



CERN-THESIS-2016-117
28/10/2016



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI GUGLIELMO MARCONI

FACOLTÀ DI SCIENZE E TECNOLOGIE APPLICATE

CORSO DI LAUREA IN
INGEGNERIA ENERGETICA E NUCLEARE

TEST DI CONSOLIDAMENTO E DI PROTOTIPI DI
RIVELATORI RPC PRESSO LA GIF++ PER L'UPGRADE DEL
SISTEMA MUONICO DELL'ESPERIMENTO CMS DEL CERN

Relatore:
Chiar.^{mo} Prof. SABINO MEOLA

Candidato:
ANDREA GELMI
Matr. N°: STA05642-LM30

ANNO ACCADEMICO

2015/2016

Sommario

INTRODUZIONE.....	I
1. INTERAZIONE DELLE RADIAZIONI CON LA MATERIA	- 1 -
1.1 INTERAZIONE DELLE PARTICELLE CARICHE CON LA MATERIA.....	- 3 -
1.1.1 PERDITA DI ENERGIA PER IONIZZAZIONE	- 7 -
1.1.2 PERDITA DI ENERGIA PER IRRAGGIAMENTO (BREMSSTRAHLUNG)	- 12 -
1.1.3 PERDITA DI ENERGIA PER SCATTERING (DIFFUSIONE DI RUTHERFORD).....	- 15 -
1.1.4 PERDITA DI ENERGIA PER EFFETTO CERENKOV..	- 17 -
1.2 INTERAZIONE DEI RAGGI γ CON LA MATERIA-	17 -
1.2.1 ASSORBIMENTO FOTOELETTRICO.....	- 20 -
1.2.2 EFFETTO DIFFUSIVO COMPTON	- 24 -
1.2.3 PRODUZIONE DI COPPIE ELETTRONE- POSITRONE.....	- 27 -
1.2.4 CONFRONTO TRA LE SEZIONI D'URTO DEI FENOMENI DI INTERAZIONE DELLA RADIAZIONE γ	- 30 -
1.3 INTERAZIONE DEI NEUTRONI CON LA MATERIA..	- 32 -
1.3.1 DIFFUSIONE ELETSTICA	- 34 -
1.3.2 DIFFUSIONE ANAELASTICA.....	- 35 -
1.3.3 REAZIONI DI ASSORBIMENTO.....	- 36 -

2. L' ESPERIMENTO COMPACT MUON SOLENOID (CMS) DEL LARGE HADRON COLLIDER (LHC) ...	- 38 -
2.1 IL LARGE HADRON COLLIDER (LHC) DEL CERN	- 38 -
2.2 LA LUMINOSITÀ.....	- 43 -
2.3 IL COMPACT MUON SOLENOID (CMS)	- 46 -
2.3.1 IL MAGNETE.....	- 50 -
2.3.2 IL SISTEMA DI TRACCIAMENTO TRACKER	- 51 -
2.3.3 IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO ECAL	- 54 -
2.3.4 IL CALORIMETRO ADRONICO HCAL	- 56 -
2.3.5 IL RIVELATORE DI MUONI	- 58 -
2.3.6 IL SISTEMA DI TRIGGER E DI ACQUISIZIONE DATI	- 67 -
3. RESISTIVE PLATE CHAMBERS (RPC)	- 74 -
3.1 FISICA DEGLI RPC.....	- 76 -
3.2 FLUTTUAZIONI STATISTICHE NELLO SVILUPPO DELLA CARICA	- 81 -
3.3 REGIMI DI FUNZIONAMENTO DEGLI RPC	- 83 -
3.4 SEGNALE GENERATO.....	- 89 -
3.5 STRUTTURA DEGLI RPC	- 96 -
3.6 GLI RPC DI CMS	- 101 -
3.7 CARATTERISTICHE DEGLI ELETTRODI	- 108 -
3.8 MISCELA DI GAS	- 110 -

3.9 PARAMETRI AMBIENTALI CHE INFLUENZANO LE PRESTAZIONI DEGLI RPC.....	- 114 -
3.10 AGGIORNAMENTI DEL SISTEMA RPC DI CMS.....	- 119 -
4. STUDI ALLA NUOVA GAMMA IRRADIATION FACILITY (GIF++) DEL CERN	- 124 -
4.1 LAYOUT GIF++	- 126 -
4.2 MUON BEAM.....	- 129 -
4.3 SORGENTE GAMMA	- 131 -
4.4 MISURE ED ANALISI DATI.....	- 135 -
4.4.1 IL SISTEMA DI ACQUISIZIONE	- 136 -
4.4.2 L'APPARATO SPERIMENTALE	- 143 -
4.4.3 RATE.....	- 149 -
4.4.4 EFFICIENZE	- 161 -
4.4.5 CORRENTI.....	- 170 -
4.4.6 CARICA DEPOSITATA	- 181 -
4.4.7 CARICA INTEGRATA E TEST DI LONGEVITÀ	- 183 -
4.4.8 RESISTIVITÀ	- 192 -
APPENDICE.....	- 198 -
A1 ERRORI DI MISURA E PROPAGAZIONE.....	- 198 -
A2 COVARIANZA E COEFFICIENTE DI CORRELAZIONE	- 201 -
A.3 IL TEST DEL χ^2	- 202 -
BIBLIOGRAFIA.....	- 207 -
RINGRAZIAMENTI	- 210 -

INDICE FIGURE:

Figura 1.1: Curva del percorso indicante il numero di particelle cariche pesanti di un fascio che penetrano ad una data profondità.....	- 3 -
Figura 1.2: Range particella carica leggera.....	- 5 -
Figura 1.3: Andamento della perdita di energia media per unità di lunghezza	- 10 -
Figura 1.4: Curva di Bragg	- 11 -
Figura 1.5: Andamento del coefficiente di attenuazione	- 19 -
Figura 1.6: Effetto fotoelettrico	- 20 -
Figura 1.7: Emissione raggi X a seguito dell'effetto fotoelettrico	- 22 -
Figura 1.8: Sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico in funzione dell'energia del fotone	- 23 -
Figura 1.9: Effetto Compton.....	- 24 -
Figura 1.10: Produzione di coppie elettrone-positrone	- 27 -
Figura 1.11: Sezione d'urto creazione coppia elettrone-positrone	- 28 -
Figura 1.12: Annichilazione del positrone	- 29 -
Figura 1.13: Sciami elettromagnetici.....	- 30 -
Figura 1.14: Sezione d'urto dell'interazione della radiazione gamma con la materia	- 30 -
Figura 1.15: Dipendenza della sezione d'urto dal numero atomico Z e dall'energia del fotone incidente.....	- 31 -
Figura 1.16: Sezione d'urto totale del plutonio in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.	- 33 -
Figura 1.17: Sezione d'urto cattura radiativa Au197	- 36 -
 Figura 2.1: Sistema di LHC.....	- 40 -
Figura 2.2: Schema illustrativo del rivelatore CMS.....	- 47 -
Figura 2.3: Andamento di η in funzione di θ	- 48 -
Figura 2.4: Rivelatore a pixel del Tracker.....	- 53 -

Figura 2.5: Disposizione DT ed RPC nel Barrel.....	- 60 -
Figura 2.6: Sistema muonico lungo rz	- 62 -
Figura 2.7: Sezione di un tubo a deriva per muoni del Barrel.....	- 63 -
Figura 2.8: Schema di un superlayer DT.....	- 64 -
Figura 2.9: Cathode Strip Chamber CSC	- 65 -
Figura 2.10: Disposizione delle CSC nell'Endcap	- 66 -
Figura 2.11: Funzionamento di una CSC.....	- 67 -
Figura 2.12: Schema del flusso dati del sistema di trigger di CMS	- 68 -
Figura 2.13: Struttura del Global Trigger.....	- 70 -
Figura 2.14: Sezione longitudinale dell'apparato CMS	- 73 -
Figura 3.1: Struttura RPC.....	- 75 -
Figura 3.2: Velocità di deriva degli elettroni in differenti gas in condizioni normali (20C e 1 atm).....	- 78 -
Figura 3.3: Risposta di un rivelatore a gas in funzione della tensione ...	- 84 -
Figura 3.4: Tipiche forme d'onda di segnali di un rivelatore RPC a varie tensioni applicate.....	- 87 -
Figura 3.5: Circuito equivalente di un rivelatore RPC, prima (a) e dopo (b) il passaggio di una particella ionizzante.....	- 90 -
Figura 3.6: Schema elettrico equivalente di un elettrodo di lettura	- 95 -
Figura 3.7: Passaggio particella ionizzante in gap	- 99 -
Figura 3.8: Struttura RPC.....	- 101 -
Figura 3.9: Schema di un rivelatore RPC a doppio gap utilizzato a CMS	- 102 -
Figura 3.10: Efficienza degli RPC di CMS in funzione del numero di gap.....	- 104 -
Figura 3.11: Distribuzioni di carica per un RPC a singola e doppia gap	- 105 -
Figura 3.12: Risoluzione temporale per un RPC a singola e a doppia gap.....	- 105 -

Figura 3.13: Distribuzione della carica in un RPC, con differenti valori di λ	- 110 -
Figura 3.14: Probabilità di streamer in funzione di λ	- 111 -
Figura 3.15: Tensione corretta con formula empirica	- 116 -
Figura 3.16: Dipendenza della corrente misurata dall'umidità relativa del gas	- 117 -
Figura 3.17: Curva resistività-temperatura	- 118 -
Figura 3.18: Curva corrente-temperatura.....	- 118 -
Figura 3.19 LHC Plan.....	- 120 -
Figura 4.1: Struttura GIF++	- 126 -
Figura 4.2: Bunker GIF++	- 127 -
Figura 4.3: Vista GIF++	- 129 -
Figura 4.4: H4 Beam	- 130 -
Figura 4.5: Decadimento del Cesio-137	- 132 -
Figura 4.6: Irradiatore	- 133 -
Figura 4.7: Vista all'interno del bunker della GIF++	- 134 -
Figura 4.8: Flusso radiazione Gamma nel bunker della GIF++	- 134 -
Figura 4.9: Pannello tool Data taking.....	- 137 -
Figura 4.10: Console di controllo Filter System.....	- 138 -
Figura 4.11: ABS Filter System.....	- 138 -
Figura 4.12: Monitor Filter System	- 139 -
Figura 4.13: Tool produzione file	- 141 -
Figura 4.14: Trolley 1	- 144 -
Figura 4.15: Trolley 3.....	- 145 -
Figura 4.16: Disposizione gap in camera RPC	- 147 -
Figura 4.17: Partizioni gap	- 148 -
Figura 4.18: Coordinate bunker	- 149 -
Figura 4.19: Distribuzione flussi particelle in CMS	- 150 -
Figura 4.20: Sensibilità T1_S1	- 152 -
Figura 4.21: Rate medio nel Barrel vs Luminosità.....	- 153 -

Figura 4.22: Rate massimo nel Barrel vs Luminosità	153 -
Figura 4.23: Rate medio nell'Endcap vs Luminosità	154 -
Figura 4.24: Rate massimo nell'Encap vs Luminosità.....	154 -
Figura 4.25: Grafico Rate per partizioni RPC T1_S1 RE2-2 BARC-8.-	157 -
Figura 4.26: Grafico Rate per camera RPC T1_S1 RE2-2 BAR-8.....	158 -
Figura 4.27: Grafico Rate per partizioni RPC T3_S1 RE1 KODEL multigap	159 -
Figura 4.28: Grafico Correnti vs Tensione effettiva RPC T1_S1 RE2-2 BAR-8	160 -
Figura 4.29: Curva corrente-tensione su scala semilogaritmica del rivelatore T1_S1	161 -
Figura 4.30: Efficienza in funzione di HV_{eff} per un tipico RPC di CMS	163 -
Figura 4.31: Curve di efficienza RPC Trolley 1.....	165 -
Figura 4.32: Curve di efficienza RPC Trolley 3.....	165 -
Figura 4.33: Efficienza in funzione del Rate	167 -
Figura 4.34: Working Point vs Rate.....	167 -
Figura 4.35: Efficienza in configurazione single gap e double gap	169 -
Figura 4.36: Correnti medie Barrel e Encap vs Luminosità	170 -
Figura 4.37: Correnti massime Barrel vs Luminosità	171 -
Figura 4.38: Correnti massime Endcap vs Luminosità	171 -
Figura 4.39: Curva corrente-tensione per il rivelatore RPC T1_S1.....	173 -
Figura 4.40: Zoom 2-8 kV curva corrente tensione RPC T1_S1	174 -
Figura 4.41: Risultato studi corrente Marzo-Maggio.....	176 -
Figura 4.42: Andamento curve di corrente e carica integrata rispetto al tempo	177 -
Figura 4.43: Curve di T, RH e di correnti BOT gap del trolley 1	178 -
Figura 4.44: Fit current-scans	178 -
Figura 4.45: Current scans	180 -
Figura 4.46: Contributo moltiplicativo della corrente	180 -

Figura 4.47: Corrente vs Rate	- 182 -
Figura 4.48: Carica depositata.....	- 183 -
Figura 4.49: Carica integrata RPC T1_S6	- 188 -
Figura 4.50: Stability Current test.....	- 189 -
Figura 4.51: Monitoraggio parametri ambientali.....	- 191 -
Figura 4.52: Stability Rate test per RPC T3_S4.....	- 191 -
Figura 4.53: Estrapolazione resistività.....	- 193 -

INDICE TABELLE:

Tabella 3.1: Parametri funzionali richiesti agli RPC di CMS	- 101 -
Tabella 4.1: Dimensioni in mm camere trolley 1	- 147 -
Tabella 4.2: Dimensioni in mm camere trolley 3	- 148 -
Tabella 4.3: Valori flussi di particelle in CMS.....	- 150 -
Tabella 4.4: Valori di Background Rate in CMS corretti per la sensibilità degli RPC.....	- 151 -
Tabella 4.5: Working Point RPC testati presso GIF++	- 168 -
Tabella 4.6: Valori resistività rivelatori Trolley 1 prima dei test di longevità ...	
.....	- 194 -

INTRODUZIONE

Al momento il Modello Standard è il miglior quadro teorico che sia in grado di spiegare i risultati sperimentali ottenuti dalla fisica delle particelle ad alta energia, tuttavia si sa che esso non rappresenta una teoria completa ma bensì un'ottima approssimazione. Ciò ha spinto ad esplorare processi ad energie sempre più alte per poter confermare le teorie del Modello Standard e per trovare segnali di “nuova fisica”. Queste motivazioni hanno spinto il CERN alla realizzazione del Large Hadron Collider (LHC), un collisore protone-protone. CMS (Compact Muon Solenoid) è uno dei principali esperimenti che rivelano gli eventi di collisione ad LHC. Come viene messo in evidenza nel suo Technical Proposal [4], parte essenziale di CMS è un ottimo sistema di rivelazione di muoni basato su tre tipi differenti di rivelatori posti all'esterno di un solenoide ad alto campo magnetico. Tra i rivelatori per muoni, un ruolo essenziale è rivestito da quelli specificamente pensati per generare il segnale di trigger, ovvero le camere a piani paralleli resistivi (RPC).

Nei prossimi anni l'acceleratore di particelle LHC sarà oggetto di programmi di upgrade. Questo significa che anche i relativi esperimenti si dovranno adeguare alle nuove condizioni operative, ma non solo, la motivazione dell'upgrade per questi ultimi è anche dovuta all'inevitabile invecchiamento naturale che comporta un degrado delle prestazioni. Vista l'importanza che gli RPC rivestono all'interno del sistema di Trigger, è necessario verificare che le prestazioni dei rivelatori, in termini di efficienza, risoluzione temporale e spaziale, etc., siano adeguate alle stringenti richieste dell'esperimento anche nelle future condizioni operative. In aggiunta è necessario verificare che queste prestazioni rimangano inalterate anche nelle condizioni estreme, dovute all'alto flusso di radiazioni in cui opereranno, e

che non avvenga alcun degrado degli apparati durante l'intero arco di vita dell'esperimento, e dunque verificare come e con che tempistiche si verifica l'effetto di aging.

In questa tesi si propone di esporre il lavoro svolto dal candidato presso il laboratorio sperimentale GIF++ del CERN, effettuata collaborando con il gruppo RPC-GIF++ che si occupa di analizzare i dati ottenuti da test di consolidamento e test di prototipi su camere RPC del sistema muonico di CMS. Il lavoro svolto comprende l'esecuzione pratica dei test effettuati sulle camere RPC, la rielaborazione dei dati da utilizzare poi per le analisi, e per finire l'analisi fisico-statistica dei dati ottenuti dai test, ed in particolare per quanto riguarda lo studio di longevità degli RPC stessi.

Per poter far questo è necessario innanzitutto avere ben chiaro come le radiazioni interagiscono con la materia, e di conseguenza anche con i rivelatori, e successivamente come operano i rivelatori stessi. A questo proposito nel primo capitolo viene proposta una panoramica generale sull'interazione delle radiazioni con la materia, con particolare attenzione all'interazione delle particelle cariche, quali sono i muoni che dovranno essere rivelati dagli RPC, ed in particolar modo verrà analizzato il fenomeno della ionizzazione, quale principio di funzionamento dei rivelatori di particelle a gas. Verrà poi anche studiata l'interazione dei fotoni e dei neutroni con la materia in quanto i fenomeni sono di particolare importanza per lo studio dell'influenza subita dai rivelatori in condizioni di alto background rate come quello presente nel sistema muonico dell'esperimento CMS, composto per lo più da fotoni e neutroni.

Nel secondo capitolo, dopo l'introduzione generale del sistema di acceleratori di LHC, si è analizzato l'apparato sperimentale di CMS attraverso la descrizione dei suoi sottomoduli: tracker, calorimetro elettromagnetico ed adronico, e soprattutto il sistema di rivelazione di muoni, sistema del quale fanno parte i rivelatori DT e CSC oltre che

ovviamente gli RPC oggetto di studio. Vi è poi una parte conclusiva riguardante CMS relativa al sistema di trigger e di acquisizione dati necessaria per poter capire la logica con i quali sono selezionati gli eventi interessanti.

Nel terzo capitolo sono descritti nello specifico i rivelatori RPC, a partire dal principio fisico che ne permette il funzionamento, riprendendo i concetti della ionizzazione visti nel primo capitolo nell'analisi dell'interazione delle particelle cariche con la materia, passano poi allo studio del fenomeno della ionizzazione all'interno del volume di gas del rivelatore, considerando i vari regimi di funzionamento e lo sviluppo della carica, tenendo in considerazione anche i fattori statistici, fino alla generazione del segnale indotto sugli elettrodi di lettura. Si sono quindi descritte le specifiche tecniche, costruttive ed i vari parametri che influiscono sulle prestazioni dei rivelatori Resistive Plate Chamber. Infine vi è una breve descrizione dell'upgrade effettuato e previsto per CMS ed in particolare per gli RPC, in modo da avere chiari gli obiettivi futuri di LHC e di conseguenza anche dei sottorivelatori dei vari esperimenti, e giustificare quindi le attività di ricerca ed i test che vengono effettuati su essi. Test e ricerche che sono eseguiti nel laboratorio sperimentale della GIF++, dove tra le tante attività, vengono testate le soluzioni prese in esame per gli sviluppi futuri del sistema RPC. Nel quarto capitolo troviamo quindi una descrizione del layout del laboratorio e dell'apparato sperimentale utilizzato. A conclusione viene illustrata l'attività svolta presso il laboratorio della GIF++ e gli studi effettuati, partendo dalla presa dati in laboratorio, passando per il riprocessamento dei dati per poterli utilizzare nelle analisi offline, per finire con le analisi riguardanti il fenomeno dell'aging e l'efficienza dei rivelatori RPC.

1. INTERAZIONE DELLE RADIAZIONI CON LA MATERIA

Lo studio e la ricerca per quanto riguarda l'interazione delle radiazioni con la materia [1, 14, 25, 31] ha notevole interesse in molti campi, a partire dalla radioprotezione, che ha come oggetto la protezione dell'uomo e dell'ambiente dagli effetti nocivi delle radiazioni, ad interessi nel campo medico, delle telecomunicazioni, in ambito militare, ed anche nel settore scientifico, in particolare della fisica nucleare. Proprio nel campo della ricerca scientifica opera il CERN, dove nei propri esperimenti vengono prodotte una moltitudine di particelle che si ha la necessità di rivelare e definirne i vari parametri. Per poter identificare il tipo di particelle rivelate è necessario sapere come esse si comportano nell'interazione con la materia. In questo capitolo verranno descritti i metodi di interazione delle radiazioni con la materia, specialmente delle particelle cariche, della radiazione gamma e dei neutroni.

In fisica, il termine radiazione viene generalmente utilizzato per indicare un insieme di fenomeni caratterizzato dal trasporto di energia nello spazio, energia che si propaga per onde o per corpuscoli. I termini "radiazione ondulatoria" e "radiazione corpuscolare" richiedono un chiarimento dovuto al dualismo esistente tra di esse, ipotizzato dal fisico De Broglie. Per "radiazione ondulatoria" in genere si intende energia elettromagnetica che si propaga nello spazio, ma con riferimento a quell'intervallo di frequenze più alte dello spettro visibile, tipicamente dai raggi X in poi. Il termine "radiazione corpuscolare" comprende tutte quelle entità composte di materia (energia) alle quali possono essere assegnate proprietà classiche discrete e quantistiche come la massa a riposo, lo spin, la carica, la vita media, etc..

La caratteristica principale di una radiazione è il trasporto di energia, che può essere di tipo cinetico nel caso di particelle, siano esse cariche oppure no, oppure di tipo elettromagnetico nel caso di fotoni, con energia:

$$E = hf \quad \text{ed impulso: } p = hf/c \quad (1. 1)$$

Il principale effetto dell'interazione delle radiazioni con la materia è la cessione di una parte o di tutta l'energia posseduta alla materia, con possibile assorbimento della radiazione. Assorbimento che nel caso di particelle con massa, tipo particelle α o particelle β , significa riduzione ad uno stato di quiete all'interno del materiale, mentre nel caso di fotoni la loro scomparsa.

Dal punto di vista dell'interazione con la materia, le radiazioni si possono classificare in radiazioni direttamente ionizzanti ed in radiazioni indirettamente ionizzanti. Le radiazioni direttamente ionizzanti sono le particelle cariche (elettroni, protoni, particelle alfa, etc..) le quali perdono energia con continuità in un mezzo, a seguito dei processi di interazione coulombiana con gli elettroni atomici. Le radiazioni indirettamente ionizzanti (fotoni, neutroni, neutrini) sono prive di carica ed interagiscono con il mezzo tramite urti con sistemi bersaglio durante i quali possono perdere gran parte della loro energia. In tali urti vengono messe in moto particelle cariche che dissipano energia in interazioni coulombiane.

Vediamo ora i vari fenomeni che si possono verificare a seguito dell'interazione della radiazione con la materia, in funzione del tipo di radiazione incidente.

1.1 INTERAZIONE DELLE PARTICELLE CARICHE CON LA MATERIA

Per le particelle cariche la perdita di energia è dovuta fondamentalmente ad interazioni elettromagnetiche [24]. Esiste una differenza sostanziale tra l'assorbimento delle particelle cariche pesanti e le particelle cariche leggere, in quanto le prime presentano un percorso ben definito nel materiale assorbitore, cioè un fascio monoenergetico di particelle cariche pesanti nell'attraversare una certa quantità di materia perde energia senza che in esso muti il numero di particelle, le quali alla fine si fermeranno tutte dopo aver attraversato praticamente lo stesso spessore di materia. Dunque le particelle cariche pesanti perdono energia con continuità in collisioni e, poiché interagiscono principalmente con elettroni atomici vengono poco deflesse dalla loro traiettoria mantenendo un cammino quasi rettilineo fino a quando non si fermano. Lo spessore minimo di materia che una particella attraversa prima di essere ridotta in quiete si chiama percorso "p". Definiamo quindi il percorso della particella come la distanza che questa percorre all'interno del mezzo prima d'aver perso tutta la propria energia. Questo comportamento spiega l'andamento della curva di attenuazione.

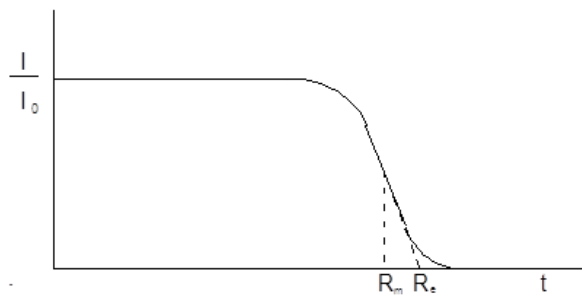


Figura 1.1: Curva del percorso indicante il numero di particelle cariche pesanti di un fascio che penetrano ad una data profondità

Nell'immagine (1.1), l'ascissa R_m rappresenta il punto oltre il quale arriva la metà delle particelle, ed è detto percorso medio. Il punto R_e invece è detto percorso estrapolato, ed è intersezione dell'asse x con la tangente nel punto di massima pendenza. La differenza tra il percorso estrapolato ed il percorso medio è chiamato parametro di dispersione. Ogni particella infatti possiede una traiettoria propria e tutte le particelle aventi la stessa energia iniziale hanno un percorso che le differenzia statisticamente le une dalle altre. La fluttuazione sul valore medio del percorso è detto straggling.

Le particelle cariche leggere, come gli elettroni, ma anche i muoni che sono dopo gli elettroni le particelle cariche più leggere, presentano invece un comportamento diverso e più complicato, esse infatti irradiano con facilità energia elettromagnetica, in quanto posseggono un elevato valore del rapporto e/m , e sono quindi soggette ad accelerazioni violente sotto l'azione delle forze elettriche. Per le particelle cariche leggere la perdita frazionaria di energia è una quantità molto fluttuante in confronto a quella delle particelle cariche pesanti. Essendo le masse dei bersagli (elettroni atomici) confrontabili con quelle delle particelle incidenti, si hanno delle deviazioni importanti dalla direzione di movimento.

Nota la perdita di energia per unità di percorso, il range di una particella carica può essere calcolato dividendo il cammino della particella in tanti piccoli tratti "dx" nei quali la particella perde la stessa quantità di energia dE (i tratti dx non saranno tutti uguali). Si sommano poi tutti questi tratti, e si calcola così l'integrale:

$$R = \int_0^{E_{iniziale}} dx = \int_0^{E_{iniziale}} \frac{1}{\left| \frac{dE}{dx} \right|} dE \quad (1.2)$$

In tale calcolo sono trascurate le fluttuazioni della perdita di energia, importanti per le particelle leggere, che subiscono significative deflessioni. Per queste particelle il range così calcolato porta ad una "linearizzazione" del percorso e può risultare quindi maggiore del range estrapolato. Abbiamo

quindi che per il range si possono adottare due definizioni a seconda che si consideri particelle cariche pesanti o particelle cariche leggere. Nel primo caso in genere la lunghezza totale della traiettoria percorsa dalla particella prima di arrestarsi corrisponde allo spessore di materiale attraversato. Al contrario per le particelle cariche leggere, lunghezza della traiettoria e spessore attraversato non corrispondono. Nell'immagine successiva, Figura (1.2), abbiamo un esempio di quanto detto, dove la linea continua rappresenta la traiettoria di una particella carica leggera, che è evidentemente diversa dallo spessore attraversato, rappresentato dalla linea discontinua.

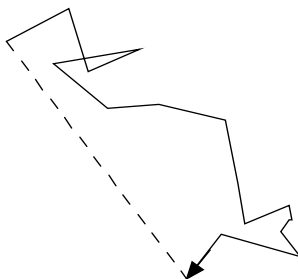


Figura 1.2: Range particella carica leggera

La capacità di penetrazione delle particelle cariche pesanti è estremamente modesta: particelle alfa di qualche MeV sono assorbite in meno di 10 cm di aria o da un semplice foglio di carta. Le particelle cariche leggere hanno invece un percorso ben più lungo.

La regola di Bragg permette di stabilire il valore del rapporto dei percorsi di una data particella in due mezzi differenti: se indichiamo con A_1 ed ρ_1 la massa atomica e la densità del mezzo uno e con A_2 ed ρ_2 la massa atomica e la densità del mezzo due possiamo scrivere:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2} \sqrt{\frac{A_1}{A_2}} \quad (1.3)$$

Grazie alla precedente, è possibile calcolare il percorso di una particella in un qualunque mezzo, infatti sapendo che la densità dell'aria è: $\rho_{aria} = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ e che $A_{aria} \approx 14.5$ potremo scrivere:

$$R_{mezzo}(\text{cm}) \approx 1.1 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{A}}{\rho} E^{1.5} (\text{MeV}) \quad (1.4)$$

E' anche possibile confrontare i range, in un determinato materiale, di particelle diverse che abbiano la stessa velocità iniziale. Considerando come base i protoni (carica: $Z=1$, massa m_p e range R_p), il range di una qualsiasi particella di massa m e carica Z si può esprimere come¹:

$$R = \frac{1}{Z^2} \frac{m}{m_p} R_p \quad (1.5)$$

I vari fenomeni che si manifestano quando una particella carica passa in prossimità di un atomo possono essere descritti in funzione della distanza di avvicinamento al nucleo atomico: b .

- $b >$ raggio atomico: L'atomo è lontano dalla traiettoria della particella incidente, approssimativamente sia il nucleo che gli elettroni distano "b" dalla traiettoria della particella. L'atomo interagisce in blocco con il campo magnetico associato alla particella incidente, si ha perciò eccitazione e/o ionizzazione del mezzo attraversato con perdita di energia della particella incidente: non vi è deflessione della particella incidente, questo perché interagiscono sia le cariche negative che quelle positive dell'atomo.

- $b \cong$ raggio atomico: si ha ancora eccitazione e/o ionizzazione del mezzo attraversato senza deflessione. L'elettrone atomico si può considerare libero, infatti la particella incidente interagisce preferibilmente con uno o

¹ Esempio: nel caso di particelle alfa si ha $Z=2$ e $m_\alpha=4 m_p$. Quindi a parità di velocità iniziale protoni e particelle alfa hanno uguale range. Poiché le energie cinetiche classiche sono proporzionali alle masse, particelle alfa da 8 MeV hanno lo stesso range di protoni da 2 MeV.

più elettroni atomici, arrivando a liberarli trasferendo ad essi la propria energia. La deviazione della particella è ancora nulla.

- $b < \text{raggio atomico}$: La traiettoria della particella incidente attraversa l'atomo, attraversa la nuvola di elettroni che circonda il nucleo atomico. La deflessione della particella è diversa da zero in quanto risente della forza coulombiana degli elettroni e parte di quella dei protoni del nucleo.

- $\text{dimensioni nucleo} < b < \text{raggio atomico}$: La traiettoria della particella incidente passa vicino al nucleo, in questa situazione l'effetto più importante diventa la deflessione della traiettoria nel campo coulombiano del nucleo. Nel caso degli elettroni incidenti si ha anche perdita di energia per irraggiamento.

Di seguito sono analizzati i principali metodi con i quali le particelle cariche interagiscono con la materia. I fenomeni di seguito descritti sono di fondamentale importanza per capire al meglio come i muoni interagiscono con il gas dei rivelatori RPC, e quindi come vengono rivelati. A questo proposito il fenomeno di primaria importanza è la perdita di energia per ionizzazione.

1.1.1 PERDITA DI ENERGIA PER IONIZZAZIONE

Una particella carica che si muove nella materia può urtare ed interagire con gli elettroni atomici cedendo tutta o parte della propria energia. Il contributo maggiore alla perdita di energia è dovuto proprio a questo fenomeno. Talvolta gli elettroni atomici ricevono una quantità di energia tale da essere strappati al loro legame, mentre talvolta l'atomo viene solamente eccitato, cioè gli elettroni sono condotti a livelli superiori ma non ionizzati. In ogni caso l'energia necessaria per questi processi viene fornita

dalla particella incidente che pertanto viene rallentata. La ionizzazione consiste quindi nella generazione di uno o più ioni a causa della rimozione o addizione di elettroni da un'unità molecolare neutra, che può essere causata da collisioni tra particelle.

La sezione d'urto differenziale esprime la probabilità di avere un trasferimento di energia da parte della particella carica incidente compresa tra E_0 ed $E_0 + \Delta E_0$ risulta essere pari a:

$$\Delta\sigma = \frac{2\pi K^2}{m_0} \cdot \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\Delta E_0}{E_0^2} \quad \text{con } K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot Z_e Z_e \quad (1.6)$$

Dove m_0 è la massa del bersaglio, v è la velocità della particella carica incidente, Z_e è la carica dell'elemento bersaglio, z_e è la carica della particella incidente. Si nota dall'espressione che la sezione d'urto dipende da:

- Dipende da $1/m_0$: la sezione d'urto è tanto più grande quanto minore è la massa del bersaglio. Le interazioni più probabili avvengono quindi con gli elettroni atomici.
- Dipende da $1/v^2$: più la particella è veloce, minore è la probabilità di cessione di energia.
- Dipende da $1/E_0^2$: sono molto più probabili le interazioni con piccoli trasferimenti di energia (rallentamento continuo).

In un urto con un elettrone di un atomo, che compone il mezzo, la quantità di moto ceduta dalla particella, e quindi acquistata dal bersaglio, vale:

$$\Delta p = \frac{2Ze^2}{bv} \quad (1.7)$$

Mentre l'energia trasferita, ovvero quella persa dalla particella vale:

$$\Delta T = \frac{2Z_1^2 e^4}{m_0 b^2 v^2} \quad (1.8)$$

Il rapporto tra l'energia persa, dalla particella ionizzante nell'attraversare uno spessore dx di materia, per l'unità di lunghezza, definisce il potere frenante del mezzo attraversato dalla particella stessa [MeV/cm].

Il calcolo del potere frenante, e quindi dell'energia persa per unità di lunghezza, viene effettuato tramite la formula di Bethe-Block:

$$S = \left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{4\pi N_A}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \ln \left[\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (1.9)$$

Dove S potere frenante, $m_e c^2$ rappresenta l'energia a riposo dell'elettrone (bersaglio), ρ rappresenta la densità del materiale nel quale l'interazione ha luogo, A e Z sono rispettivamente la massa atomica ed in numero atomico del mezzo, N_A è il numero di Avogadro, I è il potenziale di ionizzazione medio del mezzo, ricavato sperimentalmente, z è la carica, $-\frac{\delta}{2}$ è un termine di densità che tiene conto degli effetti di polarizzazione del mezzo, $-C/Z$ tiene conto degli effetti di schermatura degli elettroni interni degli atomi del mezzo, β è il rapporto tra la velocità della particella e quella della luce.

Nel caso non relativistico ($v \ll c$), il termine β^2 è trascurabile, e questo si verifica in pratica per tutte le particelle cariche pesanti. Il segno negativo invece sta ad indicare che si ha una perdita di energia da parte della particella incidente.

Il potere frenante varia a seconda del materiale, della carica e della velocità della particella, di conseguenza varia lungo la traiettoria durante il processo di arresto. Il suo andamento in funzione dell'energia della particella incidente ha un andamento caratteristico rappresentato nella figura seguente (1.3). Si nota una prima zona di rapida decrescita proporzionale a $1/\beta^2$, fino ad arrivare al punto di minimo di perdita di energia. L'energia che corrisponde al minimo di ionizzazione dipende dalla massa della particella incidente, particelle più pesanti raggiungono il minimo a energie maggiori. Questo punto è seguito da una lenta crescita relativistica proporzionale a $\ln \gamma$

che è invece uguale per tutte le particelle. Alla fine avremo una regione in cui la perdita di energia per unità di percorso è all'incirca costante, questo comportamento è dovuto ad una ionizzazione limitata causata da effetti di densità.

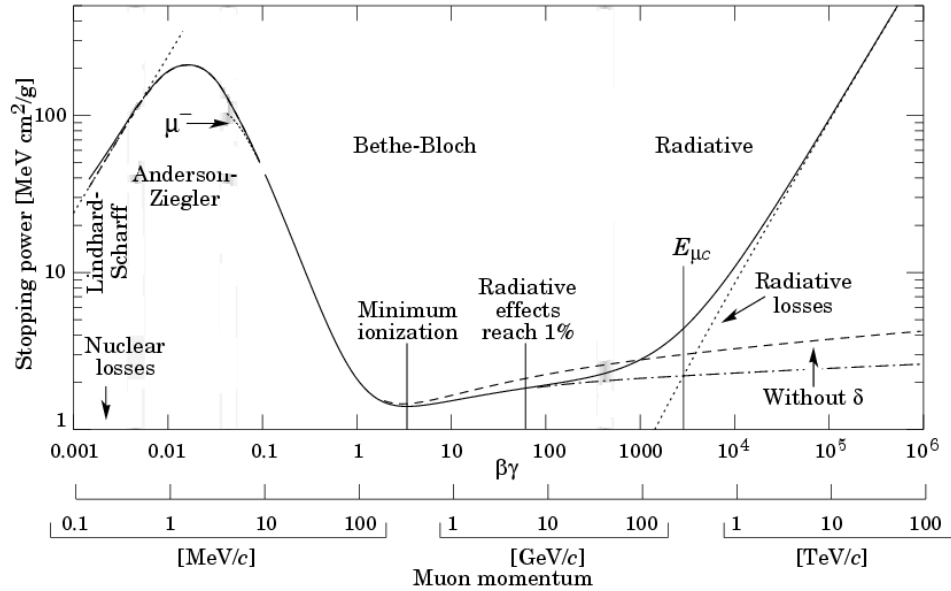


Figura 1.3: Andamento della perdita di energia media per unità di lunghezza di un muone

Un parametro importante da considerare nei processi di ionizzazione, è la ionizzazione specifica, ovvero il numero di coppie di ioni prodotte per unità di lunghezza del cammino. Il numero di coppie create per unità di lunghezza di percorso è proporzionale alla frazione dE/dx d'energia persa dalla particella, ed è definita dalla formula:

$$I_s = S/W \quad (1.10)$$

Dove I_s è la ionizzazione specifica, S è il potere frenante, e quindi l'energia totale rilasciata dalla particella incidente, mentre W è l'energia necessaria in media per creare una coppia ione-elettrone. Come si deduce il valore di ionizzazione specifica dipende dal tipo e dallo stato fisico del mezzo frenante e dal tipo di particella incidente. Un mezzo denso e con numero

atomico elevato acquista più energia dalla particella incidente, così come una particella veloce rilascia meno energia di una particella lenta, ed ovviamente una particella con carica maggiore rilascerà più energia di una meno energetica. Per un gas, si può assumere approssimativamente $W=30\text{eV/coppia ione-elettrone}$. Si può verificare l'andamento caratteristico della ionizzazione specifica dalla curva di Bragg, che mette in relazione ionizzazione specifica con il percorso effettuato dalla particella.

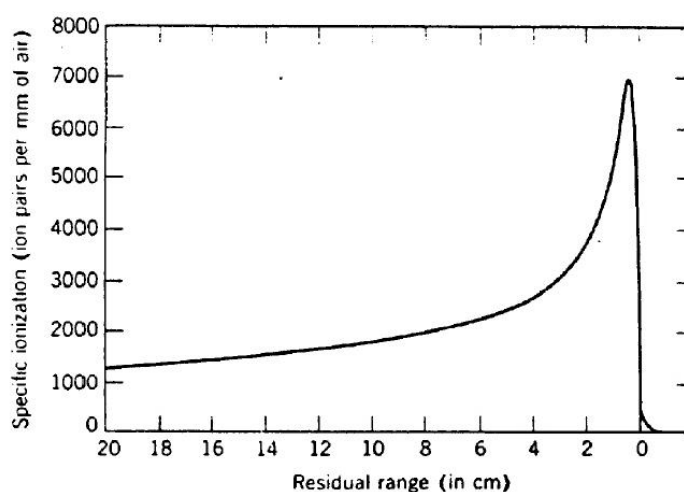


Figura 1.4: Curva di Bragg

Il picco che si vede dalla curva significa che la maggior parte delle coppie ione-elettrone vengono create alla fine del percorso compiuto dalla particella incidente, cioè quando ha una minore velocità e quindi quando il potere frenante aumenta.

Per le particelle cariche leggere la perdita di energia per unità di percorso è più fluttuante rispetto alle particelle pesanti, la lunghezza della traiettoria subisce quindi una dispersione statistica più importante. La formula di Bethe e Bloch è data per due domini di energia dell'elettrone incidente:

$$S = \left(-\frac{dE}{dx} \right) = 0.306 \frac{N_A Z \rho}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{1.16 m_e c^2 \beta^2}{2I} - \beta^2 \right) \quad \text{per } \beta < 0.5 \quad (1.11)$$

$$S = \left(-\frac{dE}{dx} \right) = 0.153 \frac{N_A Z \rho}{A} \frac{1}{\beta^2} \ln \left(\frac{E(E + m_e c^2)^2 \beta^2}{2I^2} - \beta^2 \right) \quad \text{per } \beta = 1 \quad (1.12)$$

Nel caso non relativistico il potere di rallentamento decresce in funzione dell'energia E dell'elettrone come avveniva per le particelle cariche pesanti, mentre nel caso relativistico il potere di rallentamento cresce lentamente con $\ln E$.

La perdita di energia calcolata rappresenta un valor medio, il valore effettivo di tale perdita per ciascuna particella fluttua attorno al valor medio, e ciò porta a due conseguenze: per una fissata lunghezza di percorso, la perdita di energia e la ionizzazione della particella presentano delle fluttuazioni; per una data perdita di energia la lunghezza del percorso varia in modo irregolare. Quest'ultimo fenomeno è detto dispersione. Gli effetti della dispersione sono assai più importanti per gli elettroni che per le particelle pesanti.

Si vedranno ulteriori dettagli in merito al fenomeno della ionizzazione, come la velocità di deriva degli elettroni, la moltiplicazione, il coefficiente di Townsend, le fluttuazioni statistiche ed altri aspetti, nel capitolo 3 dedicato al principio di funzionamento degli RPC.

1.1.2 PERDITA DI ENERGIA PER IRRAGGIAMENTO (BREMSSTRAHLUNG)

Come abbiamo avuto modo di vedere per le particelle cariche leggere, gli effetti relativistici non possono essere trascurati, avendo queste una massa a riposo molto più piccola delle particelle cariche pesanti. Le particelle cariche leggere sono soggette non solo alla collisione con gli elettroni atomici del

mezzo con cui interagiscono, ma subiscono anche un secondo tipo di fenomeno di perdita di energia dovuto all'interazione con i nuclei atomici. Questo secondo tipo di interazione, importante per particelle cariche leggere aventi energie elevate, è detta perdita di energia per irraggiamento o bremsstrahlung. Il fenomeno bremsstrahlung avviene quindi se l'energia cinetica della particella incidente è molto maggiore di quella degli elettroni atomici.

La teoria di Maxwell dell'elettromagnetismo prevede che una particella carica che interagisce con un mezzo è soggetta ad una accelerazione originata dalla forza coulombiana ed irraggi dell'energia sotto forma di radiazione elettromagnetica. L'emissione di fotoni attraverso questo processo è dunque chiamato irraggiamento da frenamento.

La forza di Coulomb come sappiamo è descritta dalla relazione:

$$F = k \frac{|q_1||q_2|}{d^2} \quad \text{con } k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8.987 \cdot 10^9 \text{ Nm}^2\text{C}^{-2} \quad (1.13)$$

Con k costante di Coulomb, ϵ_0 costante dielettrica nel vuoto, q carica elettrica, d distanza. La forza è direttamente proporzionale al prodotto delle cariche ed inversamente proporzionale al quadrato della distanza che le separa. L'accelerazione fornita alla particella è quindi data da:

$$a = F/m \propto \frac{Z_1 Z_2}{m} \quad (1.14)$$

dove "a" è l'accelerazione, F è la forza, "m" la massa della particella incidente, Z_1 e Z_2 sono il numero atomico della particella incidente e del bersaglio.

Il calcolo del potere frenante nel caso di perdita di energia per irraggiamento è:

$$S = \left(-\frac{dE}{dx} \right) = \frac{1}{137} \frac{N_A Z^2 \rho}{A} r_e^2 (E + m_e c^2) \left(4 \ln \frac{2(E + m_e c^2)}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right) \quad (1.15)$$

L'intensità della radiazione elettromagnetica emessa, raggi X, cresce con l'aumentare del numero atomico del materiale assorbitore, ed è data da:

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2}{c^3} a^2 \quad (1.16)$$

La distribuzione energetica della radiazione di frenamento è continua. I fotoni prodotti hanno energia compresa tra:

$$0 < E_\gamma < E_0 \quad (1.17)$$

Con probabilità data da:

$$\text{Prob}(E_\gamma) = 1/E_\gamma \quad (1.18)$$

Per quanto riguarda invece la distribuzione angolare dei fotoni di Bremsstrahlung si ha che ad energie $E \gg mc^2$ l'angolo medio di emissione di un fotone è indipendente dall'energia del quanto emesso:

$$\theta = mc^2/E_0 \quad (1.19)$$

Questo processo di perdita di energia diventa dominante per particelle leggere alle energie relativistiche, infatti le particelle leggere irradiano maggiormente di quelle pesanti. Un elettrone per esempio irraggia anche 10^6 volte di più che un protone.

L'effetto Bremsstrahlung trova applicazioni pratiche, per esempio nei tubi a raggi X utilizzati in medicina, dove gli elettroni sono messi in moto da un campo elettrico e vengono decelerati in un bersaglio di tungsteno producendo raggi X caratteristici.

È interessante infine fare un confronto tra i due principali meccanismi di perdita di energia, ovvero tra irraggiamento e ionizzazione, rapportando la quantità di energia persa nei due fenomeni:

$$\frac{(\frac{dE}{dx})_{\text{irraggiamento}}}{(\frac{dE}{dx})_{\text{ionizzazione}}} = \frac{E(\text{MeV}) \cdot Z_2}{800} \quad (1.20)$$

Esiste un'energia E_c , detta energia critica, in corrispondenza della quale la quantità di perdita di energia risulta uguale nei due fenomeni. A basse energie, $E \ll 2m_e c^2$, ed approssimativamente al di sotto dell'energia critica, la perdita per ionizzazione è preponderante rispetto a quella per radiazione. Aumentando invece l'energia delle particelle cariche, in particolare sopra i 10 MeV, approssimativamente sopra l'energia critica, diventa preponderante la dispersione per irraggiamento.

