# Indice

In	trod	ızione		3
1	<b>Mot</b> 1.1	i <b>vazio</b> Il Mod	ni fisiche lello Standard	<b>5</b> 5
	1.2	1.1.1 Modell	Interazione del muone nel Modello Standard	$\frac{7}{7}$
	1.3	Teorie	di grande unificazione supersimmetriche	8
	1.4	Stato s	sperimentale per la ricerca $\mu^+ \to e^+ \gamma$	13
<b>2</b>	L'Es	sperim	ento MEG	15
	2.1	Fenom	enologia del decadimento $\mu^+ \to e^+ \gamma$	15
		2.1.1	Fondo fisico	17
		2.1.2	Fondo accidentale	17
	2.2	Il fasci	o ed il bersaglio	19
		2.2.1	Caratteristiche del fascio	19
		2.2.2	La linea del fascio	19
		2.2.3	Il bersaglio	20
	2.3	Lo spe	ttrometro COBRA ed il Timing Counter	20
		2.3.1	Il magnete COBRA	23
		2.3.2	Le camere	23
	2.4	Il Timi	ing Counter	25
	2.5	Il calor	rimetro a Xenon	27
	2.6	Il Trigg	ger	27
	2.7	Il DAG	2	32
3	IM	etodi d	i Calibrazione e Monitoraggio dell'esperimento MEG	35
	3.1	Calibra	azione e Monitoraggio del Calorimetro a Xenon	35
		3.1.1	Reazione di scambio carica	36
		3.1.2	Calibrazione tramite fotoni da 17.6 MeV dalla risonanza	
			${}_{3}^{7}\mathrm{Li}(\mathrm{p},\gamma)_{4}^{8}\mathrm{Be}$	36
		3.1.3	Calibrazione mediante l'uso di $\gamma$ da 9 MeV, prodotti da	
			cattura di neutroni termici su Nickel	37
		3.1.4	Studio con sorgenti $\alpha$ di Americio.	37
		3.1.5	Misura del guadagno dei PMT tramite LED	38
	3.2	Sincro	nizzazione di Timing Counter e Calorimetro a LXe	39
	3.3	Calibra	azione delle camere a deriva	39
	3.4	Misure	e di intensità del fascio	41
		3.4.1	Emissione di raggi X indotta da muoni (MIXE)	41

		<b>3.4.2</b> Camera a ionizzazione ad He	42				
4	Cali	ibrazione del calorimetro tramite $\gamma$ da 9 MeV	43				
	4.1	Le righe $\gamma$ da cattura di neutroni termici nel Nickel	43				
	4.2	Realizzazione di un generatore di $\gamma$ da 9 MeV	44				
	4.3 Sorgenti di Neutroni						
	4.4	Ottimizzazione moderatore e Nickel	45				
	4.5	Il processo di moderazione e tempi di cattura	47				
		4.5.1 Scelta del moderatore	48				
		4.5.2 Configurazioni per il generatore di $\gamma$	50				
	4.6	Il generatore di neutroni per l'esperimento MEG	54				
	4.7	Il test di accettazione del generatore di Neutroni al PSI $\ldots$ .	58				
		4.7.1 Misure di intensità	58				
		4.7.2 Calibrazione del MCA	59				
		4.7.3 Lo spettro dell'AmBe	59				
		4.7.4 Test del generatore	59				
		4.7.5 Dipendenza angolare dell'intensità	62				
		4.7.6 Stabilità di funzionamento in presenza di campo magnetico.	63				
		4.7.7 Misura del tempo di cattura dei neutroni nel $CH_2$	63				
		4.7.8 Risultati e previsioni	63				
	4.8	La riga da 9 MeV nel calorimetro a Xe	65				
		4.8.1 Numero di eventi attesi e rapporto segnale-rumore	65				
		4.8.2 Il segnale con il fascio spento	65				
		4.8.3 Il segnale con il fascio acceso	68				
		4.8.4 Conclusioni e prospettive	70				
5	II F	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro	71				
5	<b>II F</b> 5.1	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro Metodi di calibrazione esistenti	<b>71</b> 71				
5	<b>II F</b> 5.1 5.2	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro Metodi di calibrazione esistenti	<b>71</b> 71 72				
5	<ul> <li>II F</li> <li>5.1</li> <li>5.2</li> <li>5.3</li> </ul>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro Metodi di calibrazione esistenti Potenzialità del nuovo metodo Diffusione elastica di positroni su nuclei	<b>71</b> 71 72 72				
5	<ol> <li>F</li> <li>5.1</li> <li>5.2</li> <li>5.3</li> <li>5.4</li> </ol>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro Metodi di calibrazione esistenti Potenzialità del nuovo metodo Diffusione elastica di positroni su nuclei Il numero di eventi attesi	<b>71</b> 71 72 72 73				
5	<ol> <li>F</li> <li>5.1</li> <li>5.2</li> <li>5.3</li> <li>5.4</li> <li>5.5</li> </ol>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia	<b>71</b> 71 72 72 73 76				
5	$\begin{array}{c} \textbf{I1} \ \textbf{F} \\ 5.1 \\ 5.2 \\ 5.3 \\ 5.4 \\ 5.5 \\ 5.6 \end{array}$	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare	<b>71</b> 71 72 72 73 76 79				
5	<b>Il F</b> 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento	<b>71</b> 71 72 72 73 76 79 81				
5	II F 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Polarizzazione del fascio	<b>71</b> 71 72 73 76 79 81 81				
5	<ol> <li>F:</li> <li>5.1</li> <li>5.2</li> <li>5.3</li> <li>5.4</li> <li>5.5</li> <li>5.6</li> <li>5.7</li> <li>5.8</li> <li>5.9</li> </ol>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Polarizzazione di fascio         Produzione di neutroni	<b>71</b> 72 72 73 76 79 81 81 83				
5	<b>II F</b> 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su	<b>71</b> 71 72 73 76 79 81 81 83				
5	<b>II F</b> 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su	<b>71</b> 71 72 72 73 76 79 81 81 83 83				
5	II F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1	<b>71</b> 71 72 72 73 76 79 81 81 83 85 85				
5	II F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Podarizzazione del fascio         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         S.10.1 Il bersaglio Mott         S.10.2 Risultati preliminari	<b>71</b> 71 72 73 76 79 81 81 83 85 85 85				
5	<b>H F</b> 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott	<b>71</b> 71 72 73 76 79 81 81 83 85 85 88				
5	<pre>H F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10</pre>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott         5.10.2 Risultati preliminari         Bibrazione con Sorgente Mobile di AmBe	<b>71</b> 72 72 73 76 79 81 81 83 85 85 88 <b>91</b>				
5	<pre>Il F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10</pre> Cali 6.1	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Podarizzazione del fascio         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott         5.10.2 Risultati preliminari         Bistema di trasporto ed immagazzinamento della sorgente	<ul> <li><b>71</b></li> <li>72</li> <li>72</li> <li>73</li> <li>76</li> <li>79</li> <li>81</li> <li>83</li> <li>85</li> <li>85</li> <li>88</li> <li><b>91</b></li> </ul>				
5	<pre>II F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10</pre> Cali 6.1 6.2	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Podarizzazione del fascio         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott         5.10.2 Risultati preliminari         Li sistema di trasporto ed immagazzinamento della sorgente         La riga da 4.4 MeV nel calorimetro a Xenon Liquido	<ul> <li><b>71</b></li> <li><b>72</b></li> <li><b>72</b></li> <li><b>73</b></li> <li><b>76</b></li> <li><b>79</b></li> <li><b>81</b></li> <li><b>83</b></li> <li><b>85</b></li> <li><b>88</b></li> <li><b>91</b></li> <li><b>97</b></li> </ul>				
5 6 Co	<pre>Il F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10 Cali 6.1 6.2 onclu</pre>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Podarizzazione del fascio         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott         5.10.2 Risultati preliminari         5.10.2 Risultati preliminari         La riga da 4.4 MeV nel calorimetro a Xenon Liquido	<ul> <li><b>71</b></li> <li><b>71</b></li> <li><b>72</b></li> <li><b>73</b></li> <li><b>76</b></li> <li><b>79</b></li> <li><b>81</b></li> <li><b>81</b></li> <li><b>83</b></li> <li><b>85</b></li> <li><b>88</b></li> <li><b>91</b></li> <li><b>97</b></li> <li><b>03</b></li> </ul>				
5 6 Bi	<pre>II F: 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10 Cali 6.1 6.2 onclu</pre>	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Podarizzazione del fascio         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott         5.10.2 Risultati preliminari         Sistema di trasporto ed immagazzinamento della sorgente         La riga da 4.4 MeV nel calorimetro a Xenon Liquido         1         grafia	<ul> <li><b>71</b></li> <li><b>71</b></li> <li><b>72</b></li> <li><b>73</b></li> <li><b>76</b></li> <li><b>79</b></li> <li><b>81</b></li> <li><b>83</b></li> <li><b>85</b></li> <li><b>88</b></li> <li><b>91</b></li> <li><b>97</b></li> <li><b>03</b></li> <li><b>03</b></li> </ul>				
5 6 Cd Bi Ri	II F 5.1 5.2 5.3 5.4 5.5 5.6 5.7 5.8 5.9 5.10 Cali 6.1 6.2 onclu ibliog	ascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro         Metodi di calibrazione esistenti         Potenzialità del nuovo metodo         Diffusione elastica di positroni su nuclei         Il numero di eventi attesi         Risoluzione in energia         Risoluzione angolare         Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento         Polarizzazione del fascio         Produzione di neutroni         Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su         CH2         5.10.1 Il bersaglio Mott         5.10.2 Risultati preliminari         La riga da 4.4 MeV nel calorimetro a Xenon Liquido         Asioni         1         grafia         1         ziamenti	<ul> <li><b>71</b></li> <li><b>71</b></li> <li><b>72</b></li> <li><b>73</b></li> <li><b>76</b></li> <li><b>79</b></li> <li><b>81</b></li> <li><b>83</b></li> <li><b>85</b></li> <li><b>88</b></li> <li><b>91</b></li> <li><b>97</b></li> <li><b>03</b></li> <li><b>07</b></li> </ul>				

## Introduzione

L'esperimento MEG si propone di misurare il rapporto di decadimento  $BR(\mu \rightarrow e^+\gamma) = \frac{\mu^+ \rightarrow e^+\gamma}{\mu^+ \rightarrow TOT}$  con una sensibilità pari a  $BR(\mu \rightarrow e + \gamma) \approx 10^{-13}$ .

Il Modello Standard (MS), per il quale la massa dei neutrini è nulla, prevede una completa conservazione del numero leptonico, quindi  $BR(\mu \rightarrow e^+\gamma) = 0$ . I recenti risultati sulle oscillazioni di neutrini mostrano che esiste almeno un autostato di massa di neutrino non nullo. Tuttavia, anche con l'introduzione di una massa non nulla per i neutrini il MS prevede un valore di  $BR(\mu \rightarrow e^+\gamma)$ attualmente non misurabile ( $BR(\mu \rightarrow e^+\gamma) < 10^{-50}$ ).

Processi di violazione del sapore leptonico (LFV) sono invece previsti in numerose teorie di unificazione supersimmetriche con valori del rapporto di decadimento molto più elevati, attorno a  $10^{-12} \div 10^{-14}$ . Osservare il processo  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  sarebbe quindi un'evidenza importante di fisica oltre il Modello Standard. Una mancata osservazione risulterebbe comunque utile ad imporre limiti più stringenti alle nuove teorie.

Il decadimento del muone viene studiato in MEG a riposo. La segnatura associata al processo  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  è data dall'emissione in coincidenza di un gamma ed un positrone, con un angolo relativo di 180° ed un'energia di  $E_{\gamma} = E_{e^+} = m_{\mu}/2 = 52.8$  MeV. Una corretta identificazione del processo richiede il riconoscimento delle due particelle insieme ad una misura ad alta risoluzione delle loro rispettive energie, dell'angolo relativo e del tempo di emissione.

A causa dell'elevata precisione richiesta dall'esperimento risulta fondamentale avere sotto controllo tutti i parametri dei rivelatori, in modo da minimizzare le incertezze sistematiche legate alla strumentazione. Per questo motivo è necessaria un'accurata calibrazione ed un preciso monitoraggio di tutto l'apparato.

Le motivazioni fisiche sono descritte nel Capitolo 1 e l'apparato sperimentale è dettagliato nel Capitolo 2.

Successivamente verrà fornita una panoramica dei diversi metodi di calibrazione di MEG (Capitolo 3).

Si descriverà quindi lo sviluppo di un nuovo sistema di monitoraggio del calorimetro a Xenon mediante  $\gamma$  da 9 MeV, ottenuti per cattura di neutroni termici nel Nickel.La caratteristica, unica di questo metodo, è quella di permettere il monitoraggio del calorimetro in presenza del fascio di muoni, usando un generatore impulsato di neutroni. Verranno descritti gli studi di Monte Carlo che hanno portato alla scelta della configurazione del sistema moderatore-Nickel; il test di accettazione del generatore di neutroni utilizzato al PSI; e l'osservazione del segnale dei  $\gamma$  da 9 MeV prodotti nel calorimetro a Xe liquido (Capitolo 4). Verrà inoltre descritta l'installazione ed il primo test di un nuovo metodo di calibrazione sviluppato per una migliore comprensione dello spettrometro, utilizzato per eseguire la misura dell'impulso e della direzione del positrone. Il metodo si basa sulla diffusione elastica Mott di un fascio monocromatico di positroni su nuclei leggeri (Capitolo 5).

Infine verrà descritto un ulteriore metodo di calibrazione dell'esperimento, basato sull'utilizzo di una sorgente di Americio-Berillio, ed il montaggio di un sistema pneumatico per il movimento di questa sorgente all'interno dell'area sperimentale (Capitolo 6).

## Capitolo 1

## Motivazioni fisiche

Il Modello Standard (SM) prevede completa conservazione del sapore leptonico. L'introduzione di neutrini con massa diversa da zero, di nuove interazioni o particelle può essere caratterizzata da  $B(\mu \rightarrow e\gamma) \neq 0$ . Nel contesto del Modello Standard il contributo alla violazione del sapore leptonico (LVF) per neutrini con massa diversa da zero è attualmente non misurabile. Presenteremo alcune delle teorie di grande unificazione che prevedono valori della larghezza di decadimento di  $\mu \rightarrow e\gamma$  che possono essere testate mediante esperimenti presenti e futuri.

### 1.1 Il Modello Standard

La fisica delle particelle elementari è descritta dal Modello Standard, una teoria di gauge  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  [1], [2]. I campi fermionici liberi, i bosoni di gauge (mediatori delle interazioni fondamentali forte, debole ed elettromagnetica) e il campo di Higgs, che dà massa ai primi e ai secondi conservando la rinormalizzabilità della teoria, sono introdotti come campi elementari. Indicheremo i campi associati ai quark e ai leptoni rispettivamente con  $q_{ij}, l_{ij}$ , dove i=1,2,3 distingue tra le tre famiglie di sapore, j=L,R distingue tra le proiezioni chirali sinistro-gira e destro-gira (gli operatori di proiezioni chirale sono rispettivamente  $P_L \equiv (1 - \gamma_5)/2$  e  $P_R \equiv (1 + \gamma_5)/2$ ). I campi dei quark sinistro-giro e destro-giro e quelli dei leptoni sinistro-giro sono dei doppietti di  $SU(2)_L$ . I campi leptonici destro-giro dei campi sono descritti da stati di singoletto. In formula:

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

Indicheremo il campo di Higgs con H, con componenti:

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \tag{1.2}$$

I campi bosonici associati ai gruppi  $SU(3)_C, SU(2)_L \in U(1)_Y$  sono indicati rispettivamente con  $G_\mu, A_\mu \in B_\mu$  e i generatori corrispondenti al gruppo SU(3) e SU(2) rispettivamente con  $\lambda_a$  (con a=1,...,8; le matrici di Gell-Mann) e con  $\tau_a$ (con a=1,2,3; le matrici di Pauli). La lagrangiana dello SM può essere scritta come la somma di tre termini, la lagrangiana di gauge, di Higgs e di Yukawa [3]:

$$L_{SM} = L_{gauge} + L_{Higgs} + L_{Yukawa} \tag{1.3}$$

La lagrangiana di gauge descrive i campi fermionici e bosonici (di gauge) liberi, le loro interazioni e l'accoppiamento con il campo di Higgs. In formula:

$$L_{gauge} = \sum_{SU(3)_{C}, SU(2)_{L}, U(1)_{Y}} F^{a}_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} + \sum_{q,l} i \overline{\psi}_{ij} \gamma^{\mu} D_{\mu} \psi_{ij} + |D_{\mu}H|^{2}$$
(1.4)  
(1.5)

dove  $F^a_{\mu\nu}$  è il tensore del campo di gauge definito dalla relazione:

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - c f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu \tag{1.6}$$

con  $f_{abc}$  le costanti di struttura del gruppo considerato (SU(3), SU(2), U(1)) e c la costante di accoppiamento  $(g_s, g, g'$  rispettivamente per l'interazione forte, debole ed elettromagnetica). Nel caso semplice di  $U(1)_L$  il gruppo è abeliano e le costanti di struttura sono nulle.  $D_{\mu}$  è la derivata covariante definita dalla seguente:

$$D_{\mu} = \partial_{\mu} + ig_s \frac{\lambda^a}{2} G^a_{\mu} + ig \frac{\tau^a}{2} A^a_{\mu} + ig' Q_Y B_{\mu}$$
(1.7)

La langrangiana di Higgs descrive il potenziale di Higgs, inducendo nella lagrangiana di gauge una rottura spontanea di simmetria:

$$L_{Higgs} = -\left(-\mu^2 |H|^2 + \lambda |H|^4\right)$$
(1.8)

I bosoni di gauge  $W^{\pm}, Z^0$  acquistano massa. I valori predetti sono  $m_W = gv/2$ e  $m_Z = \sqrt{(g^2 + g'^2)v/2}$ . Il bosone di Higgs ha massa  $m_H = \sqrt{(2\lambda)v}$ . Il fotone e i gluoni hanno massa nulla.

Infine la lagrangiana di Yukawa è associata ai termini di massa dei campi fermionici. In formula:

$$L_{Yukawa} = -\left[\overline{e}_{iR}(m_e)ije_{jL} + \overline{d}_{iR}(m_d)_{ij}d_{iL} + \overline{u}_{iR}(m_u)_{ij}u_{iL}\right] + H.C.$$
(1.9)

dove  $e_{iR(L)}$ ,  $d_{iR(L)}$  e  $u_{iR(L)}$  rappresentano rispettivamente i campi leptonici, i quark di tipo down e up. Le masse sono collegate alle costanti di accoppiamento di Yukawa dalle relazioni  $(m_e)_{ij} = -(y_e)_{ij}(v/\sqrt{2})$ ,  $(m_d)_{ij} = -(y_d)_{ij}(v/\sqrt{2})$  e  $(m_u)_{ij} = -(y_u)_{ij}(v/\sqrt{2})$ . Gli autostati di massa dei quark non coincidono con gli autostati dell'interazione debole, ma con una loro combinazione lineare. Un mescolamento del sapore è così indotto. La forma della lagrangiana che descrive l'interazione debole acquista la forma:

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[ \overline{u}_{iL} \gamma^{\mu} (V_{CKM})_{ij} d_{jL} W^{+}_{\mu} + \overline{d}_{iL} \gamma^{\mu} (V_{CKM})^{*}_{ji} u_{jL} W^{-}_{\mu} \right]$$
(1.10)

dove  $(V_{CKM})_{ij}$  è la matrice di mescolamento (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Al contrario, per i leptoni non esiste l'analogo della matrice di mescolamento poiché i neutrini hanno massa nulla. Qualsiasi trasformazione unitaria non cambia la base a meno di una fase. La violazione del sapore leptonico non è osservabile. La lagrangiana che descrive l'interazione della corrente debole carica è:

$$L = -\frac{g}{\sqrt{2}} \left[ \overline{\nu}_{iL} \gamma^{\mu} e_{iL} W^{+}_{\mu} + \overline{e}_{iL} \gamma^{\mu} \nu_{iL} W^{-}_{\mu} \right]$$
(1.11)

In questa base i numeri leptonici corrispondenti a ciscuna famiglia sono così conservati separatamente.

