

UNIVERSITÀ DEL SALENTO

FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE FISICHE E NATURALI
CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN FISICA

FORMAZIONE DEL SEGNALE E ALGORITMI DI RICOSTRUZIONE PER LA CAMERA A DRIFT DI MEG-II

Laureanda:
Beatrice TESTA

Relatori:
Prof. Marco PANAREO
Dott. Giovanni F. TASSIELLI

Anno Accademico 2018-2019

*Quello che di meglio possiamo
sperare di ottenere in fisica
è semplicemente di fraintendere
ad un livello più profondo.*

Wolfgang Ernst Pauli

*The only way to do great work
is to love what you do.*

Steve Jobs

Indice

Introduzione	IV
1 Motivazioni teoriche	1
1.1 Modello Standard	2
1.1.1 Interazione del muone nel MS	7
1.1.2 Modelli con massa del neutrino non nulla	8
1.2 Teorie oltre il Modello Standard	11
1.2.1 Modelli supersimmetrici	11
1.3 Ricerca della violazione del sapore leptonic	12
1.3.1 Conseguenze della misurazione di processi di LFV	13
1.3.2 Altri canali di ricerca di processi di LFV	14
1.4 Conclusioni	16
2 Fisica di un Rivelatore di Particelle	17
2.1 Caratteristiche generali	18
2.2 Cenni e sviluppi dei rivelatori a gas	20
2.3 Configurazione di un rivelatore a gas	21
2.4 Contatori proporzionali	23
2.5 Rivelatori a Deriva	26
2.6 Ionizzazione del gas	30
2.6.1 Perdita di energia per ionizzazione ed eccitazione	30
2.6.2 Formula di Bethe-Bloch	31
2.6.3 Ionizzazione primaria e secondaria	34
2.7 Trasporto di elettroni e ioni nei gas	36
2.7.1 Deriva e mobilità	37
2.7.2 Diffusione	38
2.7.3 Corrente di ionizzazione	39
2.8 Moltiplicazione a valanga	40
2.9 Sviluppo del segnale	42

2.10	Scelta del gas	43
3	L'esperimento MEG	45
3.1	Introduzione	46
3.2	Obiettivi scientifici dell'esperimento MEG	49
3.3	Il rivelatore dell'esperimento MEG	50
3.4	Il progetto di upgrade dell'esperimento MEG	56
3.4.1	Risultati ottenuti sui prototipi del rivelatore relativi alla fase di upgrade dell'esperimento MEG II	57
3.5	Confronto di MEG II con MEG I	58
3.6	L'apparato sperimentale di MEG II	61
3.6.1	La linea del fascio e il target	62
3.6.2	Camera a deriva cilindrica	63
3.6.3	Timing Counter	64
3.6.4	COBRA	64
3.6.5	LXe Photon Detector	64
3.6.6	Radiative Decay Counter	65
3.6.7	Il sistema di Trigger e il DAQ	66
3.7	Sensibilità prevista	66
4	La camera a deriva di MEG II	68
4.1	Evoluzione delle camere a deriva	69
4.1.1	Problematiche di una camera a fili	70
4.2	Camera a deriva cilindrica di MEG II	70
4.2.1	Geometria della cella	74
4.2.2	La scelta dei fili	75
4.2.3	Gas di riempimento	77
4.3	La costruzione della CDCH	78
4.3.1	La macchina di filatura	79
4.4	Elettronica di acquisizione della CDCH	80
5	Analisi dati e risultati sperimentali	83
5.1	Codici di Simulazione	83
5.2	Formazione del segnale	85
5.3	Trasformata di Fourier	86
5.3.1	Funzione di trasferimento	88
5.4	Modellizzazione nel dominio delle frequenze del trasporto del segnale di una cella di drift	89
5.5	La simulazione del segnale nella camera di MEG II	93

Conclusioni	101
Ringraziamenti	108

Introduzione

Negli ultimi decenni gli esperimenti nel campo della Fisica Nucleare e Subnucleare hanno richiesto rivelatori di particelle via via più potenti e apparati sempre più avanzati e complessi, volti ad avere prestazioni sempre migliori. Gli esperimenti ad energie sempre più elevate richiedono requisiti sempre più spinti quali ad esempio: la robustezza alla radiazione e l'elevata capacità del rivelatore a sopportare alti flussi incidenti. In questo contesto i rivelatori a gas si mostrano ottimi candidati, avendo subito negli ultimi decenni evoluzioni, sia costruttive sia di prestazioni, determinanti.

In contrapposizione alla complessità dei grandi esperimenti, il principio di funzionamento fondamentale sul quale tutti i rivelatori di particelle sono basati è lo stesso: ovvero il trasferimento di tutta, o di parte, dell'energia della particella al mezzo attivo del rivelatore, in cui essa è successivamente convertita in una forma di energia accessibile all'uomo. Il modo con cui questa energia viene successivamente convertita in una informazione direttamente accessibile dipende dal tipo di rivelatore. In particolare nei rivelatori a gas, se il volume sensibile permette la migrazione delle cariche elettriche prodotte, queste vengono raccolte direttamente in modo da convertire l'informazione sulle particelle in segnale elettrico.

Nonostante le grandi scoperte del secolo passato che hanno portato al successo del Modello Standard, quale teoria fisica che riassume tutte le conoscenze nel campo delle particelle elementari e delle forze che ne regolano le interazioni fondamentali, è ormai largamente diffusa l'idea che lo si debba considerare come una teoria effettiva, dall'efficace potere predittivo "solo" fino ad una certa scala di energie. È interessante notare come, in alcuni modelli teorici, che si propongono di estendere e completare il Modello Standard, diventano possibili alcuni processi che nella teoria tradizionale sono proibiti: si intravede quindi la potenzialità dell'esistenza di Nuova Fisica oltre il Modello Standard.

L'esperimento MEG (*Muon to Electron and Gamma*), situato presso il Paul Scherrer Institut di Zurigo (Svizzera), si inserisce proprio in questo settore di ricerca; il lavoro di tesi qui presentato è stato condotto all'interno dell'esperimento MEG.

La collaborazione MEG è formata da 14 Istituzioni, per un totale di circa 70 fisici, provenienti dall'Italia, dalla Svizzera, dal Giappone, dalla Russia e dagli USA. La partecipazione italiana è articolata su 5 istituzioni: INFN e Università di Pisa, Genova, Pavia, Roma La Sapienza e Lecce.

L'esperimento MEG si propone di osservare un decadimento proibito all'interno del Modello Standard, ma previsto da tutte le sue estensioni, ovvero:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma \tag{1}$$

uno dei processi maggiormente ricercati nel secolo scorso come evidenza della violazione del sapore leptonic nelle interazioni tra leptoni carichi. La ricerca sperimentale del decadimento si basa sulla misura del quadrimpulso di fotoni e positroni provenienti da decadimenti di muoni fermi. Il quadrimpulso del fotone è misurato da un calorimetro a Xenon liquido, mentre l'impulso del positrone è misurato da una camera a deriva cilindrica e un timing counter per una precisa determinazione del tempo.

Nel 2013 la collaborazione ha posto il limite più stringente sul rapporto di decadimento di questo processo, pari a $BR(\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma) = 4.2 \times 10^{-13}$ al 90% del livello di confidenza, basato su tutto il set di dati [6]. L'analisi dell'intero set di dati raccolti durante la prima fase dell'esperimento ha permesso di saturare la sensibilità raggiungibile con l'apparato sperimentale di MEG I. È stato pertanto intrapreso un aggiornamento totale al fine di aumentare la portata della sensibilità dell'esperimento di un ordine di grandezza fino al livello di 5×10^{-14} , dove la maggior parte delle estensioni del Modello Standard prevedono l'esistenza del decadimento. L'aggiornamento ha comportato sostanziali modifiche all'esperimento ed è noto come MEG II. L'upgrade dell'esperimento è ancora in fase di costruzione; alla stessa linea del fascio e allo stesso magnete sono state accoppiate una nuova camera a fili e un calorimetro a Liquid Xenon con maggiore accettazione e granularità.

Elemento chiave dell'upgrade dell'apparato sperimentale è la nuova camera a deriva, di responsabilità dei gruppi italiani di Lecce, Pisa e Roma1 che partecipano all'esperimento. Essa è progettata per migliorare l'accettazione del segnale, mantenendo il materiale sulla traiettoria del positrone al minimo, dato che alle energie in gioco la diffusione coulombiana multipla è l'elemento di maggior disturbo per una precisa determinazione dell'impulso della particella. Tale camera, composta da oltre 10000 fili totali con configurazione stereo, è riempita di una miscela molto leggera di Elio e iso-Butano, che comporta una bassa densità di ionizzazione nel mezzo. Diventa di fondamentale importanza, nel momento in cui si va a costruire una nuova camera, ottenere un'elevata risoluzione spaziale nella determinazione della traiettoria delle particelle cariche.

In presenza di gas ultra leggeri, il contributo dominante alla risoluzione spaziale è determinato dalle fluttuazioni statistiche del numero di ionizzazioni primarie prodotte. Le coordinate della coppia elettrone-ione più vicina al filo (primo cluster) non corrispondono necessariamente al punto di minimo avvicinamento della traccia al filo anodico. Si genera così una sovrastima rilevante nella misura del parametro d'impatto, il cui valore risulta dello stesso ordine di grandezza della risoluzione spaziale sul singolo hit.

In questa tesi viene affrontato lo studio delle prestazioni della camera a deriva cilindrica dell'esperimento MEG II al Paul Scherrer Institut in Svizzera, un rivelatore di positroni di nuova concezione, a basso contenuto di scattering. In particolare si è concentrato lo studio sull'ottimizzazione degli algoritmi di ricostruzione del segnale in tale rivelatore e si è inoltre caratterizzato un sistema di monitoraggio delle caratteristiche di funzionamento, basato sul rilievo di variazioni della velocità di deriva nel gas della camera.

Il presente lavoro di tesi è articolato in cinque capitoli.

Nel primo capitolo viene fatta una breve esposizione di alcuni concetti teorici di richiamo sia sul Modello Standard sia sulle sue estensioni.

Nel secondo capitolo vengono ricordati i principi fondamentali di interazione di una particella con le molecole di gas e presentati brevemente i rivelatori a gas, tra i quali figurano le camere a deriva.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione dell'apparato sperimentale di MEG e al confronto con la versione aggiornata MEG II.

Il quarto capitolo è incentrato sulla caratterizzazione della camera a deriva cilindrica oggetto di studio; in cui vengono discusse le procedure di costruzione e assemblaggio del rivelatore.

Il quinto capitolo presenta quelle che sono le analisi svolte e i risultati sperimentali ottenuti, con particolare attenzione alle procedure implementate per la ricostruzione degli eventi e racchiude le analisi da me condotte.

In ultimo, vengono riportate le considerazioni fatte al termine del lavoro svolto e vengono tratte delle conclusioni su quanto appreso.

Capitolo 1

Motivazioni teoriche

Lo scopo della Fisica delle Particelle Elementari è descrivere i costituenti fondamentali della materia e le interazioni tra di essi. Negli ultimi 100 anni questa branca della Fisica, si è spesso trovata di fronte a scoperte sorprendenti in netto contrasto con nozioni precedentemente acquisite e ritenute imprescindibili e inattaccabili.

In questo contesto, il Modello Standard delle Particelle Elementari (MS) è un modello teorico sviluppato per spiegare la fenomenologia nota delle interazioni delle particelle elementari. Il Modello Standard è una teoria che descrive tre delle quattro interazioni fondamentali (forte, debole ed elettromagnetica) in un quadro teorico unico e coerente. Tale teoria finora si è dimostrata estremamente valida fornendo un'eccellente descrizione di tutti i fenomeni osservati sperimentalmente fino alle energie esplorate da LHC. Esso comprende diverse ricerche teoriche, sviluppate a partire dalla metà del secolo scorso, in una teoria consistente che, ad oggi, rappresenta il modello di riferimento nel campo della Fisica delle particelle.

Tuttavia, evidenze sperimentali e motivazioni concettuali, portano a ritenere che il MS non descriva la totalità della fenomenologia possibile per le particelle, ma che esso sia piuttosto un limite a bassa energia di una teoria più generale che lo comprenda. Le estensioni del MS ad oggi più accreditate, come le teorie di grande unificazione e supersimmetriche, permettono processi non consentiti nel MS, come la violazione della conservazione del sapore leptonic per i leptoni carichi. L'osservazione di un processo che mostri tale violazione, sarebbe un'evidenza incontrovertibile dell'esistenza di Nuova Fisica oltre il MS. In questo contesto si inserisce l'esperimento MEG che indaga il decadimento del muone in elettrone e fotone senza emissione di neutrini, oggetto di numerose ricerche nei decenni passati. Il Modello Standard è una teoria di gauge non abeliana, proposta alla fine degli anni '60, che descrive le interazioni forti ed elettrodeboli.

Fino ad ora ha ottenuto numerose conferme sperimentali ed è attualmente il modello usato per lo studio della fisica delle alte energie. In questo capitolo sarà discusso il quadro teorico che sta alla base del presente lavoro di tesi. Prima di addentrarsi nello studio del rivelatore oggetto della tesi, dopo una rassegna teorica del MS e delle nuove teorie che potrebbero ampliarlo, verrà descritto il decadimento

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma. \quad (1.1)$$

1.1 Modello Standard

Il Modello Standard delle Particelle Elementari, più semplicemente indicato come Modello Standard (MS), è una teoria di campo quantistica che descrive i costituenti elementari della materia e le forze che ne regolano le interazioni fondamentali. Il gruppo di simmetria di questa teoria è $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$, ossia simmetria $U(1)_Y$ dove Y rappresenta l'ipercarica, simmetria $SU(2)_L$ dove L indica l'isospin e simmetria $SU(3)_C$ in cui C è il numero quantico di colore.

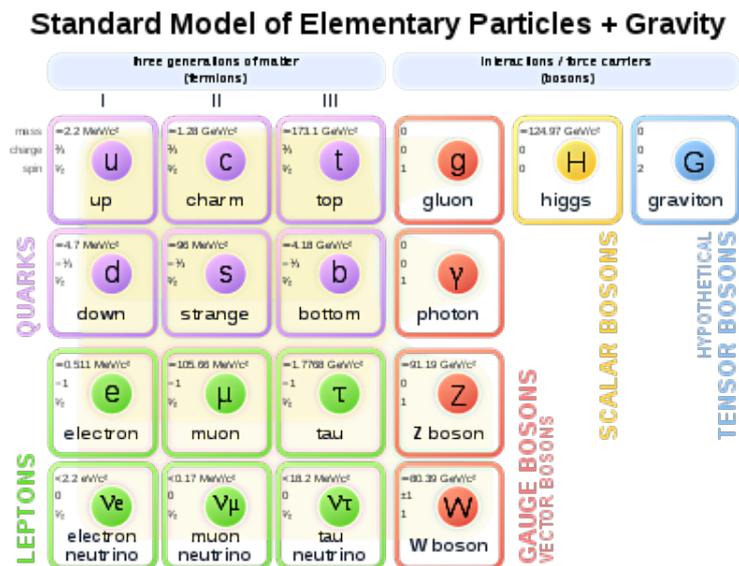


Figura 1.1: Schema delle particelle elementari, con le tre generazioni di fermioni, i bosoni di gauge e il bosone di Higgs.

I fermioni della teoria rappresentano la cosiddetta *componente di materia* e possono essere divisi in due grandi gruppi: gli adroni (che risentono anche dell'interazione forte) ed i leptoni (che interagiscono solo in modo elettrodebole).

I bosoni della teoria sono invece i bosoni di gauge, che rappresentano i campi mediatori delle interazioni (le connessioni dei gruppi di simmetria, che rendono covariante l'intera struttura teorica), ed il bosone di Higgs, responsabile degli accoppiamenti che generano la massa delle particelle attraverso il *meccanismo di Higgs*, ovvero la rottura spontanea della simmetria locale. Tale meccanismo permette di mantenere rinormalizzabile la lagrangiana e covariante la teoria. Il bosone di Higgs, teorizzato a metà degli anni '60, è stato recentemente osservato dagli esperimenti ATLAS [5] e CMS [16] all'acceleratore di particelle LHC al CERN di Ginevra, ed ha massa di circa 126 MeV. Questa scoperta rappresenta l'ultimo tassello fondamentale per la convalida sperimentale del Modello Standard e costituisce, in ordine di tempo, l'ultimo grande successo della teoria.

I leptoni, che non risentono delle interazioni forti, essendo singoletti di $SU(3)_C$, cioè privi di colore, possono essere raggruppati in tre famiglie, in base al loro autovalore, rispetto ai tre operatori di sapore leptonic, e , μ e τ .

I campi che descrivono le particelle di ciascuna famiglia sono due campi spinoriali left, che formano un doppietto di $SU(2)_L$, ed uno spinore right, che è invece formato da un unico singoletto. Questa caratteristica peculiare è inserita nel Modello Standard per riprodurre l'osservazione sperimentale secondo la quale i neutrini hanno massa nulla¹; infatti in questo modo i ν non hanno alcuna componente right da accoppiare alla componente left per produrre un termine di massa tramite il campo di Higgs. Indicando con χ il generico campo di leptone carico, con ν quello di neutrino e con (α) l'indice di famiglia, i campi leptonici sono descritti da:

$$\psi_L^{(\alpha)} = \begin{pmatrix} \nu_L^{(\alpha)} \\ \chi_L^{(\alpha)} \end{pmatrix}; \quad \chi_R^{(\alpha)} \quad \text{con } \alpha = 1, 2, 3 \quad (1.2)$$

Gli adroni, a livello elementare, sono costituiti da fermioni fondamentali, chiamati *quark*, di sei possibili sapori, corrispondenti ad autostati di massa definita: u , d , s , c , b , t . Anche i quark possono essere raggruppati in multipletti di $SU(2)_L$ attraverso un cambiamento di base operato dalla *matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* (CKM). Chiamando U e D gli stati ottenuti tramite questa trasformazione (dotati di carica e chiralità definita, ma di massa non definita), i campi dei quark formano tre doppietti left e sei singoletti right, che possono essere anch'essi raggruppati in tre famiglie. Ogni famiglia, in questo caso, ha un doppietto e due singoletti: non esistono infatti adroni fondamentali a massa nulla.

¹In realtà è stato sperimentalmente dimostrato negli esperimenti di oscillazioni di neutrino che la massa dei neutrini non è propriamente nulla. Tuttavia, quando il modello è stato formulato, tali evidenze sperimentali non erano ancora disponibili, per cui nella sua versione originale il MS prevede $m_\nu = 0$.

Indichiamo con β l'indice delle famiglie adroniche: ognuna di esse contiene due stati U (*right* e *left*) ottenuti mischiando i quark con carica elettrica $2/3$ (u, c, t) e due stati D (*right* e *left*) ottenuti mischiando i quark con carica $-1/3$ (d, s, b), con gli stati left che formano il doppietto.

Riassumendo, i campi adronici sono descritti da:

$$q_L^{(\beta)} = \begin{pmatrix} U_L^{(\beta)} \\ D_L^{(\beta)} \end{pmatrix}; \quad U_R^{(\beta)}; \quad D_R^{(\beta)} \quad \text{con } \beta = 1, 2, 3 \quad (1.3)$$

I bosoni di gauge, responsabili e mediatori delle interazioni, sono:

1. il fotone (indicato con γ);
2. i bosoni vettoriali intermedi massivi Z_0 e W_{\pm} , che sono ottenuti dalle connessioni originali del gruppo elettrodebole $U(1)_Y \times SU(2)_L$, rotto spontaneamente, tramite il cambiamento di base operato attraverso l'*angolo di Weinberg*, che sarà definito più avanti;
3. gli otto gluoni, connessioni di $SU(3)_C$, sensibili alla carica di colore e mediatori delle interazioni forti.

Completa la teoria il *bosone di Higgs*, responsabile degli accoppiamenti che generano le masse delle particelle.

La propagazione e le interazioni dei campi fermionici 1.2 e 1.3 e di quelli bosonici, possono essere descritti da una lagrangiana, detta *Lagrangiana del Modello Standard*, indicata con \mathcal{L}_{SM} . Tale lagrangiana viene essere suddivisa, per semplicità, in tre parti: una \mathcal{L}_{Gauge} che descrive i termini cinetici delle particelle e dei campi e le interazioni fra le prime mediate dai secondi, una \mathcal{L}_{Yukawa} che contiene i termini di massa introdotti dal meccanismo di Higgs ed una \mathcal{L}_{Higgs} che contiene il potenziale di Higgs, responsabile della rottura spontanea della simmetria. Si ha pertanto:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{Gauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \quad (1.4)$$

In particolare,

$$\mathcal{L}_{Gauge} = \sum_a F_a^{\mu\nu} F_{a,\mu\nu} \quad (1.5)$$

$$+ i \sum_{\alpha} \bar{\psi}^{(\alpha)} \gamma^{\mu} D_{\mu} \psi^{(\alpha)} + i \sum_{\beta} \bar{q}^{(\beta)} \gamma^{\mu} D_{\mu} q^{(\beta)} \quad (1.6)$$

$$+ D^{\mu} H D_{\mu} H \quad (1.7)$$

dove il termine 1.5 rappresenta il cosiddetto termine di *pura gauge*, che descrive la propagazione dei campi liberi. L'indice α cicla su tutti i generatori di $U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C$, per cui la somma è da intendersi su tutti i gruppi ed il tensore $F_a^{\mu\nu}$ è costruito a partire dai generatori G_a^μ di ogni specifico gruppo:

$$F_a^{\mu\nu} = \partial^\mu G_a^\nu - \partial^\nu G_a^\mu - k \cdot f_{abc} G_b^\mu G_c^\nu \quad (1.8)$$

dove k rappresenta la generica costante d'accoppiamento ed f_{abc} la generica costante di struttura del gruppo (ad esempio nel caso di $SU(2)_L$: $a = 1, 2, 3$; $G_a^\mu = W_a^\mu$; $k = g$ e $f_{abc} = \epsilon_{abc}$).

Il termine 1.6 contiene il fattore cinetico per i fermioni (cioè l'equazione di Dirac, escludendo il termine di massa), che produce i propagatori fermionici, e quello di accoppiamento fra campo e fermione, responsabile della generazione dei vertici di interazione. Il primo dei due addendi è relativo ai leptoni, il secondo agli adroni. Si noti che la $\psi^{(\alpha)}$ accoppia solo con la sua rispettiva $\bar{\psi}^{(\alpha)}$, vietando così esplicitamente i processi che non conservano il sapore leptonic.

La compresenza di propagazione ed interazione avviene grazie alla particolare definizione dell'operatore D_μ , noto col nome di *derivata covariante*:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2}g' B_\mu Y + \frac{i}{2}g W_\mu^a \sigma^a + \frac{i}{2}g_s T_\mu^b \lambda^b \quad \text{con } a = 1, 2, 3 \text{ e } b = 1, 2, \dots, 8 \quad (1.9)$$

dove g' è la costante di accoppiamento di $U(1)_Y$, $Y/2$ il suo generatore (chiamato *ipercarica*) e B_μ la sua connessione; g è la costante di accoppiamento di $SU(2)_L$, $\sigma^a/2$ i suoi generatori (le *matrici di Pauli*) e W_μ^a le sue connessioni; g_s è la costante di accoppiamento forte, $\lambda^a/2$ i suoi generatori (le *matrici di Gell-Mann*) e T_μ^b le sue connessioni.

La carica elettrica fondamentale si ottiene dalla relazione:

$$e = \frac{g \cdot g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g \sin \theta_W \quad (1.10)$$

dove θ_W è l'*angolo di Weinberg*, definito da $\theta_W = \frac{m_W \pm}{m_{Z^0}}$. La relazione 1.10 deriva dal fatto che seno e coseno dell'angolo di Weinberg risultano essere i coefficienti opportuni per operare una trasformazione ortogonale sulle combinazioni di W_μ^3 e B_μ che permette di isolare un campo privo di massa A_μ (il campo elettromagnetico) ed un campo massivo Z_μ . Una volta operata questa trasformazione, l'interazione elettromagnetica e quella debole possono essere distinte ed i loro singoli contributi sono chiaramente individuabili all'interno dell'equazione.

Il termine 1.7 rappresenta il termine cinetico per il bosone di Higgs (cioè l'*equazione*

di Klein-Gordon, escludendo il termine di massa) e le sue interazioni; H rappresenta il campo di tale particella, di cui tra breve sarà fornita una forma esplicita.

Il secondo termine dell'equazione 1.4 contiene i termini di massa dei fermioni generati dalla rottura spontanea di simmetria operata dal campo di Higgs, cioè i termini che servono a completare le equazioni del moto di quark e leptoni in assenza di interazioni, la cui parte cinetica è descritta, come osservato, nella relazione 1.6.

Tale termine può essere scritto esplicitamente in forma:

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = - \left(\bar{\chi}_R^{(\alpha)} (m_l)^{(\alpha)} \chi_L^{(\alpha)} + \bar{u}_R^{(\beta)} (m_{q_u})^{(\beta)} u_L^{(\beta)} + \bar{d}_R^{(\beta)} (m_{q_d})^{(\beta)} d_L^{(\beta)} \right) + \text{H.C.} \quad (1.11)$$

dove u e d sono gli autostati di massa dei quark, legati ad U e D (i campi che entrano nella 1.6) dalla già citata matrice CKM. Il termine \mathcal{L}_{Yukawa} sarebbe proibito, in quanto non invariante di gauge, se non fosse per l'intervento del campo di Higgs. Infatti, per come è scritto nella 1.11, esso accoppia un elemento di un doppietto di $SU(2)_L$ con un singoletto. Tuttavia il termine leptonic che compare nell'equazione è ottenuto a partire da un accoppiamento fra il campo di Higgs ϕ ed i campi leptonici del tipo visto in 1.2 così fatto:

$$\mathcal{L}_{Yukawa_{Lept}} = \sum_{\alpha} \kappa^{(\alpha)} \left[\chi_R^{\dagger(\alpha)} \left(\phi^{\dagger} \psi_L^{(\alpha)} \right) + \text{H.C.} \right] \quad (1.12)$$

dove ϕ è anch'esso un doppietto di $SU(2)_L$ per cui il prodotto $(\phi \cdot \psi_L)$ risulta un singoletto, che può accoppiarsi con χ_R senza perdita di gauge-invarianza. Le $\kappa^{(\alpha)}$ sono costanti, responsabili della differenza di massa fra i leptoni. Una forma analoga alla 1.12 può essere introdotta per gli adroni. La presenza dei doppietti ϕ è giustificata proprio dal processo di rottura spontanea della simmetria.

In particolare il campo di Higgs può essere scritto nella forma seguente:

$$\phi(x) = e^{i\alpha^a \frac{\sigma^a}{2}} H(x) \quad H(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ v + \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

dove H è il campo che compare anche nella (1.6); v rappresenta il valore di aspettazione nel vuoto del campo ϕ , definito da $\langle 0|\phi|0\rangle = v$, ed è una costante importante per dare massa alle particelle. Infatti, come si può dedurre dalle 1.12 e 1.13, la massa del leptone della famiglia (α) è data da:

$$(m_l)^{(\alpha)} = \kappa^{(\alpha)} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.14)$$

Infine il terzo termine della 1.4 descrive il potenziale del campo di Higgs H , che è responsabile della rottura spontanea di simmetria. In particolare:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = - \left(-\mu^2 |H|^2 + \lambda |H|^4 \right) \quad (1.15)$$

dove μ e λ rappresentano i parametri del potenziale.

Nel Modello Standard appena discusso i neutrini non hanno massa e non sono previsti vertici di interazione che mischiano il sapore leptonic, per cui sono proibiti processi che non conservano questo numero quantico. Il processo $\mu \rightarrow e + \gamma$ non potrebbe dunque avvenire.

1.1.1 Interazione del muone nel MS

Per illustrare le motivazioni dell'esperimento MEG risulta importante estrapolare da tutti i termini della 1.4 quelli che rappresentano le interazioni dei muoni, cioè con $a = \mu$. Si ottiene così la lagrangiana \mathcal{L}_μ che rappresenta la propagazione e l'interazione del solo muone:

$$\mathcal{L}_\mu = \bar{\chi}^{(\mu)} (m_\mu - i\gamma^\sigma \partial_\sigma) \chi^{(\mu)} \quad (1.16)$$

$$- e \bar{\chi}^{(\mu)} \gamma^\sigma \chi^{(\mu)} A_\sigma \quad (1.17)$$

$$- \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\bar{\nu}_L^{(\mu)} \gamma^\sigma \chi_L^{(\mu)} W_\sigma^+ + \bar{\chi}_L^{(\mu)} \gamma^\sigma \nu_L^{(\mu)} W_\sigma^- \right) \quad (1.18)$$

$$- \frac{g}{\cos \theta_W} \left[\left(\sin^2 \theta_W - \frac{1}{2} \right) \bar{\chi}_L^{(\mu)} \gamma^\sigma \chi_L^{(\mu)} + \sin^2 \theta_W \cdot \bar{\chi}_R^{(\mu)} \gamma^\sigma \chi_R^{(\mu)} \right] Z_\sigma^0 \quad (1.19)$$

in cui: $\chi = \chi_L + \chi_R$ e $W_\sigma^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\sigma^1 \pm iW_\sigma^2)$.

Il termine della 1.16 rappresenta la propagazione libera del muone, il termine 1.17 la sua interazione elettromagnetica, il termine 1.18 la sua interazione debole carica (che provoca correnti muoniche con transizioni $\nu_\mu \leftrightarrow \mu$) ed termine 1.19 la sua interazione debole neutra.

Il termine 1.18 è responsabile dell'usuale decadimento del muone, vale a dire dei processi:

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \end{aligned} \quad (1.20)$$

detti *decadimenti di Michel*, in cui la regola di conservazione del numero quantico di sapore leptonic viene rispettata. Il diagramma di Feynman del decadimento di

Michel è mostrato nella figura 1.2 nel caso di un muone negativo. Il muone decade secondo il processo di Michel nella quasi totalità dei casi (per circa il 98%); tuttavia nel MS esiste un altro tipo di decadimento possibile per il muone, il decadimento radiativo, lo stesso processo precedente ma con l'aggiunta di un fotone, vale a dire $\mu \rightarrow e + \bar{\nu} + \nu + \gamma$, come si può osservare in tabella [51]. La vita media del muone a riposo, misurata sperimentalmente, è: $\tau = (2.1969811 \pm 0.0000022) \times 10^{-6}$ s [51].

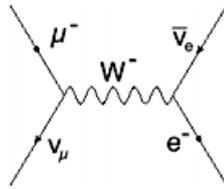


Figura 1.2: Diagramma del decadimento di Michel del muone.

Decay	BR
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e$	$\approx 98\%$
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e \gamma$	$6.0 \pm 0.5 \times 10^{-8}$ (per $E_\gamma > 40\text{MeV}$)
$\mu^+ \rightarrow e^+ \bar{\nu}_\mu \nu_e e^+ e^-$	$(3.4 \pm 0.4) \times 10^{-5}$

Tabella 1.1: Modi di decadimento del muone.

1.1.2 Modelli con massa del neutrino non nulla

Numerosi esperimenti, tra cui: Homestake [27], SNO [47], Super Kamiokande [48], Opera [38], Borexino [11], MACRO [33], K2K [29], T2K [49], KamLAND [30], hanno osservato, direttamente o indirettamente, processi nei quali neutrini prodotti con uno specifico sapore leptonic (vale a dire autostati di uno dei tre operatori L_e, L_μ o L_τ) venivano rivelati, ad una certa distanza dalla sorgente, in uno stato di sapore diverso (esperimenti di *apparizione*) o risultavano in numero inferiore a quanto previsto (esperimenti di *scomparsa*).

Le reazioni nei quali un neutrino cambia la propria famiglia leptonica di appartenenza, vengono chiamate *oscillazioni di neutrino*. Risulta evidente che interazioni di questo tipo non conservano il sapore leptonic, per cui non possono derivare da nessun accoppiamento contenuto nella relazione 1.6; si tratta cioè di processi non previsti nel cosiddetto Modello Standard Minimale.

La soluzione proposta per spiegare questo fenomeno è basata sull'idea che la massa

dei neutrini non sia in realtà nulla, bensì che esistano tre possibili autostati di massa dei ν , indicati con, ν_1, ν_2, ν_3 , almeno due dei quali con $m_{\nu_i} \neq 0$ ³. In modo simile a quanto avviene per i quark (dove la matrice CKM mette in relazione gli autostati di massa e quelli di chiralità) si suppone che il sapore leptonic non sia diagonale nella base in cui lo è la massa e viceversa; di conseguenza un neutrino di sapore definito (autostato di produzione e di interazione) non avrebbe massa definita.

La propagazione temporale del neutrino avviene tramite un operatore $U(t) = e^{-iEt/\hbar}$ che tiene conto della sua massa, ma non del sapore. Può quindi accadere che un neutrino che si propaga temporalmente, pur essendo stato prodotto in uno stato definito di sapore $|\nu^{(\alpha)}\rangle$, durante il tragitto si venga a trovare in una condizione dove i sapori sono mescolati, ovvero che la sua funzione d'onda contenga tutti e tre i sapori, con le relative ampiezze di probabilità. Nell'istante in cui il neutrino subisce una conversione del tipo $\nu \rightarrow \chi$, la sua funzione d'onda collassa di nuovo in uno stato di sapore definito $\nu^{(\alpha')}$, che può anche essere diverso da quello in cui è stato prodotto.

La Planck Collaboration ha riportato il limite superiore aggiornato sulla somma delle masse di neutrini [78], che, a seconda del set di dati utilizzato, varia nell'intervallo: $\sum_j m_j < (0.340 - 0.715)\text{eV}, 95\%CL$. L'aggiunta di dati su Baryon Acoustic Oscillations (BAO) abbassa il limite a [3]:

$$\sum_j m_j < 0.170\text{eV}, \quad 95\%CL \quad (1.21)$$

Da questi dati deriva che le masse di neutrini sono molto più piccole delle masse di leptoni e quark carichi. È naturale supporre che la notevole piccolezza delle masse di neutrini sia correlata all'esistenza di una nuova scala di massa fondamentale nella fisica delle particelle, e quindi a una nuova fisica oltre a quella prevista dal Modello Standard.

Se si assume che le masse dei neutrini siano piccole rispetto alla loro tipica energia cinetica e che, per semplicità, sia la base di sapore dei neutrini che quella di massa abbiano dimensione 2, la probabilità che un neutrino di energia E subisca una transizione dopo aver attraversato una distanza L (cioè il modulo quadro dell'ampiezza dello stato (α') nella sua funzione d'onda) può essere espressa dalla seguente formula:

$$P_{\nu^{(\alpha)} \rightarrow \nu^{(\alpha')}} = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left(1.27 \frac{\Delta m^2 (\text{eV}^2) \cdot L(\text{m})}{E(\text{MeV})} \right) \quad (1.22)$$

dove è stato posto $\hbar = c = 1$ e $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ è la differenza delle masse quadre fra gli autostati dell'hamiltoniana. La costante 1.27 deriva dalla scelta del sistema di unità di misura, in cui Δm^2 è misurata in eV^2 , L in metri ed E in MeV (oppure L in chilometri ed E in GeV). Invece θ rappresenta l'angolo di mescolamento, detto di *mixing*, fra gli autostati di massa e quelli di sapore, e rappresenta l'equivalente dell'angolo di Cabibbo per i quark.

La matrice che lega ν_i e $\nu^{(\alpha)}$ è quindi, in questo caso, la matrice di rotazione relativa a tale angolo. In presenza di tre neutrini la matrice contiene quattro parametri liberi, tre angoli ed una fase, proprio come la CKM. La misurazione di questi parametri è uno degli scopi di esperimenti come: SNO [47], Super Kamiokande [48], K2K [29], T2K [49], KamLAND [30].

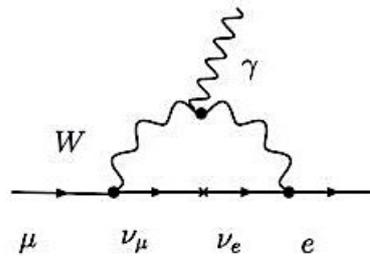


Figura 1.3: Diagramma del processo $\mu \rightarrow e + \gamma$ indotto dalle oscillazioni di neutrino.