La perdita di energia per radiazione è proporzionale a Z^2 del materiale ed aumenta linearmente con l'energia degli elettroni. Invece la perdita di energia per ionizzazione o eccitazione è proporzionale a Z ed aumenta solo logarithmicamente con l'energia degli elettroni.

1.1.3 PERDITA DI ENERGIA PER SCATTERING (DIFFUSIONE DI RUTHERFORD)

Oltre agli urti delle particelle cariche con gli elettroni atomici, ed all'interazione coulombiana con i nuclei, si può verificare che le particelle incidenti urtino i nuclei degli atomi che compongono il materiale attraversato. Consideriamo una particella “ze” che attraversa un materiale di numero atomico Z , ad esempio un protone che attraversa una lastra di alluminio. Potrà verificarsi che il protone urti elasticamente un nucleo di alluminio subendo una “diffusione di Rutherford”, cioè una deflessione causata dalla repulsione elettrostatica del nucleo. Gli urti nucleari elastici provocano notevoli cambiamenti nella direzione della particella incidente senza che questa tuttavia perda in media molta energia. La probabilità di diffusione entro un elemento di angolo solido $d\omega$ attorno alla direzione θ , di una particella che attraversa un piccolo strato di spessore “x” di un materiale contenente “N” nuclei per unità di volume è data da:

$$P(\theta) d\omega = \frac{d\sigma}{d\omega} N_x d\omega \quad (1.21)$$

La sezione d'urto di diffusione nucleare è data dalla famosa formula di Rutherford:

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \frac{1}{4} \left(\frac{zZe^2}{mv^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})} = \frac{0.1295Z^2}{E^2(\text{MeV}) \sin^4(\frac{\theta}{2})} \times 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ per nucleo} \quad (1.22)$$

In cui “z” e “Z” sono rispettivamente il numero atomico della particella incidente ed il numero atomico del materiale attraversato, “e” carica dell'elettrone. L'equazione non è relativistica e si riferisce ad un centro fisso, inoltre prende in considerazione solo le forze coulombiane e trascura sia le dimensioni finite del nucleo che le forze più propriamente nucleari ed è calcolata classicamente senza tener conto della meccanica quantistica.

Nonostante tutte queste approssimazioni essa fornisce, in molti casi di interesse pratico, risultati eccellenti per la diffusione di particelle la cui distanza minima di avvicinamento al bersaglio è maggiore di circa $1.2 \times 10^{-13} A^{1/3} \text{ cm}$, in cui A è il numero di massa del bersaglio.

Il fatto che la formula non sia più valida quando questa distanza è più piccola del limite definito sopra significa che a questo punto cominciano a farsi sentire le forze nucleari specifiche. Per angoli di deflessione molto piccoli, corrispondenti a grandi parametri d'urto, la carica nucleare è schermata dagli elettroni atomici.

La deviazione può essere dovuta ad un singolo urto nucleare o da più urti, nel primo caso si hanno grandi deflessioni della traiettoria, mentre nel secondo caso si hanno piccole deflessioni, risultato dell'azione combinata di più urti.

1.1.4 PERDITA DI ENERGIA PER EFFETTO CERENKOV

Oltre ai processi di collisione e radiazione esiste un altro fenomeno di perdita di energia, seppur molto più raro, che interessa le particelle cariche nell'interazione con un mezzo materiale, ed è dato dall'effetto Cerenkov. L'effetto Cerenkov è un fenomeno simile alla produzione di un'onda d'urto. Si tratta di una radiazione elettromagnetica nello spettro del visibile emessa da particelle cariche che attraversano un mezzo trasparente con una velocità maggiore della velocità della luce in quel mezzo. Si verifica quindi per $v > c/n$, con "n" indice di rifrazione del mezzo, ed è necessario che la particella superi una determinata energia di soglia T_0 :

$$T_0 = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) = m_0 c^2 \left(\frac{n}{\sqrt{n^2-1}} - 1 \right) \quad (1.23)$$

Per gli elettroni, affinché si verifichi l'effetto Cerenkov in acqua, che ha indice di rifrazione $n=1.33$, è necessario che abbiano un'energia di $T_0=260$ KeV, mentre nelle stesse condizioni per i protoni $T_0=520$ KeV

L'energia irradiata per superficie attraversata è:

$$W = (2/3)(e^2/c)\omega_p \gamma \quad (1.24)$$

1.2 INTERAZIONE DEI RAGGI γ CON LA MATERIA

L'interazione della radiazione elettromagnetica con la materia, comporta essenzialmente tre tipi di fenomeni, ovvero: effetto fotoelettrico, effetto diffusivo e produzione di coppie elettrone-positrone. Ciascuno dei tre effetti è di per sé molto complesso essendo accompagnato anche da altri effetti secondari. I tre fenomeni hanno importanza relativa differente a

seconda delle regioni spettrali della radiazione e dal numero atomico del materiale assorbitore.

Prima di analizzare nello specifico i tre fenomeni è necessario fare delle considerazioni di carattere generale. Essendo i fotoni neutri l'interazione non avviene in modo continuo come nel caso delle particelle cariche, bensì in maniera improvvisa con un trasferimento totale o parziale di energia. A causa di questa caratteristica i fotoni non sono rivelabili in modo diretto ma unicamente tramite i prodotti secondari della loro interazione.

L'intensità di un fascio di fotoni iniziali, I_0 , che interagisce con uno strato di materia caratterizzato da un coefficiente di assorbimento specifico del materiale stesso, o anche detto coefficiente di attenuazione, subirà una diminuzione dovuta proprio all'interazione dei fotoni stessi con il materiale. Sarà possibile calcolare il valore del fascio in un punto x tramite la relazione:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.25)$$

Introducendo la massa volumica o densità ρ dell'assorbitore, la relazione dell'attenuazione può essere riscritta come:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)(\rho x)} \quad (1.26)$$

Similmente, il numero ΔN di fotoni che interagisce dipende dal numero di fotoni incidenti N_0 , dal coefficiente di attenuazione μ e dallo spessore del materiale Δx . Di conseguenza :

$$\Delta N = - N_0 \mu \Delta x \quad (1.27)$$

Dove il segno negativo indica che i fotoni ΔN risultano mancanti rispetto al numero iniziale. E quindi il numero di fotoni emergenti risulta:

$$N(x) = N_0 e^{-\mu x} \quad (1.28)$$

Mentre ovviamente il numero di fotoni assorbiti è pari a :

$$N_{\text{ABS}}(x) = N_0 (1 - e^{-\mu x}) \quad (1.29)$$

Abbiamo visto che il fenomeno è influenzato dal valore del coefficiente di assorbimento del materiale attraversato, che a sua volta dipende oltre che dalle caratteristiche del mezzo stesso anche dall'energia del fotone. Il coefficiente di attenuazione rappresenta la frazione di radiazione gamma che interagisce per unità di spessore attraversato, e può avere valori diversi a seconda del tipo di interazione. Il coefficiente di attenuazione di massa si scrive:

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{N_a}{A} \sigma_{tot} \quad (1.30)$$

Con N_a numero di Avogadro, A numero di massa, σ_{tot} sezione d'urto totale, ovvero quella che tiene conto della dissipazione di energia per tutti i fenomeni di perdita di energia, ed è quindi la somma delle sezioni d'urto relative al fenomeno fotoelettrico, dell'effetto Compton, e della creazione di coppie.

Si definisce invece lunghezza di attenuazione l'inverso del coefficiente di attenuazione:

$$\lambda = 1/\mu \quad (1.31)$$

Nella Figura successiva (1.5) è riportato l'andamento del coefficiente di assorbimento in funzione dell'energia del fotone incidente. Sono riportati gli andamenti sia totale che specifici per i vari fenomeni. Nel caso particolare è riferito al piombo.

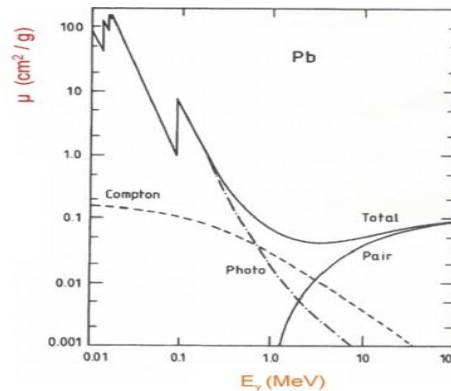


Figura 1.5: Andamento del coefficiente di attenuazione

Di seguito sono descritti nello specifico i tre fenomeni con cui la radiazione gamma perde energia nell'interazione con la materia.

1.2.1 ASSORBIMENTO FOTOELETTRICO

Nel fenomeno dell'assorbimento fotoelettrico il fotone viene assorbito e l'energia ceduta viene spesa per rimuovere uno degli elettroni da uno strato interno di un atomo dell'elemento assorbitore. La direzione dell'elettrone emesso è casuale rispetto alla direzione del fotone incidente. Naturalmente questo processo può avvenire solamente se il raggio gamma incidente possiede un'energia maggiore di quella di legame dell'elettrone in causa, è quindi considerato un effetto a soglia:

$$E_{\gamma} > E_{legame}. \quad (1.32)$$

Dove E_{γ} è l'energia del fotone incidente, ed è data da:

$$E_{\gamma} = hf \quad (1.33)$$

Dove “f” è la frequenza, ed “h”² è la costante di Planck.

Si può dire che l'effetto fotoelettrico è predominante a basse energie, approssimativamente $0 < hf < 150 \text{ KeV}$.

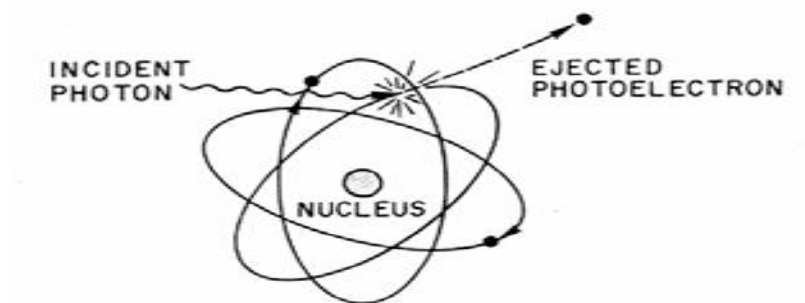


Figura 1.6: Effetto fotoelettrico

² Costante di Planck $h=6,62606957 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}=4,135667516 \cdot 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$
(essendo $1\text{eV}=1.60217653 \cdot 10^{-19}\text{J}$)

Si ha così una serie di salti nella curva del coefficiente di assorbimento, corrispondenti all'energia di legame delle differenti orbite. Queste energie sono date approssimativamente dalla legge di Moseley:

$$E = R_h c \frac{(Z - \sigma)^2}{n^2} \quad (1.34)$$

In cui $R_h c = 13.605 \text{ eV}$, Z è il numero atomico, σ è la costante di schermo, “n” è il numero quantico³ principale delle differenti orbite elettroniche. In particolare si ha che le energie di legame per ogni orbitale valgono:

$$B_K = R_y (Z - 1)^2 \quad (1.35)$$

$$B_L = \frac{R_y (Z - 10)^2}{4} \quad (1.36)$$

$$B_M = \frac{R_y (Z - 20)^2}{9} \quad (1.37)$$

Dove $R_y = 13.5 \text{ eV}$ è la costante di Rydberg.

I salti nei coefficienti di assorbimento forniscono un metodo per collocare le lunghezze d'onda dei raggi X in piccoli intervalli.

Il posto vuoto creatosi negli strati elettronici interni in seguito all'emissione di un elettrone viene occupato dagli elettroni più esterni che vi cadono, e questo processo può essere accompagnato da radiazione di fluorescenza. I raggi X emessi a seguito della diseccitazione dell'atomo, a causa del salto di un elettrone più esterno che va ad occupare la vacanza lasciata libera dall'elettrone emesso precedentemente, ha valore uguale alla differenza tra l'energia di legame dell'orbitale esterno in cui si trovava ed il valore di legame dell'orbitale in cui va ad occupare il posto. Un esempio chiarirà il processo: se l'effetto fotoelettrico ha causato l'emissione di un elettrone dell'orbitale K, si potrà avere il passaggio di un elettrone dall'orbitale L all'orbitale K più stabile lasciato libero dall'elettrone emesso. Questo

³ Nella serie K, $n=1$, in quella L, $n=2$ ecc.

passaggio provoca l'emissione di energia, di lunghezza d'onda dei raggi X, con energia uguale alla differenza di energia tra l'orbitale L e l'orbitale K: $E_L - E_K$. I raggi X emessi sono caratteristici del materiale preso in considerazione.

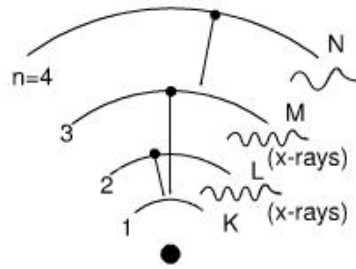


Figura 1.7: Emissione raggi X a seguito dell'effetto fotoelettrico

È anche possibile che non sia emessa radiazione di fluorescenza ma che venga liberato un altro elettrone da uno strato esterno. Per esempio un posto vuoto in uno strato K può essere occupato un elettrone L con emissione di un altro elettrone L di energia $E_K - 2E_L$. Questi ed altri processi simili sono chiamati processi di Auger, dal nome del loro scopritore. L'emissione di radiazione di fluorescenza e quella di elettroni Auger sono processi in concorrenza.

Il numero di raggi X emessi per ogni posto vuoto in un dato strato è chiamato rendimento di fluorescenza, indicato con β . Si può analizzare il fenomeno più in particolare e distinguere i rendimenti di fluorescenza relativi ai differenti livelli superiori e inferiori. Si ha ovviamente:

$$\beta_K = \beta_{KL} + \beta_{KM} + \dots \quad (1.38)$$

In cui β_K indica i rendimenti di fluorescenza parziali per riempire il livello K dagli altri livelli.

La sezione d'urto per effetto fotoelettrico dipende principalmente dal numero atomico Z del materiale e dall'energia del fotone, ed in particolare diminuisce all'aumentare dell'energia e aumenta all'aumentare di Z .

$$\sigma_{ph} = Z^5 \alpha \left(\frac{m_e c^2}{E_\gamma} \right)^n \quad \text{con } \alpha = \frac{e^2}{hc} \cong \frac{1}{137} \quad n=3.5 \text{ per } E_\gamma < m_e c^2 \quad (1.39)$$

$$n=1 \text{ per } E_\gamma \gg m_e c^2 \quad (1.40)$$

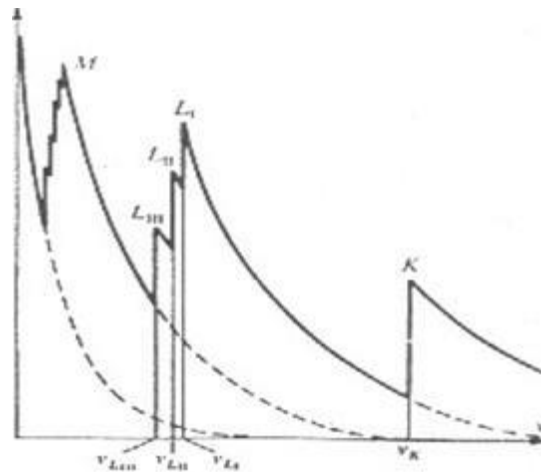


Figura 1.8: Sezione d'urto dell'effetto fotoelettrico in funzione dell'energia del fotone

Quando l'energia del fotone incidente è anche di poco superiore a quella dell'orbitale, la probabilità di interazione fotoelettrica è elevata, dopo di che decresce come E_γ^{-3} . I picchi sono in corrispondenza di orbitali atomici

I principi della conservazione dell'energia rimangono validi anche nel processo di interazione dei fotoni con la materia:

$$E_\gamma = T_e + T_a + E_\gamma + B_i \quad (1.41)$$

Con T energia cinetica dell'elettrone e dell'atomo, B_i energia di legame ($i=K, L$ ecc.).

Allo stesso modo valgono i principi della conservazione della quantità di moto:

$$\frac{E_\gamma}{c} = p_e + p_a \quad (1.42)$$

Dove c è la velocità della luce nel vuoto, “ p ” è la quantità di moto dell’elettrone e dell’atomo.

Si può dire che l’effetto fotoelettrico è predominante a basse energie, approssimativamente $0 < h\nu < 150 \text{ KeV}$.

1.2.2 EFFETTO DIFFUSIVO COMPTON

Nell’interazione dei fotoni con la materia, invece di essere assorbiti e cedere quindi tutta la loro energia possono essere diffusi a seguito dell’urto con un elettrone. Nell’urto il fotone cede parte della propria energia all’elettrone. La differenza di energia tra fotone incidente e fotone diffuso sarà impartita all’elettrone sotto forma di energia cinetica.

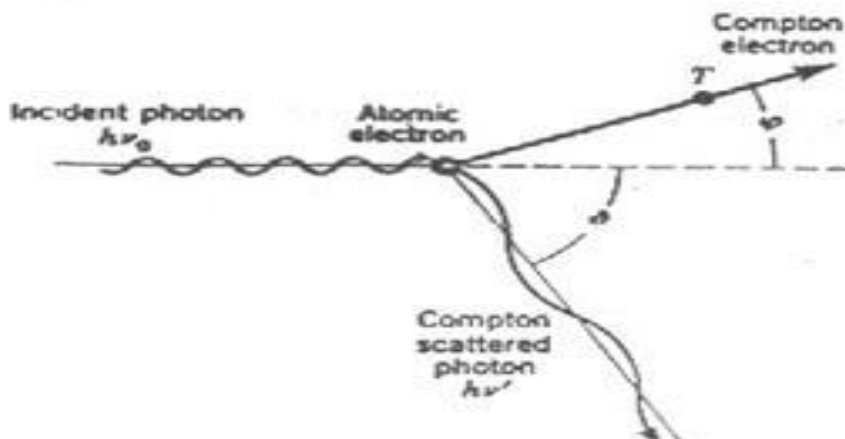


Figura 1.9: Effetto Compton

Come si vede dall'immagine (1.9), il raggio γ viene deviato a seguito dell'interazione con l'elettrone al quale cede parte della propria energia

mettendolo in movimento. A differenza dell'effetto fotoelettrico il fotone non cede tutta la sua energia in una sola interazione, ma rilascia solo una frazione della propria energia deviando rispetto alla direzione incidente.

Anche in questo fenomeno rimangono validi i principi di conservazione dell'energia e della conservazione della quantità di moto sia per la componente orizzontale che verticale:

principio conservazione energia:

$$E_0 = h\nu_0 = f\nu + T + B \quad (1.43)$$

principio conservazione quantità di moto (orizzontale):

$$\frac{f\nu_0}{c} = \frac{f\nu}{c} \cos\theta + p \cos\varphi \quad (1.44)$$

principio conservazione quantità di moto (verticale):

$$0 = \frac{f\nu}{c} \sin\theta + p \sin\varphi \quad (1.45)$$

Dove h è la costante di Planck, f è la frequenza della radiazione incidente, T è l'energia cinetica dell'elettrone, B è l'energia di legame dell'elettrone.

Si può quindi ricavare l'energia del fotone diffuso:

$$E = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (\text{con } m_0 \text{ massa dell'elettrone a riposo}) \quad (1.46)$$

Mentre l'energia dell'elettrone risulta:

$$T = E_0 - E = m_0 c^2 \frac{2 \left(\frac{E_0}{m_0 c^2} \right)^2 \cos^2 \varphi}{\left(1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} \right)^2 - \left(\frac{E_0}{m_0 c^2} \right)^2 \cos^2 \varphi} \quad (1.47)$$

Poiché l'effetto Compton interessa l'interazione fotone-elettrone si può definire una sezione d'urto per l'elettrone, la cui dipendenza dall'energia è

valida per qualsiasi materiale $\sigma_C^e(E)$. La sezione d'urto per atomo è quindi data da:

$$\sigma_C(Z,E)=Z\sigma_C^e(E) \quad (1.48)$$

Si ha che la dipendenza della sezione d'urto da Z è lineare. Per quanto riguarda invece la dipendenza dall'energia del fotone incidente, per energie $\ll m_0c^2$ come risultato si ha una diffusione elastica e la sezione d'urto per l'elettrone è data dalla formula di Thomson:

$$\sigma_C^e(E \ll m_0c^2) = \frac{8}{3}\pi \left(\frac{e^2}{m_0c^2}\right)^2 = 0.66 \text{ barns} \quad (1.49)$$

Nel caso l'energia del raggio gamma sia molto piccola si potrà avere una diffusione del raggio in tutte le direzioni, detta diffusione isotropa o di Thomson, dove appunto non esistono direzioni preferenziali, e la distribuzione angolare è simmetrica rispetto a $\theta=\pi/2$. Nel caso invece l'energia della radiazione aumenti, la diffusione avviene in direzioni preferenziali, in particolare si può avere una diffusione piccata in avanti.

Si può anche calcolare l'angolo di diffusione del fotone e dell'elettrone:

$$\text{Per il fotone:} \quad \cos\theta = 1 - \frac{2}{((1+\gamma)^2 \text{tg}^2\varphi + 1)} \quad (1.50)$$

$$\text{Per l'elettrone:} \quad \cos\varphi = (1 + \gamma) \text{tg}(\theta/2) \quad (1.51)$$

Può verificarsi anche il caso in cui il fotone sia diffuso all'indietro, importante fenomeno detto di backscattering, per cui si ha $\theta=\pi$ e l'energia del fotone sarà:

$$E_{min} = \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_0c^2}} \quad (1.52)$$

Mentre l'elettrone è diretto con $\varphi = 0$ ed avrà energia:

$$T_{max} = \frac{E_0}{1 + \frac{m_0c^2}{2E_0}} \quad (1.53)$$

Nel caso di backscattering, si avrà il massimo trasferimento di energia dal fotone all'elettrone. La distribuzione energetica è costante per piccoli trasferimenti di energia e termina con un picco in corrispondenza di T_{max} .

1.2.3 PRODUZIONE DI COPPIE ELETTRONE-POSITRONE

L'ultimo fenomeno di interazione della radiazione elettromagnetica con la materia è la trasformazione di un raggio gamma in una coppia elettrone-positrone, detta anche materializzazione.

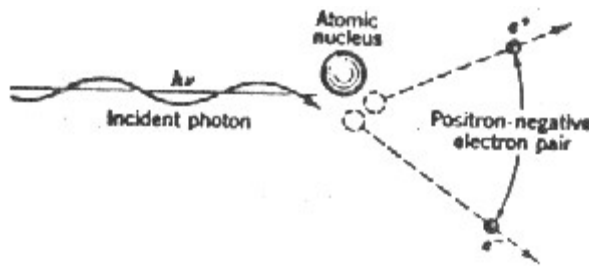


Figura 1.10: Produzione di coppie elettrone-positrone

Il principio di conservazione dell'energia e dell'impulso impedisce che il fenomeno si verifichi nello spazio libero. Occorre dunque la presenza di un nucleo o di un elettrone per bilanciare l'energia e l'impulso nella trasformazione. L'energia di soglia nel sistema del baricentro per il processo di materializzazione è $2mc^2 = 1.022 \text{ MeV}$, ovvero può verificarsi solo se il fotone possiede un'energia maggiore della somma delle masse delle due particelle prodotte. Questa energia è molto prossima anche alla soglia nel sistema del laboratorio quando la materializzazione avviene presso un nucleo che con il suo rinculo assicura la conservazione della quantità di moto. Quando il rinculo è subito totalmente da un elettrone, la soglia

richiesta dalla conservazione dell'energia e dell'impulso nel sistema del laboratorio è $4mc^2$, e si hanno allora due elettroni ed un positrone che acquistano una quantità di moto apprezzabile. Si può anche avere produzione di coppie in altri fenomeni come per esempio urti di particelle pesanti, urti elettrone-elettrone, decadimento di mesoni e conversione interna in certe transizioni gamma.

L'eccesso di energia del fotone incidente verrà trasformato in energia cinetica del positrone e dell'elettrone:

$$E_{cinetica} = \frac{E_{\gamma}(MeV) - 1.022}{2} \quad (1.54)$$

La sezione d'urto atomica di produzione di coppie è funzione dell'energia del fotone incidente e dal numero atomico del materiale assorbitore, in particolare dal quadrato del numero atomico.

$$\sigma_{pair}(Z, E_{\gamma}) = Z^2 \sigma_{pair}(E_{\gamma}) \quad (1.55)$$

Dunque per alte energie possiamo approssimare che la sezione d'urto sia indipendente da E, mentre a basse energie si ha una debole dipendenza.

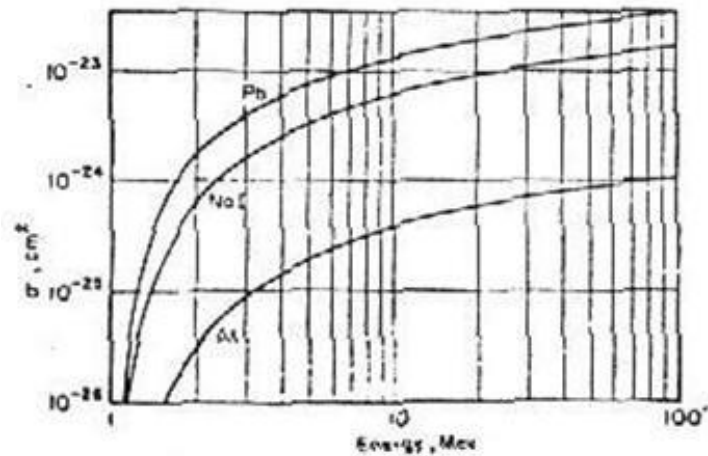


Figura 1.11: Sezione d'urto creazione coppia elettrone-positrone

Il positrone è una particella carica, quindi perde energia principalmente per ionizzazione, quando la sua velocità diventa confrontabile con quella degli elettroni atomici si verifica il processo di annichilazione da “fermo” con un elettrone atomico. Quindi quando il positrone ha una velocità confrontabile con quella degli elettroni atomici, e ne incontra uno, si unisce ed insieme scompaiono trasformandosi in energia sottoforma di radiazione elettromagnetica, ovvero fotoni. La loro massa, del positrone e dell'elettrone, si annichila e l'energia ad essi associata si trasforma in radiazione elettromagnetica, vengono quindi emessi due raggi gamma da 0.511 MeV (energia positrone-elettrone) nella stessa direzione ma con verso opposto.

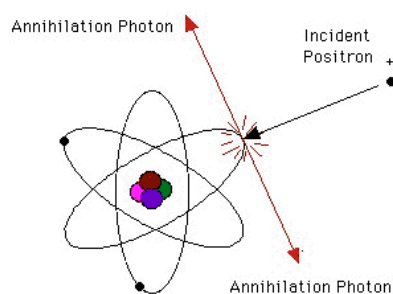


Figura 1.12: Annichilazione del positrone

A differenza degli altri fenomeni visti precedentemente per la radiazione elettromagnetica, la creazione di coppie aumenta con l'aumentare dell'energia dei fotoni.

Quando il fenomeno della produzione di coppie e l'irraggiamento (bremsstrahlung) si combinano insieme danno vita ai così detti “sciame”, in cui un singolo elettrone di alta energia o un singolo quanto gamma dà inizio ad un processo moltiplicativo con produzione di un gran numero di elettroni e raggi gamma, i quali appunto costituiscono lo sciame.

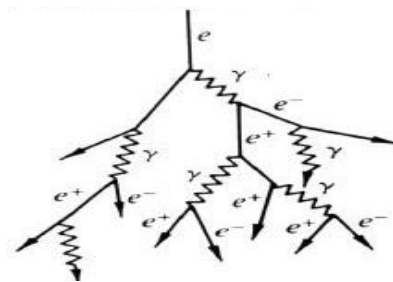


Figura 1.13: Sciame elettromagnetici

Un elettrone di energia E da origine a circa tre raggi gamma, che a loro volta originano in un cammino libero medio circa tre coppie. Il numero di particelle dello sciame cresce quindi esponenzialmente con il progredire dello sciame. Il processo ha termine non appena l'energia scende al di sotto dell'energia critica.

1.2.4 CONFRONTO TRA LE SEZIONI D'URTO DEI FENOMENI DI INTERAZIONE DELLA RADIAZIONE γ

Nella realtà gli effetti dell'interazione della radiazione elettromagnetica con la materia si possono verificare anche contemporaneamente.

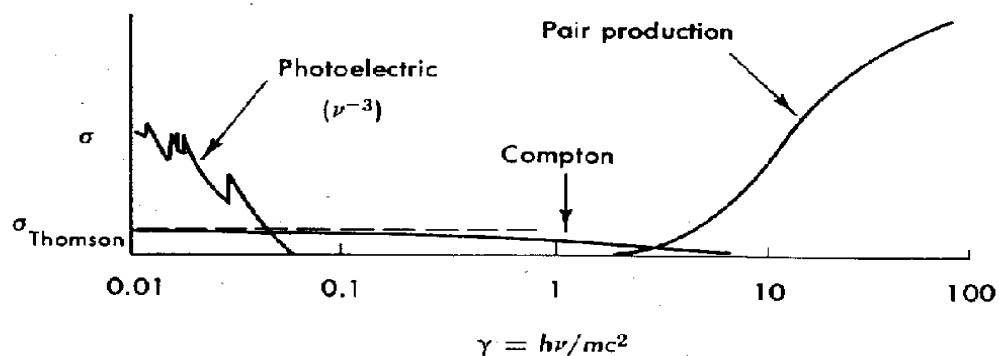


Figura 1.14: Sezione d'urto dell'interazione della radiazione gamma con la materia

Come già detto, a basse energie del fotone incidente l'effetto predominante è quello fotoelettrico. Per alte energie l'effetto predominante è la creazione di coppie elettrone-positrone. Per le energie intermedie prevale invece l'effetto Compton.

Nell'immagine successiva (1.15) sono riportate le regioni di predominanza dei tre effetti in funzione dell'energia e della massa atomica.

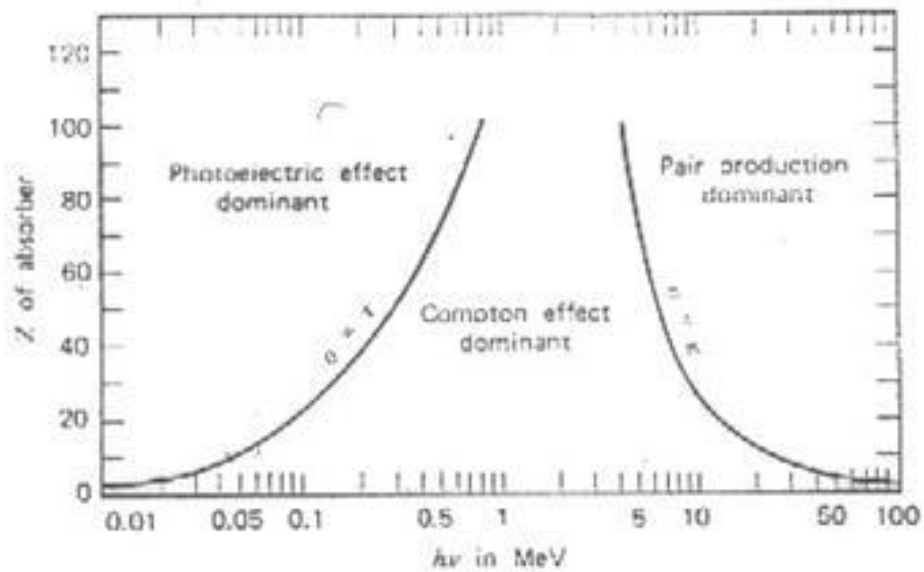


Figura 1.15: Dipendenza della sezione d'urto dal numero atomico Z e dall'energia del fotone incidente.

La sezione d'urto totale, σ_{tot} , è la sezione d'urto che tiene conto della dissipazione di energia per tutti i fenomeni visti, ed è quindi la somma delle sezioni d'urto relative al fenomeno fotoelettrico, dell'effetto Compton, e della creazione di coppie, ed è quindi data da:

$$\sigma_{tot} = \sigma_{tot}(Z, E) = Z^4 \sigma_{ph}(E/E_i(Z)) + Z \sigma_c(E) + Z^2 \sigma_{pair}(E) \quad (1.56)$$

1.3 INTERAZIONE DEI NEUTRONI CON LA MATERIA

L'esistenza del neutrone fu sospettata fin dal 1920 da Rutherford, esistenza successivamente verificata da molti altri scienziati. I neutroni trovano ad oggi svariati utilizzi, tra tutti il principale è sicuramente l'impiego nei reattori nucleari per la produzione di energia elettrica sfruttando appunto la fissione nucleare. Ecco allora che per l'utilizzo dei neutroni in applicazioni così delicate è stato necessario un grande lavoro di studio e di ricerca.

Tutti i nuclei tranne l'idrogeno contengono neutroni. I neutroni legati nel nucleo sono stabili, mentre i neutroni liberi sono instabili e decadono secondo:

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \quad (1.57)$$

Ovvero il neutrone si trasforma in un protone e contestualmente avviene l'emissione di un elettrone ed un antineutrino, il tutto con un tempo di dimezzamento di $T_{1/2} = 11.7 \text{ minuti}$.

La lunghezza d'onda associata al neutrone è:

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2mE}} = \frac{2.86 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}} \quad (1.58)$$

Dove h è la costante di Planck, mv è la quantità di moto, $\sqrt{2mE}$ è l'energia cinetica del neutrone. Per un neutrone veloce, $E=1 \text{ MeV}$, abbiamo $\lambda=3 \cdot 10^{-12}$, quindi dell'ordine di grandezza delle dimensioni di un nucleo. Per un neutrone termico o lento, $E=0.025 \text{ eV}$, abbiamo invece $\lambda=1.8 \cdot 10^{-8}$, quindi dell'ordine di grandezza delle dimensioni di un atomo.

Si può dire quindi che un neutrone termico interagisce preferibilmente con l'atomo, mentre un neutrone veloce interagisce preferibilmente con il nucleo.

Poiché il neutrone ha carica nulla esso non interagisce elettricamente con gli elettroni dell'atomo, ma subisce solo interazioni nucleari con i nuclei della materia attraversata. La probabilità che avvenga una data reazione è dettata dalla corrispondente sezione d'urto. La sezione d'urto varia in maniera molto significativa in funzione dell'energia del neutrone e del nucleo bersaglio, ed in particolare nel range di energia da 0.0001 eV a 10 MeV, abbiamo che come regola generale la sezione d'urto decresce con l'aumentare dell'energia. Al di sotto di 1 MeV la sezione d'urto di diffusione elastica è costante, mentre la sezione d'urto della diffusione anelastica e di assorbimento sono proporzionali al reciproco della velocità del neutrone, $1/v$. Per energie superiori a 1 MeV la sezione d'urto può mostrare grandi picchi sovrapposti all'andamento $1/v$. Questi picchi sono detti risonanze e sono associati ad una intensificazione della probabilità di reazione in corrispondenza ai livelli eccitati del sistema formato dal nucleo bersaglio e neutrone incidente. Per i nuclei pesanti le risonanze appaiono già nella regione degli eV. La sezione d'urto totale, cioè la somma delle diverse sezioni d'urto, per basse energie del neutrone si può esprimere con la formula approssimata:

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi R^2 + \frac{c}{\sqrt{E}} \quad (1.59)$$

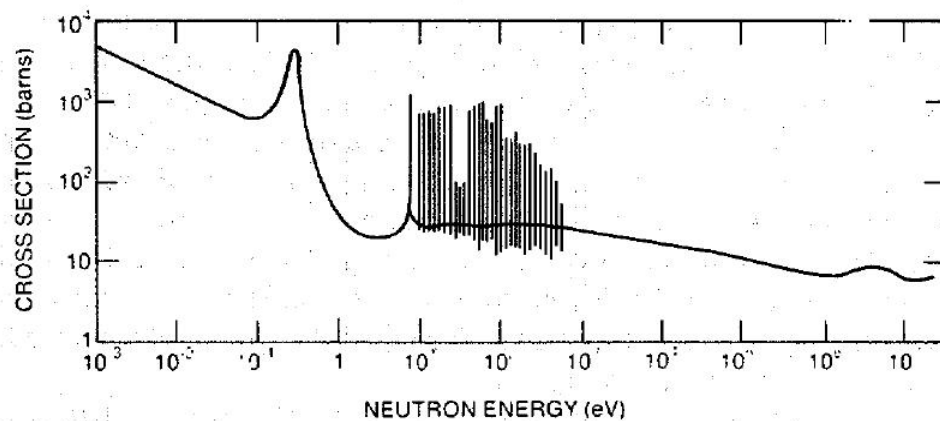


Figura 1.16: Sezione d'urto totale del plutonio in funzione dell'energia dei neutroni incidenti.

1.3.1 DIFFUSIONE ELESTICA

Nella diffusione elastica di un neutrone con un nucleo l'energia cinetica totale del sistema neutrone-nucleo si conserva, e durante l'interazione una frazione di energia cinetica passa dal neutrone al nucleo. Tali reazioni si indicano con (n,n). A bassa energia la sezione d'urto è costante e vale:

$$\sigma_s = 4 \cdot \pi \cdot R^2 \quad (1.60)$$

Dove R è il raggio del nucleo. In prima approssimazione dipende quindi dall'elemento come $A^{2/3}$. Dopo questa zona costante la sezione d'urto comincia a decrescere, ma si incontra una regione di risonanze dovute alla formazione del nucleo composto. Per nuclei più pesanti la regione delle risonanze si sposta ad energie più basse: per esempio nel caso dello ^{238}U la zona delle risonanze comincia a 6 eV e finisce intorno ad 1 KeV.

Per un neutrone di energia E che incontra un nucleo di numero di massa A, la perdita di energia media è data dall'espressione:

$$2EA/(A + 1)^2 \quad (1.61)$$

Per ridurre la velocità del neutrone, per moderarlo, con il minor numero di collisioni elastiche, si deve utilizzare un nucleo bersaglio, moderatore, con numero di massa A piccolo. Usando un nucleo bersaglio molto grande occorrono molti urti per moderare il neutrone. Un banale esempio per capire meglio il concetto sono le sfere da biliardo, quando una palla urta un'altra palla che ha le stesse dimensioni perde gran parte della propria energia, viceversa quando una palla urta la sponda del tavolo del biliardo, che ha dimensioni molto maggiori, servono un gran numero di urti per rallentarla. Usando idrogeno come moderatore ($A=1$) la perdita media di energia è pari a $E/2$. Considerando come esempio un neutrone con energia $E=2$ MeV, dopo la prima collisione perde in media 1 MeV, poi 0.5 MeV, e così via. Per raggiungere l'energia termica ($E=0.025$ eV) saranno necessari

27 urti in media. Per calcolare il numero “n” di urti necessari per passare da un’energia iniziale E_0 ad un’energia E_n si usa la formula:

$$n = \frac{\log(E_n/E_0)}{\log[(A^2+1)/(A^2+1)^2]} \quad (1.62)$$

Si può ricavare l’energia dopo un determinato numero di urti:

$$E_n = E_0 \left[\frac{(A^2+1)}{(A^2+1)^2} \right]^n \quad (1.63)$$

Dalla relazione di Boltzman si vede che l’energia dipende dalla temperatura:
 $E=KT$

1.3.2 DIFFUSIONE ANAELASTICA

La diffusione anaelastica viene indicata con (n, n^*) ed è simile a quella elastica con la differenza che il nucleo bersaglio subisce un riarrangiamento interno che causa uno stato eccitato. Dalla conseguente diseccitazione può essere rilasciata radiazione. In altri termini, l’energia cinetica totale del nucleo e del neutrone dopo la reazione è minore di quella disponibile prima, la differenza di energia è servita a portare il nucleo in uno stato eccitato. Come nella diffusione elastica l’effetto finale è la perdita di energia del neutrone ed il suo cambio di direzione. Questo processo ha una soglia che coincide con l’energia del primo stato eccitato del nucleo e che diminuisce all’aumentare di A. La diffusione anaelastica è possibile solamente se il nucleo bersaglio possiede stati eccitati, ad esempio l’idrogeno non possiede stati eccitati per cui sarà possibile solo la diffusione elastica.

1.3.3 REAZIONI DI ASSORBIMENTO

Nelle reazioni di assorbimento il neutrone non viene diffuso ma assorbito e questo consegue una vasta possibilità di emissioni, tra cui:

- CATTURA RADIATIVA (n,γ): il nucleo assorbe il neutrone, il nucleo composto in genere si forma in uno stato eccitato e decadrà emettendo uno o più fotoni γ . A bassa energia la sezione d'urto di questo processo ha il tipico andamento $1/v$, presenta risonanze nello stesso intervallo energetico delle risonanze della diffusione elastica, poi al di sopra della zona delle risonanze decade velocemente e con continuità.

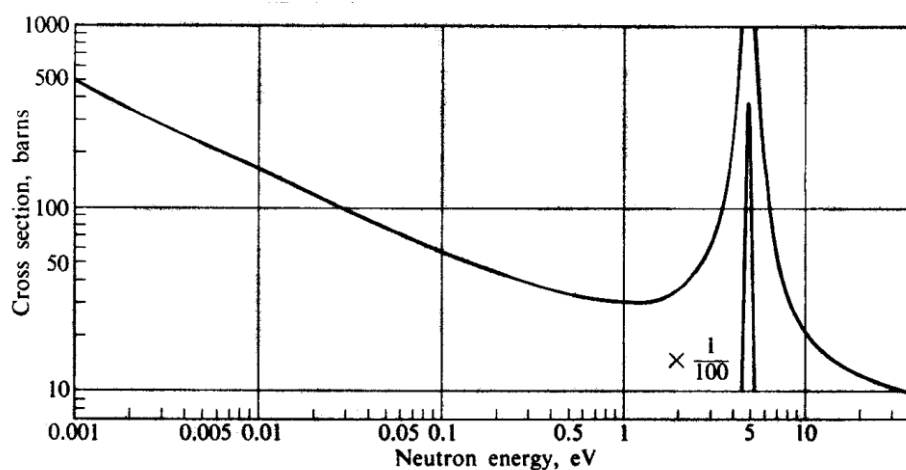


Figura 1.17: Sezione d'urto cattura radiativa Au^{197}

-EMISSIONE DI PARTICELLE CARICHE (n,pc): In questo caso il neutrone viene assorbito e come risultato possono essere emessi protoni, particelle alfa, etc. Tali processi si schematizzano con (n,p), (n, α), e così via. In questo caso la sezione d'urto dipende molto da reazione a reazione.

-MOLTIPLICAZIONE NEUTRONICA (n,xn): In questo caso, a seguito dell'assorbimento del neutrone, il nucleo può emettere due o più neutroni. Si parla allora di reazioni (n,2n), (n,3n).

-FISSIONE (n,f): Il neutrone urta un nucleo pesante e lo spezza in due frammenti. E' il processo sfruttato nei reattori nucleari. È possibile anche il processo in cui il neutrone anziché spezzare il nucleo si unisce ad esso, questo processo è detto fusione nucleare.

2. L' ESPERIMENTO COMPACT MUON SOLENOID (CMS) DEL LARGE HADRON COLLIDER (LHC)

Nel capitolo seguente si descriverà l'acceleratore LHC ed i vari rivelatori dell'esperimento CMS.

2.1 IL LARGE HADRON COLLIDER (LHC) DEL CERN

Nel 1945 l'Europa usciva impoverita ed indebolita da sei anni di guerra. Il momento storico non permetteva ai singoli stati di finanziare ognuno per proprio conto i costosi strumenti di ricerca indispensabili alla scienza moderna, e così molti ricercatori europei emigrarono verso gli Stati Uniti dove i laboratori erano invece molto più moderni e ben attrezzati. Gli stati europei presero atto che per competere con gli Stati Uniti e ridare all'Europa il primato nella fisica era necessaria un'impresa comunitaria. Alcuni scienziati visionari immaginarono la creazione di un laboratorio europeo che permettesse di dividere gli alti costi e di riunire i migliori scienziati provenienti da tutto il mondo. La prima proposta ufficiale fu presentata il 9 Dicembre 1949 dal fisico francese Louis de Broglie, e nel 1952 undici Paesi europei riunirono un consiglio di scienziati con il compito di tradurre in realtà quella proposta. Il consiglio venne denominato Consiglio europeo per la ricerca nucleare, in francese "Conseil européen pour la recherche nucléaire", da cui la sigla CERN. Il 29 settembre 1954 fu firmata da 12 stati membri la convenzione che dava vita al progetto del centro di ricerca europeo vagliato dal Consiglio europeo per la ricerca nucleare, nasce così l'Organizzazione europea per la ricerca nucleare, che ne eredita la sigla. Oggi l'organizzazione comprende 21 stati membri più alcuni osservatori, compresi stati extraeuropei. Il CERN è diventato il più grande

laboratorio al mondo di fisica delle particelle e si trova al confine tra Svizzera e Francia, alla periferia ovest della città di Ginevra nel comune di Meyrin.

Lo scopo principale del CERN è quello di fornire ai ricercatori gli strumenti necessari per la ricerca nella fisica delle alte energie, infatti sebbene il modello standard sia stato verificato con eccezionale accuratezza, con precisioni maggiori dello 0.1% attraverso misure effettuate da esperimenti in varie macchine acceleratrici, esistono numerose indicazioni che esso non rappresenti la teoria più generale sulle particelle elementari e le loro interazioni fondamentali. Molte teorie alternative sono state proposte come teorie più generali del modello standard e tra queste spiccano il modello Super Simmetrico SUSY, la teoria delle stringhe, il Technicolor, e tutte queste predicono nuove particelle con masse dell'ordine del TeV. Queste motivazioni hanno spinto il CERN alla realizzazione di un complesso di acceleratori costruiti in vari periodi a partire dalla fondazione dell'istituto. Fin dal principio è stato previsto che ogni nuova e più potente macchina avrebbe utilizzato le precedenti come "iniettori", creando una catena di acceleratori che porta gradualmente un fascio di particelle ad energie sempre più elevate. Ogni tecnologia di accelerazione delle particelle ha dei ben precisi limiti di energia operativa massima e minima, e nessuna macchina del CERN oltre agli acceleratori lineari può accettare particelle "ferme".

Nell'immagine seguente (2.1) possiamo vedere quali sono e come sono disposti gli attuali principali acceleratori a disposizione del CERN.