#### 1.1.1 Interazione del muone nel Modello Standard

La lagrangiana che descrive l'interazione del muone nel Modello Standard è data dalla seguente [3]:

$$L = e\overline{\mu}\gamma^{\mu}\mu A_{\mu} - \frac{g}{\sqrt{2}}(\overline{\nu}_{\mu L}\gamma^{\mu}\mu_{L}W^{+}_{\mu} + \overline{\mu}_{L}\gamma^{\mu}\nu_{\mu L}W^{-}_{\mu}) -\sqrt{(g^{2} + g'^{2})} \left[\overline{\mu}_{L}\gamma^{\mu}\left(-\frac{1}{2} + \sin^{2}\theta_{W}\right)\mu_{L} + \overline{\mu}_{R}\gamma^{\mu}\sin^{2}\theta_{W}\mu_{R}\right]Z^{0}_{\mu} -\frac{m_{\mu}}{m}\overline{\mu}\mu H$$

dove  $\theta_W$  è l'angolo di Weinberg definito mediante la relazione  $\sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{(g^2+g'^2)}}$ e  $e = g \sin \theta_W$ . Il decadimento del muone è associato alla corrente dell'interazione debole carica. L'interazione a quattro fermioni è data dalla.

$$L_{Fermi} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[ \overline{\mu} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) \mu \overline{e} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_e + \overline{\nu} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) e \overline{\mu} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \nu_{\mu} \right]$$
(1.12)

dove  $G_F$  è la costante di accoppiamento di Fermi, collegata alla costante di accoppiamento debole dalla relazione:

$$G_F = \frac{g^2}{4\sqrt{2}m_W^2}$$
(1.13)

con  $m_W$  la massa dei bosoni  $W^{\pm}$ . Questa interazione descrive i decadimenti del muone standard  $\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu$  e  $\mu^- \to e^- \overline{\nu}_e \nu_\mu$ .

## 1.2 Modelli con massa del neutrino diversa da zero

Il modo più semplice di violare la conservazione del sapore leptonico è quella di introdurre nel modello standard neutrini con massa diversa da zero. Il problema dei neutrini solari e di quelli atmosferici ha come possibile spiegazione l'oscillazione dei neutrini, e questo è quanto appare sperimentalmente. L'estensione del Modello Standard minimale può essere fatta introducendo un neutrino destro-giro  $\nu_R$ , che è uno stato di singoletto sotto  $SU(2) \times U(1)$ , associato al campo leptonico carico corrispondente  $e_R$ . In questo modo il termine di massa del neutrino di Dirac (introdotta la massa del neutrino distinguiamo tra neutrino di Dirac e di Majorana) può essere costruito in maniera analoga a quanto fatto per i leptoni sinistro-giri ed i quark. Leptoni e quark sono caratterizzati dallo stesso meccanismo di generazione delle masse. Una questione non facile da capire è perché le masse dei neutrini siano molto più piccole di quelle delle altre particelle. I limiti superiori delle masse determinati sperimentalmente sono  $\nu_e < 15 \ eV/c^2$ ,  $\nu_{\mu} < 170 \ KeV/c^2$  e  $\nu_{\tau} < 18.2 \ MeV/c^2$ . L'introduzione di neutrini massivi rende non nulla probabilità del decadimento  $\mu \rightarrow e\gamma$ . La larghezza di decadimento predetta usando neutrini di Dirac massivi e il loro mescolamento è data dalla seguente:

$$B(\mu \to e\gamma) = \frac{3\alpha}{32\pi} \left| \sum_{i} (V_{MNS}^*)_{\mu i} (V_{MNS})_{ei} \frac{m_{\nu_i}^2}{m_W^2} \right|^2$$
(1.14)

dove  $(V_{MNS})_{ai}$  è la matrice di mescolamento del sapore leptonico (la matrice di Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein), definita dalla relazione:

$$\nu_{La} = \sum (V_{MNS})_{ai} \nu_{Li} \tag{1.15}$$

 $\operatorname{con} \nu_{La}$  il campo del neutrino nella base dell'interazione debole e  $\nu_{Li}$  il campo del neutrino nella base degli autostati di massa. La larghezza di decadimento è depressa dal rapporto dei quadrati della massa del neutrino e del bosone W. Se assumiamo mescolamento solo tra i primi due sapori leptonici  $(e, \mu)$ , la matrice di mescolamento è determinata da un solo parametro  $\theta$  con gli elementi di matrice  $V_{e1} = V_{\mu 2} = \cos \theta$  e  $V_{e2} = -V_{\mu 1} = \sin \theta$ . La larghezza di decadimento attesa diventa [4]:

$$B(\mu \to e\gamma) = \frac{1}{16} \frac{G_F^2 m_{\mu}^5}{128\pi^3} \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{m_1^2 - m_2^2}{M_W^2}\right)^2 \sin^2\theta \cos^2\theta$$
(1.16)

dove è stata usata l'uguaglianza  $\sin^2 \theta \cos^2 \theta = \sum_i |V_{ei}V_{\mu i}|^2$ . Normalizzando rispetto alla larghezza di decadimento standard  $G_F^2 m_{\mu}^5/64\pi^3$  la (1.16) diventa:

$$R_{\mu} = 5 \times 10^{-48} [\Delta m^2 (eV)^2]^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta$$
 (1.17)

dove è stata sostituita la massa di W. Ai fini della nostra analisi è utile osservare che valori di  $\Delta m^2$  nell'intervallo di qualche  $eV^2$  rendono non misurabile il decadimento  $\mu \to e\gamma$ . I parametri  $\Delta m^2$  e sin  $2\theta$  presenti nella (1.17) sono stati misurati dalla collaborazione KamLAND nel contesto delle oscillazioni di neutrini tra due sapori leptonici, assumendo invarianza CPT [5]. I risultati delle analisi preliminari sono stati  $\Delta m^2 = 6.9 \times 10^{-5}$  e sin  $2\theta = 0.91$  al 95% C.L. Sostituendo questi valori nella (1.17) si ottiene  $B(\mu \to e\gamma) < 10^{-48}$ , una larghezza di decadimento non misurabile. Approcci teorici diversi possono aumentare notevolmente la larghezza di decadimento cercata. Ci limitiamo di seguito a considerare solo quei modelli che prevedono valori di  $B(\mu \to e\gamma)$  attualmente rivelabili.

## 1.3 Teorie di grande unificazione supersimmetriche

I gruppi di gauge  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  sono in realtà sconnessi tra di loro. Le costanti di accoppiamento associate ad essi sono collegate da parametri definiti sperimentalmente. Si potrebbe assumere che il Modello Standard sia un

Particelle SM	$\operatorname{Spin}$	Particelle SUSY	$\operatorname{Spin}$
quark (q)	$\frac{1}{2}$	squark $\tilde{q}$	0
leptoni (l)	$\frac{\overline{1}}{2}$	sleptoni $\tilde{l}$	0
gluoni (G)	ī	gluino $\tilde{g}$	$\frac{1}{2}$
$W^{\pm},~Z^0,~\gamma$	1	chargino $\tilde{\chi}_i^{\pm}$ (i=1-2)	$\frac{\overline{1}}{2}$
bosone di Higgs H	0	neutralino $\tilde{\chi}_i^0$ (i=1-4)	$\frac{\overline{1}}{2}$

Tabella 1.1: Particelle supersimmetriche associate a quelle previste dal ModelloStandard.

sottogruppo di una teoria di gauge che lo ingloba, con quest'ultima capace di descrivere la fisica delle particelle ad energie più elevate. Questa teoria di gauge di grande unificazione (GUT) è a sua volta caratterizzata da una costante di accoppiamento  $g_G$  alla quale sono collegate tutte le altre costanti. Nell'ambito delle teorie GUT ci limiteremo a presentare le larghezze di decadimento attese per il processo  $B(\mu \rightarrow e\gamma)$  come previste dalle teorie SUSY GUT, poichè caratterizzate da valori attualmente misurabili sperimentalmente. L'estensione minimale SUSY del modello standard è chiamata modello standard supersimmetrico minimale (MSSM). Ad ogni campo elementare in SM è associato un campo SUSY con spin che differisce da quello in SM di 1/2. Ai campi fermionici sono associati campi bosonici di spin 0 e ai campi bosonici sono attribuiti campi fermionici di spin 1/2. In Tabella 1.1 sono riportate le particelle nel contesto del modello MSSM.

In Figura 1.1 riportiamo i valori predetti dalla teoria SU(5) SUSY GUT per tipici parametri SUSY. La larghezza  $B(\mu \to e\gamma)$  raggiunge valori dell'ordine di  $10^{-14}$  per masse dei sleptoni di qualche centinaio di  $GeV/c^2$ . I parametri d'ingresso usati per calcolare i valori attesi per il processo  $B(\mu \to e\gamma)$  sono la massa del gaugino  $M_2$  e il rapporto dei due valori d'aspettazione sul vuoto dei campi di Higgs tan  $\beta = \frac{\langle H_1^0 \rangle}{\langle H_1^0 \rangle}$ . La costante di accoppiamento trilineare è  $A_0 = 0$ .

Grandi contributi al processo  $B(\mu \rightarrow e\gamma)$  sono attesi nel modello SO(10) SUSY GUT. In Figura 1.2 riportiamo le larghezze attese, con gli stessi parametri d'ingresso già usati per SU(5) SUSY GUT.

Infine, sempre nell'ambito del modello SO(10) SUSY GUT, le Figure 1.3 mostrano le recenti predizioni su  $B(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)$  per particolari parametri supersimmetrici, indicati in figura, a valori fissati di tan  $\beta$  e per due casi teorici [6]. Le righe orizzontali corrispondono al limite superiore sperimentale attuale (MEGA) e futuro (MEG).



Figura 1.1: Valori di  $B(\mu^+ \to e^+\gamma)$  per tipici parametri della teoria SU(5) SUSY GUT.



Figura 1.2: Valori di  $B(\mu^+ \to e^+\gamma)$  per tipici parametri della teoria SO(10) SUSY GUT.



Figura 1.3:  $B(\mu \to e\gamma)$  in funzione di  $M_{1/2}$  per il modello SO(10) SUSY GUT. I grafici si riferiscono allo spazio dei parametri SUSY-GUT accessibile da LHC per valori fissati di tan  $\beta$ . Le righe orizzontali corrispondono al limite superiore sperimentale attuale (MEGA) e futuro (MEG). [6]

Laboratorio	Anno	$\Delta E_e$	$\Delta E_{\gamma}$	$\Delta t_{e\gamma}$	$\Delta \theta_{e\gamma}$	Limite Sup.	$\operatorname{Ref}$
				(ns)	(mrad)		
TRIUMF	1977	10%	8.7%	6.7		$3.6  imes 10^{-9}$	[7]
$\operatorname{SIN}$	1980	8.7%	9.3%	1.4		$1.0 \times 10^{-9}$	[8]
LANL	1982	8.8%	8%	1.9	37	$1.7 \times 10^{-10}$	[9]
LANL	1988	8%	8%	1.8	87	$4.9 \times 10^{-11}$	[10]
LANL	1999	1.2%	4.5%	1.6	15	$1.2\times10^{-11}$	[11]
PSI	2006	0.7 - 0.9%	4%	0.15	17 - 20.5	$\approx 10^{-13}$	[12]

Tabella 1.2: Progressi storici per la ricerca  $\mu \to e\gamma$ . Le risoluzioni sono espresse in FWHM.

## 1.4 Stato sperimentale per la ricerca $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

Le prime ricerche sperimentali del decadimento  $\mu^+ \to e^+\gamma$  risalgono a circa 50 anni fa. Lo sviluppo di fabbriche di muoni ha intensificato le ricerche in questo settore. Il limite superiore della larghezza di decadimento  $B(\mu \to e\gamma)$  è attualmente fissato dalle misure eseguite dalla collaborazione MEGA pari a  $B(\mu \to e\gamma) < 1.2 \times 10^{-11}$ . In Tabella 1.2 riportiamo i progressi storici ottenuti negli anni, relativamente alla misura di  $B(\mu \to e\gamma)$ . Sono riportate le risoluzioni delle quattro variabili necessarie per la ricostruzione degli eventi. Un confronto è fatto con i valori attesi nell'esperimento MEG. È possibile osservare che solo un continuo miglioramento delle risoluzioni delle singole variabili permette di raggiungere i valori di  $B(\mu \to e\gamma)$  attualmente di interesse per delineare la fisica al di là del Modello Standard.

## Capitolo 2

## L'Esperimento MEG

L'esperimento MEG si propone di misurare il branching ratio del decadimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  (B.R.  $= \frac{\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma}{\mu^+ \rightarrow TOT}$ ) con una sensibilità di  $\sim 2 \times 10^{-13}$  [12], due ordini di grandezza superiore all'attuale limite superiore ottenuto dal precedente esperimento MEGA [11].

In MEG il decadimento avviene con muoni a riposo. Il segnale ricercato consiste quindi nell'emissione simultanea di due particelle, in direzione opposta e di uguale energia, pari a  $E_{\gamma} = E_{e^+} = m_{\mu}/2$ . É quindi fondamentale misurare in maniera accurata l'energia, l'angolo di emissione relativo e la coincidenza temporale delle particelle.

La traiettoria (e quindi l'angolo di emissione) e l'impulso dei positroni vengono misurati dallo spettrometro COBRA, composto da un magnete superconduttore a gradiente di campo ed un set di 16 camere a deriva. Un timing counter, composto da due set di 30 barre di scintillatori plastici e due set di fibre ottiche, misura invece la coordinata temporale e fornisce a livello di trigger il punto d'impatto del positrone nel TC e la correlata regione angolare di emissione della particella. L'energia, la direzione ed il tempo dei  $\gamma$  viene misurato da un calorimetro allo xenon liquido.

Uno schema dell'apparato è mostrato in Figura 2.1. Il sistema di coordinate utilizzato ha l'origine nel centro del bersaglio, l'asse z lungo la direzione del fascio e le rimanenti coordinate sul piano ortogonale ad esso  $(r-\phi)$ . In caso di utilizzo di coordinate cartesiane, l'asse y è perpendicolare al terreno e punta verso l'alto mentre l'asse x è diretto verso il calorimetro.

## 2.1 Fenomenologia del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$

La segnatura del decadimento  $\mu^+ \to e^+ \gamma$  a riposo è l'emissione di un positrone e di un fotone in coincidenza, in direzioni opposte con energia pari alla metà della massa del muone  $(m_{\mu}/2 = 52.8 \ MeV)$ . L'analogo processo di decadimento a riposo, ottenuto mediante operazione di coniugazione di carica, non può essere usato per eseguire la stessa misura, perché i muoni negativi sono catturati dai nuclei del mezzo impiegato per rallentarli. Due sono i tipi di fondo principali che devono essere considerati. Il fondo fisico dal decadimento radiativo del muone,  $\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu \gamma$ , quando il positrone ed il fotone sono emessi in direzioni opposte, con i neutrini prodotti aventi impulso trascurabile. Il fondo accidentale dalla



Figura 2.1: Uno schema dell'esperimento MEG.



Figura 2.2: Vista 3D dell'apparato. Sistema di coordinate.

coincidenza di un positrone emesso dal decadimento del muone standard,  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{\nu}_{\mu}$ , e di un fotone di alta energia, prodotto da decadimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{\nu}_{\mu} \gamma$ , annichilazione in volo o bremsstrahlung dei positroni emessi nel decadimento standard.

#### 2.1.1 Fondo fisico

Il decadimento radiativo  $\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu \gamma$  è uno dei principali tipi di fondo per la ricerca del processo  $\mu^+ \to e^+ + \gamma (B(\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu \gamma) = 1.4\% \text{ per } E_{\gamma} > 10 \text{ MeV}),$ quando il positrone ed il fotone sono emessi in direzioni opposte con l'impulso dei neutrini trascurabile. La larghezza di decadimento differenziale per questo processo è stata calcolata in funzione dell'energia del positrone e del fotone, normalizzate rispetto all'energia massima, in formula rispettivamente  $x = 2E_e/m_\mu$ e  $y = 2E_{\gamma}/m_{\mu}$  [3]. Il caso cinematico importante si ha quando  $x \approx 1$  e  $y \approx 1$ . Poniamo  $\delta x$ ,  $\delta y \in \delta z$  rispettivamente le larghezze (FWHM) per x,  $y \in z = \pi - \theta_{e\gamma}$ , che selezionano la regione del segnale, con  $\theta_{e\gamma}$  pari all'angolo tra il positrone ed il fotone. In Figura 2.3 è riportato come varia la larghezza di decadimento effettiva del fondo fisico dal processo  $\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu \gamma$  in funzione delle risoluzioni in energia per positroni e fotoni descritte dalle variabili  $\delta x$ ,  $\delta y$ . È considerato il caso  $\delta z \leq 2\sqrt{\delta x \delta y}$ . È importante osservare che solo per valori  $\delta x = \delta y \approx 0.01$  è possibile raggiungere sensibilità dell'ordine di  $\approx 10^{-15},$ e quindi avere un buon rapporto segnale-rumore. Questi numeri suggeriscono risoluzioni molto spinte in energia ed in posizione affinché la misura della larghezza di decadimento  $B(\mu^+ \to e^+ + \gamma)$  possa essere eseguita.

#### 2.1.2 Fondo accidentale

Nel caso di elevati conteggi di muoni incidenti, il fondo accidentale dà un notevole contributo. Questa è la situazione sperimentale nella quale ci troviamo ad operare, nella quale sono impiegati fasci di muoni positivi con flussi dell'ordine di  $10^8 \mu^+/s$ . L'espressione analitica mediante la quale è possibile stimare questo tipo di fondo si puó scrivere come segue:

$$B_{acc} = R_{\mu} f_e f_{\mu}(\Delta t_{e\gamma}) \left(\frac{\Delta \omega_{e\gamma}}{4\pi}\right)$$
(2.1)

dove  $R_{\mu}$  è l'intensità del fascio di muoni positivi;  $f_e$  e  $f_{\gamma}$  sono rispettivamente le frazioni integrate degli spettri dei positroni e dei fotoni prodotti nei decadimenti standard, all'interno della regione selezionata del segnale. Gli ultimi due fattori,  $(\Delta t_{e\gamma}) \in (\Delta \omega_{e\gamma})/(4\pi)$ , selezionano la risoluzione temporale ed angolare nella regione del segnale. Per fissare l'ordine di grandezza del fondo accidentale, dati i parametri che selezionano la risoluzione temporale ed angolare, È necessario stimare i fattori  $f_e$  e  $f_{\gamma}$ . Il primo,  $f_e$ , può essere ottenuto integrando lo spettro dei positroni dal decadimento standard (spettro di Michel) sull'intervallo  $1 - \delta x \leq x \leq 1$ . Si ottiene  $f_e \approx 2\delta x$ . Si ripete per  $f_{\gamma}$  integrando lo spettro dei fotoni emessi da decadimento standard  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \overline{\nu}_{\mu} \gamma$  sull'intervallo  $1 - \delta y \leq y \leq 1$ . In questo caso si ha  $f_{\gamma} \approx (\delta \gamma)^2$ . Assumiamo i seguenti valori per i vari fattori che compaiono nella (2.1):  $R_{\mu} \approx 3 \times 10^8 \mu^+/s$ , risoluzione in energia dei fotoni (FWHM)  $\delta x \approx 1\%$ , risoluzione in energia dei fotoni (FWHM)  $\delta y \approx 6\%$ ,  $\Delta \omega_{e\gamma} \approx$  $3 \times 10^{-4}$  sr e  $\Delta t_{e\gamma} \approx 1$  ns, il fondo accidentale atteso è  $B_{acc} = 3 \times 10^{-13}$ . Questo valore è confrontabile con la larghezza di decadimento che si vuole misurare. È



Figura 2.3:  $B(\mu^+ \to e^+ \nu_e \overline{\nu}_\mu \gamma)$  in funzione della risoluzione in enegia del positrone e del fotone, rispettivamente  $\delta x$ ,  $\delta y$  [3].

necessario migliorare il più possibile le risoluzioni dei rivelatori impiegati per avere un buon rapporto segnale-rumore.

