¹Come precedentemente detto a proposito del metodo delle doppie, tale differenza e quindi risoluzione, viene associata in questo algoritmo alla barra di propagazione della traccia, che è la prima colpita nel 95 % dei casi, ovvero quasi sempre.

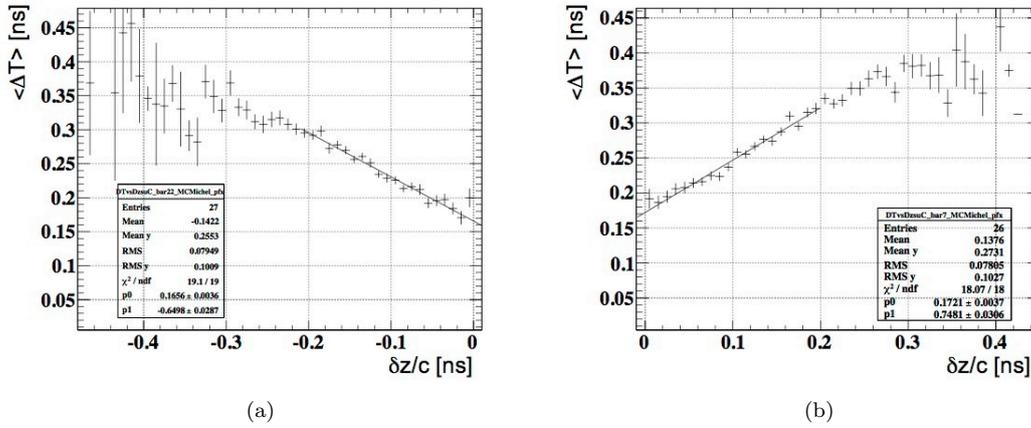


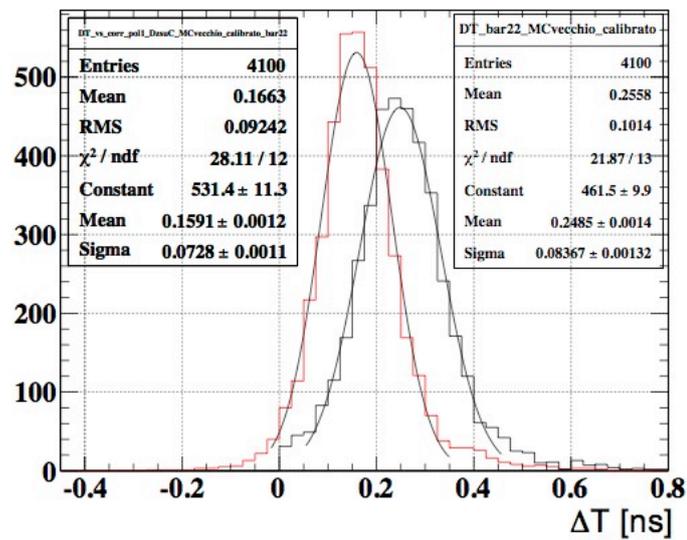
Figura 4.18: Esempi di fit ai grafici di correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$ per la barra 22 (a) e la barra 7 (b), valutati sul Monte Carlo.

calcolo del coefficiente di correlazione k (in appendice A sono riportati i grafici di correlazione per ogni barra del TC); la figura Fig.4.20 invece mostra i coefficienti di correlazione per ogni barra. Considerando le stesse barre, si trova che la correzione a ΔT tramite l'annullamento della correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$ (grafico 4.21), ha l'effetto di stringere la distribuzione di ΔT (grafico 4.19 e tabella 4.2), e quindi di migliorare la stima della risoluzione portandola più vicina alla risoluzione vera (grafico 4.22).

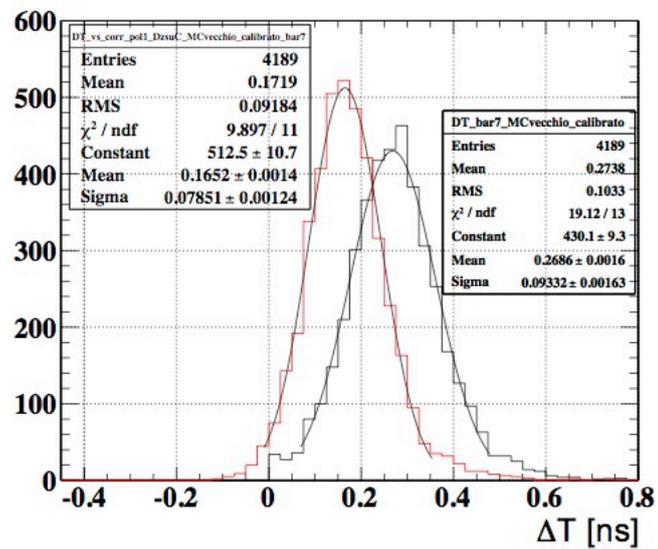
Si può dedurre che, se in un evento di doppie si tiene conto della differenza tra le coordinate longitudinali, il tempo della seconda barra colpita viene efficacemente corretto, con un evidente miglioramento delle risoluzioni.