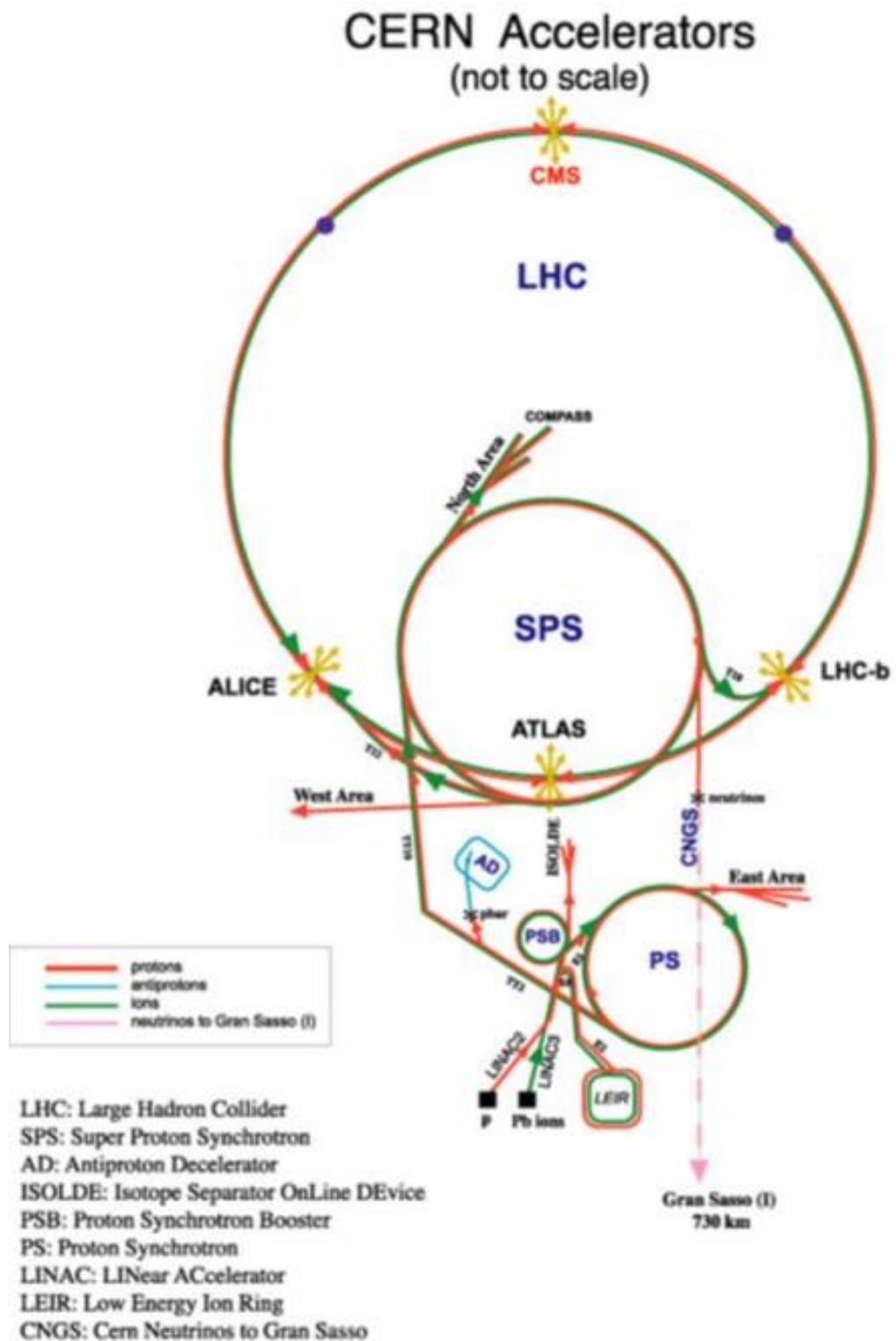


Figura 2.1: Sistema di LHC

Due LINAC, o acceleratori lineari, in funzione dal 1978, di 36 m di lunghezza, generano particelle a basse energie che successivamente vengono immesse nel PS Booster. Uno fornisce protoni a 50 MeV, l'altro ioni pesanti. Sono noti rispettivamente come Linac2 e Linac3. Tutta la catena di acceleratori successiva dipende da queste sorgenti;

Il PS Booster, in funzione dal 1972, con 157 m di circonferenza aumenta l'energia delle particelle generate dai LINAC prima di iniettarle nel PS fino a 1.5 GeV. Viene inoltre utilizzato per esperimenti separati;

Il Proton Synchrotron (PS) da 28 GeV, costruito nel 1959 con una circonferenza di 628 m;

Il Super Proton Synchrotron (SPS) è un acceleratore circolare di 7 Km di circonferenza costruito in un tunnel, iniziò a funzionare nel 1976. Originariamente aveva un'energia di 300 GeV, ma è stato potenziato più volte fino agli attuali 450 GeV. Funziona come booster finale per i protoni da iniettare in LHC.

Il Large Hadron Collider (LHC) [17, 32, 33, 34] è entrato in funzione il 10 settembre 2008. LHC si estende su una circonferenza di 27 chilometri, ad una profondità tra i 50 ed i 150 metri sotto il livello del suolo, è erroneamente ritenuto di forma circolare ma in realtà è composto da 8 sezioni curvilinee e 8 sezioni rettilinee. LHC è il più potente acceleratore di particelle al mondo, ed in particolare è un collisore adronico protone-protone che ha rimpiazzato il Large Electron-Positron Collider (LEP). A differenza di quest'ultimo dove le particelle accelerate erano di carica opposta, elettroni e positroni, in LHC vengono accelerate particelle di stessa carica e soprattutto di massa molto maggiore rispetto agli elettroni, ciò consente di ottenere una minore dissipazione di energia, ed a parità di dimensioni di macchina acceleratrice si possono raggiungere energie molto più elevate.

LHC è stato progettato per 7 TeV di energia massima per fasci di protoni, in grado di raggiungere i $\sqrt{s}=7+7$ TeV =14 TeV, che è la più alta della storia e dovrebbe permettere di raggiungere condizioni sperimentali paragonabili a quelle dei primi momenti di vita dell'universo, subito dopo il Big Bang.

Le particelle utilizzate nell'acceleratore LHC sono come già anticipato i protoni, i quali sono prodotti a partire da gas idrogeno. Mediante l'utilizzo di un campo elettrico si provvede a privare gli atomi di idrogeno dei loro elettroni. I protoni vengono poi accelerati mediante cavità a radiofrequenza passando nella serie di acceleratori elencati precedentemente. I fasci corrono paralleli ed in direzioni opposte in tubi in cui viene mantenuto il vuoto spinto (10^{10} Torr) per evitare le collisioni tra i protoni e le molecole di gas. Ogni fascio è costituito da pacchetti ben definiti, detti bunches, ciascuno contenente nominalmente 10^{11} protoni. I pacchetti sono lunghi qualche centimetro ed hanno una dimensione trasversale di qualche millimetro, resa più piccola possibile sino a $16\text{ }\mu\text{m}$ nei punti di interazione tra i fasci per favorire le collisioni protone-protone. I fasci vengono poi fatti collidere in quattro punti in prossimità dei maggiori esperimenti con una frequenza di 40 MHz, quindi con intervallo di collisione di 25 ns. Affinché i fasci non sfuggano dall'anello, ma rimangano confinati in esso e ben focalizzati, sono disposti lungo LHC 1624 magneti superconduttori costituiti da una lega di niobio e titanio. 1232 sono dipoli che curvano il fascio lungo l'anello, 392 sono i quadrupoli che invece mantengono il fascio ben focalizzato. Sono necessari due campi magnetici distinti e di verso opposto per tenere in traiettoria i protoni dei due fasci che circolano in senso opposto, in quanto il campo magnetico che fa deviare in un verso un protone che lo attraversa in una direzione, farebbe deviare nel verso opposto lo stesso protone che lo attraversa nella direzione opposta.

Al momento delle collisioni, in particolare, quando i protoni raggiungono velocità relativistiche, la corrente che circola nei magneti è di circa 11700 A, ed il campo magnetico dei dipoli supera gli 8 Tesla, che è circa 200 mila volte più intenso del campo magnetico terrestre. Per ottenere simili prestazioni i magneti superconduttori vengono portati, mediante l'utilizzo di elio superfluido, alla temperatura di 1.49 K (la temperatura attuale della radiazione cosmica di fondo è di 2.73 K, quindi LHC è il punto più freddo dell'universo). In tali condizioni i conduttori tendono a deformarsi a causa dell'intensità del campo magnetico. Inoltre, la forza elettromagnetica tra i fasci e le correnti persistenti nel superconduttore producono forze il cui effetto è quello di rendere caotiche ed instabili le traiettorie dei protoni.

2.2 LA LUMINOSITÀ

I grandi costi per la costruzione di un apparato così complesso come LHC sono giustificati dall'alta luminosità [2]. La luminosità indica, fissata la sezione d'urto del processo, il numero di particelle che attraversano la superficie di impatto per unità di tempo. Per facilità di comprensione possiamo pensare a due insiemi di sfere che vengono scagliati l'uno contro l'altra. La sezione d'urto in questo caso è la sezione della sfera, cioè l'area del cerchio di medesimo raggio. A parità di sezione d'urto, il numero di collisioni al secondo dipende dal numero di particelle presenti negli insiemi e dal numero di esse che viaggiano con velocità uguale ed opposta lungo la stessa traiettoria. Analogamente la luminosità di un acceleratore può essere stimata a partire dalla quantità di particelle accelerate e dalla loro geometria nella zona di interazione. Detto in parole ancora più semplici, la luminosità istantanea ci dice quante particelle l'acceleratore è in grado di far passare per il centro del rivelatore nell'unità di tempo. La luminosità istantanea è quindi definita dalla relazione:

$$L = \frac{R_{inel}}{\sigma_{inel}} \quad (2.1)$$

Ovvero è data dal rapporto tra il numero di collisioni inelastiche e la sezione d'urto inelastica per il processo p-p.

Il numero di particelle che attraversano la superficie di impatto, non più nell'unità di tempo, ma in un preciso lasso di tempo definiscono la luminosità integrata:

$$L = \int_0^t L(t') dt' \quad (2.2)$$

La luminosità ha le dimensioni di un flusso $cm^{-2}s^{-1}$ ma come unità di misura viene comunemente utilizzato il barn inverso al secondo.

$$1b = 10^{-24}cm^2 \quad (2.3)$$

L'estrema importanza della luminosità è dovuta al fatto che essa determina con quale rateo un dato processo avrà luogo e quindi quanto tempo è necessario per accumulare abbastanza statistica per avere un sufficiente livello di confidenza sulle misure. Il rateo di interazioni è ricavato dall'equazione 2.1 ed è pari a:

$$R = L\sigma \quad (2.4)$$

Un'alta luminosità permette dunque di rivelare eventi con sezioni d'urto molto basse e quindi estremamente rari. Più è alta la luminosità maggiore è il numero di eventi di collisione nello stato finale. Poiché però la sezione d'urto di interazione fra due particelle che collidono con energia E varia come $1/E^2$, la luminosità deve aumentare come E^2 se si vuole generare lo stesso numero di eventi ottenibili ad energia inferiore.

Il livello di luminosità di LHC nel 2012 era di $7.5 \cdot 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$. In primavera del 2015, dopo due anni di pausa per revisionare e migliorare gli apparati, LHC è ripartito con un'energia prossima a quella del progetto originale, ossia di 13 TeV nel centro di massa e la luminosità aumenterà

gradualmente fino a superare i $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Tali valori sono raggiunti grazie alla buona qualità dei fasci, all'elevata densità di protoni in ogni pacchetto, ed alla grande frequenza di incrocio dei fasci (bunch crossing, BX). Un aumento di luminosità comporta però una probabilità maggiore di collisioni p-p contemporanee in quanto si possono verificare eventi prodotti all'interno del medesimo bunch-crossing, generando così un fenomeno che va sotto il nome di pile-up. A causa dell'elevata sezione d'urto totale, ad ogni BX avvengono circa 20 interazioni tra i protoni dei due pacchetti e per ognuna di esse sono prodotte in media circa 75 particelle. L'elevata molteplicità e la frequenza degli eventi impongono requisiti molto stringenti ai rivelatori e alla capacità dei sistemi di trigger e acquisizione dati. È necessario quindi scegliere un valore ottimale della luminosità, ed allo stesso tempo mantenerne costante il valore, tenendo presente che le particelle del fascio sono soggette a rapide variazioni di moto, a seguito delle quali irradiano energia e danno luogo alla cosiddetta radiazione di sincrotrone che comporta un decremento della luminosità istantanea, la quale decresce circa dell'1% ogni 10 minuti secondo la legge:

$$L = L_0 e^{-t/\tau} \quad \text{con } \tau \approx 14h \quad (2.5)$$

La luminosità può anche essere misurata a partire dai parametri della macchina tenendo conto delle caratteristiche geometriche e cinematiche del fascio. Per gli acceleratori circolari essa è definita come:

$$L = \frac{F\gamma f K_B N_p^2}{4\pi\sigma^*} \quad \text{con } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{fattore di Lorentz} \quad (2.6)$$

Con f frequenza di rivoluzione dei pacchetti nell'anello; K_B è il numero dei bunch; N_p è il numero di protoni per bunch; σ^* è la sezione trasversa dei bunch; F è un fattore geometrico e tiene conto dell'angolazione a cui si incontrano i fasci.

2.3 IL COMPACT MUON SOLENOID (CMS)

In LHC i fasci di protoni vengono fatti scontrare in quattro punti diversi lungo l'anello, in corrispondenza dei quali sono dislocati gli esperimenti più importanti:

- ATLAS: A Toroidal Lhc ApparatuS;
- CMS: Compact Muon Solenoid;
- ALICE: A Large Ion Collider Experiment;
- LHCb: Large Hadron Collider beauty.

ATLAS e CMS [3] vengono definiti “general purpose” in quanto si propongono di effettuare misure di precisione dei meccanismi del Modello Standard e di ricercare nuova fisica al di là di esso, come la supersimmetria, o nuove extra-dimensioni spaziali, utilizzando però tecnologie diverse. ALICE si dedica allo studio delle collisioni di nuclei pesanti, in particolar modo Pb-Pb, per meglio comprendere il fenomeno del confinamento di colore che è una conseguenza del MS. LHCb studia le proprietà ed i meccanismi di produzione del quark b e violazioni di CP negli adroni composti dal quark b .

Essendo obbiettivo della tesi l'analisi delle prestazioni dei rivelatori RPC utilizzati nell'esperimento CMS, verrà di seguito descritto l'apparato sperimentale di CMS nei suoi vari sottorivelatori, e nello specifico il sistema di rivelazione dei muoni del quale fanno parte i rivelatori RPC.

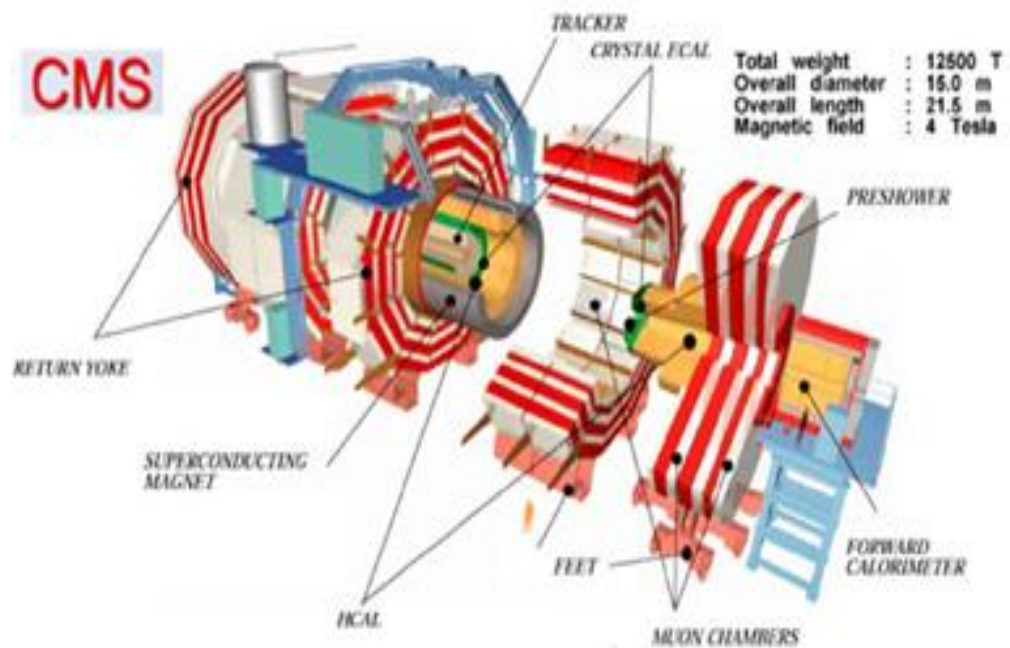


Figura 2.2: Schema illustrativo del rivelatore CMS

CMS ha come obiettivi principali lo studio delle particelle del Modello Standard, tra cui il bosone di Higgs, la ricerca della supersimmetria e di qualunque altro segnale “oltre il Modello Standard”. Gli strumenti che compongono CMS hanno lo scopo di identificare idealmente ogni particella in volo nel rivelatore ed associarla al processo che l'ha generata nel punto di interazione all'interno della camera a vuoto. Per ottenere questo risultato è necessario raccogliere una serie di informazioni su ogni particella circa la sua massa, energia cinetica, carica elettrica ed impulso, in modo da poterne stabilire senza dubbi l'identità. Questo significa che CMS è stato progettato in modo che ogni particella che lo attraversa lasci una traccia unica e differente da quella lasciata da tutte le altre particelle. Conoscendo le particelle prodotte in un evento e l'energia che ognuna di esse porta con se, è possibile risalire finalmente al tipo di decadimento che le ha prodotte.

Il sistema di coordinate di CMS per la ricostruzione delle tracce è rappresentato da una terna destrorsa in cui l'asse "x" punta verso il centro dell'anello di LHC, l'asse "z" corre parallelo alla linea dei fasci, e l'asse "y" punta verso l'alto. Data però la simmetria cilindrica dell'intero apparato, l'algoritmo di ricostruzione utilizza un sistema di coordinate basato sulla distanza r dall'asse z , l'angolo azimutale ϕ rispetto all'asse y che è l'angolo di rotazione attorno all'asse z con origine individuata sull'asse x e crescente in senso orario guardando nella direzione positiva dell'asse z , l'angolo polare θ che è definito come angolo di rotazione attorno all'asse x con l'origine sull'asse z e crescente in senso orario, ed infine la pseudorapidità che descrivere l'angolo relativo tra una particella e l'asse del fascio, definita dalla relazione:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad \text{con } \theta \text{ definito rispetto a } z. \quad (2.7)$$

Il vantaggio di usare tale coordinata invece di θ sta nel fatto il rapporto tra il rate medio di particelle prodotte, N , e la pseudorapidità, risulta costante:

$$\frac{dN}{d\eta} = \text{cost} \quad (2.8)$$

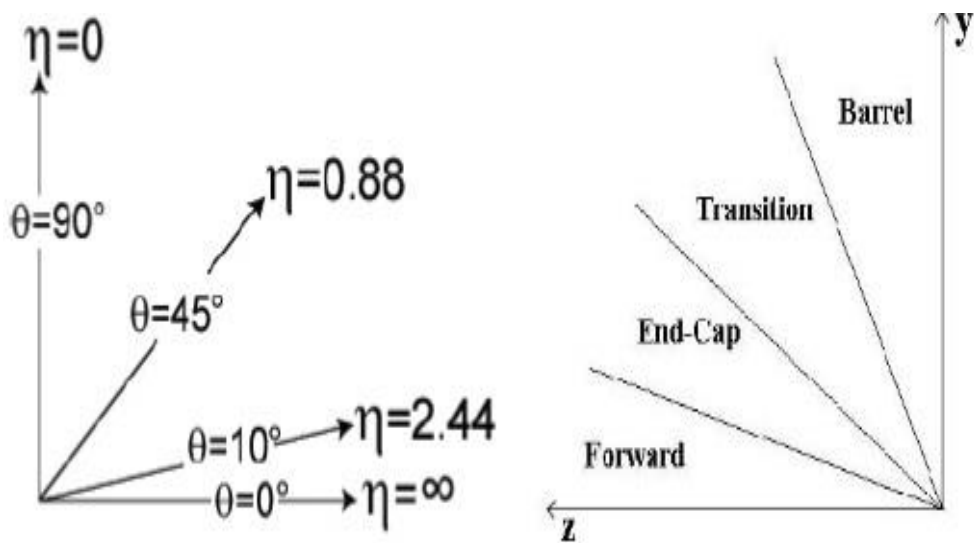


Figura 2.3: Andamento di η in funzione di θ

La grande molteplicità di particelle prodotte durante l'intersezione dei fasci, il breve intervallo temporale tra le collisioni e l'intensa radiazione di fondo hanno influenzato le scelte progettuali di ogni apparato sperimentale costruito ad LHC, in modo da poter sfruttare a pieno le potenzialità offerte dall'acceleratore. A tal fine CMS richiede:

- grande granularità per poter separare il maggior numero di particelle;
- un'elettronica veloce in modo da minimizzare la sovrapposizione temporale degli eventi prodotti (pile-up);
- un'ottima resistenza alla radiazione;
- un sistema di trigger capace di lavorare alla frequenza di 40 MHz.

Tali richieste sono soddisfatte attraverso un buon sistema muonico, un ottimo sistema calorimetrico ed un sistema tracciante interno di altissima qualità. Tutto ciò unito all'intenso campo magnetico che permette di ottenere misure di posizione e di momento di altissima precisione.

L'intera struttura di CMS si compone di una parte cilindrica longitudinale centrata nel punto di intersezione dei fasci costituente il Barrel, e da due dischi laterali, gli Endcap, per una lunghezza totale di 21.6 m, un raggio di 15 m ed un peso complessivo di circa 12500 tonnellate. L'intera struttura di CMS è guidata dalla scelta del suo magnete, un solenoide superconduttore lungo 13 m ed avente un raggio di 5.9 m. Raffreddato per mezzo di un dispositivo ad elio liquido, esso sviluppa al suo interno un intenso campo magnetico di 4 T che è mantenuto uniforme da un massivo giogo di ferro che svolge il ruolo di circuito magnetico di ritorno. Nel giogo prendono posto i componenti del sistema muonico, composto da RPC e camere a deriva DT nel Barrel, ed RPC e Cathode strip chambers nell'Endcap. Sia il sistema di calorimetri che il sistema tracciante tracker, sono invece installati all'interno del solenoide. Nei prossimi paragrafi saranno analizzati nel dettaglio i vari sottorivelatori di CMS.

2.3.1 IL MAGNETE

Il magnete [7] di CMS è l'apparecchio attorno al quale è costruito tutto l'esperimento. È un solenoide superconduttore lungo 13 m con un diametro interno di 5.9 m dal peso di 12 tonnellate, capace di generare un campo magnetico di 4 T. Come i magneti di LHC è formato da una lega di niobio e titanio ed è posto a una temperatura di circa 4 K. Il magnete è impostato per generare un campo magnetico da 3.8 T, valore più basso di quello massimo consentito per aumentare la longevità dell'apparato, ma allo stesso tempo non abbassare troppo le prestazioni. Il campo magnetico permette di curvare le traiettorie delle particelle cariche che escono dal punto d'interazione dei fasci, e di calcolarne l'impulso. Si ricordi infatti che l'impulso, p , è legato al campo magnetico dalla seguente relazione:

$$p = 0.3BR \quad (2.9)$$

Avendo indicato con R il raggio di curvatura della traccia e con B l'intensità del campo magnetico.

Il campo è molto intenso perché, data l'alta energia delle collisioni, le particelle prodotte hanno momenti trasversi elevati, ed è quindi necessario un alto campo magnetico per farle curvare. Inoltre, come indica il nome "Compact Muon Solenoid", uno dei principali requisiti di CMS è la compattezza, ciò comporta uno spazio limitato per far curvare le particelle, ed è quindi necessario un campo magnetico elevato per farle curvare più velocemente.

Il magnete è circondato da un giogo di ferro il quale, oltre ad avere una funzione di sostegno, raccoglie il flusso del campo magnetico di ritorno utilizzato per la misura del momento dei muoni. Il giogo funziona anche da "filtro", lasciando passare solo i muoni e particelle che interagiscono debolmente come i neutrini. È stato scelto un magnete solenoidale per varie

ragioni, tra cui il fatto che le linee di campo prodotte sono parallele al fascio, così che la curvatura della traccia del muone è nel piano trasverso ed il vertice viene misurato con un'accuratezza migliore di 20 μm . L'enorme magnete funziona anche da struttura di supporto dell'apparato sperimentale, e deve essere particolarmente robusto in modo da sostenere le forze generate dal suo campo magnetico.

2.3.2 IL SISTEMA DI TRACCIAMENTO TRACKER

Il sistema di tracciamento tracker [9], sfruttando il campo magnetico generato all'interno della struttura di CMS, permette di ricostruire nella regione angolare $|\eta| < 2.5$ le tracce delle particelle, di misurarne il momento e di ricostruire i vertici primari e secondari di decadimento. L'impulso delle particelle è fondamentale per permetterci di ricostruire in dettaglio gli eventi creati dalle collisioni protone-protone. Un metodo per calcolare l'impulso di una particella carica è quella di tracciarla all'interno di un campo magnetico, più curvata è la traccia minore è l'impulso della particella. Il tracciatore di CMS ricostruisce le traiettorie delle particelle misurando le loro posizioni in vari punti. Attraverso la combinazione delle informazioni provenienti dal sistema muonico e dai calorimetri permette di identificare il passaggio di elettroni, fotoni, muoni.

Essendo la parte più interna del rivelatore, è costantemente bombardato dalle particelle prodotte negli urti p-p o dai successivi decadimenti, circa 10 milioni di particelle per centimetro quadrato al secondo. Il tracciatore e la sua elettronica sono quindi stati progettati per sostenere questi effetti. Per ridurre al minimo tali effetti il rivelatore è mantenuto a -20 gradi centigradi, in modo da "congelare" ogni danno e prevenirne la propagazione.

Il tracker inoltre deve interagire il meno possibile con le particelle per non ostacolare le funzioni dei sottorivelatori più esterni. Per questo motivo deve essere poco denso.

Il tracker di CMS utilizza un sistema di rivelazione basato su pixel e microstrip. I rivelatori a pixel sono posti vicino al tubo del fascio, a 37 mm dal vertice di interazione per rivelare i vertici secondari prodotti dai decadimenti delle particelle di breve vita media e quindi di ricostruire le tracce di particelle con alto momento trasverso nella regione $|\eta| < 2.5$. Il rivelatore a pixel di silicio, composto da circa 65 milioni di pixels, si estende per una lunghezza di 53 cm, distribuendosi su tre strati cilindrici concentrici di raggio 4.4, 7.3, 10.2 cm rispettivamente. Ogni pixel consiste in uno strato di silicio di tipo p^+ formante una giunzione con un altro di tipo n^+ . Su quest'ultimo è posto un ulteriore strato di tipo n avente una superficie di $150 \times 150 \mu\text{m}$ ed uno spessore di $250 \mu\text{m}$. Interpolando le cariche depositate in pixel adiacenti la risoluzione spaziale di tale rivelatore è $\sim 15 \mu\text{m}$. Questa risoluzione permette accurate ricostruzioni tridimensionali di vertici secondari e misure di parametri d'urto. Sono poi presenti due dischi per lato posti ad una distanza dal centro di intersezione dei fasci di $z=34.5$ e $z=46.5$ cm rispettivamente, che chiudono la struttura ermeticamente.

Quando una particella carica attraversa uno strato rilascia abbastanza energia da rimuovere gli elettroni dagli atomi di silicio creando delle coppie elettrone-lacuna. Ogni pixel usa una corrente elettrica per raccogliere queste cariche sulla superficie sotto forma di un piccolo segnale elettrico. In ogni mattonella un chip elettronico al silicio è attaccato al sensore attraverso una saldatura microscopica, e ne amplifica il segnale. Sapere quali pixel sono stati colpiti permette di ricostruire la traiettoria della particella. Siccome il rivelatore è composto da mattonelle bi-dimensionali, invece che di strips, e siccome è costituito di vari strati, si può ricostruire un'immagine tridimensionale.

Dal momento che ci sono 65 milioni di canali, la potenza dissipata da ogni pixel deve essere mantenuta la più bassa possibile. Anche se ogni pixel genera solo 50 microwatt, la potenza totale dissipata è paragonabile a quella prodotta da una piastra calda. Per non riscaldare il rivelatore i pixels sono montati su tubi raffreddati.

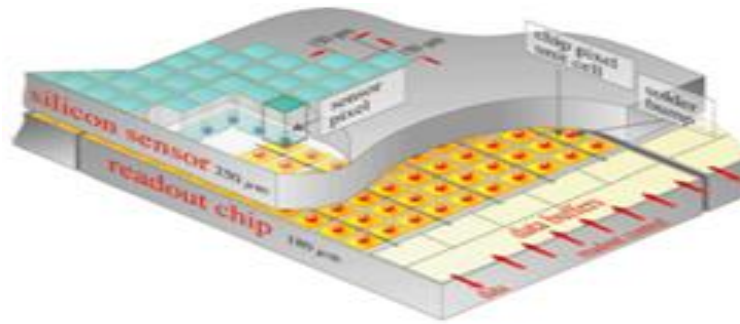


Figura 2.4: Rivelatore a pixel del Tracker

Le particelle, dopo il rivelatore a pixel, attraversano 10 strati di rivelatori a microstrip di silicio, l'ultimo dei quali è situato ad un raggio di 130 cm. Le microstrip sono la parte esterna del Tracker, ricoprono una superficie di oltre 300 m² formata da ~ 15000 moduli per un totale di oltre 10 milioni di canali di lettura. Ogni modulo consiste in tre elementi: un insieme di sensori, la loro struttura di supporto meccanica e l'elettronica di lettura. La struttura è costituita da 10 strati formati da moduli a microstrisce di silicio di spessore differente e risoluzione spaziale variabile tra i 20 e 50 μm. Gli strati 1-4 spessi 320 μm compongono il TIB (Tracker Inner Barrel) mentre gli strati 5-10 di spessore 500 μm formano il TOB (Tracker Outer Barrel). Gli Endcap sono invece formati da 12 strati posti ortogonalmente all'asse z in modo tale da rilevare le particelle prodotte con $|\eta| < 2.5$. Le strip di silicio sono poste a distanza variabili l'una dall'altra, tra 80 e 180 μm nel Barrel e tra 80 e 205 μm nell'encap, e leggermente sovrapposte rispetto al punto di interazione tra strati differenti per ridurre le zone morte e facilitarne l'allineamento.

La rapidità di risposta e la buona precisione spaziale permettono un buon funzionamento dei sensori di silicio nonostante l'alta densità di particelle. Il loro funzionamento è simile a quello dei rivelatori a pixels, quando una particella carica attraversa il materiale ne ionizza gli atomi estraendone gli elettroni più esterni, questi sotto l'effetto di un campo elettrico applicato si muovono verso le strip dando luogo ad un piccolo impulso elettrico che dura qualche nanosecondo. Questa piccola quantità di carica viene poi amplificata fornendoci un punto (hit), permettendoci di ricostruirne la traiettoria.

2.3.3 IL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO ECAL

I calorimetri misurano l'energia di una particella e la convertono in un segnale che può essere elettrico, ottico o termico, mantenendo la proporzionalità tra energia rilasciata e segnale raccolto. Per ricostruire completamente gli eventi che si verificano, CMS deve identificare le particelle emergenti e misurarne l'energia. Il calorimetro elettromagnetico [5] si occupa di identificare gli elettroni ed i fotoni e misurarne l'energia attraverso lo sviluppo e l'assorbimento di sciame elettromagnetici. Esso è progettato in modo tale da funzionare con alti valori del campo magnetico, resistere ad alte radiazioni ed operare ad intervalli di 25 ns tra un evento ed un altro.

I calorimetri elettromagnetici in uso al giorno d'oggi si dividono sostanzialmente in due categorie: i calorimetri omogenei e quelli a campionamento. I primi sono costituiti da un materiale che è allo stesso tempo pesante ed attivo: lo stesso materiale induce gli sciame e ne misura le energie. I secondi alternano un materiale passivo, che ha lo scopo di arrestare le particelle e di indurre gli sciame, ed un materiale attivo che ne

misura una frazione d'energia. Entrambe le tecnologie hanno pregi e difetti. I calorimetri omogenei sono generalmente più precisi nella misura dell'energia ed hanno una migliore risoluzione perché producono un segnale per tutte le particelle nello sciame. In compenso però sono rivelatori generalmente più grossi, prodotti con materiali costosi e fragili, e spesso non è facile dividerli in piccole sezioni in modo da poter misurare non solo l'energia degli sciami elettromagnetici, ma anche la loro posizione e la loro forma. I calorimetri a campionamento hanno generalmente una risoluzione energetica peggiore perché misurano solo la frazione di energia rilasciata nelle sue parti attive, mentre quella persa in quelle passive va in qualche modo indovinata. In compenso sono dei rivelatori potenzialmente più compatti, ed in certi casi permettono una segmentazione veramente fine che garantisce una precisione invidiabile della misurazione spaziale e della forma degli sciami. ECAL di CMS è un calorimetro omogeneo a scintillazione costruito con 80000 cristalli di tungstato di piombo ad alta densità, a ridotto raggio di Moliere⁴ e da una corta lunghezza di radiazione 8.9 mm, che permettono un ottimo contenimento della cascata elettromagnetica e quindi una maggiore compattezza. La luce prodotta a seguito della rivelazione della particella è proporzionale all'energia della particella iniziale. Particolari fotorivelatori convertono il segnale luminoso in segnale elettrico. Tale segnale all'uscita dai cristalli viene moltiplicato tramite un foto-diodo a valanga. Il tempo di decadimento della scintillazione di questi cristalli è dello stesso ordine di grandezza del tempo di bunch-crossing di LHC, quindi circa l'80% della luce è emessa entro i 25ns.

ECAL è composto da uno strato cilindrico e due tappi, ed è posto tra il tracker ed il calorimetro adronico. La parte cilindrica è formata da 61200 cristalli raggruppati in 36 supermoduli di 1700 cristalli ciascuno, i quali

⁴ Il raggio di Moliere è la grandezza che descrive lo sviluppo laterale di uno sciame elettromagnetico.

hanno una sezione frontale quadrata di $22 \times 22 \text{ mm}^2$ ed una profondità di 230 mm, corrispondente a circa 26 lunghezze di radiazione. Nei tappi invece i cristalli sono formati da circa 7500 cristalli ciascuno, la sezione è di $24.7 \times 24.7 \text{ mm}^2$ e la lunghezza 220 mm. Il segnale luminoso dovuto al passaggio di una particella elettromagnetica è raccolto da diodi avalanche di silicio nel Barrel mentre da foto-triodi a vuoto nell'Endcap.

È inoltre presente un preshower installato prima dell' Endcap, nella regione $1.65 < |\eta| < 2.61$, consiste in due strati sciamatori e due piani di strip di silicio con lo scopo di aumentare la precisione della misura del punto di impatto dei fotoni migliorando così la risoluzione del dispositivo.

2.3.4 IL CALORIMETRO ADRONICO HCAL

Gli adroni, particelle costituite da quark e gluoni, hanno molte più possibilità di interagire con la materia attraversata che non un elettrone o un fotone. Se carichi possono per esempio strappare gli elettroni degli atomi della materia in modo analogo ad un elettrone. Allo stesso tempo però possono anche interagire con il nucleo degli atomi perdendo energia attraverso un qualche tipo di fenomeno di eccitazione nucleare, oppure possono anche decadere in volo. Nella maggior parte dei casi si disintegreranno in un insieme di altri adroni accompagnati da muoni e neutrini. Infine, una certa frazione di adroni è elettricamente neutra, ed in questo caso decadono in coppie di fotoni, i quali a loro volta inducono gli sciami elettromagnetici. Viste tutte queste possibilità, uno sciame adronico si sviluppa in modo molto più complesso rispetto ad uno sciame elettromagnetico, inoltre, c'è praticamente sempre una frazione dell'energia delle particelle iniziali che diventa invisibile, questo perché viene portata via da neutrini prodotti nei decadimenti. Il calorimetro adronico (HCAL) [6]

dunque misura l'energia degli adroni e fornisce la misura indiretta di particelle neutre non interagenti come ad esempio i neutrini. Processi di supersimmetria e altri modelli oltre il Modello Standard prevedono la creazione di particelle di questo tipo, per individuarle HCAL deve dunque essere ermetico, cioè deve catturare per quanto possibile tutte le particelle note e rivelabili create in CMS, in questo modo appena si nota uno squilibrio nella quantità di moto ed/o energia, possiamo dedurre che è stata creata una particella non interagente. A tal proposito gli strati di HCAL sono stati costruiti in maniera sfalsata in modo che non vi siano lacune attraverso cui una particella possa sfuggire senza essere rivelata. Per avere una buona risoluzione sulla misura dell'energia mancante è necessario un calorimetro ermetico con $|\eta| < 5$. Tale copertura è raggiunta per mezzo di tre parti: il calorimetro adronico del Barrel costituito da 36 strati e copertura di $|\eta| < 1.4$, gli Endcap costituiti da 18 strati e copertura di $1.3 < |\eta| < 3.0$, ed il calorimetro forward che completa la copertura fino a $|\eta| = 5$.

I calorimetri sono calorimetri a campionamento, ovvero come già detto, costituiti da strati di materiale assorbitore alternati a strati attivi di rivelazione. Ogni strato corrispondente di assorbitore e di scintillatore è suddiviso geometricamente in mattonelle delle stesse dimensioni. Negli strati attivi di rivelazione si produce un impulso di luce quando una particella li attraversa, impulso che viene raccolto da fibre ottiche che lo trasmettono a scatole di lettura dove fotomoltiplicatori amplificano il segnale. Quando la quantità di luce in una particolare regione del rivelatore viene sommata su varie mattonelle in profondità, definita come una torre, questa somma di luce fornisce una misura dell'energia della particella.

HCAL deve dunque essere molto denso per assorbire gli adroni di alta energia prodotti, ma nello stesso tempo non può occupare molto spazio in quanto è collocato all'interno del magnete.

2.3.5 IL RIVELATORE DI MUONI

Come suggerito dal nome "Compact Muon Solenoid", la rivelazione dei muoni è uno dei compiti più importanti dell'esperimento, infatti alle energie di LHC molti processi fisici interessanti hanno come prodotto muoni o particelle che decadono in muoni. La presenza di muoni caratterizza dunque molta della “nuova fisica” che si ricerca a LHC.

Il sistema muonico [8] è il più esterno dei rivelatori ed ha l'obiettivo di rivelare particelle che interagiscono in larga parte debolmente con la materia e sfuggono quindi alle precedenti sezioni del rivelatore, ed in particolare ha lo scopo di catturare i muoni. I muoni sono particelle elementari facenti parte del gruppo dei leptoni, appartenenti alla famiglia dei fermioni. I muoni sono prodotti da decadimenti, hanno la stessa carica e le stesse proprietà degli elettroni ma hanno una massa a riposo di $105.7 \text{ MeV}/c^2$, circa 207 volte la massa dell'elettrone. Per convenzione i muoni vengono indicati con μ^- , e con μ^+ l'antiparticella. Una volta arrestati i muoni decadono secondo le reazioni:

$$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \quad (2.10)$$

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \quad (2.11)$$

Alle alte energie la vita media dei muoni [31] è pari a $2.197034(21) \times 10^{-6}$ secondi. Il calcolo della vita media $\tau(E)$ può essere espresso come:

$$\tau(E) = \tau_{0,\mu} \left(\frac{E}{m_{0,\mu} c^2} \right) = \tau_{0,\mu} \gamma \quad (2.12)$$

Dove $\tau_{0,\mu}$ è il valore medio della distribuzione dei tempi di decadimento del muone nel sistema in cui esso è in quiete, $m_{0,\mu}$ è la massa a riposo del muone, E è l'energia totale, “ c ” è la velocità della luce, e γ è il fattore di Lorentz.

Al contrario di molte particelle cariche, i muoni sono in grado di attraversare diversi metri di materiale senza interagire, per questo motivo non vengono assorbiti dai vari calorimetri di CMS. Essendo comunque particelle cariche, la perdita di energia per interazione con la materia può avvenire in 3 modi, ovvero come abbiamo visto nel primo capitolo: irraggiamento, effetto Cerenkov e ionizzazione. Il fenomeno del Bremsstrahlung interessa più gli elettroni ad alta energia, i quali a causa del basso valore della massa, (l'energia persa per irraggiamento è inversamente proporzionale al quadrato della massa delle particelle), quando attraversano un campo coulombiano subiscono una forte decelerazione e perdono energia emettendo radiazione luminosa. Per quanto riguarda l'effetto Cerenkov è un fenomeno molto più raro che prevede l'emissione di radiazione elettromagnetica quando la particella carica ha velocità maggiore della luce in quel determinato mezzo. Risulta quindi che il fenomeno principale che comporta la perdita di energia per i muoni è la ionizzazione, dove la perdita di energia media in uno spessore di materiale è come abbiamo visto regolata dalla legge di Bethe-Bloch.

Essendo i muoni elettricamente carichi lasciano una scia nel rivelatore centrale. Troppo spesso però sono talmente energetici che le loro tracce sono praticamente dritte, per cui la misura del loro momento fatta dal solo tracciante grazie alla curvature nel campo magnetico centrale è poco affidabile. Permettere ai muoni di muoversi in un campo magnetico su distanze maggiori garantisce curvature maggiori, e dunque misure più precise. Per questo motivo le camere dei rivelatori di muoni sono poste all'esterno dell'apparato, al di fuori del solenoide ed inserite nel giogo di ferro.

Un muone viene dunque misurato dalla traccia curva formata dall'interpolazione dei segnali nelle quattro stazioni di camere. Unendo la posizione misurata dalle camere a muoni con la posizione misurata dal

tracciatore centrale si ricava con grande precisione la traiettoria di un muone. La rivelazione dei muoni risulta centrale nell'esperimento CMS per questo il sistema di rivelatori dei muoni di CMS è stato progettato per soddisfare quattro requisiti fondamentali: identificazione di bunch-crossing; identificazione dei muoni; misure di impulso; triggering. Data l'importanza della rivelazione dei muoni, il sistema muonico presenta due sistemi di trigger indipendenti in modo da avere un sistema ridondante che assicura il suo corretto funzionamento. Questi si sviluppano attorno a tre differenti tecnologie, in particolare 3 tipi di rivelatori a gas: Resistive Plate Chamber (RPC) e Tubi a Deriva (DT) nel Barrel, ed RPC e Cathode Strip Chamber (CSC) nell'Endcap.

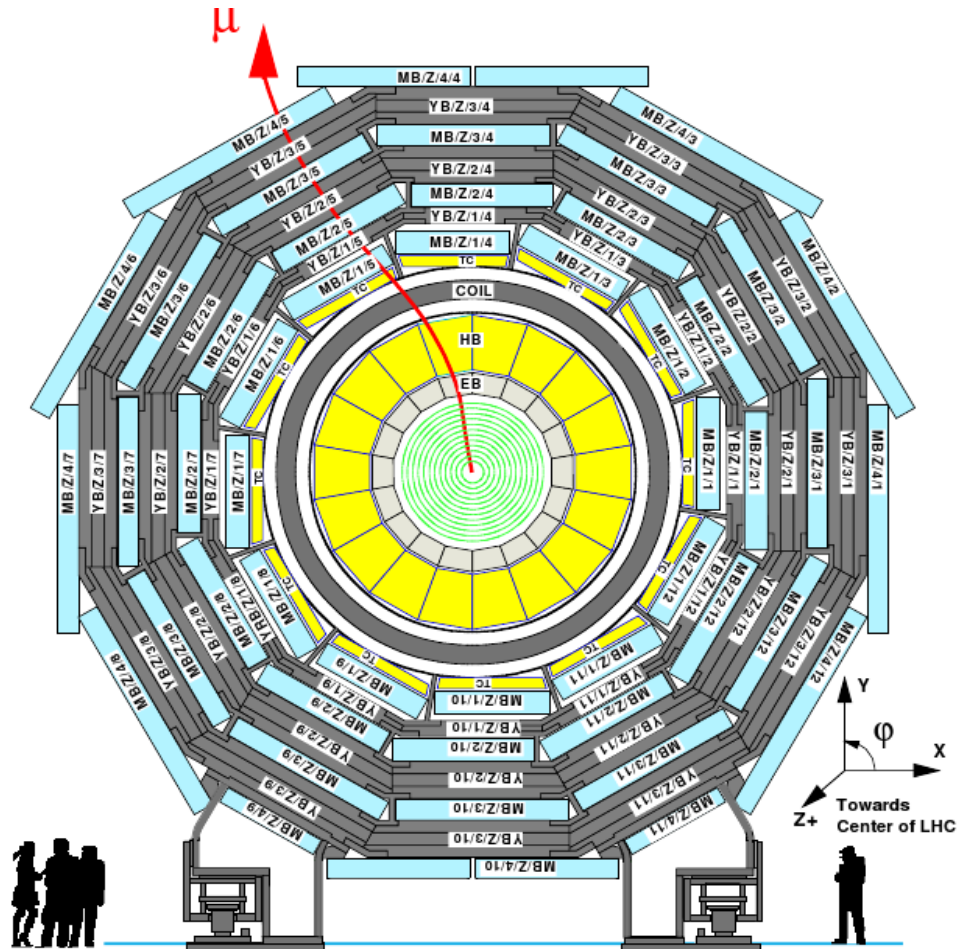


Figura 2.5: Disposizione DT ed RPC nel Barrel

Il sistema di rivelazione a muoni ha una forma cilindrica lungo il Barrel, dettata dalla struttura del solenoide, formata da 5 ruote dette Yoke Barrel, ed indicate con YB_n ($YB-2$, $YB-1$, $YB0$, $YB1$, $YB2$), dove $YB-2$ è la ruota a più basso z . Le ruote partendo dall'interno si dividono radialmente in 4 livelli detti stazioni, a distanza crescente dal punto di interazione. Ogni stazione è composta da svariate camere individuali. La regione del Barrel $|\eta| < 1.2$ è equipaggiata con Drift Tube chambers e Resistive Plate Chambers. Ogni stazione è composta da una DT alternata ad una o due RPC.