### 2.2 Il fascio ed il bersaglio

Il fascio dell'esperimento MEG è il più intenso fascio continuo di muoni al mondo (fino a  $I_{\mu} \approx 3 \times 10^8 \mu^+/sec$ ), fornito dal Paul Scherrer Institut (PSI) in Svizzera. Sono queste due caratteristiche, alta intensità e duty cycle  $\approx 100\%$ , a renderlo utile ai fini di ricercare un evento raro e nell'ottica di ottimizzare il rapporto segnale rumore. Infatti dalla sezione precedente segue che il fondo fisico dipende linearmente dal flusso istantaneo di muoni, mentre quello accidentale ne dipende quadraticamente.

#### 2.2.1 Caratteristiche del fascio

Il fascio primario, composto di protoni da 590 MeV, con una corrente di 2.2 mA, viene fatto incidere su un bersaglio di carbonio di 4 cm di spessore. Tra i vari prodotti di decadimento si hanno i pioni positivi. Il canale  $\pi$ E5 estrae muoni dal decadimento di  $\pi^+$  a riposo, formando un angolo di 175° rispetto alla direzioni principale del fascio primario di protoni.

La maggior parte dei pioni prodotti si ferma nel bersaglio e decade a sua volta in muoni con  $p_{\mu}=29~{\rm MeV/c}$  ed $E_{\mu}=3.6~{\rm MeV}$ . Il range di questi muoni all'interno del bersaglio è  $\approx 1$  mm. Per questo motivo sono detti muoni di superficie, in quanto solo i pioni decaduti sulla superficie del bersaglio contribuiscono.

La scelta di utilizzare muoni di superficie è motivata dal contributo dell'impulso dei medesimi allo *straggling*, lo scarto quadratico medio della distribuzione di frenamento nel bersaglio. Per bassi impulsi (< 100 MeV/c) la dipendenza è data da:

$$\Delta R = a \left\{ \left[ \left(\frac{200m_e}{M}\right)^{1/2} f\left(\frac{E}{Mc^2}\right) \right]^2 + \left(3.5\frac{\Delta p}{p}\right)^2 \right\}^{1/2} p^{3.5}$$

Il primo termine è legato alla statistica, mentre il secondo dipende dalla larghezza in impulso del fascio. Come si può vedere  $\Delta R \propto p^{3.5}$ , per cui scegliendo muoni di superficie lo spessore di bersaglio necessario per arrestare il fascio si riduce fortemente, permettendo una migliore risoluzione spaziale del punto di arresto.

#### 2.2.2 La linea del fascio

La parte della linea del fascio interna all'area sperimentale prepara il fascio di muoni all'utilizzo all'interno dell'esperimento. Uno schema è mostrato in Figura 2.4.

Un separatore elettrostatico (filtro di Wien) viene utilizzato per ridurre l'elevata contaminazione di positroni nel fascio (discuteremo più avanti nel Cap. 5 come questo fascio di positroni possa essere utilizzato per calibrare lo spettrometro).

Due triplette di quadrupoli magnetici, uno a monte ed uno a valle del separatore, hanno la funzione di focalizzare il fascio primo e dopo il filtro di Wien.



Figura 2.4: Gli elementi della linea del fascio di muoni, all'interno dell'area sperimentale  $\pi E5$ : Quadrupoli magnetici (A, C), Separatore (B) e BTS (D).

Successivamente, un solenoide di trasporto (BTS, Beam Transfer Solenoid) permette l'accoppiamento del fascio alla regione ad elevato campo magnetico, prodotta dal magnete superconduttore COBRA. All'interno del BTS un foglio di Mylar di 300  $\mu m$ , posizionato nel fuoco del fascio, permette un rallentamento preliminare dei muoni.

Le dimensioni del fascio al centro di COBRA sono pari a  $\sigma_x = 10$  mm e  $\sigma_y = 11$  mm, per un'intensità massima di  $3 \times 10^8 \mu/s$ .

#### 2.2.3 Il bersaglio

Il bersaglio consiste in una pellicola ellittica di polietilene  $((CH_2)_n)$  di  $210 \times 70$ mm e dello spessore di 175  $\mu m$ , montata ad un angolo di  $22^o$  rispetto alla direzione di provenienza del fascio ed immersa in un'atmosfera di He. L'angolo così scelto minimizza la perdita di energia del positrone attraverso il bersaglio.

Un sistema di inserimento ad elio compresso permette di muovere il bersaglio dalla posizione di misura a quella di riposo ( $\approx 20$  cm a monte) per permettere l'inserimento di altri bersagli per le calibrazioni.

Una foto del bersaglio al centro di COBRA è mostrata in Figura 2.5.

## 2.3 Lo spettrometro COBRA ed il Timing Counter

L'impulso e l'angolo di emissione dei positroni sono misurate mediante lo spettrometro COBRA, composto da un magnete superconduttore e 16 camere a deriva. Il Timing Counter, un sistema di contatori plastici a scintillazione, misura il tempo di volo. Uno schema è disponibile in Figura 2.6

L'intero sistema è progettato per soddisfare i seguenti requisiti (Figura 2.7):

1. Prevenire l'affollamento delle camere da parte di e<sup>+</sup> a bassa energia, provenienti dal decadimento standard del muone  $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_{\mu}$  (positroni di Michel). Il campo magnetico non è uniforme, con un gradiente tale che il



Figura 2.5: Il bersaglio MEG e le camere a deriva all'interno di COBRA.



Figura 2.6: Vista schematica dello spettrometro e del Timing Counter.



(a)

*(b)* 

(a) Campo magnetico uniforme: (a) proiezione r-z; le traiettorie dei positroni sono relativi ad un angolo di emissione pari a 88° attraversano più volte le camere. (b)Traiettorie associate ad un impulso fisso ma diversi angoli. Il raggio di curvatura dipende dall'angolo.



(b) Gradiente di campo: (a) proiezione r-z; le traiettorie dei positroni sono relativi ad un angolo di emissione pari a 88°. Le particelle sono estratte più rapidamente rispetto al caso precedente, facilitando la ricostruzione della traccia. (b)Traiettorie associate ad un impulso fisso ma diversi angoli. Il raggio di curvatura è indipende dall'angolo.

Figura 2.7: Confronto tra uno spettrometro con campo magnetico uniforme o con un gradiente.

raggio di curvatura dei positroni, proiettato sul piano  $(r-\phi)$ , dipenda solo dall'energia e non dall'angolo di uscita dal bersaglio. In questo modo le traiettorie di Michel a bassa energia sono confinate e solo gli eventi ad alto impulso rilasciano depositi di energia (hit) nelle camere.

2. Espellere rapidamente i positroni emessi a grandi angoli rispetto a z, in modo da facilitare la ricostruzione delle tracce, eliminando hit multipli.

#### 2.3.1 Il magnete COBRA

Il magnete COBRA (COnstant Bending RAdius) è composto da un magnete superconduttore ed una coppia di magneti secondari di compensazione (Fig. 2.8).

Il magnete principale è composto da cinque anelli superconduttori di diverso raggio, disposti in modo da creare un gradiente di campo magnetico. Il campo prodotto ha un'intensità di 1.24 T al centro dell'apparato e decresce allontanandosi dallo spettrometro (Fig. 2.9). Questa configurazione ottimizza il funzionamento del sistema di tracciamento, come spiegato nella sezione precedente.

Lo scopo degli anelli di compensazione consiste invece nel ridurre i campi magnetici all'esterno dello spettrometro. In particolare, la regione del calorimetro  $\gamma$  necessita una forte riduzione del campo allo scopo di garantire il corretto funzionamento dei fotomoltiplicatori. La scelta degli anelli permette di mantenere il campo magnetico ai lati del magnete entro i 50 gauss, evitando perdite di prestazioni.

#### 2.3.2 Le camere

Le tracce dei positroni sono misurate da un sistema di 16 camere a deriva trapezoidali, disposte in modo radiale ad intervalli di 10.5° lungo  $\phi$ . Ciascun settore consiste in due set, paralleli e sfasati, di camere a deriva, come in Figura 2.10. La regione sensibile di queste camere va dai 19.3 cm ai 27.0 cm di raggio, e si estende fino a  $z = \pm 50$  cm sul raggio interno e  $z = \pm 21.9$  cm nel raggio esterno. Questa configurazione copre positroni da 52.8 MeV/c emessi dal bersaglio con  $|cos\theta| < 0.35$  e  $|\phi| < 60^{\circ}$ .

Le pareti laterali delle camere costituiscono i catodi, composti da sottili (12.5  $\mu$ m) lamine plastiche ricoperte da un deposito di alluminio di 250 nm di spessore. Una serie di fili anodici e di potenziale è montata all'interno, sorretta da una struttura in fibra di carbonio. La struttura di supporto è aperta sul lato interno, in modo da minimizzare il materiale all'interno dell'apparato.

Le camere sono riempite da una miscela al 50%/50% di He e C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> ed immerse in un'atmosfera di He (96% He - 4% aria).

Ogni camera è costituita da due settori adiacenti, per i quali la struttura dei fili anodici è sfasata. Questa configurazione permette di misurare le coordinate  $(r_e, t_e)$  della traccia simultaneamente. La differenza  $(t_1-t_2)$  tra i tempi di deriva fra i piani adiacenti fornisce la coordinata r della traccia con una precisione di 100-200  $\mu$ m, mentre il tempo assoluto della traccia viene ottenuto dalla media  $(t_1 + t_2)/2$  con una precisione di  $\sim 5$  ns.

La coordinata  $z_e$  può essere ricavata dal rapporto fra le cariche depositate alle estremità delle celle. Questo metodo permetterebbe una precisione di ~ 1cm. L'alluminio depositato sulle pareti è tuttavia disposto a formare una struttura



Figura 2.8: Il magnete COBRA con gli anelli di compensazione, prima dell'installazione.



Figura 2.9: Intensità del campo magnetico lungo l'asse di COBRA.



Figura 2.10: Vista schematica delle camere a deriva.

a zig-zag (di Vernier) con un periodo di 5 cm. Il rapporto delle cariche fra le due sezioni fornisce un'ulteriore informazione, permettendo di ottenere una risoluzione in  $z_e$  di 300-500  $\mu$ m

### 2.4 Il Timing Counter

Il Timing Counter è un sistema di rivelazione progettato per misurare il tempo di volo dei positroni con una risoluzione di 100 ps (FWHM). Viene utilizzato come trigger veloce per selezionare e<sup>+</sup> coincidenti in tempo e direzione con un  $\gamma$  individuato dal calorimetro elettromagnetico.

È composto da due odoscopi semicilindrici, composti ciascuno da 15 barre di scintillatore ( $40 \times 40 \times 780 \text{ mm}^3$ ), coassiali con COBRA e disposti su entrambi i lati dello spettrometro. Un sistema di fibre di scintillazione trasverse è sovrapposto a questa struttura, come mostrato in Figura 2.11 Le barre sono disposte obliquamente, in modo che un singolo positrone attraversi due o tre scintillatori adiacenti.

Il timing counter è posizionato ad un raggio r = 29.5 cm e copre una regione di 145° in  $\phi$  e 25 < |z| < 95 cm lungo l'asse di COBRA. Positroni emessi ad un angolo  $0.08 < |\cos\theta| < 0.35$  incidono sul timing counter dopo ~ 1.5 giri sul piano  $r - \phi$ .

Gli scintillatori orientati lungo z forniscono una misura accurata del tempo di volo. I fotomoltiplicatori, montati alle estremità delle barre, misurano la carica associata alla luce di scintillazione ed i tempi di arrivo  $t_R e t_L$ . La media dei due tempi fornisce il tempo di volo, mentre la differenza  $t_R - t_L$  ed il rapporto fra le cariche dei segnali permette di ricavare la coordinata z del punto di impatto con una precisione di 1 cm. Il sistema a barre multiple fornisce inoltre una valutazione dell'angolo  $\phi$  di impatto con una precizione di  $\pm 3$  cm.

Il detector trasverso consiste in due strati di 128 fibre di scintillazione di sezione  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Entrambe le estremità delle fibre sono equipaggiate con APD (Avalanche Photo Diodes). Questo modulo fornisce la coordinata z del punto di



Figura 2.11: Uno schema del Timing Counter ed il suo principio di funzionamento. Le barre di scintillatore e le fibre.

impatto del positrone, utilizzata principalmente durante la ricostruzione delle traiettorie a livello di trigger.

L'atmosfera di He all'interno di COBRA danneggia i fotomoltiplicatori. Il timing counter è di conseguenza isolato dalla regione centrale tramite un involucro di materiale plastica, ed immerso in  $N_2$  gassoso.

#### 2.5 Il calorimetro a Xenon

Il quadri-impulso de<br/>i $\gamma$ è misurato mediante il calorimetro a Xenon liquido.

È utilizzata solo la luce di scintillazione dello Xenon, senza nessun tentativo di raccogliere la carica di ionizzazione, rendendo la rivelazione più rapida. L'elevato numero di fotoni di scintillazione (confrontabile con quello dello Ioduro di Sodio, pari a 40000 fotoni di scintillazione per MeV), le rapide costanti di decadimento (4.2 ns, 22 ns e 45 ns), l'elevato numero atomico e l'alta densità rendono lo Xenon un utile mezzo per le applicazioni nella calorimetria di precisione.

Tutti questi sono ingredienti fondamentali per raggiungere le risoluzioni in energia ed in tempo richiesti per l'esperimento MEG.

L'impiego di Xenon liquido fa sì che non siano presenti problemi di non uniformità, tipici dei cristalli a scintillazione.

Grazie alle rapide costanti di decadimento è possibile ridurre anche gli effetti di pile-up.

Lo schema del rivelatore è riportato in Figura 2.12. 846 fotomoltiplicatori (Fig. 2.13) sono montati sui lati del rivelatore, contenente circa 900 litri di Xenon liquido. Ogni fotomoltiplicatore è letto da un digitalizzatore di forme d'onde alla frequenza di 1.6 GHz. Il rivelatore è localizzato all'esterno del campo magnetico (per valori del campo inferiori a 50 gauss). La superficie curva interna si trova a 65 cm dal centro. Lo spessore radiale del rivelatore è pari a 47 cm. L'angolo solido coperto è  $\Delta \omega/4\pi \approx 12\%$ , corrispondente agli intervalli  $|\cos \theta| < 0.35$  e 120° in  $\phi$ . La liquefazione dello Xenon e il suo raffreddamento è eseguito utilizzado N<sub>2</sub> liquido ed una testa fredda (cry-cooler).

Le principali caratteristiche dello Xenon e l'abbondanza isotopica sono riportate in Tabella 2.1 e Tabella 2.2.

### 2.6 Il Trigger

Il Trigger utilizza i segnali provenienti dai rivelatori rapidi, calorimetro a Xenon liquido e Timing Counter, per permettere la selezione degli eventi desiderati.

Il sistema 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 digitalizzare, che vengono registrate su memoria SRAM (Static Random Access Memory). Uno schema dell'apparato è mostrato in Figura 2.14 e Figura 2.15.

![](_page_27_Figure_0.jpeg)

Figura 2.12: Vista schematica del calorimetro a Xenon liquido.

![](_page_28_Picture_0.jpeg)

Figura 2.13: I fotomoltiplicatori nella faccia esterna del calorimetro a Xenon.

![](_page_28_Figure_2.jpeg)

Figura 2.14: L'elettronica del sistema di trigger.

Proprietà del materiale	Valore & Unità	Condizioni	Ref.
Numero Atomico Z	54		
Numero di Massa A	$131.29 \mathrm{~g/mole}$		[13]
Punto di ebolizione $T_{\rm b}$	165.1 K	$1 \mathrm{atm}$	[13]
Punto di fusione $T_{\rm m}$	161.4 K	$1 \mathrm{atm}$	[13]
Densità $\rho_{\text{liq}}$	$2.98 \mathrm{~g/cm^3}$	$161.35 { m K}$	14
Frazione molare $\rho_{\rm gas}/\rho_{\rm lig}$	550	15 °C, 1 bar	[15]
Punto Critico $T_{\rm c}, P_{\rm c}$	289.7  K, 58.4  bar		[15]
Punto Triplo $T_3, P_3$	161.3 K, 0.816 bar		[15]
Lunghezza di Radiazione $X_0$	$2.77~\mathrm{cm}$	in liquido	[16]
	$8.48 \mathrm{~g/cm^2}$		
Raggio di Molière $R_{ m M}$	$5.6~{ m cm}$		[16]
Energia Critica	$10.4 { m MeV}$		[16]
$-(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)_{\mathrm{mip}}$	$1.255~{ m MeV~cm^2/g}$		[16]
Indice di Rifrazione	$1.6 \div 1.72$	in liquido a 178 nm	$[17, 18, 19]^a$
Fattore di Fano	0.041	teorico	[20]
	non noto	$\operatorname{sperimentale}$	
Energia/fotone di scint. $W_{\rm ph}$	$(23.7 \pm 2.4)$ eV	elettroni	[21]
	$(19.6 \pm 2.0) \text{ eV}$	particelle $\alpha$	[21]
Costante di decadimento $\tau_{\rm s}$	22  ns		[21]
Costante di decadimento $\tau_{\rm t}$	4.2  ns		[21]
Tempo di ricombinazione $\tau_{\rm r}$	45  ns	dominante per $e, \gamma$	[21]
Picco di emissione $\lambda_{ m scint}$	$178 \mathrm{~nm}$		[22, 23]
Larghezza spettrale $(FWHM)$	$\sim 14~\mathrm{nm}$		[22, 23]
Lunghezza di ass. $\lambda_{\rm ass}$	> 100  cm		[24]
Lunghezza Rayleigh $\lambda_{ m R}$	$(29 \pm 2) \text{ cm}$		[25]
$\sigma_{ m tot}$ per neutroni termici	$(23.9\pm1.2)$ barn	compos. naturale	[26]

<sup>a</sup>Sono presenti discrepanze tra i valori misurati. L'indice di rifrazione in [17] è stato determinato a 180 nm.

Tabella 2.1: Proprietà principali dello Xe liquido.