Le oscillazioni di neutrino potrebbero, in linea di principio, essere sufficienti a generare processi del tipo $\mu \rightarrow e + \gamma$, tramite diagrammi come quello descritto nella figura 1.3; in questo contesto quindi una violazione del sapore leptonic anche per il settore carico sarebbe ammissibile. In realtà, però, questo tipo di processi risulta fortemente soppresso (cioè con un rapporto di decadimento estremamente piccolo) proprio a causa della presenza del fenomeno di oscillazione.

Bisogna infatti tener conto che le lunghezze tipiche del processo, come si può ricavare dal principio di indeterminazione di Heisenberg, sono dell'ordine dell'inverso della massa del W.

Calcolando il contributo del diagramma in figura 1.3 al decadimento del muone si ricava infatti una larghezza di decadimento:

$$\Gamma_{\mu \rightarrow e + \gamma} \approx \frac{G_F^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right) \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2}{M_W^2} \right) \approx 10^{-54} \quad (1.23)$$

fuori della portata di qualsiasi esperimento concepibile.

1.2 Teorie oltre il Modello Standard

Il Modello Standard è in grado di predire con successo la quasi totalità dei fenomeni che interessano le particelle elementari con un ottimo livello di precisione. L'ultimo grande successo in ordine di tempo di questa teoria è stata l'osservazione nel 2012 da parte di ATLAS [5] e CMS [16], i grandi rivelatori operativi sull'acceleratore LHC, del bosone di Higgs nell'intervallo di energia atteso, determinando il valore della massa del bosone di Higgs $m_H \approx 126\text{GeV}$ che costituisce un tassello fondamentale nel Modello Standard.

Nonostante questi eccellenti risultati, tuttavia, il Modello Standard, per quanto efficace nel descrivere la maggior parte dei processi fondamentali osservabili in natura, presenta alcune limitazioni, imprecisioni ed elementi non completamente chiariti che, soprattutto dal punto di vista teorico, non sono soddisfacenti. Questi problemi sono legati all'introduzione ad hoc di parametri fondamentali.

Si possono citare alcuni esempi, come la grande variabilità delle masse delle particelle fondamentali (da alcuni eV o frazioni di eV per le masse dei neutrini agli oltre 100 GeV della massa del quark top), la non prevedibilità delle costanti d'accoppiamento e dei parametri delle matrici di mescolamento dei quark (CKM) e dei leptoni, l'origine ed il numero delle generazioni di quark e leptoni, la non inclusione dell'interazione gravitazionale, la non comprensione della natura della materia oscura, la quantizzazione della carica elettrica, il problema della gerarchia, l'entità della violazione di CP...

Questi sono tutti indizi del fatto che il MS, nonostante le sue ottime capacità predittive e le sue conferme sperimentali, non è probabilmente la "vera" teoria fondamentale, ma solo una sua particolare approssimazione, valida in una scala di energia relativamente bassa, fino a $100 \div 200$ GeV. Per la comprensione di questi fenomeni non è quindi sufficiente una semplice estensione nell'ambito dello stesso schema matematico, ma occorre una sua più profonda riformulazione basata su un gruppo di simmetria più ampio, il quale subendo una rottura spontanea, fa emergere le simmetrie del MS minimale.

Nelle estensioni del MS compaiono nuovi elementi, alcuni dei quali possono predire l'esistenza di eventi come ad esempio quello cercato da MEG e, a seconda degli schemi, anche di nuove particelle.

1.2.1 Modelli supersimmetrici

Per cercare di dare risposta agli interrogativi appena discussi si ipotizza che il Modello Standard sia il risultato della rottura spontanea di un unico gruppo di simmetria più vasto, $SU(5)$ o $SO(10)$, che costituirebbe il nucleo di un'unica Teoria

di Grande Unificazione (Grand Unified Theory GUT) valida fino a scale di energia dell'ordine della massa di Plank. È possibile elaborare dei modelli supersimmetrici, che prevedono l'introduzione di nuove particelle, dette *superparticelle* che, almeno finchè la simmetria non è rotta, differiscono da quelle usuali soltanto per una differenza di 1/2 nello spin; nell'ambito di questo tipo di modelli possono essere costruite anche teorie GUT.

Il processo di rottura spontanea di simmetria porta tuttavia ad avere masse molto maggiori, dell'ordine delle centinaia di GeV o superiori. Le eventuali superparticelle stabili potrebbero essere i costituenti della materia oscura.

Senza entrare troppo nel dettaglio, le teorie supersimmetriche prevedono l'esistenza di processi del tipo $\mu \rightarrow e\gamma$ a livelli accessibili per una misura, compresi in un intervallo di rapporto di decadimento che va da 10^{-12} a 10^{-14} . Un possibile diagramma di Feynman che rappresenta il modo in cui il processo cercato in MEG si può realizzare nel contesto di una teoria supersimmetrica è presentato in fig. 1.4.

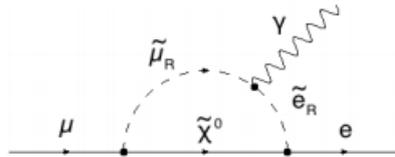


Figura 1.4: Diagramma del processo $\mu \rightarrow e\gamma$ nel contesto delle teorie supersimmetriche.

Le particelle indicate con una tilde sono *superparticelle* o, più semplicemente, *s-particelle*). Gli *s-leptoni* \tilde{e} e $\tilde{\mu}$ sono i partner supersimmetrici dell'elettrone e del muone, mentre il $\tilde{\chi}^0$ è il cosiddetto *neutralino*, e rappresenta il partner supersimmetrico del bosone di Higgs. Si noti che, a causa della variazione di 1/2 dello spin, gli *s-leptoni* sono bosoni ed il neutralino è un fermione. Il mescolamento fra gli *s-leptoni* del diagramma in figura 1.4 è originato da termini fuori diagonale nella loro matrice di massa. Un secondo contributo potrebbe essere fornito da un mescolamento anche fra i neutrini destrorsi pesanti, introdotti per giustificare la massa dei neutrini, secondo il meccanismo cosiddetto *see saw*.

1.3 Ricerca della violazione del sapore leptonic

La ricerca dei processi di violazione del sapore leptonic, indicati generalmente come LFV (Lepton flavor violation processes), ha avuto inizio più di 70 anni fa, in seguito alla scoperta del muone nei raggi cosmici da parte di Anderson nel 1937 [4], ed ha fatto grandi progressi in seguito allo sviluppo di fasci di muoni sempre

più intensi e di rivelatori di precisione sempre più spinti. Il primo tentativo risale a Pontecorvo [39] con muoni da raggi cosmici rilevati con un telescopio di scintillatori. Il limite sperimentale ottenuto fu $\text{BR}(\mu \rightarrow e + \gamma) < 10^{-1}$ e da allora questo numero è stato migliorato di dodici ordini di grandezza: il limite attuale, ottenuto da MEG, è infatti $\text{BR} < 4.2 \cdot 10^{-13}$ [6].

Finora, tuttavia, nessun esperimento ha mai osservato un'evidenza di non conservazione del numero quantico di sapore leptonic per leptoni carichi e dunque, fino ad oggi, le previsioni del Modello Standard sono state sperimentalmente confermate. Nonostante ciò, la LFV è prevista dalla maggior parte dei modelli teorici proposti come ampliamento del Modello Standard.

1.3.1 Conseguenze della misurazione di processi di LFV

Molti dei modelli supersimmetrici ipotizzati come estensioni del Modello Standard, prevedono valori misurabili per il $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$. Modelli diversi prevedono risultati differenti al variare dei parametri nella teoria, come si può notare ad esempio nella figura 1.5, che mostra come il BR dipenda dalla massa dello s-leptone s-tau per modelli GUT basati sul gruppo di simmetria SO(10). Ogni punto del grafico è una diversa predizione, al variare dei parametri della teoria.

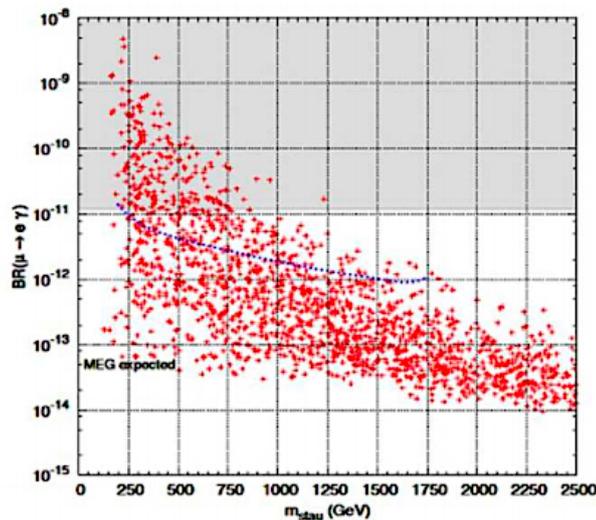


Figura 1.5: $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma)$ al variare della massa dello s-leptone s-tau.

In generale, a parità di parametri, le teorie basate sul gruppo SO(10) prevedono un più alto BR sul processo $\mu \rightarrow e\gamma$ di quelle basate su SU(5) grazie al maggior

numero di diagrammi che contribuiscono ad esso. Dunque, un'eventuale osservazione della LFV per leptoni carichi darebbe un'indicazione importante sulla scelta della classe di modelli teorici e permetterebbe di restringere gli intervalli all'interno dei quali i parametri dei modelli stessi possono variare. È doveroso comunque sottolineare che anche un'eventuale non osservazione del processo nell'atteso intervallo di BR ($10^{-12} \div 10^{-14}$) avrebbe in ogni caso delle importanti conseguenze teoriche. Infatti, se questo accadesse, costituirebbe un vincolo stringente di cui le teorie dovrebbero tenere conto e ciò restringerebbe comunque lo spazio dei parametri delle teorie stesse.

1.3.2 Altri canali di ricerca di processi di LFV

Il canale di decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$ è da sempre ritenuto il processo di riferimento per la ricerca di LFV, a causa della relativa semplicità (almeno in linea di principio) della misura. Tuttavia molti esperimenti sono stati progettati per esplorare anche altri possibili processi che dimostrerebbero una violazione di sapore leptonic. Nessuno di questi è ancora mai riuscito ad ottenere un risultato positivo, ma nel corso degli anni i vari limiti superiori per ogni canale di decadimento sono stati progressivamente migliorati. La figura 1.6 mostra i limiti raggiunti fino ad oggi. Gli esperimenti Mu2E [36], Mu3E [37], Comet [17] e DeeMe [18] sono attualmente in fase di progettazione e realizzazione, rispettivamente, a FermiLab, al PSI ed al J-PARC.

Scopo di questi esperimenti è l'esplorazione dei canali $\mu \rightarrow e$ e $\mu \rightarrow 3e$. Rispetto al processo $\mu \rightarrow e + \gamma$, $\mu \rightarrow 3e$ ha dal punto di vista sperimentale un vantaggio e tre svantaggi. Il vantaggio è che, non essendoci fotoni ma solo particelle cariche, non occorrono calorimetri elettromagnetici, di limitata risoluzione, ma tutta la misura si può eseguire per via spettrometrica. Gli svantaggi sono invece:

- lo spettro in energia degli elettroni/positroni emessi non è una δ di Dirac, ma ha una distribuzione continua, per cui l'apparato deve avere una soglia relativamente bassa sulla misura dell'impulso;
- l'accettanza angolare dell'esperimento deve essere ampia ($\approx 4\pi$) poiché il processo avviene in un piano e non su una retta;
- le tracce da ricostruire sono tre, il che aumenta l'affollamento dello spettrometro con conseguenti problemi di pile up, tempo morto, individuazione della traccia e fondi accidentali, limitando la massima intensità di fascio utilizzabile.

Par.1.3 Ricerca della violazione del sapore leptónico

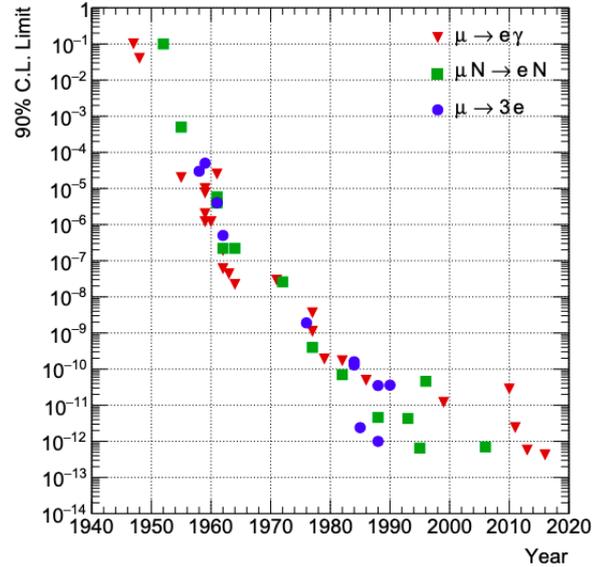


Figura 1.6: Cronologia dei risultati sperimentali nella ricerca dei processi cLFV per vari canali di decadimento dei muoni.

A queste difficoltà sperimentali se ne aggiunge una di natura teorica: infatti in numerosi modelli il BR del processo $\mu \rightarrow 3e$ è previsto essere α volte quello di $\mu \rightarrow e + \gamma$; perciò se si prevede un BR di 10^{-13} per il processo di MEG, $\mu \rightarrow 3e$ avrà un BR dell'ordine di 10^{-15} . Attualmente, il limite superiore per il BR di $\mu \rightarrow 3e$, misurato sperimentalmente dall'esperimento SINDRUM [46], risulta essere $< 1 \times 10^{-12}$ al 90% del CL.

Il processo di conversione $\mu \rightarrow e$ in campo nucleare ha caratteristiche differenti. Si tratta di un processo di LFV in cui un muone negativo arrestato in un bersaglio, dopo aver formato un atomo muonico converte in un elettrone monocromatico, la cui energia è $E_e = m_\mu - B - R$ dove B ed R sono l'energia di legame ed il rinculo del nucleo che ha catturato il muone.

Gli esperimenti che ricercano questa conversione non hanno il problema dei fondi accidentali che scalano con il quadrato dell'intensità del fascio, poiché lo stato finale contiene una sola particella. L'intensità dei fasci da utilizzare non è quindi limitata da problemi di fondi. Il BR predetto per $\mu \rightarrow e$ è fortemente dipendente dalla teoria; ad ogni modo la maggior parte di esse prevede un BR di 2 ÷ 3 ordini di grandezza più piccolo rispetto a quello previsto per il processo $\mu \rightarrow e + \gamma$.

I diagrammi che intervengono nella conversione $\mu \rightarrow e$, al variare della teoria, possono influenzare o non influenzare anche il decadimento $\mu \rightarrow e + \gamma$, per cui la ricerca dei due processi fornisce informazioni tra loro complementari; stesse

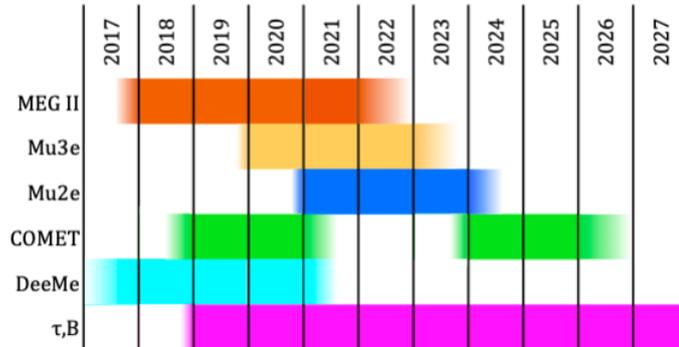


Figura 1.7: Linee temporali previste per diversi progetti alla ricerca di cLFV.

considerazioni valgono per $\mu \rightarrow 3e$. Una breve discussione merita anche il canale tauonico della ricerca. Il leptone τ infatti, presenta alcuni vantaggi rispetto al muone nella ricerca di LFV per due motivi: anzitutto a causa della sua massa ($\approx 17 m_\mu$) esso possiede più canali di decadimento con violazione del sapore leptonic ($\tau \rightarrow \mu + \tau$, $\tau \rightarrow e + \gamma$, $\tau \rightarrow 3$ leptoni, $\tau \rightarrow$ leptone + adroni ...); in secondo luogo molti modelli teorici prevedono per questi processi BR più elevati dai 3 ai 5 ordini di grandezza rispetto a $\mu \rightarrow e + \gamma$. Tuttavia sussistono diverse complicazioni sperimentali per questo tipo di ricerca. Anzitutto il fatto che la vita media del leptone τ è estremamente breve (2.9×10^{-13} s) impedisce di realizzare un fascio costituito da queste particelle che devono quindi essere ottenute da acceleratori di elettroni o protoni di energia sufficiente accoppiati a rivelatori di alta precisione, capaci di selezionare e ricostruire eventi rari.

1.4 Conclusioni

Il MS fornisce attualmente la migliore descrizione della fenomenologia delle particelle elementari, nonostante sia universalmente accettato che esso rappresenti solo un'approssimazione alle basse energie di teorie complete. I primi indizi di tali teorie emergono dalle misure di oscillazione dei neutrini, che mostrano come sia necessario un superamento della legge di conservazione del sapore leptonic. Informazioni fondamentali riguardanti la dinamica di tale violazione potrebbero venire dalla ricerca del decadimento in (1.1) che le teorie attuali prevedono si manifesti con una probabilità compatibile con le tecniche sperimentali al momento disponibili.

Capitolo 2

Fisica di un Rivelatore di Particelle

In fisica sperimentale un rivelatore di particelle è, in generale, un dispositivo in grado di rivelare, tracciare e identificare particelle. Quasi tutti i rivelatori oggi conosciuti sono basati sull'interazione elettromagnetica della particella con le molecole del materiale che costituisce il rivelatore. Quando una particella attraversa la materia, interagendo con essa, cede al mezzo tutta o parte della sua energia, determinando una eccitazione delle molecole del mezzo con conseguente emissione di fotoni o una ionizzazione.

I diversi processi di interazioni, per lo più ionizzazione, differenziano i tipi di rivelatori che, oltre a segnalare il passaggio della particella, sono in grado di fornire ulteriori informazioni in particolare su: tipo di particella; energia, massa, tempi di attraversamento, impulso e posizione della particella che ha attraversato il rivelatore. Storicamente sono stati sviluppati diversi tipi di rivelatori quali le camere a nebbia, i rivelatori a bolle, quelli a scintillazione ed infine i rivelatori a ionizzazione gassosi. Tra questi ultimi è possibile avere rivelatori per la misurazione dell'energia totale della particella, detti calorimetri; per la determinazione della posizione, detti tracciatori; per la misurazione relativa del tempo, come ad esempio i rivelatori a scintillazione; per la identificazione della particella, come ad esempio i contatori Cerenkov.

Allo stato attuale non esistono rivelatori in grado di essere sensibili a tutti i tipi di radiazione e a tutte le energie. Ogni rivelatore è infatti progettato per essere sensibile ad un certo tipo di radiazione in un determinato intervallo di energie; al di fuori di tale regione, si ottiene generalmente un segnale inutilizzabile o una forte diminuzione dell'efficienza di rivelazione. Tale caratteristica dipende da diversi fattori:

- la probabilità con cui avvengono le interazioni tra la particella e le molecole

- del materiale di cui è composto il rivelatore;
- la massa del rivelatore;
- il rumore intrinseco del rivelatore;
- il materiale di protezione che circonda il volume sensibile del rivelatore;

La particella incidente può rilasciare tutta o parte della sua energia nel rivelatore oppure attraversarlo senza subire interazioni, con probabilità che variano a seconda del tipo di radiazione, della sua energia e delle dimensioni del rivelatore. La probabilità che una particella incidente venga rivelata è data da: $P(x) = 1 - e^{-\mu \cdot x}$, dove μ è il coefficiente di attenuazione lineare della radiazione nel mezzo di cui è composto il rivelatore e x è il cammino percorso all'interno del rivelatore.

Il principio di funzionamento comune a tutti i rivelatori di particelle è il trasferimento di tutta, o di una parte, dell'energia della radiazione alla massa del rivelatore, dove è convertita in una grandezza misurabile. La forma in cui appare l'energia convertita dipende dal rivelatore e dal suo design.

Nei gas la produzione di ioni dà origine ad un segnale elettrico che ha la forma di un impulso di corrente; pertanto la ionizzazione totale è legata alla carica elettrica contenuta nell'impulso, secondo la relazione: $q_{tot} = \int i(t) dt$. Prima di addentrarsi nello studio del rivelatore oggetto della tesi, nei paragrafi successivi vengono ripercorsi i meccanismi generali sul funzionamento dei rivelatori, in particolar modo vengono discusse le caratteristiche generali dei rivelatori a gas perché di interesse per il lavoro di tesi svolto. Successivamente vengono presentati i fenomeni fisici attraverso i quali le particelle interagiscono con la materia che portano a sviluppare il segnale.

2.1 Caratteristiche generali

Un rivelatore di particelle o di radiazione può essere identificato come un dispositivo che produce una risposta intelligibile quando è attraversato o colpito da una particella o radiazione (eccitazione). Quasi tutti i rivelatori oggi sviluppati sono basati sull'interazione elettromagnetica della particella con le molecole o gli atomi del materiale che costituisce il rivelatore. Possiamo quindi tentare una classificazione dei rivelatori in:

- Rivelatori a scintillazione (organici e inorganici)
- Rivelatori a semiconduttori (singoli e microstrip)

- Rivelatori a ionizzazione gassosi
- Rivelatori a effetto Cerenkov
- Rivelatori misti (semiconduttori-gas)

Indipendentemente dal tipo di rivelatore considerato, si contraddistinguono le seguenti proprietà:

- Sensibilità: Caratteristica fondamentale di un rivelatore di particelle, la sensibilità di un rivelatore è la capacità di produrre in uscita un segnale utilizzabile per una data particella e per un dato intervallo di energia. In generale la sensibilità, relativamente ad una particolare radiazione e in un determinato intervallo di energia, dipende: dal numero di atomi ionizzati per quella radiazione nella massa sensibile del rivelatore, dalla massa totale attiva e dal materiale di protezione che racchiude il volume attivo. La particella carica incidente converte tutta o parte della sua energia prevalentemente sotto forma di ionizzazione primaria e in minor parte come ionizzazione secondaria; pertanto, se essa è altamente ionizzante, per ottenere una buona sensibilità dello strumento sono sufficienti materiali con bassa densità e volumi relativamente modesti, così come avviene nei rivelatori a gas. Invece per le particelle neutre è necessario avere alta densità oppure grandi volumi poiché la ionizzazione è il prodotto del processo secondario. Il segnale conseguente alla ionizzazione prodotta deve essere superiore al livello di rumore, sempre presente in qualsiasi rivelatore.
- Risoluzione energetica: Viene definita come la capacità di distinguere tra due valori di energia diversi ma molto prossimi tra loro; nei rivelatori costruiti per la misurazione dell'energia delle particelle, è importante che essa sia la migliore possibile. Se il rivelatore avesse una risposta alla particella incidente simile ad una delta di Dirac, qualsiasi differenza di energia sarebbe rivelabile; purtroppo ciò non accade nel caso reale. L'interazione della particella con la materia a livello microscopico infatti coinvolge processi di tipo stocastico ed è inevitabile una fluttuazione sul numero medio di eventi di ionizzazione ed eccitazione prodotti per una data energia della particella incidente nel mezzo.
- Tempo di risposta e tempo morto: Rappresentano la capacità di distinguere, in uscita, due particelle che arrivano con una certa coerenza temporale. Il tempo di risposta è definito come il tempo che esso impiega a formare un segnale di uscita in conseguenza del passaggio di una particella. Si richiede pertanto un tempo di risposta breve ed una formazione del segnale quanto più

alta possibile, in modo da fornire in uscita un segnale ripido e di breve durata. Un nuovo evento non potrà essere accettato finché il rivelatore non finisce di elaborare il precedente; l'evento successivo si sovrapporrà al precedente causando una distorsione nel segnale d'uscita e quindi fluttuazioni nel tempo di risposta. Questo fenomeno è detto effetto Pile-up o dell'impilamento.

Il tempo che impiega il rivelatore a processare un evento è detto tempo morto, esso è naturalmente correlato con il tempo di risposta ed è dovuto al tempo che richiede la registrazione di un evento. Il rivelatore rimane insensibile per questo tempo, ciò implica che, se un secondo evento non dista temporalmente dal primo per più del tempo morto, esso non viene registrato.

- Funzione di risposta: Nelle misurazioni di energia è importante conoscere la funzione di risposta del rivelatore per poter determinare il valore più esatto dell'energia della particella incidente. In generale, la risposta è piuttosto complicata e dipende da molti fattori, quali: il tipo di radiazione incidente, la geometria del rivelatore e i materiali con cui è costruito. La risposta non sempre ha forma gaussiana, ma il più delle volte presenta delle code dovute alle fluttuazioni statistiche nel processo di perdita di energia.
- Efficienza di rivelazione: Non tutte le particelle che colpiscono il rivelatore sono in grado di dare un segnale misurabile. Ogni rivelatore ha una sua efficienza intrinseca definita come la frazione di eventi registrati tra quelli incidenti. Essa è, in generale, funzione del tipo di radiazione, dell'energia della particella, del tipo di materiale di cui è composto il rivelatore e del volume del rivelatore. Un ulteriore fattore per valutare le prestazioni di un rivelatore è l'accettanza geometrica, definita come il rapporto tra il numero di particelle incidenti e il numero di particelle emesse dalla sorgente. In generale, il calcolo dell'accettanza geometrica di un rivelatore è complicato e si sfruttano soluzioni analitiche. Questa è una funzione della geometria rivelatore-sorgente e della probabilità di interazione della radiazione nel volume sensibile. L'efficienza totale o assoluta di un rivelatore è data dal prodotto delle due efficienze:

$$\epsilon = \epsilon_{intr} \cdot \epsilon_{geo}.$$

2.2 Cenni e sviluppi dei rivelatori a gas

Numerosi tipi di rivelatori sono stati sviluppati dalla fisica delle particelle a partire dall'inizio del secolo scorso; questi funzionano in base al processo di ionizzazione provocato dal passaggio della particella carica incidente nel gas di cui sono riempiti. Hanno forme e dimensioni molto varie, adattabili quindi a

differenti impieghi e rappresentano, perciò, una categoria di rivelatori molto diffusa. Durante la prima metà del secolo, sono stati sviluppati diversi tipi di rivelatori fra cui: le camere a ionizzazione, i contatori proporzionali e i contatori Geiger-Müller. Nella seconda metà del secolo scorso l'interesse per gli strumenti a ionizzazione è stato stimolato dall'invenzione della camera proporzionale a multi-fili (MPWC, Multiwire Proportional Chamber); a questa seguì l'invenzione della camera a deriva. Questi dispositivi erano in grado di localizzare le traiettorie delle particelle con una precisione millimetrica. Il principio di funzionamento dei rivelatori a gas si basa sulla raccolta diretta della carica prodotta dal passaggio della particella. Essa costituisce il segnale elettrico, la cui ampiezza è proporzionale all'energia rilasciata.

2.3 Configurazione di un rivelatore a gas

I rivelatori a gas sono dispositivi che sfruttano la ionizzazione prodotta dal passaggio di un fotone o di una particella carica in un gas. Le coppie elettrone-ione create lungo la traccia della particella ionizzante, in presenza di un campo elettrico, possono essere raccolte e generare un segnale elettrico. Un rivelatore

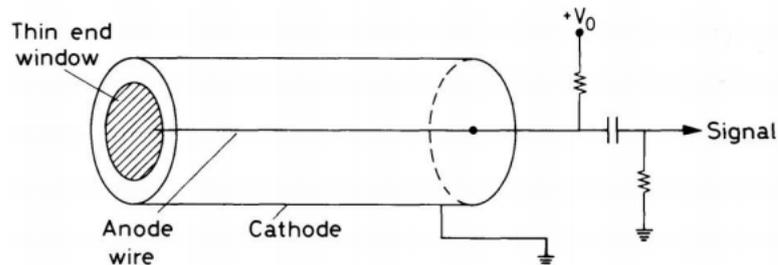


Figura 2.1: Configurazione base di un rivelatore a gas.

a gas si configura come una struttura a strati alternati, simile alla struttura di un condensatore: le armature sono rispettivamente l'anodo ed il catodo del sistema, mentre lo spazio tra di esse è occupato dal mezzo attivo. La differenza di potenziale tra anodo e catodo permette di convogliare gli ioni verso il catodo e gli elettroni verso l'anodo, in prossimità del quale avviene una moltiplicazione a valanga degli elettroni stessi. Il segnale generato sull'anodo è successivamente inviato alla strumentazione elettronica, che ha il compito di elaborarlo e convertirlo nell'informazione di interesse. Per semplicità si considera un cilindro, come mostrato in figura 2.1, riempito con una miscela di gas opportuna. Lungo il suo asse è sospeso un filo conduttore a cui viene applicata una tensione positiva V_0 rispetto alle pareti. Al suo interno si crea quindi un campo elettrico radiale della forma: $E = \frac{V_0}{r \cdot \ln(b/a)}$

Par.2.3 Configurazione di un rivelatore a gas

dove: r rappresenta la distanza radiale dall'asse, b il raggio interno del cilindro, a il raggio del filo centrale. Sotto l'azione del campo elettrico, gli elettroni saranno attratti verso l'anodo e gli ioni positivi verso il catodo, dove verranno raccolti.

Il segnale osservato dipende dall'intensità del campo e quindi dalla tensione

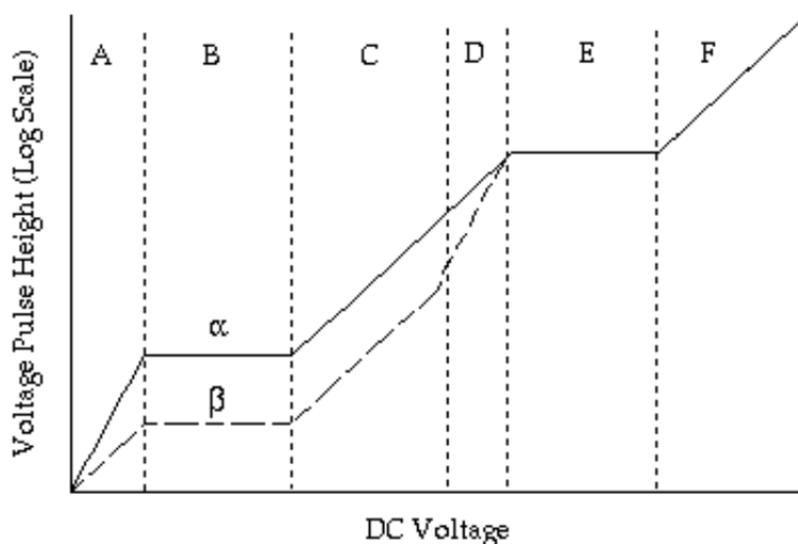


Figura 2.2: Curva caratteristica dei rivelatori a gas per particelle α e β . [31]

applicata. In figura 2.2 viene riportata la curva caratteristica del guadagno dei rivelatori a gas in funzione del campo elettrico applicato agli elettrodi. È possibile distinguere diverse zone di guadagno:

- Regione A Zona di Ricombinazione: non tutte le cariche prodotte vengono raccolte; il processo di ricombinazione delle varie coppie ione-elettrone è notevole a causa del piccolo valore del campo elettrico. A tensione nulla, ovviamente, non viene raccolta nessuna carica. Aumentando il valore della tensione, il campo elettrico non è sufficiente a separare tutti gli ioni prodotti dalla radiazione, che in parte si ricombinano.
- Regione B Zona di Saturazione: gli effetti della ricombinazione diventano trascurabili e la carica raccolta è tutta quella prodotta, le cariche così raccolte costituiscono il segnale elettrico, che è quindi proporzionale all'energia rilasciata nel rivelatore. Un rivelatore che opera in questa regione è chiamato camera a ionizzazione, in cui il numero di ioni formati per unità di percorso è funzione della densità del gas. In questo tipo di rivelatori lo scopo è quello di raccogliere tutta la carica prodotta a seguito dell'interazione con il gas.

Regione C e D Zone di Proporzionalità: il campo elettrico è sufficientemente intenso da far acquisire agli elettroni primari prodotti l'energia cinetica necessaria a ionizzare gli atomi del gas producendo, così, una moltiplicazione a valanga di ioni. La ionizzazione secondaria è ancora strettamente dipendente da quella primaria. Un rivelatore che opera in questa regione è detto contatore proporzionale; il grande vantaggio di questo rivelatore è che permette di rivelare anche una ionizzazione iniziale molto bassa. Gli elettroni che si avvicinano all'anodo acquistano molta energia cinetica in quanto vicino all'anodo il campo elettrico aumenta rapidamente, così da produrre, per collisione, ioni ed elettroni secondari, a loro volta accelerati ed in grado di ionizzare ulteriormente il gas. A differenza delle camere ad ionizzazione che lavorano al centro della zona di plateau, i contatori proporzionali operano in genere verso la zona mediana della regione di proporzionalità: in questo caso la stabilità di tensione è ovviamente più importante, in quanto una sua variazione si ripercuote sul valore del fattore di moltiplicazione e quindi sulla funzione di risposta del rivelatore.

Regione E Zona di Geiger-Müller: la tensione è così elevata che dominano gli effetti di moltiplicazione e la carica raccolta, ossia il segnale elettrico, non è più proporzionale alla ionizzazione primaria. Il contatore Geiger, che opera in questa regione può essere usato per misure di intensità di campi di radiazioni. Basta quindi una sola coppia primaria per dar luogo ad una scarica a valanga completa.

Regione F Zona di scarica: aumentando ulteriormente la tensione, l'impulso in uscita non dipende più dall'energia della radiazione incidente. Questa regione deve essere evitata per prevenire danni al dispositivo.

2.4 Contatori proporzionali

Si consideri un semplice rivelatore costituito da due elettrodi piani paralleli tra cui è interposto un gas. Il passaggio di una particella carica darà luogo alla formazione di un segnale di ampiezza $V = \frac{N \cdot e}{C}$ dove C è la capacità ed N il numero di cariche prodotte nella ionizzazione. Aumentando la differenza di potenziale tra gli elettrodi, l'ampiezza del segnale aumenta grazie ai processi di moltiplicazione a valanga. Tuttavia, a causa della particolare geometria, il sistema non è in grado di generare un segnale proporzionale all'energia rilasciata nel rivelatore: infatti due particelle identiche possono generare segnali di ampiezza differenti a seconda del punto in cui ha avuto inizio il processo di moltiplicazione a valanga. La risoluzione spaziale raggiunta dalle camere proporzionali ha valori di circa $50 - 100 \mu m$ [50].