Il sistema muonico è presente anche nelle due regioni planari nell'Endcap, ed è formato da 4 più 4 dischi disposti in maniera ortogonale alla direzione dei fasci. Ogni Endcap quindi è suddiviso in 4 dischi. Ogni disco è diviso in 2 anelli concentrici, a loro volta divisi in 36 settori azimutali. La regione dell'Endcap è coperta da Cathode Strip Chambers nella regione tra $0.9 < |\eta| < 2.4$ e da RPC tra $0.9 < |\eta| < 1.6$.

In totale nello spettrometro muonico di CMS sono implementati 250 DT, 540 CSC e 912 RPC. La scelta delle tecnologie dei rivelatori da utilizzare nel sistema muonico di CMS è stata guidata dalla grande estensione della superficie da coprire, 25000 m², e dalle differenti condizioni di radiazione. Nella regione del Barrel dove il campo magnetico è debole ed il fondo indotto dai neutroni è basso, così come il rateo dei muoni, sono state scelte le DT. Nei due Endcap invece, dove il fondo costituito dai neutroni e dai fotoni è grande, ed il campo magnetico elevato e non uniforme, sono state installate le CSC. In aggiunta gli RPC sono stati installati sia nelle regioni del Barrel che dell'Endcap, eccetto nelle regioni ad alto η , cioè la zona più vicina al fascio di particelle. La scelta di non coprire questa regione è motivata dal rateo di interazione che in questa zona, al valore nominale di luminosità di LHC, è prossimo al limite di tolleranza degli RPC.

L'immagine successiva (2.6) mostra uno spaccato del sistema muonico che permette di vedere la disposizione delle varie tipologie di rivelatori del sistema.

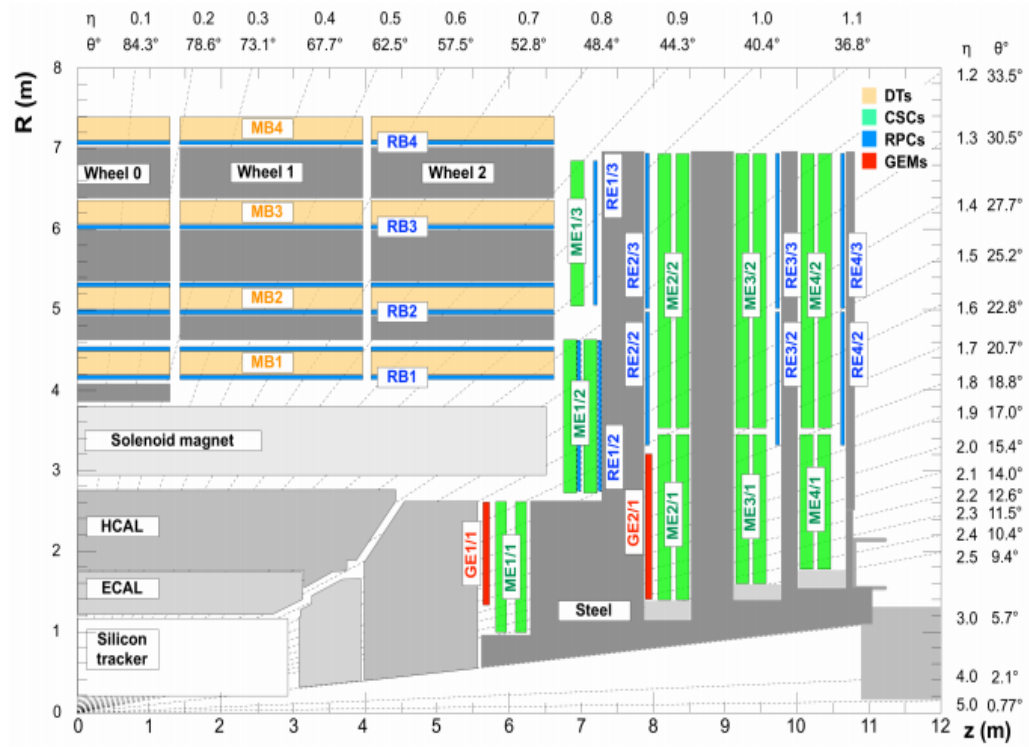


Figura 2.6: Sistema muonico lungo rz

DRIFT TUBE CHAMBERS (DT)

Le DT come già anticipato sono state scelte a causa del basso flusso di muoni e di radiazione di fondo, e per il campo magnetico uniforme presente nel Barrel. La regione del Barrel è costituita da 250 camere con tubi a deriva. Ogni DT è formato da un filo di acciaio inossidabile che costituisce l'anodo, di raggio $50 \mu\text{m}$, posto ad una tensione elettrica positiva e situato al centro della cella formata da due piani di alluminio separati da una distanza di 13 mm da due barre di alluminio a forma di "I" che

fungono da catodi del sistema. Per rendere quanto più uniforme il campo elettrico sono stati aggiunti all'interno di ogni camera ulteriori elettrodi assicurando così una velocità di deriva di $5.6 \text{ cm}/\mu\text{s}$, con un tempo massimo di drift pari ad 375 ns . Come mezzo attivo si utilizza una miscela di Argon (80%) e CO_2 (20%) che assicurano un buon quenching ed una velocità di deriva costante. La dimensione trasversa di una singola cella è di 21 mm , corrispondente ad un tempo di deriva di 380 ns .

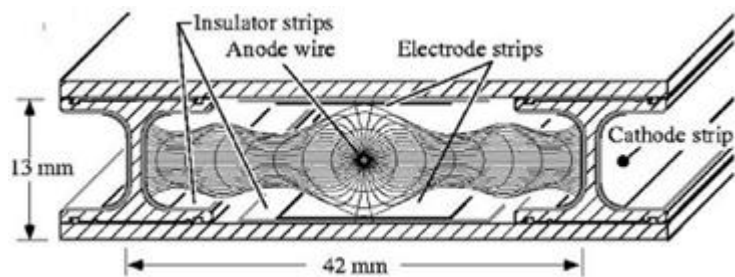


Figura 2.7: Sezione di un tubo a deriva per muoni del Barrel

L'efficienza di una singola cella è di circa 99.8% con una risoluzione spaziale di circa $180 \mu\text{m}$. Tutte le celle sono sfasate di metà rispetto a quella vicina per evitare punti morti nell'efficienza.

Le DT sono organizzate in 4 stazioni, dette MB1, MB2, MB3 e MB4, intervallate da strati di ferro che costituiscono il giogo del flusso di ritorno del campo magnetico. Le dimensioni variano in un range di $2 \times 2.5 \text{ m}^2$ per le più interne (MB1), sino a $4 \times 2.5 \text{ m}^2$ per le più esterne (MB4). Le singole stazioni si trovano a 4.0, 4.9, 5.9 e 7.0 m dall'asse del fascio e sono divise in 12 spicchi. Ci sono 12 camere di rivelazione di muoni in ogni stazione, tranne nel quarto che ne ha 14. Ogni camera nelle tre stazioni più interne è composta da 12 strati di DT divisi in tre gruppi, detti SuperLayer (SL),

formati da 4 strati rettangolari consecutivi, layers, ognuno formato da circa 60 tubi a deriva. I due gruppi più estremi servono per la misura dell'angolo ϕ (fili disposti parallelamente al fascio e separati da 23 cm per ottimizzare la risoluzione angolare), mentre il gruppo centrale per la misura di z (fili perpendicolari al fascio). Quindi, quattro strati di tubi a deriva costituiscono un superlayer (SL) e tre SL formano una stazione.

Quando un muone attraversa il volume della camera ionizza gli atomi del gas rimuovendo gli elettroni più esterni. Questi elettroni seguono il campo elettrico e vengono collezionati sul filo anodico. Registrando la posizione dove gli elettroni colpiscono il filo, e calcolando la distanza del muone dal filo stesso, mostrato dalla distanza orizzontale percorsa ed ottenuto moltiplicando la velocità dell'elettrone nella camera per il tempo trascorso, le DT forniscono due coordinate della posizione del muone.

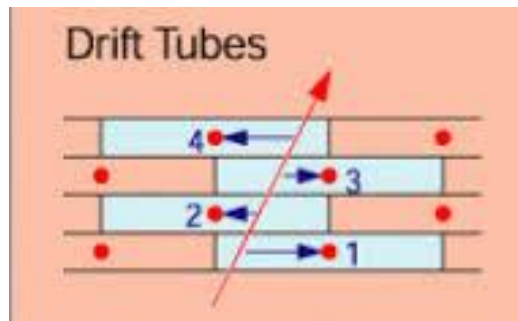


Figura 2.8: Schema di un superlayer DT

Nella figura (2.8) i punti rossi indicano i fili anodici al centro di ogni tubo, diretti verso l'interno della pagina, mentre le frecce blu mostrano la direzione di deriva degli elettroni prodotti dal passaggio di un muone. La traccia del muone mostrata dalla linea rossa, viene ricostruita dalle posizioni misurate nei 4 strati di tubi a deriva.

CATHODE STRIP CHAMBER (CSC)

Le cathode strip chamber sono state utilizzate nella regione dell'endacap dove è presente un elevato flusso di particelle ed un campo magnetico non uniforme, perché nonostante queste condizioni sono in grado di mantenere delle alte prestazioni.

Le CSC sono camere a multi filo di forma trapezoidale. Consistono in strati di fili anodici carichi positivamente alternati a lastre catodiche di rame segmentate in strips a potenziale negativo, disposte in modo ortogonale rispetto ai fili, il tutto dentro un volume di gas.

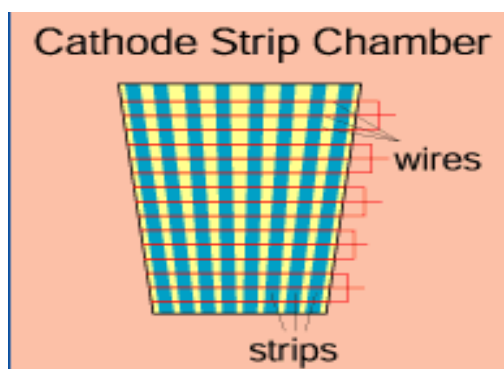


Figura 2.9: Cathode Strip Chamber CSC

Ogni camera è composta da 6 strati sovrapposti di camere a multi filo in modo da poter misurare con accuratezza i muoni e poter confrontare le loro tracce con le tracce rivelate dal tracciatore centrale. Mediando la carica indotta su strip adiacenti si arriva a misure di posizione con una precisione di $50\text{ }\mu\text{m}$. Le camere sono grandi fino a $3.4 \times 1.5\text{ m}^2$, la larghezza della gap è di 9.5 mm ed è riempita con una miscela di gas di $\text{Ar}/\text{CO}_2/\text{CF}_4$ con percentuali di 30%/50%/20% per un volume totale del gas maggiore di 50 m^3 . Il numero di fili è circa di 2 milioni.

540 camere totali sono suddivise in 4 stazioni in ogni Endcap, dette ME1, ME2, ME3 e ME4, sono perpendicolari al fascio ed intervallate da strati di ferro per il flusso di ritorno. Ogni disco è diviso in due anelli concentrici tranne il primo che è diviso in tre. Ogni anello ha 36 camere, tranne per ME2/1, ME3/1e ME4/1, che ne hanno 18. Tutte le camere, tranne la ME1/3, sono sistemate in modo tale da sovrapporsi lungo ϕ , evitando zone morte e inefficienti.

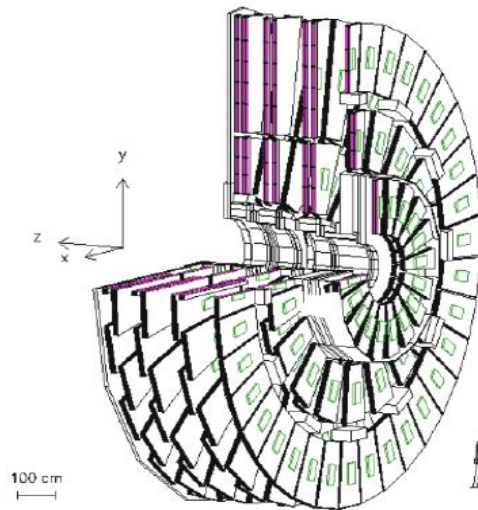


Figura 2.10: Disposizione delle CSC nell'Endcap

Quando i muoni attraversano questi rivelatori rimuovono gli elettroni più esterni degli atomi del gas ionizzandoli. Questi elettroni si muovono per effetto del campo elettrico verso i fili anodici, dove si crea una "valanga" di elettroni. Gli ioni positivi invece si muovono verso il catodo di rame inducendo un impulso di carica sulle strip. Siccome le strip ed i fili sono disposti perpendicolarmente gli uni agli altri si ottengono due coordinate della posizione di ogni particella che attraversa il rivelatore. Dunque i piani forniscono una misura della coordinata ϕ , mentre i fili misurano la coordinata r . La misura precisa dell'angolo azimutale è data calcolando il

baricentro delle cariche indotte sulle strisce al passaggio di un muone. La risoluzione spaziale per ogni camera è $200\text{ }\mu\text{m}$ (100 per ME1/1), quella angolare è $\Delta\phi \approx 10\text{ mrad}$. Oltre a fornire un'informazione di precisione sullo spazio ed il tempo, le CSC con i loro fili finemente spazati permettono di fornire un rapido trigger

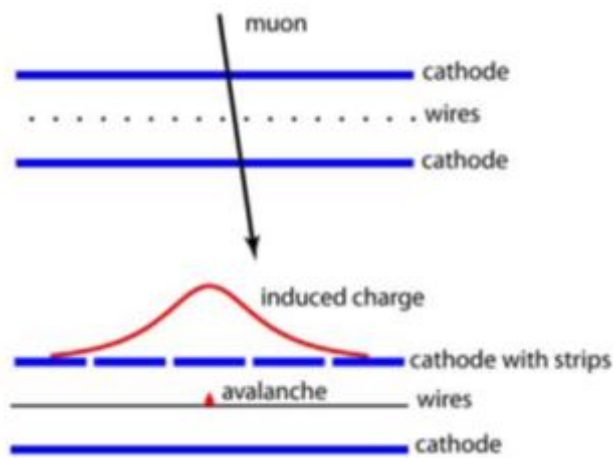


Figura 2.11: Funzionamento di una CSC

2.3.6 IL SISTEMA DI TRIGGER E DI ACQUISIZIONE DATI

Il sistema di lettura dati dell'esperimento CMS deve raccogliere i dati digitalizzati provenienti da ogni sottorivelatore e mettere insieme in modo coerente tutte le informazioni relative ad un evento di collisione protone-protone. Deve cioè "ricostruire" tutto l'evento prima di immagazzinarne tutti i suoi dati per una successiva analisi fisica.

Alla massima luminosità di LHC sono prodotti circa 17 eventi per ogni interazione protone-protone, per un totale di 10^9 eventi al secondo. La

maggior parte degli eventi prodotti saranno poco interessanti ai fini dell'esperimento e costituiranno il cosiddetto fondo. Dato l'alto numero e comunque data l'impossibilità di memorizzare tutti gli eventi, si stima circa 1 MB ciascuno, un ruolo fondamentale è svolto dal sistema di trigger [10] che ha il compito di selezionare i processi fisici considerati interessanti durante la presa dati, riducendo il rate degli eventi prodotti a soli 100 Hz, che è la frequenza standard di scrittura su disco. Questa selezione deve avvenire in 25 ns, tempo che intercorre fra due bunch crossing, tempo troppo breve perché il trigger di primo livello possa fornire la decisione di accettare o rigettare l'evento, per questo motivo viene utilizzata una tecnica di pipeline. La selezione è divisa in due fasi: la prima è svolta da un sistema hardware, il Level-1 trigger [12], che riduce gli eventi fino a 100 KHz, la seconda fase è svolta da un "processor farm", l'High Level Trigger (HLT) [11], che riduce ulteriormente gli eventi servendosi di algoritmi dedicati.

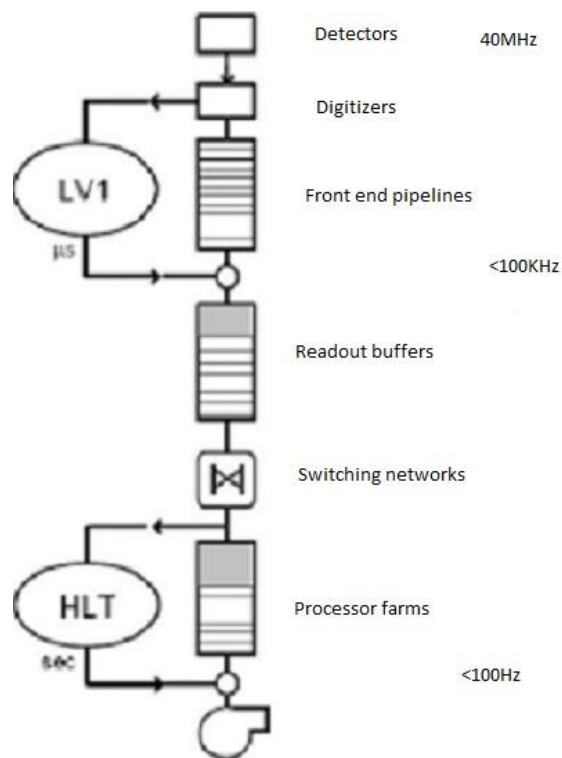


Figura 2.12: Schema del flusso dati del sistema di trigger di CMS

Poiché come detto 25 ns è un tempo troppo piccolo per leggere tutte le informazioni prodotte dai sottorivelatori per evento e per permettere all'elettronica di prendere una decisione, il Level-1 trigger immagazzina in 3.2 μ s i dati in buffer nell'elettronica di front-end dei sottorivelatori. Se il trigger di livello 1 risulta positivo, questi dati vengono trasferiti al processo successivo. Il trigger L1 ha componenti locali, regionali e globali, e comprende il L1-Trigger del calorimetro, quello dei muoni e quello globale (Global trigger). La prima fase è svolta dai Trigger Primitive Generators (TPG), che raccolgono i dati solo dai depositi di energia delle torri di trigger dei calorimetri, e dai segmenti di traccia e dagli hit delle camere a muoni. Il trigger dei muoni è legato ai trigger dei tre sottorivelatori del sistema, ovvero DT, CSC e RPC, i quali raccolgono le informazioni relative alle tracce dei muoni che hanno superato una certa soglia in p_T e le trasferiscono al Global Muon Trigger (GMT), il quale confronta le tracce e le accetta o le rifiuta in base, ad esempio al numero di hit associati alla traccia. Le 4 tracce con p_T maggiore vengono poi inviate al Global trigger. Il trigger del calorimetro legge i depositi di energia in ECAL e HCAL, che superano una certa soglia, ad esempio in E_T , ma limitati a certi valori di granularità. Questi costituiscono i trigger regionali che combinano le informazioni disponibili e discriminate e le trasferiscono al Global trigger, che è l'ultimo passo prima di arrivare all'HLT. A questo punto non si ottiene ancora una visione globale dell'evento, infatti tutto avviene a livello hardware, utilizzando algoritmi per ridurre il numero di eventi integrati nel sistema. Prima di raggiungere l'HLT i dati passano attraverso una rete che sostiene un flusso di 1 Tb/s, in cui vengono assemblati generando un evento globale.

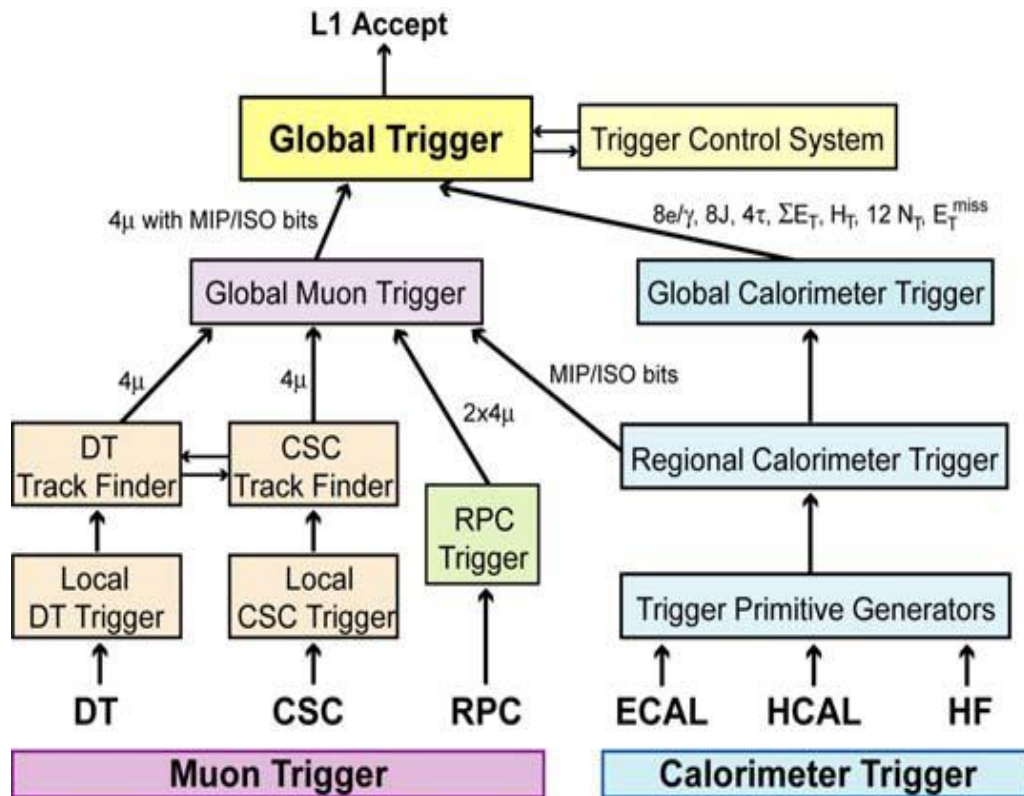


Figura 2.13: Struttura del Global Trigger

HLT ha l'obiettivo di ridurre a qualche centinaio di eventi al secondo gli eventi provenienti dal Level-1 trigger a livello di software. Le informazioni vengono memorizzate in un buffer perché sono necessari 40 ms per analizzare un evento. HLT si basa su una struttura a livelli virtuali, ovvero utilizza le informazioni provenienti dai rivelatori inserendo ulteriori filtri che restringono sempre di più il numero di eventi interessanti. HLT utilizza tutti i dati di CMS ed anche gli algoritmi utilizzati nell'analisi on-line, anche se non è necessaria la stessa precisione, ma una velocità maggiore. I primi rivelatori utilizzati sono, come nel livello 1, i calorimetri ed il sistema dei muoni. In seguito prende le informazioni dal tracker ed infine da tutto CMS. Se l'evento soddisfa le richieste del modulo, una variabile booleana trigger bit, viene impostata a 1, altrimenti a 0. Per accettare l'evento è necessario che questo superi l'AND logico dei vari livelli virtuali, ne basta solo uno non soddisfatto e l'evento viene scartato. Una volta accettato

l'evento viene memorizzato. Gli eventi che hanno superato le richieste dell'HLT devono essere memorizzati e rielaborati in modo tale da poter essere analizzati. I dati reali e simulati vengono memorizzati in una infrastruttura chiamata World LHC Computing Grid il cui compito è anche quello di trasferirli ed elaborarli: tale sistema di computing è costituito da più di 170 centri di calcolo distribuiti in 34 Paesi e connessi tramite reti ad alta velocità.

Dopo aver visto la struttura generale del sistema di trigger globale, analizziamo più nel dettaglio il sistema di trigger per muoni integrato nel livello L1 della struttura generale del trigger di CMS. Esso ha il compito di identificare i muoni, ricostruire la loro posizione ed il loro momento trasverso risalendo al bunch crossing in cui sono stati generati. Il funzionamento incrociato dei rivelatori a DT, CSC ed RPC, grazie all'ottima risoluzione spaziale dei primi due ed all'eccellente risoluzione temporale assicurata dagli ultimi, consente di coprire un'area pari a $\eta=2.4$ ottenendo un sistema complementare, robusto, altamente efficiente e con una buona reiezione degli eventi di fondo. La massima frequenza di output possibile dipende dalla luminosità di lavoro di LHC: alla massima luminosità l'input rate richiesto dall'HLT è 100 kHz che, tenendo in considerazione un margine di sicurezza di un fattore tre dovuto a possibili errori di stima delle sezioni d'urto o di variazioni di luminosità, è ridotto a 30 kHz, da suddividere tra calorimetro e sistema muonico. Solo 5-10 kHz di banda sarà assegnata al sistema muonico richiedendo un fattore di reiezione pari a 10^{-5} . Il sistema di trigger per muoni, come si può vedere anche dalla Figura (2.13), si può dividere in un primo momento in tre diversi sottosistemi indipendenti comunicanti infine solo attraverso l'ultimo stadio costituito dal Global Muon Trigger (GMT). L'informazione da mandare al GMT è infatti costruita in passi differenti da tre sistemi indipendenti di trigger costituiti dal sistema ad RPC, dal sistema a DT e dal sistema a CSC. Per gli ultimi due sistemi l'algoritmo di trigger si sviluppa in due passi, infatti le informazioni

di ogni camera sono processate da un sistema di trigger locale che ricostruisce i segmenti di traccia, questi poi sono successivamente collegati tra loro dal secondo passo dell'algoritmo mediante i trigger regionali, regional trigger Track Finder. Nella regione $0.9 < |\eta| < 1.2$ in cui si ha la sovrapposizione dei sistemi a DT e CSC, si effettuano controlli incrociati tra i due sistemi in modo da non ottenere ricostruzioni fantasma. Vengono selezionati fino a quattro muoni candidati, quelli con il più alto p_T e migliore qualità da ciascun sistema, e mandati al Global Muon Trigger. A differenza dei primi due sistemi, il sistema RPC non presenta alcuna ricostruzione locale delle tracce, ma le informazioni provenienti da tutti gli RPC sono mandate al Pattern Comparator Trigger, PACT. Quest'ultimo ha il compito di ricostruire le caratteristiche di un evento attraverso la comparazione del percorso misurato con un set di percorsi predefiniti memorizzati in una look-up table. A tale livello di trigger si ottiene un segnale ogni qual volta avviene la coincidenza temporale e spaziale degli hit di quattro stazioni. Il sistema associa al segnale di trigger un fattore di qualità diverso in base al numero di coincidenze, qualità 3 nel caso di coincidenza 4/4, 2 per coincidenza 3/4 senza il piano 3 o 4, 1 (0) senza il piano 1 (2). Vengono selezionati i quattro muoni con il più alto p_T provenienti dalla regione di Barrel e quattro dall'Endcap e viene mandata l'informazione al GMT. Il GMT riceve quindi 4 candidati dai DT, 4 dalle CSC e ne cerca la corrispondenza spaziale rispetto a η e ϕ con i 4+4 ricevuti dagli RPC. In caso di esito positivo il GMT invia al Trigger globale di CMS le quattro migliori tracce di tutto il rivelatore per ciascun evento. Al fine di avere un'elevata efficienza ed una buona reiezione del fondo, la selezione delle tracce da inviare al trigger global avviene sia se un evento è visto da entrambi i sottosistemi (RPC e DT/CSC), senza vincoli di qualità, sia se è rilevato da un unico sottosistema ma con alta qualità.

Tutti i rivelatori finora visti sono sufficienti per raccogliere tutte le informazioni necessarie per distinguere ogni particella che lo attraversa, ed in particolare possiamo concludere che:

- i fotoni non lasciano traccia nel tracker ma producono invece un segnale nel calorimetro elettromagnetico, dove vengono fermati;
- elettroni e positroni si comportano in modo simile ai fotoni ma vengono rilevati anche dal tracciatore che ne riporta la traiettoria;
- gli adroni carichi interagiscono con il tracciatore e successivamente con il calorimetro adronico, entro il quale depositano tutta la loro energia;
- comportamento simile per gli adroni neutri che non vengono rilevati però dal tracciatore;
- i muoni infine che interagiscono nel sistema muonico.

Gli assenti più illustri di questa lista sono i neutrini che sfuggono a tutti gli strumenti del rivelatore, e per i quali è necessaria un'accurata analisi.

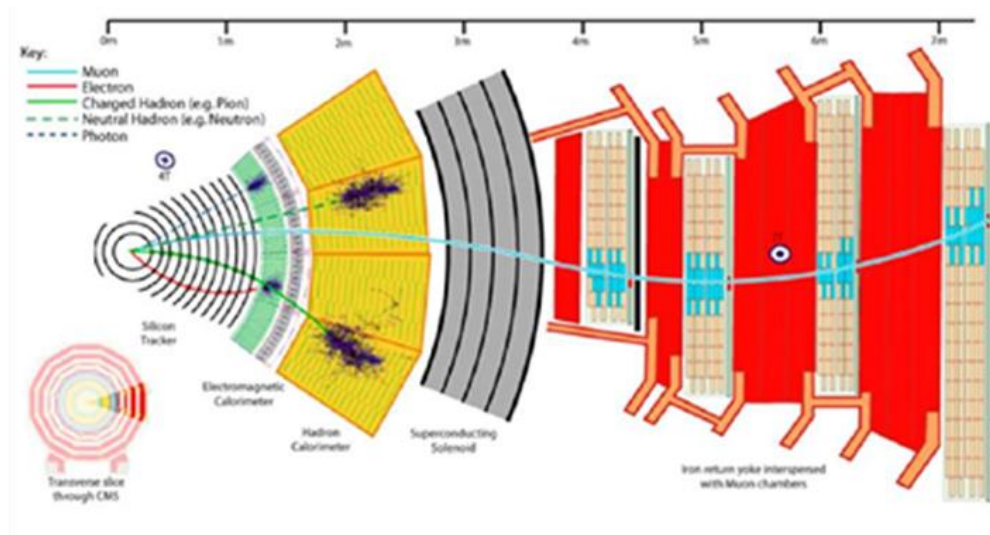


Figura 2.14: Sezione longitudinale dell'apparato CMS

3. RESISTIVE PLATE CHAMBERS (RPC)

È stato descritto nel capitolo precedentemente il sistema muonico di CMS per la rivelazione di muoni tralasciando i rivelatori RPC che sono oggetto di studio di questa tesi e che sono dunque trattati con maggior dettaglio in questo capitolo.

Gli RPC [15,19] sono rivelatori utilizzati per la loro buona risoluzione temporale di 1 ns, grazie a questa caratteristica sono in grado di identificare un evento di ionizzazione in un tempo molto minore rispetto ai 25 ns che intercorrono tra due pacchetti consecutivi di particelle in LHC. Inoltre l'ottima risoluzione temporale permette di fornire un segnale di trigger anche in presenza di un elevato numero di particelle. Di contro hanno però una peggiore risoluzione spaziale rispetto agli altri due tipi di rivelatore, Drift Tube (DT) e Cathode Strip Chamber (CSC). Per questo motivo i rivelatori RPC sono accoppiati nel sistema muonico sia alle camere DT che alle camere CSC per ottenere contemporaneamente la migliore risoluzione temporale, fornita dagli RPC, e la migliore risoluzione spaziale, fornita dalla DT o CSC. Inoltre questa soluzione non è solo ottima dal punto di vista delle prestazioni ma consente anche di avere un sistema ridondante delle misure. Gli RPC sono rivelatori a gas che basano il loro funzionamento sul fenomeno della ionizzazione delle particelle cariche. Sono rivelatori formati da due piastre parallele di bachelite ad alta resistività. Le due piastre fungono da anodo, carico positivamente, e catodo, carico negativamente. I due elettrodi sono poi separati da un volume di gas. La lettura del segnale elettrico prodotto dal passaggio di una particella carica è effettuata mediante strip sulle quali si genera un segnale indotto per accoppiamento capacitivo con gli elettrodi.

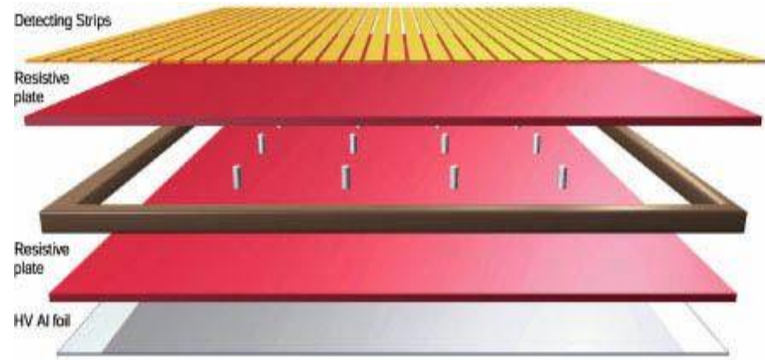


Figura 3.1: Struttura RPC

La disposizione delle camere RPC, Figura (2.6), in CMS segue la struttura dei gioghi di ferro su cui vengono implementate, pertanto la parte del Barrel si sviluppa su 12 settori numerati in senso antiorario partendo da $\phi=0$. Ogni settore è composto da quattro stazioni muoniche (RB1-RB4) costituite da RPC e DT, di queste soltanto le prime due contengono due camere RPC (in-out) fra i quali è frapposta la camera a DT, mentre RB3 e RB4 contengono un'unica camera RPC. Ogni RPC nelle camere RB3 e RB4 è suddiviso in due parti rispetto a ϕ :+, -, fatta eccezione delle stazioni RB4/4 di ogni ruota, che sono suddivise in quattro parti: ++, +, -, - - e delle RB4/9 e RB4/11 che invece non presentano alcuna divisione. Il numero totale di camere RPC, intese come singole gap, presenti nel Barrel è pari a 480 coprendo una superficie totale di $2.4 \times 10^3 \text{ m}^2$.

Per quanto riguarda invece la disposizione negli Endcap, abbiamo già visto che essi sono costituiti da 4 dischi dove oltre agli RPC sono presenti le camere CSC disposte nelle quattro stazioni nominate MB1-MB4. Le quattro stazioni degli RPC, alternate a quelle delle CSC, sono invece nominate RE1-RE4, e si compongono di un totale di 540 camere. Ogni disco a sua volta è composto da 2 anelli concentrici, tranne il primo che è composto da 3 anelli. Ogni anello è a sua volta diviso in 36 settori azimutali, ed ad ognuno di essi corrisponde una camera RPC, che ha quindi la forma trapezoidale.

3.1 FISICA DEGLI RPC

Il fenomeno dell'interazione delle particelle cariche con la materia, che è alla base del funzionamento dei rivelatori RPC, è già stato descritto nel capitolo (1), e di seguito verranno ripresi ed approfonditi i concetti principali applicati alla fisica degli RCP.

Se consideriamo una particella ionizzante che attraversa un volume di gas, essa perderà una certa quantità di energia quantificata dalla già nota formula di Bethe-Bloch:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi N_A}{m_e c^2} \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \ln \left[\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} - \frac{C}{Z} \right] \quad (3. 1)$$

Dall'interazione verranno prodotte “n” coppie primarie ione-elettrone che definiscono un cluster. L'interazione nel volume di gas potrà avvenire in più punti formando così “n” cluster.

Si è già visto nel capitolo 1 che il numero di coppie ione-elettrone create a seguito della ionizzazione è dato dal rapporto tra l'energia persa durante il processo di ionizzazione ed il valore medio di energia necessario a produrre la coppia ione-elettrone, quindi:

$$N=E/W \quad (3. 2)$$

Il numero effettivo di coppie create è in realtà $N \pm \sigma$,

$$\text{dove } \sigma = \sqrt{N \times F} \quad \text{con F fattore di Fano}^5. \quad (3. 3)$$

Le coppie elettrone-ione positivo, una volta prodotte dall'interazione della particella carica con il gas, sono sottoposte ad un moto di diffusione

⁵ Il fattore di Fano è un fattore di correzione che lega la varianza di una statistica poissoniana alla varianza misurata sperimentalmente.

causato dall'agitazione termica che comporta perdita di energia per le collisioni casuali con gli atomi del gas. Questo moto è indipendente dalla presenza di un campo elettrico esterno applicato agli elettrodi del rivelatore e tende a diffondere la carica spaziale, la cui distribuzione segue una legge gaussiana:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}} dx \quad (3.4)$$

Dove $\frac{dN}{N}$ è la frazione di cariche che si trovano nell'elemento dx alla distanza x dall'origine della ionizzazione dopo un tempo t , mentre D è il coefficiente di diffusione, che dipende dalla miscela di gas ed è definito attraverso la prima legge di Fick:

$$J_D = -D \frac{dc}{dx} \quad (3.5)$$

Con J_D flusso di diffusione e c concentrazione delle particelle.

La velocità media di diffusione termica degli elettroni è dell'ordine di 10^7 cm/s, mentre per gli ioni è $10^4 - 10^5$ cm/s. Questa differenza di 2-3 ordini di grandezza è dovuta alla massa maggiore degli ioni, di conseguenza il libero cammino medio per gli elettroni è circa 4 volte maggiore rispetto a quello degli ioni. Durante il processo di diffusione le cariche positive e negative possono venire assorbite dalle pareti del rivelatore o neutralizzarsi tra loro. Le coppie di ioni create, soggette al moto di agitazione termica del gas, hanno dunque probabilità di ricombinarsi in seguito a collisioni.

Se viene applicato un campo elettrico di opportuno valore, all'agitazione termica si sovrappone una velocità di deriva, detta drift velocity, che induce così il movimento di elettroni e ioni verso gli elettrodi di carica opposta. Si può osservare un movimento netto degli ioni positivi lungo le linee di campo con una velocità di deriva v_D^+ dipendente dall'intensità del campo elettrico "E", e dalla pressione "P" del gas. Introducendo il fattore proporzionale μ , detto mobilità, la velocità degli ioni si può scrivere come:

$$v_D^+ = \mu^+ \vec{E} \quad (3.6)$$

La mobilità degli ioni dipende dal tipo di ione e dal gas, ma è essenzialmente costante per campi elettrici elevati. Nel caso in cui la densità degli ioni sia espressa dalla distribuzione di Boltzmann esiste una relazione che lega μ con il coefficiente di diffusione degli ioni D^+ , detta relazione di Einstein:

$$D^+ = \mu^+ \frac{TK_b}{q_e} \quad (3.7)$$

Dove K_b è la costante di Boltzmann, T è la temperatura del gas e q_e è la carica dell'elettrone.

La mobilità degli elettroni, a differenza della mobilità degli ioni, dipende fortemente dal campo elettrico esterno applicato, infatti a causa della loro piccola massa possono acquistare facilmente energia. Si può quindi considerare costante la mobilità elettronica solo per campi deboli. La velocità di drift degli elettroni può essere espressa dalla formula di Townsend:

$$v_D^- = \frac{e}{2m} E \tau(E) \quad (3.8)$$

Con τ il tempo medio tra due collisioni successive, funzione del campo applicato.

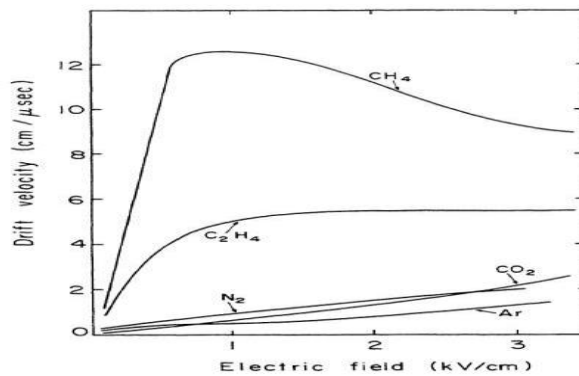


Figura 3.2: Velocità di deriva degli elettroni in differenti gas in condizioni normali (20°C e 1 atm)

Lo sviluppo di un segnale in un RPC, come in qualsiasi rivelatore a gas, è basato oltre che sul processo di ionizzazione del gas, anche sulla moltiplicazione a valanga [26, 27] degli elettroni. Se il campo elettrico costante applicato agli elettrodi del rivelatore fosse debole, un elettrone libero che si trovasse nella gap di un RPC tenderebbe semplicemente a muoversi con una velocità di deriva costante verso l'anodo per l'azione del campo elettrico stesso. Quello che invece avviene è che il campo elettrico è sufficientemente grande, maggiore di qualche kV/cm, affinché gli elettroni generati dalla prima ionizzazione abbiano energia sufficiente per ionizzare a loro volta, generando così una moltiplicazione. Gli elettroni liberati dalle ionizzazioni successive alla primaria possono essere a loro volta accelerati dal campo elettrico e questo processo di moltiplicazione dà vita ad una valanga, detta di Townsend, in cui ciascun elettrone libero creato può potenzialmente creare più elettroni liberi attraverso lo stesso processo. La forma che assume questa valanga è molto simile ad una goccia, con gli elettroni in testa e gli ioni positivi in coda che diminuiscono in numero a causa della minore velocità di diffusione ed in estensione laterale per la minore velocità di deriva. La valanga continua a svilupparsi fino a quando il campo interno generato dalle cariche prodotte eguaglia il campo elettrico applicato dall'esterno. A questo punto si possono verificare processi di ricombinazione ione-elettrone, da cui si possono produrre dei fotoni. Questi ultimi a loro volta possono produrre nuove coppie, specialmente nella testa e nella coda della valanga dove il campo elettrico è maggiore, dando luogo alla formazione di valanghe secondarie. Il processo di moltiplicazione può quindi continuare con il susseguirsi delle valanghe secondarie fino alla formazione dello streamer (si veda paragrafo relativo ai regimi di funzionamento).

L'aumento del numero di elettroni prodotti nel processo di moltiplicazione può essere definito come il numero medio di elettroni prodotti da un singolo elettrone per unità di lunghezza nella direzione del campo applicato.

Risulta quindi che il numero effettivo di elettroni prodotti nel tratto dx , a partire da quelli già presenti, n_e , è pari a :

$$dn_e = n_e(x)\eta dx \quad (3.9)$$

Dove η rappresenta il coefficiente di ionizzazione effettivo. Questo coefficiente è a sua volta dato dalla differenza tra il coefficiente di ionizzazione primaria, α , detto anche coefficiente di Townsend, che è l'inverso del libero cammino medio per ionizzazione $1/\lambda$, ed il coefficiente di attachment, β , che corrisponde al numero di ioni negativi prodotti per unità di lunghezza dalla ricombinazione degli elettroni liberi con le molecole del gas.

$$\eta = \alpha - \beta \quad (3.10)$$

Il valore del coefficiente di ionizzazione è zero per campi elettrici deboli che non producono moltiplicazione, poi generalmente aumenta all'aumentare della forza del campo.

Integrando l'equazione 3.9 per il calcolo del numero degli elettroni prodotti si può ottenere il numero di elettroni che si sviluppano in un tratto finito $x - x_{oj}$:

$$n_e(x) = n_{oj}e^{\eta(x-x_{oj})} \quad (3.11)$$

Da questa equazione si può facilmente ricavare la carica sviluppata moltiplicando il numero di elettroni presenti per la carica elementare dell'elettrone:

$$q_e(x) = q_e n_{oj} e^{\eta(x-x_{oj})} \quad (3.12)$$

Dalle espressioni viste, si può notare che il numero totale di elettroni prodotti a seguito della formazione di una valanga, dopo un cammino x , aumenta esponenzialmente.

Possiamo ora definire il guadagno, o fattore di moltiplicazione del gas, come il rapporto tra il numero totale di elettroni n_e prodotti nel tratto $x - x_{oj}$, ed il numero di elettroni primari n_{oj} :

$$M = \frac{n_e}{n_{oj}} = e^{\eta(x - x_{oj})} \quad (3.13)$$

Il fattore di moltiplicazione è direttamente proporzionale alla tensione applicata. Il guadagno è inoltre dipendente dai parametri ambientali, quali temperatura e pressione. La temperatura comporta un calo della densità del gas con conseguente aumento del cammino libero medio degli ioni e quindi del fattore di moltiplicazione. L'aumento della pressione comporta invece l'aumento della densità del gas, l'aumento dell'agitazione termica del gas e quindi il moto degli ioni verso gli elettrodi è ostacolato maggiormente.

Si vedrà nei successivi paragrafi che per un fattore di moltiplicazione oltre $M > 10^8$, conosciuto come limite di Raether, si possono formare una catena di valanghe fino a quando il plasma di ioni ed elettroni prodotti congiunge i due elettrodi e si ha lo sviluppo della scintilla.

3.2 FLUTTUAZIONI STATISTICHE NELLO SVILUPPO DELLA CARICA

Nel processo di sviluppo della valanga a seguito della ionizzazione intervengono fluttuazioni statistiche dovute principalmente a:

- Variazioni del numero di elettroni primari in ciascun cluster (n_{oj}),
- Variazioni del numero di cluster, e della loro posizione (n_{cl} ed x_{oj})
- Variazioni del numero di elettroni prodotti a seguito dei processi di moltiplicazione.

Per quanto riguarda il numero di coppie prodotte per ciascun cluster esistono in letteratura poche misure sperimentali. Alcune distribuzioni sono state ottenute per i gas CH₄, Ar, He, CO₂ ed in alcuni casi si può fare ricorso a predizioni teoriche o utilizzare programmi di simulazione.

Il numero di cluster (n_{cl}) formati dalla particella ionizzante è regolato dalla distribuzione di Poisson. La probabilità (P_{cl}) di trovare K cluster è data:

$$P_{cl}(n_{cl}=K) = \frac{(d\lambda_{eff})^K}{K!} e^{-d\lambda_{eff}} \quad (3.14)$$

Dove $\lambda_{eff} = \frac{\lambda}{\cos\Phi}$, con λ densità del cluster, ovvero il numero medio di cluster primari generati dalla particella ionizzante per unità di lunghezza, mentre Φ è l'angolo azimutale che forma la particella incidente.

Tali cluster saranno distribuiti lungo lo spessore di gas attraversato secondo la statistica di Poisson, per cui la probabilità $P_p^j(x)$ di trovare il j-esimo cluster nel tratto $x_{oj}+dx$ è data da:

$$P_p^j(x_{oj} = x) = \frac{\lambda_{eff}}{(j-1)!} (x\lambda_{eff})^{j-1} e^{-x\lambda_{eff}} \quad (3.15)$$

Dove x è la coordinata ortogonale agli elettrodi.