Isotopo	Abbondanza (%)
$^{124}$ Xe	0.096
$^{126}$ Xe	0.090
$^{128}\mathrm{Xe}$	1.92
$^{129}\mathrm{Xe}$	26.44
$^{130}$ Xe	4.08
$^{131}$ Xe	21.18
$^{132}$ Xe	26.89
$^{134}$ Xe	10.44
$^{136}\mathrm{Xe}$	8.87
$^{128}$ Xe $^{129}$ Xe $^{130}$ Xe $^{131}$ Xe $^{132}$ Xe $^{134}$ Xe $^{136}$ Xe	$1.92 \\ 26.44 \\ 4.08 \\ 21.18 \\ 26.89 \\ 10.44 \\ 8.87$

 Tabella 2.2:
 Composizione isotopica dello Xe naturale.

![](_page_30_Figure_0.jpeg)

Figura 2.15: La struttura del sistema di trigger. Le schede sono arrangiate in una struttura ad albero a tre livelli.

Il sistema ha una struttura ad albero organizzata su tre livelli, con due differenti tipi di schede. Il primo livello è costituito da schede di Tipo1. Una scheda di Tipo1 riceve e digitizza i segnali analogici ed esegue in tempo reale alcuni algoritmi preliminari di ricostruzione. In seguito l'informazione viene passata ai livelli successivi, costituiti da schede differenti, chiamate di Tipo2. Le schede di Tipo2 completano le procedure di ricostruzione e generano il trigger.

Tutte le schede sono sincronizzate mediante un segnale di clock a 100 MHz, distribuito a tutte le schede dalle cosiddette schede Ancillary.

Il sistema di trigger è molto versatile e programmato per generare fino a 32 differenti combinazioni di segnali. Oltre al trigger per la selezione degli eventi  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  sono stati infatti implementati altri trigger per le operazioni di calibrazione e monitoraggio dell'apparato e per la misura dei fondi dell'esperimento.

### 2.7 II DAQ

Il sistema di acquisizione dati si basa sul Domino Ring Sampling (DRS), un chip SCA (Switched-Capacitor Array) a 10 canali, ciascuno con 1024 celle di campionamento capacitive. La digitizzazione delle forme d'onda è eseguita con frequenze diverse, a seconda del tipo di rivelatore: i segnali associati al calorimetro ed al Timing Counter vengono digitizzati ad una frequenza di 1.6 GHz, i segnali delle camere a 0.8 GHz.

L'elevata frequenza di campionamento permette di raggiungere risoluzioni in tempo a livello di 50 ps. L'analisi delle forme d'onda permette di ridurre possibili eventi di pile-up.

Il principio di funzionamento del DRS ed uno schema del flusso dei dati nel chip sono mostrati rispettivamente in Figura 2.16 ed Figura 2.17.

![](_page_32_Figure_0.jpeg)

Figura 2.16: Principio di funzionamento del Domino Ring Sampler (DRS) chip.

![](_page_32_Figure_2.jpeg)

Figura 2.17: Flusso dei dati nel DRS chip.

## Capitolo 3

# I Metodi di Calibrazione e Monitoraggio dell'esperimento MEG

Il segnale  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$  è univocamente determinato dalla cinematica del processo, e conseguentemente dalla precisione con cui vengono misurati i quadrivettori dei prodotti di decadimento. È pertanto necessario calibrare e monitorare la risposta dei diversi rivelatori durante tutta la presa dati, in condizioni di fascio ad alta intensità.

Le fasi preliminari di pianificazione di MEG hanno incluso lo sviluppo di diversi sistemi di calibrazione e monitoraggio per l'esperimento. La fase di presa dati dell'esperimento ha confermato l'utilità dei numerosi e ridondanti metodi implementati.

I diversi metodi di calibrazione e monitoraggio attualmente in uso sono descritti in questo capitolo.

## 3.1 Calibrazione e Monitoraggio del Calorimetro a Xenon

Le componenti principali del calorimetro a Xenon sono il mezzo scintillante, lo Xenon liquido (XeL), ed i fotomoltiplicatori. Le prestazioni del rivelatore dipendono dall'efficienza di scintillazione, dalla propagazione della luce nello XeL (e quindi dalle proprietà ottiche dello Xe, quali l'indice di rifrazione e lunghezza di diffusione Rayleigh, dalla purezza del mezzo, e quindi dalla lunghezza di assorbimento), dalle caratteristiche dei fotomoltiplicatori (accoppiamento luce di scintillazione-trasmissione del fotocatodo, guadagni ed efficienze quantiche) oltre che dalla copertura fotocatodica e dalle riflessioni sui fotocatodi e sul resto delle superfici interne del calorimetro.

Lo Xenon è un ottimo scintillatore, in grado di fornire misure precise di energia e tempo. In particolare è trasparente alla propria luce di scintillazione, emessa nell'ultravioletto a  $\lambda = 178$  nm. Tuttavia alcuni elementi e composti comuni come l'ossigeno o l'acqua hanno un'elevata sezione d'urto di assorbimento

per tali frequenze e possono contaminare lo XeL. È quindi necessario raggiungere e mantenere un'elevata purezza dello Xenon (il livello di contaminazione richiesto è inferiore a 1ppm).

Una completa comprensione del rivelatore richiede pertanto la conoscenza dei seguenti parametri: lo spettro di emissione dello Xenon, la lunghezza di diffusione Rayleigh e di assorbimento, l'indice di rifrazione, l'efficienza quantica QE ed il guadagno g dei fotomoltiplicatori. La misura costante di questi e altri parametri, nell'ambito delle condizioni operative di MEG, rientra nell'insieme dei processi di monitoraggio.

Useremo il termine calibrazione per indicare la misura della risoluzione in energia del calorimetro in funzione dell'energia (linearità), e delle coordinate del punto di impatto dei fotoni incidenti (uniformità), la risoluzione in tempo e la risoluzione in posizione.

Il metodo più immediato per calibrare e monitorare il calorimetro consiste nell'utilizzo di  $\gamma$  con un'energia il più possibile simile a quella dei  $\gamma$  attesi dal decadimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ . Discuteremo un'ampia gamma di fotoni di diversa energia, rendendo possibile lo studio della risposta del calorimetro in funzione di essa (la linearità).

#### 3.1.1 Reazione di scambio carica

La reazione di scambio carica  $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$  a riposo, seguita dal decadimento  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  è un importante processo per lo studio del calorimetro a XeL. Il decadimento del  $\pi^0$  produce due  $\gamma$  con uno spettro piatto nell'intervallo 54.9 <  $E_{\gamma} < 82.9$  MeV.

È possibile selezionare il fotone di energia maggiore con un rivelatore (Ioduro di Sodio, NaI ) posizionato di fronte al calorimetro a XeL. Il fotone di energia minore viene utilizzato per la calibrazione. Solo gli eventi i cui i due  $\gamma$  sono emessi in direzioni opposte (con un angolo di 180°) sono selezionati.

Il bersaglio utilizzato per questo metodo è un bersaglio ad idrogeno liquido, che viene inserito all'interno di COBRA soltanto durante il periodo di calibrazione.

Il detector secondario utilizzato consiste in sistema combinato di  $3\times3$  cristalli di NaI, di dimensione totale  $15\times15\times15$ cm<sup>3</sup>, montato su un sistema a scorrimento in grado di muoversi lungo l'asse z ( $\pm30$  cm) e lungo  $\phi$  ( $\pm60^{\circ}$ ). Ciascun cristallo è letto da due APD.

# 3.1.2 Calibrazione tramite fotoni da 17.6 MeV dalla risonanza ${}^{7}_{3}$ Li $(p, \gamma)^{8}_{4}$ Be

Un altro metodo di calibrazione si basa sull'utilizzo di un acceleratore Cockcroft-Walton (C-W). L'acceleratore fornisce un fascio di protoni di elevata intensità (fino a 100  $\mu A$ ) e di diversa energia (da 100 KeV ad 1 MeV). Protoni con un'energia pari a  $E_p = 500$  KeV urtano un bersaglio di Tetraborato di Litio  $(B_4 Li_2 O_7)$ , innescando la reazione nucleare  ${}_3^7 \text{Li}(\mathbf{p}, \gamma)_4^8 \text{Be}$ .

Questa reazione avviene in corrispondenza di una risonanza molto stretta a  $E_p = 440$  keV, producendo un singolo fotone da 17.6 MeV, che illumina tutta la parete interna del calorimetro isotropicamente. Il numero di eventi al secondo attesi nel calorimetro per una corrente pari a  $I_p = 1\mu A$  è di circa 3 KHz. In


Figura 3.1: Spettro per la reazione di scambio carica.

queste condizioni il rate di acquisizione è saturato e le calibrazioni possono essere eseguite in un tempo molto breve, risultando rapidi ed efficaci.

L'uso del CW è risultato fondamentale per il monitoraggio della quantità di luce (Light yield LY) dello Xe in funzione del tempo, sia durante le fasi iniziali dell'esperimento (con i sistemi di purificazione dello Xe accesi) sia durante le fasi successive.

L'energia di questo  $\gamma$  è sufficientemente vicina ad  $E_{\gamma} = 52.8$  MeV (l'energia del  $\gamma$  proveniente dal decadimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ ) e pertanto la riga a 17.6 MeV risulta un buon riferimento anche per lo studio della risoluzione in energia del calorimetro.

Grazie all'elevato rate di eventi è possibile raccogliere in poco tempo anche un vasto campione di dati utile per lo studio dell'uniformità del rivelatore.

Attualmente questa calibrazione viene eseguita 3 volte alla settimana.

## 3.1.3 Calibrazione mediante l'uso di $\gamma$ da 9 MeV, prodotti da cattura di neutroni termici su Nickel

L'utilizzo di $\gamma$ da 9 MeV provenienti da cattura in Nickel sarà discusso in dettaglio nel Capitolo 4.

#### **3.1.4** Studio con sorgenti $\alpha$ di Americio.

Le proprietà ottiche dello XeL e l'efficienza quantica (QE) sono misurate tramite sorgenti  $\alpha$  di <sup>241</sup>Am. Un set di 5 fili sottili di tungsteno (100  $\mu$ mdi diametro) sono stati montati all'interno del calorimetro. Cinque sorgenti di Americio sono state depositate su ciascun filo. L'attività delle sorgenti è di  $\approx$  200 Bq ciascuna.



Figura 3.2: Spettro  $\gamma$  del Litio prodotto con il Cockcroft-Walton, utilizzato per la calibrazione in energia del calorimetro.

Le sorgenti (la vita media dell'americio è molto lunga,  $t_{\frac{1}{2}} = 432.7$  anni) producono  $\alpha$  di energia nota ( $E_{\alpha} = 5.4$  MeV) ed in posizione nota: queste due caratteristiche sono utilizzate per misurare le QE e la lunghezza di assorbimento dello Xe.

Ogni PMT riceve luce da diverse posizioni. È possibile valutare il numero atteso di fotoelettroni tenendo conto dell'angolo sotteso alle sorgenti dai diversi PMT. Il rapporto tra il numero atteso e misurato di fotoelettroni fornisce l'efficienza quantica relativa per fotomoltiplicatore.

È inoltre possibile sfruttare le sorgenti per ottenere un limite inferiore per la lunghezza di assorbimento dello Xenon liquido. L'attuale limite superiore è di  $\lambda_{abs} \gg 5$  m al 90% di livello di confidenza.

#### 3.1.5 Misura del guadagno dei PMT tramite LED

Il guadagno dei fotomoltiplicatori è misurato tramite LED montati sulle pareti del calorimetro, i quali emettono luce pulsata a diverse intensità.

Se assumiamo che in seguito ad un impulso luminoso N fotoelettroni colpiscano il primo dinodo del PMT e che la risposta sia lineare in N, la carica sull'anodo sarà

$$q = gN + q_0 \tag{3.1}$$

dove  $q_0$  è la carica associata al piedistallo e g è il guadagno del PMT. Dalla propagazione degli errori per una distribuzione di Poisson

$$\sigma^2 = g^2 N + \sigma_0^2 \tag{3.2}$$

e combinando la (3.1) con la (3.2) otteniamo

$$\sigma^2 = g(q - q_0) + \sigma_0^2. \tag{3.3}$$



Figura 3.3: Spettro delle sorgenti  $\alpha$  nel calorimetro.

Un fit lineare di  $\sigma^2$  rispetto a  $q - q_0$  permette quindi di ricavare g. Il guadagno medio ottenuto è di  $g \simeq 10^6$  ad una tensione di  $\approx 800$  V.

#### 3.2 Sincronizzazione di Timing Counter e Calorimetro a LXe

La misura della coincidenza temporale di e<sup>+</sup> e  $\gamma$  è fondamentale per l'identificazione del decadimento  $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ . La coordinata  $t_{\gamma}$  è misurata dal calorimetro a XeL, mentre  $t_e$  è misurata dal Timing Counter (TC).

È possibile utilizzare la reazione  ${}_{5}^{11}B(p,\gamma){}_{6}^{12}C$  per sincronizzare i due detector. Questa reazione nucleare è risonante a  $T_p = 163$  keV e può essere ottenuta con il C-W descritto in precedenza.

La reazione produce un  $\gamma$  da 11.7 MeV ed nucleo di Carbonio eccitato, che immediatamente decade emettendo un secondo  $\gamma$  da 4.4 MeV. Lo spettro associato è visibile in 3.5. Questi due fotoni sono emessi in coincidenza e possono venire osservati separatamente da calorimetro e TC, un metodo per la determinazione degli offsets relativi XeL e TC.

#### 3.3 Calibrazione delle camere a deriva

La risposta delle camere a deriva e l'efficienza di ricostruzione possono essere studiati attraverso i positroni di Michel.

Nel Capitolo 5 presentiamo un metodo alternativo recentemente studiato, basato sullo scattering elastico Mott di un fascio di positroni monocromatico su di un bersaglio di CH<sub>2</sub>. Questo metodo fornisce dunque una riga di positroni, utili per una migliore comprensione della risposta dello spettrometro. Al variare



Figura 3.4: Fit dei guadagni dei PMT misurati con i LED.



Figura 3.5: Fit (doppia gaussiana) dello spettro del Boro utilizzato per la sincronizzazione.

dell'energia è inoltre possibile studiare come cambia la risposta del rivelatore. Inoltre grazie al fatto che la sezione d'urto differenziale è perfettamente nota, è possibile poter eseguire una misura diretta dell'efficienza di tracciamento delle camere in funzione dell'angolo di emissione dei positroni, nonchè la misura della risoluzione angolare.

Descriveremo il metodo più in dettaglio nel Capitolo 5.

#### 3.4 Misure di intensità del fascio

Ai fini di raggiungere la precisione desiderata in MEG non è necessaria soltanto un'elevata precisione dei rilevatori, ma anche un'accurata conoscenza del fascio di muoni utilizzato.

Due metodi vengono quindi proposti per ottenere una misura indipendente dell'intensità del fascio.

#### 3.4.1 Emissione di raggi X indotta da muoni (MIXE)

Questo metodo si basa sul bombardamento di un bersaglio con i  $\mu^+$  del fascio e conseguente emissione di raggi X. Un elettrone degli orbitali interni di un'atomo del bersaglio viene espulso creando una vacanza. Quest'ultima viene immedia-tamente riempita da un elettrone proveniente da un orbitale più esterno, con l'emissione di un  $\gamma$  di alcuni keV, osservabile con un detector di raggi X. Dal rate di conteggi del detector è possibile ricavare l'intensità del fascio.

#### 3.4.2 Camera a ionizzazione ad He

Una camera a ionizzazione può essere utilizzata per misurare l'intensità di un fascio ad alta energia.

È possibile realizzare una simile camera sfruttando il volume interno di CO-BRA, il quale è riempito di He rarefatto. Per realizzare questo, si inseriscono due piastre metalliche  $(10 \times 10 \text{cm}^2)$  all'interno di COBRA, a distanza di 10 cm l'una dall'altra e parallele al fascio. Questa struttura forma una camera di ionizzazione. Il numero di coppie prodotte nella camera è dato da:

$$n_{pairs} = n_{\mu} \cdot \frac{\Delta E}{E_{ion}}$$

dove  $n_{\mu}$  è il numero di muoni nella camera,  $\Delta E$  la perdita di energia che subiscono al suo interno, ed  $E_{ion}$  è l'energia di ionizzazione del gas He. Per  $n_{\mu} = 3 \cdot 10^7 \mu/\text{s}$ ,  $\Delta E = 3.7 \cdot 10^{-2}$  MeV ed  $E_{ion} = 45$  eV per l'elio, la corrente prodotta nella camera vale 5 nA ( $\approx 1150$  coppie di ioni per muone).

## Capitolo 4

# Calibrazione del calorimetro tramite $\gamma$ da 9 MeV

In questo capitolo discutiamo il monitoraggio del calorimetro a Xenon mediante  $\gamma$  da 9 MeV, ottenuti per cattura di neutroni termici nel Nickel. La caratteristica, unica di questo metodo, è quella di permettere il monitoraggio del calorimetro in presenza del fascio di muoni, sebbene l'energia dei gamma sia un fattore 6 inferiore al segnale MEG. L' utilizzo di un generatore di neutroni impulsato è stato necessario per garantire il funzionamento del metodo nelle condizioni normali di fondo elettromagnetico indotto dal fascio di muoni.

# 4.1 Le righe $\gamma$ da cattura di neutroni termici nel Nickel

Il processo alla base della calibrazione è la cattura nucleare di neutroni termici nel Nickel. Questo processo produce un atomo eccitato, che successivamente si diseccita emettendo uno o più gamma, detti *prompt*. Il nucleo risultante è instabile e decade ulteriormente, a seconda del particolare isotopo.

La scelta del Nickel è giustificata dalla buona probabilità (pari al  $\approx 34\%$ ) di emettere una singola riga  $\gamma$  a  $\approx 9$  MeV.

Isotopo	Peso At.	$\sigma_{\gamma}^{ass}(b)$	Conc.
Ni	58.6934(2)	4.39(15)	
<sup>58</sup> Ni	58	4.5(2)	68.077(9)%
$^{60}$ Ni	60	2.9(2)	26.223(8)%
$^{61}$ Ni	61	2.5(8)	1.1399(6)%
<sup>62</sup> Ni	62	14.5(3)	3.6345(17)%
$^{64}$ Ni	64	1.63(7)	0.9256(9)%

Le caratteristiche del Nickel, la sua composizione isotopica e le righe di cattura associate ai neutroni termici sono presentate in Tab. 4.1 e Tab. 4.2.

Tabella 4.1: Isotopi del Nickel, sezione d'urto di assorbimento termica e concentrazione isotopica in natura [27].

$\mathrm{E}_{\gamma}$	Isotopo	$\sigma_{\gamma}(b)$
4858.59(3)	<sup>58</sup> Ni	0.0442(10)
5312.674(24)	$^{58}$ Ni	0.0536(13)
5695.80(3)	$^{60}$ Ni	0.0416(12)
5817.219(20)	$^{58}$ Ni	0.1090(22)
6105.215(22)	$^{58}$ Ni	0.0706(17)
6583.831(19)	$^{58}$ Ni	0.0830(20)
6837.50(3)	<sup>62</sup> Ni	0.458(8)
7536.637(25)	<sup>60</sup> Ni	0.190(4)
7819.517(21)	$^{60}$ Ni	0.336(6)
8120.567(16)	$^{58}$ Ni	0.133(3)
8533.509(17)	$^{58}$ Ni	0.721(13)
8998.414(15)	<sup>58</sup> Ni	1.49(3)

Tabella 4.2: Le righe di cattura termica principali nel Nickel per alte energie  $(E_{\gamma} > 4 \ MeV \ e \ \sigma_{\gamma}(b) > 0.04 \ b)$  [28].

#### 4.2 Realizzazione di un generatore di $\gamma$ da 9 MeV

Per realizzare un generatore di $\gamma$  basato sul principio descritto nella 4.1 sono necessari:

- Una sorgente di neutroni ad alta intensità;
- Una configurazione moderatore-Ni ottimizzata per massimizzare la cattura dei neutroni da parte del Nickel.