Un comportamento differente si ha per geometrie di tipo cilindrico, come in figura 2.3. Per ottenere una moltiplicazione uniforme per tutti o quasi i punti di interazione della radiazione nel rivelatore, la zona di moltiplicazione viene in genere confinata ad una piccola regione attorno all'anodo, normalmente costituito da un sottile filo. Nel caso di una geometria cilindrica, l'anodo è costituito da un sottile filo posizionato lungo l'asse di un recipiente che invece funge da catodo. Gli elettroni liberati nel gas da parte di una particella ionizzante si muovono verso il filo anodico e quando sono in sua prossimità, il forte campo elettrico fornisce loro abbastanza energia cinetica da innescare la valanga. Gli elettroni liberati dalla valanga vengono raccolti dal filo, mentre gli ioni positivi si muovono verso il catodo. Il valore del campo elettrico in funzione delle dimensioni del rivelatore e del voltaggio applicato V assume la seguente forma [31]:

$$E(r) = \frac{V}{r \cdot \ln(b/a)} \quad (2.1)$$

dove V è la differenza di tensione tra anodo e catodo, a il raggio del filo anodico, b il raggio del cilindro ed r la distanza dal centro. Considerando la capacità per unità di lunghezza di un condensatore cilindrico espressa come $C = \frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)}$ e sostituendo in 2.1, il campo elettrico diventa:

$$E(r) = \frac{1}{r} \frac{C \cdot V}{2\pi\epsilon} \quad (2.2)$$

e il potenziale assume la seguente espressione:

$$\phi(r) = -\frac{C \cdot V}{2\pi\epsilon} \ln(r/a) \quad (2.3)$$

con: ϵ costante dielettrica del gas e C capacità per unità di lunghezza. L'energia potenziale della carica è data da: $W = q\phi(r)$; se la carica si muove di una distanza infinitesima dr , la variazione di energia potenziale sarà:

$$dW = q \frac{d\phi(r)}{dr} dr \quad (2.4)$$

Per un capacitore di forma cilindrica, l'energia elettrostatica ha la forma $W = l/2CV^2$, dove l indica la lunghezza del cilindro. Se il movimento delle cariche è più veloce del tempo impiegato da un sistema esterno a reagire alle variazioni dell'energia

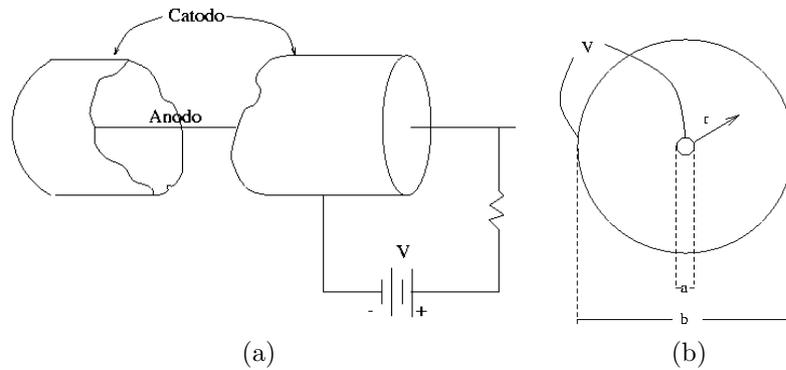


Figura 2.3: Schema di un contatore proporzionale a geometria cilindrica.

del sistema, l'energia è conservata [32]; quindi si ottiene:

$$dW = lCV dV = q \frac{d\phi(r)}{dr} dr \quad (2.5)$$

e si presenta una variazione nel voltaggio sugli elettrodi, dovuta al moto delle cariche pari a:

$$dV = \frac{q}{lCV} \frac{d\phi(r)}{dr} dr \quad (2.6)$$

L'equazione 2.6 è del tutto generale e si applica a qualsivoglia configurazione. Nel caso del contatore proporzionale di forma cilindrica, supponendo che la moltiplicazione sia avvenuta a distanza r' dall'anodo, il valore di voltaggio indotto dagli elettroni risulta essere:

$$V^- = \frac{-q}{ICV} \int_{a+r'}^a \frac{d\phi}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \left(\frac{a+r'}{a} \right) \quad (2.7)$$

mentre quello indotto dagli ioni ha forma:

$$V^+ = \frac{q}{ICV} \int_{a+r'}^b \frac{d\phi}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \left(\frac{b}{a+r'} \right) \quad (2.8)$$

Il rapporto tra i due contributi fornisce la seguente relazione:

$$\frac{V^-}{V^+} = \frac{\ln \frac{a+r'}{a}}{\ln \frac{b}{a+r'}} \quad (2.9)$$

Dal momento che la regione di moltiplicazione è limitata ad una distanza di pochi raggi anodici, il contributo fornito dagli elettroni è molto più piccolo di quello dovuto agli ioni positivi. Tipicamente il raggio anodico è pari a $10\mu m$, il raggio del cilindro è di circa $10mm$ ed r' è pari a $1\mu m$; sostituendo questi valori numerici in 2.9, si ottiene un valore pari all'1%. Ciò indica che il contributo al segnale è dominato dal moto degli ioni positivi piuttosto che dagli ioni. Il contributo degli elettroni può essere ignorato solo se questi vengono creati nelle vicinanze dell'anodo. Se si è nel caso di gas operanti a regimi di alto guadagno, i fotoni UV emessi nelle valanghe nei pressi dell'anodo estendono la valanga radialmente verso l'esterno, dove poi il processo viene bloccato dal campo elettrico di inferiore intensità. In questi casi, la lunghezza del percorso degli elettroni è significativa e il loro contributo non può più essere ignorato. A questo punto, si può valutare l'evoluzione temporale del segnale, secondo la seguente relazione:

$$V(t) = \int_{r(0)}^{r(t)} \frac{dV}{dr} dr = -\frac{q}{2\pi\epsilon l} \ln \frac{r(t)}{a} \quad (2.10)$$

Risolvendo per r, si ottiene:

$$V(t) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln \left(1 + \frac{\mu CV_0}{\pi\epsilon a^2} t \right) = -\frac{q}{4\pi\epsilon l} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (2.11)$$

dove $t_0 = a^2\pi\epsilon/\mu CV$.

2.5 Rivelatori a Deriva

Dopo aver trattato brevemente i rivelatori a gas, si passa ora ad analizzare le caratteristiche delle camere a deriva, oggetto di questa tesi.

I rivelatori a deriva sono una particolare tipologia di camere proporzionali a multifili (MWPC); esse misurano il tempo di deriva degli elettroni di ionizzazione rispetto ad un riferimento temporale esterno. Il segnale di riferimento temporale può essere fornito da un altro rivelatore (ad esempio uno o più scintillatori) oppure, in esperimenti presso acceleratori, da un segnale sincronizzato con il passaggio del fascio. In questa tipologia di rivelatore la distanza tra catodo e fili anodici può essere grande fino a circa 10 cm. Gli elettroni liberati nel mezzo tramite le collisioni con le particelle incidenti, vengono fatti diffondere tramite un appropriato campo elettrico, dalla loro posizione iniziale ad una posizione ben precisa in cui poi vengono rivelati. Se si conosce l'intervallo temporale che intercorre tra l'istante di interazione e quello di rivelazione, si può ricostruire la traccia della particella ionizzante.

La risoluzione spaziale, tipicamente $100 - 200 \mu m$, è definita dagli effetti di diffusione degli elettroni durante la migrazione verso l'anodo e dalla precisione con cui è nota la velocità di deriva. Le prestazioni di un rivelatore a gas di questo tipo migliorano con la pressione, poiché aumenta la ionizzazione specifica e diminuisce la diffusione degli elettroni nel gas. La velocità di deriva degli elettroni è fortemente dipendente dalla miscela di gas e dal campo elettrico applicato, pertanto generalmente si utilizza una miscela di gas in cui la velocità sia indipendente dal campo elettrico. La purezza del gas è un parametro fondamentale perché in presenza di contaminazioni da elementi elettronegativi, gli elettroni possono essere catturati nel loro moto di deriva verso l'anodo. I limiti permessi per queste impurità, dipendono dalla lunghezza del cammino di deriva: più questo è lungo, più elevato dovrà essere il livello di purezza.

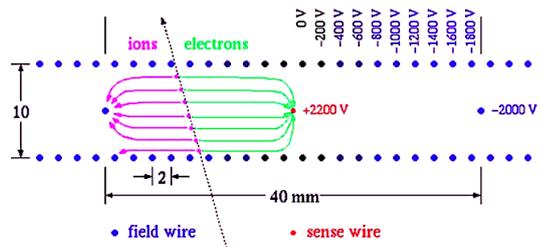


Figura 2.4: Struttura e principio di funzionamento di un rivelatore a deriva di tipo planare.

È possibile avere camere a deriva sia in configurazioni di tipo planare (Fig. 2.4), in cui le superfici sensibili sono costituite da piani paralleli di fili, sia cilindriche (Fig. 2.5), in cui le superfici sono cilindriche e coassiali. Le due configurazioni si differenziano principalmente per i diversi andamenti dei campi elettrici al loro interno. A partire dalla conoscenza della velocità dell'elettrone è possibile ricavare la distanza dal punto in cui è avvenuta la ionizzazione primaria. È importante avere un valore accurato della velocità di deriva degli elettroni, la quale dipende dalle proprietà del gas e dal campo elettrico (per maggiori dettagli si rimanda al paragrafo 2.7.1).

Le camere a deriva planari misurano solamente la distanza tra la traccia e il piano dei fili, per cui occorrono più piani per determinare una traiettoria. Solitamente i piani di fili sono disposti con diverse angolazioni, in modo da ottenere la misura di proiezioni diverse e avere la possibilità di ricostruire la traccia nello spazio. Per poter lavorare con velocità di deriva costanti e dunque con campi elettrici il più possibile uniformi lungo l'intero volume della camera, i fili generalmente sono disposti su strati concentrici con strati di fili catodici (o fili di campo) alternati a strati di fili anodici (o fili di sense).

L'identificazione del filo di sense dove si sono depositati gli elettroni ed il calcolo della distanza della particella dall'anodo, forniscono due coordinate spaziali; per avere una completa ricostruzione della traiettoria, è necessaria la coordinata relativa alla posizione della particella lungo l'asse del cilindro. Se si considera un rivelatore a deriva come in figura 2.6, si può osservare che esso è formato da una zona detta di deriva, in cui i fili di campo generano un campo elettrico uniforme, e una zona detta di amplificazione, in cui è presente il filo di sense.

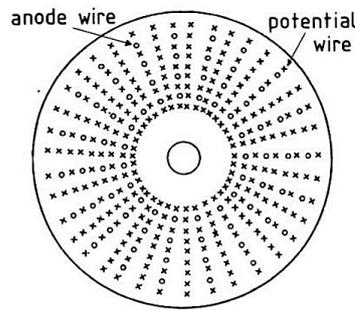


Figura 2.5: Struttura di una camera a deriva di tipo cilindrico.

Per segnalare l'arrivo di una particella viene posizionato prima o dopo la camera un contatore a scintillazione che copre l'intera area sensibile, che fornisce l'istante iniziale; mentre l'istante finale viene fornito dal filo di sense stesso. Allora la distanza tra il filo di rilevamento e il punto di creazione degli elettroni, ovvero la distanza della traccia è:

$$x = \int_{t_i}^{t_f} u dt \quad (2.12)$$

dove: t_i rappresenta il tempo di arrivo della particella e t_f è il momento in cui l'impulso appare sull'anodo ed u la velocità di deriva. Pertanto è utile avere una velocità di deriva costante, ovvero un campo elettrico uniforme, in modo da avere una relazione spazio-tempo lineare.

La cella di deriva è definita ad un'estremità da un catodo ad alta tensione e all'altra estremità dall'anodo. Al fine di creare un campo elettrico costante, si allineano una serie di fili di campo catodici tenuti singolarmente a tensioni appropriate. In genere la regione di deriva è di circa 5 – 10 cm; lunghezze più brevi riducono al minimo l'effetto di diffusione ed evitano l'uso di tensioni molto elevate. Il vantaggio delle camere di deriva è la quantità relativamente piccola di cavi ed elettronica richiesta e le grandi superfici che possono essere coperte.

In genere sono semplici da utilizzare, tuttavia è necessario prestare molta più attenzione al gas di riempimento e all'uniformità del campo se si desidera una buona risoluzione [32]. Per coprire una superficie più estesa, è possibile utilizzare una struttura a multicella; in questo modo è possibile ottenere più punti su una traccia. La geometria cilindrica è quella che si adatta meglio agli esperimenti ai collider. In questi casi, l'identificazione del sense wire, dove si sono depositati gli elettroni, ed il calcolo della distanza dalla particella dall'anodo, forniscono due coordinate spaziali e per avere una completa ricostruzione della traiettoria è necessaria anche la coordinata relativa alla posizione della particella lungo l'asse del cilindro. Per ottenerla, si inseriscono layer di fili inclinati rispetto all'asse del cilindro di un angolo stereo.

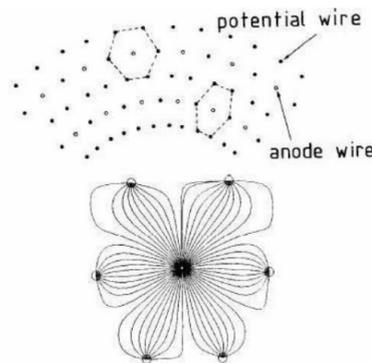


Figura 2.6: Disposizione geometrica longitudinale dei fili in un rivelatore a deriva di forma cilindrica con celle esagonali e andamento delle linee di forza del campo elettrico.

Con questa soluzione, la misura di posizione longitudinale raggiunge risoluzioni minori di 1 mm per angoli stereo di poche centinaia di μrad . Immergendo poi un rivelatore a deriva di questo tipo in un campo magnetico di opportuna intensità, si induce, secondo la legge di Lorentz, una curvatura proporzionale alla quantità di moto della particella il cui verso dipende dal segno della carica della stessa. È così possibile risalire alla velocità della particella e al segno della carica della particella stessa.

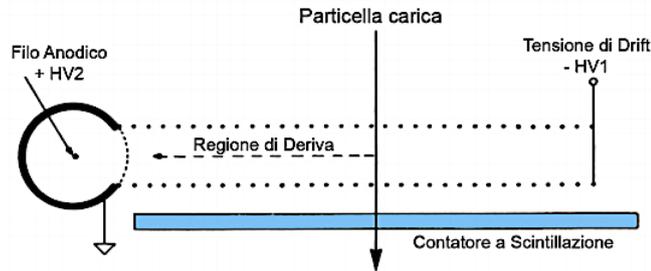


Figura 2.7: Funzionamento di una camera a deriva a singola cella.

2.6 Ionizzazione del gas

2.6.1 Perdita di energia per ionizzazione ed eccitazione

Lungo il suo percorso la particella, oltre a ionizzare il gas, ha una elevata probabilità di cedere agli atomi circostanti una energia minore del potenziale di ionizzazione; in questo caso l'energia acquisita dall'atomo viene spesa per portare un suo elettrone in un livello eccitato. L'atomo eccitato, quasi istantaneamente, torna nello stato iniziale, emettendo un fotone di energia pari a quella precedentemente acquistata dall'elettrone; nella ionizzazione, invece, l'elettrone abbandona l'atomo di appartenenza, diventando libero: si crea la cosiddetta coppia ione-elettrone, costituente base per la formazione di un segnale elettrico.

Il risultato del passaggio di una particella carica in un materiale è pertanto una cessione di energia da parte della particella stessa e una deviazione della sua traiettoria rispetto alla direzione originale di incidenza. Questi effetti sono dovuti a:

- *collisioni anelastiche con gli elettroni atomici del mezzo*, in cui viene trasferita agli elettroni più esterni dell'atomo bersaglio parte dell'energia cinetica della particella;
- *diffusione elastica dei nuclei*, in cui la particella devia la sua direzione a seguito di una interazione con il nucleo dell'atomo bersaglio.

Dei due processi elettromagnetici, le collisioni anelastiche sono responsabili quasi esclusivamente della perdita di energia dovuta al passaggio nella materia delle particelle pesanti. In queste collisioni, l'energia viene trasferita dalla particella all'atomo causando una ionizzazione o eccitazione di quest'ultimo. La quantità di energia trasferita in ogni collisione è generalmente una frazione molto piccola dell'energia cinetica totale della particella; tuttavia, il numero di collisioni per unità

di lunghezza è elevato e, pertanto, la variazione di energia non è più trascurabile. Le collisioni atomiche sono suddivise in due gruppi: *collisioni soft*, in cui si ottiene solo una eccitazione dell'atomo, e *collisioni hard* in cui l'energia trasferita è sufficiente a provocare la ionizzazione primaria e talvolta anche una ionizzazione secondaria. Questi elettroni di rinculo ad alta energia vengono chiamati δ -rays.

2.6.2 Formula di Bethe-Bloch

Se indichiamo con w l'energia media, dipendente dal materiale, per produrre un evento di ionizzazione e con E l'energia rilasciata dalla particella incidente; allora il numero medio di eventi di ionizzazione N è dato dalla relazione:

$$N = \frac{E}{w} \quad (2.13)$$

Nel caso di un rivelatore sottile, l'energia depositata al suo interno è solo una piccola frazione dell'energia totale e si può quindi assumere che le fluttuazioni seguano la statistica di Poisson con varianza pari a:

$$\sigma^2 = N \quad (2.14)$$

Se invece il rivelatore è capace di assorbire tutta l'energia della particella, l'energia depositata è una quantità fissa e non può più fluttuare liberamente come nel caso precedente. Questo vuol dire, dal punto di vista statistico, che gli eventi di ionizzazione non sono tutti indipendenti e quindi il processo non può essere descritto con la statistica di Poisson. Quando si è in tali condizioni ci si aspetta che la varianza sia minore e si può scrivere:

$$\sigma^2 = FN \quad \text{con} \quad F \leq 1 \quad (2.15)$$

in cui F è una funzione comprendente tutti i processi fondamentali che avvengono nel materiale che non producono ionizzazione; F è detto fattore di Fano, dal nome di colui che lo introdusse per primo [19].

La perdita di energia per unità di materiale attraversato, definita anche stopping power, è determinata attraverso la *formula di Bethe-Bloch* [9]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.16)$$

dove:

m_e rappresenta la massa dell'elettrone;

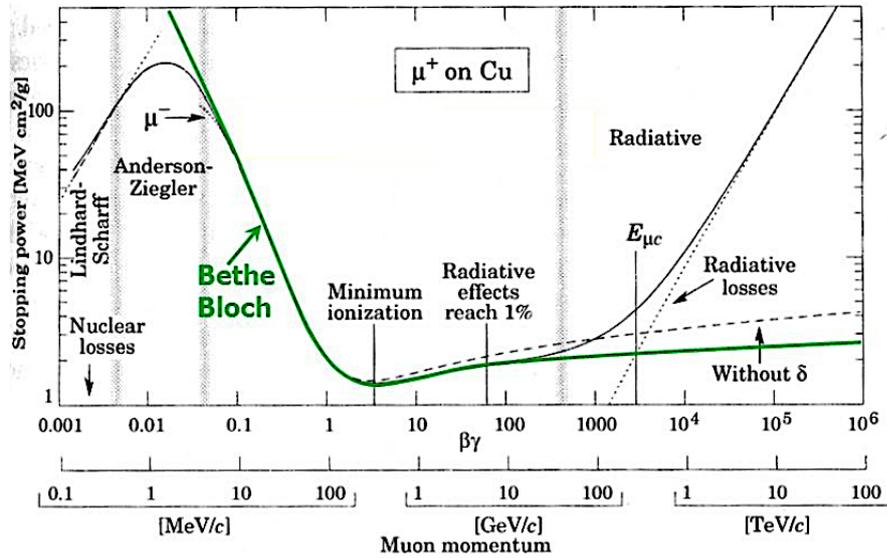


Figura 2.8: Andamento dello stopping power al variare dell'energia della particella incidente (muone) e dell'impulso della stessa su un bersaglio di rame.

r_e indica il raggio classico dell'elettrone ed è pari a $2.817 \cdot 10^{-13}$ cm;

N_a è il numero di Avogadro ed è pari a $6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$;

I il potenziale medio di ionizzazione del mezzo;

Z , A e ρ sono rispettivamente numero atomico, numero di massa e densità del mezzo;

z e $\beta = v/c$ (in unità riferite alla velocità della luce) sono rispettivamente la carica e la velocità della particella incidente;

γ è il fattore di Lorentz: $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$

$2\pi N_a r_e^2 m_e c^2$ è una costante ed è pari a $0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$

C è il fattore correttivo di shell;

δ è la correzione di densità;

W_{max} è la massima energia trasferita ad un elettrone libero per singola collisione. In figura 2.8 è mostrato l'andamento della perdita di energia di una particella carica per unità di percorso, descritta dall'equazione di Bethe-Bloch [$\text{MeV cm}^2/\text{g}$]. I fattori correttivi di densità δ e di shell C sono correzioni alla formula di Bethe-Bloch che divengono importanti rispettivamente ad alte e basse energie.

Il fattore δ deriva dal fatto che il campo elettrico della particella carica tende a polarizzare gli atomi lungo il suo percorso. A causa di questa polarizzazione, gli elettroni lontani dal cammino della particella saranno schermati. Le collisioni con questi elettroni contribuiranno, quindi, meno alla perdita totale di energia di quanto previsto dalla formula di Bethe-Bloch. Questo effetto diventa più importante man

mano che l'energia delle particelle aumenta; ciò dipende dalla densità del mezzo, poiché la polarizzazione indotta sarà maggiore nei materiali più densi rispetto a quelli meno densi. La correzione della struttura a shell C tiene conto invece degli

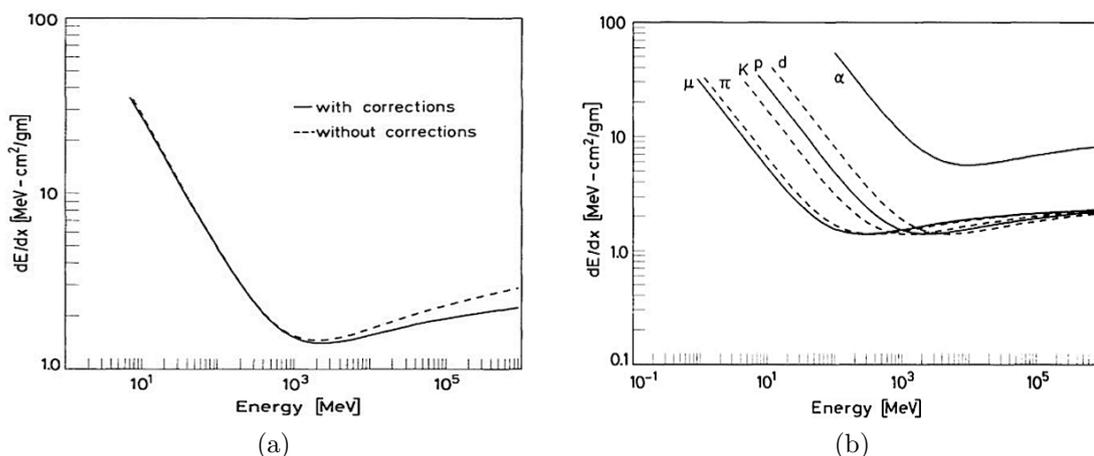


Figura 2.9: A destra, confronto della Bethe-Bloch con e senza correzioni; il calcolo viene riferito al rame. A sinistra, stopping power in funzione dell'energia cinetica per diverse particelle.

effetti che si presentano quando la velocità della particella incidente è uguale o inferiore alla velocità orbitale degli elettroni legati. In tal caso, infatti, non è più valida l'ipotesi che l'elettrone sia stazionario rispetto alla particella incidente. La correzione è generalmente piccola, come si può vedere in figura 2.9(a), dove è mostrato un confronto della formula di Bethe-Bloch con e senza correzioni [32].

In figura 2.9(b) invece è mostrato un esempio della dipendenza di dE/dx dall'energia cinetica per diverse particelle. Ad energie non relativistiche, la variazione dE/dx è dominata dal fattore $1/\beta^2$ e decresce all'aumentare della velocità fino ad un minimo a $v = 0.96c$. Ad energie superiori, il termine $1/\beta^2$ diventa quasi costante e dE/dx aumenta nuovamente a causa della dipendenza logaritmica. Dalla figura si osserva anche che per energie al di sotto del valore minimo di ionizzazione, ciascuna particella mostra una curva dE/dx , diversa per ogni particella. Questa caratteristica è spesso sfruttata nella fisica delle particelle come mezzo per identificare le particelle in questo intervallo di energia [32].

Nel caso in cui la particella incidente sia un elettrone o un positrone, l'espressione della Bethe-Bloch deve essere modificata per tenere conto della piccola massa dell'elettrone. La perdita di energia per unità di cammino dipende dall'energia stessa della particella. Una particella perderà meno energia all'inizio del suo cammino nel materiale e poi, man mano che rallenta, tenderà a rilasciare sempre più energia.

2.6.3 Ionizzazione primaria e secondaria

Al passaggio di una particella carica in un mezzo, si verificano un numero discreto di collisioni ionizzanti che liberano coppie di elettrone-ione positivo. Una coppia ione-elettrone può scaturire da due processi di ionizzazione:

- *ionizzazione primaria*: deriva della diretta interazione della particella incidente con le molecole del gas;
- *ionizzazione secondaria* deriva dal trasferimento di energia di un elettrone nel processo primario alla molecola del gas; si ha così la produzione di ioni secondari.

La somma dei due contributi si chiama ionizzazione totale. Ad ogni interazione di ionizzazione la probabilità di avere k cluster (ovvero coppie elettrone-ione) per unità di lunghezza segue la statistica di Poisson, in quanto la ionizzazione primaria consiste in un numero piccolo di eventi indipendenti, secondo la formula:

$$P_k^{n_p} = e^{-n_p} \frac{n_p^k}{k!} \quad (2.17)$$

dove:

$$n = \frac{L}{\lambda}$$

è il numero medio di cluster ed L è lo spessore del mezzo attraversato.

Attraverso l'equazione 2.17, è possibile definire l'efficienza di un rivelatore ideale. Di contro l'inefficienza di un tale rivelatore, ossia la probabilità che non si formi nessuna coppia elettrone-ione (per $k = 0$), è data dalla seguente espressione:

$$P_0^{n_p} = e^{-n_p} = 1 - \epsilon_{eff} \quad (2.18)$$

da cui ne deriva l'efficienza ideale:

$$\epsilon_{eff} = 1 - e^{-n_p} \quad (2.19)$$

Questa formula fornisce un metodo sperimentale molto utilizzato per la misura della ionizzazione primaria n_p . Gli elettroni emessi negli atti di ionizzazione hanno energie variabili da pochi eV fino a qualche keV . Questo riveste estrema importanza nello sviluppo del processo di cessione di energia al mezzo, legato alla generazione del segnale nel rivelatore. La probabilità di ionizzazione prodotta dagli elettroni primari,

dipende dalla loro distribuzione in energia e, quindi, dalle condizioni del campo elettrico.

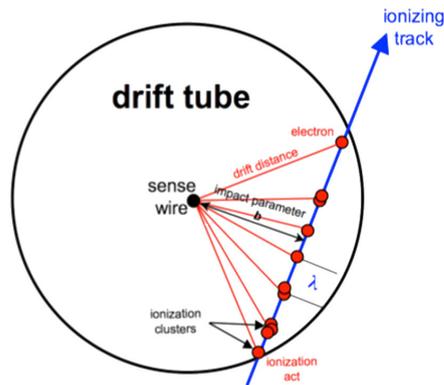


Figura 2.10: Vista schematica di una distribuzione di cluster lungo la traccia della particella ionizzante, λ è la distanza media tra i cluster.

In figura 2.10 si evidenziano i parametri geometrici più rilevanti legati alla generazione di cluster in un tubo a deriva di raggio R .

Come si è detto in precedenza, quello che determina il segnale nel rivelatore, è la carica prodotta in tutti i processi di ionizzazione, sia primaria che secondaria; e l'energia persa dalla particella incidente è proporzionale al numero totale n_{tot} di coppie prodotte attraverso la relazione [45]:

$$n_{tot} = \frac{\Delta E}{W_i} \quad (2.20)$$

in cui: ΔE indica l'energia totale rilasciata nel volume di gas dalla particella incidente, mentre W_i indica l'energia media effettiva necessaria a produrre una coppia elettrone-ione. Si parla di energia effettiva in quanto una particella carica che attraversa un gas può cedere parte della sua energia in altri modi, oltre che per ionizzazione. Nonostante ciò, questo parametro è abbastanza costante, indipendentemente dal tipo di gas in uso, dalla particella incidente e dalla sua energia.

In Tabella 2.1 sono riportate le caratteristiche di alcuni gas generalmente impiegati nei rivelatori. Nei gas, si ha che mediamente viene creata una coppia per 30 eV di energia persa, cioè per una particella che perde 3 keV, verrà creata una media di $3000/30=100$ coppie ione-elettrone.

Gas	Z	I_o (eV)	W_i (eV)	dE/dx (keV/cm)	n_p (i.p./cm)	n_T (i.p./cm)
H_2	2	15.4	37	0.34	5	9
H_e	2	24.6	41	0.32	6	8
Ar	18	15.8	26	2.44	29	94
Kr	36	14.0	24	4.60	(22)	192
Xe	54	12.1	22	6.76	44	307
CO_2	22	13.7	33	3.01	(34)	91
C_4H_{10}	34	10.8	23	4.50	(46)	195

Tabella 2.1: Proprietà di alcuni gas utilizzati nei rivelatori.

Nel caso di miscele gassose è possibile valutare i valori di n_P e n_{tot} tramite le seguenti relazioni:

$$n_P = \sum_i p_i n_{p_i} \quad (2.21)$$

$$n_{tot} = \sum_i p_i n_{tot_i} \quad (2.22)$$

dove p_i rappresenta la percentuale del gas i -esimo nella miscela di gas. L'energia media necessaria per creare una coppia ione-elettrone è importante poiché determina l'efficienza e la risoluzione di energia del rivelatore. La ionizzazione primaria consiste in un piccolo numero di collisioni indipendenti l'una dall'altra, caratterizzate dal libero cammino medio, dato dall'inverso della sezione di ionizzazione per elettrone, I per la densità N di elettroni: $\lambda = \frac{1}{N\sigma_I}$. Il numero di collisioni lungo un percorso L ha una media di L/λ e segue la distribuzione di Poisson:

$$P(L/\lambda, k) = \frac{(L/\lambda)^k}{k!} \exp(-L/\lambda) \quad (2.23)$$

da cui si può ottenere la probabilità di avere collisioni lungo la lunghezza della traccia L : $P(L/\lambda, 0) = \exp(-L/\lambda)$.

2.7 Trasporto di elettroni e ioni nei gas

Lo studio del moto degli elettroni e degli ioni positivi nei gas è fondamentale per i rivelatori a ionizzazione, in quanto questi fattori condizionano pesantemente le caratteristiche operative del rivelatore. La diffusione e la deriva in un campo

elettrico sono due fenomeni di vitale importanza per questa categoria di rivelatori. In generale, una particella carica, che attraversa una regione di spazio in cui è presente del gas, a causa delle interazioni anelastiche con gli atomi del mezzo, cede parte della sua energia agli atomi che incontra lungo il suo cammino. Quando l'energia ceduta dalla particella passante è uguale o maggiore del potenziale di ionizzazione del gas, ha luogo il fenomeno della ionizzazione, ovvero la creazione di una coppia elettrone-ione.

È necessario separare le particelle cariche in due classi: in elettroni o positroni e in particelle pesanti (ovvero particelle più pesanti dell'elettrone; ad esempio muoni, pioni, protoni e altri nuclei leggeri).

2.7.1 Deriva e mobilità

In presenza di un campo elettrico E , ioni ed elettroni iniziano a muoversi accelerati lungo le linee di campo verso l'anodo ed il catodo rispettivamente. Questa accelerazione è interrotta da continui urti con le altre molecole del gas, generando una velocità limite con cui si muovono le cariche, detta velocità di deriva v_d della carica. Una caratteristica della velocità di deriva è quella di essere una funzione di E . È utile definire poi la mobilità di una carica come: $\mu = \frac{v_d}{E}$. Gli elettroni, avendo una piccola massa, possono, in presenza di campi elettrici elevati, subire un'accelerazione tra un urto e l'altro. La velocità di deriva degli elettroni, in prima approssimazione, è espressa tramite la formula di Townsend:

$$v_d = \mu \frac{E}{p} = \frac{e}{2m} \tau \frac{E}{p} \quad (2.24)$$

dove τ è il tempo medio tra due collisioni e dipende dal valore del campo elettrico. Ad una data pressione p costante corrisponde una mobilità μ costante. Per un dato valore E del campo, μ varia come l'inverso della pressione p . Diversa, invece, è la situazione per gli ioni la cui velocità di deriva v_d dipende linearmente dal rapporto E/p , dove p è la pressione del gas ed è direttamente proporzionale al parametro μ :

$$v_d = \mu \frac{E}{p} \quad (2.25)$$

La quantità μ che appare nella (2.25) rappresenta la mobilità ionica e dipende principalmente dal tipo di ione e dal gas in cui si muove, mentre varia debolmente con il campo elettrico a causa della elevata massa degli ioni. A pressione costante questo implica una mobilità μ costante; questo non si verifica invece per gli elettroni in quanto la mobilità, a meno di campi molto bassi, non è in genere costante.

Per gas ideali in cui le cariche in movimento rimangono in equilibrio termico, la mobilità è legata al coefficiente di diffusione secondo la relazione di Einstein:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{KT}{e} \quad (2.26)$$

Rispetto alle loro velocità termiche, la velocità di deriva degli ioni è piccola, mentre, per gli elettroni questa può essere più alta poiché sono molto più leggeri. Prima che si giunga alla saturazione possono essere raggiunte velocità fino a 10^6 cm/s; a cui corrisponde un valore del campo elettrico generalmente dell'ordine di $1kV/cm - atm.$

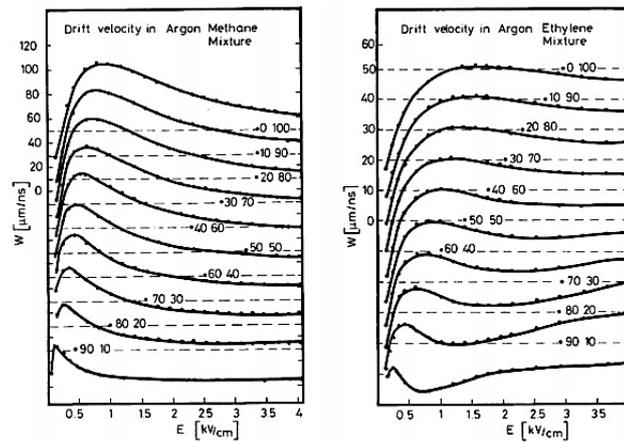


Figura 2.11: Velocità di deriva degli elettroni in diverse miscele gassose in funzione del campo elettrico.

In figura 2.11 vengono mostrati i risultati ottenuti per elettroni in diverse miscele gassose della velocità di deriva in funzione del campo elettrico. Il guadagno della velocità degli elettroni può anche influenzare la velocità di diffusione se l'energia media degli elettroni supera le energie termiche. Il fattore kT nella relazione di Einstein viene quindi sostituito dall'energia media. La costante di diffusione D aumenta di conseguenza causando una maggiore diffusione della nube di elettroni. Ciò ha conseguenze importanti per i rivelatori a deriva che tentano di determinare la posizione di una traccia misurando il tempo di deriva degli elettroni di ionizzazione.

2.7.2 Diffusione

Durante il processo di deriva delle cariche liberate, le interazioni con gli atomi del gas, oltre a produrre un effetto di frenamento, deviano queste cariche dalla loro

traiettoria originale; questo fenomeno prende il nome di diffusione. La diffusione degli elettroni è particolarmente importante nelle camere a deriva: più piccolo è il coefficiente di diffusione D e migliore è la risoluzione del rivelatore. In assenza di campo elettrico, gli elettroni e gli ioni, prodotti dall'interazione della particella incidente con le molecole del gas, diffondono liberamente in tutte le direzioni perdendo energia e ricombinandosi a causa delle collisioni multiple.

Ad energie termiche, la diffusione spaziale degli elettroni ha una forma di tipo gaussiano con valore medio delle velocità delle cariche, descritte dalla distribuzione di Maxwell, $v = \sqrt{8kT/\pi m}$, con ovvio significato dei simboli; da cui si ricava che gli elettroni, a temperatura ambiente, hanno una velocità media di diffusione pari a circa 10^6 cm/s; mentre gli ioni 10^4 cm/s. La diffusione ha due termini, longitudinale e trasversale, i quali provocano una dispersione della nuvola elettronica. Il termine trasversale, ha un effetto più decisivo sulla dispersione della nuvola elettronica. L'applicazione di un campo elettrico tende a muovere le cariche, che sono così accelerate verso i rispettivi elettrodi. Lungo il percorso gli elettroni urtano gli atomi cedendo parte della loro energia. Il moto che ne consegue è la sovrapposizione alla casuale agitazione termica di una velocità di deriva $v_d = \mu E$, che dipende dal tipo di ione e dalla miscela di gas in cui si muove. Gli elettroni, poiché sono molto meno massivi degli ioni, risultano essere molto più veloci e, infatti, la loro mobilità (pochi $cm/\mu s$) è superiore a quella degli ioni (pochi $\mu m/\mu s$) di un fattore di circa 10^3 .