Infine il processo di moltiplicazione e sviluppo è anch'esso soggetto a fluttuazioni statistiche. Per queste però non si conosce un unico modello sempre valido. Fatta l'ipotesi che la probabilità di ionizzare per un elettrone dipenda dal numero totale n di elettroni prodotti nella valanga, il coefficiente di ionizzazione è dato dalla relazione:

$$\alpha(n,x) = \alpha(x) [1 + (\theta/n)] \quad (3.16)$$

Dove θ è un parametro definito empiricamente.

La probabilità P_p di produrre n elettroni è data dalla distribuzione di Polya:

$$P_p(n_e=n) = \left[\frac{n}{N} (1 + \theta) \right]^\theta \exp \left[-\frac{n}{N} (1 + \theta) \right] \quad (3.17)$$

Con N valore medio di elettroni prodotti.

Per tenere conto delle fluttuazioni statistiche nei processi di moltiplicazione si introduce un coefficiente F_j ottenuto estraendo a caso un numero dalla distribuzione di Polya dividendolo per N.

Tenendo quindi conto delle fluttuazioni statistiche si può scrivere la carica relativamente agli elettroni prodotti nel tratto $x-x_{0j}$:

$$q_e(x) = \sum_{j=1}^{n_{cl}} q_{el} n_{oj} F_j e^{\eta(x-x_{0j})} \quad (3.18)$$

3.3 REGIMI DI FUNZIONAMENTO DEGLI RPC

È possibile distinguere vari regimi di funzionamento degli RPC, ed in generale per tutti i rivelatori a gas, in base alle caratteristiche dell'estensione della carica formata dopo il passaggio della particella.

L'immagine (3.3) mostra la tipica curva della carica prodotta a seguito dell'interazione di una particella carica in un volume di gas che si ottiene applicando un valore di tensione crescente. Si possono individuare cinque regioni corrispondenti a diversi regimi di funzionamento. Caratteristica operativa fondamentale per discriminare i regimi operativi è la tensione applicata, infatti la dimensione della valanga, e quindi la carica prodotta, è determinata dal numero di elettroni in essa contenuti dipende strettamente dall'intensità del campo elettrico e dal coefficiente di Townsend α del gas.

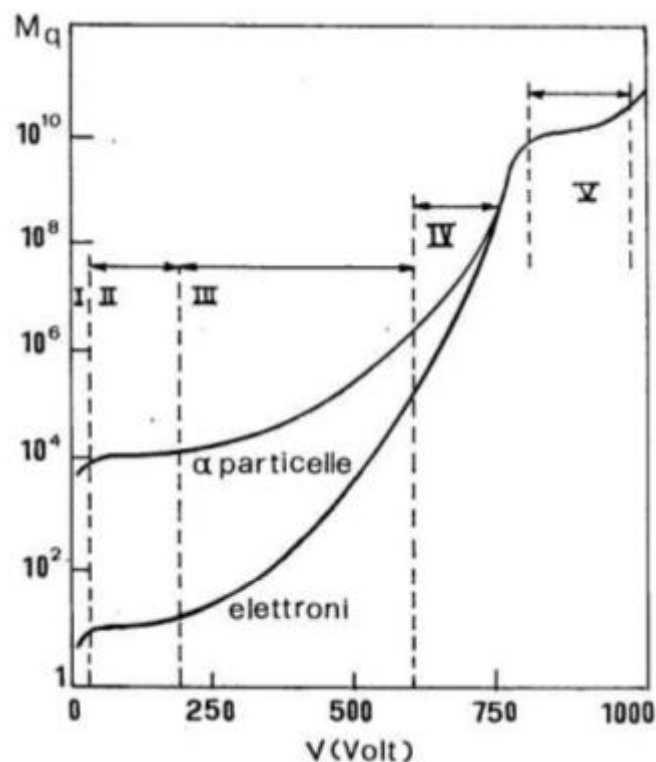


Figura 3.3: Risposta di un rivelatore a gas in funzione della tensione

La prima regione che individuiamo è la regione di ricombinazione dove il campo elettrico non è sufficientemente elevato per ottenere la raccolta delle cariche agli elettrodi che quindi si ricombinano a causa dell'attrazione elettrica. Se la tensione applicata sale, la forza del campo elettrico supera la forza di ricombinazione e le coppie vengono raccolte agli elettrodi. Ci troviamo nella seconda zona detta di ionizzazione, dove i fenomeni che si verificano sono quelli visti nel capitolo 1 sulla ionizzazione, ed un rivelatore che opera in questa zona è detto camera a ionizzazione. Per passare alla terza zona si ha la necessità di applicare un consistente aumento di tensione, in questa situazione il campo elettrico è sufficientemente alto per accelerare gli ioni di prima ionizzazione ad energie sufficienti per ionizzare a loro volta gli atomi del gas e produrre coppie ione-elettrone di seconda ionizzazione. Questi elettroni possono a loro volta essere accelerati e ionizzare, producendo di fatto una valanga. In questa regione operano i rivelatori detti

contatori proporzionali. Aumentando ancora il campo elettrico la proporzionalità degenera in proporzionalità limitata, infatti il numero di ionizzazioni diventa così grande che la carica spaziale che si viene a creare distorce il campo elettrico applicato. Questa zona prende il nome di limite di proporzionalità o “valanga”, ed è la zona in cui operano gli attuali RPC. Se si aumenta nuovamente la tensione, fino a che l'amplificazione raggiunge il cosiddetto limite di Reather corrispondente ad un fattore di moltiplicazione $M \approx 10^8$, l'energia diventa così alta che nel gas avviene una scarica elettrica, invece di una valanga localizzata lungo la traccia della particella incidente si propaga nel rivelatore una catena di più valanghe estese a tutto il volume del rivelatore. Questo fenomeno comporta una perdita completa della proporzionalità ed infatti ogni particella rivelata, di qualunque energia, produrrà sempre lo stesso segnale. I rivelatori a gas che lavorano in questa regione sono detti Geiger-Muller.

I regimi in cui possono operare i rivelatori RPC sono la modalità avalanche e a streamer. La modalità a valanga è in grado di sopportare alti ratei di particelle incidenti, superiori al kHz/cm², ha proprietà temporali stabili, ma come abbiamo avuto modo di vedere produce segnali di minore intensità in quanto la carica che si sviluppa si aggira intorno ai 25 pC. Nel regime streamer invece, le scariche nel gas producono dei segnali di grande ampiezza in tensione, anche fino a dieci volte superiori di quelle che caratterizzano i segnali di avalanche, con cariche dell'ordine dei 100 pC. Di contro però, i segnali generati in questo regime hanno grande durata temporale comportando così un tempo morto maggiore rispetto al regime avalanche, ovvero si ha un intervallo di tempo in cui il rivelatore non è in grado di reagire e quindi di produrre moltiplicazione nel gas di rivelazione. Succede infatti che parte dell'elettrodo sia ancora scarico e che quindi il campo elettrico nelle vicinanze non sia sufficiente ad indurre fenomeni di moltiplicazione. Essendo la superficie S interessata dalla scarica proporzionale alla quantità della carica Q , $S \propto Q$, se la carica raccolta

aumenta la superficie interessata dalla scarica seguirà lo stesso andamento provocando un aumento dell'area spenta del rivelatore. Ciò fa sì che un RPC in regime di streamer non possa essere utilizzato per flussi di particelle superiori a 200 Hz/cm^2 .

Per quanto riguarda il tempo di ricarica, questo risulta proporzionale alla resistività degli elettrodi che quindi non può essere troppo elevata affinché i tempi morti del rivelatore siano accettabili. Pertanto in situazioni in cui bisogna avere un alto numero di conteggi per unità di tempo e superficie si dovrà lavorare in condizione di basso guadagno del gas, cioè in avalanche mode, ed utilizzare bakelite con una bassa resistività tenendo presente che per una resistività interna della bakelite troppo bassa aumenterà l'instabilità del rivelatore in quanto si avrà un aumento delle correnti oscure.

Nel regime avalanche si riscontra però un problema non trascurabile, ovvero la probabilità che avvenga una scarica nel gas che generi un segnale molto grande. Per ridurre questo rischio esistono due soluzioni: la prima è quello di aumentare la frazione del quencher nella miscela del gas, la seconda opzione consiste nell'aumentare la larghezza della gap. Un'altra possibile soluzione sarebbe quella di diminuire la tensione applicata, ma questa comporta una diminuzione dell'efficienza del rivelatore. La soluzione adottata è quindi quella di utilizzare miscele di gas di “quencher” e di gas fortemente elettronegativi. I gas di “quencher” sono in grado di assorbire i fotoni emessi durante la scarica, mentre i gas elettronegativi servono per il contenimento del fenomeno della valanga e diminuire la probabilità di streamer. In questo modo il fattore di moltiplicazione risulta essere inferiore a 10^8 , per cui la zona degli elettrodi che viene scaricata in ogni evento viene ridotta di dimensione (si veda paragrafo relativo alla miscela di gas).

Gli RPC hanno dimostrato di essere in grado di lavorare in regime avalanche fino a frequenze di qualche kHz/cm^2 , tipiche degli esperimenti ad LHC.

Inoltre questo regime di lavoro permette un abbattimento dei fenomeni di aging, grazie alla diminuzione della carica media formata dalla radiazione incidente e quindi dei possibili fenomeni di polimerizzazione sugli elettrodi.

In figura (3.4) sono mostrati degli esempi di segnali che esibiscono differenti proprietà in corrispondenza di differenti tensioni. I dati si riferiscono ad uno studio in cui è stata usata una miscela di $C_2H_2F_4$, Ar e C_4H_{10} in rapporto 83/10/7.

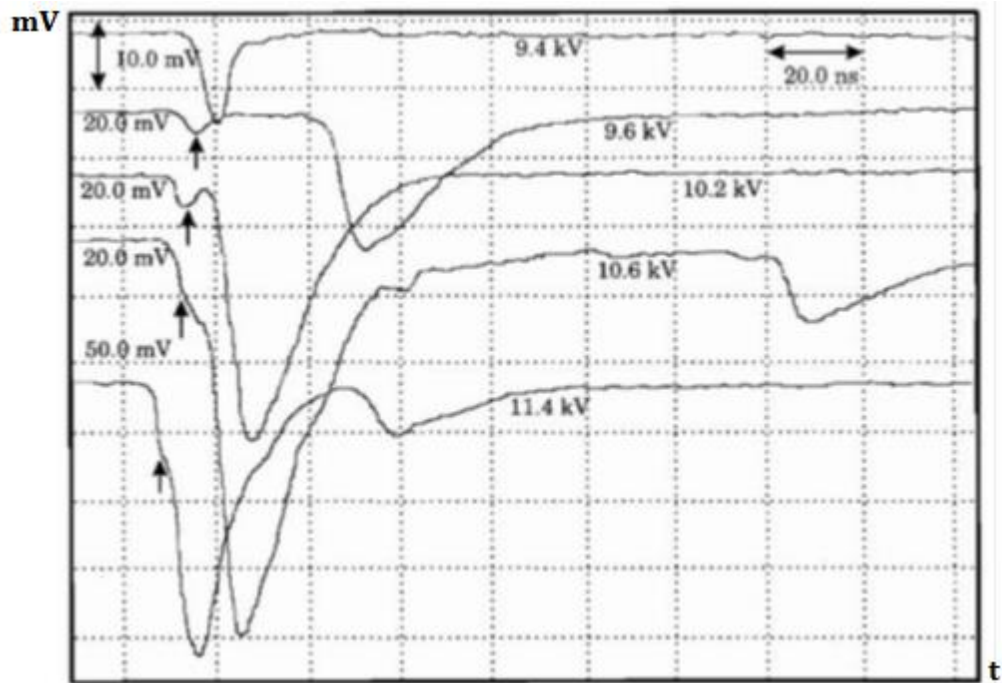


Figura 3.4: Tipiche forme d'onda di segnali di un rivelatore RPC a varie tensioni applicate

Le frecce indicano gli impulsi di segnale dati dal precursore della valanga. Si può notare che il passaggio dal regime di avalanche a quello di streamer non è netto ma avviene attraverso un regime intermedio misto. Per tensioni applicate inferiori a 9.2 kV si ha un unico segnale proporzionale alla carica incidente, la cui ampiezza dipende fortemente dalla tensione. Intorno a 9.2

kV il segnale smette di crescere con la tensione applicata e si comporta come una valanga saturata. Inoltre inizia ad apparire un impulso ritardato: si tratta di un segnale di streamer. La distribuzione di carica alla tensione di 9.4 kV presenta due picchi con massimo di carica a 0.8 pC e 32 pC, che rappresentano i due impulsi di valanga e di streamer. La regione tra 9.2 kV e 9.8 kV è la regione di transizione dalla modalità a valanga a quella streamer. La probabilità di streamer in funzione della tensione applicata è nulla sotto 9.2 kV e cresce rapidamente fino a raggiungere circa il 100% già a 10 kV. Tra 9.8 kV e 11 kV il segnale è normalmente caratterizzato da due impulsi: uno dovuto alla valanga saturata seguito da un impulso causato dallo streamer. Il ritardo dell'impulso di streamer rispetto al precursore dato dalla valanga diminuisce con la tensione applicata ed intorno ai 10.6 kV i due impulsi si confondono in uno solo, con una struttura non molto pronunciata che rivela la presenza della fase di valanga. Questa regione è detta di singolo streamer, mentre quella successiva, sopra 11 kV di multiplo streamer, perchè è caratterizzata da un'alta probabilità di avere più impulsi di streamer. Aumentando ulteriormente la tensione applicata si manifesta uno spark, ovvero un filamento di cariche connette gli elettrodi e l'ampiezza del segnale d'uscita può essere molto maggiore.

Vedremo nei capitoli successivi che i primi RPC operavano nel regime streamer, poi a seguito della necessità di applicazioni nella fisica delle particelle, tramite degli accorgimenti si è arrivati agli attuali RPC che invece operano nel regime a valanga.

3.4 SEGNALE GENERATO

Dopo aver analizzato il processo di sviluppo della valanga originata dal passaggio di una particella ionizzante possiamo studiare la risposta, in termini di segnale elettrico che il rivelatore fornisce. L'impulso elettrico sviluppato nella camera in seguito al passaggio di una particella viene letto sotto forma di variazione di tensione sugli elettrodi e trasmesso per accoppiamento capacitivo alle strip di lettura. Il segnale del rivelatore è quello indotto sugli elettrodi di lettura dal moto della distribuzione di carica. In particolare negli RPC viene raccolta solo la componente veloce del segnale indotto, quindi quella data dal moto degli elettroni, i quali come abbiamo visto hanno una velocità di deriva maggiore rispetto a quella degli ioni. La corrente prodotta dal moto delle cariche nel gas induce un segnale sugli elettrodi con una carica concentrata in un'area tipicamente dell'ordine di 10^{-3} cm^2 . La carica infatti, grazie all'alta resistività ρ degli elettrodi, non si disperde sull'intera superficie, ma resta localizzata. Questo permette di immaginare gli RPC come costituiti da un insieme di celle di rivelazione indipendenti tra loro, la cui sezione dipende dalle dimensioni della valanga. L'estensione superficiale S di ogni singola cella è proporzionale alla carica totale Q liberata nel gas e allo spessore “g” della gap secondo la formula:

$$S = \frac{Qg}{\epsilon_0 V_0} \quad (3.19)$$

Dove ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto e V_0 è la differenza di potenziale applicata agli elettrodi.

Il circuito equivalente di queste singole celle, può essere rappresentato come in figura (3.5a):

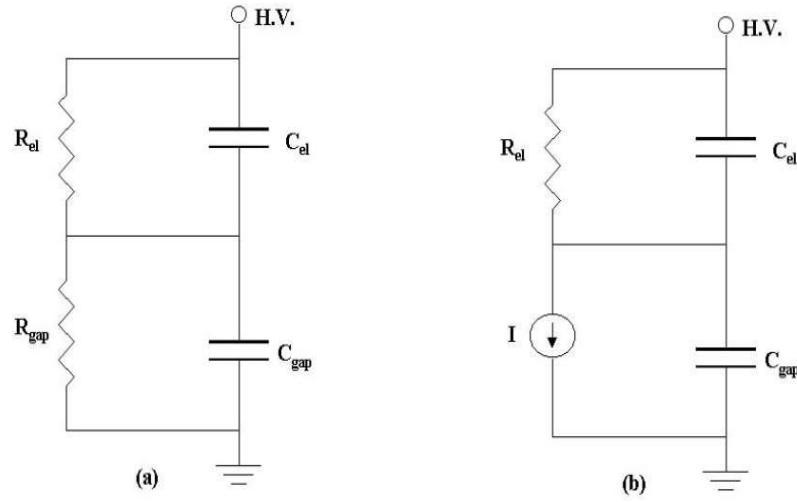


Figura 3.5: Circuito equivalente di un rivelatore RPC, prima (a) e dopo (b) il passaggio di una particella ionizzante

Dove $R_{el} = \rho \frac{d}{S}$ e $C_{el} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d}$ sono rispettivamente la resistenza e la capacità del volumetto degli elettrodi di spessore “d” e superficie “S”, mentre $C_{gap} = \epsilon_0 \frac{S}{g}$ è la capacità del volumetto di gas nella cella, e R_{gap} è la resistenza del gas, che in assenza di ionizzazione si può considerare a valore infinito e quindi tutta la tensione è applicata ai capi di C_{gap} .

Quando si verifica un processo di ionizzazione nel gas, il circuito equivalente diventa quello di Figura b, in cui R_{gap} è sostituito da un generatore di corrente I, il quale determina una diminuzione locale della tensione ai capi della gap. In questa situazione il condensatore C_{gap} si scarica e la tensione applicata è trasferita al condensatore C_{el} , cioè agli elettrodi. Si verifica quindi un aumento della differenza di potenziale ai capi degli elettrodi per bilanciare la diminuzione precedente ai capi della gap e mantenere V_0 costante ai capi della cella. Il tempo di ricarica, ovvero il tempo morto della cella del rivelatore per ripristinare le condizioni iniziali, dovuti alla ricarica di C_{gap} , è legato a R_{el} ed alle due capacità dalla relazione:

$$\tau = R_{el}(C_{el} + C_{gap}) = \rho \epsilon_0 (\epsilon_r + 2 \frac{d}{g}) \quad (3.20)$$

Tipicamente per la bakelite ρ vale circa $10^{10} \Omega$ e quindi risulta τ pari a circa 10 ms. Siccome il tempo di scarica tipico in un RPC è circa 10 ns, significa che in questo intervallo di tempo gli elettrodi si comportano come isolanti, impedendo un'ulteriore alimentazione del processo a valanga degli elettroni e favorendone la soppressione. La frequenza massima di conteggio è di conseguenza stimabile in prima approssimazione attraverso la seguente relazione:

$$f_{\tau} = 1/\tau \quad (3.21)$$

Il modello della formazione del segnale nella gap può essere trattato inizialmente nel caso di un rivelatore ad elettrodi piani conduttivi, ovvero si approssima il rivelatore ad un condensatore. Si trascuri il processo moltiplicativo, considerando una sola carica negativa prodotta a seguito del passaggio della particella ionizzante, in quanto il numero delle cariche presenti influenza solo l'ampiezza del segnale ma non il suo sviluppo, ed il suo moto di deriva verso gli elettrodi che costituiscono le armature di un condensatore piano. Il moto di deriva della carica all'interno della camera come detto produce una corrente indotta sulle strip di lettura. In prima approssimazione possiamo considerarla uguale alla corrente indotta sulla superficie degli elettrodi dovuta alla continua ridistribuzione delle cariche indotte durante l'avvicinamento della valanga. Il valore di tale corrente può essere facilmente valutato effettuando semplici considerazioni sul processo di raccolta della carica. Sia dL il lavoro necessario per spostare di dx la carica q , in un campo elettrico E :

$$dL = qE(x)dx = -q \frac{dV(x)}{dx} dx \quad (3.22)$$

Il lavoro compiuto dalla forza elettromotrice V_0 , per spostare la carica dQ è:

$$dL' = V_0 dQ \quad (3.23)$$

Imponendo $dL = dL'$ si ottiene:

$$-q \frac{dV(x)}{dx} dx = V_0 dQ \quad (3.24)$$

La corrente indotta è quindi pari a:

$$i_{ind}(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{q}{V_0} \frac{dV(x)}{dx} \frac{dx}{dt} = -\frac{q}{V_0} E(x) v_g(t) \quad (3.25)$$

Considerando un RPC, il calcolo per trovare la corrente indotta si semplifica data la costanza sia del campo elettrico che della velocità di deriva, pervenendo alla seguente uguaglianza:

$$i_{ind}(t) = -q \frac{v_g}{g} \quad (3.26)$$

Questo risultato può essere generalizzato considerando una carica q che si muove tra n elettrodi conduttivi e calcolando la corrente indotta su uno di essi. Nell'ipotesi che l'elettrodo su cui si calcola la corrente abbia capacità infinita, si giunge ad un risultato noto come Teorema di Ramo. Si consideri un generico elettrodo conduttivo j ed una carica q , posta in un punto P a potenziale $V(P)$, a cui corrisponde un campo $\vec{E}(P)$, che si muove verso il conduttore con velocità $\vec{v}_p$. La carica q indurrà sull'elettrodo j , cui corrisponde un potenziale V_j ed una capacità C_j , una carica Q_j .

Il lavoro svolto dal campo $\vec{E}(P)$ per spostare la carica q di un tratto $\vec{dl}$ è dato da:

$$dL = q \vec{E}(P) \cdot \vec{dl} \quad (3.27)$$

In corrispondenza a tale spostamento la variazione di energia, immagazzinata dal campo elettrico nello spazio circostante il conduttore è:

$$dU = d\left(\frac{1}{2} \frac{Q_j^2}{C_j}\right) = V_j dQ_j \quad (3.28)$$

Questa variazione di energia deve eguagliare il lavoro fatto sulla carica q , quindi:

$$dL = -dU \quad \Leftrightarrow \quad q\vec{E}(P) \cdot d\vec{l} = V_j dQ_j \quad (3.29)$$

Da cui:

$$i_j(t) = \frac{dQ_j}{dt} = -\frac{q}{V_j} \vec{E}(P) \cdot \frac{d\vec{l}}{dt} = -\frac{q}{V_j} \vec{E}(P) \cdot \vec{v}_d(P) \quad (3.30)$$

Definendo il potenziale “pesato” V_W :

$$V_W = V(P)/V_j \quad (3.31)$$

Ed introducendo il campo “pesato” adimensionale $\vec{E}_W$, “weighting field”, tale che:

$$\vec{E}_W = -\text{grad } V_W \quad (3.32)$$

La precedente equazione per il calcolo della corrente 3.26, può essere riscritta come:

$$i(t) = -q\vec{E}_W \cdot \vec{v}_g \quad (3.33)$$

E_w è un campo elettrico fittizio che si creerebbe ponendo a potenziale unitario l’elettrodo su cui si vuole trovare il segnale indotto, e a potenziale 0 V tutti gli altri elettrodi (eventualmente presenti).

Nel caso di un rivelatore ad elettrodi resistivi, come gli RPC, il segnale non è indotto direttamente sull’elettrodo, ma sulla striscia di lettura accoppiata capacitivamente. In questo caso dunque, il campo pesato non è più applicato ai capi della gap come per un rivelatore ad elettrodi conduttivi a causa della caduta di potenza sugli elettrodi bachelite. Avremo che E'_W e V'_W saranno uguali a:

$$E'_W = kE_W = k/g \quad \text{e} \quad V'_W = k \quad (3.34)$$

Dove k è un fattore di correzione:

$$k = \frac{C_{el}}{C_{el} + 2C_g} = \frac{\epsilon_r g/d}{2 + \epsilon_r g/d} \quad (3.35)$$

In un RPC a singola gap, si hanno valori di $k=0.7$.

La corrente indotta dal moto della carica $q(t)$ nel caso di un solo cluster è dunque pari a:

$$i(t) = -q(t)v_g E'_w = -q(t)\frac{v_g}{g}k \quad (3.36)$$

Si nota che quest'ultima espressione differisce dalla corrente indotta ricavata nel caso della semplificazione del rivelatore ad un rivelatore ad elettrodi conduttivi (condensatore), solamente per la presenza del fattore di correzione k . Utilizzando ora l'espressione 3.18 vista precedentemente per il calcolo della carica relativa agli elettroni prodotti nel tratto $x-x_{oj}$, e sostituendola nell'espressione 3.36 trovata per il calcolo della corrente indotta di un solo cluster, otteniamo la corrente indotta considerando tutti i cluster:

$$i(t) = -\frac{v_g}{g}kq_{el}\sum_{j=1}^{n_{cl}}n_{oj}F_j e^{\eta(x-x_{oj})} \quad (3.37)$$

Considerando la carica totale q_e^{tot} che si sviluppa in tutto il tratto $g - x_{oj}$, la carica indotta sugli elettrodi esterni che definiremo carica veloce, si ottiene integrando l'equazione precedente per il calcolo della corrente indotta:

$$q_{ind} = \frac{q_{el}}{\eta}\frac{k}{g}\sum_{j=1}^{n_{cl}}n_{oj}F_j[e^{\eta(g-x_{oj})} - 1] \quad (3.38)$$

Si osservi che questa carica veloce è solo una piccola frazione della carica prodotta nel gas, in un RPC in media è il 5-7% della carica totale. La carica complessiva indotta si ottiene come:

$$q_{ind} \cong \frac{q_e^{tot}k}{\eta g} \quad (3.39)$$

Le strip di lettura si comportano come linee di trasmissione la cui impedenza caratteristica dipende dalle caratteristiche costruttive e geometriche. Il loro comportamento elettrico può essere assimilato con il circuito rappresentato in figura, dove un generatore di corrente carica un

capacitore C, rappresentante gli elettrodi resistivi, in parallelo alla loro massa verso terra.

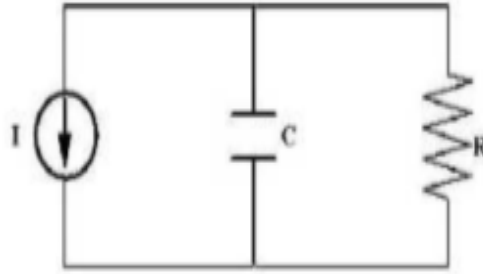


Figura 3.6: Schema elettrico equivalente di un elettrodo di lettura

La costante di tempo di tali linee sarà:

$$\tau = RC = \frac{Z}{2} \epsilon_0 \epsilon_r \frac{S}{d} \quad (3.40)$$

Avendo indicato con S la superficie della cella interessata dalla valanga, d lo spessore del piatto di bachelite e Z l'impedenza caratteristica della strip. In regimi di basso guadagno S è circa pari a 2 cm² mentre in generale si hanno capacità C di 1 pF ed impedenze caratteristiche Z di 50 Ω, dalla 3.40 si ottiene un τ pari a 50 ps,

Gli elettrodi di read-out degli RPC possono avere la forma di striscie (strip) o di quadrati (pad). Le strip presentano il vantaggio di comportarsi come linee di trasmissione con una definita impedenza che trasferisce il segnale a grandi distanze con una perdita minima in ampiezza e informazioni temporali. Il vantaggio principale delle pad invece consiste nella migliore localizzazione bidimensionale della traiettoria della particella incidente, ma presentano lo svantaggio di necessitare di un maggiore numero di canali di elettronica.

3.5 STRUTTURA DEGLI RPC

Dopo aver visto il principio di funzionamento degli RPC vediamo ora le caratteristiche tecniche e come si è arrivati alla moderna configurazione degli attuali rivelatori. I rivelatori gassosi a ionizzazione sono stati i primi strumenti elettronici sviluppati per la rivelazione delle particelle. I primi rivelatori di questo tipo sono stati la camera a ionizzazione, il contatore proporzionale ed il contatore Geiger-Muller. Tutti questi strumenti si basano sulla raccolta diretta degli elettroni di ionizzazione e degli ioni prodotti nel gas dalla radiazione che lo ha attraversato. Il numero medio di coppie elettrone-ione create è proporzionale all'energia depositata dalla particella incidente, e sotto l'azione di un campo elettrico gli elettroni vengono accelerati verso l'anodo e gli ioni verso il catodo, dove sono raccolti. La configurazione base di un rivelatore a gas consiste in un cilindro con pareti conduttrici che fungono da catodo, riempito con un gas di opportune caratteristiche. Lungo l'asse del cilindro è presente un filo conduttore che funge da anodo, a cui è applicato un potenziale positivo rispetto alle pareti. Tale geometria impone grande dipendenza dalla distanza r tra il punto in cui la particella incidente libera nel gas la coppia elettrone-ione e l'anodo. Essendo infatti il campo elettrico in tali dispositivi proporzionale ad $1/r$, il processo di moltiplicazione avverrà solo in prossimità del filo. Ciò comporta una buona risoluzione spaziale come nel caso delle Camere Proporzionali o delle Camere a Deriva, ma anche una bassa risoluzione temporale dovuta alle fluttuazioni dei tempi di deriva delle cariche libere ed al fatto che non si potrà avere moltiplicazione e quindi un segnale misurabile solo in prossimità dell'anodo, introducendo un tempo di attesa. Rispetto ai rivelatori con la struttura descritta, una migliore risoluzione temporale per i minori tempi di deriva è ottenibile con rivelatori planari che utilizzano un campo elettrico uniforme tra due elettrodi piani paralleli. Il primo rivelatore progettato con questa configurazione è stato il

Parallel Plate Counter (PPC) sviluppato da J.W. Keuffel negli anni '40. Questo prototipo aveva elettrodi circolari di rame con una superficie di 25 cm² e una gap di 2.5 mm riempito con una miscela di gas basata su argon e xilene alla pressione di circa 500 mbar. Il campo elettrico applicato era di circa 1-3 kV/2.5 mm. Il passaggio di una particella carica dava inizio al processo di moltiplicazione di carica che continuava fino alla formazione di una scintilla ("spark"), che produceva il segnale del rivelatore. L'azione di un circuito esterno di spegnimento era necessaria per fermare la scarica. Per questo fatto i PPC avevano un tempo morto relativamente lungo, tra 0.1 e 1 s, che ne limitava l'uso a causa di un basso rateo massimo di rivelazione. Tuttavia il modo di operazione spark porta a grandi segnali che non necessitano di un'ulteriore amplificazione. La risoluzione temporale raggiunta da questi contatori spark era di circa 1 ns, migliore rispetto ai circa 100 ns dei contatori Geiger-Muller comunemente usati negli anni '50. Un'importante novità fu introdotta negli anni '70 con l'introduzione di elettrodi resistivi in sostituzione di uno o entrambi gli elettrodi metallici. Il vantaggio principale è che non serviva più il circuito elettrico esterno di spegnimento, in quanto la scarica si estingueva da sola, e quindi si poteva raggiungere un più alto rateo di rivelazione. Il primo rivelatore che ha utilizzato elettrodi resistivi fatti di vetro fu costruito da Yu.N. Pestov [35] nel 1971 alla INP di Novosibirsk (U.R.S.S.) e venne chiamato Pestov Planar Spark Counter (PPSC). Questo prototipo era costituito da un elettrodo di vetro ad alta resistività (10^9 - 10^{10} Ω cm), mentre l'altro era di rame. La miscela di gas che riempiva la gap del rivelatore, 0.1 cm, era basata su argon o neon, più un gas organico per l'assorbimento dei fotoni UV, alla pressione di circa 1 atm. La risoluzione temporale era di circa 1 ns e l'ampiezza del segnale circa 2 V. Nel 1978 il PPSC evolve nel Planar Spark Chamber (PSC), la risoluzione temporale del nuovo rivelatore è di circa 24 ps con una gap di 0.1 mm ad una tensione di 4.5 kV. La miscela di gas, analoga a quella del PPSC è tenuta ad alta pressione, 12 atm. All'inizio degli anni '80 i

laminati plastici ad alta pressione (HPL) costituiti da resine fenoliche, comunemente indicate come bakelite, hanno sostituito gli elettrodi in vetro e rame utilizzati negli PSC. Il nuovo rivelatore costruito con questo materiale fu chiamato Resistive Plate Chamber (RPC) e fu testato per la prima volta da R. Santonico [28, 29]. La tecnologia RPC si basa essenzialmente sugli stessi principi sviluppati da Pestov e Fedotovitch. Tuttavia sono state introdotte drastiche semplificazioni, quali l'assenza di gas ad alta pressione, la bassa necessità di requisiti di precisione meccanica, e l'uso di materie plastiche invece che di vetro, che rendono questi rivelatori più adatti, sia a livello economico che funzionale. Rispetto ai rivelatori a filo, in cui la ionizzazione primaria prodotta dalle particelle incidenti raggiunge, sotto l'azione del campo elettrico radiale, la zona di moltiplicazione che si trova in prossimità del filo, negli RPC la ionizzazione primaria ovunque si formi è sempre soggetta allo stesso campo elettrico. Quindi le valanghe prodotte dal passaggio di una particella carica nel rivelatore iniziano a propagarsi tutte allo stesso istante di tempo fino ad una distanza massima dipendente dalla distanza della ionizzazione primaria dall'anodo, ed il segnale prodotto sulle strips è la somma del contributo di tutte le valanghe simultanee. I contatori di questo tipo hanno un'efficienza media che supera il 98% e risoluzione temporale di 1 ns con tensione di esercizio di circa 10 kV. Gli RPC presentano quindi una risoluzione temporale molto migliore delle camere a fili o di molti altri rivelatori, questo è un evidente vantaggio derivante dal campo uniforme. L'impulso in uscita inoltre non ha bisogno di amplificazione, essendo tipicamente di 300 mV sopra i 25 ohm.

Un rivelatore RPC è composto da due elettrodi piani paralleli in bakelite ad alta resistività. Il vantaggio maggiore di utilizzare elettrodi ad alta resistività è che non serve un circuito elettrico esterno di spegnimento, questo permette di ottenere rivelatori più efficienti con un tempo morto inferiore. In altre parole, poiché il tempo di ricarica del circuito è molto grande, una

volta che gli elettroni sono arrivati sull'anodo neutralizzeranno le cariche positive su di esso, la tensione scende al di sotto del valore minimo ed il processo di moltiplicazione si estingue. Gli elettrodi si ricaricano in un tempo costante che è proporzionale alla loro resistività e normalmente molto maggiore rispetto al tempo tipico dello sviluppo della valanga (10 ns). In questa situazione la moltiplicazione di carica si estingue da sola, inoltre la scarica è limitata in un'area intorno alla ionizzazione primaria, lasciando il resto dell'area del rivelatore sensibile ad altre particelle incidenti.

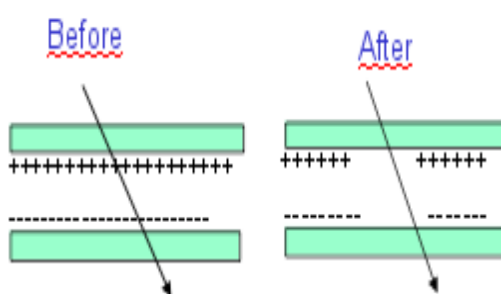


Figura 3.7: Passaggio particella ionizzante in gap

Gli elettrodi sono piatti di bachelite di dimensioni 103 x 22 x 0.2 cm³. Un reticolo di distanziatori cilindrici, 100 in 1 m², delle dimensioni di 2 mm di spessore e 12 mm di diametro, composti da cloruro di polivinile, assicura rigidità alla struttura e garantisce uniformità di distanza tra i due elettrodi. A questo scopo è anche inserito tra gli elettrodi un telaio di PVC dello spessore di 1.5 mm che ha anche lo scopo di contenimento di gas, infatti come detto tra i due elettrodi circola una miscela di gas di freon ed isobutano a pressione atmosferica. Il volume compreso tra i due elettrodi ed occupato da gas viene detto gas gap. Il telaio è poi incollato all'elettrodo di massa in modo da formare con esso un secondo pannello rigido. I due pannelli sono tenuti insieme utilizzando un nastro biadesivo che permette di aprire il rivelatore se necessario. Le superfici delle piastre di bachelite affacciate sul gas sono entrambe lucide e ad esse è applicata una vernice a

base di olio di lino [18] che permette di ottenere superfici più lisce ed uniformi. L'applicazione dell'olio avviene riempiendo e svuotando ripetutamente il rivelatore. L'impiego di questa vernice si è rivelata essenziale per ottenere un'elevata efficienza e un basso livello di rumore. È stato scelto l'olio di lino dopo numerosi studi effettuati su diversi materiali perché ha una resistività molto simile a quella della bakelite. Sulla superficie esterna degli elettrodi è invece presente un sottilissimo strato di grafite che ha la funzione di distribuire l'alta tensione applicata agli elettrodi. A causa della elevata superficie resistiva, circa $1 \text{ M}\Omega/\text{cm}^2$, questo strato risulta trasparente a impulsi elettrici originati all'interno del contatore, che può così essere letto attraverso le strip di rame. Per garantire l'isolamento tra le strip di lettura e lo strato di grafite è applicato tra di essi uno strato di $200 \text{ }\mu\text{m}$ di polietilene-tereftalato (PET). I due strati, di PET e bakelite rispettivamente, costituiscono un unico pannello meccanicamente rigido. Gli impulsi di uscita come detto sono letti da strip, le quali sono ottenute per erosione meccanica su di un foglio di rame incollato sullo strato di PET. Queste strip sono larghe 3 cm e separate da circa 2 mm l'una dall'altra, costituiscono linee di lettura di impedenza caratteristica di $50 \text{ }\Omega$, in modo che il collegamento al discriminatore può essere fatto utilizzando cavi coassiali standard. L'estremità della linea non è collegata al cavo ma termina con un resistore di $50 \text{ }\Omega$. Quando una differenza di potenziale di circa 9 kV viene mantenuta tra gli elettrodi, il contatore genera impulsi di uscita di ampiezza 200-400 mV impiegando qualche ns per tempo di salita in coincidenza con l'attraversamento delle particelle cariche. Questi impulsi che vengono allineati in un discriminatore, sono stati osservati che avvengono con un ritardo di alcuni ns dopo l'evento fisico.

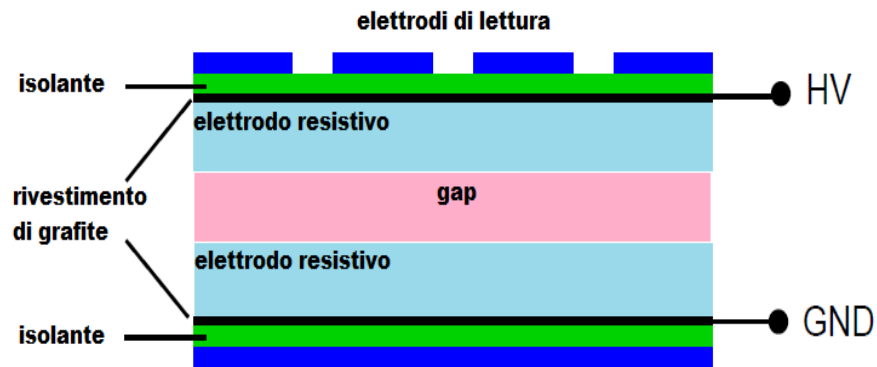


Figura 3.8: Struttura RPC

3.6 GLI RPC DI CMS

Le alte prestazioni richieste da CMS per i rivelatori RPC hanno condotto ad alcune importanti variazioni tecnologiche degli stessi rivelatori.

PARAMETRI	RANGE RICHIESTI
Efficienza	$> 95\%$
Risoluzione temporale	$\leq 3ns$
Estensione media del segnale indotto	$\leq 2 \text{ strip}$
Capacità di rateo	$\geq 1 \text{ kHz/cm}^2$
Consumo di potenza	$< 2-3 \text{ W/m}^2$
Plateau	$> 300 \text{ V}$
Probabilità streamer	$< 10\%$

Tabella 3.1: Parametri funzionali richiesti agli RPC di CMS

Inizialmente gli RPC erano rivelatori a singola gap che operavano in modalità streamer, in cui il campo elettrico era sufficientemente elevato affinché nel gas avvenisse una scarica elettrica in seguito alla ionizzazione del gas. Successivamente con la necessità di utilizzare i rivelatori RPC anche nel campo della fisica delle particelle, come per esempio il sistema muonico dell'esperimento CMS in cui si hanno alti ratei di particelle incidenti, si è deciso di adottare la soluzione di operare nel regime avalanche e quindi di basso guadagno del gas. Questo regime però come sappiamo penalizza l'ampiezza del segnale trasportato dalle strip di lettura all'elettronica di front-end. La configurazione a doppia gap consente di migliorare tale aspetto aumentando l'ampiezza del segnale raccolto dalle strip. Nei rivelatori a doppia gap le strip sono situate tra le due gap, mentre i piani di massa sono posti sui lati esterni delle due gap. In questo modo il segnale indotto sulle strip è dato dalla somma dei contributi nelle due gap. Questo vantaggio offre la possibilità di poter ottenere segnali maggiori ed una soglia maggiore sull'elettronica di lettura per tagliare il rumore. In questa configurazione quindi la carica indotta, q_{ind} , sull'elettrodo di lettura in una doppia gap è il doppio di quella indotta su una singola gap, q_s :

$$q_{ind} = 2 q_s \frac{k}{\eta g} \quad (3.41)$$

Questa soluzione permette di continuare a lavorare in modalità avalanche ed al tempo stesso ottenere dei segnali accettabili per l'elettronica di front-end.

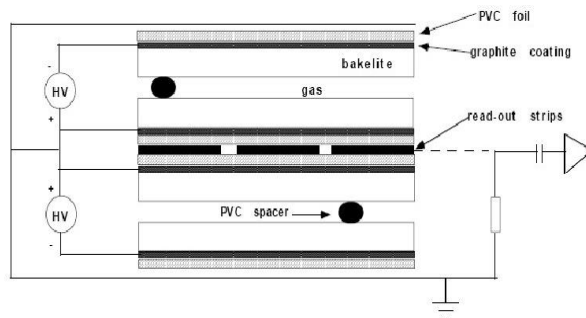


Figura 3.9: Schema di un rivelatore RPC a doppio gap utilizzato a CMS

La scelta della doppia gap, oltre a garantire il funzionamento delle camere anche in caso di danneggiamento o non corretto comportamento di una sua singola gap, permette anche di migliorare l'efficienza totale della camera adempiendo ad una delle più stringenti richieste di CMS di avere un valore dell'efficienza di rivelazione degli RPC maggiore del 95% per un periodo di circa 10 anni. Sapendo che la formazione della valanga segue la distribuzione di Poisson del tipo:

$$P(m) = \frac{\bar{n}^m e^{-\bar{n}}}{m!} \quad (3.42)$$

dove m rappresenta il numero di coppie elettrone-ione create ed $\bar{n}$ il valor medio di coppie prodotte per una data miscela gassosa. In prima approssimazione l'inefficienza di una singola gap sarà pari a:

$$\varepsilon_{det} = 1 - P(0) = 1 - e^{-\bar{n}} \quad (3.43)$$

Anche se in realtà la relazione è più complessa poichè bisognerebbe tener conto della distanza tra il piatto positivo ed il punto in cui avviene la ionizzazione. L'utilizzo di una struttura a doppia gap ha pertanto il vantaggio di diminuire l'inefficienza totale di una camera in quanto i contributi delle singole gap si combinano secondo la legge:

$$\varepsilon_{det} = 1 - (1 - \varepsilon_{sg}) (1 - \varepsilon_{sg}) \quad (3.44)$$

In base ai parametri costruttivi delle camere ad RPC di CMS, $\bar{n}$ comporta una inefficienza per singole gap di circa il 3%. Di conseguenza l'efficienza di una camera risulterà essere circa del 99 %.

In figura è rappresentata l'efficienza raggiunta, in funzione del numero di gap.

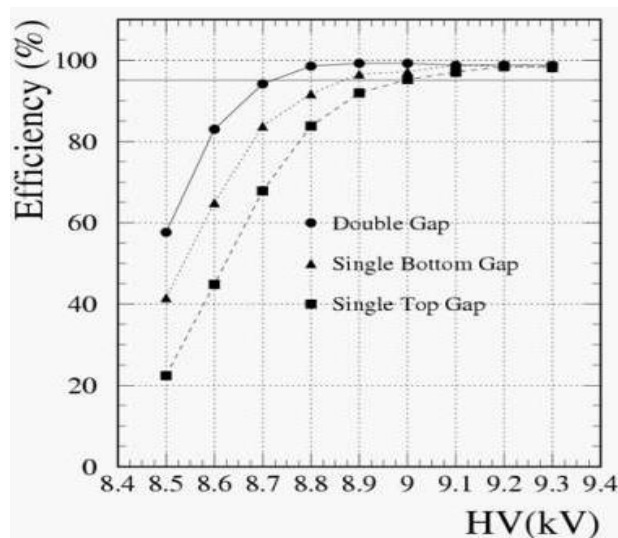


Figura 3.10: Efficienza degli RPC di CMS in funzione del numero di gap

La figura (3.10) evidenzia quanto detto fin'ora, infatti si può vedere che a parità di tensione applicata l'efficienza di conteggio di una doppia gap è sempre maggiore dell'efficienza delle due singole gap che la compongono. Ciò permette di avere alte efficienze di rivelazione applicando alle camere a doppia gap campi elettrici minori. L'applicazione di campi minori produce minore guadagno nel gas, di conseguenza le superfici delle scariche che si formeranno in seguito al passaggio di particelle ionizzanti saranno più contenute.

Conseguenze sull'efficienza della camere sono dovute anche dalla diversa forma dello spettro di carica, e quindi del segnale generato, che si ha in caso di singola o doppia gap, infatti nella prima configurazione la curva della distribuzione della carica ha la tipica forma decrescente, mentre nella configurazione a doppia gap la distribuzione di carica è la convoluzione delle due singole gap ed ha la forma "Landau". Questa distribuzione produce un aumento dell'efficienza della camera poichè vi è una minore percentuale di eventi che verrebbero nascosti dal rumore elettronico, inoltre si osserva un aumento della carica media legato anche alla presenza di un maggior numero di eventi sulla coda.