#### 4.3 Sorgenti di Neutroni

I possibili metodi di produzione di neutroni possono essere classificati in tre categorie:

- Radioisotopi che decadono per fissione spontanea (per es. <sup>252</sup>Cf);
- Miscele di radioisotopi composti da un emettitore  $\alpha$  ed un materiale a basso Z (per es. <sup>241</sup>AmBe);
- Generatori di neutroni basati sulla fusione deuterio-deuterio (D-D) o deuteriotrizio (D-T).

Sorgenti del primo e secondo tipo sono state utilizzate per i test preliminari del sistema.

La sorgente di Cf emette neutroni con uno spettro di Maxwell continuo (vedi Fig. 4.1)

La sorgente  $^{241}\mathrm{AmBe}$ emette uno spettro più complesso (vedi Fig. 4.1), secondo le reazioni:

$$\alpha + {}^{9} \operatorname{Be} \to {}^{13} \operatorname{C}^{*} \to \begin{cases} {}^{12} \operatorname{C}^{*} + n \\ {}^{8} \operatorname{Be} + \alpha + n \\ {}^{3} \alpha + n \end{cases}$$
(4.1)

La diseccitazione del  $^{12}\mathrm{C}^*$  produce inoltre una linea  $\gamma$  caratteristica a 4.4 MeV, che è utilizzata come ulteriore metodo di calibrazione, descritto nel Capitolo 6.



Figura 4.1: Lo spettro in energia dei neutroni per una sorgente di AmBe (sinistra) e per una sorgente di Cf (destra)

I neutroni prodotti dai generatori D-D o D-T hanno energia fissa secondo le reazioni:

- D + T  $\rightarrow$ <sup>4</sup> He + n (Q-valore = 17.59 MeV,  $E_n = 14$  MeV)
- $D + D \rightarrow^{3} He + n$  (Q-valore = 3.27 MeV,  $E_n = 2.45$  MeV).

Poichè vogliamo termalizzare i neutroni, un generatore D-D soddisfa meglio le nostre richieste, come discusso nel prossimo paragrafo.

#### 4.4 Ottimizzazione moderatore e Nickel

I neutroni emessi da una sorgente di AmBe o di Cf oppure da un generatore di neutroni hanno un'energia di almeno qualche MeV. Per poter essere efficacemente catturati in Ni devono essere moderati. La Figura 4.2 mostra la sezione d'urto di cattura nucleare dei neutroni in Ni, con un andamento proporzionale a 1/v a basse energie (andamento valido per tutti gli elementi).

Per utilizzare la riga di assorbimento è quindi necessario rallentare il piú possibile i neutroni emessi dalla sorgente con l'ausilio di un moderatore, portandoli da un'energia di  $\sim 2.5$  MeV all'energia tipica dei neutroni termici (0.025 eV).

Un moderatore è caratterizzato da:

- la sezione d'urto elastica  $\sigma_s$ ;
- la  $\sigma_{\gamma}$  di assorbimento termico per cattura  $(n, \gamma)$ ;



Figura 4.2: Sezione d'urto di assorbimento nucleare del Nickel.

- la *letargia*  $\xi$ , ovvero la perdita di energia logaritmica media per urto,  $(\xi = \langle log(E_0/E) \rangle);$
- il potere di frenamento (lo slowing-down power) SDP, definito come  $\xi \Sigma_s$ , dove  $\Sigma_s = (\sigma_s \cdot N)$  è la sezione d'urto macroscopica ed N è la densità numerica di nuclei nel bersaglio (nuclei/cm<sup>3</sup>) [29][30];

La Tabella 4.3 elenca queste caratteristiche per alcuni moderatori di interesse.

Un buon moderatore deve avere un'elevata sezione d'urto  $\Sigma_s$  ed un'elevata letargia  $\xi$  (o in altre parole un elevato potere di frenamento) al fine da massimizzare il numero di collisioni e la perdita di energia media in ciascuna di esse. Scegliamo dunque un moderatore con elevato SDP, avendo cura di minimizzare la sezione d'urto di assorbimento per evitare eccessive perdite di neutroni ed emissione  $\gamma$  da parte del moderatore stesso.

Materiale	$\rho(g/cm^3)$	$\sigma_s(b)$	$\sigma_{\gamma}(b)$	$\Sigma_s(cm^{-1})$	ξ	$SDP (m^{-1})$
С	2.265	4.74	$3.5  imes 10^{-3}$	0.538	0.158	8.5
$H_2$	0.0708	20.49	0.33	0.87	1	87
$CH_2$	0.920	45.72	0.66	1.81	0.913	165
$D_2O$	0.169	10.54	$1.23 \times 10^{-3}$	0.137	0.509	16

Tabella 4.3: Caratteristiche di alcuni moderatori.

#### 4.5 Il processo di moderazione e tempi di cattura

Consideriamo un urto elastico fra un neutrone di energia iniziale E ed un nucleo bersaglio a riposo di massa A. Dalla conservazione dell'energia possiamo immediatamente ricavare il rapporto [30]

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^2}$$
(4.2)

dove  $\theta$  è l'angolo di scattering nel sistema del centro di massa ed E' è l'energia del neutrone uscente. L'energia trasferita nulla per  $\theta = 0$ , massima per  $\theta = 180^{\circ}$ , ed aumenta al diminuire di A.

Per energie inferiori a 10 MeV, lo scattering avviene principalmente in onda s ed è quindi isotropo in  $\theta$ . La distribuzione dell'energia trasferita è dunque uniforme.

Ai fini di scegliere quantitativamente un moderatore definiamo la *letargia*, ovvero la perdita logaritmica media di energia:

$$\xi = \left\langle \log \frac{E}{E'} \right\rangle \tag{4.3}$$

$$= \frac{\int \left[\frac{(A+1)^2}{A^2+1+2A\cos\theta}\right]d\Omega}{\int d\Omega}$$
(4.4)

$$= 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \log \frac{A-1}{A+1}$$
(4.5)

Il tempo medio  $\bar{t}(E_0, E)$  impiegato da un neutrone per passare da un'energia  $E_0$  ad E è dato dall'integrale:

$$\bar{t}(E_0, E) = \int_0^{t*} dt = \int_{E_0}^{E*} \left(\frac{dt}{dE}\right) dE$$

dove  $\left(\frac{dt}{dE}\right)$  è la velocità media con cui il neutrone perde energia nel processo.

Se il neutrone passa da un'energia  $E + \Delta E$  ad E in un intervallo di tempo  $(t, t + \Delta t)$ , il numero medio di urti che subisce è

$$\overline{\Delta n}(E + \Delta E, E) = \frac{1}{\xi} \ln \frac{E + \Delta E}{E} \approx \frac{1}{\xi} \frac{\Delta E}{E}.$$

Il tempo  $\Delta t$  necessario per questo processo è quindi

$$\Delta t = \frac{\lambda}{v} \cdot \overline{\Delta n}(E + \Delta E, E) = \frac{\lambda}{v} \frac{1}{\xi} \frac{\Delta E}{E},$$

dove  $\lambda$  è il cammino libero medio fra due urti e v è la velocità del neutrone. Ne risulta dunque la relazione

$$\frac{dt}{dE} = \frac{\lambda}{v} \frac{1}{\xi E}$$

che ci permette, supponendo il cammino libero medio indipendente dall'energia nell'intervallo studiato, di ottenere il tempo medio di moderazione:

$$\bar{t}(E_0, E) = \frac{2\lambda}{\xi} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0}\right).$$

La velocità v corrisponde al moto termico, mentre  $v_0$  è la velocità iniziale del neutrone. Essendo in generale  $E_0 \gg E$  (i neutroni prodotti da reazioni nucleari hanno energie dell'ordine del MeV), il tempo caratteristico di termalizzazione dei neutroni dipende quasi unicamente dalle caratteristiche del materiale, e solo molto debolmente dalle condizioni iniziali di produzione.

Una volta raggiunto l'equilibrio termico i neutroni si propagano secondo l'equazione di diffusione:

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = \nabla j(r,t) + q(r,t) - N\sigma_{abs}vn$$

dove n(r,t) è la densità spaziale (numerica) di neutroni, j(r,t) è la densità di corrente dei medesimi e q(r,t) è la sorgente. Il primo ed il secondo termine descrivono, rispettivamente, il contributo del flusso di neutroni uscente ed il contributo della carica alla densità dei medesimi. L'ultimo termine è dato dal processo di cattura e dipende dalla densità N di atomi nel mezzo e dalla velocità v dei neutroni.

In condizioni di diffusione molto lenta e di emissione semi-istantanea da parte della sorgente (i.e. la sorgente è spenta durante la diffusione), il primo ed il secondo termine diventano trascurabili rispetto all'ultimo. L'equazione di diffusione diventa dunque

$$\frac{\partial n(r,t)}{\partial t} = -\frac{1}{T}n(r,t)$$

con soluzione

$$n(r,t) = n(r,0)e^{-t/T}$$

dove  $T = 1/(N\sigma_{abs}v)$  è il tempo di diffusione. Questo tempo è, a parità di materiale, molto maggiore del tempo di moderazione, di circa due ordini di grandezza. Una misura dei tempi caratteristici è dunque una misura unicamente del tempo di cattura nel mezzo.

#### 4.5.1 Scelta del moderatore

Ai fini di selezionare un moderatore per i nostri scopi, il processo di moderazione e cattura è stato studiato in modo preliminare con una simulazione di Monte Carlo.

La moderazione è stata studiata inizialmente nel caso ideale di una sorgente di neutroni puntiforme, isotropa e monoenergetica (2.5 MeV) posta al centro di una sfera uniforme di moderatore. I moderatori considerati sono stati il polietilene  $((C_2H_4)_n)$ , il polistirene $((CH)_n)$ , l'acqua pesante  $(D_2O)$  ed il carbonio (C).

Sono stati studiati:

- l'evoluzione temporale della nube di neutroni;
- la distribuzione dei neutroni termici;

Un esempio di evoluzione temporale nel CH<sub>2</sub> è mostrato in Figura 4.3. Come è ben visibile, il processo di moderazione avviene su una scala di ~ 1 $\mu$ s, mentre la cattura avviene su tempi molto più lunghi (~ 100 $\mu$ s).



Figura 4.3: Evoluzione temporale del processo di moderazione (nero) e cattura (rosso).

È inoltre evidente come, in seguito al processo di moderazione, i neutroni popolino una regione caratteristica, ad una distanza paragonabile alla lunghezza di diffusione nel mezzo.

I tempi e le lunghezze caratteristiche dei materiali studiati sono elencati in Tabella 4.4

Materiale	$L_s$ (cm)	$\tau_s$ (s)	$\tau_{cap}$ (s)
СН	4.8	$1.3  imes 10^{-5}$	$3.54 \times 10^{-4}$
$CH_2$	2.1	$7 \times 10^{-6}$	$1.6  imes 10^{-4}$
$D_2O$	94	$4.6  imes 10^{-5}$	0.15
С	52	$1.5  imes 10^{-4}$	$1.2 \times 10^{-2}$

Tabella 4.4: Parametri di diffusione (lunghezza di diffusione, tempo di diffusione, tempo di assorbimento) per neutroni termici in alcuni moderatori di interesse.

Sfruttando queste proprietà è stato possibile selezionare la regione dove posizionare il Nickel per massimizzare la cattura termica. Nel caso qui discusso il massimo si ha per valori del raggio compresi tra 5 e 10 cm. Un esempio di come cambia questa distribuzione aggiungendo un guscio di nickel da 8 mm ad 8 cm di distanza dal centro è dato in Figura 4.4. La Figura 4.5 mostra l'effetto dell'inserimento di questa lastra sul processo di cattura.

I risultati indicano il polietilene come opzione migliore; il polistirene è più difficile da ottenere commercialmente e non aggiunge miglioramenti sensibili, richiedendo allo stesso tempo maggiori volumi per la moderazione.

L'opzione dell'acqua pesante, essendo la sezione d'urto di cattura nel  $D_2O$ molto inferiore a quella del  $CH_2$ , è stata considerata. Il costo è risultato tuttavia proibitivo. I tempi di moderazione del carbonio invece risultano troppo lunghi.

#### 4.5.2 Configurazioni per il generatore di $\gamma$

Il sistema moderatore-nickel utilizzato nel generatore di  $\gamma$  da 9 MeV è composto da lastre alternate di nickel e polietilene. La configurazione finale è stata scelta con simulazioni di MC basate sui risultati della sezione precedente.

Le simulazioni iniziali sono state svolte nell'approssimazione di sorgente puntiforme, monoenergetica ed isotropa ( $E_n = 2.5$  MeV). Sono state successivamente introdotte modifiche per produrre una configurazione che tenesse conto delle dimensioni e del materiale costituente il tubo del generatore.

La configurazione con il miglior flusso di  $\gamma$  da 9 MeV uscenti dalla faccia frontale è mostrata in Fig. 4.6. Il sistema moderatore-nickel ha le dimensioni di 40 × 40 × 29.7 cm, con quattro lastre di nickel frontali ed una sul retro del generatore di neutroni. La lastra retrograda è stata posizionata nel tentativo di sfruttare i neutroni emessi dal generatore in direzione opposta al calorimetro. La sua aggiunta aumenta il flusso di  $\gamma$  da 9 MeV fuoriuscenti dalla faccia frontale di ~ 20%; la maggior parte dei fotoni prodotti in essa vengono tuttavia osservati in direzione opposta. L'aggiunta di ulteriori lastre è stata considerata, ma non risulta in aumenti sensibili dei conteggi.

Il rate di cattura nucleare nelle diverse lastre, normalizzato a  $70000n \cdot s^{-1}$ , è visibile in Tab. 4.5. Da notare che sebbene le lastre più distanti abbiano un



Figura 4.4: Distribuzione radiale di neutroni termici nel  $CH_2$  prima (sopra) e dopo (sotto) l'inserimento di una lastra di nickel ad r = 8 cm.



Figura 4.5: Evoluzione temporale e processo di cattura termica nel Nickel (rosso) e polietilene (nero). La lastra di Nickel è posizionata ad 8 cm dal centro della sfera.



Figura 4.6: Distribuzione spaziale delle catture di neutroni in CH<sub>2</sub> e Ni.

rate di cattura meno elevato, esse interpongono meno materiale fra i $\gamma$  prodotti e la faccia frontale, degradando meno il segnale. Allo stesso tempo, offrono un angolo solido leggermente maggiore al calorimetro.

Il rate simulato di gamma e neutroni uscenti dalla struttura moderatorenickel è visibile in Tab. 4.6. Il rapporto di conversione  $\gamma/n$  previsto è di ~ 1%.

A causa dei limiti spaziali imposti dalle dimensioni del tubo del generatore di neutroni, la struttura di lastre di Nickel non è in grado di fornire una copertura completa in angolo solido. Questo porta ad una perdita di neutroni termici dai lati della struttura. L'inserimento di lastre di Nickel nella regione del  $CH_2$  lateralmente al generatore è stata considerato, ma non ha condotto ad aumenti significativi del rate di conversione.

Lastre	Back	Front $\#1$	Front $#2$	Front $#3$	Front $#4$	Totale
$n_{cap}$	3089	2588	2024	1566	1259	10526

Tabella 4.5: Rate di cattura nucleare nelle diverse lastre di Ni.

Configurazione finale			
$\gamma \ 9 \ { m MeV}$	$\gamma$ 9 MeV - Front	$n_{nth}$	$n_{th}$
2200	710	10103	10048

Tabella 4.6: Rate di produzione di  $\gamma$  da 9 MeV nella configurazione finale e flusso di neutroni, termici e non, fuoriuscente dal sistema moderatore-nickel, per un flusso di neutroni alla sorgente di 70000n  $\cdot s^{-1}$ .

#### 4.6 Il generatore di neutroni per l'esperimento MEG

Il generatore di neutroni per l'esperimento MEG è un generatore compatto, che produce neutroni sfruttando la reazione D-D (deuterio-deuterio).

Gli elementi fondamentali di un simile generatore sono:

- una sorgente di ioni positivi;
- un sistema di accelerazione degli ioni;
- un bersaglio contenente deuterio (un idruro metallico di deuterio) ;

Lo schema è mostrato in Figura 4.7.

La sorgente è a catodo freddo, detta anche a ionizzazione di Penning. Questa sorgente consiste in un anodo cilindrico cavo con due piastre catodiche alle estremità. Un magnete esterno genera un campo coassiale di alcune centinaia di gauss all'interno dell'anodo.



Figura 4.7: Schema di un generatore di neutroni compatto con sorgente a ionizzazione di Penning.

Quando il deuterio e/o il trizio vengono iniettati nell'anodo, il campo elettrico fra anodo e catodo ionizza il gas. Il plasma risultante è confinato dal campo magnetico, che obbliga gli elettroni a muoversi fra i due catodi in traiettorie elicoidali.

Gli ioni non sono invece confinati e possono andare a urtare i catodi (rilasciando elettroni secondari che contribuiscono a mantenere il plasma) o sfuggire attraverso un foro al centro del catodo di uscita, entrando nella sezione successiva del tubo e venendo accelerati fino al bersaglio.

Un simile generatore può lavorare sia in modo continuo (producendo una corrente continua di neutroni) che in modo impulsato.

Il generatore di neutroni Thermo Scientific D 211 [31] è un generatore di tipo D-D impulsato, in grado di generare impulsi di neutroni con una frequenza massima di 100 Hz. È composto da un tubo di alluminio di 43.18 cm di lunghezza e 10.24 cm di diametro, contenente la sorgente di Penning ed il bersaglio di deuterio (Fig. 4.9) ed un modulo di controllo esterno contente l'elettronica. Il sistema è controllato da un'interfaccia LabView (Fig. 4.10).

Le specifiche tecniche seguono in Tabella 4.7.

Specifiche tecniche	
Tipo di Generatore	D-D (Q = $3.27$ MeV, E <sub>n</sub> = $2.45$ MeV)
Neutroni per impulso	$2.5 \cdot 10^4$
Neutroni al secondo	$2.5 \cdot 10^6 (@\ 100\ Hz)$
Vita media del tubo	> 500  h
Frequenza	10-100 Hz, singolo impulso
Larghezza dell'impulso	$\sim 10 \mu { m s}$

Tabella 4.7: Specifiche tecniche del generatore D211.

Il sistema di monitoraggio del generatore dispone di una serie di segnali di controllo in output (Fig. 4.8):

- (SOURCE) MONITOR: segnale associato alla tensione della sorgente;
- (TARGET) MONITOR: segnale associato alla tensione del bersaglio;
- SYNC TARGET OUT: segnale da 0-5 V sincrono con il segnale del bersaglio. Può essere ritardato e modificato in larghezza;
- DELAY: un secondo segnale dalla logica simile al precedente;
- SYNC SOURCE OUT: un segnale da 0-5 V sincrono con il segnale della sorgente. Può essere ritardato e modificato in larghezza.



Figura 4.8: Forme d'onda nel generatore D211. [31]

L'importanza di questi segnali nel discriminare <br/>i $\gamma$ da 9 MeV dal fondo verrà discussa nei paragrafi segu<br/>enti.



Figura 4.9: Il tubo a neutroni del generatore TS D211.



Figura 4.10: Interfaccia di controllo del generatore D211.



Figura 4.11: Il test del generatore di neutroni.

#### 4.7 Il test di accettazione del generatore di Neutroni al PSI

Il test di accettazione del generatore di neutroni è stato eseguito al PSI in un' area dedicata, preparata con le opportune schermature secondo gli standard di sicurezza da radiazione. Il test di accettazione è stato eseguito in collaborazione con la ThermoFisher Scientific, la casa produttrice del generatore.