2.7.3 Corrente di ionizzazione

In presenza di un campo elettrico, la deriva delle cariche positive e negative rappresentate dagli ioni e dagli elettroni costituisce una corrente elettrica. Se un dato volume di gas è irradiato, la velocità di formazione delle coppie di ioni è costante. Per un volume di gas, questa velocità di formazione è esattamente bilanciata dalla velocità con cui le coppie di ioni vengono perse dal volume, sia per ricombinazione sia per diffusione. Nelle condizioni in cui la ricombinazione è trascurabile e tutte le cariche vengono raccolte, la corrente prodotta è una misura accurata della velocità con cui le coppie di ioni si formano all'interno del volume.

La misura della corrente di ionizzazione è il principio di base delle camere a ionizzazione a corrente continua; in cui il gas è racchiuso in una regione dove, mediante l'applicazione di una tensione esterna, è possibile creare un campo elettrico. All'equilibrio, la corrente che scorre nel circuito esterno, sarà uguale alla corrente di ionizzazione raccolta sugli elettrodi e un amperometro sensibile, posto nel circuito esterno, può quindi misurare la corrente di ionizzazione. Aumentando la tensione, il campo elettrico risultante inizia a separare più rapidamente le coppie di ioni e la ricombinazione diminuisce.

Le cariche positive e negative sono anche trascinate verso i rispettivi elettrodi con velocità di deriva crescente, riducendo la concentrazione di equilibrio degli ioni all'interno del gas e quindi sopprimendo ulteriormente la ricombinazione. La corrente misurata aumenta, quindi, con la tensione applicata poiché questi effetti riducono la quantità della carica originale che viene persa. Ad una tensione applicata sufficientemente elevata, il campo elettrico è abbastanza grande da sopprimere efficacemente la ricombinazione ad un livello trascurabile e tutte le cariche create attraverso il processo di ionizzazione contribuiscono alla corrente ionica.

Aumentando ulteriormente la tensione non si aumenta la corrente perché tutte le cariche sono già state raccolte e il loro tasso di formazione è costante. Questa regione viene detta di saturazione, nella quale le camere a ionizzazione operano convenzionalmente. In queste condizioni, la corrente misurata nel circuito esterno è una vera indicazione della velocità di formazione di tutte le cariche dovute alla ionizzazione all'interno del volume attivo della camera [31].

2.8 Moltiplicazione a valanga

In assenza di un campo elettrico esterno, le coppie elettrone-ione, formatesi a seguito della ionizzazione, si ricombinano tra loro. Applicando un campo elettrico, gli elettroni e gli ioni prodotti nella ionizzazione primaria, accelerano in direzioni opposte. Gli elettroni accelerati possono a loro volta ionizzare il gas, producendo una moltiplicazione a valanga. Gli elettroni secondari possono produrre una nuova ionizzazione e così via.

Si crea così un processo a valanga, che va sotto il nome di valanga di Townsend. La valanga termina quando tutti gli elettroni liberi sono raccolti dall'anodo. A causa della grande mobilità degli elettroni rispetto agli ioni positivi, la valanga ha la forma di una goccia con gli elettroni raggruppati in testa e gli ioni più lenti in coda. Nella figura 2.12 viene illustrato tale processo di formazione della valanga e la relativa configurazione a goccia. Il coefficiente di Townsend, indicante il numero medio di coppie ione-elettrone prodotte per unità di cammino nella regione di deriva, è l'inverso del libero cammino medio ionizzazione, ovvero la distanza media tra una ionizzazione e la successiva: $1/\lambda$, che rappresenta la probabilità di ionizzazione per unità di lunghezza di deriva. Detto n il numero di elettroni a una data posizione, $dn/n = \alpha dx$ sarà il numero di elettroni dopo un tratto dx , con α coefficiente di Townsend. Integrando la precedente, si definisce il fattore di moltiplicazione o di guadagno del gas:

$$M = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x} \quad (2.27)$$

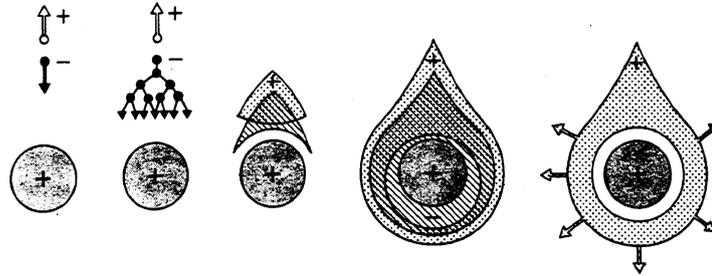


Figura 2.12: Sviluppo della valanga con la tipica configurazione a goccia. [43]

con n_0 indicante il numero di coppie iniziali. Nel caso in cui il campo non sia uniforme, α è funzione di x e:

$$M = \exp \int_{x_1}^{x_2} \alpha(x) dx \quad (2.28)$$

Si trova fisicamente che M è limitato: $M < 10^7$ [44], ovvero $\alpha x < 20$, altrimenti si innescano delle scariche. Tale limite è noto come limite di Raether. Se nel processo di moltiplicazione, elettroni e ioni si allontanano gli uni dagli altri, creando all'interno della valanga un campo elettrico opposto a quello applicato, raggiunto il limite di Raether, il valore del campo elettrico all'interno della valanga si annulla: in questa situazione gli ioni e gli elettroni si possono ricombinare, producendo un'emissione quasi isotropa di fotoni di energia dell'ordine di circa $10eV$. Tali effetti secondari sono responsabili della transizione dal cosiddetto regime proporzionale (in cui l'amplificazione è proporzionale alla carica primaria) al regime di streamer, in cui i fotoni possono generare a loro volta coppie elettroni-ioni nelle vicinanze della valanga. Gli elettroni generati con questo meccanismo all'estremità della valanga possono innescare nuovi processi di moltiplicazione; al contrario quelli prodotti lateralmente non ne sono in grado, poiché qui il campo elettrico è fortemente depresso. Con questo meccanismo la valanga principale si unisce con le valanghe secondarie formando lo streamer, che si propaga verso il catodo. Nel caso in cui le estremità di uno streamer raggiungono gli elettrodi, si innesca una scintilla tra gli stessi, con conseguente caduta di potenziale, detta appunto streamer.

Il fattore di moltiplicazione M è di fondamentale importanza per i contatori proporzionali; per questo motivo sono stati sviluppati vari modelli teorici per il calcolo del coefficiente α per differenti gas. In generale non ci sono delle semplici regole per ottenere α nelle miscele gassose a partire dai singoli gas che lo costituiscono.

2.9 Sviluppo del segnale

Il segnale generato sul filo è indotto dal moto delle cariche libere (Teorema di Ramo): gli elettroni producono un segnale in un tempo abbastanza veloce, tipicamente minore di $1ns$, a causa della loro velocità di deriva, anche se questo rappresenta solo 1% di quello prodotto dagli ioni positivi nel loro movimento verso il catodo. Gli ioni, come è stato già ampiamente illustrato, sono molto più lenti, muovendosi verso i catodi, generano un segnale con una coda lunga diverse centinaia di μs . Il movimento delle cariche induce un segnale non solo sull'anodo quindi, ma anche sugli altri elettrodi, che spesso vengono suddivisi in sezioni più piccole, per consentire una migliore misura delle coordinate spaziali.

Per un rivelatore a deriva un'espressione approssimata della corrente indotta può essere la seguente [10]:

$$i(t) = -\frac{QC}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t+t_0} \quad \text{con } 0 \leq t \leq t_{max} \quad (2.29)$$

in cui Q è la carica totale sviluppata e C è la capacità per unità di lunghezza associata al rivelatore a deriva; t_0 viene detto tempo caratteristico e dipende, oltre che dalla geometria del rivelatore, anche dalla mobilità μ degli ioni. Risulta:

$$t_0 = \frac{r_w}{2\mu E(r)} \quad (2.30)$$

dove r_w è il raggio del filo. Nel caso si consideri un rivelatore a deriva con pareti catodiche a geometria cilindrica, il campo elettrico in esso generato è analogo a quello di un condensatore cilindrico, avente espressione:

$$E(r) = \frac{\Delta V}{\ln(r_t/r_w)} \cdot \frac{1}{r} \quad (2.31)$$

in cui r_t è il raggio del rivelatore cilindrico e quindi in prossimità della superficie del filo si avrà:

$$t_0 = \frac{r_w^2 \ln(r_t/r_w)}{2\mu\Delta V} \quad (2.32)$$

mentre il t_{max} può essere espresso in funzione di t_0 tramite la relazione

$$t_{max} = t_0 \left[\left(\frac{r_t}{r_w} \right)^2 - 1 \right] \quad (2.33)$$

2.10 Scelta del gas

La scelta del gas di riempimento è della massima importanza per utilizzare in maniera ottimale una camera a deriva. I criteri di base per la scelta di un gas sono generalmente: bassa tensione di lavoro, alto guadagno e buona proporzionalità e trasparenza per ridurre gli scattering multipli. Come vedremo, queste condizioni vengono soddisfatte utilizzando una miscela di gas.

Affinché il rivelatore operi efficientemente, è importante che gli elettroni che derivano non siano catturati dalle molecole del gas; di qui l'impiego di gas nobili quale componente principale delle miscele nei rivelatori, come ad esempio Elio ed Argon. Quest'ultimo, grazie al suo basso potenziale di ionizzazione, alla sua non elettronegatività e forte stabilità, non cattura gli elettroni prodotti durante la moltiplicazione a valanga (low electron attachment), con conseguente aumento del guadagno raggiungibile e riduzione di eventuali effetti secondari indesiderati.

Nel processo di moltiplicazione, i fotoni emessi dalla diseccitazione delle molecole nel loro stato fondamentale creano elettroni per effetto fotoelettrico: ne deriva un aumento del numero di elettroni con una conseguente perdita in proporzionalità. Per ottenere guadagni più elevati e ridurre l'effetto indesiderato di scarica che ne deriverebbe, viene aggiunta alla miscela una piccola percentuale, generalmente dal 10% al 40%, di gas poliatomici, come CO_2 , CH_4 , iso- C_4H_{10} ed altri idrocarburi, in quanto essi assorbono i fotoni senza ulteriore ionizzazione (quenching).

Ad esempio all'Argon, solitamente, si associa il metano che cattura fotoni nell'intervallo di 7.9 eV - 14.5 eV. La capacità di quenching cresce aumentando il numero di atomi della molecola: molto usato infatti è l'isobutano iso- C_4H_{10} . Un vantaggio aggiuntivo nell'uso dei quenchers è l'aumento nella velocità di deriva degli elettroni, cruciale per avere contatori funzionanti ad alti rate. L'aggiunta di piccoli quantitativi di fluoro e bromo-carburi, come CF_3Br e C_2H_5Br consente di raggiungere valori di guadagno pari a 10^7 .

Ad ogni modo, l'aggiunta dei quenchers non è priva di svantaggi. Essi hanno conseguenze negative sulla vita media dei contatori: le molecole che si dissociano si ricombinano in polimeri solidi o liquidi e si depositano sugli elettrodi del contatore, modificando le proprietà.

Un esempio caratteristico è l'effetto Malter [35]: può accadere che si crei uno strato sottile di polimero sul catodo, dove si depositano via via ioni positivi. Questo può portare all'emissione di elettroni dal catodo attraverso il sottile strato di polimero, creando così un forte campo elettrico all'interno del sottile strato tra la carica depositata e le cariche accumulate sul catodo metallico dal lato opposto. Il campo elettrico così elevato può estrarre elettroni dal metallo che possono poi attraversare lo strato di polimero ed entrare nel rivelatore.

Nell'esperimento di Malter, le cariche positive erano prodotte da un fascio esterno di particelle; quando si interrompeva il flusso di tali particelle, l'emissione del campo non si interrompeva immediatamente, ma decadeva lentamente in quanto la carica superficiale richiedeva un certo tempo per fuoriuscire.

Per ovviare a questi inconvenienti, bisogna pulire periodicamente le superfici in funzione dei flussi di particelle impiegati, utilizzare quencher non polimerizzanti come alcoli, aldeidi, acetati che aggiunti in poca percentuale, carpendo la carica agli ioni positivi tramite scambio ionico, si neutralizzano al catodo senza polimerizzare. La purezza del gas, ovviamente, è molto importante. In particolare, se sono presenti gas elettronegativi, gli elettroni verranno catturati mentre si spostano verso gli anodi. Il livello ammissibile per queste impurità dipende dalla lunghezza del percorso di deriva: più lungo è questo percorso, maggiore è il livello di purezza richiesto. Per massimizzare la stabilità operativa, dovrebbe essere scelto un gas che mostri la saturazione della velocità di deriva in campi elettrici non troppo alti [32].

Per quanto riguarda la velocità di deriva, se la camera deve funzionare a velocità di conteggio elevate, la velocità di deriva deve essere elevata in modo da ridurre al minimo il tempo morto. Se, invece, si desidera una risoluzione spaziale elevata, è necessaria una velocità di deriva più lenta per ridurre al minimo gli errori di temporizzazione.

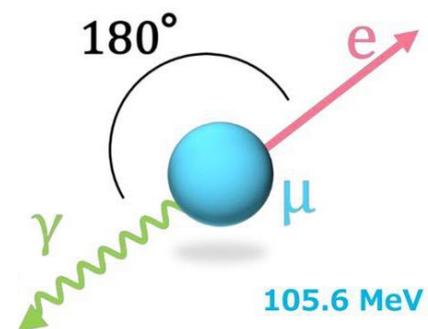
Capitolo 3

L'esperimento MEG

L'esperimento di MEG al PSI è stato progettato per la ricerca del decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ (1), che consiste nella produzione simultanea di un fotone e di un positrone aventi stessa energia, pari a metà della massa del muone, ovvero circa 52.83 MeV, ed emessi con un angolo relativo di 180° . L'apparato sperimentale necessita dunque di un calorimetro elettromagnetico per la misura dell'energia, del tempo di emissione e della direzione del fotone e di un sistema di tracciatura per la misura dell'impulso del positrone, accoppiato ad un rivelatore a risposta rapida per la misura del tempo di emissione del positrone stesso.

Per la rivelazione del fotone è stato scelto un calorimetro a Xenon liquido (LXe); mentre per la tracciatura del positrone è stato utilizzato uno spettrometro magnetico, chiamato COBRA, composto da una camera a deriva cilindrica immersa in un campo magnetico non uniforme associata ad un rivelatore a scintillazione, chiamato Timing Counter, che misura il tempo di volo del positrone. Una rappresentazione schematica dell'apparato sperimentale è illustrata in figura 3.1.

MEG è stato in presa dati dal 2008 al 2013, anno in cui è stato approvato un upgrade dei rivelatori contenuti in MEG [2], in quanto la prima fase dell'esperimento aveva evidenziato delle limitazioni nei rivelatori. La necessità di aggiornare i rivelatori di MEG è dovuta al fatto che la sensibilità dell'esperimento è fortemente limitata dal fondo accidentale, che può essere ridotto migliorando le risoluzioni dei singoli detector. L'aggiornamento ovviamente riprende il concetto di base dell'esperimento MEG, con l'intento di migliorare buona parte dei principali rivelatori.



L'obiettivo è quello di raggiungere un miglioramento della sensibilità con dati di raccolta 10 volte più grandi e con risoluzioni del rivelatore migliorate di un fattore 2. In questo capitolo, per prima cosa, verranno brevemente descritti i sotto-rilevatori della prima versione del rivelatore e poi verranno introdotti i sotto-rilevatori dell'esperimento MEG II, facendo un confronto tra i due apparati.

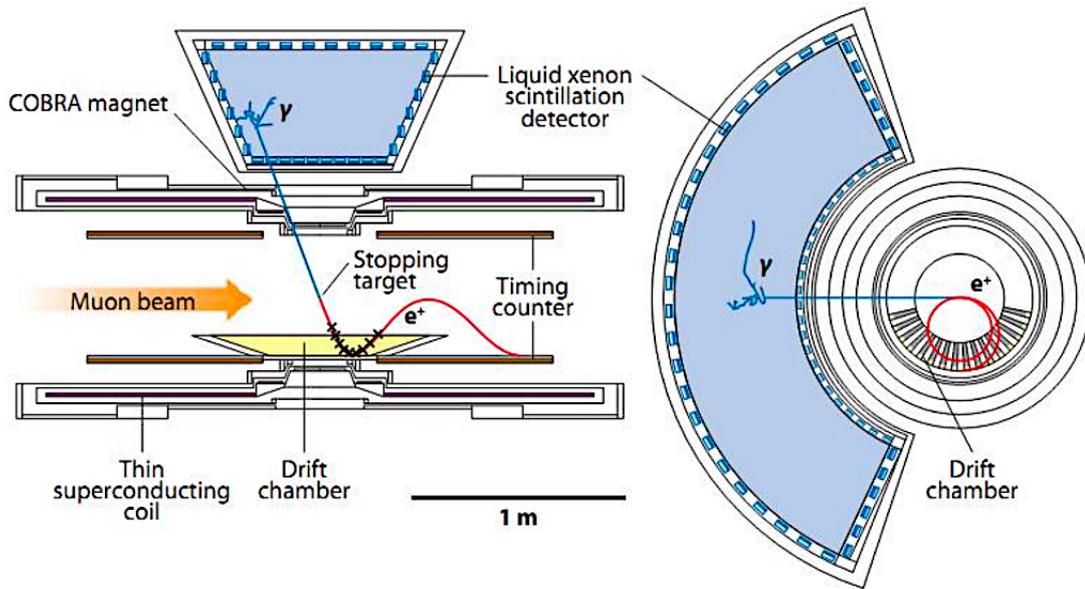


Figura 3.1: Rappresentazione schematica di MEG.

3.1 Introduzione

Nel Modello Standard (MS) le particelle elementari, divise in bosoni e fermioni, a loro volta suddivisi in quarks e leptoni, come visto precedentemente, sono riunite in sottogruppi, detti *famiglie* o *doppietti*, e caratterizzati da un numero quantico di sapore. Nel settore dei quarks le transizioni fra particelle appartenenti a famiglie diverse sono usuali e sono inserite esplicitamente nel modello tramite un'opportuna matrice di mescolamento. Mentre nel settore dei leptoni non sono state osservate sperimentalmente reazioni fra leptoni carichi di sapore leptonico diverso, cioè appartenenti a due famiglie distinte; pertanto questo tipo di reazioni è esplicitamente proibito nel MS. Processi di questo tipo sono chiamati processi di violazione del sapore leptonico carico e sono abbreviati con l'acronimo inglese cLFV (*Charged Lepton Flavour Violation*).

Sebbene il MS sia considerata una teoria di grandissimo successo e fino ad ora, a parte piccole estensioni, sia risultata sufficiente per spiegare le osservazioni sperimentali nel campo della fisica delle particelle, si ritiene necessario che questo modello debba essere esteso in modo da risultare parte di una teoria più generale. Includendo le oscillazioni di neutrino, il processo (1) risulta permesso, ma troppo raro da poter essere rivelato sperimentalmente. Nell'ambito del MS, si ricorda che il decadimento classico del muone è $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$, la probabilità di osservare questo decadimento è di circa 10^{-54} , al momento praticamente inaccessibile sperimentalmente.

Se si considerano invece altre estensioni del MS, ed in particolare le teorie di supersimmetria (SUSY), queste prevedono che il decadimento del muone in positrone e fotone avvenga abbastanza frequentemente da poter essere rivelato con un esperimento di alta precisione. La maggior parte di tali teorie prevede infatti che questo processo avvenga con un rapporto relativo di circa 1 parte su 10^{12-14} rispetto all'usuale processo di decadimento del muone in un elettrone e due neutrini. In figura 3.2 si può vedere un possibile diagramma di Feynman per questo decadimento.

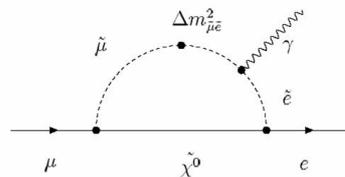


Figura 3.2: Un possibile diagramma di Feynman per il decadimento $\mu \rightarrow e\gamma$.

L'osservazione sperimentale di una di queste reazioni sarebbe una prova incontrovertibile della necessità di superare il MS. Nell'esperimento MEG il fascio continuo di μ^+ , con un'energia di 4.5 MeV ed un'intensità di $3 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, viene fermato in un sottile bersaglio di polietilene. Il processo (1) cercato è un decadimento a due corpi, γ ed e^+ sono perciò monocromatici. Il fotone viene rivelato nel calorimetro a LXe che permette di misurare l'energia e l'istante di incidenza del fotone. Ottocento litri di materiale scintillante sono mantenuti ad una temperatura di 16 K (-257.5° C) in una struttura di acciaio e alluminio (criostato) a forma di semitoroide trapezoidale che copre il 10% dell'angolo solido attorno alla direzione di volo del muone. La traiettoria del positrone da 52.8 MeV/c, emesso in direzione opposta rispetto al fotone, viene curvata dal campo di un magnete superconduttore, COBRA, a gradiente di campo ed il suo percorso viene identificato attraverso la camera a deriva cilindrica. Infine il positrone va a incidere su un insieme di barre di scintillatore plastico, ciascuna letta alle due estremità da fotomoltiplicatori (Timing Counter), dove viene registrato con grande precisione il suo tempo di arrivo.

Nella presa dati di MEG si è posto un limite superiore al branching ratio $BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma) < 4.2 \times 10^{-13}$ al 90% di livello di confidenza [6]; dove per BR si intende la frazione di particelle che decadono seguendo quel particolare canale di decadimento rispetto al numero di particelle che decadono seguendo qualsiasi canale. Un ulteriore aumento di statistica, che si otterrebbe continuando ad acquisire dati, non consentirebbe di migliorare significativamente il limite ottenuto, in quanto la sensibilità è limitata dalla presenza del fondo accidentale dovuto alla macchina acceleratrice e di origine naturale (come raggi cosmici, radioattività...).

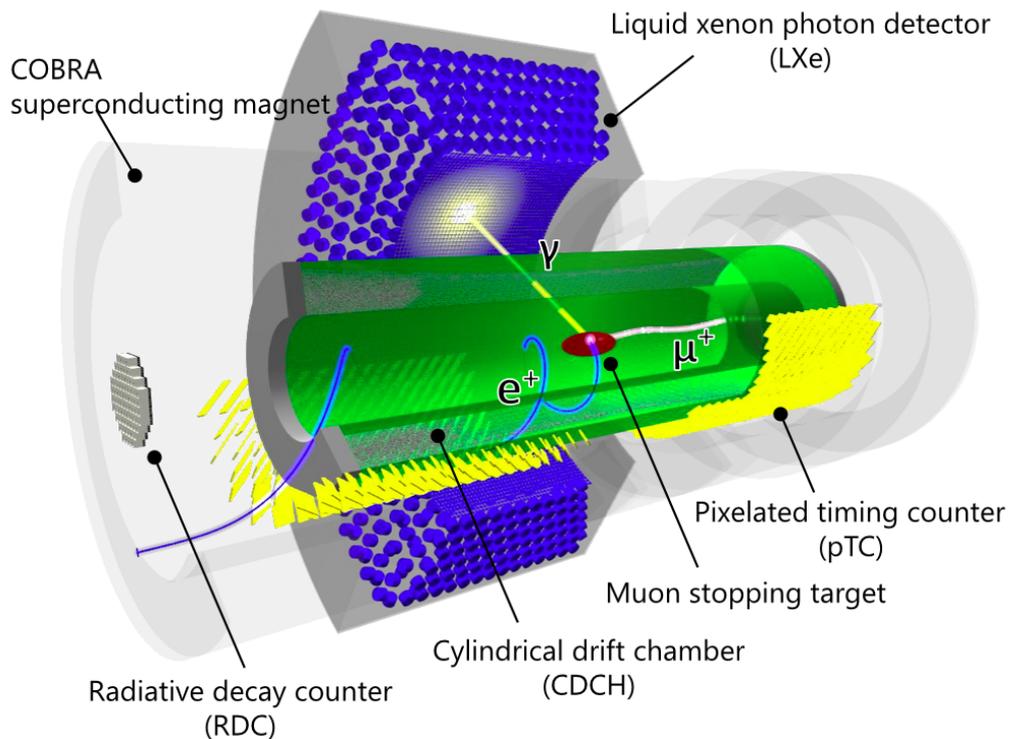


Figura 3.3: Rappresentazione schematica dell'esperimento MEG II.

Una prima versione dell'apparato ha iniziato a prendere dati nel 2008, la seconda versione migliorata, MEG II, quasi ultimata, ha iniziato a prendere dati nel 2019. L'upgrade dell'esperimento ha previsto il riciclo parziale di alcuni dei rivelatori già presenti. MEG II, schematicamente rappresentato in figura 3.3, è progettato per migliorarne la sensibilità di un ordine di grandezza. L'idea alla base è quella di ottenere la più alta sensibilità possibile modificando i rivelatori affinché consentano di poter utilizzare un'intensità del fascio di muoni doppia rispetto a quella di MEG. L'upgrade di MEG cerca dunque di risolvere le problematiche incontrate in MEG I,

attraverso una serie di miglioramenti che includono lo sviluppo di nuovi rivelatori in modo da raggiungere alte prestazioni. In particolare, l'upgrade mira a:

- Aumentare il flusso dei muoni incidenti sul bersaglio;
- Sostituire il tracciatore del positrone con una nuova camera a deriva in grado di seguire i positroni fino al Timing Counter;
- Aumentare le capacità traccianti del Timing Counter;
- Aumentare la risoluzione spaziale del calorimetro LXe;
- Implementare un nuovo sistema di trigger e di DAQ.

Inoltre la ridotta lunghezza di radiazione e l'elevata risoluzione spaziale del nuovo rivelatore di positroni, si stima portino ad un complessivo miglioramento della risoluzione sulla quantità di moto e sulla posizione del positrone, determinando, di conseguenza, un aumento della precisione di tutte le variabili cinematiche che descrivono il processo considerato.

3.2 Obiettivi scientifici dell'esperimento MEG

In passato sono stati condotti numerosi esperimenti per la ricerca del decadimento del muone in elettrone e fotone: infatti, nell'ambito dei processi cLFV tale decadimento risulta uno dei più interessanti sia per discriminare le possibili estensioni del modello, sia dal punto di vista sperimentale, perché le caratteristiche cinematiche delle particelle emesse nel processo (un fotone ed un elettrone emessi simultaneamente con un angolo relativo di 180° , ciascuno di energia eguale a metà della massa del muone a riposo) risultano chiaramente identificabili e consentono un'efficiente discriminazione del segnale rispetto agli eventi di fondo.

La prima pionieristica ricerca venne condotta da B. Pontecorvo ed E. P. Hincks nel 1948 utilizzando i muoni prodotti dai raggi cosmici ed ottenendo un limite sul rapporto di decadimento del muone in elettrone e fotone (rispetto a quello usuale in elettrone e due neutrini) di circa 10^{-1} ; da allora tale limite è stato migliorato di svariati ordini di grandezza utilizzando i muoni prodotti in opportune macchine acceleratrici di grande potenza, chiamate *meson factories*.

In figura 3.4 è mostrata l'evoluzione del limite superiore sperimentale del BR di processi cLFV che coinvolgono muoni non permessi dal Modello Standard: in questa figura sono riportati anche i risultati di MEG. L'esperimento MEG si propone quindi di osservare il decadimento del muone in elettrone e fotone o, in caso di non osservazione, di migliorare il limite sperimentale attuale di circa due ordini di grandezza, in modo da coprire un'ampia frazione dei valori predetti dalle teorie supersimmetriche.

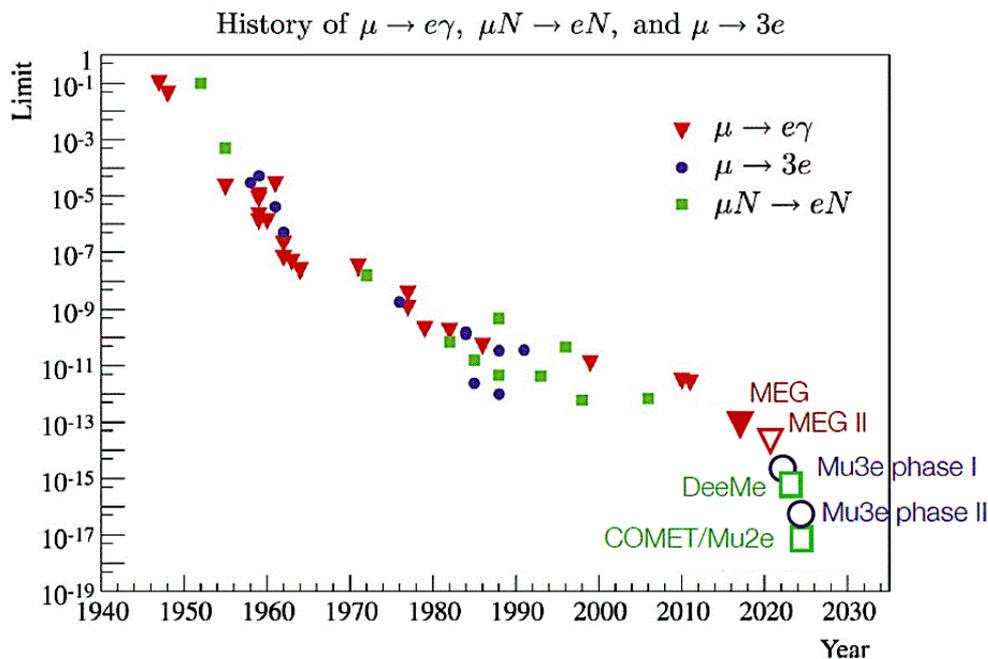


Figura 3.4: Evoluzione temporale del limite superiore sul rapporto di decadimento per processi $cLFV$. Il processo (1) è indicato dai triangoli rossi.

Per la realizzazione di un obiettivo così ambizioso è necessario disporre di un apparato di grande precisione, con rivelatori ad elevate prestazioni in grado di separare gli eventuali segnali del decadimento cercato dai fondi, sia indotti dalla macchina acceleratrice, sia di origine naturale (raggi cosmici, radioattività...). Nella realizzazione dell'esperimento è stata quindi posta particolare attenzione nell'ottimizzazione delle prestazioni dei rivelatori, tramite la costruzione e lo studio di prototipi in scala ridotta e lo sviluppo di numerose tecniche di calibrazione, ampiamente discusse in numerose pubblicazioni di MEG.

3.3 Il rivelatore dell'esperimento MEG

Il rivelatore dell'esperimento MEG è composto da:

- un fascio di circa 10^8 muoni per secondo (Fig. 3.5(a)), ottenuto dal decadimento dei pioni prodotti nell'interazione dei protoni dell'acceleratore del PSI (Fig. 3.5(b)) su un bersaglio di grafite;

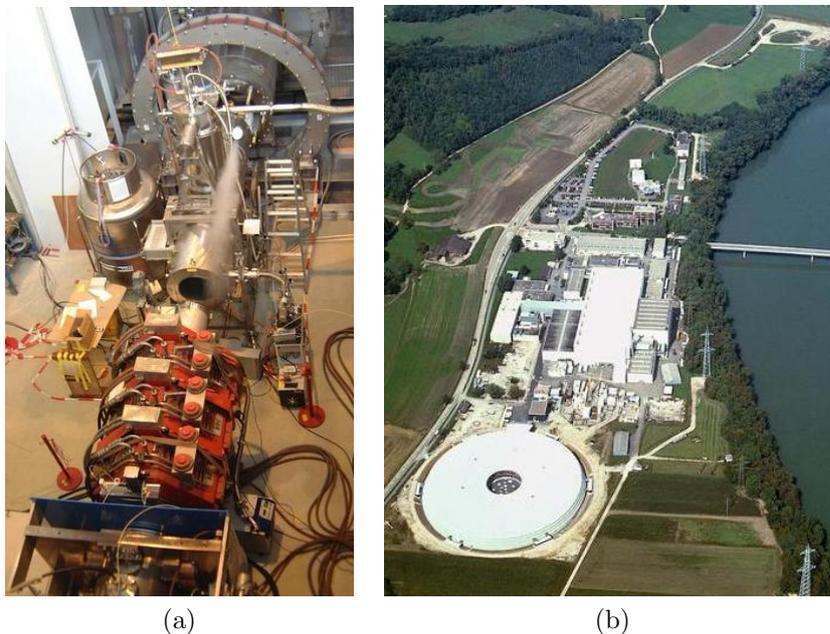


Figura 3.5: (a) La linea di fascio dell'esperimento MEG. (b) Vista aerea del PSI.

- uno spettrometro magnetico, formato da un magnete superconduttore (COBRA) (Fig. 3.6(a)) e da sedici camere a deriva per la misura dell'impulso del positrone (Fig.3.6(c));
- un sistema di contatori a scintillazione, formato da 30 barre orizzontali e 320 fibre scintillanti, disposte in modo da formare un arco di circonferenza, per la misura del tempo di arrivo del positrone (Figg.3.6 (b) e (d));
- un calorimetro elettromagnetico a Xenon liquido, equipaggiato con una matrice di 846 fotomoltiplicatori, (Figg. 3.7 (a) e (b)) per la misura dell'energia, della direzione e del tempo di arrivo del fotone tramite la luce di scintillazione prodotta da una particella carica quando attraversa il mezzo sensibile;
- un acceleratore Cockroft-Walton che produce un fascio di protoni di circa 0.5 MeV di energia (Figg.3.7 (c) e (d)). Tramite le reazioni del fascio di protoni con bersagli di Litio e Boro si ottengono fotoni di alta energia che costituiscono uno dei principali strumenti per la calibrazione in energia del calorimetro;
- un elaborato sistema di trigger (Fig. 3.8(a)) e di elettronica di acquisizione dati (Fig. 3.8(b)). Il sistema di trigger è basato sulla tecnologia FPGA ed utilizza

rapide valutazioni dell'energia del fotone, del tempo e della direzione relativa del fotone e del positrone riducendo la frequenza di dati da registrare da alcuni MHz a circa 10 Hz, mantenendo un'efficienza sugli eventi di segnale di quasi il 100%; il sistema di acquisizione utilizza il chip DRS (*Domino Ring Sampler*) sviluppato al PSI per la digitizzazione delle forme d'onda con frequenza di campionamento, regolabile dall'utente, fino a 5 GHz;

- un complesso sistema di calibrazione (Fig. 3.8(c)) comprendente, da sinistra a destra e dall'alto in basso:

1. il già citato acceleratore Cockroft-Walton;
2. un sistema di sorgenti alpha montate su fili all'interno del rivelatore per fotoni;
3. un bersaglio ad idrogeno liquido che, accoppiato ad un fascio di pioni negativi, viene utilizzato per produrre la reazione di scambio carica: $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$, seguita dal decadimento del pione neutro in due fotoni di energia compresa fra 55 e 83 MeV. Il fotone da 55 MeV, di energia molto vicina a quella del segnale atteso, può essere selezionato e rivelato nel calorimetro a Xenon Liquido utilizzando un rivelatore ausiliario in coincidenza;
4. un fascio monocromatico di positroni che subiscono diffusione Mott per la calibrazione in energia ed angolo del sistema delle camere;
5. il decadimento radiativo del muone, in cui sono emessi un positrone ed un fotone in coincidenza temporale, utilizzato per la calibrazione del tempo relativo fra positrone e gamma;
6. un sistema di contatori a scintillazione esterni all'apparato per rivelare i raggi cosmici che attraversano l'esperimento;
7. un generatore di neutroni.