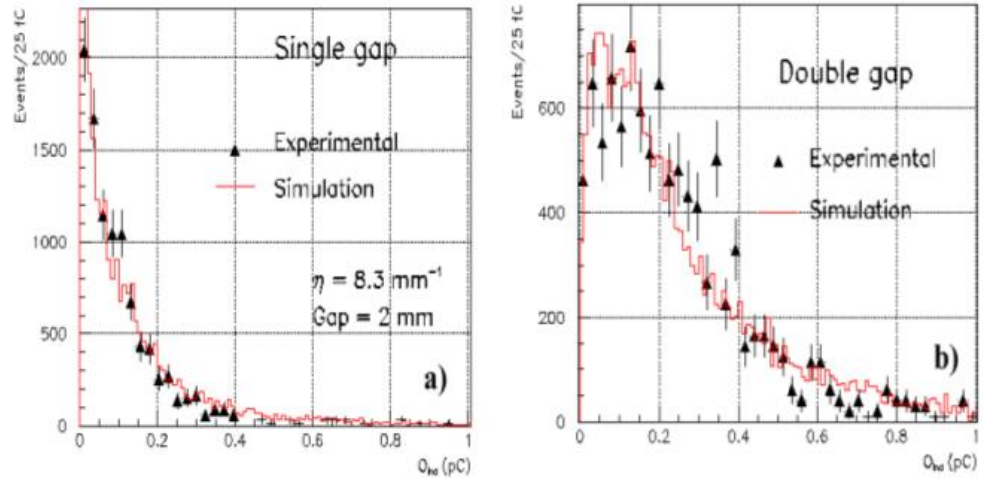


Figura 3.11: Distribuzioni di carica per un RPC a singola e doppia gap

Nel confronto tra le caratteristiche di una camera a singola gap ed una camera a doppia gap un altro aspetto fondamentale da considerare è la risoluzione temporale σ_t . Nelle camere a doppia gap si ha una risoluzione temporale migliore, lo si può vedere dall'immagine successiva (3.12) che mostra l'andamento della risoluzione temporale nelle due configurazioni.

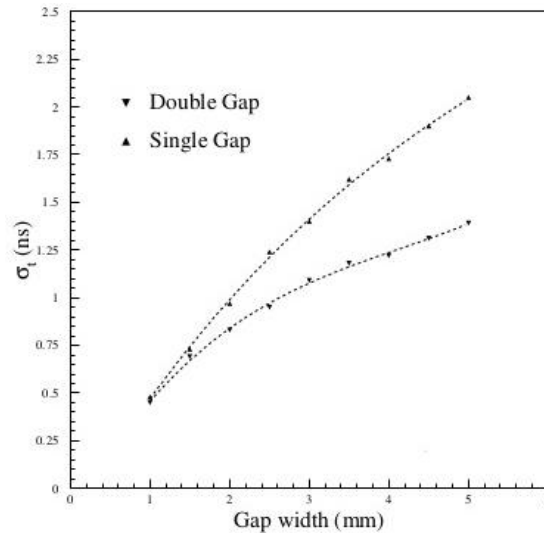


Figura 3.12: Risoluzione temporale per un RPC a singola e a doppia gap

Vediamo che la risoluzione temporale è anche legata dalla dimensione della gap. Per piccoli spessori della gap la risoluzione temporale delle due configurazioni è simile. All'aumentare dello spessore della gap la risoluzione temporale della configurazione a singola gap aumenta nettamente rispetto alla configurazione a doppia gap. Test effettuati hanno dimostrato che al diminuire dello spessore della gap si ottiene oltre ad una risoluzione temporale migliore, anche un valore medio più basso della distribuzione di carica ed una maggior saturazione. Tuttavia in queste condizioni è necessario utilizzare una elettronica di front end con le prestazioni adeguate in termini di segnale/fondo, S/N, e maggiore sensibilità ai segnali veloci.

Si potrebbe pensare di migliorare la risoluzione temporale, la frequenza massima sostenibile ed ottenere valori di corrente inferiori adottando una soluzione che preveda più strati di gap con spessori minori. Nel 1996 è stata proposta e sviluppata una tipologia di camera che corrisponde a queste caratteristiche. Si tratta della geometria a multigap (MRPC) in cui si ha una pila di piani resistivi mantenuti equamente separati da spaziatori isolanti di nylon da 200-300 μm . La tensione è applicata attraverso un rivestimento resistivo che ricopre i due strati più esterni di questa pila, mentre tutti gli strati interni sono lasciati elettricamente flottanti. Negli MRPC la tensione applicata agli elettrodi è elettrostaticamente distribuita fra tutte le gap. I piani flottanti sono sempre in equilibrio dinamico (uguale guadagno M in ogni gap), reso possibile grazie al flusso di elettroni e ioni attraverso gli elettrodi. Sugli elettrodi di lettura il segnale indotto è generato dal moto delle cariche in una qualunque delle gap. Ogni valanga ha lo stesso tempo di sviluppo in quanto il campo elettrico è uguale in tutto il rivelatore. Un vantaggio dato dalla suddivisione dello spazio tra gli elettrodi in più gap è di evitare che più valanghe si uniscano in un unico streamer.

Ci sono comunque degli aspetti da considerare nell'utilizzo degli MRPC, questi infatti richiedono l'utilizzo di una miscela di gas con un alto coefficiente di Townsend affinché si abbia la stessa efficienza rispetto ad un

rivelatore RPC a singola gap. Questo perché la valanga ha una minore distanza per svilupparsi e raggiungere quindi la minima carica necessaria per rivelare l'evento. Assumendo lo stesso fattore di moltiplicazione $M_{\min}$ per entrambi i casi, si può ricavare il minimo coefficiente di Townsend per un rivelatore RPC ed un rivelatore MRPC, rispettivamente:

$$\alpha_{RPC} = \frac{\ln M_{\min}}{g_{RPC} - x_{RPC}^{\min}} \quad (3.45)$$

$$\alpha_{MRPC} = \frac{\ln M_{\min}}{g_{MRPC} - x_{MRPC}^{\min}} \quad (3.46)$$

Dove $x^{\min}$ è la distanza minima sopra la quale almeno una valanga è generata con una probabilità del 99%. Considerando per esempio un rivelatore RPC con $g_{RPC} = 2$ mm ed un rivelatore MRPC costituito da tre gap di spessore $g_{MRPC} = 0.67$ mm, ed assumendo una media di 3 valanghe per millimetro ($\lambda = \text{mm}^{-1}$), valore a cui corrispondono $x_{RPC}^{\min} = 1.5$ mm e $x_{MRPC}^{\min} = 0.5$ mm, si ottiene:

$$\frac{\alpha_{MRPC}}{\alpha_{RPC}} \cong 3 \quad (3.47)$$

Quindi con tre gap più piccole rispetto ad un rivelatore RPC standard il rivelatore MRPC richiede l'uso di un gas con un coefficiente di Townsend circa tre volte maggiore. Siccome tale coefficiente cresce all'aumentare del campo elettrico è necessario aumentare la tensione applicata al rivelatore affinché un rivelatore MRPC operi con gli stessi parametri di un rivelatore RPC. Aumentando il numero di gap la tensione da applicare aumenta in quanto si aumenta la distanza tra i due elettrodi ai quali è applicata l'alta tensione.

Gli MRPC sono tutt'ora studiati a livello prototipale in alcuni laboratori, tra cui la GIF++ del CERN come vedremo successivamente, ottenendo anche dei buoni risultati che permettono di ottenere risoluzioni temporali dagli attuali 50 μs a 10-100 ps. Al momento comunque questa tecnologia non ha ancora raggiunto la maturità per essere prodotti su larga scala e per coprire aree molto grandi.

3.7 CARATTERISTICHE DEGLI ELETTRODI

Come si è già accennato, le prestazioni di un RPC dipendono in maniera cruciale dalle caratteristiche dei suoi elettrodi. Il tempo di ricarica di una cella elementare è legato alla resistività degli elettrodi ed alla costante dielettrica⁶ secondo la relazione:

$$\tau = \varepsilon_0 \rho \left(\varepsilon_r + \frac{2d}{g} \right) \quad (3.48)$$

Dove ρ è la resistività (Ωcm), ε_r è la costante dielettrica dell'elettrodo, ε_0 è la costante dielettrica nel vuoto, d lo spessore degli elettrodi, g lo spessore della gap.

Sembrerebbe lecito pensare di poter migliorare la frequenza di conteggio usando elettrodi con resistività non molto elevate. In realtà non è così semplice, infatti è vero che diminuendo la resistività dei piatti diminuisce il tempo di ricarica ma al contempo aumenta inevitabilmente la corrente che li attraversa, aumenta la superficie della scarica, ed accresce dunque l'instabilità del rivelatore, in quanto il rate per unità di superficie, R (rate/cm^2), è inversamente proporzionale alla superficie della scarica "S":

$$R = 1/S\tau \quad (3.49)$$

Superficie che, come abbiamo già visto nel paragrafo dedicato al segnale generato, è a sua volta direttamente proporzionale alla carica e quindi alla corrente:

$$S = 2 C_{dep} / \varepsilon_0 E = 2 C_{dep} g / \varepsilon_0 V_d \quad (3.50)$$

⁶ La permittività elettrica o costante dielettrica relativa del mezzo, è una grandezza fisica che descrive il comportamento di un materiale dielettrico in presenza di un campo elettrico. In particolare quantifica la tendenza del materiale a contrastare l'intensità del campo elettrico presente al suo interno.

Dove C_{dep} è la carica media per valanga (C), g lo spessore della gap, E è il campo elettrico all'interno del gas, V_d è la caduta di tensione per fermare la valanga nella cella.

Il valore della corrente che attraversa gli elettrodi e che genera l'instabilità del rivelatore deve essere quindi minimizzata scegliendo un opportuno valore delle resistività degli elettrodi.

Da considerazioni elettrostatiche si osserva che la resistività degli elettrodi influenza anche la caduta di tensione, V_d , sugli elettrodi secondo la relazione:

$$V_d = 2C_{dep} R_d \rho \quad (3.51)$$

Assumendo per esempio una carica trasportata $C_{dep} = 25$ pC (regime di basso guadagno) ed un rate $r = 10^3/\text{cm}^2$, una caduta di tensione di poche decine di volt richiede una resistività degli elettrodi di $1-2 \cdot 10^{10} \Omega\text{cm}$.

Oltre alla resistività è importante anche la scelta dello spessore degli elettrodi. L'impiego di elettrodi resistivi di minor spessore consente di ottenere una maggiore efficienza di trasferimento del segnale, un minor peso specifico e spessore del rivelatore permettendo di realizzare strutture più compatte e meccanicamente più stabili e robuste.

Dalle considerazioni fatte precedentemente risulta chiaro che la scelta delle caratteristiche tecniche degli elettrodi è di fondamentale importanza. Per questo motivo sono in fase di studio diverse soluzioni che possano incrementare le prestazioni dei rivelatori, tra le quali soluzioni che prevedono diversi valori di resistività degli elettrodi oltre che a materiali differenti dalla bakelite. Questa tipologia di RPC che si basano sugli stessi principi di funzionamento degli RPC classici ma che apportano delle varianti tecniche per migliorarne le prestazioni vengono chiamati iRPC, ovvero improved RPC.

3.8 MISCELA DI GAS

Numerosi studi indicano una chiara correlazione tra le prestazioni degli RPC e la qualità della miscela di gas. Ad ogni composizione della miscela corrisponde un certo valore della densità del cluster primario λ . In genere si scelgono miscele con valori di λ compresi tra 2 e 8 mm⁻¹, valori più bassi comporterebbero la perdita di efficienza a causa della perdita di coppie primarie, proporzionale a $e^{-\lambda d}$. Nell'immagine successiva (3.13) è riportato lo spettro di carica simulata per un RPC con un fissato valore del coefficiente di ionizzazione, $\eta=6$ mm⁻¹, supponendo di utilizzare tre diverse miscele con differenti valori di λ . Si può osservare che la distribuzione della carica cambia, allargandosi all'aumentare di λ , infatti il numero di cluster primari, che aumenta linearmente con λ , implica un aumento della carica indotta.

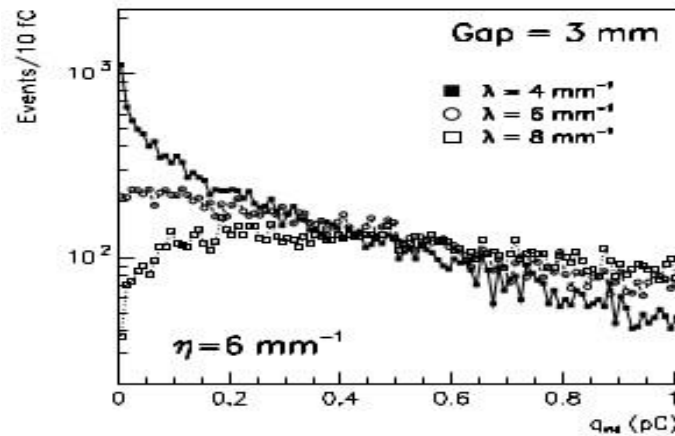


Figura 3.13: Distribuzione della carica in un RPC, con differenti valori di λ

Anche la probabilità di streamer è funzione, oltre che alle dimensioni della gap, anche del coefficiente λ . Miscele caratterizzate da un alto valore di λ

consentono una più alta efficienza a parità di guadagno e di mantenere bassa la probabilità di streamer. Nell'immagine successiva (3.14) è riportata la probabilità di streamer in funzione del coefficiente λ per tre diversi valori dello spessore della gap.

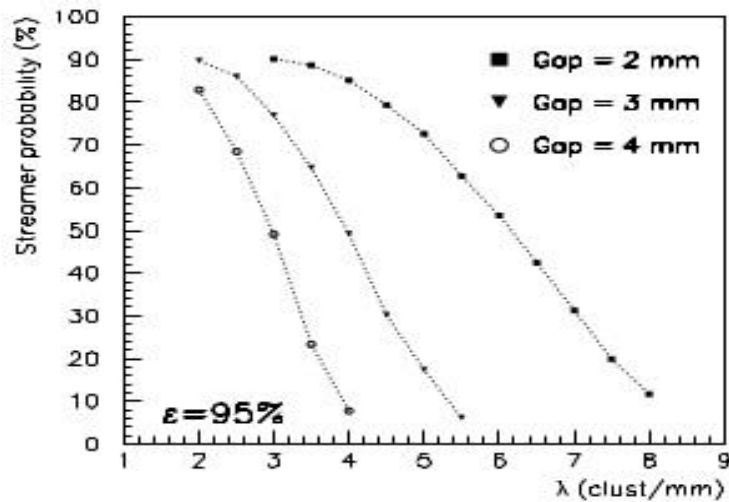


Figura 3.14: Probabilità di streamer in funzione di λ

Innanzitutto si osserva che al diminuire dello spessore della gap, come abbiamo già visto nei paragrafi precedente, la probabilità di streamer diminuisce. Prendendo ora in considerazione la gap da 2 mm, si può notare facilmente che aumentando λ diminuisce la probabilità di streamer, passando da 4 a 7 mm⁻¹, si ha un calo considerevole della probabilità di streamer dal 85% al 25%.

La scelta del gas per i rivelatori è dunque una scelta molto importante, e per gli RPC è ricaduta sull'utilizzo di gas nobili grazie al loro costo contenuto ed alla loro bassa soglia per la moltiplicazione a valanga. Gli RPC di CMS utilizzano una miscela formata da freon, isobutano ed esafluoruro di zolfo nelle percentuali rispettivamente di 95.2%, 4.5% e 0.3%. Questa miscela garantisce un buon guadagno ed estensioni limitate delle scariche. La scelta

del Freon ($C_2H_2F_4$) come elemento attivo è legata al fatto che, a parità di campo elettrico e pressione, il suo primo coefficiente di Townsend ha un elevato valore (si veda paragrafo sul principio di funzionamento dei rivelatori a gas), assicurando un guadagno nel gas dell'ordine di $10^4 - 10^5$. Inoltre la non infiammabilità ed il basso costo lo hanno fatto preferire ad altri gas come l'argon. Per evitare il regime di scarica si è aggiunto al gas attivo [23] l'esafioruro di zolfo (SF_6) ed isobutano (iC_4H_{10}). Il primo è un gas molto elettronegativo a ridotta probabilità di streamer, in grado di ridurre le dimensioni della scarica ed evitare la formazione di scariche secondarie lontano dalla principale. Queste molecole di gas catturano elettroni liberi e ioni negativi che possono viaggiare dall'anodo verso il catodo creando valanghe multiple ed eventualmente scariche. In questo modo si aumenta il guadagno raggiungibile, ma si diminuisce l'efficienza del rivelatore RPC in quanto si possono anche catturare gli elettroni primari prodotti dal passaggio nel rivelatore della particella ionizzante. Dalle considerazioni fatte, il guadagno totale del gas va riformulato tenendo presente che in un gas elettronegativo ogni elettrone ha una probabilità β , detto coefficiente di attachment, di legarsi ad una molecola formando uno ione negativo. Il guadagno totale può così essere riscritto come:

$$M_{eff} = e^{(\alpha - \beta)} = e^{\eta} \quad (3.52)$$

Dove η è il coefficiente di Townsend effettivo.

L'aggiunta di molecole poliatomiche per mantenere il rivelatore in modalità a valanga causa, sotto l'azione dell'alto campo elettrico, il deposito di polimeri sugli elettrodi e la formazione di acido fluoridrico (HF) per rottura molecolare e successiva ricombinazione con il fluoro presente. L'acido fluoridrico è un acido molto aggressivo che può facilmente corrodere qualsiasi materiale presente nel rivelatore accelerando il processo di aging. Il flusso della miscela di gas nel rivelatore e la presenza di isobutano permettono di controllare questo effetto, ma non eliminano il problema. È

dunque importante monitorare anche la qualità della miscela di gas. L'aggiunta dell'isobutano, un gas organico detto quencher, serve invece ad assorbire i fotoni ultravioletti dovuti principalmente alla ricombinazione ione-elettrone. I quencher portano però anch'essi uno svantaggio: assorbendo energie queste molecole tendono nel tempo a dissociarsi e depositarsi sugli elettrodi agendo come isolanti e causando quindi un calo delle prestazioni del rivelatore, velocizzando l'invecchiamento del rivelatore.

L'utilizzo dei composti del fluoro è sempre più limitato a causa dei vincoli ambientali dettati dal protocollo di Kyoto del 1997 e da regolamenti nazionali. A causa del suo elevato potenziale di riscaldamento globale ($GWP = 1430$ in 100 y), l'utilizzo del tetra-fluoro-etano è stato vietato nell'Unione europea, partendo dalle auto nel 2011, arrivando alla completa eliminazione entro il 2017. La definizione delle nuove miscele di gas per gli RPC è uno dei punti critici. Sono in corso studi di nuove miscele con ridotto impatto ambientale e possibilmente economiche, maggiori prestazioni in termini di localizzazione spaziale e temporale della carica prodotta e ridotto impatto sull'invecchiamento del rivelatore.

Infine, come vedremo nel prossimo capitolo dedicato all'influenza dei parametri ambientali sulle prestazioni dei rivelatori, un altro fattore da tenere in considerazione è l'umidità relativa della miscela di gas circolante nel rivelatore stesso che può incidere sulle prestazioni del rivelatore.

3.9 PARAMETRI AMBIENTALI CHE INFLUENZANO LE PRESTAZIONI DEGLI RPC

I rivelatori RPC come detto sono rivelatori a gas che operano alla pressione atmosferica. Per questo motivo le variazioni dei parametri ambientali, quali pressione, temperatura ed umidità, possono modificare la densità del gas e di conseguenza incidere sul guadagno della miscela di gas e quindi sulla risposta del rivelatore.

L'aumento della temperatura comporta un calo della densità del gas, ciò significa che aumenta il libero cammino medio degli ioni e di conseguenza aumenta il guadagno del gas, ma sopra i 40 °C l'andamento si inverte con un'improvvisa diminuzione, in quanto la temperatura inizia ad influire sul comportamento della bakelite. L'effetto dell'umidità invece è meno importante perché il suo contributo diventa significativo solo per valori relativamente alti e la percentuale di acqua nella miscela di gas è facilmente controllabile da circuiti di condensazione dedicati. Per quanto riguarda la pressione, gli RPC sono particolarmente sensibili a questo fattore in quanto influisce notevolmente sulla densità del gas. Se la densità aumenta, mantenendo invariato il campo elettrico, l'energia degli elettroni diminuisce poiché il loro cammino libero medio diminuisce. Una variazione di pressione dell'1%, dell'ordine di 10 mbar, produce una significativa differenza di circa 100 V, tra la differenza di potenziale applicata che si vuole ottenere e la differenza di potenziale effettiva ovvero quella che effettivamente si misura.

Temperatura e pressione nell'esperimento CMS sono due parametri non facilmente fissabili ad un punto di lavoro: la temperatura è soggetta alle variazioni ambientali e alle dissipazioni di calore causate dai rivelatori in

funzione, la pressione del gas dipende dalla pressione atmosferica ed è soggetta a variazioni secondo le condizioni meteorologiche.

Per mantenere stabile il guadagno del gas è dunque necessario correggere la tensione applicata al rivelatore in modo da tenere conto delle variazioni ambientali. Si è quindi pensato di applicare la seguente formula correttiva [20, 30], derivante dall'equazione dei gas ideali, che permette di riscalarne i valori della tensione applicata in modo da ottenere per la tensione effettiva il valore che realmente si vuole applicare, senza che esso venga influenzato dai parametri ambientali.

$$HV_{eff}(P,T) = \frac{HV_{app}}{1 - \alpha + \alpha \left[\left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{T} \right) \right]} \quad (3.53)$$

$P_0=965$ mbar e $T_0=293.15$ K sono valori di riferimento, α costante empirica di valore 0.8. HV_{eff} è l'alta tensione effettivamente applicata tenendo in considerazione i fattori temperatura e pressione, e HV_{app} è la tensione richiesta, che si vuole avere al rivelatore.

L'utilizzo di questa formula correttiva per la tensione è stata introdotta nel corso della presa dati di CMS del luglio 2011 e si è visto come le fluttuazioni nell'efficienza degli RPC, principalmente causate dalla variazione di pressione, sono diminuite da circa $\pm 1\%$ a circa $\pm 0,5\%$ grazie a questa correzione. La maggiore efficienza media ottenuta, $\sim 97\%$ comparata a $\sim 96\%$ ottenuta nella prima parte del 2011 è dovuta alla scelta di porre 965 mbar come valore di riferimento.

Nell'immagine seguente vediamo il risultato dell'applicazione della formula (3.53), si nota infatti che i valori di tensione effettivi sono stabili nonostante la temperatura nel grafico a sinistra, e la pressione nel grafico a destra variano.

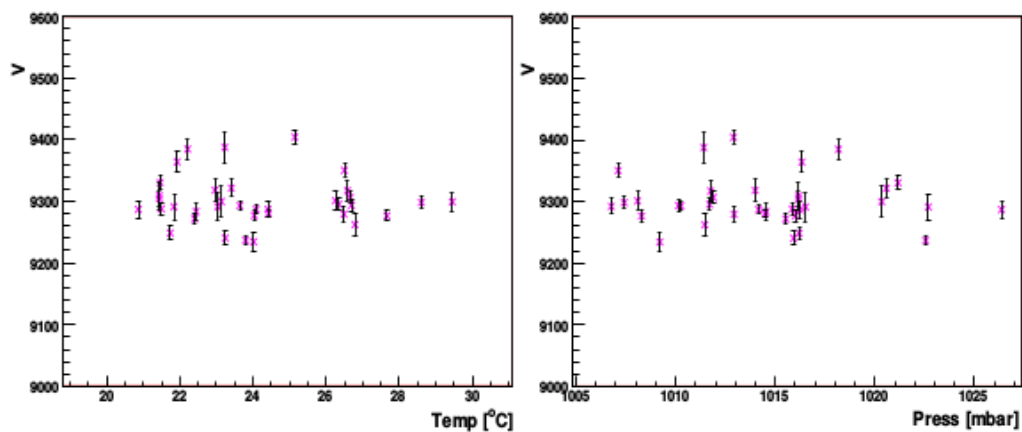


Figura 3.15: Tensione corretta con formula empirica

La formula (3.53) tuttavia non tiene conto delle variazioni dell'umidità che seppur meno incidente rispetto a temperatura e pressione può comunque comportare piccole variazioni. Inoltre la correzione tiene conto dell'influenza che hanno le variazioni dei parametri ambientali sul gas ma non sugli elettrodi di bakelite.

La variazione di umidità e temperatura possono infatti influenzare il valore della resistività della bakelite e di conseguenza anche il campo elettrico applicato all'intero del rivelatore e dunque l'efficienza del rivelatore stesso.

Si è già accennato nel capitolo precedente della dipendenza della resistività della bakelite degli elettrodi dall'umidità relativa del gas. La dipendenza delle prestazioni del rivelatore da questo parametro è dovuta al fatto che il meccanismo di conduzione negli elettrodi di bakelite è di tipo ionico e quindi richiede acqua per essere sostenuto. La bakelite è un materiale igroscopico, ovvero in grado di assorbire le molecole d'acqua presenti nell'ambiente circostante. Dunque l'utilizzo di gas secchi con un basso valore di umidità relativa comportano un aumento della resistività della bakelite degli elettrodi, mentre gas con alti valori di umidità relativa comportano valori di resistività troppo bassi. Nella seguente immagine (3.16) si vede la chiara dipendenza della corrente monitorata che varia allo

stesso modo con cui viene fatta variare l'umidità relativa della miscela di gas.

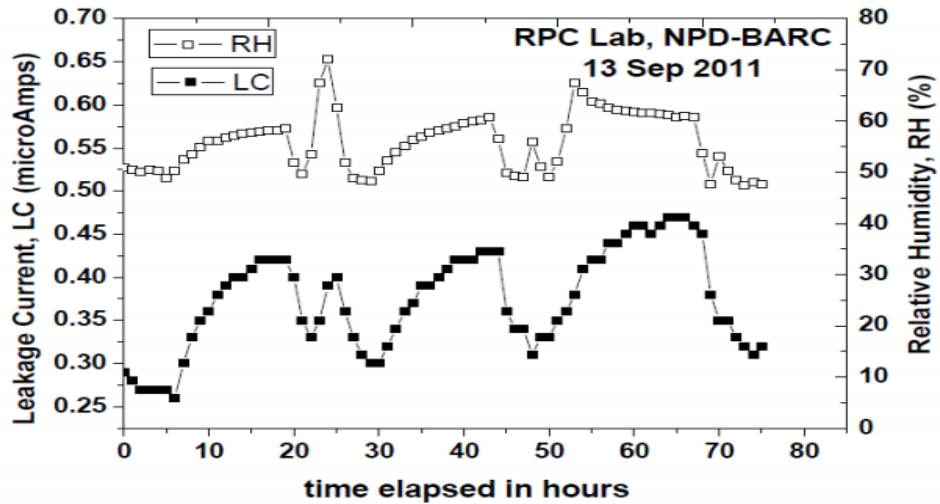


Figura 3.16: Dipendenza della corrente misurata dall'umidità relativa del gas

Da studi effettuati è stato visto che mantenendo l'umidità della miscela di gas a circa 40-50% si può rallentare il processo di aging naturale dei rivelatori. L'umidità del gas è un parametro facilmente controllabile ma è anche importante tenere sotto controllo l'umidità dell'ambiente esterno in quanto i 2 valori devono essere il più possibile coincidenti e costanti. Risulta quindi necessario un sistema di controllo di umidità.

Il valore della resistività della bakelite è influenzato anche dal valore della temperatura [22]. Essendo la bakelite un materiale ad alta resistività, l'aumento della temperatura provoca una riduzione del valore della resistività del materiale. La forte correlazione tra resistività e temperatura è possibile verificarla nel seguente grafico che mostra l'andamento della resistività in funzione della temperatura.

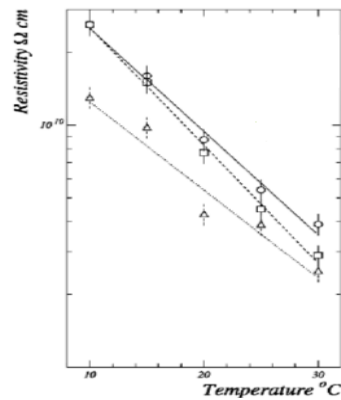


Figura 3.17: Curva resistività-temperatura

Il grafico precedente trova conferme nei grafici seguenti dove sono riportati i valori delle correnti misurate durante un test eseguito mantenendo i rivelatori alla tensione di 9.9 kV e variando la temperatura. È chiaramente visibile che all'aumentare della temperatura si registrano incrementi di corrente, sia della parte ohmica che moltiplicativa, dovuti alla diminuzione dei valori di resistività della bakelite.

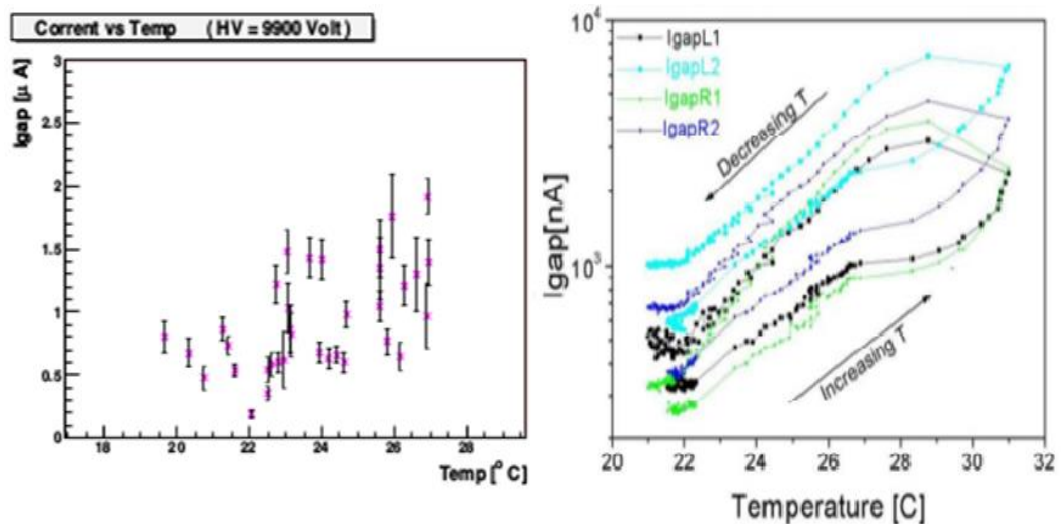


Figura 3.18: Curva corrente-temperatura

Dalle considerazioni fatte risulta che per poter confrontare i valori di resistività si ha la necessità che questi valori siano assunti alla medesima temperatura, e nel caso non lo fossero è possibile applicare la formula seguente (3.54) che consente di calcolare la resistività alla temperatura di riferimento di 20 °C.

$$\rho_{20} = \rho e^{\alpha (T-20)} \quad (3.54)$$

Avendo indicato con ρ_{20} il valore della resistività a 20°Celsius, T la temperatura misurata, α è il coefficiente di temperatura, un parametro sperimentale ottenuto con misure dedicate assunto pari a 0.13 C⁻¹. Esperimenti in laboratorio hanno confermato che la regione di validità di suddetta relazione è tuttavia limitata ad un intervallo ristretto di temperature, tra i 18 ed i 22 °C.

Una delle possibili cause dell'aumento della resistività della bakelite, oltre alle cause dovute a caratteristiche intrinseche del materiale, è riconducibile all'olio di lino che riveste le superfici degli elettrodi che ha lo scopo di renderle più lisce ed uniformare la resistività. Una cattiva polimerizzazione dell'olio sulle superfici dell'elettrodo, unita ad un aumento della temperatura, possono rendere nuovamente fluido l'olio. Questo fenomeno può portare alla formazione di stalattiti tra i 2 piani di bakelite con conseguente attenuazione locale del campo elettrico.

3.10 AGGIORNAMENTI DEL SISTEMA RPC DI CMS

I rivelatori RPC di CMS, così come il resto dell'apparato sperimentale, è già da diversi anni che sono in funzione. Le prime collisioni avvenute nel Large Hadron Collider del CERN avevano un'energia del centro di massa pari 7 TeV a fine del 2012, con l'obiettivo di fornire una luminosità integrata di pochi fb⁻¹ per gli esperimenti di CMS e ATLAS. LHC è stato poi fermo per

circa 2 anni fino al 2015. Il LS1 (Long Shutdown) è servito per le riparazioni e gli aggiornamenti necessari a raggiungere i 13 TeV ad una luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ e permettere dunque di fornire alla fine del periodo di 10 anni di attività una luminosità integrata di 300 fb^{-1} . Nel 2018 circa, dopo il periodo di fase 1 della durata di circa 10 anni, ci sarà un altro stop, LS3, per le riparazioni necessarie e per permettere a LHC di raggiungere i 14 TeV nominali operando ad una luminosità di $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ e consentire quindi di fornire fino a 300 fb^{-1} per anno, 3000 fb^{-1} in 10 anni, arrivando a completare l'esplorazione e lo studio della fisica della scala dei TeV. Questa sarà una nuova fase, la fase II di LHC, o super-LHC (HL-LHC), o High Luminosity LHC (HL-LHC), caratterizzata da un'altissima luminosità.

Da notare che al termine del periodo di fase 1, la luminosità di picco supererà già la luminosità di progetto di CMS di un fattore due.

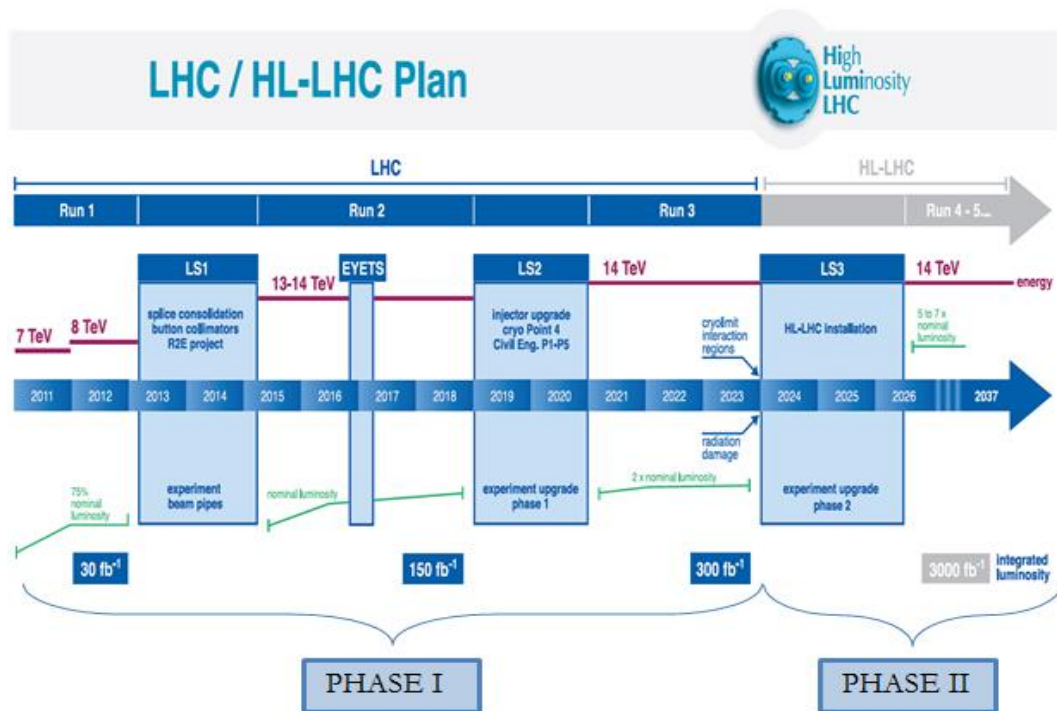


Figura 3.19 LHC Plan

Il primo periodo di funzionamento di LHC è arrivato allo stop del febbraio 2013 con la partenza del LS1. Durante questo periodo sono stati ottenuti eccellenti risultati ed il sistema RPC non ha mostrato evidenti segni di invecchiamento rispondendo a pieno alle specifiche tecniche ancora per molto tempo. Sono state comunque effettuate operazioni di riparazione e consolidamento dei rivelatori. I collaboratori di CMS hanno previsto ed attuato diversi aggiornamenti del rivelatore [13, 21], in particolare il sistema RPC è stato ampliato con l'aggiunta di un quarto strato nelle regioni dell' Endcap su entrambi i lati del rivelatore. Infatti, per motivi di mancanza di fondi erano stati costruiti solamente i primi 3 strati che garantivano una copertura fino a $|\eta| = 1.6$. Tale estensione era necessaria per mantenere il livello di efficienza e di trigger sotto controllo a soglie basse di p_T . Queste nuove stazioni dell'Endcap operano nella regione $0.9 < \eta < 1.6$ con 144 RPC a doppia gap con piatti in bakelite, funzionanti in modalità a valanga.

L'aggiornamento del rivelatore esistente è solo una parte delle operazioni. Le operazioni di consolidamento e messa in servizio dell'esistente sistema sono altrettanto importanti per garantire elevate prestazioni per tutta la durata dell'esperimento e per far fronte all'aumento dell'energia di collisione e della luminosità istantanea. Durante il secondo stop, LS2, saranno effettuati perlopiù aggiornamenti per quanto riguarda il sistema di acceleratori, aggiornamenti al sistema del rivelatore HCAL, l'aggiunta nel sistema muonico dell'Endcap della stazione GE1/1 con camere GEM per completare la stazione ME1/1, ma nulla di rilevante per quanto riguarda il sistema degli RPC, per il quale invece prosegue la fase di ricerca e sviluppo in vista della successiva fase II.

Come già detto, il presente sistema a RPC è stato progettato per un periodo di funzionamento di 10 anni alla luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ con un energia del centro di massa di 14 TeV. La prima serie di 912 rivelatori è stata costruita dal 2007 al 2010, ed una seconda, chiamata RE4 consistente in 144 rivelatori, è stata costruita dal 2013 al 2014. L'intero sistema funziona dal 2010 ed i componenti più vecchi hanno circa 9 anni, e ne avranno 12 alla fine della fase I nel 2019 circa. Per queste ragioni un piano di consolidamento degli RPC è necessario per assicurare un'alta qualità di dati e per rispondere a pieno ai requisiti del progetto di LHC per la prossima fase prevista nel 2022. Un piano di consolidamento e di ricerca e sviluppo per la successiva fase II è basato sull'esperienza accumulata durante gli anni di presa dati.

Gli upgrade specifici di CMS si basano sugli studi di longevità del sistema attuale, comprendono la realizzazione di alcune camere sparse e lo studio di estensione del sistema alla regione ad alta η . CMS prevede di estendere la zona di copertura del sistema degli RPC muoni alla zona "very forward" ($1.6 < |\eta| < 2.4$) con 144 camere da circa $1.5\text{-}2.0 \text{ m}^2$ da installare nella regione più interna, ring 1 dei dischi 3 e 4. Dal punto di vista della costruzione questo upgrade di fase II è paragonabile all'upgrade di fase I, sia per quanto riguarda il numero di camere (144) che il numero di canali di elettronica (18mila). L'estensione della copertura con gli RPC è necessaria sia per assicurare una completa ridondanza e stabilità del sistema di identificazione dei muoni, sia per poter aumentare il numero di stazioni necessarie a generare il trigger di livello 1 in una zona a così alto background. Nella regione fino a $|\eta| < 1.6$ il trigger di LV1 è generato dalle DT, CSC ed RPC in modo indipendente, ma dal 2017, grazie all'upgrade del trigger di LV1, tutte le informazioni generate dai tre rivelatori per muoni presenti nelle varie regioni verranno elaborate da un unico algoritmo al fine di mantenere un rate costante con un taglio in p_T che non superi i 20 GeV. I rate attesi in questa regione sono di circa 1 kHz/cm^2 , mentre la carica che

verrà accumulata per arrivare a 3000 fb^{-1} è di circa 1 C/cm^2 . In generale in tutto il rivelatore si avranno incrementi di rate e di carica integrata, che sarà necessario stimare per poter confrontare con i parametri massimi che i rivelatori da installare sono in grado di sopportare. In previsione della fase II sarà dunque necessario effettuare un consistente programma di ricerca e sviluppo che permetta di studiare e verificare le migliori soluzioni applicative, andando a testare i prototipi di nuove tipologie di rivelatori che siano in grado di lavorare nelle nuove condizioni operative permettendo di raggiungere prestazioni ancora più elevate dei rivelatori precedenti, mantenendo così il rivelatore efficiente ma allo stesso tempo robusto e semplice. Oltre allo studio di nuovi prototipi, sarà fondamentale eseguire dei test di consolidamento sugli attuali rivelatori, ovvero test atti a verificare se gli attuali rivelatori sono in grado di soddisfare a pieno le richieste di efficienza future, e verificare il loro funzionamento nelle future condizioni operative.

4. STUDI ALLA NUOVA GAMMA IRRADIATION FACILITY (GIF++) DEL CERN

Durante la futura fase II di LHC la luminosità verrà incrementata, di conseguenza i rivelatori dei vari esperimenti, compreso CMS, dovranno adeguarsi alle nuove condizioni operative tenendo in considerazione che si genereranno un maggior numero di eventi a causa dell'aumento della luminosità. Ciò comporta un inevitabile aumento della radiazione di fondo. Risulta dunque fondamentale che nella progettazione dei rivelatori per esperimenti LHC si tenga conto dell'alto tasso di radiazione di background generato dall'alta luminosità. L'aumento del tasso di radiazione di background nel sistema muonico è dovuto al fatto che nelle gap dei rivelatori RPC oltre ai muoni giungono anche altre particelle, alcune di esse prodotte dal decadimento e dall'interazione dei muoni con gli strati di materiale del rivelatore RPC. Ovviamente la funzione degli RPC è quella di identificare il passaggio dei muoni, e non delle altre particelle che costituiscono la radiazione di fondo che quindi possono nascondere l'interazione di un muone se il rivelatore ha superato il numero di conteggi massimi in quella frazione di tempo e si trova nella fase transitoria di tempo morto. La radiazione di background nel sistema muonico è costituita per lo più da raggi gamma e neutroni. I neutroni a basse energie, minori di 10^{-6} MeV, interagiscono prevalentemente con la bakelite e gli strati di PET del rivelatore, generando il fenomeno dello scattering elastico e della cattura neutronica (n, γ). Da questi fenomeni si producono fotoni responsabili specialmente dell'effetto Compton. I fotoni costituiscono il maggiore contributo al fondo di radiazione, anche se solo l'1% di essi può generare elettroni attraverso interazione Compton oppure effetto fotoelettrico. Gli elettroni che ne derivano sono di bassa energia, per cui il loro raggio medio di assorbimento nell'aria è dell'ordine di 2 mm. Per questa ragione solo quei

γ che si convertono all'interno del volume di interazione o sulla superficie dei piani di bachelite possono dare origine ad un segnale rivelabile.

L'alta radiazione di background genera dunque un'alta frequenza di eventi nei rivelatori, e di conseguenza si ha che la carica integrata da essi aumenta. Ciò può provocare degli effetti di invecchiamento (aging) nel rivelatore, che ne determinano una perdita in termini di efficienza.

Da queste considerazioni nasce la necessità di una struttura dedicata allo studio delle prestazioni e dell'aging naturale dei rivelatori simulando le condizioni previste, in particolare l'alto tasso di background.

Al CERN era presente un laboratorio sperimentale, la GIF, che permetteva di effettuare test e studi di vario genere sui rivelatori. Era un'area sperimentale in cui era disponibile un fascio di muoni oltre che ad un'intensa sorgente gamma di 650 GBq generata dal decadimento del Cesio137.

In questa struttura sono stati eseguiti molti test dal 1999 al 2004, i quali hanno tra l'altro permesso di validare molti dei rivelatori a gas utilizzati oggi nei vari esperimenti, per esempio:

- per CMS i rivelatori: RPC, CSC, GEM, GRPC, ECAL
- per ATLAS i rivelatori: MDT, RPC, TGC, CSC
- per ALICE i rivelatori TOF, AMS, CPC, RPC
- per LHCb i rivelatori: MWPC

La vecchia GIF ha avuto un grande successo, ma per le nuove condizioni che si realizzeranno in seguito agli aggiornamenti di LHC la sorgente di 0.65 TBq risulta troppo bassa e quindi inadeguata per le nuove esigenze.

Sul modello della vecchia GIF è stata realizzata la nuova GIF++, una struttura appositata per testare una vasta gamma di rivelatori in condizioni simili a quelle aspettate in LHC.

La costruzione è iniziata nell'estate del 2013, e le prime operazioni nella nuova struttura è stato possibile effettuarle a partire da maggio 2015.

La GIF++ è dotata di una forte sorgente gamma, 14 TBq, generata dal decadimento del Cesio 137. Ha inoltre la possibilità di sfruttare di un fascio di muoni proveniente dalla linea H4 dall'area nord del PSP. A tutto ciò vanno aggiunti degli eccellenti collegamenti per quanto riguarda gas ed elettricità, ed un sistema di controllo unificato.

4.1 LAYOUT GIF++

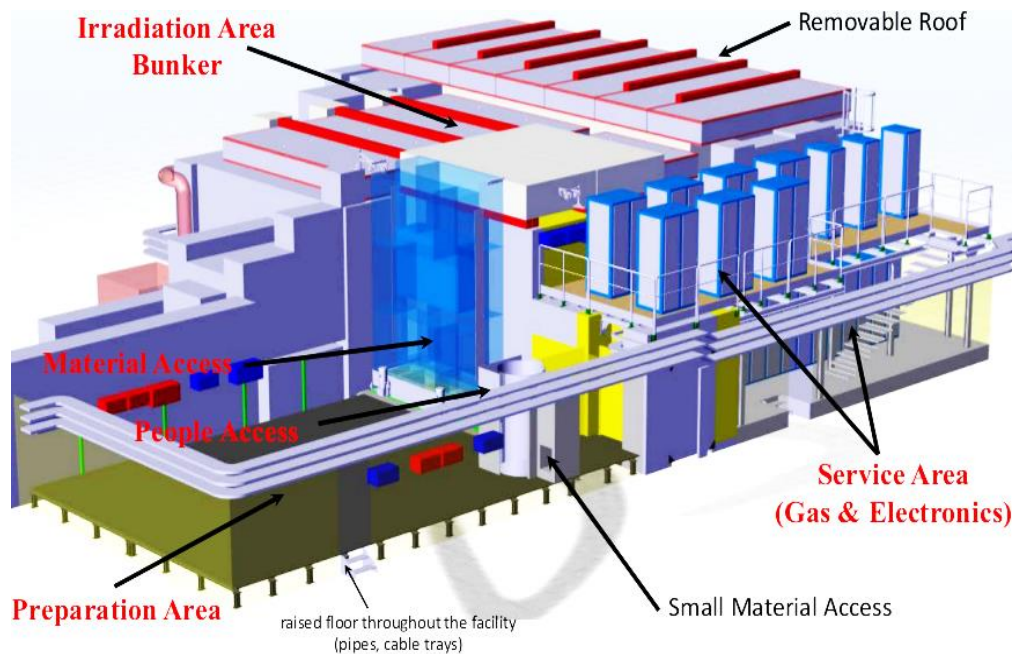


Figura 4.1: Struttura GIF++

La GIF++ ha una superficie di 225 m² ed è situata nel building 887 del CERN, nel sito di Preessin. L'area dedicata all'irraggiamento, di 100 m², detta bunker, è l'area sperimentale nella quale i rivelatori vengono irraggiati dalla sorgente e/o dal fascio di muoni. I 100 m² di questa area sono divisi in due zone di irradiazione indipendenti, un'area detta upstream zone, ed una detta downstream zone, rendendo possibile testare rivelatori di dimensioni reali, fino a diversi m², nonché una vasta gamma di piccoli prototipi e

componenti elettronici.