Lo scopo del test è stato verificare le specifiche fornite dalla ThermoFisher Scientific e confermare il raggiungimento delle prestazioni richieste.

Le caratteristiche principali studiate sono state:

- L'intensità di neutroni (per impulso), in funzione di:
  - 1. Tensione applicata al bersaglio;
  - 2. Frequenza degli impulsi;
  - 3. Angolo di emissione;
- Il funzionamento in campo magnetico;
- La stabilità;

#### 4.7.1 Misure di intensità

La misura dell'intensità di neutroni del generatore D211 è stata eseguita contando i  $\gamma$  da 2.2 MeV, prodotti dalla cattura dei neutroni in idrogeno, inizialmente moderati in polietilene CH<sub>2</sub>. I gamma sono stati misurati usando un cristallo di NaI (4" × 4").

I conteggi ottenuti sono stati quindi confrontati con quelli misurati usando una sorgente di AmBe di attività nota (pari a 24 KBq) posizionata in corrispondenza del bersaglio del generatore, ottenendo così una misura di intensità relativa.

La configurazione utilizzata è mostrata in Figura 4.11. Sorgente e generatore sono mantenuti ad una distanza di 17.5 cm da una lastra di  $CH_2$  di 16 cm di spessore posta di fronte al detector NaI, separata da esso da una lastra di Flex-Boron ai fini di minimizzare il rumore indotto dal flusso di neutroni nel rivelatore. I conteggi sono stati misurati indipendentemente con un sistema di scalers (tempi morti trascurabili), e con un Multi-Channel Analyzer (MCA) (registrazione degli spettri)

La registrazione dei conteggi è pilotata da un segnale sincronizzato con l'impulso di alta tensione del bersaglio, opportunamente ritardato di 30  $\mu$ s, per eliminare il rumore indotto sul rivelatore dall'impulso stesso (tensione > 100 kV nel bersaglio). Nell'analisi finale dei conteggi si tiene conto dell'effetto del ritardo.

#### 4.7.2 Calibrazione del MCA

La calibrazione in energia del MCA è stata effettuata utilizzando una sorgente di $^{60}\mathrm{Co}$ posta direttamente di fronte all' NaI.

Il <sup>60</sup>Co decade emettendo due  $\gamma$  da 1.17 MeV e 1.33 MeV rispettivamente (vedi Fig. 4.12), producendo quindi tre segnali ben visibili nel rivelatore: due associati ai fotoni emessi nel decadimento ed uno associato alla coincidenza dei due (2.5 MeV).

Sfruttando questi segnali vengono impostate due soglie, corrispondenti a 1.5 MeV e 2.6 MeV (che chiameremo rispettivamente soglia bassa ed alta), tali da definire un intervallo in energia attorno ai 2.2. MeV.

#### 4.7.3 Lo spettro dell'AmBe

I dati con l'Americio-Berillio sono stati acquisiti ad intervalli di 600 s. I conteggi sono stati misurati simultaneamente sul MCA e sullo scaler. La Tabella 4.8 mostra i risultati ottenuti ed il buon accordo tra i due metodi.

Lo spettro osservato nell'NaI è mostrato in Figura 4.14. Come è possibile vedere la scelta delle soglie seleziona molto bene la regione intorno ai 2.2 MeV. Il rapporto fondo/segnale è di circa 0.42.

	Soglia Bassa	Soglia Alta	$\Delta$ (Alta – Bassa)
MCA	34  994	25536	9 408
$\operatorname{Scaler}$	34  936	25 511	9 452

Tabella 4.8: Sorgente di AmBe: Confronto dei conteggi MCA e scaler.

#### 4.7.4 Test del generatore

Durante il test del D211, la presa dati è avvenuta su sequenze di 1000 impulsi, emessi ad una frequenza di 10 Hz. I conteggi nell'NaI sono stati acquisiti con gli scaler nella finestra di tempo immediatamente successiva all'emissione dei neutroni  $(30\mu s < \Delta t < 1000 \ \mu s)$ .

La misura è stata effettuata posizionando il D211 con la faccia frontale del generatore rivolta verso l'NaI (come in Fig. 4.11) e variando l'alta tensione nel bersaglio del generatore, in modo da individuarne il valore ottimale. Il risultato è mostrato in Figura 4.15. Il massimo dell'intensità si raggiunge ad una tensione di circa 350 V.



Figura 4.12: Canali di decadimento del <sup>60</sup>Co.



Figura 4.13: Righe del  $^{60}$ Co prima e dopo l'applicazione della soglia bassa. I segnali dei  $\gamma$  sono in rosso e la coincidenza in verde.



Figura 4.14: A sinistra: Spettro dell'AmBe (nero), con soglia bassa (rosso) e soglia alta (nero). A destra: Fit del picco da 2.2 MeV.



Figura 4.15: Intensità di emissione del generatore al variare della tensione nel bersaglio.



Figura 4.16: Misura dell'intensità a 90°.

#### 4.7.5 Dipendenza angolare dell'intensità

L'intensità del generatore D211 dipende fortemente dall'angolo di emissione. La misura della sezione precedente è stata ripetuta più volte su sequenze di 100 impulsi a diversi angoli. Il risultato è visibile in Fig. 4.17.



Figura 4.17: A destra: Intensità di emissione del generatore misurata al variare dell'orientazione. A sinistra: Intensità prevista dai produttori.

L'intensità migliore si otti<br/>ene ad un angolo di  $90^{\rm o}$  (Fig. 4.16) ed è superiore di un fattore 3.5 <br/>rispetto alla misura a $0^{\rm o}.$ 

#### 4.7.6 Stabilità di funzionamento in presenza di campo magnetico.

La stabilità del generatore è stata verificata con periodi di presa dati continua. Il generatore raggiunge la massima intensità rapidamente (qualche minuto) e mantiene un funzionamento stabile nell'arco di lunghi periodi di tempo (> 15 minuti).

In esperimento il generatore D211 è posizionato in prossimità della bobina superconduttrice di COBRA, in una regione in cui il campo magnetico è notevolmente ridotto ( $\approx$  50 Gauss) ma non nullo. Il generatore deve quindi funzionare in condizioni di deboli campi magnetici. Questa condizione è stata simulata utilizzando due magneti permanenti ( $\approx$  80 Gauss) posizionati ai lati del generatore. Orientamenti diversi sono stati studiati.

In queste condizioni è stato misurato addirittura un aumento dell'intensità dei neutroni di circa un fattore 2. Il generatore di neutroni ha esso stesso un magnete interno, utilizzato per la preparazione della sorgente e la focalizzazione del fascio di ioni sul bersaglio. I risultati delle nostre misure suggeriscono che il progetto originale del generatore della ThermoFisher Scientific abbia ancora margini di miglioramento.

#### 4.7.7 Misura del tempo di cattura dei neutroni nel CH<sub>2</sub>

La misura del tempo caratteristico di moderazione e cattura nel polietilene  $\tau = \tau_{sd} + \tau_{cap}$  (rispettivamente dell'ordine di qualche  $\mu$ s e qualche centinaia di  $\mu$ s) è stata eseguita nella maniera seguente.

I conteggi nell'NaI sono stati acquisiti nell'arco di una finestra di tempo di 1 ms. L'inizio del periodo di acquisizione è stato fissato con un segnale di trigger, dato dal segnale di coincidenza tra i due segnali di sorgente e di bersaglio nel generatore (corrispondente all'emissione di neutroni), ma progressivamente ritardato.

I risultati sono mostrati in Figura 4.18. Il valore ricavato è  $\tau = 141 \pm 2 \ \mu s$ .

#### 4.7.8 Risultati e previsioni

La migliore intensità misurata per il generatore (350 V, ad un angolo di 90° e in un campo magnetico di 50 gauss) è di  $\approx 1.5 \cdot 10^4$  n/impulso, il che equivale a  $\approx 3$  eventi osservati nel calorimetro per impulso.

È l'emissione impulsata del generatore la caratteristica indispensabile per poter eseguire questa misura in presenza del fondo indotto dal fascio di muoni. Inoltre è possibile riuscire a saturare l'acquisizione (il rate massimo di acquisizione dell'esperimento è attualmente di 30 Hz) poichè la frequenza massima raggiungibile dal generatore D211 è di 100 Hz. La coincidenza tra i due segnali di sorgente e di bersaglio (che garantiscono la sincronizzazione con l'emissione dei neutroni da parte del generatore), ritardata di 5  $\mu$ s apre una finestra temporale di 100  $\mu$ s. Gli eventi all'interno di questo intervallo vengono così registrati. L'uso impulsato del generatore ed il trigger dedicato riducono il fondo di ben 4 ordini di grandezza senza nessuna perdita di segnale.

I risultati attesi sono mostrati nella Tabella 4.9.



Figura 4.18: Misura del tempo di cattura nel  $CH_2$ . All'aumentare del ritardo i conteggi nel rivelatore diminuiscono in modo esponenziale.

Sorgente	eventi/impulso	eventi/sec
$\gamma$ 9 MeV	3	75
Alpha	0.5	$5 \cdot 10^3$
$\gamma$ dal fascio di $\mu$	8	$8 \cdot 10^{4}$

Tabella 4.9: Eventi previsti nel calorimetro a Xenon, con e senza il taglio sui tempi.

#### 4.8 La riga da 9 MeV nel calorimetro a Xe

Il generatore di  $\gamma$  è stato installato nell'esperimento nel mese di Giugno. Il primo test con il calorimetro a XeL è stato eseguito in Settembre. In questa sezione discuteremo i risultati ottenuti.

#### 4.8.1 Numero di eventi attesi e rapporto segnale-rumore

La Tabella 4.10 riporta il numero di eventi attesi nelle due diverse condizioni in cui eseguiremo le misure. Le stime qui riportate si basano sulla misura eseguita del numero di neutroni per impulso ( $\approx 1.5 \times 10^5 n/s$ ) e sulle simulazioni di Monte Carlo del numero di  $\gamma$  prodotti nel complesso moderatore-Nickel, senza includere nella simulazione l'interazione dei gamma nel calorimetro.

Modalità	Alpha	Fondo E.M.	Segnale	Segnale/Rumore
Senza Fascio	0.25	_	3	12
Con Fascio	0.25	3	3	1

Tabella 4.10: Eventi  $\gamma$  attesi e rapporto segnale-rumore per un gate di 50  $\mu$ s.

La prima riga si riferisce al caso in cui il fascio di muoni è assente (beam blocker chiuso). In questo caso l'unico tipo di fondo è rappresentato dalle sorgenti alpha montate all'interno del calorimetro (Cap. 3). Il rapporto segnale-rumore atteso è buono.

La seconda riga si riferisce al caso in cui è presente anche il fascio di muoni (beam blocker aperto). In questo caso il rapporto segnale-rumore predetto è vicino ad uno.

I valori sopra riportati sono stati valutati nell'ipotesi in cui l'acquisizione è eseguita aprendo un gate di 50  $\mu s$  in concidenza con l'impulso di neutroni. Il generatore di neutroni fornisce questo tipo di segnali (segnali TTL) utili per i presupposti di trigger. Questi numeri mostrano chiaramente che è possibile raggiungere un buon rapporto segnale-rumore, rispetto ad un fondo continuo, grazie all'uso di un generatore impulsato ed del trigger dedicato.

#### 4.8.2 Il segnale con il fascio spento

La Figura 4.19 mostra lo spettro del Ni in XeL. La misura è stata eseguita con il fascio spento. I dati sono stati acquisiti con un gate pari a 650  $\mu s$  (ancora non ottimizzato). In queste condizioni l'unico tipo di fondo presente è dato dalle  $\alpha$ , la cui contaminazione è visibile in Figura 4.20. Sebbene questa contaminazione non sia elevata, è possibile rigettare questo tipo di fondo sfruttando la diversa forma d'onda associata a questi due tipi di radiazione (Cap. 6).

La stima della posizione del picco e della risoluzione è stata eseguita interpolando lo spettro con una funzione data dalla somma di due gaussiane. La risoluzione in energia misurata è pari a  $\Delta E/E = 6.1\%$ .

La Figura 4.21 mostra l'energia dei picchi verso il numero di fotoelettroni misurati nel calorimetro, per gli eventi del Boro (4.44 MeV e 12 MeV), del Litio (17.6 MeV) e del Nickel (8.9 MeV). La posizione del picco del Nickel è consistente con gli altri valori, e la linearità in energia del calorimetro è preservata.



Figura 4.19: Spettro del Nickel nello Xenon liquido a fascio spento.



Figura 4.20: Segnale totale acquisito. Il picco del Nickel (a destra) è contaminato dalle  $\alpha$  (a sinistra).



Figura 4.21: Fit lineare della risposta del calorimetro a LXe per le righe del Boro, del Litio e del Nickel.

La Figura 4.22 mostra la risoluzione in energia in funzione dell'inverso della radice quadrata del numero di fotoelettroni. I segnali fisici usati sono gli stessi appena discussi per la Figura 4.21. L'interpolazione lineare è consistente con il fatto che la risoluzione in energia è dominata dalla fotostatistica.



Figura 4.22: Fit lineare della risoluzione del calorimetro in energia per le stesse righe della Fig. 4.21.

#### 4.8.3 Il segnale con il fascio acceso

La principale caratteristica di questo metodo è fornire un segnale con il fascio acceso.

L'unico strumento per ridurre efficacemente questo tipo di fondo è l'uso del trigger associato con il generatore di neutroni e l'ottimizzazione del gate di acquisizione.

La Figura 4.23 mostra lo spettro del Ni con il fascio acceso. Grazie al trigger dedicato (tuttavia non ancora ottimizzato) è stato possibile ottenere un ottimo rapporto segnale-rumore. La riga è ben visibile. Tuttavia per lo spettro a fascio acceso stimiamo una risoluzione in energia un poco peggiore rispetto a quanto ottenuto, nonché un piccolo spostamento in energia.



Figura 4.23: Spettro del Nickel nello Xenon liquido a fascio acceso.

Una più precisa determinazione della posizione del picco e della sua risoluzione può essere ottenuta acquisendo simultaneamente dei dati associati al trigger del generatore di neutroni ed altri associati ad un trigger casuale, scorrelato con il generatore. La sottrazione tra il primo ed il secondo set di dati può fornire un set di dati praticamente ripulito da eventi di fondo. Le Figure 4.24 e 4.25 mostrano due esempi. Il primo mostra lo spettro associato al fondo elettromagnetico, indotto dal fascio. Il secondo mostra lo spettro del Ni con una bassa contaminazione del fondo. Questi grafici ancora una volta mettono in evidenza l'importanza di un trigger in coincidenza con l'impulso del generatore di neutroni, affinché il segnale possa essere visto anche a fascio acceso.



Figura 4.24: Spettro associato al fondo elettromagnetico, acquisito con un trigger scorrelato dal generatore.



Figura 4.25: Spettro del Nickel, acquisito con il trigger dedicato.

#### 4.8.4 Conclusioni e prospettive

La riga da 9 MeV associata alla cattura dei neutroni nel Nickel è stata osservata con successo durante il primo test del generatore e la risposta del calorimetro si è dimostrata in ottimo accordo con gli altri metodi di calibrazione.

Sebbene vi sia ampio spazio per un futuro perfezionamento del sistema di trigger e dei tagli, il risultato di questo primo test fornisce delle buone prospettive per un utilizzo di questo metodo per il monitoraggio durante il periodo di run dell'esperimento.

L'utilizzo di questo metodo permetterà il monitoraggio del calorimetro con fascio acceso in brevi tempi di acquisizione (15 minuti). Sarà possibile ridefinire l'attuale schema delle calibrazione, ottimizzando il rapporto tempo dedicato alle calibrazione rispetto al tempo dedicato alla presa dati di MEG.

### Capitolo 5

# Il Fascio di Positroni per la Calibrazione dello Spettrometro

In questo capitolo discuteremo un nuovo metodo di calibrazione per una migliore comprensione della risposta dello spettrometro. Il metodo si basa sull'uso dell'abbondante componente di positroni del fascio MEG (normalmente separati e rigettati) per produrre traiettorie di positroni monocromatici, mediante diffusione elastica coerente su nuclei leggeri.

#### 5.1 Metodi di calibrazione esistenti

La corretta ricostruzione delle tracce nello spettrometro dipende da:

- dal campo magnetico all'interno di COBRA;
- dalla posizione relativa delle camere a deriva (allineamento);
- dalla calibrazione in tempo ed in carica (o meglio lungo la direzione longitudinale, z) delle camere (calibrazione in  $t \in z$ );
- dall'algoritmo di ricostruzione.

La determinazione della scala in energia del positrone e la misura della risoluzione in energia, della risoluzione angolare (nonchè la risoluzione in posizione, cioè la posizione del vertice del decadimento) si basano sull'uso dei positroni di Michel.

L'interpolazione della parte alta dello spettro in energia dei positroni di Michel fornisce la scala e la risoluzione in energia. La funzione di interpolazione è la convoluzione dello spettro teorico di Michel con la dipendenza dell'efficienza dello spettrometro dall'energia e la funzione di risposta per positroni monoenergetici (determinato mediante simulazioni di Monte Carlo).

La risoluzione angolare è valutata utilizzando le tracce che eseguono un doppio giro nello spettrometro, dove ogni giro è trattato come una traccia indipendente. Le risoluzioni in  $\theta \in \phi$  sono estratte separatamente dalla differenza dei due segmenti di traccia nel punto più vicino all'asse del fascio.

#### 5.2 Potenzialità del nuovo metodo

Presentiamo qui un metodo complementare, che ha il notevole vantaggio di fornire positroni *monoenergetici* a diverse energie (da 45 MeV/c a 60 MeV/c), permettendo uno studio dettagliato dello spettrometro proprio nella regione in cui è atteso il segnale.

I positroni sono abbondantemente presenti nella linea del fascio MEG, con intensità circa 20 volte superiore a quella dei muoni. Questi positroni sono normalmente separati e rigettati mediante l'uso di un separatore elettrostatico (Cap. 2.2.2). Lo stesso separatore, opportunamente impostato, può essere usato per rigettare i muoni e selezionare i soli positroni. Il risultato è un puro fascio di  $e^+$  sufficientemente intenso (< 10<sup>8</sup> e<sup>+</sup>/s) e ben definito in impulso ( $\Delta p <$ 50 keV/c).

Il primo vantaggio associato all'uso di un fascio monocromatico è la misura diretta della risoluzione in energia.

Inoltre la possibilità di usare il fascio a diverse energie permette la determinazione della scala in energia ed il controllo dell'accettanza dello spettrometro.

Una misura dell'efficienza di rivelazione e dell'uniformità può essere ottenuta grazie al fatto che la sezione d'urto di diffusione elastica Mott è ben nota. La determinazione assoluta dell'efficienza delle camere dipende tuttavia da una misura precisa dell'intensità del fascio, che attualmente non è implementata.

L'angolo di emissione del positrone risente del multiplo scattering nel bersaglio e la risoluzione angolare sull'angolo di emissione non è direttamente misurabile. La risoluzione angolare può essere determinata usando ancora una volta il metodo delle tracce con doppio giro, come già descritto per i positroni di Michel.

#### 5.3 Diffusione elastica di positroni su nuclei

Ai fini di studiare la sezione d'urto Mott, definiamo l'impulso trasferito Q:

$$Q^2 = 4pp_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} \tag{5.1}$$

dove  $p_0 e p$  sono l'impulso iniziale e finale del positrone incidente, nel sistema di riferimento del laboratorio. Essendo l'urto elastico, queste due variabili sono legate dalla relazione

$$p = \frac{p_0}{1 + \frac{p_0}{M}(1 - \cos\theta)}$$
(5.2)

dove $\theta$  è l'angolo di scattering e<br/>dM la massa del nucleo bersaglio.