barra 7	media(ΔT) (ps)	$\sigma(\Delta T)$ (ps)
senza la correzione	270	93
applicando la correzione	165	78
barra 22	media(ΔT) (ps)	$\sigma(\Delta T)$ (ps)
senza la correzione	250	84
applicando la correzione	160	73

Tabella 4.2: Riassunto dei valori ottenuti per la risoluzione delle barre 7 e 22. In tabelle vengono riportati anche i valori delle medie delle distribuzioni Gaussiane di fit.



(a)



(b)

Figura 4.19: Confronto tra le distribuzioni di ΔT prima e dopo la correzione, per la barra 22 (a) e la barra 7 (b).

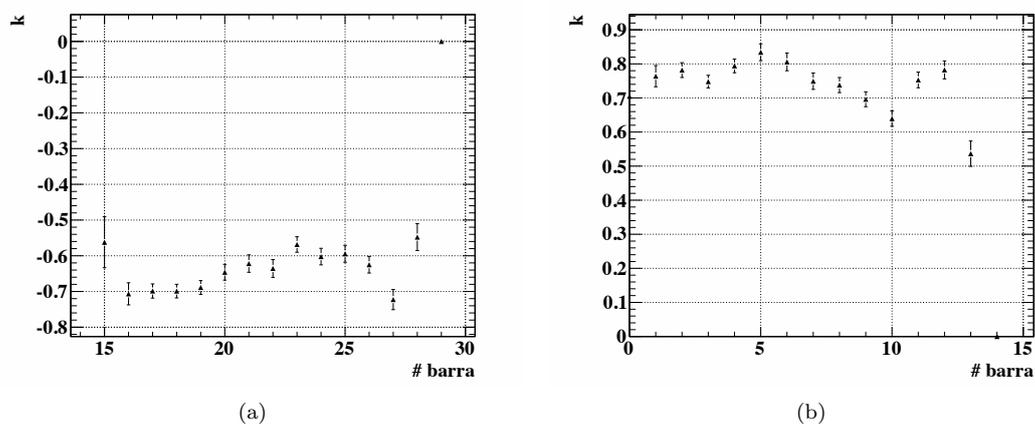


Figura 4.20: Coefficienti di correlazione k , calcolati su Monte Carlo, tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$, in (a) per le barre del settore US, in (b) per il settore DS.

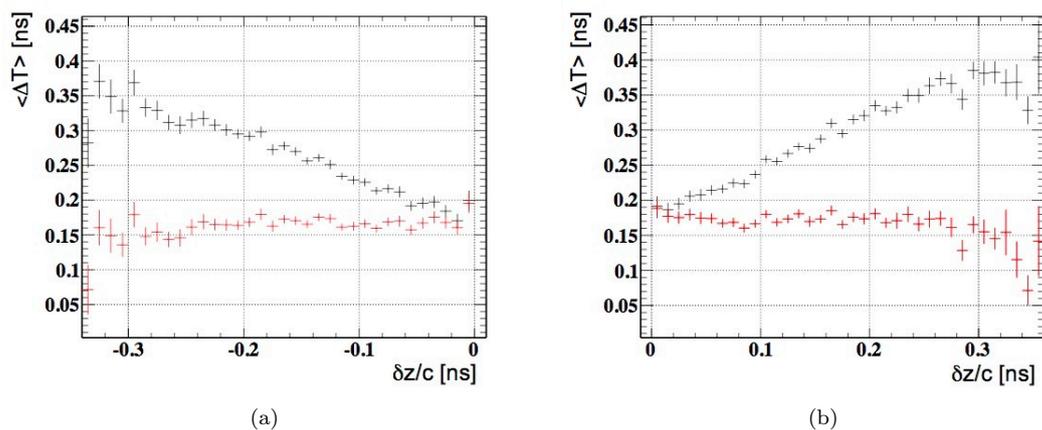


Figura 4.21: Sottrazione della correlazione media tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$, per la barra 22 (a) e la barra 7 (b): in nero (rosso) la correlazione prima (dopo) la correzione con $\delta z/c$.