Il calorimetro elettromagnetico ha rappresentato la parte più innovativa dell'esperimento MEG I. L'uso dello LXe come materiale sensibile non è una assoluta novità, ma fino ad allora l'utilizzo era stato limitato a rivelatori di piccole dimensioni, con masse di alcune decine di kg; il calorimetro di MEG occupa invece un volume di circa $1m^3$, a cui corrisponde una massa di circa 3 tonnellate. Le camere a deriva ed i contatori a scintillazione utilizzano tecnologie tradizionali, ma il livello di prestazioni richieste da MEG è notevolmente elevato. Per tutti i rivelatori di MEG è stato quindi necessario un lungo lavoro preliminare per verificare che le specifiche necessarie potessero essere realizzate in pratica.

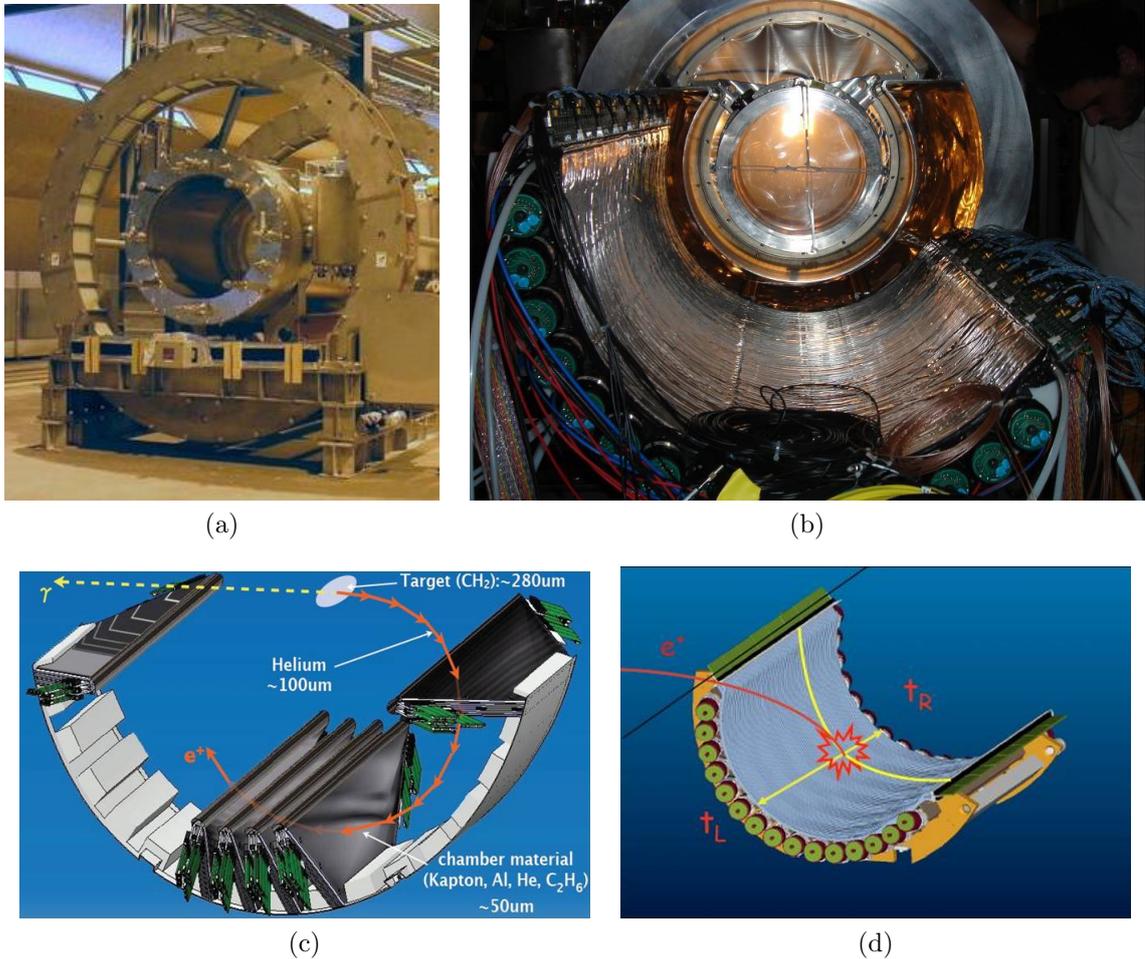


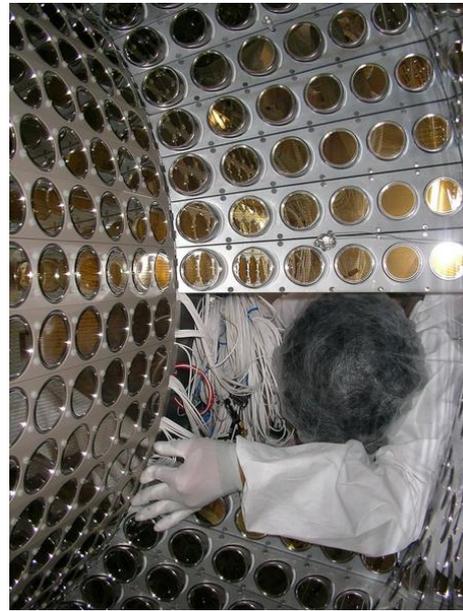
Figura 3.6: (a) Il magnete superconduttore COBRA. (b) Il Timing Counter al termine dell'assemblaggio. Sono visibili le fibre scintillanti ed i fototubi delle barre. (c) Disegno schematico delle camere a deriva. (d) Disegno schematico del Timing Counter.

Per il raggiungimento degli obiettivi scientifici di MEG è necessario utilizzare rivelatori ad elevate prestazioni, in grado di evidenziare eventuali segnali di decadimento del muone in elettrone e fotone, separandoli dal fondo dell'esperimento. La riduzione del fondo è ottenuta misurando con grande precisione le variabili cinematiche (energia, direzione e tempo di emissione) del fotone e dell'elettrone: nel decadimento cercato l'elettrone ed il fotone sono emessi simultaneamente, con un angolo relativo di 180° ed hanno entrambi un'energia eguale a metà della massa a riposo del muone.

Par.3.3 Il rivelatore dell'esperimento MEG



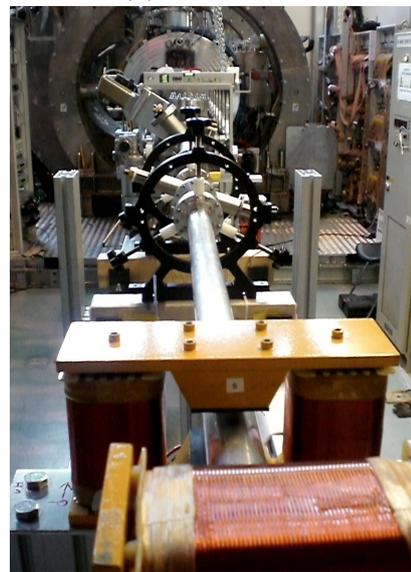
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.7: (a) Il calorimetro a Xenon liquido al termine del montaggio. (b) Il calorimetro a Xenon liquido visto dall'interno durante l'allestimento. (c) Vista aperta dell'acceleratore Cockcroft-Walton. Sono visibili i generatori di tensione e gli stadi di accelerazione. La luce violetta è prodotta dalla sorgente a plasma di idrogeno. (d) Linea di fascio per il trasporto dei protoni dell' acceleratore Cockcroft-Walton al centro di MEG.

Par.3.3 Il rivelatore dell'esperimento MEG

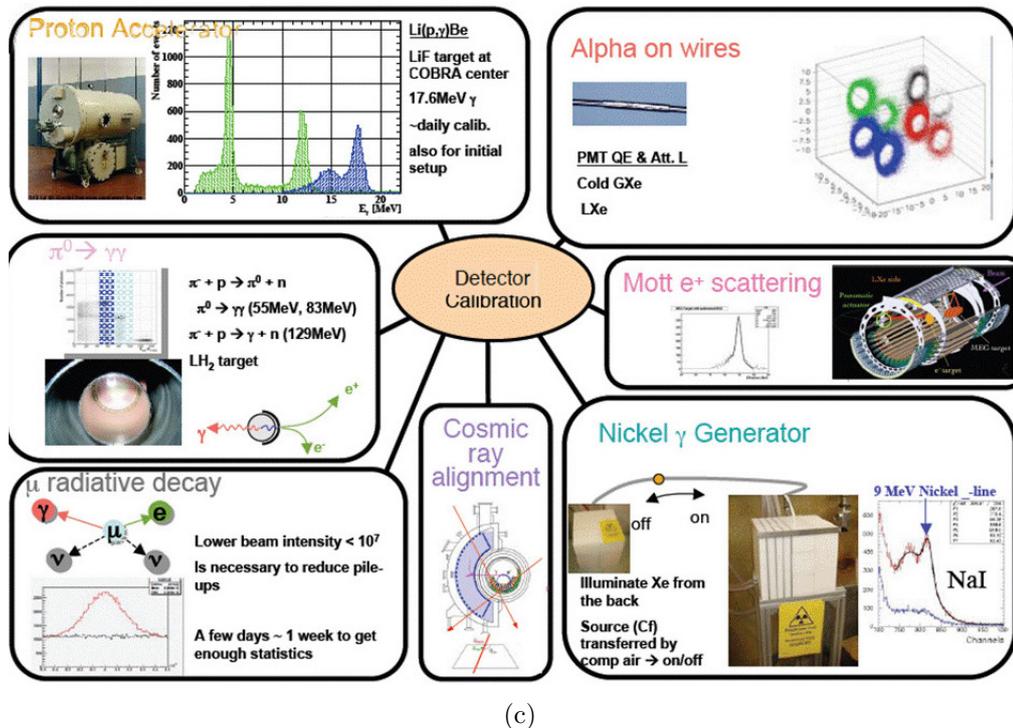
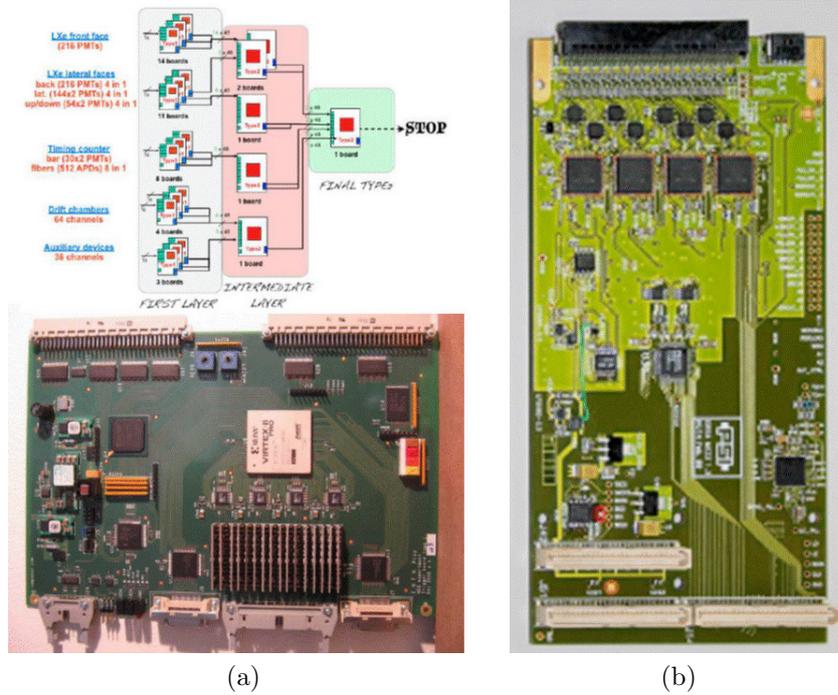


Figura 3.8: (a) Struttura gerarchica del sistema di trigger (in alto) e scheda di trigger di Tipo I (in basso). (b) Scheda del digitizzatore DRS. (c) Vista d'insieme degli elementi del sistema di calibrazione dell'esperimento MEG.

Tanto maggiore è la precisione nella misura di queste grandezze fisiche, tanto più efficiente risulta la discriminazione degli eventuali segnali rispetto al fondo e tanto più elevata è la sensibilità dell'esperimento. Le risoluzioni richieste sia per il calorimetro a LXe, sia per le camere a deriva e i contatori a scintillazione, sono notevolmente spinte, per cui si è reso necessario un lungo ed accurato lavoro preliminare per dimostrare sperimentalmente di poter raggiungere tali risoluzioni. Sono stati quindi costruiti alcuni prototipi degli elementi del rivelatore, su cui sono state misurate le risoluzioni ottenibili. In particolare il prototipo del calorimetro elettromagnetico (Large Prototype), con una massa di circa 100 kg, risulta il più grande rivelatore a LXe costruito ed è stato superato solo dal calorimetro finale. Tramite il Large Prototype è stato possibile esplorare in dettaglio le potenzialità offerte dalla tecnologia dello Xenon liquido su scale di volumi mai esplorate in precedenza.

3.4 Il progetto di upgrade dell'esperimento MEG

L'esperimento MEG nella sua configurazione iniziale ha terminato la sua acquisizione dati nel 2013 ed ha stabilito il nuovo limite superiore sul rapporto di decadimento del muone in elettrone e fotone pari a 4.2×10^{-13} al 90% del livello di confidenza (CL). Il numero totale di muoni fermati nel bersaglio è 7×10^{14} e la sensibilità (calcolata su un gran numero di esperimenti simulati) è 5.2×10^{-13} . Un ulteriore aumento di statistica, che si otterrebbe continuando ad acquisire dati, non consentirebbe di migliorare significativamente il limite ottenuto in quanto la sensibilità è ormai limitata dalla presenza del fondo accidentale.

Per poter guadagnare un altro ordine di grandezza nella sensibilità è necessario pensare a delle modifiche sostanziali dei rivelatori, che consentano di poter utilizzare un fascio di intensità almeno doppia, tenendo sotto controllo il fondo accidentale. Il numero di eventi di fondo accidentale è proporzionale al quadrato dell'intensità del fascio, per cui cresce molto rapidamente all'aumentare di tale intensità, ed al prodotto di una serie di fattori, legati alle finestre che definiscono la regione di segnale e che diminuiscono al migliorare della risoluzione sperimentale. È dunque necessario intervenire sull'apparato sperimentale in modo da correggerne difetti e limiti emersi nella prima fase dell'esperimento per ottenere significativi incrementi di risoluzione.

Le limitazioni principali dell'apparato evidenziate durante la prima fase di MEG riguardano soprattutto il tracciatore di positroni, in cui sia l'efficienza che la risoluzione sono risultate peggiori di quasi un fattore 2 rispetto a quanto previsto: l'inefficienza è stata prevalentemente dovuta all'arresto dei positroni in zone morte

dell'apparato, quali la struttura delle camere o le schede dell'elettronica, che essi incontravano durante il loro cammino; mentre la risoluzione (angolare ed in momento) è stata degradata dalle perdite di energia e dalle deflessioni angolari subite dal positrone nel corso della traiettoria ed all'interno del bersaglio di arresto dei muoni e dalla limitata precisione nella ricostruzione della coordinata longitudinale, dovuta a segnali di piccola ampiezza ed alla presenza di scariche sulle strisce catodiche indotte dalla formazione di depositi di carica spaziale. Inoltre il positrone, uscendo dal sistema di tracciatura, percorreva alcune decine di cm senza alcun elemento attivo prima di raggiungere il Timing Counter (TC); l'incertezza sulla lunghezza di traccia in questa zona senza rivelatori attivi contribuiva alla degradazione della misura del tempo.

Per quanto riguarda il TC, oltre a migliorare l'accoppiamento con la camera per ridurre l'incertezza sulla lunghezza di traccia, si può agire anche sulla risoluzione temporale intrinseca rimpiazzando le barre di scintillatore, spesse circa 4 cm, con rivelatori più sottili, posizionati in modo da fornire ripetute misure temporali in corrispondenza di una stessa traccia.

Anche le prestazioni del rivelatore di fotoni, pur se non troppo differenti, non hanno raggiunto quelle della proposta a causa principalmente della dipendenza della carica totale raccolta e della sua distribuzione dalla posizione del punto d'ingresso del fotone nel rivelatore. In particolare è risultata particolarmente critica la distanza dalla faccia d'ingresso del fotone del punto in cui il fotone stesso deposita la sua energia, cioè la profondità del punto di interazione, a causa della relativamente ridotta (35%) copertura di questa faccia da parte dei rivelatori attivi (fotomoltiplicatori). In base alle osservazioni precedenti è stata quindi elaborata una proposta di upgrade di cui ora vengono riassunti i punti essenziali, confrontandoli con MEG. Il progetto corrispondente all'upgrade di MEG è denominato MEG II.

3.4.1 Risultati ottenuti sui prototipi del rivelatore relativi alla fase di upgrade dell'esperimento MEG II

L'obiettivo scientifico di MEG II è assai ambizioso, perché corrisponde a guadagnare un ulteriore ordine di grandezza nella sensibilità sul rapporto di decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ rispetto a MEG, che ha già migliorato i risultati ottenuti dai precedenti esperimenti di oltre un fattore 30. Per riuscire in questo intento è necessario incrementare ulteriormente le prestazioni (efficienza e risoluzione) dell'apparato o con opportune modifiche sui rivelatori originari o con la loro sostituzione con altri di più moderna concezione. Dato che per ciascuno di questi rivelatori si richiedono prestazioni vicine ai limiti superiori permessi dalla loro tecnologia costruttiva occorre verificare la possibilità pratica di soddisfare tali

richieste tramite una serie di test, sia su prototipi in scala ridotta o naturale, sia sui rivelatori completi una volta giunti al termine della loro costruzione. Vengono riportati di seguito una serie di misure sperimentali e simulazioni tendenti a dimostrare che le risoluzioni necessarie per il successo di MEG II possono essere (ed in qualche caso sono già state) effettivamente ottenute:

- misura della risoluzione di singolo hit della camera a deriva;
- misura della perdita di guadagno in funzione della carica raccolta nella miscela di gas della camera a deriva;
- simulazione della carica raccolta sulla faccia d'ingresso del calorimetro a Xenon liquido per MEG e MEG II;
- simulazione della risoluzione energetica del calorimetro a Xenon Liquido all'energia di 55 MeV in funzione della profondità per MEG e MEG II;
- simulazione di una traccia di positrone da 52.83 MeV nel Timing Counter a piastrelle;
- misura della risoluzione temporale in funzione del numero di piastrelle colpite e simulazione della distribuzione di tale numero nel nuovo TC;
- misura della calibrazione e risoluzione temporale del rivelatore RDC in un test sul fascio al PSI;
- ricostruzione "on-line" dello spettro dei fotoni al variare della soglia di acquisizione e finestra di coincidenza temporale del sistema di trigger di MEG II confrontata con l'analoga per MEG.

3.5 Confronto di MEG II con MEG I

In Figura 3.9 è rappresentato il confronto tra il rivelatore utilizzato per MEG in alto e il rivelatore aggiornato per la versione di MEG II in basso:

1. La freccia più larga indica l'aumento dell'intensità del fascio, da 3×10^7 a 7×10^7 muoni positivi fermati nel bersaglio per secondo, necessario per raccogliere una maggior quantità di dati in un tempo minore;
2. Il colore rosa più tenue indica il ridotto spessore del bersaglio, da $205 \mu m$ a $140 \mu m$, che consente di diminuire la perdita di energia e la diffusione coulombiana multipla in una zona senza rivelatori attivi, che degradano la risoluzione;

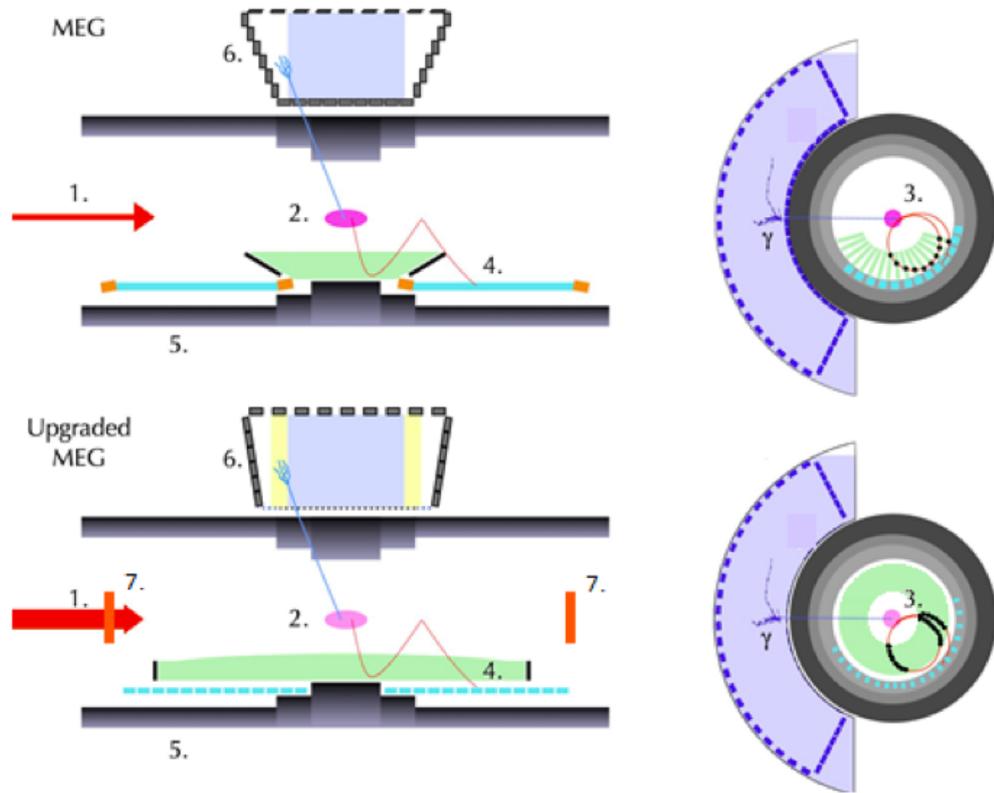


Figura 3.9: Confronto tra il rivelatore di MEG (in alto) e la versione aggiornata per MEG II (in basso).

3. Nella vista frontale ed in quella laterale è evidenziata la struttura del nuovo apparato di tracciatura del positrone: il sistema di camere a deriva di MEG I viene rimpiazzato da una camera a deriva cilindrica di volume unico con una miscela di Elio ed iso-Butano a grande lunghezza di radiazione per minimizzare le perdite di energia dei positroni nella camera, lunga circa 2 m ed equipaggiata con 1920 fili di segnale disposti in configurazione stereo e tenuti a tensione positiva. La funzione dei catodi è svolta da oltre 10000 fili tenuti a massa, che definiscono il campo elettrico all'interno della camera e creano una cella di deriva attorno a ciascun cavo di segnale. La quasi totale mancanza di spazi morti nel percorso del positrone elimina la principale causa di inefficienza osservata in MEG;

4. Dalla vista laterale appare evidente come l'estensione longitudinale della camera copra quasi interamente il TC (che rivela il tempo di arrivo delle particelle), riducendo la lunghezza della porzione di traccia del positrone dal punto di uscita dalla camera al TC a pochi cm;
5. Il TC appare più sottile perché le barre vengono rimpiazzate da sottili *piastrelle* di scintillatore, equipaggiate con Silicon Photomultipliers (SiPM) e disposte quasi perpendicolarmente alla traiettoria tipica di positroni con energia superiore a 50 MeV. Il vantaggio di questa configurazione è che mediamente vengono attraversate dalla traccia 8 o 9 piastrelle, ciascuna delle quali fornisce una misura di tempo indipendente; la risoluzione sulla misura del tempo del positrone è quindi proporzionale all'inverso della radice quadrata del numero di piastrelle colpite;
6. L'accettazione del rivelatore di fotoni viene incrementata allargando la faccia d'ingresso e modificando la posizione dei fotomoltiplicatori delle facce laterali, il cui fotocatodo viene disposto parallelamente all'inclinazione delle facce stesse;
7. I fotomoltiplicatori nella faccia d'ingresso del rivelatore di fotoni vengono rimpiazzati da SiPM quadrati di 1.2 cm di lato, in modo da ridurre gli spazi morti nella faccia d'ingresso. Inoltre l'aumento di granularità del rivelatore riduce la dipendenza dal punto d'interazione della risoluzione in energia e posizione, migliorandole e rendendole più uniformi. Infine, essendo i SiPM di spessore minore dei fotomoltiplicatori, la perdita di energia dei fotoni nell'attraversare i SiPM stessi è inferiore, per cui l'efficienza di rivelazione del fotone aumenta di qualche per cento.

Anche i sistemi di trigger e di acquisizione dati sono stati modificati in maniera sostanziale a causa del maggior numero di canali presenti (ad esempio i SiPM del rivelatore a LXe sono 4092, mentre i PMT della faccia d'ingresso di MEG erano 192), della necessità di disporre di una maggiore larghezza di banda e di una lettura più rapida imposta dall'aumento del numero di muoni arrestati nel bersaglio per unità di tempo. A tale scopo è stata progettata una scheda elettronica di nuova concezione, la WaveDREAM board, che integra in una sola unità le funzioni di trigger, elettronica di acquisizione, digitizzazione e smistamento delle alte tensioni. Infine in MEG II sarà presente un nuovo rivelatore, chiamato RDC (Radiative Decay Counter), per l'identificazione di positroni di bassa energia emessi durante un decadimento radiativo del muone in coincidenza con un fotone di alta energia, che potrebbe contribuire al fondo casuale insieme ad un positrone di alta energia emesso

in un usuale decadimento del muone. Questo rivelatore è formato da due strati di scintillatore, uno plastico e l'altro inorganico (LYSO).

Si riporta infine in figura 3.10 il confronto fra le prestazioni ottenute nella prima fase di MEG e quelle previste per l'upgrade MEG II.

PDF parameters	MEG	MEG II
E_{e^+} (keV)	380	130
θ_{e^+} (mrad)	9.4	5.3
ϕ_{e^+} (mrad)	8.7	3.7
z_{e^+}/y_{e^+} (mm) core	2.4/1.2	1.6/0.7
$E_\gamma(\%)$ ($w>2$ cm)/($w<2$ cm)	2.4/1.7	1.1/1.0
$u_\gamma, v_\gamma, w_\gamma$ (mm)	5/5/6	2.6/2.2/5
$t_{e^+\gamma}$ (ps)	122	84
Efficiency (%)		
Trigger	≈ 99	≈ 99
Photon	63	69
e^+ (tracking \times matching)	30	70

Figura 3.10: MEG vs MEG II.

3.6 L'apparato sperimentale di MEG II

L'esperimento MEG, come già ampiamente visto, ricerca il decadimento (1), proibito nell'ambito del MS in quanto il decadimento classico del muone è: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$. La ricerca di questo raro decadimento richiede una misura precisa delle variabili cinematiche, di conseguenza, per ognuno dei prodotti del decadimento è riservato uno specifico rivelatore. Il fotone viene rilevato tramite la sua interazione con un calorimetro a Xenon liquido, il positrone viene tracciato all'interno di un magnete superconduttore (COBRA, Constant Bending RADIUS) attraverso una camera a deriva (Cylindrical Drift CHamber, CDCH) e un Timing Counter (TC). Il sistema di tracciatura misura la direzione di emissione e l'impulso del positrone, mentre il Timing Counter ne misura con precisione l'istante di uscita dalla camera a deriva.

3.6.1 La linea del fascio e il target

La linea del fascio utilizzata dell'esperimento proviene dal protosincrotone del PSI, in cui vengono accelerati protoni fino a 590 MeV/c. Inizialmente i protoni del fascio incidono su una serie di bersagli di grafite in sequenza, dove interagiscono con i relativi nuclei di carbonio. Questi bersagli hanno spessori diversi: 7 mm per il bersaglio sottile (M-target), 40 mm e 60 mm per il bersaglio più spesso (E-target). Dopo l'interazione si hanno principalmente neutroni e pioni; questi ultimi incidono sul bersaglio e decadono producendo muoni, detti appunto muoni di superficie. Essi sono completamente polarizzati ed hanno un impulso di 29 MeV/c nella direzione opposta al fascio incidente.

Come si vede in fig. 3.11, i muoni in arrivo dalla linea $\pi E5$ attraversano un quadrupolo magnetico, un separatore elettrostatico, un secondo quadrupolo, uno speciale solenoide chiamato Beam Transport Solenoid (BTS) per raggiungere il centro del magnete COBRA, dove si raggiunge il bersaglio. Il separatore viene utilizzato per eliminare dal fascio i positroni che lo contaminano, il BTS serve per consentire l'accoppiamento fra il fascio e lo spettrometro di MEG ed a degradare l'energia dei muoni, per mezzo di un foglio sottile di mylar, in modo da aumentare la probabilità che questi si arrestino e decadano nel bersaglio di MEG, consentendo di utilizzare un bersaglio sottile.

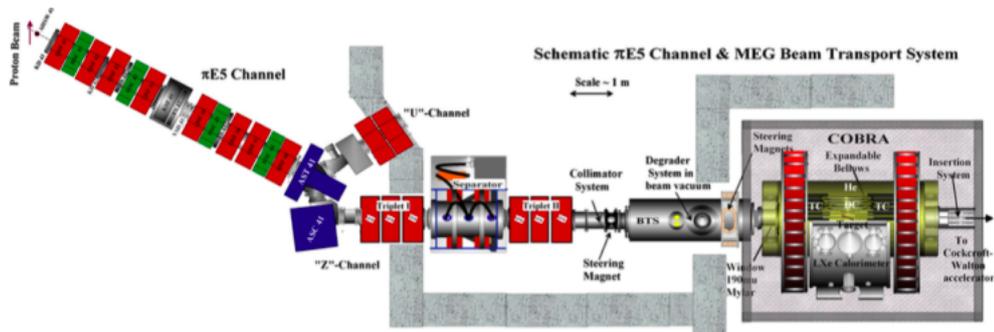


Figura 3.11: Vista dall'alto dell'esperimento MEG al PSI.

Il bersaglio utilizzato è in polietilene con uno spessore pari a $205 \mu\text{m}$ e inclinato di 20.5° rispetto all'asse z , per garantire l'arresto dei muoni incidenti e minimizzare lo scattering multiplo coulombiano dei positroni uscenti. Lo scattering multiplo nel materiale presente sulla linea di volo dei muoni, dal BTS fino al bersaglio, ha dimensioni trasverse di 10 mm per entrambi gli assi. L'intensità del fascio è di circa $3.7 \cdot 10^8 \mu/\text{s}$.

3.6.2 Camera a deriva cilindrica

La camera a deriva cilindrica MEG II (CDCH) è un rivelatore a volume singolo, il cui design è stato ottimizzato per soddisfare i requisiti fondamentali di elevata trasparenza e basso contributo di scattering multiplo per positroni da 50 MeV e di elettronica veloce per capacità di temporizzazione del cluster [23]. In MEG II l'accettazione dell'apparato è dettata dal rivelatore di fotoni LXe a forma di C, nonostante ciò, la CDCH ha una copertura completa (2π in ϕ), per evitare campi elettrici non omogenei e asimmetrici.

La struttura meccanica è composta da un cilindro lungo 1,91 m, raggio interno di 17 cm e raggio esterno di 29 cm. È composto da 10 strati concentrici, suddivisi azimutalmente in 12 settori identici da 30° per strato, larghi 16 celle di deriva. Ogni strato di cella di deriva è costituito da due piani di fili di campo incrociati che racchiudono un piano di fili di senso a segni alternati angoli stereo (che vanno approssimativamente da 6.0° a 8.5° mentre il raggio aumenta) rispetto a strati contigui per una ricostruzione precisa della coordinata z-longitudinale.

La doppia lettura dei fili con le tecniche di divisione della carica e della differenza di propagazione del tempo, insieme alla capacità di implementare la tecnica di conteggio dei cluster [93], migliorerà ulteriormente la misurazione delle coordinate longitudinali. La configurazione stereo dei fili fornisce un profilo iperbolico al volume attivo lungo l'asse z. La singola cella di deriva è approssimativamente quadrata, da 6.6 mm (nello strato più interno) a 9.0 mm (nella parte più esterna), con un filo di rilevamento W placcato in oro di diametro $20 \mu\text{m}$ circondato da fili di campo in Al con un diametro di $40 \mu\text{m}$ in un rapporto di 5:1. Per uniformare i guadagni degli strati più interni e più esterni, sono stati aggiunti due strati di fili di protezione (Al placcati argento da $50 \mu\text{m}$) a raggi e tensioni appropriate.

Il numero totale di fili ammonta a 13056 per una lunghezza di radiazione equivalente a circa $1.58 \times 10^{-3} X_0$ quando la camera è riempita con una miscela di gas ultra-bassa di He e C_4H_{10} in rapporto 90:10 (rispetto a $2.0 \times 10^{-3} X_0$ in MEG DCH [2]). La camera a deriva è costruita sovrapponendo lungo il raggio, delle schede PC (PC Board), a cui sono saldate le estremità dei fili e dei distanziatori PEEK (PolyEther Ether Ketone, un polimero termoplastico organico incolore), per impostare la larghezza della cella corretta, in ciascuno dei dodici settori. Una struttura di supporto in fibra di carbonio garantisce la corretta tensione del filo e racchiude il volume del gas. Nel raggio più interno, una lamina di Al Mylar separa il volume di gas della camera a deriva dalla regione di target riempita di He. Sono stati costruiti prototipi [8] per dimostrare che è possibile raggiungere la risoluzione di singolo hit di progetto della camera ($\sigma \approx 110 \mu\text{m}$) e che il rivelatore può essere utilizzato in ambiente ad alto flusso di particelle senza un invecchiamento significativo.

3.6.3 Timing Counter

Il Timing Counter (TC) ha lo scopo di misurare l'istante tempo di impatto del positrone. Il sistema è composto da due blocchi identici di 15 barre, disposte a raggio costante, uguale a 31 cm, dall'asse z. I due blocchi sono posti simmetricamente rispetto alla posizione del bersaglio; ogni barra è realizzata con uno scintillatore plastico BC404, di sezione quadrata e lunghezza 80 cm.

Data la geometria del campo magnetico, i positroni emessi incidono sul TC dopo aver completato circa 1.5 giri sul piano. Ogni barra di scintillatore è di tipo fine-mesh, tale da operare in campo magnetico ed essere letta agli estremi da SiPM. Ciascun blocco di barre è rivestito da 256 fibre scintillanti di sezione quadrata con lato 0.5 cm, orientate lungo la coordinata azimutale e lette da una matrice di fotodiodi a valanga. La presenza di queste fibre permette di migliorare la precisione nella determinazione della coordinata z del punto di impatto del positrone. I fotomoltiplicatori hanno un tempo di vita limitata se vengono immersi in atmosfera con alta concentrazione di He, per questo motivo il TC è rivestito da un materiale di plastica riempito di azoto.

3.6.4 COBRA

Il magnete COBRA è un elettromagnete superconduttore cilindrico che circonda il volume di elio in cui è posizionata la camera a deriva. Questo genera un gradiente di campo in z, con valori di 1.27 T al centro e 0.49 T agli estremi; in cui i positroni con lo stesso impulso seguono traiettorie con un raggio di curvatura costante, indipendente dall'angolo di emissione. Il gradiente del campo permette di discriminare positroni di basso impulso fino a un numero pari a circa 10^7 al secondo. Vista la posizione della camera a deriva, solo i positroni di alto impulso raggiungeranno il volume di tracciamento. Lo spessore delle pareti di COBRA corrisponde a circa $0.197X_0$, così facendo solo una piccola frazione dei fotoni prodotti nel bersaglio interagisce prima di raggiungere il calorimetro situato all'esterno.

3.6.5 LXe Photon Detector

Per la rivelazione del fotone viene adoperata una tecnica calorimetrica innovativa basata sulla scintillazione dello LXe, in grado di combinare un efficiente resa di luce, tipica dei cristalli inorganici, con una rapidità prossima a quella degli scintillatori organici.