La sezione d'urto di Mott, espressa in funzione di Q, è quindi:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 Z^2}{Q^4} \left(1 - \frac{Q^2}{4p_0^2}\right) \left|F(Q^2)\right|^2$$
(5.3)

dove Z è il numero atomico e  ${\cal F}(Q^2)$  il fattore di forma nucleare.

I fattori di forma sono ben noti ed è possibile valutare numericamente, in modo accurato, la sezione d'urto Mott, mediante l'uso di un computer.

Una rapida, ma sufficientemente precisa, stima della sezione d'urto può essere effettuata tramite l'espressione approssimata:

$$F(Q^2) \approx 1 - \frac{Q^2 \langle R^2 \rangle}{6} + \dots$$
(5.4)
dove  $\langle R^2 \rangle^{1/2}$  è il raggio quadratico medio, approssimabile in funzione del numero atomico:

$$\langle R^2 \rangle^{1/2} = R_{rms} \approx 1.06 A^{1/3} \text{fm}$$
 (5.5)

Un'altra espressione rilevante è la seguente:

$$dQ^2 = p_0^2 \frac{d\Omega}{\pi} \tag{5.6}$$

che lega  $Q \in \theta$ .

In questa approssimazione, il fattore di forma è una funzione della quantità  $QR_{rms}$ , un numero adimensionale. Per QR = 0 abbiamo una diffusione coerente sul nucleo (F = 1) e la sezione d'urto è perciò proporzionale a  $Z^2$ . La regione 0 < QR < 1 corrisponde ad una regione di coerenza parziale, mentre per valori di QR superiori all'unità la diffusione diventa incoerente.

#### Scelta del materiale bersaglio

Per il caso di nuclei leggeri, il particolare modello nucleare utilizzato non influenza fortemente la sezione d'urto. Questo ne favorisce la scelta come bersagli, nonostante i nuclei pesanti abbiano una sezione d'urto maggiore. Grazie all'elevata intensità del fascio, il numero di eventi attesi per bassi valori di Z è comunque sempre tale da saturare l'acquisizione.

Il carbonio in particolare è un ottimo candidato. Nella regione di accettanza in  $\theta$  dello spettrometro (vedi Cap. 2.3) e per positroni di ~ 50 MeV, si ha 0.6 < QR < 1.2. In questo intervallo l'espansione 5.4 fornisce una buona approssimazione del fattore di forma (entro il 5%).

I suoi livelli nucleari e le sue risonanze sono ben note. La misura più recente del raggio del  ${}^{12}C$  [32] è di  $R_{rms} = 2.42 \pm 0.04$  fm ed altre informazioni utili possono essere ritrovate in letteratura [32].

Una migliore approssimazione del fattore di forma del Carbonio viene dal modello di sfera uniforme [33]:

$$F(Q) = 3 \cdot \frac{\sin(QR_u) - QR_u \cos(QR_u)}{(QR_u)^3}$$
(5.7)

dove  $R_u$  è il raggio di sfera uniforme, cheè collegato al raggio rms dalla relazione:

$$R_u = \left(\frac{5}{3}\right)^{1/2} R_{rms} \tag{5.8}$$

con  $R_u = 3.12$  fm per il  ${}^{12}C$ .

Modelli più raffinati non sono necessari, limitatamente alla regione di interesse di MEG.

#### 5.4 Il numero di eventi attesi

Utilizzando le espressioni riportate nella sezione precedente passiamo a calcolare il numeri di eventi attesi nello spettrometro, usando un bersaglio di polietilene di 2 mm di spessore. Il trigger utilizzato per selezionare gli eventi Mott e' basato sulle informazioni delle camere e del timing counter. Il calcolo degli eventi attesi



Figura 5.1: Fattore di forma quadro del  $^{12}\mathrm{C}$ in funzione di  $Q^2$  (fm $^{-2}). La nostra regione di interesse si colloca a<math display="inline">Q^2 < 0.25~\mathrm{fm}^2.$ 

è stato effettuato in una regione definita fra 70° <  $\theta$  < 120° e 0 <  $\phi$  < 2 $\pi$ , per un fascio di intensità 2 × 10<sup>7</sup> e<sup>+</sup>/s.

I risultati sono presentati nelle tabelle 5.1, 5.2 e 5.3. Per ciascun angolo  $\theta$  sono elencati l'impulso p del positrone diffuso, il momento trasferito Q, il fattore di forma F(QR) (valutato con il modello a sfera uniforme), la sezione d'urto differenziale  $d\sigma/dQ^2$  ed il numero di eventi per secondo integrati su di un intervallo di 10° a partire da  $\theta$ .

$\theta$	p	Q	$QR_u$	F(QR)	$d\sigma/dQ^2$	$\operatorname{Eventi}$
	MeV/c	${ m MeV/c}$			${\rm (MeV/c)}^{-4}$	$s^{-1}$
70	39.907	51.241	0.810	0.936	$2.26 \times 10^{-9}$	70.9
80	39.883	57.407	0.907	0.920	$1.26 \times 10^{-9}$	42.0
90	39.858	63.132	0.997	0.904	$7.46 \times 10^{-10}$	25.4
100	39.834	68.373	1.080	0.888	$4.63\times10^{-10}$	15.6
110	39.810	73.092	1.155	0.873	$3.00\times10^{-10}$	9.6

Tabella 5.1: Sezione d'urto Mott e numero di eventi per secondo e per 10°, a  $p_0 = 40 \text{ MeV/c} e 2 \times 10^7 e^+/s.$ 

				-(0-)		
$\theta$	p	Q	$QR_u$	F(QR)	$d\sigma/dQ^2$	$\operatorname{Eventi}$
	${\rm MeV/c}$	${\rm MeV/c}$			$({ m MeV/c})^{-4}$	$s^{-1}$
70	49,854	57.273	0.905	0.920	$1.28 \times 10^{-9}$	49.0
80	49.817	64.160	1.014	0.901	$6.79\times10^{-10}$	27.5
90	49.779	70.553	1.115	0.881	$3.79\times10^{-10}$	15.6
100	49.741	76.404	1.207	0.862	$2.19\times10^{-10}$	8.8
110	49.704	81.671	1.290	0.843	$1.28 \times 10^{-10}$	4.9

Tabella 5.2: Sezione d'urto Mott e numero di eventi per secondo e per 10°, a  $p_0 = 50 \text{ MeV/c} \text{ e } 2 \times 10^7 e^+/s.$ 

$\theta$	p	Q	$QR_u$	F(QR)	$d\sigma/dQ^2$	Eventi
	MeV/c	${ m MeV/c}$			$({ m MeV/c})^{-4}$	$s^{-1}$
70	59,790	62.721	0.991	0.905	$7.74 \times 10^{-10}$	34.8
80	59.737	70.258	1.110	0.882	$3.90\times10^{-10}$	18.3
90	59.682	77.252	1.221	0.859	$2.01\times10^{-10}$	9.5
100	59.627	83.653	1.322	0.836	$1.03\times10^{-10}$	4.6
110	59.574	89.413	1.413	0.814	$5.01\times10^{-11}$	2.0

Tabella 5.3: Sezione d'urto Mott e numero di eventi per secondo e per 10°, a  $p_0 = 60 \text{ MeV/c} \text{ e } 2 \times 10^7 e^+/s.$ 

La Figura 5.2 presenta un grafico del numero di eventi atteso per ciascun valore di  $p_0$ . Come è visibile dal fit sovrapposto, il numero di eventi dipende in modo esponenziale dall'angolo, ed è in ogni caso sufficiente a saturare l'acquisizione.

È necessario dunque introdurre una scala per il trigger. L'andamento esponenziale suggerisce la possibilità di usare scale diverse per gli eventi a  $\theta < 90^{\circ}$ e  $\theta > 90^{\circ}$ .



Figura 5.2: Eventi Mott al secondo previsti nelle camere al variare dell'impulso iniziale del fascio: 40 MeV/c (blu), 50 MeV/c (rosso) e 60 MeV/c (nero).

Infine, la Figura 5.3 mostra la distribuzione angolare dei positroni, ricostruita dal Monte Carlo attraverso lo spettrometro, mettendone in evidenza la regione di accettanza.

### 5.5 Risoluzione in energia

Il risultato principale atteso dall'uso di questo metodo è la misura della risoluzione in energia dello spettrometro. Pertanto il fascio di positroni deve essere caratterizzato da un allargamento in impulso inferiore alla risoluzione intrinseca dell'apparato (per il quale il valore atteso è  $\sigma_E$ =200 keV a E = 52.8 MeV [12]). Il fascio da noi utilizzato ha questa caratteristica, con  $\Delta p \approx 50$  keV/c per valori dell'intensità a livello di 10<sup>7</sup>e<sup>+</sup>/s.

Lo spessore del bersaglio utilizzato (2 mm) permette di produrre un numero di eventi Mott tale da poter aver un buon rapporto segnale rumore. Tuttavia è necessario valutare di quanto la monocromaticità iniziale del fascio venga degradata, a seguito della perdita di energia per ionizzazione e radiazione dei positroni attraverso il bersaglio. Questi effetti sono stati valutati eseguendo delle simulazioni di Monte Carlo con GEANT 3.21. I risultati ottenuti sono stati confrontati con altri studi, eseguiti con programmi che simulano in maniera più raffinata lo straggling e gli effetti radiativi, mostrando un buon accordo [34] [35] [36]. La Figura 5.4 mostra la perdita di energia per radiazione e ionizzazione, relativamente al polietilene.

I risultati sono presentati nella Tabella 5.4. Uno spettro Mott con l'inclusione delle correzioni sopra menzionate è visibile in Figura 5.5



Figura 5.3: Distribuzione angolare, in scala logaritmica, degli eventi Mott ricostruiti. La regione in grigio corrisponde all'accettanza dello spettrometro.



Figura 5.4: Perdite di energia nel  $CH_2$ .

l (mm)	$\overline{p}~({ m MeV/c})$	Spostamento (%)	$\sigma_{right}$
Fascio	50	0	0.03
1	49.3	1.4	0.054
2.5	49.1	1.8	0.061
5	$48.\ 7$	2.6	0.075
10	47.8	4.6	0.08

Tabella 5.4: Spostamento in impulso e valore di  $\sigma_{right}$  per lo spettro Mott in funzione dello spessore l di CH<sub>2</sub> attraversato.



Figura 5.5: Perdita di impulso ed allargamento della riga dovuto ad effetti di radiazione e ionizzazione nell'attraversamento di 10 mm di  $CH_2$  da parte del positrone.

In generale, gli spettri così ottenuti presentano lunghe code verso impulsi più bassi ed un leggero spostamento della riga rispetto all'impulso iniziale  $p_0$ . La larghezza dello spettro sul lato destro (la sigma destra  $\sigma_r$ ), conserva valori molto bassi, raggiungendo  $\sigma_{right} = 80 \text{ keV/c}$  per uno spessore attraversato di 10 mm.

La Figura 5.6 mostra la distribuzione in energia dei positroni, ricostruita dal Monte Carlo attraverso lo spettrometro per p = 50 MeV/c e  $\Delta p = 0.5 \text{ MeV/c}$ , in una ipotesi molto conservativa sulla risoluzione in impulso del fascio. Il fit è una doppia gaussiana e la risoluzione al centro è pari a 0.62 MeV/c.



Figura 5.6: Distribuzione in energia ricostruita dei positroni per p = 50 MeV/ce  $\Delta p = 0.5 \text{ MeV/c}$ .

L'uso di un bersaglio di CH<sub>2</sub> implica che i positroni possano diffondere anche sull'idrogeno, oltre che sul carbonio, come fino ad ora considerato. La sezione d'urto su H è inferiore rispetto a quella sul C ( $\sigma \approx Z^2$ ). Tuttavia la conseguenza della diffusione su H è quella di deformare lo spettro dei positroni diffusi su C, introducendo una riga a più basse energie, poichè il rinculo nucleare dell'H è maggiore. La Figura 5.7 mostra i risultati ottenuti: le distorsioni dovute all'H sono trascurabili.

In conclusione, tenendo conto dei contributi radiativi e di ionizzazione all'interno di un bersaglio spesso di  $CH_2$ , lo spettro prodotto ha le caratteristiche necessarie per determinare in modo accurato la risoluzione in energia dello spettrometro.

#### 5.6 Risoluzione angolare

L'altra importante misura che può essere ottenuta dall'uso del campione di eventi di positroni monocromatici è la risoluzione angolare dello spettrometro. Questa grandezza viene attualmente stimata utilizzando eventi che eseguono un



Figura 5.7: Spettro simulato della diffusione Mott in  $CH_2$  in scala logaritmica. Lo spettro dei positroni diffusi sull'idrogeno (in verde) introduce una distorsione nello spettro molto più intenso del carbonio (in rosso).

doppio giro nello spettrometro. Il metodo è stato studiato mediante simulazioni di Monte Carlo ed applicato ad eventi di positroni Michel. La frazione di questa categoria di eventi è  $\approx 3\%$  del totale, per  $\theta \approx 90^{\circ}$  e  $p \approx 50$  MeV/c (il numero delle doppie tracce si riduce notevolmente per regione angolari e di energia diversi da quelli citati).

I risultati forniti dal Monte Carlo sono stati i seguenti: per le tracce con doppio giro la risoluzione stimata è di  $\sigma_{\theta}^{double} \approx 10$  mr, mentre per quelle a singolo giro  $\sigma_{\theta}^{single} \approx 8$  mr. Il valore misurato sul campione di dati è stato di  $\sigma_{\theta} \approx 12$  mr.

Il fascio monocromatico di positroni produce similmente traiettorie singole e doppie all'interno delle camere, con il vantaggio di presentare uno spettro in impulso molto più stretto ( $\Delta p \approx 50 \text{ keV/c}$ ) ed una statistica più elevata. La diffusione multipla all'interno del bersaglio non influenza la determinazione della risoluzione angolare se è usato il metodo delle doppie tracce, in quanto la misura si basa sulla manipolazione dei due segmenti di traccia (trattati indipendentemente), senza nessun riferimento al bersaglio.

Le figure 5.8 mostrano lo spazio delle fasi di tracce a doppio giro, per eventi di positroni con un impulso pari a $p\approx 50~{\rm MeV/c}$ , come ottenuto da simulazioni di Monte Carlo.

## 5.7 Misura dell'efficienza e dell'uniformità di tracciamento

All'inizio di questo capitolo abbiamo elencato le potenzialità associate all'uso di questo metodo. In questo paragrafo discutiamo come l'uso di questi positroni possa fornire un utile metodo per la determinazione dell'efficienza di tracciamento e lo studio dell'uniformità delle camere.

La sezione d'urto Mott è molto ben conosciuta. Di conseguenza, se le traiettorie dei positroni venissero usate per verificare l'efficienza di tracciamento delle camere, una deviazione dalla forma attesa per la distribuzione dei positroni diffusi segnalerebbe problemi di efficenza nel trigger o nella ricostruzione. Una misura assoluta della sezione d'urto Mott sarebbe un indicatore ancora più potente di eventuali problematiche, ma richiederebbe una conoscenza "on-line" dell'intensità del fascio.

Una misura dell'intensità del fascio di positroni, entro l'intervallo di energia ed intensità di MEG, può essere effettuata tramite una coppa di Faraday [38], in cui il fascio viene completamente arrestato producendo sciami elettromagnetici. A meno di eccessive divergenze del fascio, una simile coppa potrebbe essere posizionata immediatamente dopo lo spettrometro. Un'opzione alternativa consisterebbe nell'uso di una camera di ionizzazione di piccole dimensioni, calibrata periodicamente rispetto alla coppa.

### 5.8 Polarizzazione del fascio

Infine discutiamo la possibilità nel metodo di determinare la polarizzazione del fascio di muoni. Ricordiamo che i muoni del fascio MEG sono completamenti polarizzati e vengono depolarizzati nel bersaglio. Il grado di depolarizzazione



Figura 5.8: Spazio delle fasi simulato per tracce a doppio giro.

atteso è a livello del 100%, ma non è mai stata eseguita alcuna misura, trattandosi di una misura molto difficile. Possibili metodi sono stati discussi in passato e nuove proposte sono sotto studio.

I positroni da diffusione elastica Mott potrebbero costituire un strumento utile anche a questo fine. Positroni prodotti dalla conversione di  $\gamma$ , provenienti dal decadimento di  $\pi^o$ , sono non polarizzati. Il grado di polarizzazione per eventi diffusi Mott [37] è

$$P = 1 - \frac{2\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\gamma^2\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}.$$
(5.9)

Il fascio di positroni utilizzato per questa calibrazione è relativistico, per cui P = 1 e la sezione d'urto non dipende dalla polarizzazione.

Sfruttando il fatto che la sezione d'urto Mott è ben nota, è possibile determinare la distribuzione angolare dei positroni diffusi. Il confronto tra questa distribuzione e quella dei positroni di Michel può fornire utili indizi sulla polarizzazione del fascio MEG. Le potenzialità di questo metodo sono ancora da esplorare.

### 5.9 Produzione di neutroni

Il fascio di positroni utilizzato per la diffusione Mott è un fascio continuo di media intensità. Dopo aver attraversato il bersaglio e lo spettrometro COBRA, il fascio viene arrestato dal materiale retrostante (sistema di inserimento del Bellows system, linea del fascio di protoni, schermatura in cemento).

Durante il processo di arresto questi positroni generano sciami elettromagnetici nei diversi materiali; i  $\gamma$  nello sciame possono interagire con il materiale ed eccitare la risonanza gigante, situata proprio nella loro regione di energia, generando neutroni tramite reazione ( $\gamma$ , n).

La produzione di neutroni da parte di fasci di elettroni nella materia è un argomento ben studiato, in quanto di interesse in diversi campi in cui vengono utilizzati acceleratori lineari [39, 40]. Presentiamo qui alcuni grafici per riassumere le caratteristiche dei neutroni prodotti in questi processi, illustranti rispettivamente la produzione di neutroni per elettrone in funzione dello spessore del bersaglio nel ferro (Fig. 5.9), la produzione di neutroni per elettrone (Fig. 5.10) e la produzione di neutroni in un bersaglio spesso in funzione del numero atomico Z (Fig. 5.11).

Conseguentemente:

- la produzione di neutroni viene saturata su  $\approx 10$  lunghezze di radiazione;
- la produzione aumenta in funzione di Z, il che suggerisce l'utilizzo di un materiale leggero per l'arresto del fascio (alluminio o cemento);
- la produzione cresce con  $E_{e^-}$ e raggiunge la saturazione per $E_{e^-}\approx 100$  MeV.

Per il fascio di positroni da noi utilizzato ( $2 \times 10^7 e^+/s$ ,  $E_{e^+} \approx 50$  MeV) ci aspettiamo  $< 1.2 \times 10^5 n/s$  prodotti in un materiale leggero. L'energia tipica



Figura 5.9: Produzione di neutroni in funzione dello spessore del bersaglio (in ferro).



Figura 5.10: Produzione di neutroni in funzione di  $E_{e^-}$  (bersaglio in ferro).



Figura 5.11: Produzione di neutroni in funzione di Z.

di questi neutroni è di 2.5 MeV. Il fondo di neutroni prodotto è dunque entro limiti accettabili.

I risultati appena discussi suggeriscono che un fascio di positroni di intensità elevata potrebbe essere utilizzato come sorgente di neutroni, se arrestato in un bersaglio spesso ad elevato Z. Un simile fascio potrebbe raggiungere intensità di  $\approx 10^8$  n/s.