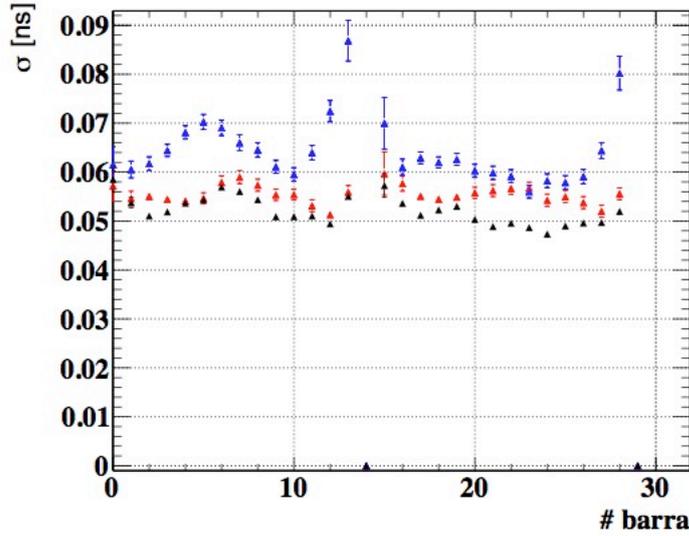


Figura 4.22: Risoluzioni valutate su eventi simulati: la risoluzione vera (σ_{TC}) in nero, la risoluzione valutata con il metodo delle doppie barre senza correzione (σ_T) in blu, e applicando la correzione per $\delta z/c$ in rosso ($\sigma_T^{\delta z/c}$).

4.4 Studio delle correlazioni ΔT vs δz e ΔT vs l/c sui dati

Nel paragrafo precedente si è mostrato che sul Monte Carlo si può migliorare la risoluzione tenendo conto della correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ variazione di z negli eventi di doppie. Lo stesso tipo di studio è stato condotto sui dati. Di seguito (Fig. 4.23) è riportato il valor medio $\langle \Delta T \rangle$ in funzione di l/c e $\delta z/c$ ottenuto mediando su tutte le barre. Dal confronto tra i grafici in 4.17 e 4.23, si vede chiaramente che, come sul Monte Carlo, la media di ΔT non è correlata alla variazione del tempo di volo inter-barre ma, al contrario, la correlazione $\delta z/c$ è quasi completamente assente. Lo stesso vale per le barre prese come esempio per gli eventi simulati (grafici 4.24), e i coefficienti di correlazione delle rimanenti barre sono nettamente inferiori in modulo (graf. 4.26). L'effetto finale di questa correzione sui dati è riportato in figura 4.25 dalla quale si apprende che la risoluzione resta invariata o addirittura peggiora.

Se l'effetto di correlazione tra ΔT e δz è un effetto fisico, dovrebbe essere visibile anche sui dati. Tuttavia, visto che la risoluzione temporale sui dati è peggiore di quella valutata su eventi simulati, si potrebbe spiegare l'assenza di correlazione, dicendo che la peggiore risoluzione temporale non permetta di apprezzare gli effetti della correlazione.

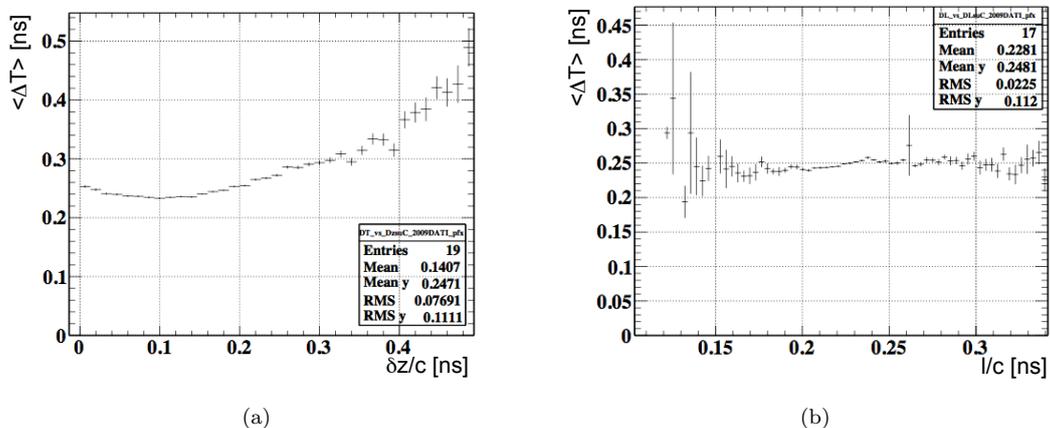


Figura 4.23: Grafici di correlazione di $\langle \Delta T \rangle$, mediato su tutte le barre, in funzione di $\delta z/c$ (a) e in funzione di l/c , valutati sui dati.