A causa dell'alta presenza di radiazioni, l'area sperimentale è schermata con dei grossi blocchi di calcestruzzo di grande spessore che permettono un ottimo assorbimento dei raggi gamma.



Figura 4.2: Bunker GIF++

È presente poi un'area, di 83 m², per la fase di preparazione dei rivelatori prima di essere portati all'interno del bunker per l'irraggiamento. Questa area è equipaggiata con fornitura di gas, elettricità e linea dati. Questa zona è molto importante perché permette di effettuare tutti i vari collegamenti, gas, elettricità, monitoraggio ecc, al rivelatore prima che venga portato all'interno del bunker, in modo che al momento del trasporto all'interno del bunker il rivelatore sia già pronto.

È poi presente anche un'area dedicata ad ospitare le varie forniture di gas ed elettricità, è detta Service Area ed ha una superficie di 2 x 40 m². In questa area è presente al primo piano la distribuzione del gas con 17 racks gas, con 21 pannelli di distribuzione del gas, ognuno fornito da 6 linee, con un sistema di ricircolo del gas. Sono disponibili gas neutri come: Ar, CO₂, N₂, He, SF₆, CF₄, e gas infiammabili o con una pressione di vapore molto bassa, come: iC₄H₁₀, CH₄, Ar/H₂, C₂H₂F₄. Ci sono poi 2 miscelatori del gas, oltre

ad un sistema di analisi e di controllo dei vari parametri. La miscela circolante nei rivelatori da testare è la stessa utilizzata anche in CMS, in modo da avere le stesse identiche condizioni operative. La verifica dei parametri chimico-fisici del gas è molto importante per fare in modo che le prestazioni dei rivelatori non siano influenzate dal degrado del gas stesso. Il piano terra della Service Area ospita invece la fornitura dell'elettricità con 17 electronic racks, il DCS (Detector Control System) necessario al controllo e monitoraggio dei rivelatori, e le varie attrezzature per gli utenti, compresi i rivelatori antincendio e per la sicurezza.

Infine c'è la sala controllo, Control room, dedicata al monitoraggio ed alla registrazione dei dati, dalla quale gli utenti possono eseguire i vari test e monitorare i parametri di interesse, il tutto nello stesso luogo grazie ad un sistema di controllo e monitoraggio unificato in un'unica console. Nel sistema di controllo sono integrate anche tutte le funzioni di sicurezza. Queste comprendono rivelatori a infrarossi per segnalare la presenza di eventuali forme di vita nella zona di irraggiamento, rilevatori di fumo, rilevatori di gas esplosivi e/o infiammabili, il comando per l'arresto di emergenza, il monitoraggio della porta d'accesso e qualsiasi altro sistema di sicurezza specifico per il funzionamento della sorgente radioattiva. Qualsiasi anomalia rilevata forzerà lo spegnimento della sorgente di irradiazione.

Dunque grazie al sistema unificato si possono eseguire e monitorare tutte le operazioni da un'unica console. Inoltre si ha infine la possibilità di eseguire e monitorare le operazioni in automatico ed in controllo remoto, questo perché spesso i tempi di irraggiamento, specie per i test di invecchiamento, richiedono diversi mesi.

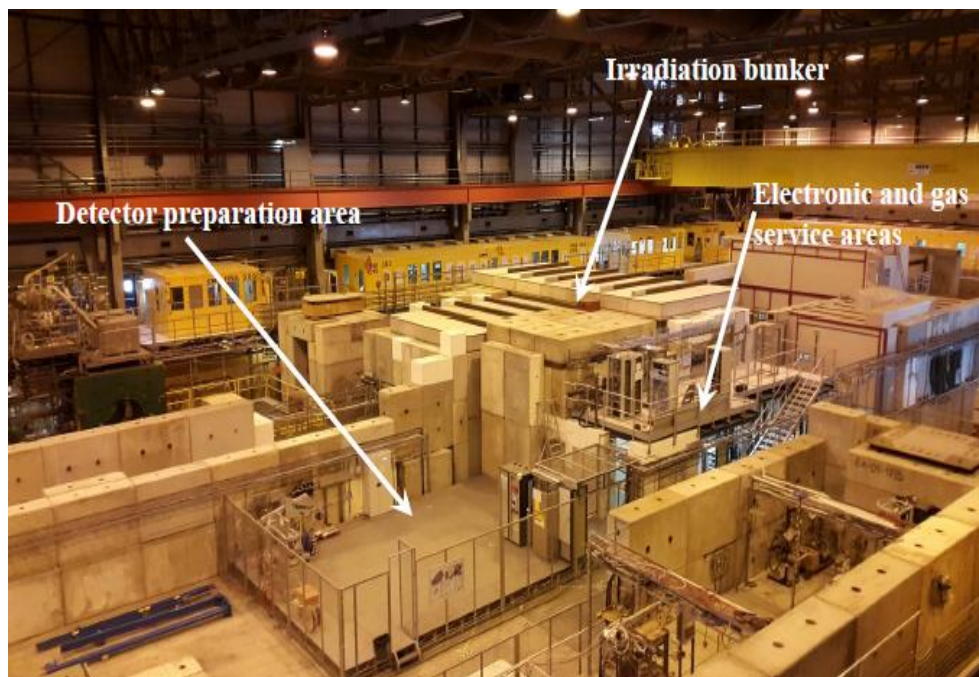


Figura 4.3: Vista GIF++

4.2 MUON BEAM

Oltre alla sorgente gamma, alla GIF++ è disponibile un fascio di muoni per 6-8 settimane all'anno, distribuite su periodi di 2-3 settimane ognuno.

Il fascio di muoni proviene dalla linea H4 del SPS Super Proton Synchrotron dell'area Nord, ed è un cosiddetto fascio secondario in quanto viene appunto estratto dall'acceleratore SPS. I protoni sono estratti dal fascio primario del SPS circa ogni 6 secondi, hanno energie di 400 GeV, ed ogni "pacchetto" estratto è composto da circa 10^{12} particelle. Il fascio deviato viene fatto collidere contro un bersaglio, T2, dal quale si estraggono 2 fasci, H2 ed H4, composti da diverse particelle come protoni, elettroni, neutroni, pioni, muoni etc. prodotte a seguito della collisione. Il fascio H4 viene quindi condotto all'interno dell'area EHN1 all'interno della quale c'è anche il laboratorio della GIF++. Prima del laboratorio della GIF++ il fascio H4 passa per altri 2 laboratori posti in serie, che in alcuni casi possono anche essere non attivi, e quando arriva finalmente alla GIF++, il

fascio contiene molte particelle, tra cui pioni, elettroni, etc viene dunque “filtrato” per ottenere un fascio prevalentemente composto da muoni. Il fascio di muoni utilizzato nel laboratorio della GIF++ ha energia pari a 100 GeV, ed è formato da 10^4 muoni per “pacchetto”, con dimensione del fascio di 10×10 cm. L'altezza del fascio dal suolo, è di 2060 millimetri.

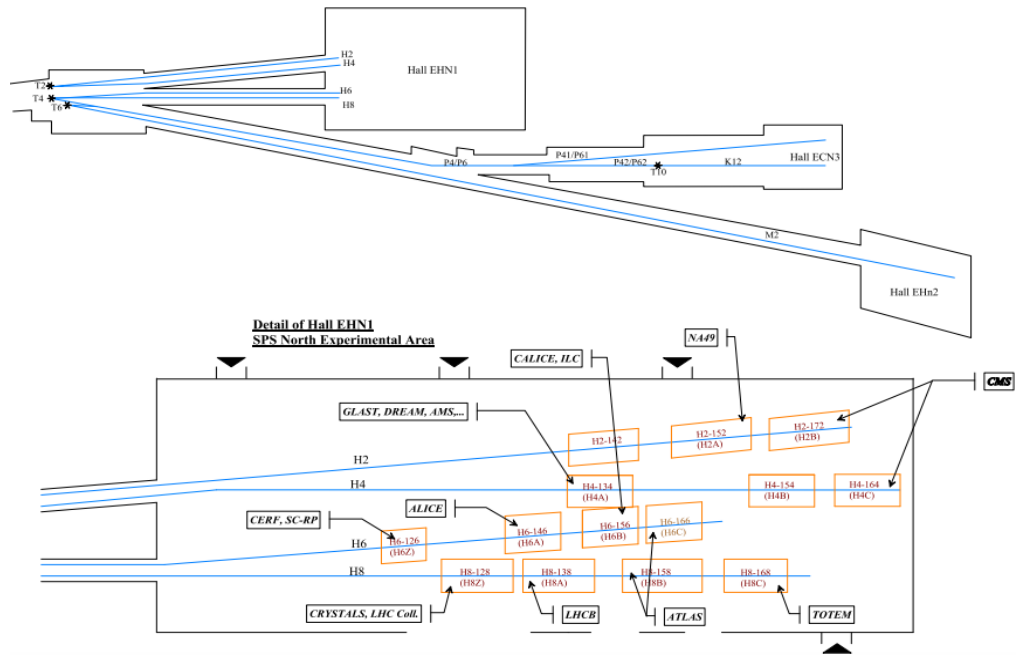


Figura 4.4: H4 Beam

La presenza del fascio consente lo studio delle prestazioni in termini di efficienza delle camere, in presenza di elevato fondo gamma per simulare le condizioni reali in cui si troveranno ad operare i rivelatori una volta installati nell'esperimento. L'alto momento dei muoni del fascio permette inoltre di testare il sistema di tracciamento dei rivelatori, con una risoluzione spaziale tra 110-180 μm .

4.3 SORGENTE GAMMA

La sorgente che permette l'irraggiamento dei rivelatori nella GIF++ è una sorgente di Cesio 137. Il cesio-137 è un isotopo radioattivo del metallo alcalino Cesio che si forma principalmente come un sottoprodotto della fissione nucleare dell'uranio, specialmente nei reattori nucleari a fissione. L'atomo del Cs-137 ha un peso atomico di 136.907 u ed è composto da 55 protoni e 82 neutroni. Essendo un isotopo radioattivo, è instabile, ed ha un'emivita di circa 30.17 anni. Una delle motivazioni per cui è stato scelto il Cs-137 è proprio per il suo tempo di dimezzamento sufficientemente lungo, tale da permettere una costanza delle condizioni di lavoro anche su periodi di test lunghi. L'attività iniziale della sorgente era di 13.9 TBq, ovvero si avevano 13.9×10^{12} decadimenti al secondo. Il decadimento del Cesio 137 è di tipo beta, per emissione di particelle beta, produce un isomero⁷ nucleare metastabile⁸ del bario 137, ovvero il bario 137m. Il Ba-137m ha un'emivita di circa 2.55 minuti ed è il responsabile della maggior parte di tutte le emissioni di raggi gamma. Nel 94.6% dei casi avviene questo procedimento di decadimento, nel restante 5.4% dei casi il Cs-137 decade direttamente nella forma stabile del bario Ba-136.

⁷ L'isomeria è quel fenomeno per il quale sostanze diverse per proprietà fisiche e spesso anche per comportamento chimico hanno la stessa formula bruta, cioè stessa massa molecolare e stessa composizione percentuale di atomi.

⁸ In fisica la metastabilità è una condizione di equilibrio che, a differenza dell'equilibrio stabile, non corrisponde ad un minimo assoluto di energia. Un sistema in equilibrio metastabile si mantiene in condizione di equilibrio (meta)stabile nel tempo fintanto che non viene fornito al sistema un quantitativo sufficiente di energia che ne perturbi l'equilibrio: se l'energia fornita è sufficiente, allora questa spezza la condizione di stabilità del sistema conducendolo in un'altra condizione di equilibrio metastabile o alla condizione di equilibrio stabile (definitivo).

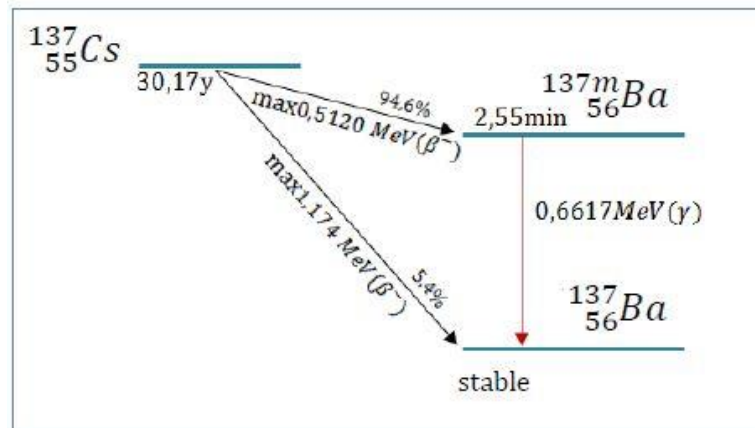


Figura 4.5: Decadimento del Cesio-137

L'energia del fotone prodotto dal Ba-137m è di 662 keV, è dunque questo il valore che hanno i raggi gamma prodotti dalla sorgente presente alla GIF++. Il secondo motivo per cui si è scelta una sorgente di Cs-137, oltre al tempo di dimezzamento, è che lo spettro del Cesio 137 dei fotoni primari (662 keV) e dei fotoni scatterati approssimano piuttosto bene lo spettro di energia previsto per il fondo gamma nei rivelatori di muoni in CMS.

La nuova sorgente alla GIF++ è 30 volte più forte della sorgente presente nella vecchia GIF, questo permette di effettuare test sulla carica integrata dai rivelatori 30 volte più velocemente. La sorgente è posta a 1.50 m di altezza dal suolo, e ad 1 metro di distanza dalla linea del fascio di muoni, a lato. L'irradiatore presenta 2 finestre di campo, una verso l'upstream zone, e una verso la downstream zone, entrambe con un'apertura di 74° . È presente una lente angolare di correzione per distribuire uniformemente la radiazione gamma sulla superficie dei rivelatori. Lo spettro e l'entità dei fotoni incidenti dipendono dalla distanza dalla sorgente e dalla posizione dei rivelatori all'interno dell'area sperimentale.

L'irradiatore è anche dotato di un sistema mobile di attenuatori, formato da 6 attenuatori al piombo, 3 per l'upstream zone e 3 per la downstream zone, che permettono di attenuare le radiazioni della sorgente per un fattore compreso tra 1 e 50000, e quindi di poter testare i rivelatori in differenti condizioni di irraggiamento.

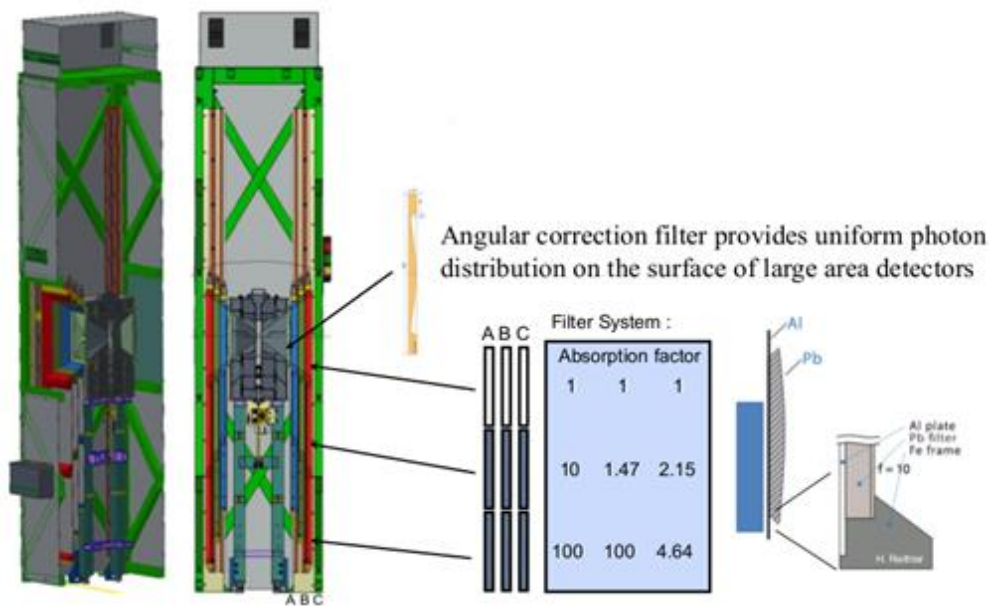


Figura 4.6: Irradiatore

Il materiale utilizzato per gli attenuatori, come detto è il piombo. Il piombo viene spesso utilizzato per schermare radiazioni gamma e X a bassa energia, $E < 500$ keV, perché in questo range di energie l'effetto predominante è quello di assorbimento fotoelettrico in cui il fotone viene assorbito totalmente grazie all'alto numero atomico del piombo $Z = 82$. L'effetto fotoelettrico ha infatti una probabilità maggiore di verificarsi per materiali con un alto numero Z , quindi il piombo è un materiale adatto a schermare fotoni di energie non troppo elevate. Per energie maggiori l'effetto predominante diventa l'interazione Compton, per il quale il valore di Z non influenza in modo incisivo l'assorbimento. L'energia dei fotoni generati dalla sorgente alla GIF++, come visto è maggiore dei 500 keV, arriva infatti a 662 keV, e quindi l'effetto predominante non è più quello fotoelettrico ma quello Compton, pertanto l'utilizzo di attenuatori al piombo è l'ideale in questa applicazione dove lo scopo non è una schermatura completa, ma bensì un'attenuazione.



Figura 4.7: Vista all'interno del bunker della GIF++

Il sistema di attenuazione inoltre, come si può notare nell'immagine successiva (4.8), permette di ottenere un livello di radiazione praticamente indipendente nelle due zone, consentendo di effettuare test in condizioni differenti. La radiazione di backscattering proveniente della zona opposta è quasi nulla, è comunque consigliabile tenere in considerazione anche la possibile presenza di fotoni provenienti da fenomeni di riflessione e di diffusione a causa dalla loro interazione con i muri di cemento che circondano l'area.

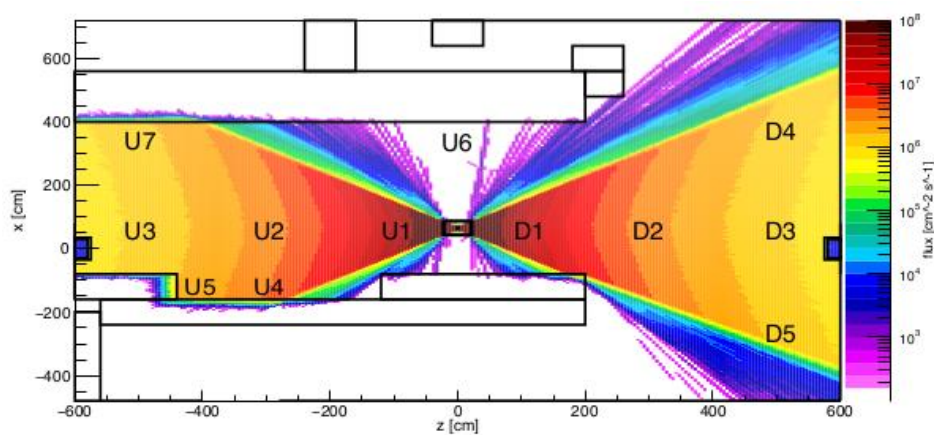


Figura 4.8: Flusso radiazione Gamma nel bunker della GIF++

4.4 MISURE ED ANALISI DATI

Di seguito sarà esposta l'attività svolta presso il laboratorio sperimentale GIF++ al CERN in collaborazione con il gruppo CMS-RPC che si occupa di analizzare e ricavare informazioni dai dati ottenuti da test di prototipi e test di consolidamento su camere a Resistive Plate Chamber. L'obiettivo finale dei test è di caratterizzare, calibrare, e monitorare i rivelatori RPC in condizioni di alto irraggiamento attraverso studi di efficienza e di longevità. Questi studi permettono di verificare le prestazioni dei rivelatori in particolari condizioni operative in funzione dei futuri upgrade previsti, e di analizzare l'effetto di aging arrivando a stimare la vita operativa dei rivelatori.

Durante il funzionamento gli RPC sono soggetti a diversi fenomeni transitori che ne diminuiscono prestazioni in termini di efficienza e di vita operativa, questi sono detti fenomeni di aging. Il fenomeno di aging è riconducibile alle seguenti principali cause:

- La carica integrata;
- La degradazione del materiale che compone il rivelatore.

L'effetto di invecchiamento dei rivelatori è possibile verificarlo attraverso l'analisi di alcune caratteristiche:

- La curva della carica integrata che presenta valori crescenti;
- Misure di resistenza degli elettrodi che degradandosi presentano valori crescenti;
- Le curve di rate e di corrente che a causa dell'aumento della resistività della bakelite presentano rispettivamente valori superiori ed inferiori;
- Misure del rumore intrinseco e correnti oscure che presentano valori crescenti;

- La curva di efficienza del rivelatore che diminuisce;
- Perdite di gas.

Come vedremo di seguito quando saranno esposti i risultati degli studi effettuati alla GIF++, molte di queste verifiche possono essere effettuate tramite delle analisi fisiche-statistiche dai dati ottenuti sperimentalmente. Queste analisi come già detto sono tutte finalizzate a testare le prestazioni dei rivelatori in funzione dei futuri upgrade previsti all'acceleratore LHC, verificando quindi se questi rivelatori sono adatti alle nuove caratteristiche in cui si troveranno ad operare, ed effettuare verifiche sulla vita operativa dei rivelatori stessi.

Prima di poter arrivare ad effettuare degli studi specifici su dati ricavati dai test è stato necessario passare attraverso delle fasi che comprendono l'esecuzione pratica dei test effettuati su delle camere RPC, la rielaborazione dei dati da utilizzare poi per le analisi, e per finire l'analisi fisica-statistica dei dati ottenuti dai test. Di seguito saranno riportate le varie attività eseguite durante il periodo alla GIF++, la strumentazione e l'apparato sperimentale utilizzato, e gli studi effettuati.

4.4.1 IL SISTEMA DI ACQUISIZIONE

L'attività di presa dati è stata svolta direttamente dalla "control room" del laboratorio sperimentale della GIF++, tramite un sistema di controllo che permette di effettuare delle misurazioni, "scan", su diversi tipi di camere RPC da testare. Tramite questo sistema di controllo è possibile applicare alle camere RPC diversi valori di tensione e diversi valori del fattore di assorbimento (ABS) della sorgente gamma, in modo da ottenere dei dati sperimentali in diverse condizioni operative che vanno a simulare le condizioni operative all'interno dell'esperimento CMS, ed in particolare

simulano l'alto tasso di background di radiazione gamma presente nel sistema muonico di CMS.

Un sistema DCS (Detector Control System) ed un sistema DAQ (Data Acquisition) permettono di controllare e registrare tutti i parametri principali dei rivelatori, anche in tempo reale. Nell'immagine seguente (4.9) è riportato il pannello del tool utilizzato per il controllo di questi sistemi e per la presa dati alla GIF++. L'utente può selezionare i valori della tensione applicata dal primo box a sinistra, i valori di corrente dal secondo box, mentre nel terzo box è possibile selezionare le camere da sottoporre allo scan. È quindi possibile effettuare lo scan con gli stessi valori di tensione per tutte le camere oppure selezionare solo delle specifiche camere. Si ha dunque la possibilità di eseguire contemporaneamente fino a 6 scan diversi.

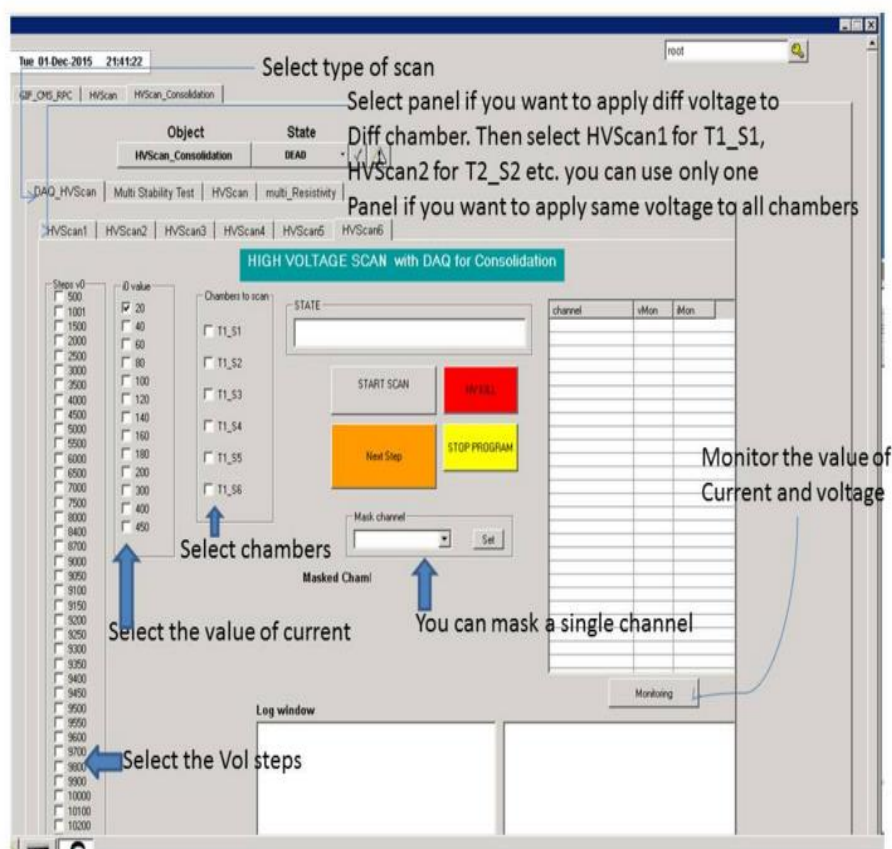


Figura 4.9: Pannello tool Data taking

Prima di eseguire gli scan, bisogna impostare il valore del fattore di assorbimento applicato alla sorgente di radiazione gamma. Il settaggio di questo parametro avviene tramite una console di controllo, riportata nell'immagine successiva (4.10).



Figure 1. Front view of the OC-01 operators control.
Control elements No. 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 11, 12, 13 and 14 are assigned to the GI-02 gamma irradiator indication and control. Control elements No. 1, 2, 10 are 15 are assigned to the RA-01 attenuator indication and control.

Figura 4.10: Console di controllo Filter System

I possibili valori di attenuazione dei 3 filtri sono quelli riportati in tabella:

Filter System :

Absorption factor			
1	1	1	1
10	1.47	2.15	2
100	100	4.64	3
A	B	C	

Figura 4.11: ABS Filter System

Come si vede dalla tabella, ogni filtro (A,B,C) può essere impostato su 3 valori di assorbimento differenti. Il valore finale del fattore di assorbimento applicato alla sorgente è dato dal prodotto dei valori dei tre filtri. È quindi possibile ottenere differenti valori del fattore di attenuazione a seconda delle combinazioni dei valori di attenuazione dei filtri. Questa operazione è possibile eseguirla sia per la zona upstream del bunker all'interno della GIF++, sia per la zona downstream.

Per la manovra di settaggio si va a premere il bottone con il fattore di attenuazione desiderato e successivamente il pulsante “APP” per applicare la modifica. Questa operazione va eseguita per ognuno dei 3 filtri. È poi sufficiente premere il pulsante di “START” per la conferma definitiva. Il monitor indica il fattore di assorbimento da settare (Set), e quello che è attualmente settato (Act).

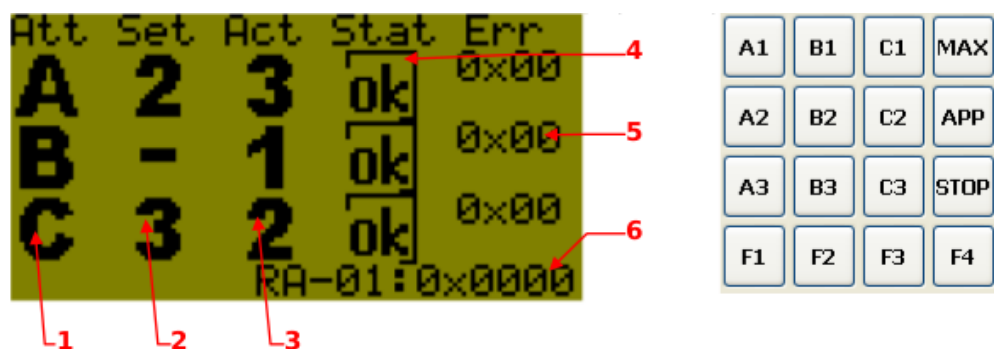


Figura 4.12: Monitor Filter System

Durante l'esecuzione dei test vengono raccolti tutti i dati utili alle successive analisi, come valori di tensione, correnti, rate, etc. La raccolta di tali dati viene eseguita attraverso l'utilizzo di appositi dispositivi che sono di seguito descritti.

Tutti i parametri misurati durante i test vengono registrati mediante un sistema di acquisizione dati formato dal DAQ e dal DCS. I dati vengono registrati su file di estensione “.root” che devono poi essere “riprocessati” tramite l'utilizzo di uno specifico “tool” che permette la produzione di normali file di testo. Questa attività è importante perché permette di ottenere file di dimensioni ridotte, infatti i dati vengono raccolti ogni 5 secondi, risulta quindi evidente che ne sono raccolti una grandissima quantità e le dimensioni dei file sono molto grandi. Tramite questo tool si ha la possibilità di selezionare l'intervallo temporale a cui si è interessati, e quindi contenente i parametri di interesse. I file finali sono successivamente salvati sul DFS (Data file system), per poi essere unificati ed utilizzati dal team di lavoro per le analisi offline.

Per quanto riguarda la produzione dei file me ne sono occupato collegandomi in remoto al pc del laboratorio della GIF++. Per questa operazione viene utilizzato un tool che come detto permette di selezionare solamente i dati compresi in un lasso di tempo desiderato, ed in aggiunta consente di estrarre i dati solamente dai canali desiderati, quindi quelli collegati nel periodo selezionato. Questo permette di ottenere dei file di dimensioni minori. La procedura è semplice, troviamo nel pannello 4 etichette relative ai 4 moduli: ADC, CAEN-LV, CAEN-HV e DIP. Per ogni modulo si ha un box sulla sinistra dove sono riportati tutti i canali collegati ad esso, e dove appunto è possibile selezionare i canali da cui si vuole estrarre informazioni. Si ha la possibilità di selezionare anche tutti i canali, ma quelli che nel periodo selezionato non erano collegati riporteranno valori uguali a zero. L'utente può poi decidere di produrre un file relativo ad un solo modulo se si ha necessità di un preciso parametro. In genere viene prodotto un file per ogni modulo e per lo stesso periodo di tempo.

Per ogni modulo è necessario indicare il giorno, mese, anno, ora e minuti di inizio del periodo in cui si vuole ottenere il file dati, ed allo stesso modo per

la fine del periodo. Una volta selezionato il periodo è sufficiente digitare “apply”, inserire una directory in cui salvare il file che verrà prodotto ed infine digitare “Export Data”. Durante il processo comparirà la scritta: “Data taking started wait...”, mentre quando il processo è terminato apparirà la scritta: “Data file wrote in your select directory”. Di seguito è riportata l’immagine del pannello del tool utilizzato.

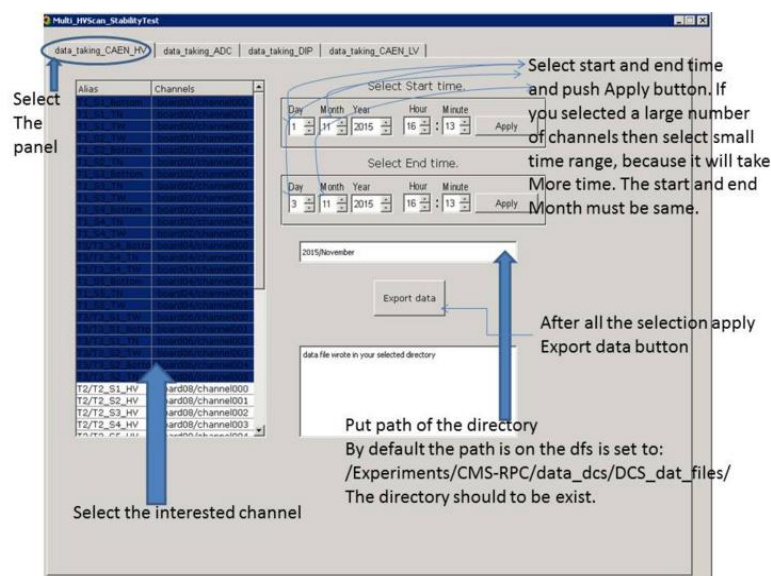


Figura 4.13: Tool produzione file

Il modulo CAEN-HV oltre a fornire l’alimentazione elettrica ad alta tensione ai rivelatori permette la raccolta di parametri come la tensione settata, ossia la tensione che si vuole avere applicata agli elettrodi del rivelatore, e la tensione monitorata che è la tensione effettivamente misurata. Non si ha invece la tensione effettiva, ovvero la tensione corretta ed applicata agli elettrodi per tenere conto dell’effetto della pressione e temperatura. Questo valore è ricavato dalla tensione settata tramite una formula e riportato poi nei file finali usati per le analisi. La formula correttiva utilizzata per ricavare la tensione effettiva è quella già vista precedentemente per il calcolo della tensione da applicare agli RPC di CMS,

ma ovviamente con i valori correttivi di pressione e temperatura adattati alle condizioni del laboratorio della GIF.

$$V_{eff} = \frac{V_{set}}{(1-\alpha) + \alpha \left[\left(\frac{P}{P_0} \right) \left(\frac{T_0}{273.15+T} \right) \right]} \quad (4. 1)$$

Con $\alpha=0.8$ $P_0=990\text{mbar}$ e $T_0=293\text{K}$ mentre P e T sono pressione e temperatura misurate.

Infine abbiamo il parametro che indica lo stato del sistema di alimentazione ad alto voltaggio, si possono avere i seguenti valori a seconda delle situazioni:

- 0 = HV Off;
- 1 = HV ON e stabile;
- 3 = Ramp up (aumento graduale della tensione fino al valore voluto);
- 5 = Ramp down (decremento graduale della tensione fino a zero).

Abbiamo poi il modulo CAEN-LV, che oltre a fornire l'alimentazione elettrica a bassa tensione alle schede di front-end, misura i parametri delle apparecchiature a bassa tensione utilizzate per il controllo.

Il modulo ADC invece permette la misurazione della corrente di ritorno dai rivelatori, questa è più precisa e più stabile rispetto ai valori monitorati dal modulo CAEN, e per questo motivo si utilizzano questi valori di corrente negli studi.

Il modulo DIP permette invece la raccolta dei parametri ambientali, quali:

- Temperatura all'interno ed all'esterno del bunker;
- Umidità all'interno ed all'esterno del bunker;
- Pressione atmosferica;
- Stato della sorgente (1= Sorgente ON, 0= Sorgente Off);

- Fattore di attenuazione applicato alla sorgente sia della zona upstream che della zona downstream.

Infine abbiamo il modulo denominato “Gas Parameters” che come dice il nome stesso monitora i parametri relativi alla miscela di gas circolante nei rivelatori, quali pressione, temperatura, umidità relativa, portata, composizione, etc.

4.4.2 L'APPARATO SPERIMENTALE

All'interno del bunker del laboratorio della GIF++ sono presenti diversi trolley contenenti diverse camere, non solo RPC ma anche di altri tipi. Per quanto riguarda i trolley utilizzati per i test sui rivelatori RPC sono 2 e sono posizionati nella zona Upstream. Ogni camera è identificata da una sigla del tipo: T1_S1, dove T indica il trolley in cui sono alloggiate, mentre S indica lo slot del trolley. Oltre all'identificazione delle camere nel trolley, viene fatta una distinzione per tipo, le camere infatti non sono tutte uguali. Questa discriminazione avviene tramite una sigla distintiva, per esempio nella sigla RE4-2 CERN166, la seconda parte della sigla identifica dove è stata prodotta la camera ed il numero della serie, mentre la prima parte della sigla identifica per quale parte del sistema muonico di CMS è stata progettata la camera. Nel caso specifico preso ad esempio abbiamo che la camera è la numero 166 prodotta dal CERN per la regione RE4-2, corrisponde ad una camera dell'Endcap di CMS, per il disco 4 ring 2.

Di seguito sono descritte le camere RPC su cui sono stati effettuati i test. Sono presenti 2 trolley, nel primo trolley, detto “consolidation trolley”, sono alloggiate 6 camere RPC aventi le stesse caratteristiche delle camere RPC attualmente installate nell'Endcap di CMS. Troviamo 2 camere appartenenti alla vecchia produzione per i dischi 1 e 2 di CMS, e 2 camere

di nuova produzione per i dischi 3 e 4 aventi elettrodi di bakelite di spessore leggermente inferiore e con un valore di resistività maggiore rispetto alle camere di vecchia produzione. Queste camere sono sottoposte a test, detti di consolidamento, atti a verificare se le caratteristiche delle attuali camere installate in CMS possono essere adeguate anche al funzionamento nelle future condizioni a seguito dell'upgrade programmato. Negli slot 5 e 6 abbiamo invece delle singole gap, non assemblate in un'unica camera come per gli altri slot. Queste gap sono di produzione coreana. Di seguito l'elenco dei rivelatori del trolley 1:

T1_S1 = RE2-2 – NDP- BARC-08

T1_S2 = RE2-2 – NDP- BARC-09

T1_S3 = RE4-2 – NDP- CERN-166

T1_S4 = RE4-2 – NDP -CERN-165

T1_S5 = RE4-2 KODEL (TN046, BO99, TW117)

T1_S6 = RE4-2 KODEL (TN133, BO06, TW116)

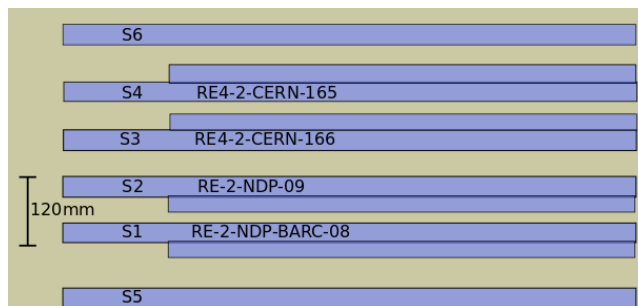


Figura 4.14: Trolley 1

Per quanto riguarda invece il trolley 3, abbiamo dei prototipi di camere iRPC, ovvero camere che si basano sui principi funzionali dei classici RPC ma che hanno alcune modifiche migliorative. Le camere di questo trolley sono dei prototipi per il ring 1 dei dischi 3 e 4 dell'Endcap, sono da testare in quanto come visto precedentemente, nell'upgrade di fase II verranno

installati gli RPC anche nei ring 1 dei dischi 3 e 4 per la regione $1.6 < |\eta| < 2.4$. Da agosto 2015 a Maggio 2016 sono stati eseguiti test per la caratterizzazione di 2 prototipi di camere di produzione coreana, una avente la stessa struttura degli RPC classici a doppia gap ma con uno spessore della gap pari a 1.6 mm anziché 2 mm. Il secondo prototipo era una camera a multigap o anche detta a doppia bi-gap, ovvero costituita da 2 gap a loro volta formate da 2 volumi di gas ognuno di spessore pari a 0.8 mm. Nel trolley era poi presente anche un'altra camera di consolidamento prodotta dal gruppo Pakistan.

T3_S1 = RE1 – KODEL-186 multigap

T3_S2 = RE1 – KODEL-185 2 gap

T3_S4 = RE2-2 – PL-140

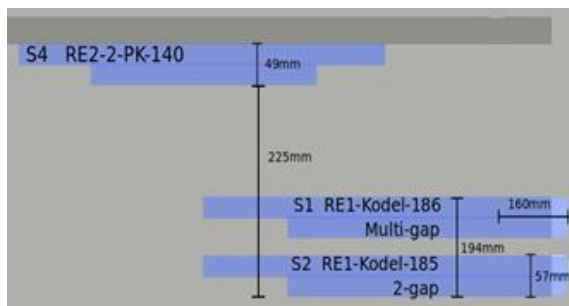


Figura 4.15: Trolley 3

La soluzione adottata dai due prototipi di origine coreana di utilizzare delle gap di spessore inferiore, o a multigap, si propone di migliorare l'efficienza di rivelazione rispetto agli attuali RPC. Come abbiamo avuto modo di vedere dai capitoli precedenti, la dimensione della gap influisce notevolmente sulle prestazioni del rivelatore, infatti diminuendone lo spessore si può ottenere una migliore risoluzione temporale ed una frequenza massima sostenibile maggiore, si ottengono inoltre valori di corrente inferiori che permettono di avere una camera più stabile, ma al

tempo stesso essendo i segnali generati di minore intensità sarà necessaria un'elettronica di lettura migliore e soprattutto sarà necessario l'utilizzo di miscele di gas aventi un coefficiente di moltiplicazione maggiore che compensi la minor distanza a disposizione per la produzione della valanga.

Da maggio 2016, terminato il primo ciclo di test dei 2 precedenti prototipi, sono iniziati i test di altri 4 prototipi di camere. Abbiamo 2 camere prodotte dal gruppo di Lione aventi le stesse caratteristiche dei classi RPC con la differenza che hanno gli elettrodi in vetro, una camera utilizza elettrodi in vetro ad alta resistività ed una a bassa resistività. Le altre 2 camere sono invece 2 prototipi di dimensioni ridotte 70×50 cm, prodotte dall'azienda italiana General Tecnica, sono camere con elettrodi in bakelite ad alta resistività ma che rispetto agli RPC standard presentano variazioni dello spessore di bakelite/gap, infatti la prima camera adotta una soluzione che prevede uno spessore di bakelite e gas gap pari a 1.8 mm, mentre la seconda camera di 2.0 mm. È previsto nei prossimi mesi l'arrivo anche di una terza camera con gap di spessore 1.5 mm.

T3_S1 = RE1 Lyon LR-GRPC

T3_S2 = RE1 Lyon HR-GRPC

T3_S3 = RE1 GT-BKHR 1.8

T3_S4 = RE1 GT-BKHR 2.0

I 2 rivelatori T3_S1 e T3_S2 danno la possibilità di studiare soluzioni che prevedono elettrodi di materiale diverso dalla bakelite, in questo caso infatti viene utilizzato il vetro, che tra i vantaggi offre un'alta resistività, conferisce un'alta stabilità del rivelatore, subisce effetti di aging limitati rispetto agli elettrodi di bakelite e permette di ottenere rivelatori più leggeri. Altro oggetto di studio di questi rivelatori è la diversa resistività degli elettrodi, si è visto nei precedenti capitoli che la resistività influenza le prestazioni del rivelatore in quanto, se da un lato resistività minori permettono di ottenere tempi di ricarica inferiori, dall'altro aumenta la superficie di scarica

generando correnti di valori maggiore generando quindi maggiore instabilità nel rivelatore. Risulta dunque necessario testare diverse soluzioni per trovare il giusto compromesso per ottenere la massima efficienza possibile.

In genere ogni camera è composta da 3 gap: BOTTOM (inferiore), TOPNARROW (superiore stretta), TOPWIDE (superiore larga), come in figura:

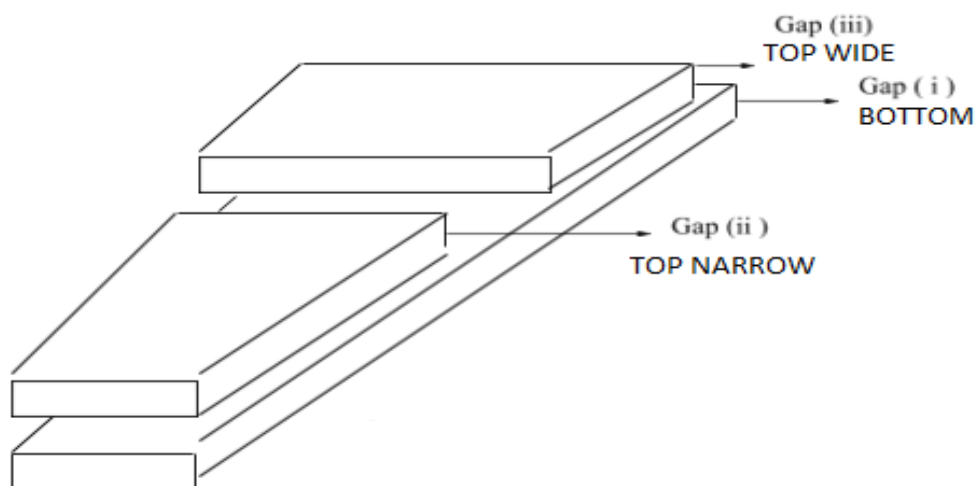


Figura 4.16: Disposizione gap in camera RPC

Per le analisi offline risulta necessario conoscere le dimensioni e soprattutto la superficie delle gap. Per le camere: T1_S1 , T1_S2 , T1_S3 , T1_S4 e T3_S4 abbiamo i seguenti valori :

GAP	BASE MINORE	BASE MAGGIORE	ALTEZZA	AREA
BOT	584.00	866.00	1613.00	11694.25
TN	586.00	754.00	960.00	6432.00
TW	765.00	863.00	563.00	4582.82

Tabella 4.1: Dimensioni in mm camere trolley 1

Mentre per le camere: T3_S1 and T3_S2, Agosto 2015 - Maggio 2016 :

GAP	BASE MINORE	BASE MAGGIORE	ALTEZZA	AREA
BOT	245.00	413.00	959.00	3155.00
TN	248.00	310.00	357.00	996.03
TW	322.00	410.00	502.00	1837.32

Tabella 4.2: Dimensioni in mm camere trolley 3

Le camere si può anche immaginarle divise in partizioni anziché in gap, risulta utile per la misura di rate. Abbiamo anche in questo caso 3 partizioni: A, B, C. Le camere di produzione coreane hanno una quarta partizione D. La superficie della partizione A corrisponde alla superficie della gap TOP-WIDE.