## 5.10 Il primo test di positroni monocromatici diffusi elasticamente su CH<sub>2</sub>

#### 5.10.1 Il bersaglio Mott

Il bersaglio utilizzato per questa calibrazione è visibile in Fig. 5.12 nella sua posizione di riposo. Si tratta di un bersaglio di polietilene  $(CH_2)$  dello spessore di 2 mm montato su un braccio di fibra di carbonio. Un attuatore pneumatico ad aria compressa ruota il braccio, spostandolo fra la posizione di misura, al centro di COBRA, e la posizione di riposo, mostrata nella foto.

L'intero sistema è stato realizzato utilizzando componenti completamente amagnetici, per garantirne il corretto funzionamento nella regione di COBRA.

Il circuito pneumatico è controllato da un doppio sistema di valvole, sia meccanico che elettrico, il cui schema è visibile in Figura 5.13, permettendo il controllo in modo "locale ed in "remoto, mediante un'interfaccia Labview.

Il bersaglio nella posizione di misura, al centro di COBRA (quando il bersaglio MEG è rimosso), forma un angolo di circa 51° con la linea del fascio. In posizione di riposo un freno pneumatico impedisce qualsiasi movimento accidentale del braccio, precludendo un eventuale urto tra i due bersagli.



Figura 5.12: Foto del bersaglio mobile in posizione di riposo.



Figura 5.13: Sistema di valvole ed interfaccia Lab<br/>View per il bersaglio mobile di  $CH_2.$ 



Figura 5.14: La posizione del bersaglio mobile per i positroni all'interno della regione delle camere.

#### 5.10.2 Risultati preliminari

In questa sezione discuteremo i primi risultati ottenuti usando il fascio di positroni. L'analisi presentata è stata eseguita durante lo svolgimento del test, per controllare la qualità dei dati acquisiti. I risultati sono del tutto preliminari ed al momento limitati dal fatto che le camere non sono state ancora calibrate (manca l'allineamento e le calibrazioni in  $t \in z$ ). Un'analisi più dettagliata, con i primi risultati di fisica, sarà eseguita non appena le costanti di calibrazione saranno disponibili.

Le misure sono state eseguite per tre diversi valori dell'impulso (p = 40, 50 e 60 MeV/c), e per entrambi i bersagli MEG e Mott. La Tabella 5.5 mostra i campioni di dati raccolti.

p (MeV/c)	Bersaglio Mott	Bersaglio MEG	Senza Bersaglio
40	$1 \times 10^6$	$6 \times 10^4$	$7 \times 10^4$
50	$1.735  imes 10^6$	$1 \times 10^6$	$3.05  imes 10^5$
60	$6.25\times10^5$	—	$6 \times 10^4$

Tabella 5.5: Numero di eventi acquisiti durante il test per i diversi bersagli e valori dell'impulso.

La qualità dei dati associata al bersaglio Mott (bersaglio spesso) è risultata, almeno fino a questo livello di analisi, equivalente a quella per il bersaglio MEG. Conseguentemente il bersaglio Mott permette di raccogliere molta più statistica di quello MEG, a parità di tempo d'acquisizione, senza degradare la qualità del segnale. È questa una caratteristica che qualsiasi metodo di calibrazione deve avere per tenere i tempi morti al minimo.

La Figura 5.15 mostra lo spettro in energia per positroni con un impulso di 50 MeV/c. Sono state selezionate le tracce nella regione  $\theta \approx 90^{\circ} \pm 10^{\circ}$ , che compiono un singolo giro nelle camere. Il picco è spostato di qualche centinaia di keV, in accordo con le predizioni di Monte Carlo. La risoluzione in energia è di  $\sigma_E \approx 700$  keV.

La Figura 5.16 mostra un risultato simile, a parità di condizioni, per il bersaglio MEG. È da sottolineare come in questo caso sia stato necessario eseguire la sottrazione del fondo, acquisito rimuovendo il bersaglio.

I risultati sono fra di loro consistenti e mostrano come l'uso di un bersaglio più spesso permetta di raggiungere un migliore rapporto segnale-rumore.

Questo metodo e la sua applicazione nell'ambito dello studio della risposta dello spettrometro è ancora un lavoro in corso. Tuttavia questi risultati preliminari suggeriscono ottime potenzialità nell'immediato futuro.



Figura 5.15: Spettro dei positroni emessi a 90° rispetto al fascio, a  $p_0 = 50$  MeV/c.



Figura 5.16: Spettro dei positroni diffusi dal bersaglio MEG con sottrazione del fondo.

## Capitolo 6

# Calibrazione con Sorgente Mobile di AmBe

In condizioni in cui non sia possibile effettuare la calibrazione con l'acceleratore Cockcroft-Walton, un metodo alternativo in grado di fornire informazioni utili per il monitoraggio della luce di scintillazione dello Xe (Light Yield LY) calorimetro si basa sull'utilizzo di una sorgente di Americio-Berillio, del tipo descritto nel Capitolo 4.3.

Le possibili reazioni nucleari da cattura  $\alpha$  nel Berillio sono già state presentate nell'eq. 4.1; qui tuttavia non siamo interessati alla produzione di neutroni, bensì allo specifico processo

$$\begin{array}{rcl} \alpha + \ ^9\mathrm{Be} \rightarrow \ ^{13}\mathrm{C}^* & \rightarrow \ ^{12}\mathrm{C}^* + \mathrm{n} \\ & & \ ^{12}\mathrm{C}^* \rightarrow \ ^{12}\mathrm{C} + \gamma \end{array}$$

con produzione di un $\gamma$ da 4.4 MeV dalla diseccitazione del carbonio.

### 6.1 Il sistema di trasporto ed immagazzinamento della sorgente

La sorgente usata ha un'attività (di neutroni) pari a 50 kBq. Per evitare attivazioni dei materiali circostanti, la sorgente, quando non usata, è posta in un deposito consistente in un cubo  $(50 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3)$  di polietilene, circondato da blocchi di piombo spessi 5 cm (Fig. 6.1), all'interno dell'area sperimentale. Durante la calibrazione la sorgente viene posizionata in corrispondenza del centro di COBRA (z = 0) dal lato opposto rispetto al calorimetro (Fig. 6.2).



Figura 6.1: Il deposito per la sorgente di AmBe.





Il movimento della sorgente dalla "posizione di deposito alla "posizione di misura" è eseguito mediante un circuito ad aria compressa. Grazie a questo sistema il posizionamento della sorgente è immediato (tempo richiesto qualche secondo) e sono evitate inutili esposizioni a radiazione. La Figura 6.3 mostra il sistema si valvole utilizzato.



Figura 6.3: Il circuito ad aria compressa per il movimento della sorgente e l'impianto di controllo contenente l'elettronica delle valvole.

Un'interfaccia LabView permette di spostare la sorgente dal deposito alla misura e viceversa (Fig. 6.4), sebbene il sistema possa essere azionato anche a mano (Fig. 6.3). Due interruttori, montati alla fine del percorso della sorgente, permettono di controllare dove la sorgente di trova. Il dettaglio di come questi interruttori sono fatti è mostrato in Figura 6.5 e Figura 6.6.



Figura 6.4: Interfaccia LabView per il controllo remoto della sorgente. L'accensione delle luci gialle indica la presenza della sorgente nella posizione corrispondente.



Figura 6.5: Le posizioni di arresto della sorgente di AmBe.



Figura 6.6: Il sistema di arresto in plexiglass per la sorgente di AmBe, aperto e prima dell'installazione, con il sensore di posizione montato (elemento in nero).

## 6.2 La riga da 4.4 MeV nel calorimetro a Xenon Liquido

Un esempio di spettro di AmBe nello Xe è mostrato in Figura 6.7.

La principale sorgente di fondo per questo tipo di segnale è costituita dalle sorgenti alpha montate all'interno del calorimetro (descritte nel Cap. 3). Un utile metodo per separare i due tipi di eventi e far emergere chiaramente il segnale dal fondo è quello di utilizzare la diversa forma d'onda in Xe indotta da eventi alpha e gamma , caratterizzati rispettivamente da una costante tempo pari a  $\tau = 22$  ns e  $\tau = 45$  ns (Fig. 6.8). La Fig. 6.9 mostra chiaramente i due tipi di eventi separati nelle variabile  $\tau$ .

La Fig. 6.10 mostra la carica totale raccolta nel calorimetro (curva nera), il segnale indotto dalle alpha (curva rossa) ed il segnale indotto dai gamma (curva blu).

La Fig. 6.11 mostra gli stessi spettri appena discussi, senza sorgente. In questo caso la curva blu rappresenta il solo fondo di radiazione naturale elettromagnetico, come ricostruito dal calorimetro.

La sorgente di AmBe è stata abbondantemente usata durante i periodi in cui l'acceleratore C-W non poteva essere utilizzato. In particolare è stata usata all'inizio di questo anno, immediatamente dopo il periodo di liquefazione dello Xe e durante il primo periodo di purificazione in fase liquida, e durante il periodo in cui è stata eseguita la reazione di scambio carica.



Figura 6.7: Fit gaussiano dello spettro dell'AmBe.



Figura 6.8: Forma degli impulsi per eventi  $\alpha$  e  $\gamma$ , normalizzati in ampiezza.



Figura 6.9: Eventi osservati al variare della carica totale raccolta e della lunghezza dei segnali nei fotomoltiplicatori. Gli  $\alpha$  (a sinistra) sono separati dai  $\gamma$ (a destra).



Figura 6.10: Spettro dell'AmBe (in blu) dopo il taglio per la separazione dalle  $\alpha$  (in rosso).



Figura 6.11: Spettro di fondo in assenza della sorgente. La curva blu rappresenta il fondo elettromagnetico naturale.

La Fig. 6.12 mostra l'andamento della luce nello Xe all'inizio di quest'anno. Le zone azzurre rappresentano i periodi associati alla purificazione in fase liquida.

La Fig. 6.13 mostra invece il buon accordo tra il picco dell'AmBe (circoli in rosso) e quello del Litio (triangoli in nero), durante i periodi in cui entrambi i metodi possono essere utilizzati. Il buon accordo ne mostra l'efficacia e la consistenza.



Figura 6.12: Risposta del calorimetro in funzione del tempo per i  $\gamma$  da 4.4 MeV.



Figura 6.13: Risposta del calorimetro in funzione del tempo per l'AmBe (rosso) e per il Litio (nero).

## Conclusioni

In un esperimento come MEG, che si propone di ricercare un processo raro (BR <  $10^{-11}$ ), sono richiesti oltre che una misura con un' altissima risoluzione delle variabili associate al processo (energia, direzione ed angolo, coincidenza temporale delle particelle emesse), una calibrazione ed un monitoraggio completo dell'apparto durante tutta la presa dati.

In questa tesi sono stati sviluppati ed installati nuovi dei metodi di calibrazione dell'esperimento.

Il generatore di  $\gamma$  da 9 MeV, ottenuti da cattura termica di neutroni nel Nickel, è stato il frutto di lunghi ed approfonditi studi. Numerose simulazioni di Monte Carlo sono state utilizzate per ottimizzare la scelta della configurazione moderatore-Nickel.

In seguito al test di accettazione del generatore di neutroni, il generatore  $\gamma$  è stato installato nell'area sperimentale, dove è stata osservata la prima riga  $\gamma$  da 9 MeV nel calorimetro a Xenon, in presenza del fascio di  $\mu$ . L'analisi dei primi risultati ottenuti con questo metodo è tuttora in corso e promette di fornire un contributo importante al monitoraggio della risposta del calorimetro durante il periodo di presa dati 2010-2011.

L'installazione del braccio mobile per il bersaglio di <sup>12</sup>C ha posto la prima pietra per l'utilizzo della diffusione elastica di positroni per lo studio della risposta dello spettrometro COBRA. Il test preliminare effettuato ha mostrato le potenzialità di questo innovativo metodo. L'uso di un fascio monocromatico permette una misura diretta della risoluzione in energia. Al variare dell'energia del fascio è possibile studiare come cambia la risposta del rivelatore. Inoltre grazie al fatto che la sezione d'urto differenziale è perfettamente nota, è possibile poter eseguire una misura diretta dell'efficienza di tracciamento delle camere in funzione dell'angolo di emissione dei positroni, nonchè la misura della risoluzione angolare.È tuttavia necessario ancora del lavoro prima di poterlo utilizzare appieno.

Il nuovo sistema pneumatico per il movimento della sorgente di Americio-Berillio ha permesso un esecuzione rapida e sicura di questo processo complementare di calibrazione del calorimetro. Il circuito è stato utilizzato numerose volte con successo durante l'arco del 2010, fornendo un contributo importante per il monitoraggio della luce di scintillazione (Light Yield) dello Xenon.

Per tutti questi metodi esistono ancora ampi margini di miglioramento e perfezionamento. Esistono dunque ottime prospettive di contribuire in modo significativo al raggiungimento della precisione desiderata per l'esperimento.

## Bibliografia

- [1] A. Di Giacomo, Lezioni di Fisica Teorica, Edizioni ETS (1992).
- [2] F. Halzen and A.D. Martin, Quarks & Leptons: An Introductory Course In Modern Particle Physics, Wiley and Sons (1984).
- [3] Y. Kuno and Y. Okada, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 73, 151 (2001).
- [4] F. Bohem and P. Vogel, *Physics of Massive Neutrinos*, Cambridge University Press (1992).
- [5] K. Eguchi et al., The KamLAND collaboration, "First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance", arXiv:hep-ex/0212021.
- [6] L. Calibbi et al., "Lepton Flavour Violation from SUSY-GUTs: Where do we stand for MEG, PRISM/PRIME and a Super Flavour factory", arXiv:hep-ph/0605139.
- [7] P. Depommier et al., Phys. Rev. Lett. 39, (1977) 1113.
- [8] A. Van der Schaaf et al., Nucl. Phys. A340, (1979) 249.
- [9] W. W. Kinnison et al., *Phys. Rev.* **D25**, (1982) 2846.
- [10] R. D. Bolton et al., Phys. Rev. D38, (1988) 2077.
- [11] M. L. Brooks et al. (MEGA collaboration), *Phys. Rev. Lett.* 56, (1999)1521.
- [12] A. Baldini et al., Research Proposal to INFN, http://meg.web.psi.ch/docs/index.html (2002).
- [13] Handbook of Chemistry & Physics, The Chemical Rubber Company.
- [14] A. C. Sinnock and B. L. Smith, Phys. Rev. 181, (1969) 1297.
- [15] L'Air Liquide-Division Scientifique, Encyclopèdie des gaz, Elsevier, Amsterdam (1976).
- [16] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), Journal of Physics G37, (2010)
- [17] L. M. Barkov et al., Nucl. Instr. and Meth. A379, (1996) 482.
- [18] J. L. Subtil et al., Phys. Stat. Sol. B143, (1987) 783.

- [19] V. Chepel et al., "Measurement of the refractive index and attenuation length of liquid xenon for its scintillation light", arXiv:physics/0307044.
- [20] T. Doke, Port. Phys. 12, (1981) 9, ristampato in Experimental Techniques in High Energy Physics, T. Ferbel ed. (Addison Wesley, 1987).
- [21] T. Doke and K. Masuda, Nucl. Instr. Meth. A420, (1999) 62.
- [22] J. Jortner et al., J. Chem. Phys. 42, (1965) 4250.
- [23] N. Schwenter, E.E. Koch and J. Jortner, *Electronic Excitations in Condensed Rare Gases*, Springer-Verlag, Berlin 1985.
- [24] A. Baldini et al., Nucl. Instr. Meth. A545, (2005) 753.
- [25] N. Ishida et al., Nucl. Instr. and Meth. A384, (1997) 380.
- [26] S. F. Mughabghab, M. Divadenam and N.E. Holden, Neutron Cross Sections, Academic Press New York (1981).
- [27] NDS-IAEA, http://www-nds.iaea.org/ . Database of Prompt Gamma Rays from Slow Neutron Capture for Elemental Analysis. Vienna, 2006.
- [28] NDS-IAEA, http://www-nds.iaea.org/. Database for Prompt Gamma-ray Neutron Activation Analysis. 1999-2003.
- [29] K. H. Beckurts and K. Wirtz. Neutron Physics. Springer-Verlag, 1964.
- [30] Kenneth S. Krane. Introductory Nuclear Physics. John Wiley & Sons, 1988.
- [31] Thermo Scientific, D211 Neutron Generator Operation Manual.
- [32] W. Reuter et al., Phys. Rev. C26, (1982) 806.
- [33] R. Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Sci. 7, (1957) 231.
- [34] H. Bichsel, Reviews of Modern Physics 60, (1988) 663.
- [35] Y. Mejaddem et al., Nucl. Instr. and Meth. B173, (2001) 397.
- [36] M. Mirea et al., Romanian Reports in Physics 55, (2003) 396.
- [37] Y. Attaourt, B. Manaut and S. Taj, "Mott scattering of polarized electrons in a strong laser field", arXiv:physics/0409152.
- [38] D. Young, SLAC-PUB-264 (1967)
- [39] W. Barber et al., *Phys. Rev.* **116**, (1959) 1551.
- [40] X. Mao et al., SLAC-PUB-6628, January 1996.

## Ringraziamenti

Vorrei ringraziare le persone che, con il loro sostegno e la loro pazienza, hanno permesso la realizzazione di questa tesi.

Innanzitutto grazie a tutti i membri, di Pisa e non, della collaborazione MEG. Ringrazio in particolare Angela, che mi ha seguito assiduamente durante tutto il mio percorso di lavoro e stesura della tesi, cercando di insegnarmi non tanto nozioni di fisica, quanto un modo di fare e di pensare. È difficile descrivere a parole tutto quello che le devo, ma non penso sia esagerato dire che, senza di lei, la mia tesi probabilmente non esisterebbe.

Ringrazio Alessandro, che mi ha accolto nell'esperimento facendomene subito appassionare ed ha continuato a darmi fiducia nonostante tutti i pasticci che ho combinato.

Ringrazio il professor Carlo Bemporad, che ha passato giornate a sgranare gli occhi davanti ad uno schermo perchè non riuscivo a far funzionare le stampanti, si è mostrato sempre aperto a discussioni su ogni possibile argomento dello scibile umano, e non si è risparmiato una tirata d'orecchi quando era necessario.

Un grazie a Fabrizio, che mi ha aiutato con grande pazienza ad orientarmi all'interno del Monte Carlo di MEG; a Giovanni Signorelli, che mi ha dedicato con passione il suo tempo anche quando di tempo ce n'era poco; a Luca, per le serate fra amici e colleghi, per le chiacchierate, e perché senza di lui la mia valigia sarebbe ancora in un albergo a Roma; a Donato, Marco e Giovanni Gallucci, per avermi sempre fatto sentire una parte del gruppo.

Un grazie va anche a tutti i bizzarri e coloriti elementi che hanno popolato l'aula laureandi in questi mesi di lavoro, in particolare ad Alessio, che ha condiviso con me l'esperienza di laureando a MEG, con tutti i suoi alti e bassi.

Ringrazio di cuore i miei amici, mia madre, mio padre, le mie sorelle e tutta la mia famiglia, che mi hanno sostenuto durante tutto questo tempo e, finalmente, all'ennesima domanda *"Ma quando ti laurei?"* si sono sentiti dare una risposta. Non è cosa da poco.

Infine e soprattutto vorrei ringraziare Benedetta, che è sempre stata al mio fianco durante il mio lavoro, aiutandomi a volte anche a superare momenti difficili. Le trasferte al PSI ci hanno tenuti lontani, eppure, in questi lunghi mesi, non siamo mai stati così vicini.