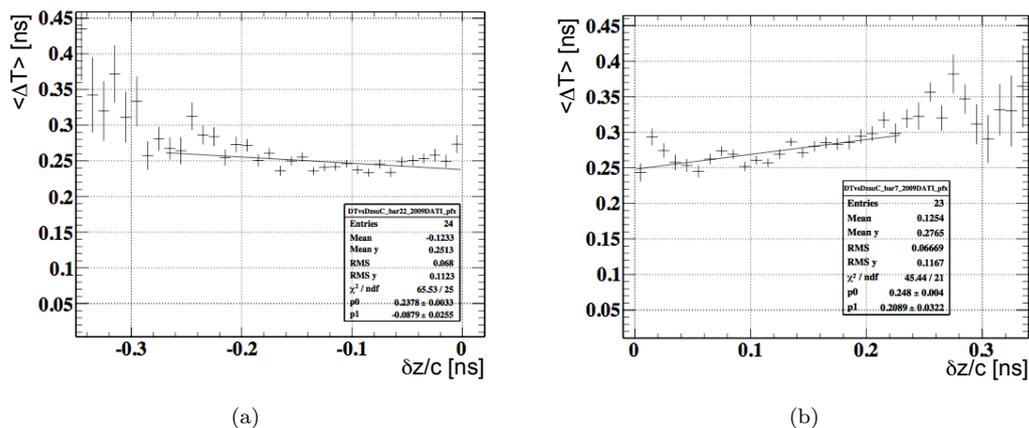


Figura 4.24: Esempi di fit ai grafici di correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$ per la barra 22 (a) sinistra e la barra 7 (b), valutati sui dati.

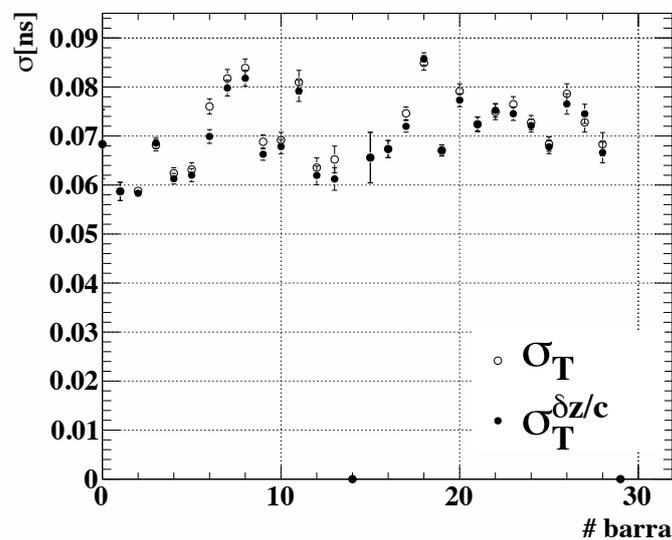


Figura 4.25: $\sigma_T^{\delta z/c}$ per ciascuna barra, valutata sui dati.

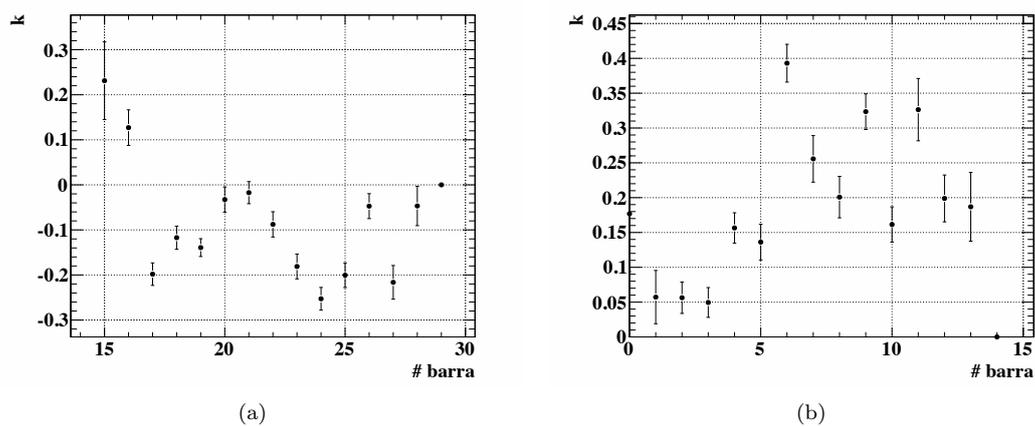


Figura 4.26: Coefficienti di correlazione k , calcolati sui dati, tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$, in (a) per le barre del settore US, in (b) per il settore DS.