Lo Xenon liquido è il gas nobile con la più alta temperatura di ebollizione, 165 K ad 1 atm, tra i gas nobili e con un alto numero atomico $Z=54$. Queste due caratteristiche, insieme ad una maggiore densità nello stato liquido, lo rendono un ottimo radiatore, con una lunghezza di radiazione $X_0 = 2.77\text{cm}$, pertanto un calorimetro a LXe può

essere realizzato in maniera molto compatta. Lo Xenon liquido, a parità di energia del fotone entrante, emette una quantità di fotoni e questo garantisce un'ottima risoluzione in energia, unita a una risoluzione temporale che risponde alle richieste dell'esperimento. Inoltre l'elevata velocità di risposta consente una riduzione degli effetti del pile-up, che costituisce un elemento non trascurabile in un esperimento ad alto rate come MEG. La radiazione emessa si trova nel vicino ultravioletto ed ha una lunghezza d'onda pari a 178 nm.

Il detector LXe ha una forma a C in modo che i fotoni che provengono dal bersaglio incidano perpendicolarmente sulla superficie interna. Il volume di LXe viene letto da 846 fotomoltiplicatori, sensibili alla luce ultravioletta. Dato che i fotoni interagiscono nella regione prossima alla faccia interna, qui è stata disposta la maggiore densità di fotomoltiplicatori.

Per monitorare periodicamente le prestazioni del detector, durante la presa dati, vengono acquisiti eventi prodotti dal deposito di energia in posizioni note, insieme ad eventi generati da sorgenti di luce (LED), con lo scopo di misurare con continuità sia il guadagno che l'efficienza quantica dei fotomoltiplicatori.

3.6.6 Radiative Decay Counter

Il Radiative Decay Counter (RDC) viene utilizzato per motivi di soppressione del fondo, etichettando i positroni a bassa energia associati ai fotoni di alta energia nella regione del segnale, allo scopo di escludere tali fotoni dal campione candidato al segnale. La sorgente dominante di raggi gamma da eventi di fondo accidentale nella finestra di analisi MEG è il RMD (Radiative Muon Decay). Per MEG I, il 53% circa dei gamma superiori a 48 MeV proveniva dal RMD; invece per MEG II, grazie alla nuova camera cilindrica, si ritiene che il background dei fotoni risulti notevolmente ridotto. I raggi di curvatura dei positroni con un basso impulso, ad esempio $\leq 2\text{MeV}$, sono in genere inferiori a 4 cm e 9 cm rispettivamente al centro e alle estremità del magnete, ne segue che il RDC deve essere montato sull'asse del fascio dei muoni. Siccome la posizione è lontana dal centro del magnete e al di fuori del volume, non è previsto un aumento significativo di gamma, né una riduzione dell'efficienza di rilevamento del segnale.

Il rilevamento dei positroni a basso impulso verrà effettuato utilizzando scintillatori plastici spessi circa $250\ \mu\text{m}$ e un insieme di contatori LYSO, letti da SiPM. Attraverso gli studi di simulazione di MC, l'efficienza nell'identificazione dei RMD è valutata pari a $\approx 70\%$ per decadimenti radiativi con energia del fotone superiore a 48 MeV. Sono previsti due moduli RDC: uno upstream e un altro downstream lungo l'asse z.

3.6.7 Il sistema di Trigger e il DAQ

Fondamentale è lo sviluppo di un sistema adeguato di trigger in grado di elaborare i segnali dei rivelatori con la massima rapidità, data l'elevata intensità del fascio e il sovraffollamento dei rivelatori. Tutto ciò ovviamente pone un limite all'utilizzo delle informazioni fornite dal tracciatore, dal momento che la deriva degli elettroni e la successiva formazione dei segnali anodici richiedono un tempo superiore alla latenza massima accettabile (300-400 ns). Per questo motivo gli algoritmi per il trigger degli eventi cercati, utilizzano segnali provenienti dal LXe detector e dal Timing Counter, non tenendo conto delle informazioni della camera a deriva.

Il sistema di acquisizione dati (DAQ) è costituito da un sistema di campionatori delle forme d'onda, DRS (Domino Ring Sample), alloggiati in crate custom, interfacciati a calcolatori del sistema on-line. I segnali provenienti dai rivelatori sono individualmente campionati dal DRS, un circuito analogico costituito da 1024 condensatori, abilitati a campionare in sequenza il segnale in ingresso ad una frequenza di 2 GHz. All'occorrenza di un segnale di trigger, le cariche memorizzate dai condensatori sono digitalizzate a 14 bit e registrate. Il campionamento a 2 GHz è necessario sia per contenere il contributo elettronico alla risoluzione temporale entro i 50 ps mediante un'interpolazione degli impulsi, sia per identificare e rigettare il pile-up di eventi nei rivelatori.

3.7 Sensibilità prevista

La stima della sensibilità di MEG II segue l'approccio sfruttato in MEG [6]. Una simulazione MC dettagliata del fascio e del rivelatore viene implementata insieme a una ricostruzione degli osservabili della particella. Le funzioni di densità di probabilità (PDF) degli osservabili rilevanti per discriminare il segnale dallo sfondo sono generate con l'aiuto di dati di simulazione e di prototipo. Quindi, un insieme di esperimenti simulati *toy MC* viene generato dai PDF e analizzato estraendo una serie di limiti superiori. Infine, viene stimata la sensibilità. Un insieme di esperimenti simulati con una statistica paragonabile al numero previsto di eventi durante l'acquisizione dei dati MEG II sono generati dai PDF assumendo eventi di segnale zero e un numero medio di eventi radiativi e accidentali ottenuti estrapolando i risultati del MEG sperimentale e tenendo conto delle nuove prestazioni del rivelatore. Il numero di RMD (radiative muon decay) e di eventi accidentali viene quindi lasciato libero di fluttuare, secondo le statistiche di Poisson. Per ogni simulazione MC viene estratto un limite superiore sulla $BR(\mu^+ \rightarrow e^+\gamma)$. In seguito a [6], definiamo come sensibilità la mediana della distribuzione dei limiti superiori ottenuta dalla simulazione di MC.

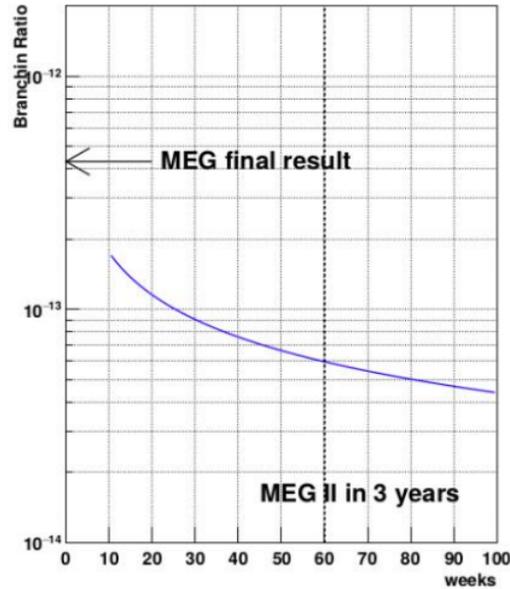


Figura 3.12: Sensibilità prevista per MEG II in funzione del tempo di acquisizione dati.

In Fig. 3.12 è rappresentato l'evoluzione della sensibilità in funzione del tempo DAQ (in settimane). Supponendo prudentemente 140 DAQ giorni all'anno, possiamo raggiungere una sensibilità di 6×10^{-14} in tre anni. Si può notare come in tre anni di presa dati, con l'apparato previsto per la fase di upgrade MEG II dovrebbe migliorare il precedente limite di quasi un ordine di grandezza.

Capitolo 4

La camera a deriva di MEG II

In questo capitolo verrà approfondito lo studio della camera a deriva di MEG II, nella categoria delle *ultralight drift chamber*, camere ad alta densità di fili con materiali ultra leggeri per incrementare l'efficienza di ricostruzione di traccia. Una camera a deriva è un rivelatore di particelle che misura le coordinate spaziali della traiettoria di una particella carica. Ciò si ottiene rilevando gli elettroni di ionizzazione prodotti dalla particella nel gas della camera e misurando i tempi di deriva e le posizioni di arrivo su fili sensibili. Lo sviluppo e la progettazione di una camera a deriva è un'operazione complicata, pertanto, spesso si ricorre a simulazioni al fine di ottimizzare i parametri di funzionamento. Un programma di simulazione che permette il calcolo di campi elettrici, linee di deriva di elettroni e molte altre caratteristiche di una camera a deriva è GARFIELD++. Il funzionamento di una camera a deriva dipende da parametri operativi come la stabilità del campo elettrico, la pressione, la composizione del gas e la temperatura, per cui, per ottimizzare le sue prestazioni è necessario monitorare costantemente la variazione di questi parametri. Il nuovo tracker di positroni consiste in un volume unico a massa cilindrica con un'elevata granularità e una configurazione di fili stereo. Lo sviluppo della camera a deriva di MEG II ha coinvolto quattro gruppi di lavoro nell'ambito della collaborazione MEG: il gruppo Lecce, responsabile dell'approvvigionamento e dei test dei cavi, dello sviluppo del robot di cablaggio per la costruzione dei singoli piani che compongono il CDCH e dell'elettronica di front-end; il gruppo Pisa, responsabile della progettazione e produzione delle piastre terminali, dei PCB dei fili e del supporto meccanico; il gruppo di Roma, responsabile del sistema di controllo del gas e dell'alimentazione ad alta tensione e un gruppo del PSI, responsabile dell'integrazione finale del rivelatore nell'apparato sperimentale. In questo capitolo verranno presentate le ragioni delle scelte produttive (geometria, materiale e meccanica) della nuova camera a deriva.

4.1 Evoluzione delle camere a deriva

Nel corso degli anni, lo sviluppo di nuovi materiali e l'introduzione di nuovi sistemi di progettazione e simulazione computerizzata, ha permesso lo sviluppo di rivelatori sempre più performanti in materia di trasparenza alle radiazioni ed altamente affidabili e precisi nell'acquisizione dei segnali.

Nel caso specifico della camera a deriva di MEG il punto di focalizzazione è stato il posizionamento spaziale dei fili. Nei precedenti tracciatori i fili venivano tensionati singolarmente tra i due endplates ed il loro ancoraggio consisteva in una *crimpatura* meccanica del filo attraverso dei passanti metallici chiamati *feed-trough*. Tecnicamente, ad esempio nel caso di fili catodici, venivano inseriti dei fili in alluminio da $80\mu\text{m}$ di diametro in dei *feed-trough* da $120\mu\text{m}$ di diametro. Nel caso, invece, di fili anodici, il filo utilizzato era in tungsteno, con un diametro di $100\mu\text{m}$, inserito sempre nello stesso *feed-trough* da $120\mu\text{m}$. Questo può quindi far immaginare l'incertezza di posizionamento dei fili nello spazio; tutto questo era poi amplificato dalle deformazioni indotte sugli endplates dal carico totale in gioco scaturito dalla trazione di fili di grosso diametro.

In MEG si è passati dunque a considerare la possibilità di utilizzo di fili ultrasottili, al limite delle prestazioni meccaniche, nonché all'eliminazione totale della *crimpatura* meccanica introducendo una nuova tecnica di ancoraggio dei fili stessi. Utilizzando, appunto, sistemi complessi di filatura, non più incentrati sul filo singolo, bensì su un numero adeguato di fili tali da parametrizzare le richieste di progetto ed introducendo la saldatura laser come sistema innovativo di ancoraggio, si è ridotta l'incertezza del posizionamento dei fili di un fattore quattro rispetto ai metodi tradizionali. Inoltre, un fattore di non trascurabilità innovativa è stato anche il ridurre quasi a zero le operazioni manuali. Da un punto di vista elettronico l'acquisizione di segnali ha richiesto l'utilizzo di schede multi-layers e multi-canali digitali, molto veloci e complesse.

Nel capitolo precedente si è visto come alcune problematiche, quali ad esempio l'efficienza del rivelatore di positroni notevolmente inferiore rispetto a quanto previsto nel progetto iniziale, abbiano indotto la collaborazione MEG a progettare e costruire un nuovo rivelatore per tracciare i positroni basato su una camera a deriva cilindrica a volume singolo ed a basso contributo di scattering. Il nuovo tracciatore è stato progettato per superare i limiti precedenti garantendo un funzionamento stabile anche ad un alto rate. Si ritiene che la ridotta lunghezza della radiazione del rivelatore e la maggiore risoluzione spaziale contribuiscano ad un complessivo miglioramento dell'efficienza, della risoluzione sulla quantità di moto del positrone e della risoluzione angolare, consentendo pertanto di aumentare la precisione sulla misura di tutte le variabili cinematiche del processo studiato.

4.1.1 Problematiche di una camera a fili

Nel voler realizzare una camera a deriva si possono incontrare diverse problematiche di tipo costruttivo; le più rilevanti sono quelle connesse alle dimensioni della cella e alla scelta dei materiali per la realizzazione del rivelatore, in quanto questi devono avere la minima interazione con le particelle da rilevare. È utile adoperare dunque materiali leggeri per densità, basso numero atomico e peso atomico. Si deve trovare il giusto compromesso tra l'esigenza di massimizzare la risoluzione spaziale, che richiederebbe delle grandi dimensioni della cella, e quella di minimizzare la possibilità di cattura delle impurità presenti nel gas.

Per tali ragioni, le dimensioni della cella variano a seconda della scelta della miscela di gas e delle tensioni di operazione della camera che dipendono fondamentalmente dalle caratteristiche della radiazione che si intende rivelare. Inoltre, i fili dovrebbero mantenere una direzione rettilinea e ciò richiede materiali in grado di compensare le curvature dei fili indotte dal proprio peso e l'attrazione elettrostatica tra i fili stessi. Per queste ragioni spesso la scelta ricade su materiali compositi fibrorinforzati con fibre di carbonio e con spessori il più possibile contenuti.

4.2 Camera a deriva cilindrica di MEG II

Il nuovo tracker consiste in una camera a deriva cilindrica, abbreviata in CDCH, con un unico volume, una granularità elevata e una configurazione stereo dei fili. Come precedentemente descritto, ogni rivelatore deve soddisfare molti requisiti in MEG. In particolare, la CDCH è tenuta a soddisfare diverse criticità, soprattutto dopo le prestazioni raggiunte dal precedente sistema di tracciamento. Pertanto è stato fortemente auspicato lo sviluppo di un metodo di costruzione innovativo. I requisiti per la nuova camera di deriva sono i seguenti: in primo luogo, la quantità di materiale utilizzato nella CDCH deve essere ridotta al minimo, poiché ciò influisce sulla risoluzione di tracciamento e sulla capacità di soppressione del fondo; in secondo luogo, bisogna tener conto che la CDCH opera in un ambiente ad alto rate, specialmente nella regione più interna del tracker ed, infine, è necessaria una buona risoluzione sia per la direzione trasversale che longitudinale.

La riduzione del materiale è stata la scelta primaria nello sviluppo di questa nuova tipologia di camere a deriva per gli esperimenti di fisica delle alte energie poiché, ad un basso momento, la risoluzione spaziale è limitata principalmente dallo scattering multiplo coulombiano (MCS). In MEG, la risoluzione del rivelatore e la riduzione di scattering multiplo rappresentano le caratteristiche principali.

Par.4.2 Camera a deriva cilindrica di MEG II

Nello strato più interno della CDCH è previsto un flusso massimo di 30 kHz/cm^2 . Per questo motivo, il rivelatore è stato progettato per essere operativo in un ambiente di tale irradiazione durante tutto il periodo di acquisizione dati.

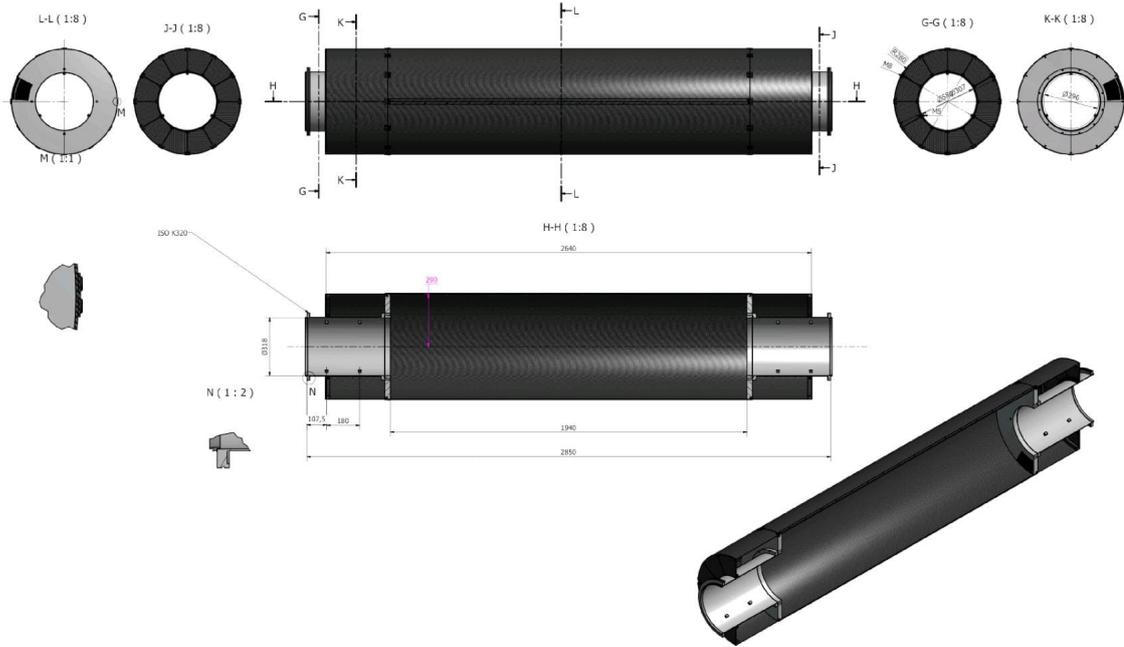


Figura 4.1: La struttura della camera a deriva di MEG-II

La geometria della nuova CDCH, mostrata in Figura 4.1, è cilindrica con l'asse parallelo al fascio di muoni. Il raggio esterno della camera, $R_{ext}=284 \text{ mm}$, è vincolato all'interno del magnete COBRA, per un diametro complessivo di 60 cm ; mentre il raggio interno è $R_{int}=196 \text{ mm}$, in modo che i positroni a bassa energia, inferiori a $45 \text{ MeV}/c$, siano spinti fuori dal magnete senza attraversare il volume sensibile. La regione compresa tra i due raggi è suddivisa in 12 settori, *layers*, identici da 30° contenenti 16 celle di deriva, come mostrato in figura 4.3, ciascuno dei quali formato da 10 strati concentrici azimutali di fili di differenti materiali, tungsteno dorato per gli anodi, il cui spessore è di $20 \mu\text{m}$, e alluminio argentato per i catodi e i fili di guardia, di spessore pari a $40 \mu\text{m}$ [7]. Ogni settore delle celle di deriva è formato da due piani di fili di campo incrociati che racchiudono un piano di fili di senso a segni alterni.

Il sistema di riferimento cartesiano dell'esperimento ha l'origine al centro del bersaglio dove vengono arrestati i muoni, l'asse z è diretto lungo la direzione del fascio, y è diretto verso l'alto ed il calorimetro è situato nel semi spazio $x < 0, 3$ [1]. La lunghezza attiva della camera a deriva CDCH è $\approx 193 \text{ cm}$.

Par.4.2 Camera a deriva cilindrica di MEG II

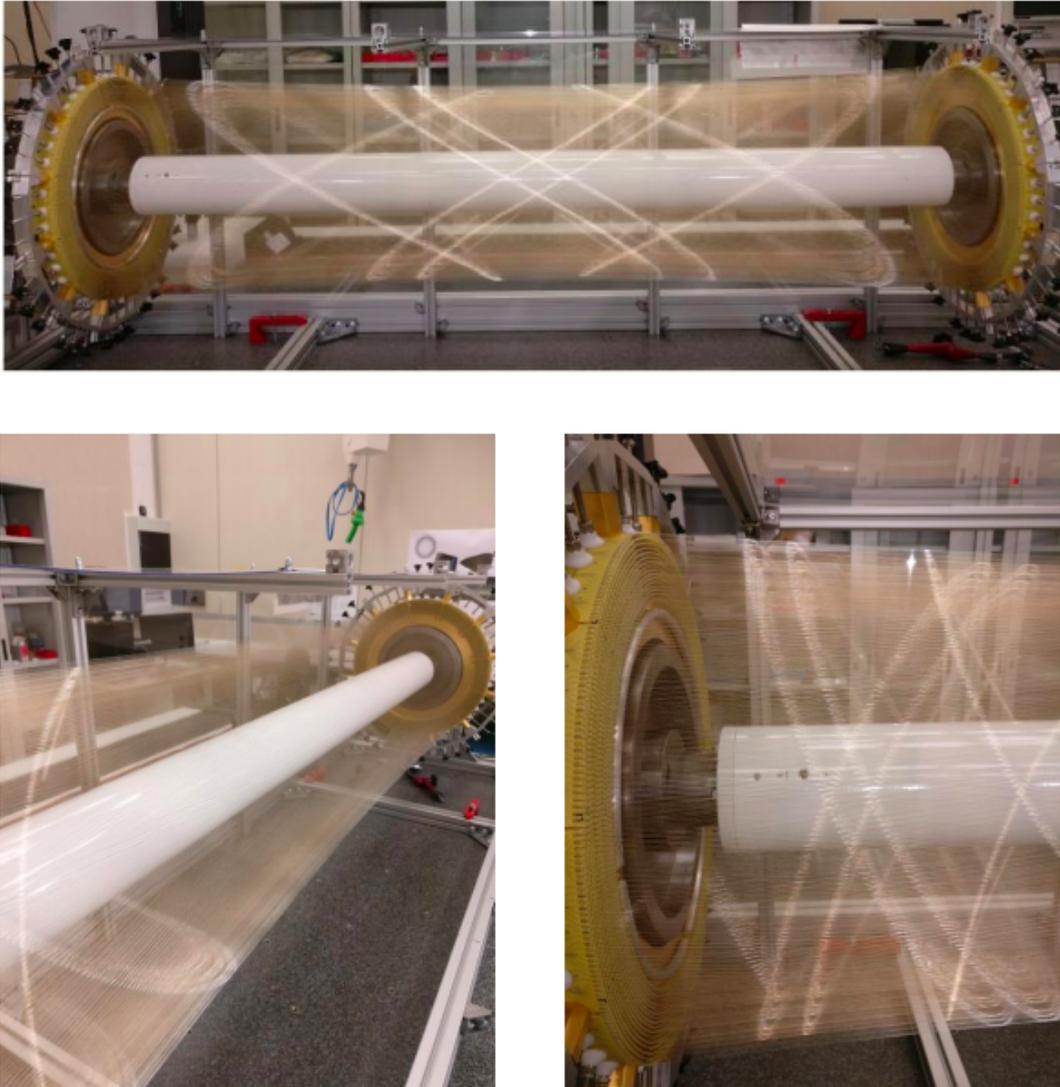


Figura 4.2: La camera a deriva cilindrica di MEG II durante la fase di costruzione, in cui è visibile il profilo iperbolico della camera.

La configurazione dei fili fa sì che il volume sensibile del rivelatore abbia un profilo iperbolico lungo l'asse z. La sezione della singola cella a deriva si può approssimare a quella di un quadrato, il cui lato è di circa 6 mm nello strato più interno aumentando a circa 8 mm in quello più esterno.

Il numero totale di fili è 13056, con una lunghezza di radiazione di $1.45 \cdot 10^{-3} X_0$ [2], in corrispondenza di una miscela di Elio-Isobutano 90:10, in cui X_0 è rappresentata da: $X_0 = 1 / \sum_i w_i / x_i$ dove: w_i e x_i indicano rispettivamente il peso e la lunghezza dell'i-esimo materiale attraversato; si ricorda che nella prima versione di MEG questo valore era superiore circa del 30%.

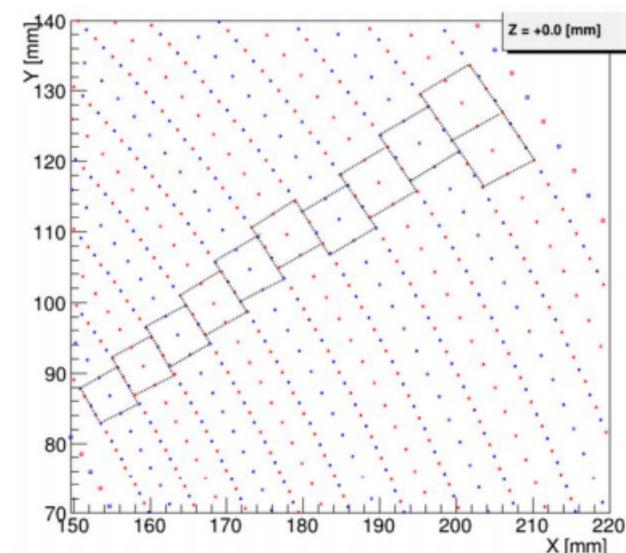


Figura 4.3: Configurazione delle celle di deriva.

La singola cella di deriva, come si vede in figura 4.3, è approssimativamente quadrata, in cui i fili di campo, in Al placcati in argento, circondano i fili di sense, in W placcati in oro. La scelta delle dimensioni dei fili è dettata da considerazioni elettrostatiche. Affinché la CDCH sia pienamente efficiente, è richiesto un guadagno del gas di $3 \cdot 10^5$; sotto queste condizioni il campo elettrico sulla superficie del filo di sense dal diametro di $20 \mu m$ è di circa $2 \cdot 10^5$ V/cm. In una cella a deriva di questo tipo ci si aspetta che il rapporto tra i fili di campo e i fili di sense debba essere pari a 5:1. L'informazione che può essere raccolta nella camera a deriva è il tempo di deriva: quando una particella ionizzante entra nel volume sensibile, scontrandosi con una molecola di gas, crea elettroni liberi e ioni; se l'intensità del campo elettrico è abbastanza forte, un elettrone primario genera una valanga, i cui elettroni sono raccolti dal filo anodico dopo un certo tempo, detto appunto tempo di deriva.

Grazie a queste informazioni, è possibile ottenere la posizione in cui è iniziata la valanga, che corrisponde anche al punto in cui è stato creato l'elettrone primario. La precisione di questa misura dipende dalla configurazione geometrica, che determina il campo elettrico delle celle, e dal tipo di miscela di gas, che influenza la velocità di deriva e la diffusione di elettroni.

4.2.1 Geometria della cella

La struttura portante della camera è geometricamente costituita da due cilindri, uno portante esterno ed uno di chiusura a tenuta di gas interno. Nella zona delimitata dai due cilindri vengono disposti i fili ancorati su due endplates laterali, fissati a loro volta sul cilindro esterno, in figura 4.4 è rappresentato un modello 3D della CDCH.

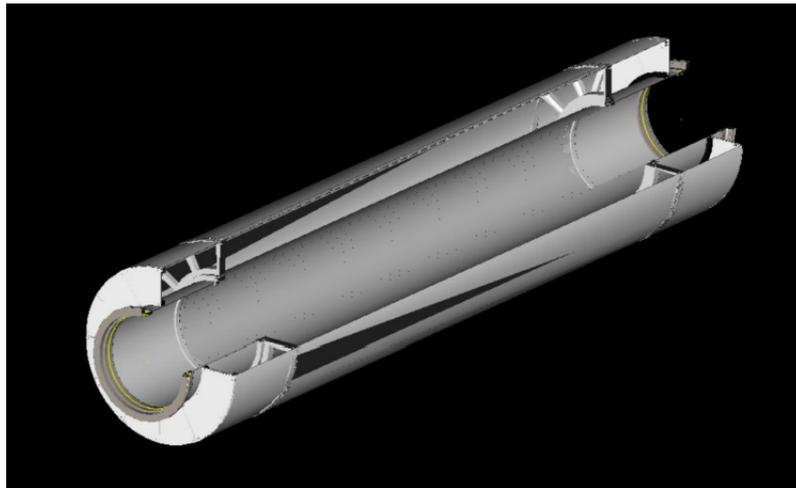


Figura 4.4: Modello 3D della camera a deriva di MEG.

I fili sono disposti su cerchi concentrici chiamati *anelli*; ciascun anello si riferisce ad un *sub-layer* e tre anelli consecutivi compongono un *layer*. Un *sub-layer* può essere composto da soli fili di campo o da fili di campo alternati a fili di sense. Seguendo la simmetria cilindrica della camera, le celle elementari aumentano le loro dimensioni aumentando il raggio dell'anello. La cella elementare ha la forma di un quadrato quasi regolare, al centro del quale troviamo il filo di sense e sui vertici i fili di campo, come mostrato in figura 4.5. La dimensione della cella varia linearmente da 6.7 mm sul raggio interno fino a 8.7 mm sul raggio esterno e di conseguenza l'angolo stereo varia da 5.8° a 8.5° . Inoltre, sulla parte inferiore, cioè a raggio minore e sulla parte superiore, cioè a raggio maggiore, sono stati aggiunti due settori di fili

di guardia (di protezione) di alluminio placcati in argento, del diametro di $50\mu m$, posti ad una tensione appropriata, per definire la configurazione del campo elettrico nel volume attivo. La camera prende la forma di un iperboloide, dove le facce sono in realtà lo sviluppo dei piani dei fili.

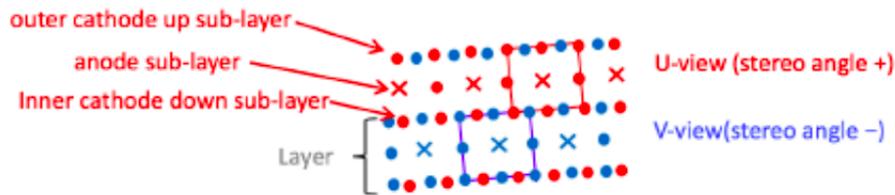


Figura 4.5: Disposizione spaziale dei fili di sense e dei fili di field.

4.2.2 La scelta dei fili

Durante il periodo di progettazione della CDCH sono stati esaminati diversi tipi di fili, anche prodotti da differenti ditte. Data l'elevata granularità della nuova camera a deriva, che copre l'intero angolo azimutale in un volume unico, la sua trasparenza è una caratteristica cruciale al fine di minimizzare il MCS (scattering multiplo coulombiano) per positroni con energia dell'ordine di 50 MeV. Inoltre, tale caratteristica, è utile per ridurre il tasso di fotoni di fondo nel calorimetro, dovuti alla bremsstrahlung e alla AIF (Annihilation In Flight) dei positroni con gli elettroni dei materiali attraversati. La lunghezza della radiazione in una miscela, o composto, può essere approssimata da [55,56]:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{w_i}{X_i} \quad (4.1)$$

dove w_i e X_i sono la frazione in peso e la lunghezza di radiazione per l'i-esimo elemento attraversato. I fili candidati a diventare fili di sense devono possedere le seguenti caratteristiche:

1. dimensioni molto contenute per ottenere campi elettrici locali molto intensi; il diametro nominale tipico è di $20\mu m$;
2. buona resistenza a trazione; sotto l'azione del peso proprio e delle interazioni elettrostatiche con gli altri fili, l'asse devia dalla configurazione rettilinea, e ciò influisce negativamente sulla rilevazione della traccia;

3. peso specifico basso; minore è il peso specifico, minore risulta la sagitta tra il filo e la configurazione rettilinea, a parità di tensione meccanica;
4. buona conducibilità elettrica.

La resistenza del filo è inversamente proporzionale alla sezione del filo. Fili di piccolo diametro comportano inevitabilmente una bassa conducibilità elettrica. La buona conducibilità elettrica non si accompagna generalmente però ad una buona resistenza a trazione del filo; si adottano perciò fili ad alta resistenza meccanica, rivestiti di metallo di ottima conducibilità. La scelta cade in genere su fili in lega di tungsteno (ad es. 3% di renio) rivestiti di oro. Valori tipici della resistenza elettrica sono di $120\Omega/m$.

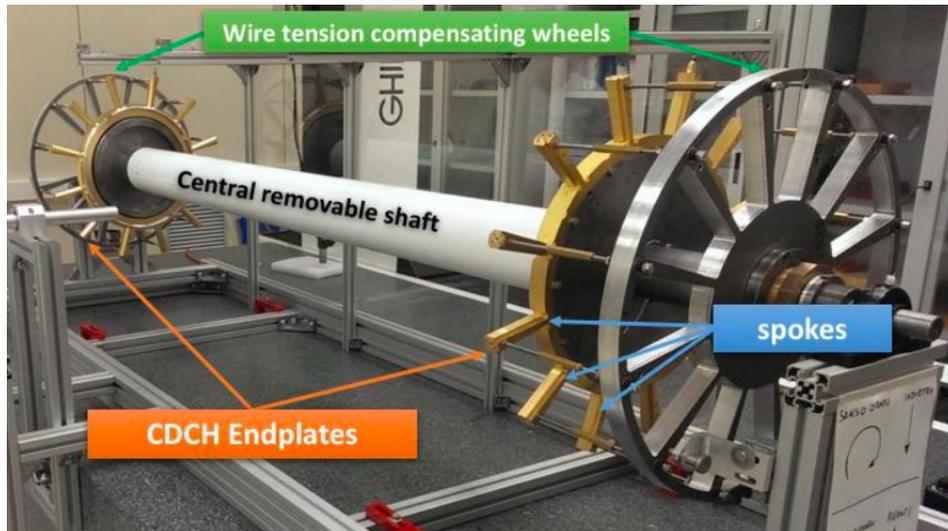


Figura 4.6: Disposizione geometrica degli endplates.

Non sono invece richieste particolari qualità ai fili che devono costituire i fili di campo; tipicamente hanno maggior diametro ($40 - 50\mu m$), per limitare il campo elettrico sulla loro superficie ed evitare, così da amplificare il segnale dovuto alla raccolta degli ioni positivi. Per motivi di bassa densità e alta conduttività sono in alluminio ricoperto di argento. Complessivamente, la camera di MEG consta di: 19690 fili di campo e 1900 fili di sense.

I fili anodici vengono polarizzati con un potenziale di circa 1.5 kV rispetto ai fili catodici situati a massa (0 V); la tensione applicata ai fili di guardia, inferiore a quella degli anodi, consente di definire opportunamente il campo elettrico agli estremi del volume sensibile. Il campo elettrico medio all'interno delle celle è approssimativamente $1.5 \text{ kV} / 0.5 \text{ cm} = 3 \text{ kV/cm}$; il campo in prossimità dei catodi, al

confine delle celle, è inferiore a 20kV/cm per limitare la moltiplicazione da parte degli ioni. Il valore del campo elettrico tra i catodi e gli anodi è minore, ma raggiunge circa 150kV/cm in prossimità degli anodi, per garantire la moltiplicazione degli elettroni prima della raccolta della carica sui fili anodici. Sono state eseguite simulazioni del campo elettrico (si veda figura 4.2) mediante il programma Garfield.

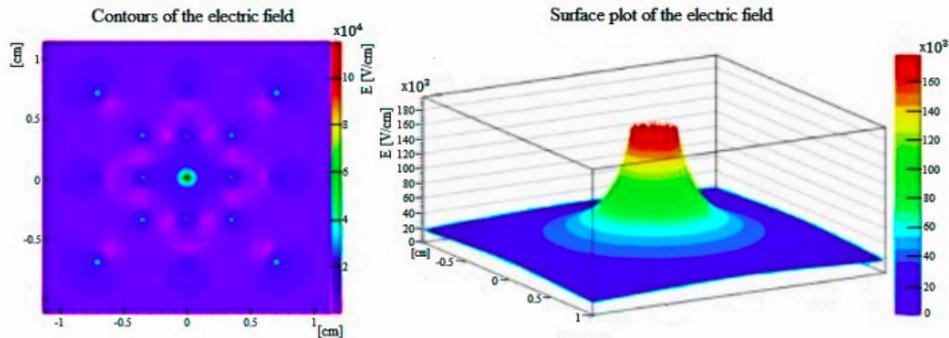


Figura 4.7: Sinistra: campo elettrico in una cella di deriva. Destra: campo elettrico attorno al filo di senso.