Capitolo 5

Conclusioni

Obiettivo dell'esperimento MEG è trovare un segnale del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$, decadimento che viola la conservazione del numero leptonico e che quindi sarebbe un'evidenza incontrovertibile dell'esistenza di Nuova Fisica oltre il Modello Standard. In caso di non osservazione, l'esperimento si propone di porre il limite superiore al Branching Ratio per tale decadimento dell'ordine di 10^{-13} , che risulta migliore di circa due ordini di grandezza rispetto al limite più stringente ad oggi raggiunto per il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$. Data la massiccia presenza di eventi di fondo, il raggiungimento di tale obiettivo è possibile solo mediante una stima oltremodo precisa delle variabili cinematiche che individuano il decadimento.

In questa tesi, è stata studiata la risoluzione con la quale si ricostruisce il tempo di emissione del positrone al bersaglio. Tale quantità è data dalla differenza tra il tempo di arrivo sul TC e il tempo volo del positrone dal bersaglio al TC. Sono stati studiati pertanto i contributi alla risoluzione provenienti da ciascuno dei due termini. E' emerso come la risoluzione del tempo di volo sia legata al numero di *hit* presenti nelle camere a deriva ed utilizzati dall'algoritmo di fit. Pertanto, il numero di *hit* di cui è composta una traccia, è uno dei parametri scelti per la selezione di campioni di eventi di alta e bassa qualità, sui quali applicare analisi statistiche opportune, in sede di analisi finale. E' inoltre emerso che essa è indipendente dalla barra del TC alla quale si propaga la traccia all'interno dell'algoritmo di *matching*. Si è mostrato inoltre che la risoluzione del tempo di volo non dipende in maniera rilevante dalla risoluzione in z ed r con le quali si ricostruiscono gli *hit* nelle camere a deriva. Mediante un confronto dati-simulazione, è stato trovato che esistono effetti di diffusione coulombiana non tenuti in conto efficacemente dall'algoritmo di ricostruzione della traccia: in particolare uno studio della stessa quantità in funzione del numero di *hit* di cui è composta una traccia sembra avvalorare questa ipotesi. Per quanto riguarda la risoluzione intrinseca del TC, è stato mostrato come essa sia maggiore sui dati rispetto a quanto si ottiene sugli eventi simulati ma anche quanto sia sovrastimata dal metodo delle doppie col quale viene quantificata, nel

quale i tempi misurati dalla prima e dalla seconda barra non vengono confrontati in maniera efficace. E' stata quindi indagato se, nel caso di doppie, fosse possibile un confronto più opportuno tra i tempi misurati dalla prima e dalla seconda barra colpite. Tale confronto potrebbe essere applicato sia al metodo delle doppie, per la stima della risoluzione, sia all'interno dell'algoritmo di *matching* per il calcolo del tempo del positrone, esplorando la possibilità di migliorarne la risoluzione. Considerando quindi eventi di doppie sul TC, è stato trovato che trascurare la variazione della lunghezza di traccia, nel metodo delle doppie, non ha effetti apprezzabili. Per gli stessi eventi, abbiamo trovato che esiste invece una correlazioni lineare tra la variazione in z della traccia del positrone, δz , e la variazione temporale media misurata dalle barre, $\langle \Delta T \rangle$. Questa correlazione è stata utilizzata per correggere la differenza dei tempi misurati dalle due barre. La correzione ha mostrato di essere efficace, poichè i valori di risoluzione ottenuti sono mediamente inferiori rispetto ai valori corrispondenti, stimati con il tradizionale metodo delle doppie. Tale successo ha aperto la possibilità di poter migliorare la risoluzione del tempo del positrone sui dati. Tuttavia si è visto che la medesima procedura applicata ai dati non sortisce alcun miglioramento, probabilmente a causa delle peggiori risoluzioni e della presenza di fluttuazioni della misura assenti nella simulazione.

Appendice A

Grafici di correlazione

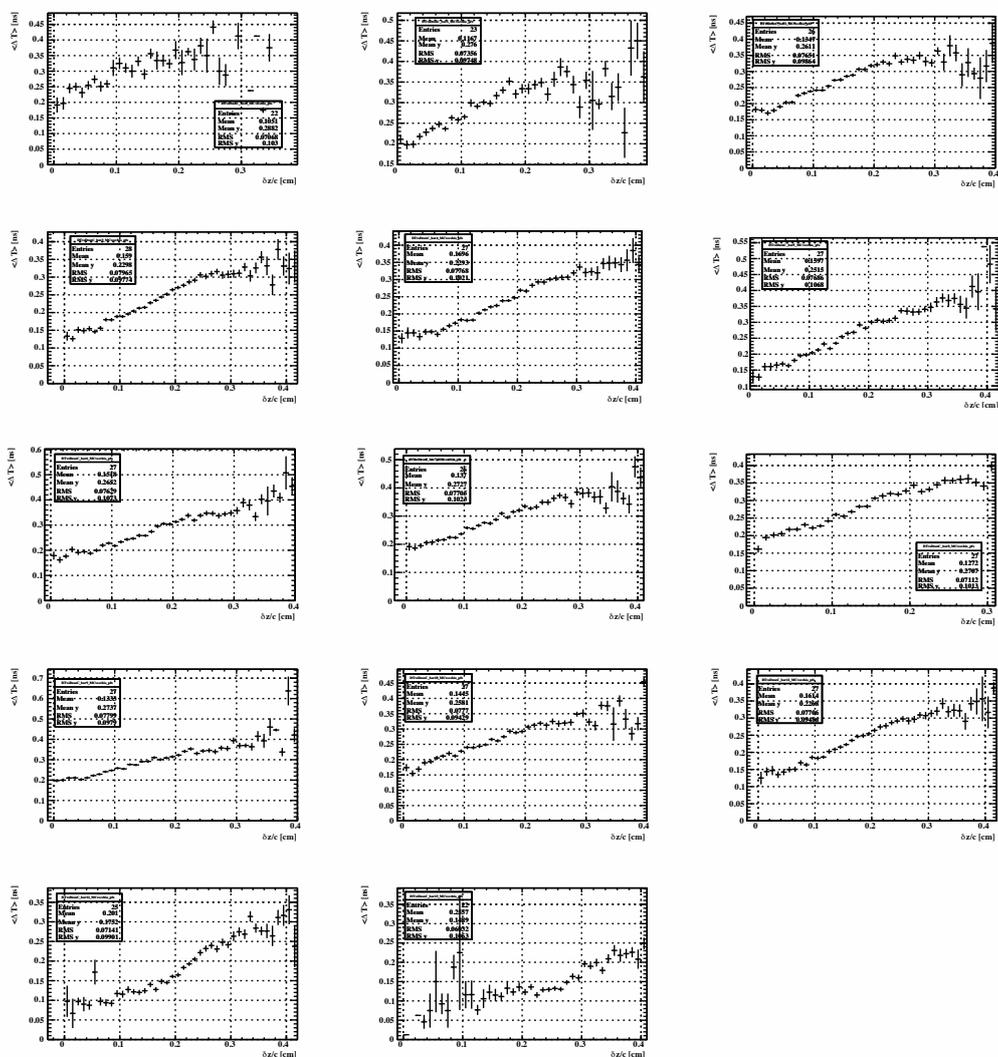


Figura A.1: Grafici di correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$ per ogni barra del settore DS del TC. Dall'alto in basso, da sinistra verso destra, le barre da 0 a 13.