4.2.3 Gas di riempimento

Elemento importante per una camera a deriva è il gas che riempie il volume sensibile. La CDCH di MEG II utilizza una miscela di gas a base di elio, con l'aggiunta di una piccola frazione (10%) di iso-Butano come quencher. La scelta dell'Elio è molto vantaggiosa perché, essendo un gas nobile, richiede un campo elettrico non molto intenso per la formazione delle valanghe. La seppur piccola percentuale di iso-Butano è sufficiente in quanto aumenta il numero di coppie di ionizzazione primaria a circa 13 cm^{-1} .

Sfortunatamente, l'uso di un quencher organico provoca ulteriori problemi dopo un'esposizione ad alti flussi di radiazione. La ricombinazione di molecole organiche dissociate determina la formazione di polimeri solidi o liquidi che si accumulano sugli anodi e sui catodi, contribuendo all'invecchiamento della camera. La velocità di deriva, piuttosto costante nelle miscele di gas basate sull'elio, assicura una relazione lineare tra tempo e distanza, fino ad una distanza dal filo di sense molto piccola [7].

4.3 La costruzione della CDCH

Gli end-plates di una camera a deriva hanno lo scopo di contenere il gas e di sostenere i fili nella posizione corretta. Generalmente i fili sono ancorati agli end-plate attraverso dei fori passanti. Nel caso della camera a deriva di MEG II, l'alta densità dei fili ha imposto un approccio all'ancoraggio alternativo a quello tradizionale. I fili sono saldati su coppie di schede impilate sugli end-plate e distanziate da supporti di plastica che servono anche per il contenimento del gas. Il metodo adoperato ha consentito la densità di fili prevista, garantendo contemporaneamente un'elevata accuratezza nel loro posizionamento (dell'ordine della decina di micrometri) e nella tensione meccanica (inferiore ai due centesimi di grammo). Questo approccio ha richiesto lo sviluppo di una specifica macchina per la filatura, in grado di tendere e vincolare automaticamente i fili sulle schede di supporto, tenendo sotto controllo sia la loro tensione che la relativa posizione.

Il fili non sono tesi direttamente tra gli end-plate della CYLDCH, ma le due estremità di ciascun filo sono saldate sulle pad di due wire-PCB, che vengono successivamente montati tra le aperture comprese tra due raggi adiacenti degli end-plate. La saldatura dei fili sui wire-PCB è stata svolta presso la camera pulita di classe 10000 del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento e della Sezione INFN di Lecce, adoperando una macchina semi-automatica appositamente sviluppata (figura 4.8). I wire-PCB assemblati con i fili sono disposti su due sostegni di plexiglass contenuti all'interno di un vassoio di alluminio per il successivo trasporto. La CDCH è stata assemblata presso la sede di Pisa dell'INFN, all'interno di una camera pulita di classe 100000 e poi successivamente è stata trasportata nei laboratori del PSI nell'agosto del 2018. Una caratteristica fondamentale per le prestazioni della camera cilindrica è l'accuratezza nell'allineamento meccanico degli end-plate. Un'operazione molto fine dell'allineamento meccanico viene eseguita al termine dell'assemblaggio della camera a deriva regolando le posizioni di tutti i raggi individualmente, agendo sui 24 tenditori disposti su entrambi gli end-plate, fino a raggiungere la planarità e il parallelismo corretto tra le due end plate. Alla fine dell'assemblaggio della camera cilindrica, i due end-plate sono mantenuti nella posizione corretta da un cilindro esterno in fibra di carbonio lungo 1962 mm, avvitato al vertice dei raggi. Il cilindro in fibra di carbonio è costituito da due metà che sono interbloccate per racchiudere l'intero volume interno della camera. Questo cilindro, oltre a una funzione strutturale, assicura anche la tenuta della miscela del gas nel volume sensibile, insieme a un cilindro di kapton incollato al raggio interno delle end-plate e bloccato da anelli strutturali in alluminio alle due estremità, per garantirne la forma corretta. Due cilindri più corti, sempre di fibra di carbonio, (extensions) vincolati agli end-plate, coprono le due estremità.

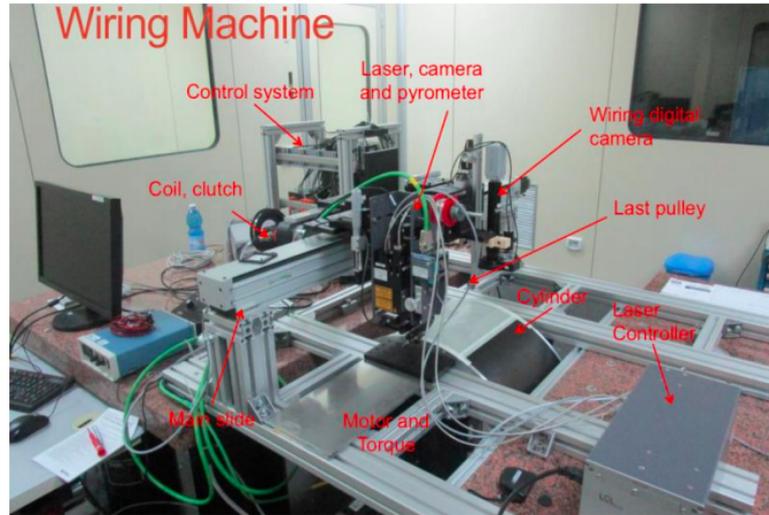


Figura 4.8: Rappresentazione del wiring robot presso la camera pulita del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento.

4.3.1 La macchina di filatura

La costruzione della CDCH è stata effettuata con un sistema semi-automatico (Wiring Robot) appositamente sviluppato nei laboratori del Dipartimento di Matematica e Fisica dell'Università del Salento e della Sezione INFN di Lecce. Questo sistema è necessario per la disposizione di una grande quantità di fili con un preciso allineamento e tensione meccanica. Il sistema è composto da altri tre sotto-sistemi.

- Il sistema di filatura.
- Il sistema di saldatura.
- Il sistema di estrazione.

La funzione del sistema di filatura è quella di distribuire il filo lungo una traiettoria elicoidale, mantenendo una tensione meccanica costante. L'asse lineare mantiene il supporto della spoletta del filo coassialmente ad un torsionometro ed un freno elettromagnetico. Il filo avvolto sulla spoletta viene trasferito tramite un insieme di pulegge al cilindro di avvolgimento. La traiettoria elicoidale è ottenuta sincronizzando l'asse principale con il cilindro di avvolgimento durante lo svolgimento del filo dalla spoletta. In figura 4.9 è mostrato questo sistema.

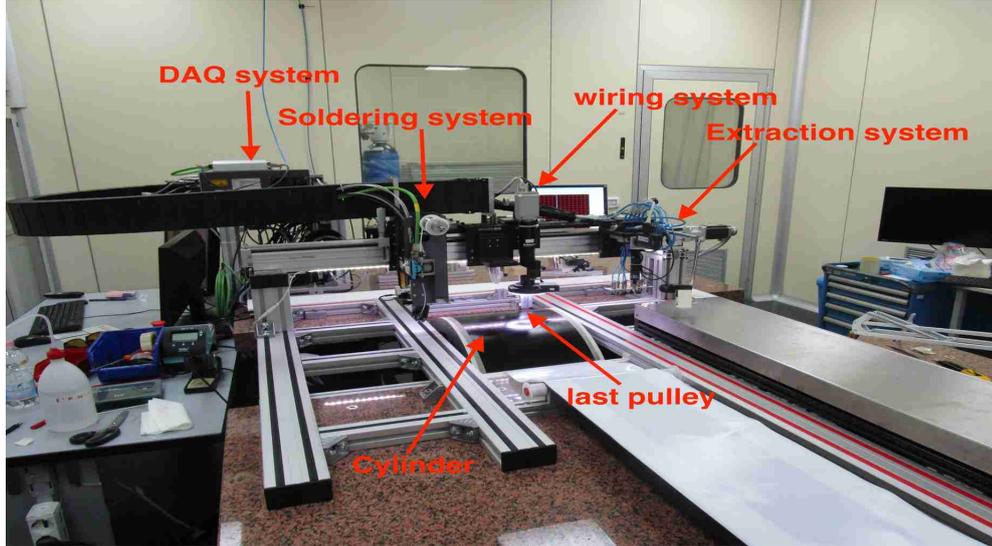


Figura 4.9: Rappresentazione del sistema di filatura.

4.4 Elettronica di acquisizione della CDCH

Allo scopo di rivelare i segnali dei singoli cluster di ionizzazione l'elettronica di lettura della CDCH deve essere in grado di amplificare segnali ad alta frequenza. Pertanto è stata sviluppata una specifica elettronica di front-end a 8 canali, basata su amplificatori operazionali commerciali veloci. Questa elettronica è stata progettata per avere un guadagno in grado di fornire un segnale di ampiezze adeguata alle successive elaborazioni, un basso consumo, una banda compatibile con la densità spettrale aspettata dei segnali e un ridotto tempo di salita, per consentire l'applicazione della tecnica del Cluster Counting [23].

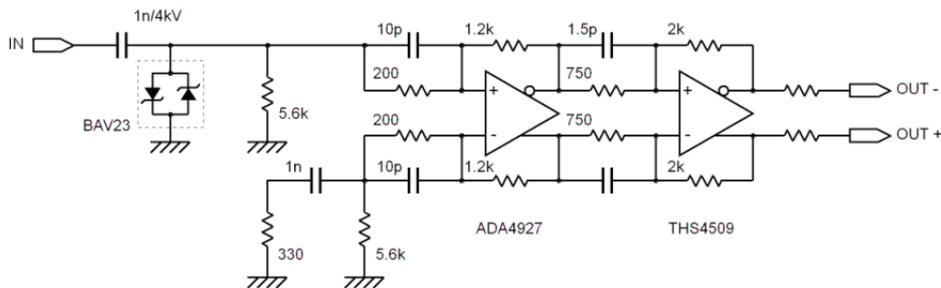


Figura 4.10: Schema dell'elettronica di un singolo canale di lettura della CDCH.

In figura 4.10 è mostrato lo schema del singolo canale dell'elettronica di front-end. La rete d'ingresso consente sia il disaccoppiamento dall'alta tensione di polarizzazione del filo anodico, che la protezione per lo stadio successivo. Il guadagno è ottenuto attraverso due stadi realizzati con gli amplificatori ADA4927 e THS4509. L'amplificatore operazionale ADA4927, della Analog Device, agisce come primo stadio; si tratta di un amplificatore differenziale a reazione di corrente a basso rumore, bassa distorsione ed alta velocità. L'architettura a reazione di corrente consente un guadagno di anello praticamente indipendente dal guadagno ad anello chiuso, permettendo una larga banda, bassa distorsione, basso rumore e un basso consumo, compatibile con quello tipico degli amplificatori a reazione di tensione. Il THS4509, della Texas Instruments è adoperato contemporaneamente come secondo stadio di guadagno e driver di uscita. Questo componente è un amplificatore differenziale a larga banda, basso rumore e ridotta distorsione armonica. Per migliorare l'immunità al rumore, l'uscita dell'elettronica di front-end è differenziale ed è connessa al digitalizzatore dei segnali (WaveDREAM Board) con uno specifico cavo di 5 m appositamente progettato per garantire una risposta in frequenza piatta e stabile (Amphenol Spectra Strip SkewClear) questo cavo è realizzato con singoli doppi di filo, individualmente schermati, e fornisce un'attenuazione massima di 0.75 dB/m a 625 MHz.

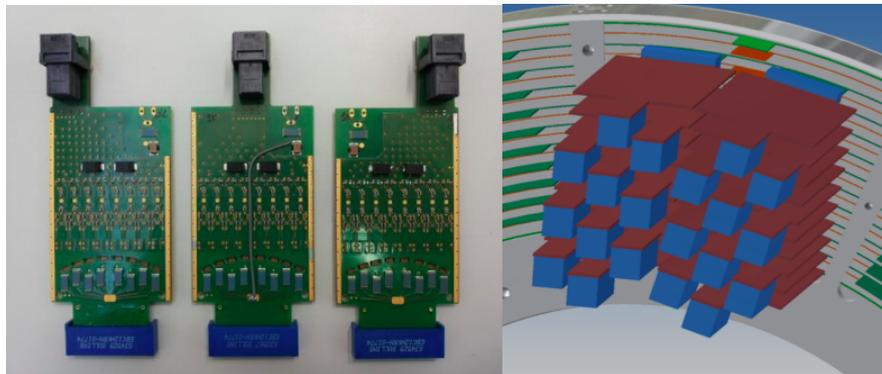


Figura 4.11: Prototipi delle tre tipologie della scheda di front-end della CDCH a sinistra e schema della loro disposizione in un settore dell'end-plate a destra.

Per compensare l'attenuazione del cavo d'uscita è stata implementata una pre-enfasi in entrambi gli stadi in guadagno. La pre-enfasi, ottenuta disponendo un condensatore di opportuno valore in parallelo alle resistenze poste all'ingresso di ciascuno stadio, introduce un picco nel guadagno alle alte frequenze, tale da compensare le perdite dovute al cavo, determinando una banda passante complessiva di circa 1 GHz.

Le schede dell'elettronica di front-end sono situate in ogni settore della CDCH secondo la disposizione mostrata in figura 4.11 (a destra). A causa del ridotto spazio disponibile, soprattutto ai piccoli raggi dell'end-plate, si è resa necessaria la costruzione di tre differenti versioni di schede con diverse posizioni del connettore di uscita, come si vede in 4.11. I segnali differenziali formati da questa scheda sono successivamente digitalizzati dalla WaveDREAM Board ad una velocità (programmabile) di 2 Gsps, con una banda passante analogica di 1 GHz [21]. Ciascun canale assorbe una corrente di circa 60 mA ad una tensione di ± 2.5 V; a questo corrisponde una dissipazione complessiva di potenza per end-plate di circa 100 W. Si è reso pertanto necessario disporre di un appropriato sistema di raffreddamento, realizzato sia fluendo un fluido refrigerante nei supporti metallici dell'elettronica di front-end, che inviando direttamente aria secca raffreddata sugli end-plate.

Capitolo 5

Analisi dati e risultati sperimentali

5.1 Codici di Simulazione

Per investigare le proprietà fondamentali delle miscele gassose impiegate nelle misure, si utilizza un software di simulazione GARFIELD [22]. Questo software si interfaccia con il programma MAGBOLTZ [34], per il calcolo delle proprietà di trasporto degli elettroni all'interno di una miscela gassosa arbitraria. Un'interfaccia con HEED [26] permette inoltre di simulare la ionizzazione delle molecole di gas ad opera di particelle che attraversano la camera. La simulazione del rivelatore è stata implementata utilizzando la combinazione di software differenti.

In generale tali simulazioni si rivelano uno strumento fondamentale per:

- progettare ed ottimizzare le prestazioni di nuovi rivelatori;
- comprenderne il comportamento;
- confrontare i risultati con i dati ottenuti dalle misure sperimentali.

Garfield++ è un codice di simulazione Monte Carlo (open source) scritto in linguaggio C++ e sviluppato al CERN dalla collaborazione RD51, a partire dal 1984, per la simulazione dettagliata di rivelatori a gas. Lo schema della struttura del codice, che utilizza le migliori tecniche di approssimazione e la migliore modellizzazione dei processi fisici nel gas, è mostrata in figura 5.1. Il toolkit consente il tracciamento di particelle primarie e secondarie, la caratterizzazione delle proprietà del gas (come ad esempio il coefficiente di diffusione e velocità di deriva) e la perdita di energia per ionizzazione. Inoltre Garfield++ può essere interfacciato con il toolkit di simulazione Monte Carlo GEANT4 (GEometry ANd Tracking) [24] per simulare condizioni di irraggiamento realistiche sul rivelatore e analizzare grandezze fisiche,

quali la dose e la fluenza all'uscita del rivelatore. Il codice permette anche di simulare il comportamento delle particelle sotto l'influenza del campo magnetico, oltre che di quello elettrico.

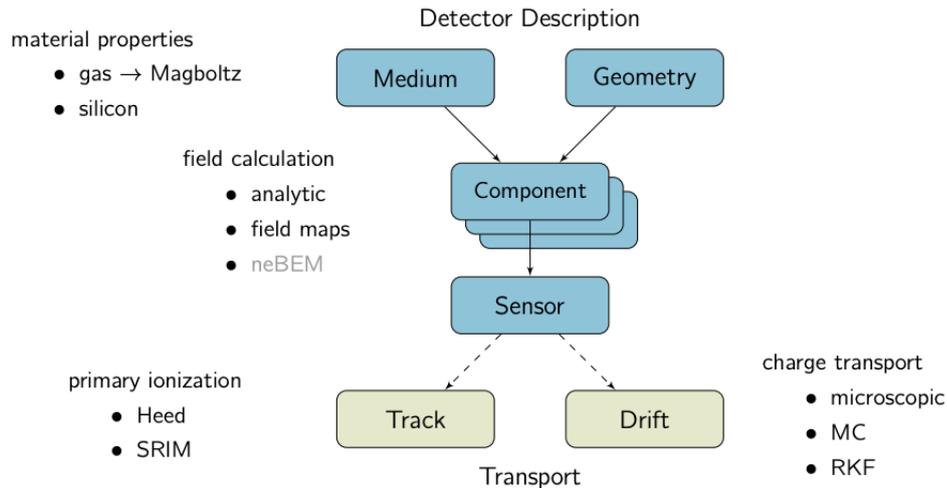


Figura 5.1: Schema della struttura di GARFIELD++ e delle principali classi.

GARFIELD++ è interfacciabile con ROOT, il framework sviluppato al CERN per l'analisi dei dati, per utilizzarne l'interfaccia grafica e le varie librerie per il calcolo scientifico disponibili. ROOT è stato anche utilizzato nella fase di postprocessing per l'analisi e la rappresentazione dei dati. Il codice in GARFIELD++ è stato finalizzato e testato per:

1. eseguire l'ispezione delle linee di campo elettrico e verificarne la correttezza;
2. confrontare miscele di gas differenti (per lo svolgimento di questa tesi per ragioni di opportunità ci siamo limitati all'utilizzo della miscela di He e iso-Butano in percentuali 90:10);
3. ottenere informazioni spaziali e temporali della carica prodotta dalle tracce che attraversano il rivelatore, per stimare il guadagno (parametro che descrive la qualità dell'amplificazione e che deve essere ottimizzato), e la risoluzione spaziale;
4. simulare i segnali elettrici in uscita dal rivelatore per testare algoritmi di analisi dei segnali e valutare le performance in risoluzione spaziale raggiungibile.

5.2 Formazione del segnale

Come già accennato nel paragrafo 2.9, le cariche che si muovono nel volume di gas danno origine a un segnale sugli elettrodi, dai quali è possibile prelevare il segnale elettrico associando una apposita elettronica di lettura. Gli elettroni che vengono creati nella valanga si muovono verso i fili anodici in un tempo tipicamente minore del ns, generando un impulso trascurabile rispetto a quello prodotto dal movimento degli ioni. Gli ioni sono molto più lenti, si muovono verso i catodi e generano un segnale con una coda lunga diverse centinaia di μs . Il movimento delle cariche induce un segnale non solo sull'anodo quindi, ma anche sugli altri elettrodi, che spesso vengono suddivisi in sezioni più piccole, per consentire una migliore misura delle coordinate spaziali. Per capire a fondo il processo di formazione del segnale, si consideri innanzitutto la figura 5.2 [28].

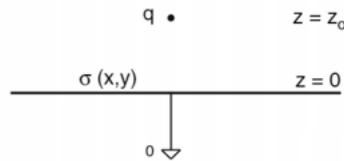


Figura 5.2: Rappresentazione di una carica puntiforme che induce una densità di carica sulla superficie di un elettrodo di metallo messo a massa.

Una carica puntiforme vicina a un elettrodo di metallo tenuto a potenziale nullo (massa) induce una carica sulla superficie stessa del metallo. La carica superficiale è facilmente calcolabile tramite l'equazione di Poisson per un potenziale φ con carica puntiforme q nella posizione $z = z_0$, dove z_0 indica la posizione iniziale come indicato nella figura 5.2 e condizioni a contorno tali che il potenziale sia nullo quando $z=0$. La legge di Gauss enuncia che esiste una relazione tra il campo elettrico sulla superficie del metallo e la densità superficiale di carica:

$$\sigma(x, y) = \varepsilon_0 E \quad (5.1)$$

Allora il campo elettrico sulla superficie è pari a :

$$\begin{cases} E_x = E_y = 0 \\ E_z(x, y) = -\frac{qz_0}{2\pi\varepsilon_0(x^2+y^2+z_0^2)^{\frac{3}{2}}} \end{cases} \quad (5.2)$$

La densità di carica superficiale è pari a $\sigma(x, y) = \varepsilon_0 E_z(x, y)$, per cui la carica totale

indotta sull'elettrodo è :

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma(x, y) dx dy = -q \quad (5.3)$$

ed è indipendente dalla posizione della carica q . Si conclude quindi che il movimento di carica induce una corrente che fluisce tra l'elettrodo e la massa e questo è il principio di induzione dei segnali [10]. Per geometrie più realistiche, questo metodo di derivazione diventa complesso e ci si affida al teorema di Shockley-Ramo [31]. Prima di addentrarci nell'analisi vera e propria, è necessario fornire dei cenni teorici relativi al metodo della trasformata di Fourier e del concetto di funzione di trasferimento.

5.3 Trasformata di Fourier

La trasformata di Fourier permette di calcolare le diverse componenti (ampiezza, fase e frequenza) delle onde sinusoidali che, combinate tra loro, danno origine al segnale di partenza.

Dato un generico segnale, $f(t)$, la trasformata di Fourier è lo strumento per esprimere tale segnale come sovrapposizione di onde sinusoidali; matematicamente la trasformata si esprime secondo la relazione:

$$\mathcal{F}[f(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)e^{-i\omega t} dt = F(i\omega) \quad (5.4)$$

con $\omega = 2\pi f$, dove ω indica la pulsazione ed f la frequenza. Quindi la trasformata di Fourier permette di passare dal dominio del tempo al dominio delle frequenze. La trasformata inversa consente di ritornare dal dominio della frequenza a quello del tempo, si esprime secondo la relazione:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(i\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (5.5)$$

Nelle applicazioni sperimentali, dove i segnali sono discreti, si introduce la trasformata di Fourier discreta (DFT), che riveste un ruolo fondamentale nella teoria dei segnali in quanto è l'unica trasformata che possa essere calcolata per via numerica. Esistono due differenti tipologie di DFT: la DFT reale che utilizza numeri reali per rappresentare i segnali di input e di output ed una più avanzata, la DFT complessa, che invece utilizza i numeri complessi. Entrando nel dettaglio della trasformata reale, nel dominio del tempo un segnale discreto consiste in un vettore

x di N punti che vanno da 0 ad $N-1$. Nel dominio della frequenza, la DFT produce due segnali, indicati come parte reale e parte complessa che comporranno due nuovi vettori X , entrambi contenenti $\frac{N}{2} + 1$ punti. Così come la trasformata di Fourier continua, anche per quella discreta si definisce l'antitrasformata.

Tralasciando i dettagli tecnici, l'output della DFT è una combinazione lineare di seni e coseni, spesso denominati *basis functions*, tramite opportuni coefficienti, che rappresentano le ampiezze. Le *basis functions* per la DFT sono fornite da:

$$c_k[i] = \cos\left(\frac{2\pi ki}{N}\right) \quad (5.6)$$

$$s_k[i] = \sin\left(\frac{2\pi ki}{N}\right) \quad (5.7)$$

dove k è un indice che va da 0 ad $N/2$, mentre le espressioni per la parte reale, $\text{Re}X$, e immaginaria, $\text{Im}X$, possono essere valutate tramite:

$$\text{Re} X[k] = \sum_{i=0}^{n-1} x[i] \cos\left(\frac{2\pi ki}{N}\right) \quad (5.8)$$

$$\text{Im} X[k] = - \sum_{i=0}^{n-1} x[i] \sin\left(\frac{2\pi ki}{N}\right) \quad (5.9)$$

Uno specchietto riassuntivo è in figura 5.3. In notazione polare, i vettori $\text{Re}X$ e $\text{Im}X$

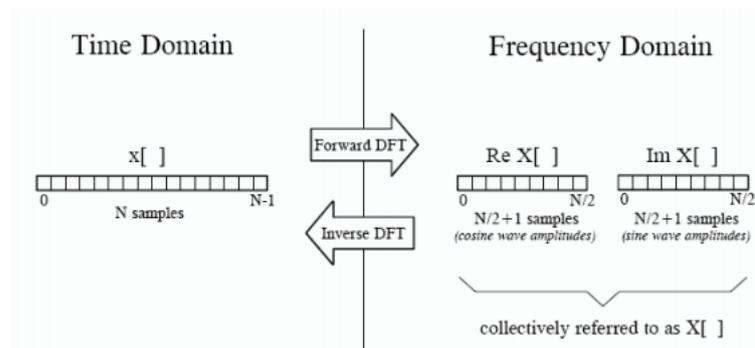


Figura 5.3: Rappresentazione schematica del principio di funzionamento della trasformata di Fourier discreta (DFT). A sinistra si ha il segnale nel dominio del tempo; a destra si hanno i due segnali prodotti dalla DFT, parte reale e parte immaginaria, che contengono le ampiezze delle onde seno e coseno che comporranno il nuovo segnale nel dominio della frequenza e che vengono fornite dalle funzioni di base.

vengono sostituiti da fase, PhX, e ampiezza, MagX:

$$\text{Mag } X[k] = \sqrt{\text{Re } X[k]^2 + \text{Im } X[k]^2} \quad (5.10)$$

$$\text{Ph } X[k] = \arctan\left(\frac{\text{Im } X[k]}{\text{Re } X[k]}\right) \quad (5.11)$$

Nei casi pratici è preferibile usare un'implementazione ottimizzata per velocità di esecuzione, nota come *Fast Fourier Transform (FFT)*. Il software ROOT espone un'interfaccia per utilizzare un algoritmo di FFT.

5.3.1 Funzione di trasferimento

In dispositivi elettronici, i segnali di *input* e di *output* sono legati da equazioni differenziali nella forma:

$$a_0V(t) + a_1\frac{dV(t)}{dt} + \dots + a_m\frac{d^mV(t)}{dt^m} = b_0i(t) + b_1\frac{di(t)}{dt} + \dots + b_n\frac{d^ni(t)}{dt^n} \quad (5.12)$$

La funzione di trasferimento di un *sistema dinamico lineare stazionario (LTI)* è la trasformata di Laplace della risposta all'impulso del sistema; si tratta della funzione di rete che esprime la relazione algebrica tra ingresso e uscita nel dominio delle frequenze, caratterizzando il comportamento del sistema in un modo equivalente a quello fornito dalla rappresentazione in spazio di stato. Con la funzione di trasferimento è possibile studiare la stabilità (esterna) del sistema LTI considerato, ovvero la sua capacità di mantenere un'uscita limitata per ogni ingresso limitato. Utilizzando la trasformata di Laplace, si può trasformare questa equazione in un'equazione algebrica con soluzione:

$$V(s) = \frac{b_0 + b_1s + \dots + b_ns^n}{a_0 + a_1s + \dots + a_ms^m}I(s) = W(s)I(s) \quad (5.13)$$

dove $I(s) = \mathcal{L}[i(t)]$ e $V(s) = \mathcal{L}[v(t)]$ [10] sono rispettivamente le trasformate di Laplace dei segnali in corrente e in tensione, la funzione $W(s)$ è nota come *Funzione di Trasferimento (FT)* del sistema, cioè la FT descrive la risposta del circuito elettrico alle singole frequenze.

Quindi conoscendo la FT e il segnale in ingresso è possibile ottenere il segnale in uscita da un circuito.

Ad esempio se si analizza il comportamento di circuiti del tipo CR o RC (resistenze e capacità), che si comportano come filtri, il grado del denominatore m definisce l'ordine del filtro; risolvendo l'equazione, si determinano i poli (soluzioni del denominatore) e gli zeri (soluzioni del numeratore) del circuito.

Par.5.4 Modellizzazione nel dominio delle frequenze del trasporto del segnale di una cella di drift

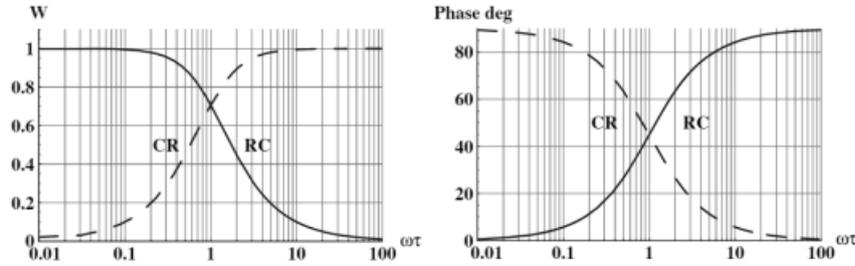


Figura 5.4: Modulo e fase della funzione di trasferimento per un filtro passa alto e passa basso.

Il segnale in uscita è dato da:

$$iV_1(s) = \frac{sRC}{1 + sRC}V(s) = \frac{s\tau}{1 + s\tau}V(s) = W_{CR}(s)V(s) \quad (5.14)$$

$$V_2(s) = \frac{1}{1 + sRC}V(s) = \frac{s\tau}{1 + s\tau}V(s) = W_{RC}(s)V(s) \quad (5.15)$$

con τ costante di tempo caratteristica. Sostituendo s con $i\omega$ si ottiene la funzione di trasferimento nel dominio di Fourier:

$$W_{CR}(i\omega) = \frac{i\omega\tau}{1 + i\omega\tau} \quad (5.16)$$

$$W_{RC}(i\omega) = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (5.17)$$

Modulo e fase della funzione di trasferimento sono rappresentate in figura 5.4 [10].

5.4 Modellizzazione nel dominio delle frequenze del trasporto del segnale di una cella di drift

Per comprendere al meglio la formazione e la lettura del segnale dopo la propagazione lungo una cella di drift, è utile seguire l'approccio di analisi di Fourier da [25]. Considerando il caso di un tubo a drift, il tubo propaga il segnale come in una linea di trasmissione coassiale (Fig. 5.5).

Par.5.4 Modellizzazione nel dominio delle frequenze del trasporto del segnale di una cella di drift

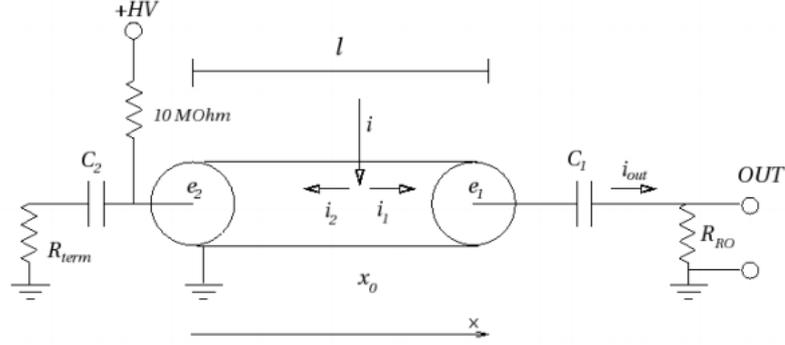


Figura 5.5: Rappresentazione schematica della strumentazione in un tubo a drift.

L'impedenza di questa linea di trasmissione dipende dalla frequenza:

$$Z_0(\omega) = \sqrt{\frac{\mathcal{L}}{C} \left(1 + \frac{R(\omega)}{i\omega\mathcal{L}} \right)} \quad (5.18)$$

in cui ω indica la pulsazione del segnale, $R(\omega)$ rappresenta la resistenza per unità di lunghezza del filo di sense e L è l'induttanza per unità di lunghezza della linea di trasmissione e C è la capacità per unità di lunghezza.

La resistenza del filo non è costante (Fig. 3.15) a causa del cosiddetto *skin effect* che può essere modellato da [52]:

$$R(\omega) = \begin{cases} \frac{1}{\pi\sigma R_{\text{wire}}^2} + \frac{\sigma\mu_o^2 R_{\text{wire}}^2}{192\pi} \omega^2 & \omega < \frac{8}{R_{\text{wire}}^2 \sigma \mu_o} \\ \frac{1}{2\pi R_{\text{wire}}} \sqrt{\frac{\mu_o \omega}{2\sigma}} + \frac{1}{4\pi\sigma R_{\text{wire}}^2} + \frac{3}{32\pi R_{\text{wire}}^3} \sqrt{\frac{2}{\sigma^3 \mu_o \omega}} & \omega \geq \frac{8}{R_{\text{wire}}^2 \sigma \mu_o} \end{cases} \quad (5.19)$$

Il segnale che si propaga all'interno di una linea di trasmissione coassiale deriva dalla sovrimposizione di un'onda diretta, che viaggia dal punto di generazione (nella figura 5.5 x_0) verso il terminale di lettura (nella figura 5.5 R_{RO}) verso la R_{RO} , e da un'onda riflessa (che si genera nei punti di interconnessione a causa di disadattamento di impedenza), che viaggia in direzione opposta.

Durante la propagazione, le due componenti vengono modificate dai propagatori T_d e T_r , rispettivamente, che sono funzioni della distanza percorsa:

$$I(\Delta x) = I_d T_d(\Delta x) + I_r T_r(\Delta x) \quad (5.20)$$

Par.5.4 Modellizzazione nel dominio delle frequenze del trasporto del segnale di una cella di drift

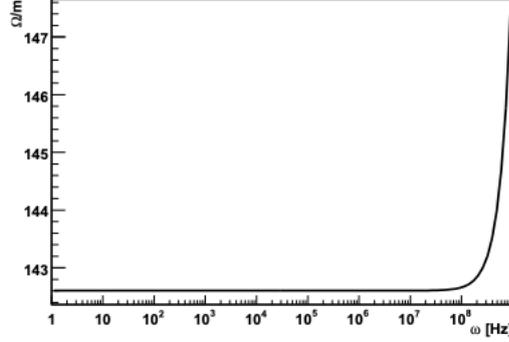


Figura 5.6: Resistenza per unità di lunghezza del filo di sense.

$$T_d(\Delta x) = e^{-\gamma\Delta x} \text{ and } T_r(\Delta x) = e^{\gamma\Delta x}, \quad \gamma = \alpha(\omega) + ik(\omega) \quad (5.21)$$

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) &= \sqrt{\frac{1}{2} \left[\omega\mathcal{C} \sqrt{R^2(\omega) + \omega^2\mathcal{L}^2} - \omega^2\mathcal{L}\mathcal{C} \right]} \\ k(\omega) &= \sqrt{\frac{1}{2} \left[\omega\mathcal{C} \sqrt{R^2(\omega) + \omega^2\mathcal{L}^2} + \omega^2\mathcal{L}\mathcal{C} \right]} \end{aligned} \quad (5.22)$$

Quando l'onda raggiunge la fine della linea e incontra un'impedenza diversa, una parte viene trasmessa e una parte viene riflessa nel seguente rapporto:

$$\rho^I = -\rho^V = \frac{Z_{\text{line}} - Z_{\text{end}}}{Z_{\text{line}} + Z_{\text{end}}}, \quad \tau^I = 1 + \rho^I = \frac{2Z_{\text{line}}}{Z_{\text{line}} + Z_{\text{end}}} \quad (5.23)$$

ρ^I è il coefficiente di riflessione e τ^I è il coefficiente di trasmissione per l'onda di corrente elettrica, ρ^V è il coefficiente di riflessione per l'onda di tensione, si noti che tutti sono funzione di ω . Un segnale i prodotto a x_0 nel tubo di drift di lunghezza l viene diviso in due parti uguali, i_1 e i_2 , che viaggiano in direzioni opposte (come mostrato in figura 5.5). Quando hanno raggiunto le estremità, vengono prodotte onde che si muovono avanti e indietro lungo la linea. Applicando la 5.20 per entrambi i segnali i_1 e i_2 e considerando i coefficienti di riflessione e trasmissione, è possibile ricavare la funzione di trasferimento per la propagazione del segnale indotto in una cella di drift [52]:

Par.5.4 Modellizzazione nel dominio delle frequenze del trasporto del segnale di una cella di drift

$$\begin{aligned}\Psi(\omega) &= \Psi'(\omega) + \Psi''(\omega) = \frac{1}{2}\tau_1^I \frac{T_d(l-x_0) - \rho_1^I T_d(l+x_0)}{1 - \rho_1^I \rho_2^I T_d(2l)} = \\ &= \frac{1}{2}\tau_1^I T_d(l-x_0) \frac{1 - \rho_2^I T_d(2x_0)}{1 - \rho_1^I \rho_2^I T_d(2l)}\end{aligned}\quad (5.24)$$

i cui effetti di modulazione sono rappresentati in figura 5.7.