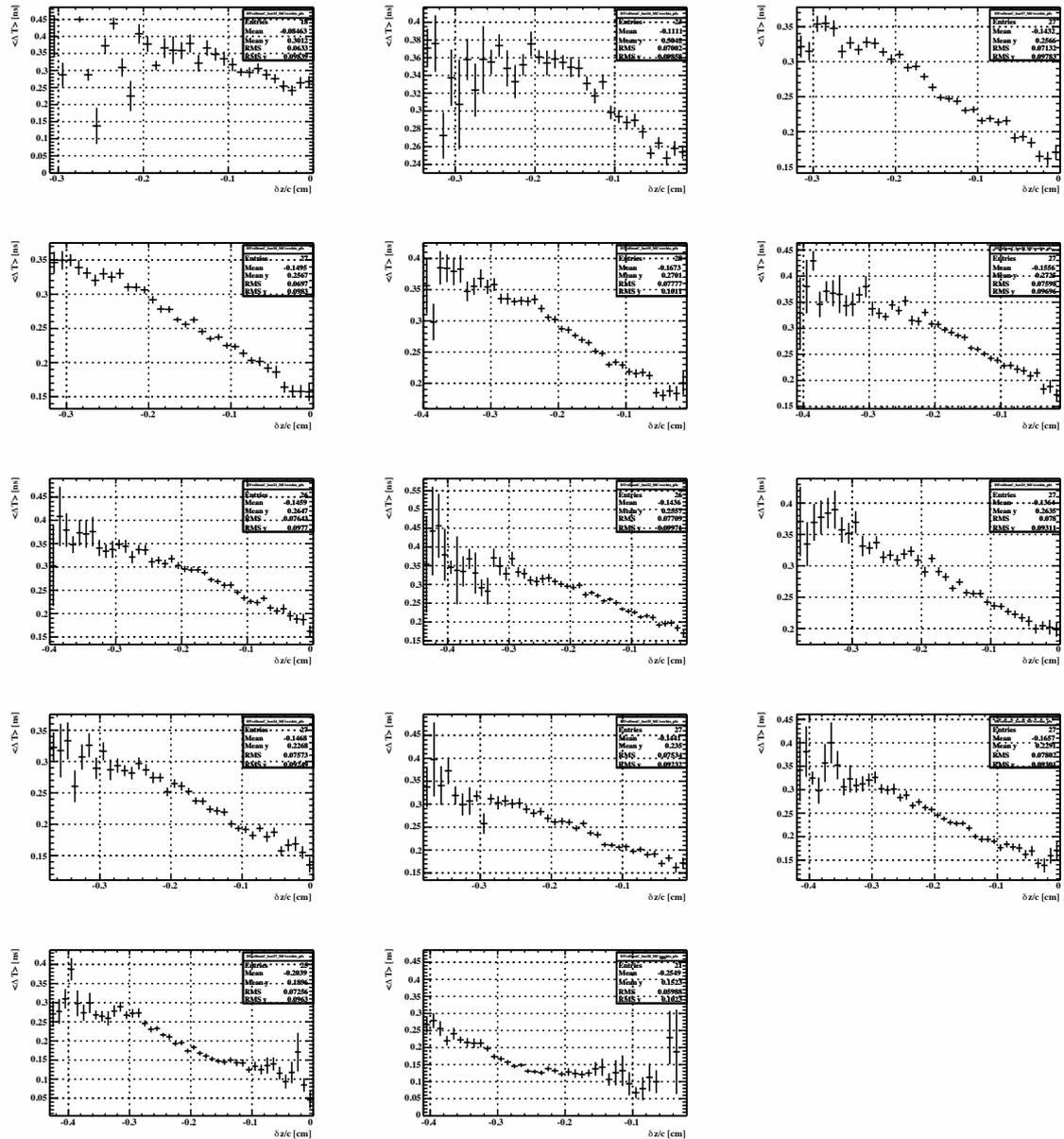


Figura A.2: Grafici di correlazione tra $\langle \Delta T \rangle$ e $\delta z/c$ per ogni barra del settore US del TC. Dall'alto in basso, da sinistra verso destra, le barre da 15 a 28.

Ringraziamenti et al.

Al gruppo MEG di Roma, tali Dott. G.Piredda, Dott. G.Cavoto (“possiamo vedere i plot ???” :), Dott.essa C.Voena e Dott. F.Renga, un sincero “Grazie” per il tempo che mi hanno dedicato, per quello che mi hanno insegnato e poi anche per il summer student, gli shifts, il talk e il meeting a pisa perchè è stato tutto molto bello! Un ringraziamento particolare a Francesco, per aver risposto sempre a tutte le mie domande, spessissimo mal poste e anche per il primo giorno di summer student...quando si dice il dono della sintesi!

Grazie anche ai giovani di MEG per avermi fatta sentire da subito una del gruppo e perchè mi sono proprio divertita!

Che dire della Baita, il posto più densamente popolato al mondo e casa mia in questi mesi, luogo leggendario e dalle mura narranti, dove c'è sempre qualcuno che fa domande e qualcun altro che risponde:) Mille di questi Natali in Baita!

Grazie a Dan, Amiga, Mari e Ire perchè c'erano, ai mille compagni di viaggio: di menZa, di caffè, di travestimenti, di giornate, serate e nottate.

Ai Miei perchè non li vorrei diversi e Nonna perchè se no sarebbe stato complicato. A chi si commuove ancora e a tutti quelli che almeno una volta hanno pensato che ne valesse la pena. Ah ... e a MEG ... chi l'avrebbe mai detto?

Grazie a tutti e a ciascuno.

*“Patience and Persistence”
Door to Door (2002)*

Bibliografia

- [1] *F. Mandl, G. Shaw*, “Quantum Field Theory” Jhon Wiley and Sons (1984)
- [2] *L. Maiani*, “Interazioni Elettrodeboli, A.A. 2008-2009” dispense del corso di Interazioni Elettrodeboli tenuto a “La Sapienza”
- [3] *L.B. Okun*, “Lepton and Quarks”, North-Holland Publishing Company (1982)
- [4] “Particle Data Group” Vol 37, No 7A 075021 (July 2010)
- [5] *G. Altarelli*, “The Standard Electroweak Theory and Beyond” arXiv: hep-ph/0011078v1 (2000)
- [6] *M.W. Gr unewald*, “Experimental Tests of the Electroweak Standard Model at High Energy” Phys. Rep. **322** (1999) 125-346
- [7] *L. Ludovici*, “Masse e Oscillazioni di neutrini”, dispense del corso di Fisica Nucleare e Subnucleare III (2008)
- [8] *F. Boehm, V. Petr*, “Physics of massive neutrinos”, Cambridge : University press (1992)
- [9] *R. N. Mohapatra*, “Unification and supersymmetry : the frontiers of quark-lepton physics ” Springer-Verlag, (1986)
- [10] *R. Barbieri and L. J. Hall*, “Signals For Supersymmetric Unification”, Phys. Lett. B **338**, (1994)
L. J. Hall, V. A. Kostelechy and S. Raby, “New flavor violations in supergravity models”, Nucl. Phys. B **267**, (1986), 415.
- [11] *D. Bettoni et al.*, “The high intensity frontier” Phys. Rep. **434** (2006) 47 – 111
- [12] *P. Depommier and C. Leroy*, “Searches for lepton-flavour violation”, Rep. Prog. Phys. **58** (1995) 61-114.
- [13] *E. P. Hincks and B. Pontecorvo*, “On the absence of photons among the decay products of the 2.2-microsecond meson” Can. J. Res. **28A**, 29 (1950)
- [14] *M. L. Brooks et al.* [MEGA Collaboration], “New limit for the family-number non-conserving decay $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ ” Phys. Rev. Lett. **83**, 1521 (1999)