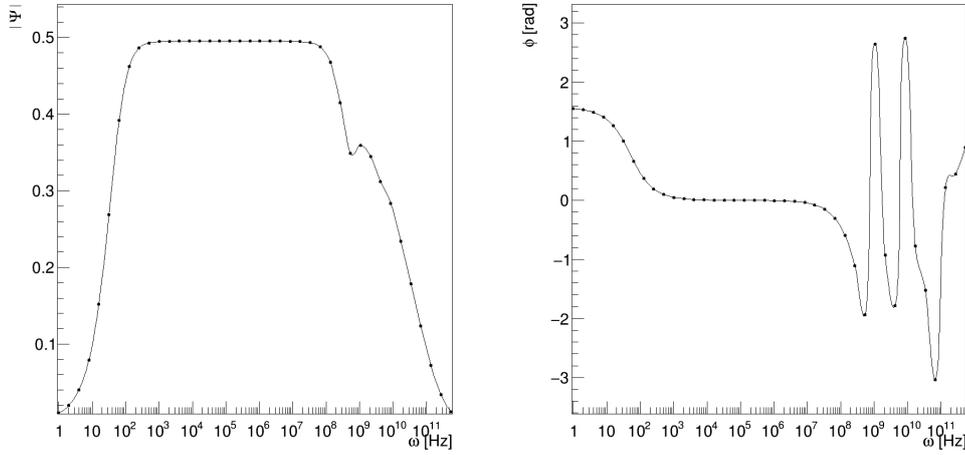


Figura 5.7: Modulo (sinistra) e fase (destra) funzione di trasferimento nel caso corrente.

È importante notare che l'espressione della funzione di trasferimento appena descritta dipende non solo dalla configurazione della strumentazione, ma anche dalla lunghezza del tubo di deriva l e dalla posizione dell'impulso lungo di esso x_0 . Nel seguente plot si possono distinguere quattro domini di frequenza:

- per $\omega < 10^3$ Hz tutta la carica si scarica nella resistenza HV;
- nell'intervallo $10^3 \text{ Hz} < \omega < 10^7 \text{ Hz}$ i condensatori C_1 e C_2 sono i componenti principali e si ha un plateau a $\frac{C_1}{C_1+C_2} = 0.5$;
- tra 10^7 Hz e 10^{10} Hz i resistori R_{RO} e R_{term} sono i componenti principali, ci sono distorsioni a causa della dipendenza della resistenza di terminazione dalla frequenza;
- le frequenze $\omega > 10^{10}$ Hz sono fortemente attenuate.

La fase per $\omega > 10^9$ Hz è oscillante poichè del tubo di deriva diventa una cavità risonante per le onde con $\omega = n2\pi/l$.

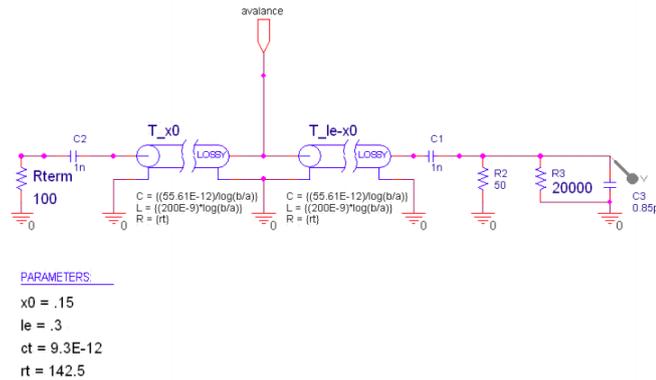


Figura 5.8: Rappresentazione schematica di un circuito nelle simulazioni PSpice.

L'algoritmo di convoluzione elettronica è stato testato utilizzando il programma PSpice [40], [41] (un programma standard di simulazione di circuiti per scopi generici per analisi non lineari in corrente continua, transistori non lineari e ac lineare). La simulazione del segnale generato alla distanza x_0 da un'estremità del tubo è stata fatta propagando la corrente su entrambi i lati del filo come attraverso due linee di trasmissione (Fig.5.8: schema del circuito nella simulazione PSpice).

Per validare l'accordo tra la simulazione effettuata con PSpice e la funzione di trasferimento analitica sviluppata si sono effettuate le comparazioni tra le forme d'onda dei segnali in uscita al variare dei parametri della cella di drift e delle impedenze dei circuiti esterni. Come esempio, in figura 5.9, è riportato il confronto dei segnali ottenuti con le due simulazioni nel caso in cui è presente un disadattamento di impedenza considerevole su una estremità, si può notare come l'ampiezza dei segnali sia analoga e come le riflessioni siano trattate in maniera corretta.

5.5 La simulazione del segnale nella camera di MEG II

Per la realizzazione della simulazione del segnale realistico della camera a drift dell'esperimento MEG II, utilizzando il programma GARFIELD++, ho implementato una opportuna descrizione della geometria delle celle di drift.

Par.5.5 La simulazione del segnale nella camera di MEG II

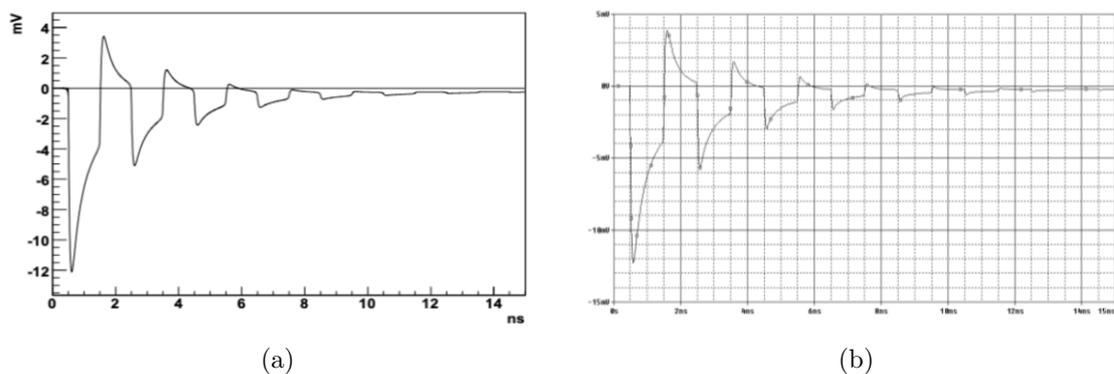


Figura 5.9: Singolo segnale di picco simulato con l'algoritmo sviluppato (a) e con il programma PSpice (b).

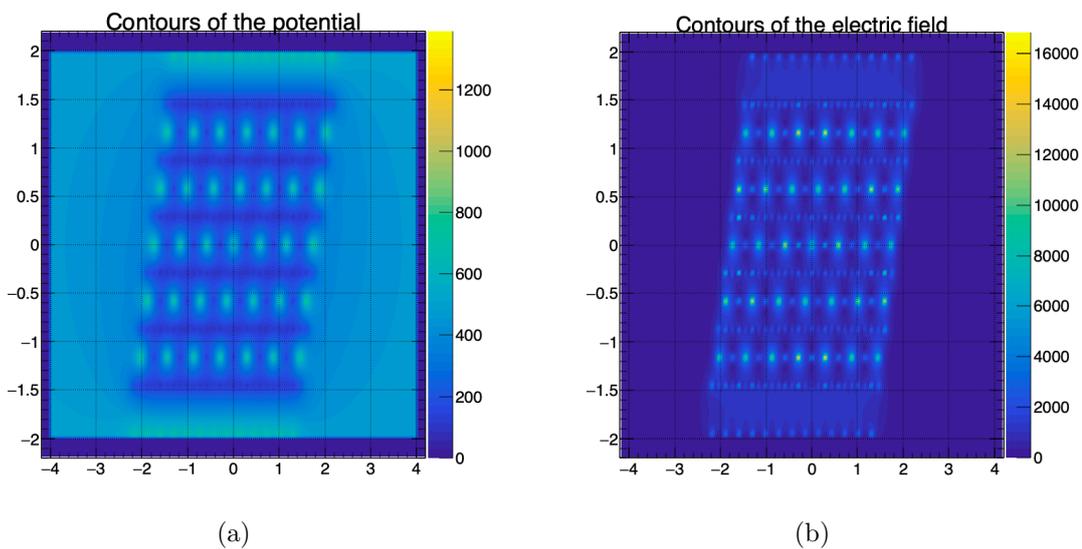


Figura 5.10: Andamento del potenziale (a) e del campo elettrico (b) nella cella di deriva.

Par.5.5 La simulazione del segnale nella camera di MEG II

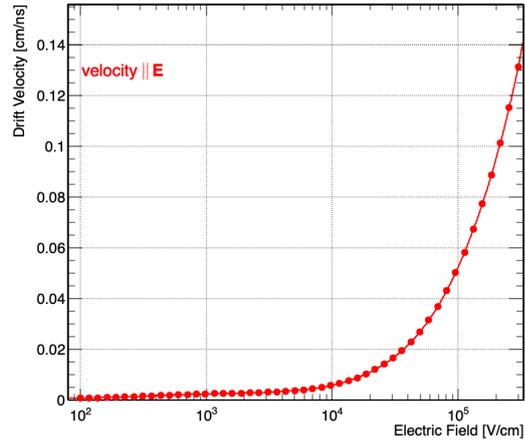


Figura 5.11: Velocità di drift in funzione del campo elettrico E per una miscela di $\text{He:i-C}_4\text{H}_{10}$.

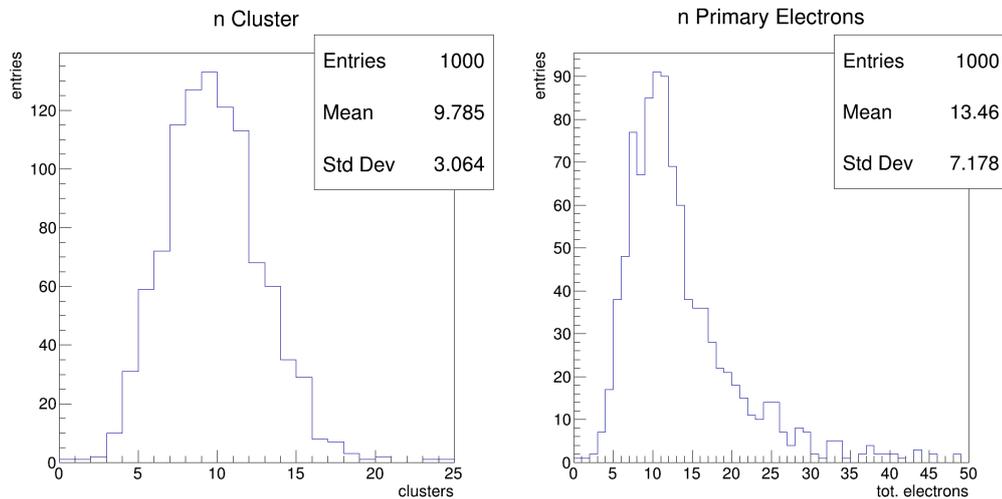


Figura 5.12: Distribuzioni del numero di cluster e degli elettroni generati

Premesso che, date le finalità di questo lavoro, non è necessario considerare tutte le celle di drift della camera, si è deciso di implementare un reticolo di 5×5 celle, disposte secondo la geometria della camera, le celle sono sfalsate di $1/4$ di cella.

Applicando gli opportuni potenziali elettrici ai singoli fili e trascurando le celle di bordo si ottiene una descrizione affidabile della configurazione del campo elettrico, che si genera nella camera, come mostrato in figura 5.10. L'implementazione della geometria è stata effettuata in maniera parametrica in modo da poter facilmente simulare celle con dimensioni differenti.

Dopo aver verificato la configurazione del campo elettrico ottenuta e le proprietà della miscela di gas calcolate da MAGBOLTZ, si è passati a simulare positroni con energia 50 MeV che attraversano il reticolo. In figura 5.11 si riporta il grafico dell'andamento della velocità di drift in funzione del campo elettrico.

La simulazione permette di selezionare sia la posizione che l'angolo di incidenza delle particelle che attraversano le celle, sia a valori fissi che distribuiti uniformemente.

Le informazioni delle ionizzazioni prodotte dalle particelle incidenti, le informazioni di tempo di deriva e il numero di cariche prodotte durante il processo di moltiplicazione a valanga, sono salvate evento per evento, e cella per cella, in apposite strutture per permetterne una successiva rielaborazione.

Per permettere queste operazioni ho scritto apposite strutture e funzioni con l'ausilio del programma ROOT. In figura 5.12, sono mostrate le distribuzioni del numero di cluster e del numero totale degli elettroni di ionizzazione primari generati in una cella da una traccia verticale con parametro di impatto fisso. In figura 5.13 è mostrato l'andamento del guadagno del gas nella cella (applicando 1390 V su una cella con lato di 0.6 cm) ottenuta applicando una distribuzione Polya. Si può notare che i numeri medi e le distribuzioni sono in accordo con quanto ci si dovrebbe aspettare.

Successivamente l'informazione delle cariche generate viene utilizzata per produrre i segnali, in corrente, che si genera all'interno delle celle, come descritto nel par. 5.2, nelle figure 5.15(a) e 5.16(a) sono riportati due esempi. I segnali così prodotti vengono propagati alle estremità delle celle applicando la FT descritta nel par. 5.3.1.

Per ottenere la simulazione completa dei segnali misurabili è necessario conoscere l'effetto dell'elettronica di lettura. A tale scopo si è effettuata la simulazione, con il programma *PSpice*, della catena completa (amplificatore, cavo di segnale e stadio di conversione) dell'elettronica di front-end della camera di MEG per estrarre la funzione di trasferimento globale, come mostrato in figura 5.14.

La funzione di trasferimento ottenuta viene applicata, lavorando nel dominio delle frequenze, ai segnali presenti sulle due estremità delle celle. Nei plot (b) e (c) delle figure 5.15 e 5.16 sono riportati due eventi dei segnali alle due estremità delle celle completamente simulati, con aggiunta di un rumore bianco da 1 mV.

Par.5.5 La simulazione del segnale nella camera di MEG II

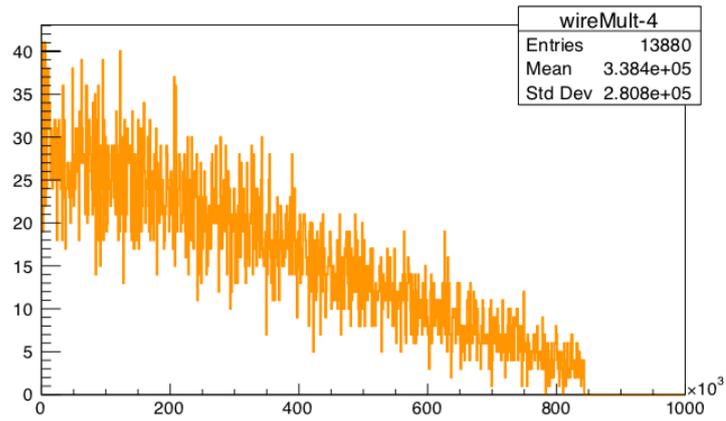


Figura 5.13: Distribuzione del guadagno del gas nella cella.

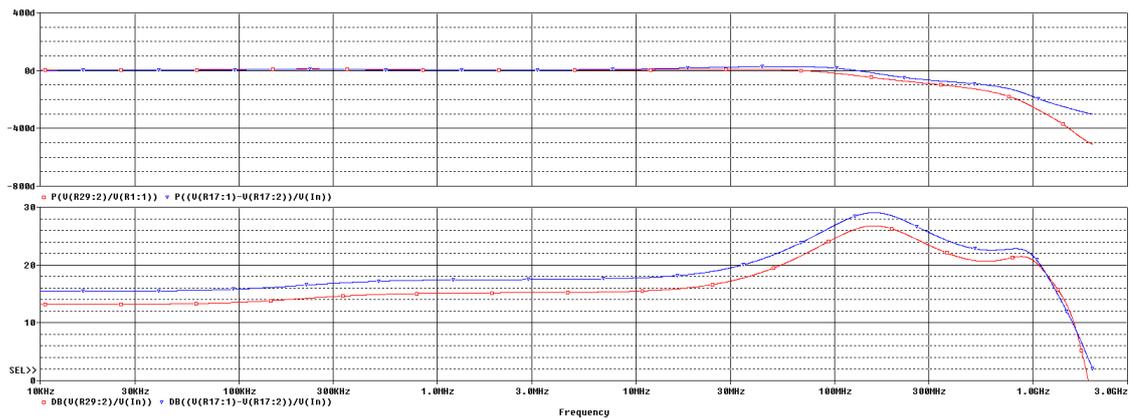


Figura 5.14: Funzione di trasferimento globale dell'elettronica di lettura.

Si può notare la forma degli impulsi originari vengono modificati, inoltre si osserva la differenza di tempo di propagazione e di attenuazione tra le due estremità della cella; il caso riportato si riferisce a un segnale generato a 20 cm da una estremità e 180 cm dall'altra.

Sui segnali così ottenuti si è provveduto a testare un algoritmo di identificazione dei picchi per valutarne le sue performance. L'algoritmo di ricerca dei picchi è basato sulla derivata prima e seconda della funzione di segnale digitalizzata f ed è definito per ogni intervallo i :

$$f'(i) = \frac{f(i) - f(i - \Delta b)}{\Delta b}, \quad f'' = f'(i) - f'(i - 1) \quad (5.25)$$

in cui Δb è il numero di bin (tempo di salita del segnale) su cui viene calcolato il valore medio di i . Un picco (assunto essere un elettrone di ionizzazione) si trova quando Δf , f' e f'' sono al di sopra di un livello di soglia e quando la differenza di tempo dei picchi contigui è maggiore della risoluzione in tempo [15].

L'algoritmo sviluppato consente di raggiungere un livello di efficienza soddisfacente sia sul numero di cluster riconosciuti sia nel tempo associato a ciascun cluster per le tecniche di conteggio e temporizzazione del cluster, poiché è stato testato sulle forme d'onda del segnale simulato.

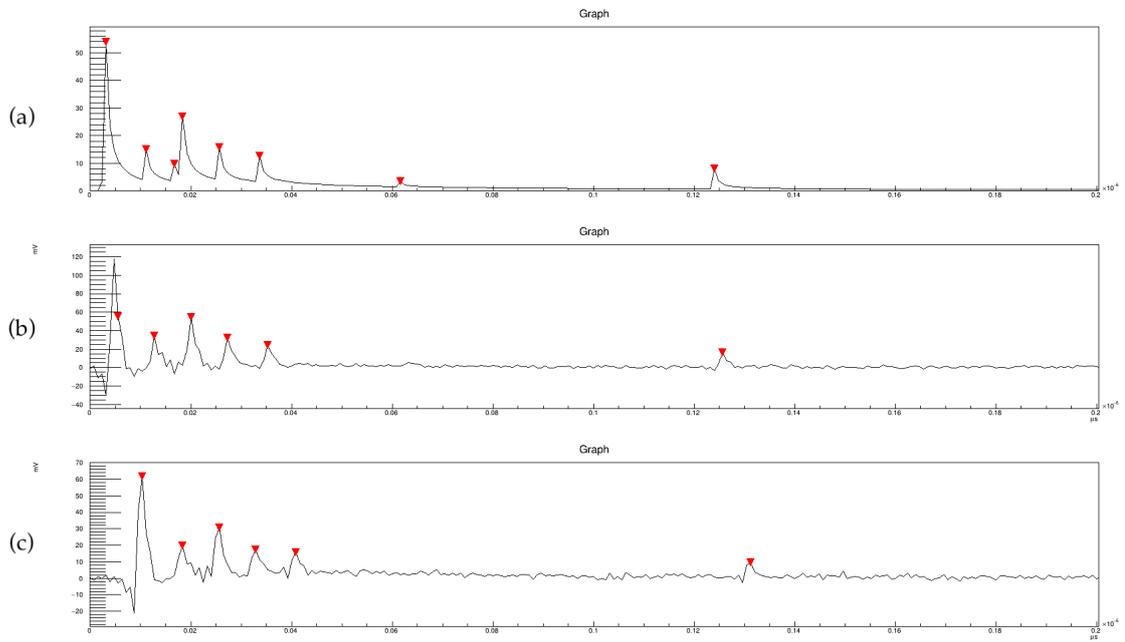


Figura 5.15: Esempio di un evento simulato, in cui il triangolo rosso denotano i picchi trovati applicando l'algoritmo.

Par.5.5 La simulazione del segnale nella camera di MEG II

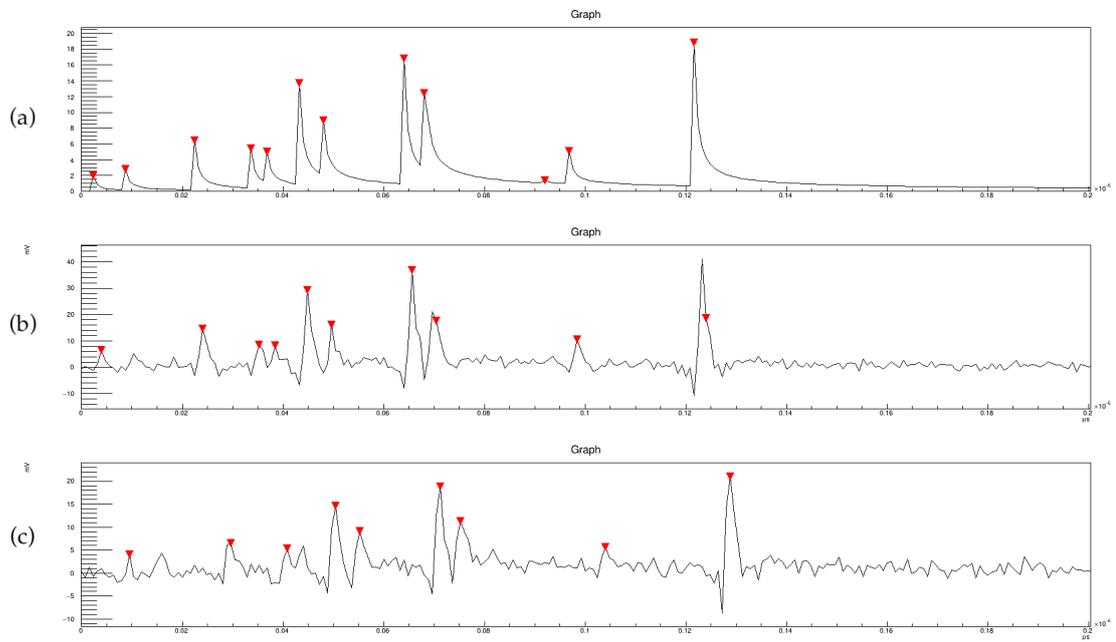


Figura 5.16: Esempio di un evento simulato, in cui il triangolo rosso denotano i picchi trovati applicando l'algoritmo.

Conclusioni

Il lavoro di questa tesi è stato improntato sullo studio e sulla caratterizzazione delle prestazioni della camera di drift cilindrica CDCH dell'esperimento MEG II al Paul Scherrer Institut in Svizzera. Il detector oggetto di studio è un rivelatore di positroni di nuova concezione, a basso contenuto di scattering.

Le particelle cariche vengono rivelate nella camera di drift attraverso le ionizzazioni nelle molecole del gas (cluster) lungo la loro traiettoria. Gli elettroni originati nelle ionizzazioni, spostandosi attraverso il gas determinano la formazione di valanghe elettrone-ione positivo in prossimità dei fili sensibili. Il segnale che si ottiene sul filo fornisce un'informazione sulla posizione di origine della valanga e sul numero di ionizzazioni per segmento di traiettoria. Le traiettorie delle particelle vengono ricostruite attraverso una misura del parametro di impatto; generalmente tale grandezza viene identificata con la distanza di deriva del primo cluster di ionizzazione che raggiunge il filo anodico. Poiché i siti di ionizzazione sono distribuiti in maniera discreta lungo le traiettorie dei positroni, la distanza di deriva del cluster più vicino al filo anodico è sempre maggiore del parametro di impatto (Fig. 5.17).

Nelle camere di drift a basso contributo di scattering, la densità dei cluster di ionizzazione primari è molto piccola, limitando, di conseguenza, la risoluzione spaziale, soprattutto per le piccole celle e per piccoli parametri di impatto. Un parametro fondamentale per le prestazioni di rivelatori di questo tipo è la risoluzione di singolo hit σ_{HIT} . Questa risoluzione, unita all'elevata granularità ed al basso contributo di scattering, giocano un ruolo fondamentale sulla sensibilità complessiva dell'upgrade di MEG, poichè influenzano direttamente la ricostruzione delle variabili cinematiche del positrone.

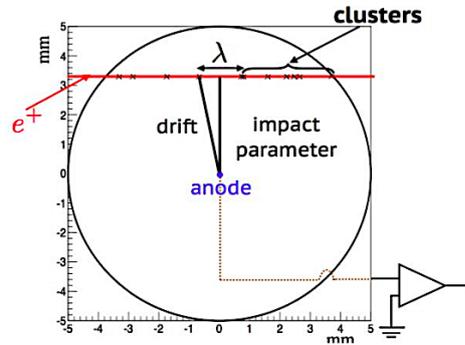


Figura 5.17: Distribuzione dei cluster di ionizzazione quando un e^+ passa attraverso una cella di deriva.

Il mio lavoro di tesi si è concentrato sullo studio delle strutture di drift e sull'ottimizzazione di algoritmi per generare simulazioni dettagliate sulla formazione del segnale nella cella di deriva. Tramite lo sviluppo di un algoritmo di ricerca dei picchi, si è effettuato il conteggio dei cluster, operazione preliminare alla valutazione del guadagno della camera. Lo step successivo sarà poi quello di estrapolare le curve di guadagno per ottenere una completa caratterizzazione del rivelatore. I risultati ottenuti in questo lavoro di tesi saranno fondamentali nella pianificazione di ulteriori test sperimentali.

Il lavoro svolto risulta dunque essere importante per la caratterizzazione e l'ottimizzazione di algoritmi di ricostruzione longitudinale e trasversale degli hit nella camera di drift dell'esperimento MEG II.

Bibliografia

- [1] Adam J., et al., *MEG Collaboration*. Phys. Rev. Lett, 110 (20), 2013.
- [2] Adam J., et al., *The MEG detector for $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ decay search*. Eur. Phys. J. C, 2013.
- [3] Ade P.A.R., et al., *Planck Collaboration*. Astron. Astrophysics 594, A13, 2016.
- [4] Neddermeyer S.H., Anderson C.D. Phys. Rev., 51(884), 1937.
- [5] Aad G., et al., *Atlas Collaboration*. Phys. Lett. B, 716(1), 2012.
- [6] Baldini A.M., et al., *MEG II Collaboration: Search for the Lepton Flavour Violating Decay $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$ with the Full Dataset of the MEG Experiment*. The European Physical Journal C, 76(8), 434, 2016.
- [7] Baldini A.M., et al., *MEG-II Collaboration: The design of the MEG II Experiment*. The European Physical Journal C, pp. 78-380, 2018.
- [8] Baldini A.M., et al., *Single-hit resolution measurement with MEG II drift chamber prototypes*. J. Instrum., 11:P07011, 2016.
- [9] Bethe H., Ashkin J., *Experimental Nuclear Physics, a cura di E. Segré*. J. Wiley, p. 253, 1953.
- [10] Blum W., Rolandi L., *Particle Detection with Drift Chambers*. Springer-Verlag, 1994.
- [11] Arpesella C., et al., *Borexino Collaboration*. Phys. Lett. B, 658(101), 2008.
- [12] Braibant S., Giacomelli G., Spurio M., *Particelle e interazioni fondamentali: Il mondo delle particelle*. Springer-Verlag Milan, 2009.
- [13] Charpak G., Sauli F., *Multiwire proportional chambers and drift chambers*. Nuclear Instruments and Methods, no. 162, 1979.

-
- [14] Charpak G., et al., *Micromegas, a multipurpose gaseous detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A478, pp. 26-36, 2002.
- [15] Chiarello G., et al., *The use of FPGA in drift chambers for high energy physics experiments, in Field-programmable gate array*. InTech, 2017.
- [16] Chatrchyan S., et al., *CMS Collaboration*. Phys. Lett. B, 716(30), 2012.
- [17] Akhmetshin R., et al. *COMET phase-I technical design report*. <http://http://comet.kek.jp/Documents/files/IPNS-Review2014.pdf>, 2014.
- [18] Kinsho M., et al., *Proposal of an experimental search for $\mu^- \rightarrow e^-$ conversion in nuclear field at sensitivity of 10^{-14} with pulsed proton beam from RCS*. <http://nasubi.hep.sci.osakau.ac.jp/plone/documents/deeme-proposal-r28.pdf>, 2010.
- [19] Fano U., *Ionization Yield of Radiations. The Fluctuations of the Number of Ions*. Phys. Rev. 72, 26, 1947.
- [20] *TVirtualFFT Class Reference*. <https://root.cern.ch/doc/v608/classTVirtualFFT.html>.
- [21] Galli L., et al., *A new generation of integrated trigger and read out system for the MEG II experiment*. NSS/MIC IEEE (2014), DOI: 10.1109/NSSMIC.2014.7431218.
- [22] Garfield++: simulation of tracking detectors. <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>
- [23] Cascella M., Grancagnolo F., Tassielli G., *Cluster counting/timing techniques for drift chambers*. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), 248-250:127–130, 2014.
- [24] Geant4. <https://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [25] Deile M., Dubbert J., Hessey N.P., *Charge Division and Intrinsic Pulse Shaping in Drift Tubes*. ATLAS Internal Note MUON-NO-105, 1995.
- [26] Heed: interactions of particles with gases. <http://heed.web.cern.ch/heed/>
- [27] Cleveland B., et al. *Homestake Collaboration*. Ap. J., 496(505), 1998.
- [28] Jackson J., *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, 1975.

-
- [29] Ahn M.H., et al. *K2K Collaboration*. Phys. Rev. Lett. D, 74(072003), 2006.
- [30] Eguchi K., et al., *Kamland Collaboration*. Phys. Rev. Lett., 90(021802), 2003.
- [31] Knoll G.F., *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010.
- [32] Leo W., *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A Howto Approach*. Springer, 1994.
- [33] Ambrosio M., et al., *MACRO Collaboration*. Phys. Lett. B, 434(451), 1998.
- [34] Magboltz (vers. 12): transport of electrons in gas mixtures.
<http://magboltz.web.cern.ch/magboltz/>
- [35] Malter L., *Thin film field emission*. Phys. Rev, 1936.
- [36] Bartoszek L., et al., *Mu2e technical design report*, 2014.
- [37] Blondel A., et al., *Research proposal for an experiment to search for the decay $\mu \rightarrow 3e$* . arXiv::1301.6113, 2013.
- [38] Agafonova N., et al. *OPERA Collaboration*. Physics Letters B, 691(3):138 – 145, 2010.
- [39] Pontecorvo B., Phys. Rev., 72(246), 1947.
- [40] <http://www.cadence.com/products/orcad/pspicead/index.aspx>
- [41] <http://bwrc.eecs.berkeley.edu/Classes/IcBook/SPICE>
- [42] Root: a data analysis framework.
<https://root.cern.ch/>
- [43] Sauli F., *GEM: A new concept for electron amplification in gas detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A386, pp. 531-534, 1977.
- [44] Sauli F., *The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications*. Nucl. Instrum. Meth. Section A805, pp. 2-24, 2016.
- [45] Sauli F., *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*. CERN pp. 77-09, 1977.
- [46] *SINDRUM Collaboration*. Nucl. Phys. B, 299(1), 1988.
- [47] Ahmad Q. R., et al., *SNO Collaboration*. Phys. Rev. Lett., 89(011301), 2002.

- [48] Fukuda Y., et al., *Super-Kamiokande Collaboration*. Phys. Rev. Lett., 86, 2001.
- [49] Abe K., et al., *T2K Collaboration*. Phys. Rev. Lett., 107(041801), 2011.
- [50] Tanabashi M., et al., *Review of Particle Physics*. Chin. Phys., vol. D98, 2018.
- [51] Tanabashi M., et al., *Particle Data Group*. Phys. Rev. D 98, 030001, 2018 and 2019 update.
- [52] Tassielli G.F., *A gas tracking device based on Cluster Counting for future colliders*. Phd thesis XIX ciclo, Università degli Studi del Salento.
- [53] Bernardini P., et al., *Precise measurements of drift velocities in helium gas mixtures*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 355, 1995.
- [54] Golovatyuk V., et al., *Influence of oxygen and moisture content on electron life time in helium–isobutane gas mixtures*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 461, 77-79, 2001.

Ringraziamenti

Giunta alla conclusione del percorso di studi, colgo l'occasione per esprimere la mia riconoscenza verso tutte quelle persone che, in maniera diretta o indiretta, hanno reso possibile il raggiungimento del mio obiettivo. I ringraziamenti sono sempre il momento più delicato, non si sa mai da che parte iniziare, chi nominare direttamente e chi lasciar trasparire tra le righe; ma sono indispensabili se sono frutto di un sentimento sincero e genuino.

Alla fine di questo cammino non posso far altro che ripercorrere gli anni passati a studiare sui libri, a ripetere scrivendo sulla mia immancabile lavagna e le ore passate a "divertirmi" in laboratorio. In questi anni credo di essere maturata, come professionista, in quella che è la mia grande passione, la *Fisica*, ma soprattutto come persona.

Sono tante le conoscenze che ho fatto durante questo percorso, le amicizie che ho coltivato, i rapporti che ho stretto. Vorrei dedicare queste ultime pagine per ringraziare tutte le persone che in me hanno creduto e che mi hanno sempre sostenuto in ogni scelta e decisione.

Vorrei che questi ringraziamenti siano un punto di arrivo per certi versi, ma anche un punto d'inizio per altri, sperando di poter raggiungere nuovi esaltanti traguardi importanti nella mia vita.

Ringrazio innanzitutto i miei relatori, il Prof. M. Panareo e il Dott. G.F. Tassielli, per avermi dato l'opportunità di svolgere il lavoro di tesi mettendo a mia disposizione le loro conoscenze e competenze, la loro infinita pazienza, aiutandomi nell'analisi e nella stesura della tesi. Un grazie particolare va al Prof. F. Grancagnolo, che con la sua enorme esperienza ha rappresentato la guida autorevole che desideravo.

Uno speciale ringraziamento va alla mia famiglia, che non mi ha mai fatto mancare il suo sostegno e aiuto, soprattutto in questi ultimi mesi. Senza di loro non sarei mai diventata quella che sono e non avrei mai potuto coronare i miei molteplici sogni. Un grazie speciale va in particolare a mia Madre e mio Padre, per avermi sostenuto costantemente nell'arco della mia carriera universitaria, fornendomi sempre saggi

consigli, standomi accanto e accompagnandomi verso questo importante traguardo, sempre con intima discrezione e trovando le giuste parole per ogni occasione. Un ringraziamento dal profondo del mio cuore va ai miei fratelli, Eugenia e Giulio, che, ognuno a suo modo, hanno saputo starmi vicino in ogni momento, felice o di sconforto, e condividendo le scelte di vita prese negli anni. La mia famiglia è una delle poche certezze nella mia vita, ci sono e ci saranno sempre per me.

Un ringraziamento speciale va anche ai miei amici e a tutte le persone che mi sono state accanto in questi ultimi mesi di tensioni, nervosismi e pessimismo cosmico, ma anche di gioie inaspettate, risate e chiacchierate spensierate. Porterò nel cuore ogni momento passato insieme.

L'ultimo ringraziamento, non per questo meno importante, va a tutti coloro che, anche se silenziosamente, hanno creduto in me, aiutandomi così a raggiungere questo importante traguardo.