- [15] *J. Adams et al.* [MEG Collaboration], “A limit for the $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ decay from the MEG experiment” *Nucl. Phys. B* **834** (2010) 1–12
- [16] *P. Depommier et al.*, “A New Limit On The $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ ” *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1113 (1977)
- [17] *A. van der Schaaf, R. Engfer, H. P. Povel, W. Dey, H. K. Walter and C. Petitjean*, “A Search For The Decay $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ ” *Nucl. Phys. A* **340**, 249 (1980).
- [18] *W. W. Kinnison et al.*, “A Search For $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ ” *Phys. Rev. D* **25**, 2846 (1982).
- [19] *R. D. Bolton et al.*, “Search For Rare Muon Decays With The Crystal Box Detector” *Phys. Rev. D* **38**, 2077 (1988).
- [20] *Y. Kuno and Y. Okada*, “Muon decay and physics beyond the standard model” *Rev. Mod. Phys.* **73** (2001) 151.
- [21] *A. Baldini et al.*, “The MEG Experiment: search for the $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ ’ at PSI” Research Proposal to INFN (September 2002), disponibile su http://meg.web.psi.ch/docs/prop_infn/nproposal.pdf
- [22] *William R. Leo*, “Techniques for nuclear and particle physics experiments : a how-to approach”, Springer-Verlag (1987)
- [23] *M. Bonesini et al.*, “A systematic study to characterize fine-mesh PMTs in high magnetic fields” *NIM in Phys. Res.* **A572** (2007) 465–467
- [24] *R. Valle*, “Development of the Timing Counter for the MEG experiment”, PhD thesis, Università di Roma “La Sapienza” (2006)
- [25] *S. Dussoni et al.*, “The Timing Counter of the MEG experiment: design and commissioning” *NIM in Phys. Res.* **A617** (2010)387–390
- [26] *M. De Gerone et al.*, “Development and characterization of scintillating fiber-APD-based detector” *NIM in Phys. Res.* **A610** (2009)218–221
- [27] *A. Papa*, “Search for the lepton flavour violation $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$. The calibration methods for the MEG experiment” PhD thesis, University of Pisa (2009)
- [28] *G. Signorelli*, “A sensitive search for lepton-flavour violation: the MEG experiment and the new LXe calorimetry” PhD thesis, Scuola Normale Superiore di Pisa (2004)
- [29] *Luca Galli*, “An FPGA-based trigger for the search of $\mu^+ \rightarrow e+\gamma$ decay in the MEG experiment” 2008 Nuclear Science Symposium, 19-25 October 2008 Dresden, Germany

-
- [30] *S. Ritt*, “The DRS chip: Cheap waveform digitizing in the GHz range”, NIM in Phys. Res. **A518**,2004
- [31] *H. Nishiguchi*, “An Innovative Positron Spectrometer to Search for the Lepton Flavour Violating Muon Decay with a Sensitivity of 10^{-13} ” PhD thesis, University of Tokyo (2008)
- [32] *R. Frühwirth*, “Application of Kalman filtering to track and vertex fitting” NIM in Phys. Res. **A262** (1987) 444-450
- [33] *Y. Uchiyama*, “Analysis of the first MEG physics data to search for the decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ ” PhD thesis, University of Tokyo (2009)
- [34] *M. de Gerone et al.*, “The MEG Timing Counter Calibration and Performance”, NIM in Phys. Res. (2010, in attesa di pubblicazione)
- [35] MEG Collaboration, “Use of a Cockroft-Walton accelerator for calibrating and monitoring the MEG experiment”, Nota Tecnica 60
- [36] Discussione con F.Renga e E.Baracchini, Collaborazione MEG-Gruppo Analisi DC.