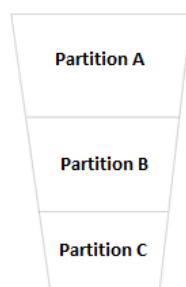


Figura 4.17: Partizioni gap

All'interno del bunker le camere sono identificate da una posizione univoca grazie ad un sistema di coordinate X, Y, Z che prevede la sorgente di radiazione gamma nel centro (0,0,0). Le camere possono poi essere posizionate in diversi modi, verticali od orizzontali. Nell'immagine successiva (4.18) viene mostrato il sistema di coordinate con le possibili posizioni che possono assumere le camere.

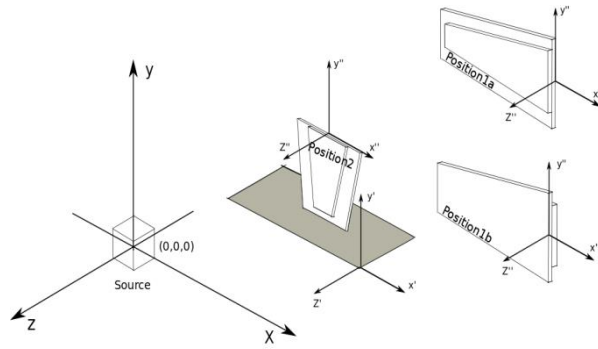


Figura 4.18: Coordinate bunker

Dopo aver visto l'apparato sperimentale e tutte le operazioni necessarie ad ottenere i dati, possiamo passare ora a vedere gli studi che vengono condotti sui dati sperimentali

4.4.3 RATE

Uno degli obiettivi dei test eseguiti alla GIF++ è quello di verificare le prestazioni dei rivelatori RPC in condizioni simili a quelle presenti in CMS. Sappiamo che le condizioni in cui si trovano ad operare gli RPC in CMS sono condizioni ostili dovute all'alto flusso di particelle a cui sono sottoposti. Tale flusso è prevalentemente composto da fotoni e neutroni. Questa grande presenza di particelle interagisce con il rivelatore con i modi visti nel primo capitolo dell'interazione delle particelle neutre con la materia, e genera un segnale detto di background poichè è un segnale prodotto da particelle di non interesse, in quanto lo scopo degli RPC è quello di rivelare i muoni e le altre particelle provenienti dall'interazione dei fasci di LHC. La radiazione di fondo può quindi “nascondere” l'interazione di un muone se il rivelatore ha superato il numero di conteggi massimi in quella frazione di tempo e si trova quindi nella fase transitoria di tempo morto. È necessario perciò stimare il rate massimo a cui sono sottoposti i

rivelatori per poterli progettare in modo che il limite di rate supportato sia superiore del massimo valore di rate a cui saranno sottoposti.

La distribuzione dei flussi di particelle in CMS è mostrata nella figura seguente (4.19), dove è possibile notare come nella zona forward si abbiano flussi elevatissimi, così come sono molto alti i flussi nella regione dell’Endcap, mentre nel Barrel sono sensibilmente inferiori.

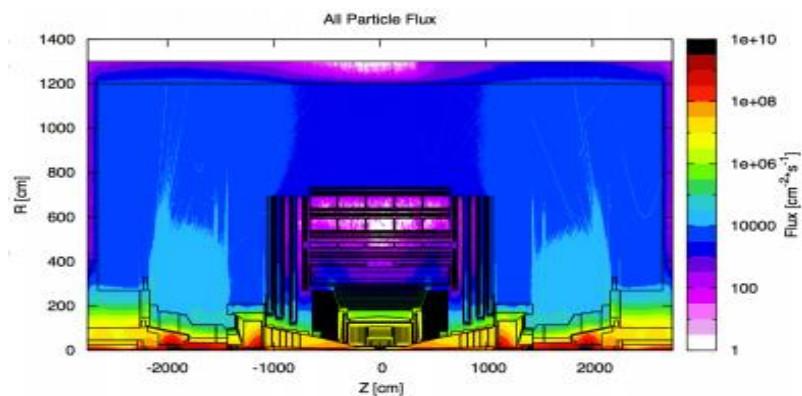


Figura 4.19: Distribuzione flussi particelle in CMS

La distribuzione del flusso di particelle riportato nell’immagine precedente (4.19) ed i valori specifici del flusso per ogni tipo di particella nelle diverse regioni del sistema muonico di CMS riportati nella seguente tabella si riferiscono all’attuale situazione di CMS al valore di luminosità di $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Background Flow (Hz/cm ²)			
Regione	Neutroni	Gamma	Particelle cariche
Endcap	2×10^3	10^3	<100
Barrel	10^3	10^2	<1
High eta	10^4	2×10^3	<100

Tabella 4.3: Valori flussi di particelle in CMS

Dalla tabella si può notare come siano molto alti i valori dei flussi di particelle che raggiungono i rivelatori di muoni di CMS. Naturalmente essendo lo scopo dei rivelatori di muoni rivelare appunto i muoni e non le altre particelle, hanno una sensibilità maggiore per le particelle cariche rispetto alle altre particelle. Considerando ora una sensibilità media dei rivelatori di muoni per le particelle cariche, quali sono anche i muoni, pari a 100%, per i raggi gamma pari all'1% e per i neutroni pari a 0.1%, si ricavano i valori di rate riportati nella tabella seguente.

Background Rate (Hz/cm ²)			
Regione	Neutroni	Gamma	Particelle cariche
Endcap	0.2	10	<100
Barrel	0.1	1	<1
High eta	10	20	<100

Tabella 4.4: Valori di Background Rate in CMS corretti per la sensibilità degli RPC

Da ciò si deduce che nonostante la bassa sensibilità dei rivelatori verso particelle che non siano particelle cariche, bisogna tenere in considerazione il contributo fornito da esse in virtù dell'alto flusso. I neutroni pur avendo flussi maggiori danno un minor contributo al background rate data la minor sensibilità dei rivelatori ad essi. Il background rate è quindi per lo più dovuto all'interazione dei raggi gamma, questo giustifica l'utilizzo della sorgente gamma alla GIF++. Il seguente grafico, prodotto utilizzando i dati della GIF++, conferma il valore medio di sensibilità dei rivelatori RPC rispetto alla radiazione gamma, che alla tensione di lavoro è tra 1% e 0.1%.

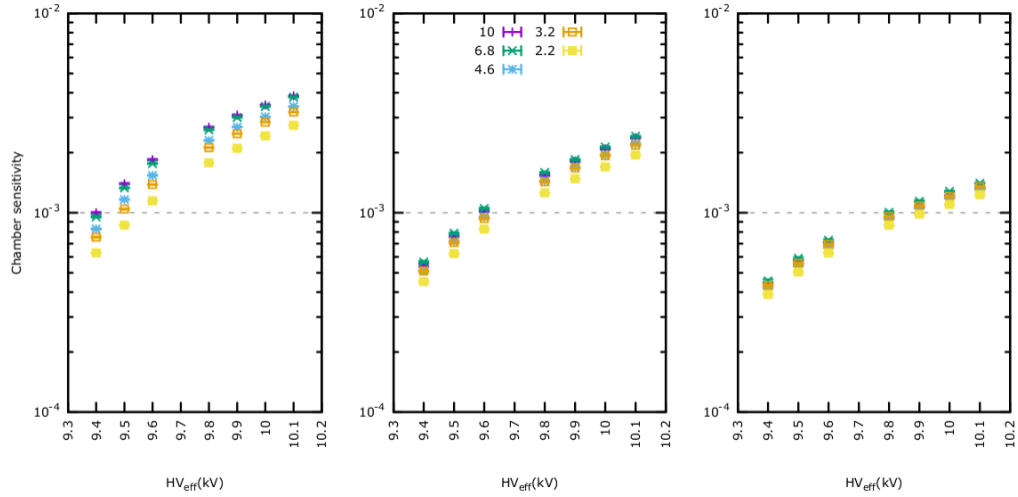


Figura 4.20: Sensività T1_S1

Conoscendo ora il valore dei rate all'attuale luminosità nelle diverse regioni del sistema muonico, e conoscendo il valore della luminosità che si avrà a seguito dell'upgrade di fase II, si può stimare il tasso di interazione atteso e quindi progettare adeguatamente i rivelatori. Utilizzando i dati ottenuti dal run 1 e dal run 2 si è dunque potuto stimare il rate atteso durante la fase II di LHC. Nei grafici seguenti è possibile verificare i valori dei rate medi e massimi sia nella regione del Barrel che nella regione dell'Endcap in funzione della luminosità. La relazione che lega rate e luminosità è di tipo lineare, è quindi stato possibile estrapolare per interpolazione il valore atteso del rate alla luminosità di $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ prevista per la fase II.

Il grafico (4.21) riporta i valori medi di rate nelle camere delle 5 ruote che compongono il Barrel. Le 2 ruote più esterne, W+2 e W-2 sono sottoposte a rate maggiori rispetto alle zone più interne.

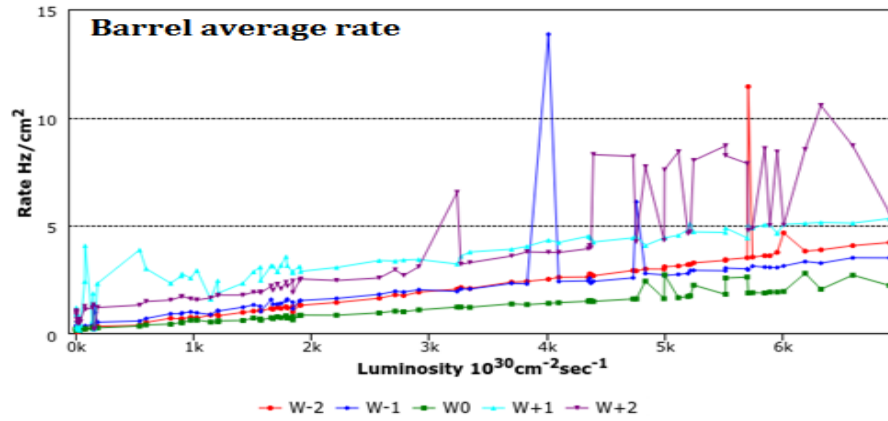


Figura 4.21: Rate medio nel Barrel vs Luminosità

Il grafico (4.22) rappresenta i valori massimi di rate nella camera della sezione 8 interna della prima stazione della ruota W+2 del Barrel.

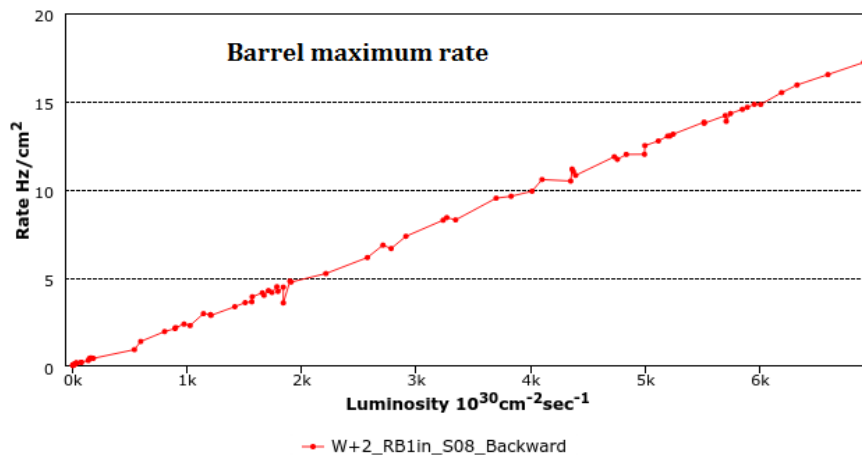


Figura 4.22: Rate massimo nel Barrel vs Luminosità

Similmente a quanto visto per il Barrel, il grafico (4.23) riporta i valori medi di rate nelle camere dei dischi 4 dell'Endcap ricavati dai dati del 2015 e del 2016.

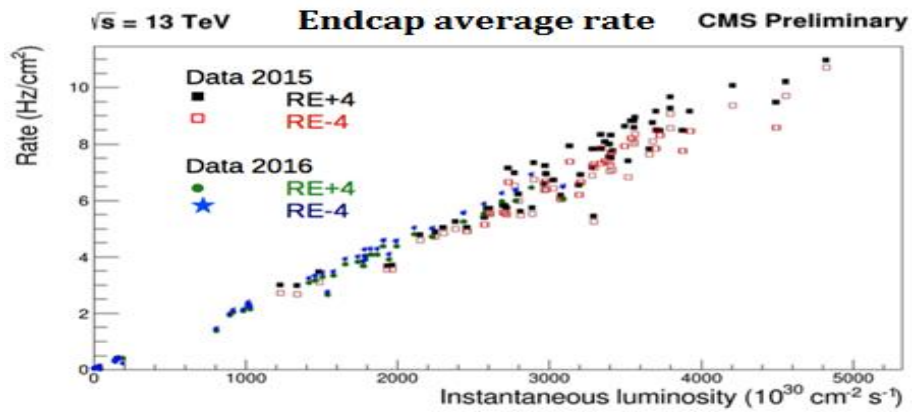


Figura 4.23: Rate medio nell'Endcap vs Luminosità

Infine il grafico (4.24), come nel caso del Barrel, rappresenta i valori massimi di rate nel disco 4+ dell'Endcap, ed in particolare nella camera numero 10 partizione B.

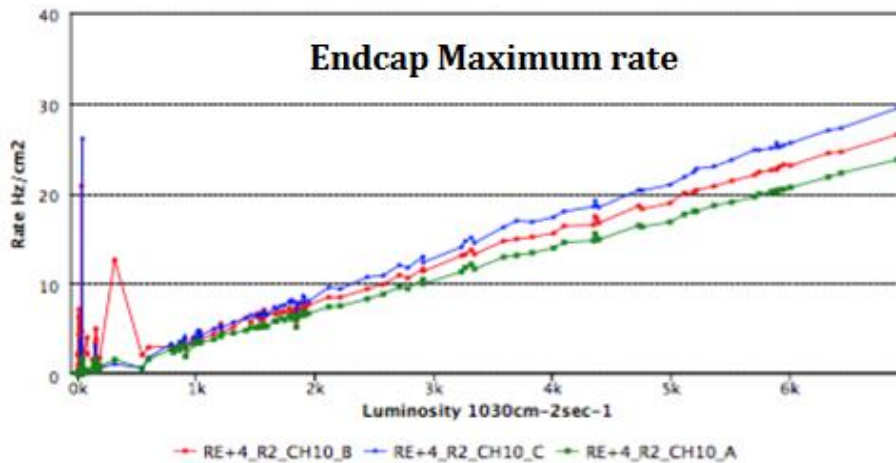


Figura 4.24: Rate massimo nell'Encap vs Luminosità

Questi grafici ci permettono dunque di stimare i valori dei rate medi e massimi attesi in CMS a seguito degli upgrade di fase II del HL-LHC. Il nostro valore di riferimento sarà il massimo valore di rate estrapolato, in modo da poter dimensionare i rivelatori RPC con un rate capability

maggiore rispetto al valore di rate atteso. Nella regione dell'Endcap il massimo rate atteso sarà di 200 Hz/cm², mentre per il Barrel sarà di 100 Hz/cm². A tali valori va aggiunto un fattore di sicurezza pari a 3 per avere un buon margine di sicurezza, più un ulteriore coefficiente di correzione per tener conto dell'aumento di energia da 13 TeV a 14 TeV. Quindi nell'Endcap il valore di riferimento sarà di 900 Hz/cm². Da sottolineare che i valori massimi sono raggiunti solo in alcune zone del rivelatore che rappresentano circa il 20 % del sistema muonico totale.

Una volta stimato il rate atteso in CMS è necessario misurare il rate capability dei rivelatori, ovvero il numero massimo di eventi al secondo che sono in grado di rivelare, corrispondenti al numero di particelle massime rivelabili in un secondo. Il rate capability, calcolato tramite l'espressione (3.49), dovrà dunque essere maggiore del rate atteso. Il tasso di conteggio massimo per un rivelatore, come è già stato descritto nei capitoli precedenti è legato a caratteristiche intrinseche del rivelatore stesso. La resistività degli elettrodi influenza il tempo di ricarica del rivelatore, e quindi il tempo morto, secondo la relazione (3.48). Si è detto che elettrodi a bassa resistenza permettono di avere tempi di ricarica inferiori e quindi rate più alti, ma di contro si ha anche una maggiore instabilità legata all'aumento delle correnti prodotte. Dall'equazione (3.50) vediamo infatti che la superficie di scarica dipende dalla resistività degli elettrodi, alti valori di resistività permettono di limitare la superficie interessata dalla scarica ma aumentano il tempo di ricarica. La superficie dipende anche dalle dimensioni della gap contenente il volume di gas, ottenendo valori inferiori della carica, e quindi della superficie, per gap di volume inferiore. Inoltre, essendo la superficie di scarica legata alla carica sviluppata dal processo di moltiplicazione, è di conseguenza dipendente dalla tensione applicata al rivelatore. Come abbiamo visto infatti, in base al valore del campo elettrico applicato si hanno differenti regimi di funzionamento nei quali si sviluppa una carica di diverso valore a seconda del valore campo applicato. Per avere rate più alti

bisogna ridurre la carica media sviluppata nella valanga, non a caso gli RPC operano in regime avalanche dove si hanno valori di carica minori rispetto al regime streamer.

Il valore del rate capability del rivelatore come abbiamo visto può essere calcolato approssimativamente con la formula (3.49), ma pur utilizzando fattori di sicurezza adeguati è comunque necessario verificare se il valore calcolato ha un riscontro con il valore misurato. Per questo motivo al laboratorio della GIF++ durante i test di irraggiamento vengono eseguite delle misure per quanto riguarda il rate capability, atti a verificare che i rivelatori siano in grado di sopportare i nuovi valori di rate previsti durante la fase II, mantenendo comunque il valore dell'efficienza di rivelazione sopra il limite prestabilito.

Il valore del flusso di fotoni provenienti dal decadimento della sorgente di Cesio 137 della GIF++ può essere calcolato tenendo conto dell'attività "A" della sorgente del Cs-137, del numero medio "n" di fotoni emessi per ogni decadimento, del fattore di assorbimento ABS e la distanza "d" dei rivelatori dalla sorgente.

$$\Phi = \frac{A n ABS}{4\pi d^2} \quad (4.2)$$

Sapendo che l'attività iniziale della sorgente di cesio è di 13.9 TBq, prendendo in considerazione il caso della sorgente non schermata quindi con ABS=1, e con il trolley contenente le camere posto a circa 5 m, sapendo che per il teorema del flusso si ha che l'intensità diminuisce come l'inverso del quadrato della distanza dalla sorgente, otteniamo un valore del flusso pari a circa 4.5 MHz/cm². Risulta quindi un valore molto maggiore rispetto al valore dei flussi di raggi gamma attualmente presenti in CMS che sono dell'ordine di 10³.

Nei grafici seguenti sono mostrati i risultati dello studio dei rate ottenuti dai test effettuati alla GIF++. Nella prima immagine (4.25) sono rappresentati i

valori di rate nelle 3 partizioni che compongono la camera del rivelatore RPC T1_S1 RE2-2-NDP- BARC-8 alle diverse tensioni applicate al rivelatore.

Le misure di rate vengono eseguite sia alla tensione di lavoro sia variando la tensione applicata per verificare la relazione che lega tensione applicata e rate, e vedere quindi come varia il numero di conteggi in funzione della tensione. Si nota l'incremento del numero di conteggi che si ha mano a mano che la tensione aumenta. Le misure sono state ripetute anche variando il flusso di fotoni incidente sul rivelatore, attraverso la variazione del fattore di assorbimento applicato alla sorgente di fotoni. Anche in questo caso si vede come all'aumentare del flusso, e quindi al diminuire dell'ABS, si ha un incremento del rate. È possibile notare che i valori massimi di rate registrati alla tensione di lavoro si aggirano intorno a 1-2 kHz/cm², valori che permettono l'utilizzo di questo tipo di rivelatori anche a seguito dei futuri aggiornamenti della fase II, quando nell'Endcap si avranno rate massimi di 900 Hz/cm² includendo il fattore di sicurezza ed il fattore correttivo.

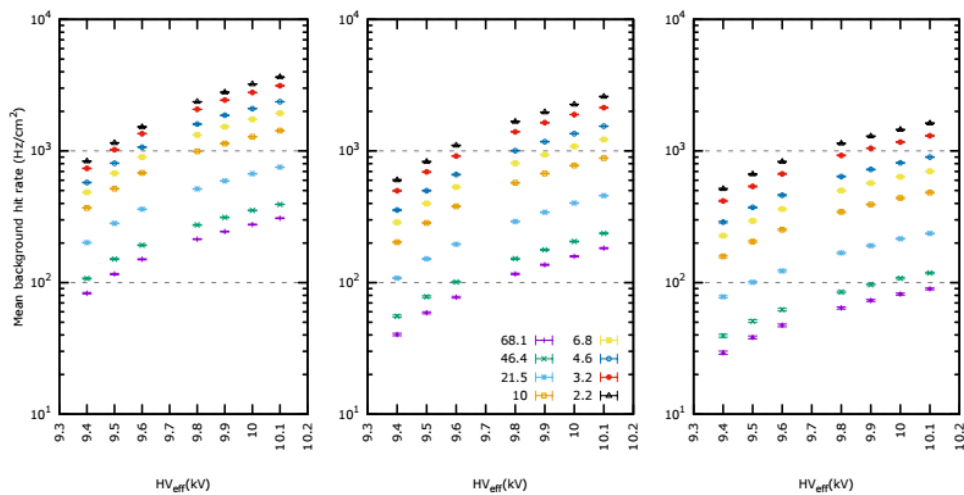


Figura 4.25: Grafico Rate per partizioni RPC T1_S1 RE2-2 BARC-8

Chiaramente i valori di rate registrati non sono uguali per tutti i rivelatori in quanto la distanza dalla sorgente tra uno slot e l'altro è differente, e soprattutto il fascio di fotoni viene attenuato da ogni rivelatore.

Il grafico seguente (4.26) invece mostra i rate di tutte e 3 le partizioni in condizioni di un unico fattore di assorbimento pari a $ABS=1$. Vediamo che si hanno valori medi del rate che vanno da 0.6 kHz alle tensioni più basse, fino a 2 kHz alle tensioni più alte nell'intorno del punto di lavoro.

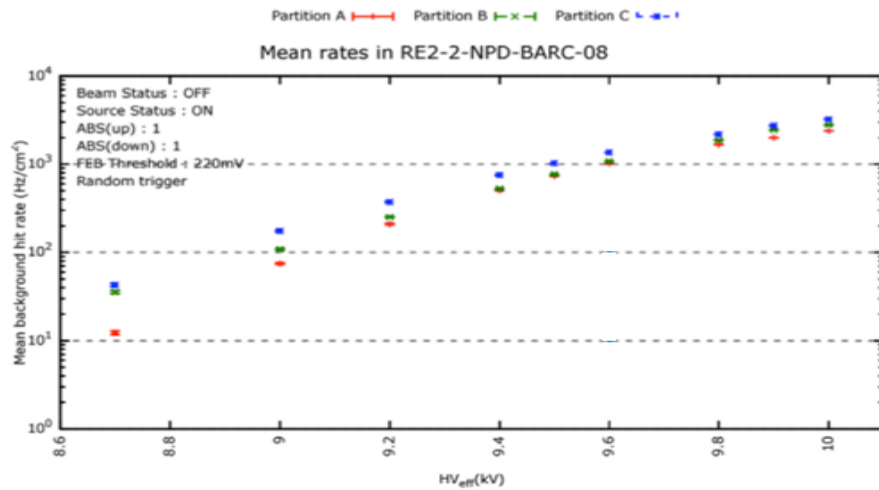


Figura 4.26: Grafico Rate per camera RPC T1_S1 RE2-2 BAR-8

Per quanto riguarda invece i prototipi di rivelatori del trolley 3 destinati all'utilizzo nella zona forward di CMS, dove i rate massimi attesi sono di circa 1500 Hz/cm² includendo il fattore di sicurezza ed il fattore correttivo, vediamo dal successivo grafico (4.27) come i rate massimi registrati alla tensione di lavoro con un ABS di 4.6 sono dell'ordine dei 3-4 kHz/cm².

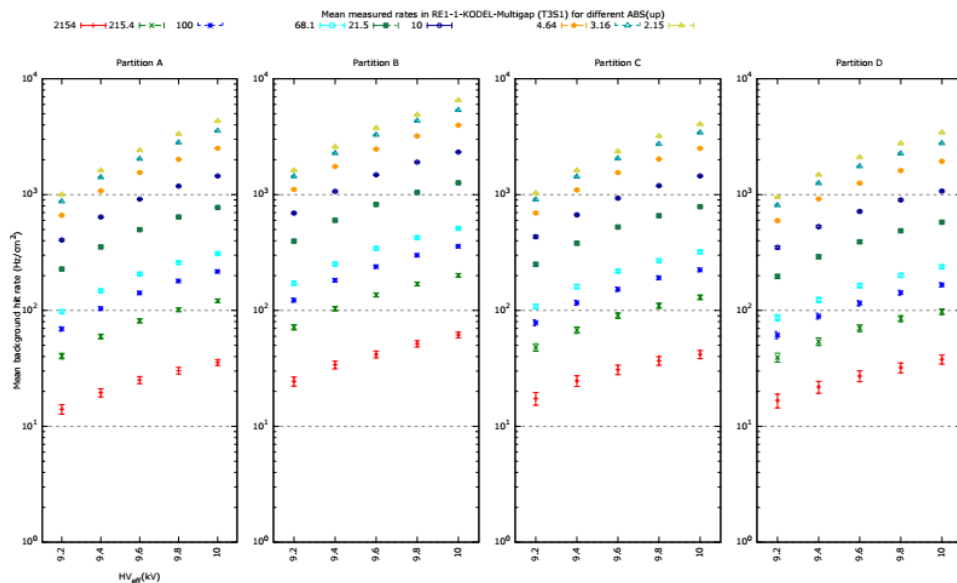


Figura 4.27: Grafico Rate per partizioni RPC T3_S1 RE1 KODEL 186 multigap

Le curve di rate oltre ad essere utili per la caratterizzazione dei rivelatori possono fornire anche indicazioni sullo stato del rivelatore, ed in particolare per quanto riguarda fenomeni legati all'aging naturale del rivelatore stesso. Valori decrescenti di rate sono indice dell'aumento della resistività degli elettrodi di bakelite causata dal deterioramento, ciò determina un tempo di ricarica maggiore e quindi rate inferiori.

Spesso vengono eseguite misure di rate anche con la sorgente spenta, che all'apparenza potrebbero sembrare inutili, ma in realtà forniscono una misura del rumore intrinseco del rivelatore, noise rate, dovuto per esempio all'elettronica. È importante monitorare che tale valore risulti il più basso possibile e che rimanga al di sotto di una certa soglia considerata accettabile. In genere tutti gli RPC sono caratterizzati da una bassissimo noise rate, dell'ordine del kHz/m², che non rappresenta un problema per le normali operazioni del rivelatore essendo solo lo 0.01% della capacità massima di rateo.

Oltre ai dati relativi al rate, dagli stessi test è possibile ottenere anche i dati relativi alle correnti sviluppate nei rivelatori. I grafici seguenti mostrano l'andamento della corrente in funzione della tensione applicata. Seppur i test specifici allo studio delle correnti siano altri, dove la tensione applicata varia non solo nell'intorno della tensione di lavoro ma in un ampio range di tensioni, anche questi dati derivanti dagli studi di rate sono utili a verificare la curva corrente-tensione. Abbiamo anche in questo caso più curve, tante quanti sono gli scan effettuati con fattori di assorbimento differenti. Vediamo come per i grafici del rate, che a bassi valori di ABS ed alti valori di tensione corrispondono alti valori di corrente. Valori di corrente che sono ovviamente dipendenti dal rate, e come ci si aspetta ad alti valori di rate si hanno alti valori di corrente.

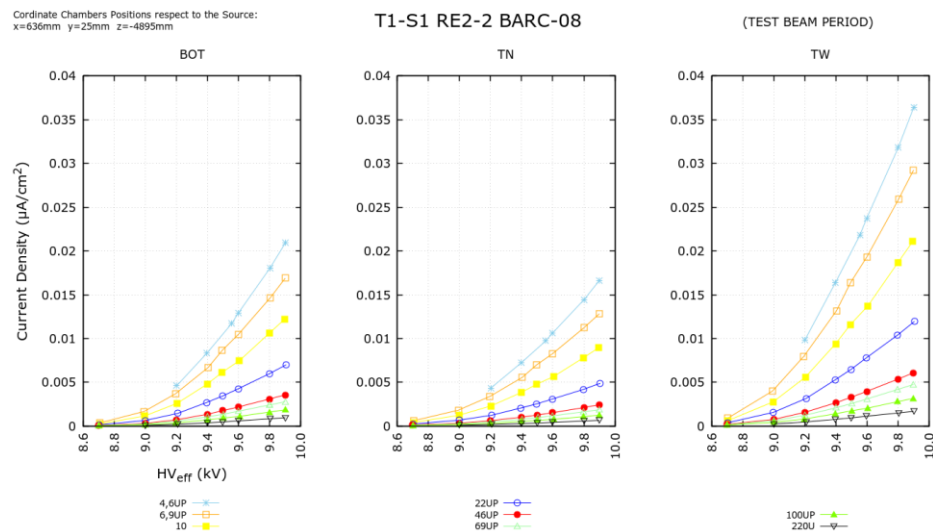


Figura 4.28: Grafico Correnti vs Tensione effettiva RPC T1_S1 RE2-2 BARC-8

La curva degli stessi dati sperimentali può essere riportata anche in grafici aventi l'asse delle ordinate in scala logaritmica per mostrare meglio l'andamento.

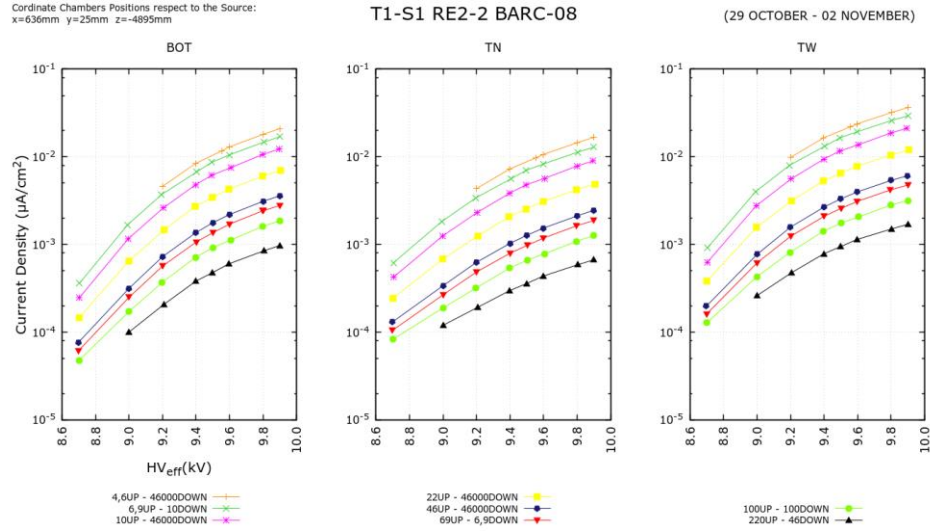


Figura 4.29: Curva corrente-tensione su scala semilogaritmica del rivelatore T1_S1

4.4.4 EFFICIENZE

La caratterizzazione di un rivelatore dal punto di vista del rate è importante ma non è sufficiente, infatti un altro parametro fondamentale è l'efficienza del rivelatore che secondo le richieste di CMS deve essere superiore al 95%. Lo studio dell'efficienza di conteggio di un rivelatore è molto importante per la caratterizzazione del rivelatore stesso, permette infatti di quantificare la frazione di particelle rilevate a fronte di quelle totali. Abbiamo già visto nei capitoli precedenti che sono diversi i fattori che influenzano l'efficienza di un rivelatore, dalla resistività degli elettrodi, alla dimensione della gap e dalla presenza di eventuali più gap, alle caratteristiche del gas circolante nella gap, a fattori ambientali come temperatura e pressione, e soprattutto dalla tensione. L'efficienza è inoltre fortemente dipendente della tensione applicata effettiva, non a caso come visto nel capitolo dedicato all'influenza dai parametri ambientali, viene applicata una formula correttiva alla tensione per tenere conto appunto delle condizioni ambientali e fare in modo che incidano il meno possibile sulle prestazioni del rivelatore. In particolare la dipendenza dalla tensione è parametrizzata attraverso una sigmoide:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_{\max}}{1 + e^{-\lambda(HV_{\text{eff}} - HV_{50\%})}} \quad (4.3)$$

Dove $\varepsilon_{\max}$ è l'efficienza massima che si raggiunge asintoticamente per $HV \rightarrow \infty$, $HV_{50\%}$ è il valore della tensione al 50% di $\varepsilon_{\max}$, HV_{eff} è la tensione applicata corretta tenendo in considerazione l'influenza dei parametri ambientali esterni, mentre λ è un parametro dipendente dalla velocità di salita della curva, è definito come l'inverso della differenza tra i valori delle tensioni al 90% ed al 10% dell'efficienza massima. Esso è un indice indicativo di quanto velocemente il rivelatore passi dal 10% al 90% dell'efficienza massima:

$$\lambda = 1 / (HV_{90\%} - HV_{10\%}) \quad (4.4)$$

Da queste considerazioni, risulta che è necessario trovare la tensione ottimale per cui si ha la massima efficienza ma senza applicare tensioni troppo elevate. La tensione ottimale è detta punto di lavoro, o anche Working Point (WP), e può essere estrapolata dalla sigmoide che mette in relazione efficienza e tensione applicata. Nella figura successiva (4.30) è rappresentata una sigmoide caratteristica di un tipico rivelatore RPC di CMS. Sulla curva è indicato il ginocchio (knee), che è il valore di HV_{eff} per cui si raggiunge il 95% di $\varepsilon_{\max}$. Il valore ottimale del punto di lavoro è scelto tra il ginocchio e la regione di plateau, ovvero la zona in cui la curva diventa asintotica. Il WP è quindi definito per ogni RPC come il valore del ginocchio più 100 V per rivelatori situati nel Barrel o 150 V se negli Endcap. Questa differenza tra Barrel e Endcap riflette la differenza nelle richieste di trigger. Per trovare la tensione nel punto “knee”, necessario poi a calcolare il WP, si può utilizzare la relazione:

$$HV_{\text{knee}} = 0.95 \cdot \varepsilon_{\max} \quad (4.5)$$

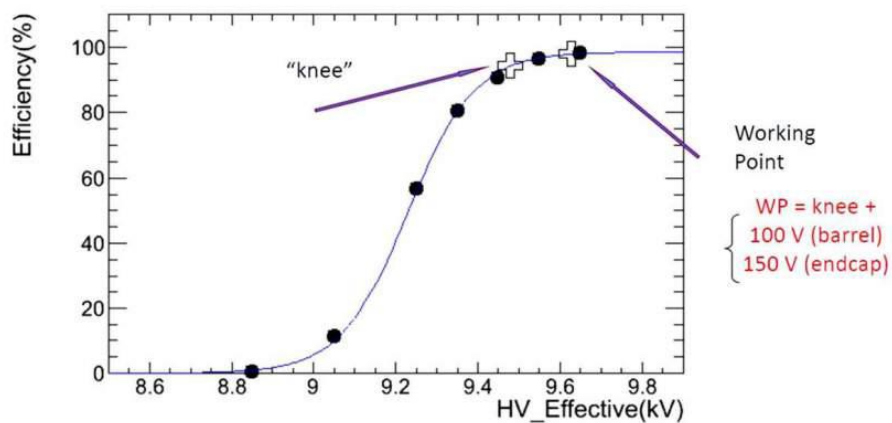


Figura 4.30: Efficienza in funzione di HV_{eff} per un tipico RPC di CMS

I test di efficienza alla GIF++ servono dunque per verificare l'efficienza del rivelatore sottoposto ad un alto flusso di particelle che simula il tasso di background presente in CMS. La misura dell'efficienza dei rivelatori RPC alla GIF++ viene effettuata nei periodi in cui si ha la disponibilità del fascio di muoni. La misura viene eseguita tramite il metodo della *coincidenza*, dove il segnale di trigger a seguito del passaggio dei muoni è fornito da scintillatori posti davanti e dietro alle camere all'interno del bunker. Gli scintillatori, al passaggio dei muoni generano un segnale che viene inviato al TDC (Time to Digital Convert). Conoscendo il tempo necessario per la generazione del segnale proveniente dall'elettronica di front-end delle camere a seguito del passaggio dei muoni, che è approssimabile al tempo necessario all'invio del segnale di trigger degli scintillatori, viene generata una finestra temporale, di circa 400 ns all'interno della quale viene verificata e confrontata la coincidenza tra i segnali di trigger generati dagli scintillatori con i segnali generati dalle camere. La misura dell'efficienza sarà quindi data dal rapporto del numero di segnali di trigger generati dalle camere nella finestra temporale considerata, ed il numero di segnali di trigger generati dagli scintillatori. Questa metodologia, nonostante la logica di veto utilizzata, può far comprendere all'interno del campione di eventi, accanto ad eventi associati al passaggio di muoni singoli, degli eventi dovuti a sciame

atmosferici, rumore nelle camere, etc. Essi non sono utili al calcolo delle proprietà effettive delle camere e andrebbero invece eliminati dal campione statistico.

Per questo motivo la misura dell'efficienza viene eseguita anche tramite il metodo della *ricostruzione*. La ricostruzione della traccia del passaggio del muone avviene utilizzando tre delle quattro camere presenti nel trolley, mentre la camera rimanente viene considerata sotto test. La procedura viene seguita analogamente per tutte le camere, e quindi l'analisi avviene una camera per volta. Inoltre il fatto che le strip delle camere siano posizionate tutte lungo la stessa direzione limita l'algoritmo di ricostruzione e l'evento viene ricostruito solo bidimensionalmente. Vengono quindi ricostruite tutte le tracce dei muoni rivelati dalle tre camere, scremandole dalle tracce di eventi di non interesse. Successivamente queste tracce vengono associate alle possibili tracce lasciate dai muoni nella quarta camera sotto test. Per avere un'efficienza del 100% si dovrebbe verificare la situazione in cui tutte le tracce trovate nelle tre camere abbiano una traccia corrispondente nella camera sotto test. Dunque l'efficienza sarà data dal rapporto tra il numero di tracce trovate nella camera testata che siano compatibili con le tracce delle altre tre camere, ed il numero totale di tracce rilevate nelle tre camere.

Nei grafici seguenti sono riportate le curve di efficienza ricavate per i rivelatori RPC del trolley 1, figura(4.31), e del trolley 3, figura (4.32), in diverse condizioni di irraggiamento. Sono stati riportati i punti sperimentali trovati per l'efficienza a diversi valori di tensione applicata, e tramite un fit [16] è stata trovata la curva. Il fascio di muoni proiettato sulla camera ha una superficie di molto inferiore rispetto alla superficie della camera stessa, dunque è possibile testare l'efficienza di una delle 3 partizioni della camera, anche se poi il risultato è estendibile a tutta la camera in quanto tutte le partizioni hanno stessa efficienza.

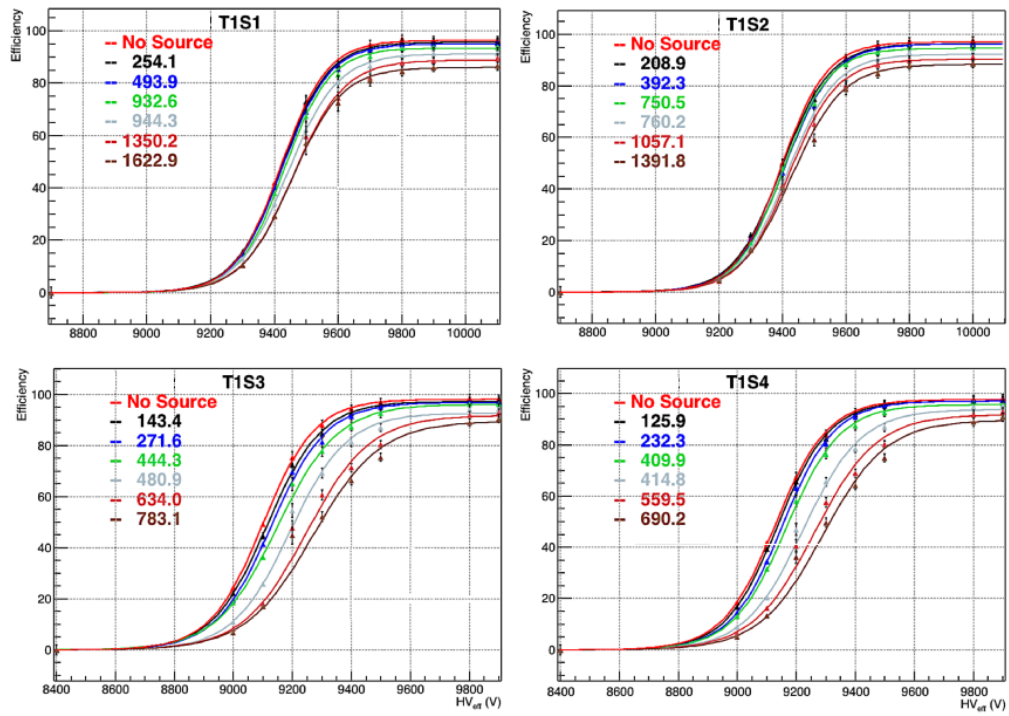


Figura 4.31: Curve di efficienza RPC Trolley 1

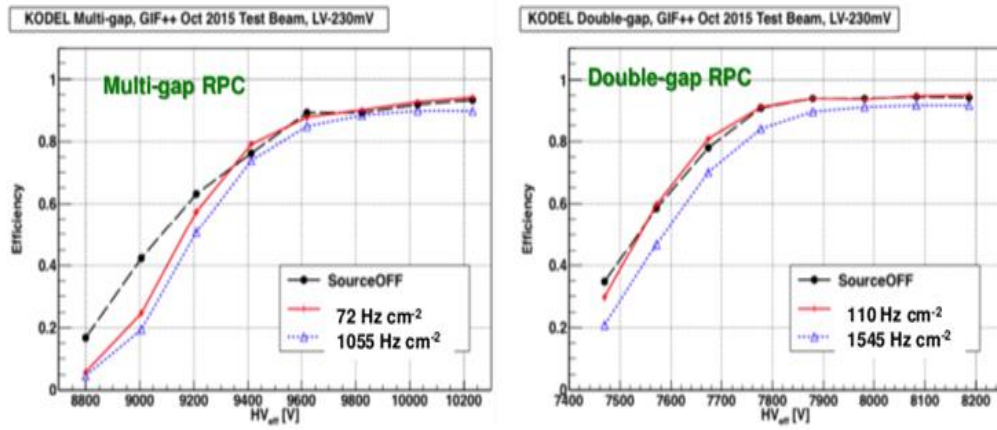


Figura 4.32: Curve di efficienza RPC Trolley 3

Per i rivelatori del Trolley 1 si nota che anche a rate dell'ordine del kHz/cm², ovvero ai rate attesi durante la fase II di LHC, l'efficienza si mantiene superiore al 95 % come richiesto da CMS. Per i rivelatore del Trolley 3 vanno effettuate ulteriori verifiche in quanto a rate intorno al

kHz/cm² si notano decrementi fino al 90%. Ulteriori studi sono dunque previsti per capire se il calo di efficienza registrato sia dovuto ad una reale inefficienza dei rivelatori ad alti rate oppure se sia dovuto ad un possibile problema relativo all'algoritmo di calcolo di efficienza.

Dai grafici precedenti è possibile anche notare che la tensione di lavoro e l'efficienza sono dipendenti dal flusso di particelle incidenti, infatti con l'aumentare del flusso incidente l'efficienza diminuisce ed il punto di lavoro si sposta verso valori di tensione più alti. Ciò è causato dal fatto che quando il flusso di particelle incidenti è significativamente grande, gli elettrodi di bachelite degli RPC vengono continuamente scaricati dalla formazione delle valanghe di elettroni prodotti nel gas a seguito dell'interazione delle particelle incidenti. Affinchè gli elettrodi possano essere ricaricati dal generatore esterno deve trascorrere il tempo specifico di ricarica, che come abbiamo avuto modo di vedere è una caratteristica intrinseca del rivelatore. Si instaura così una situazione in cui la tensione media effettivamente applicata al gas è significativamente minore della tensione che il generatore applica.

Il seguente grafico mostra la relazione tra efficienza e rate per le quattro camere presenti nel trolley 1, mettendo in evidenza quanto detto, ovvero all'aumentare del rate diminuisce l'efficienza. Come detto anche precedentemente, nonostante l'efficienza diminuisca all'aumentare del rate si mantiene comunque superiore al valore minimo richiesto. Ciò che è possibile notare è che l'abbassamento dell'efficienza in funzione del rate è maggiormente visibile per i rivelatori T1_S3 e T1_S4. Un'ipotesi sulla ragione del diverso comportamento tra i primi 2 rivelatori ed i secondi, è la diversa bakelite utilizzata per gli elettrodi, infatti i primi 2 rivelatori risalgono alla prima produzione per i dischi 1 e 2 dell'Endcap, mentre gli altri 2 rivelatori appartengono alla nuova produzione per i dischi 3 e 4 ed hanno una resistività maggiore ed uno spessore leggermente inferiore. Questa è solamente un'ipotesi che va verificata con ulteriori test.

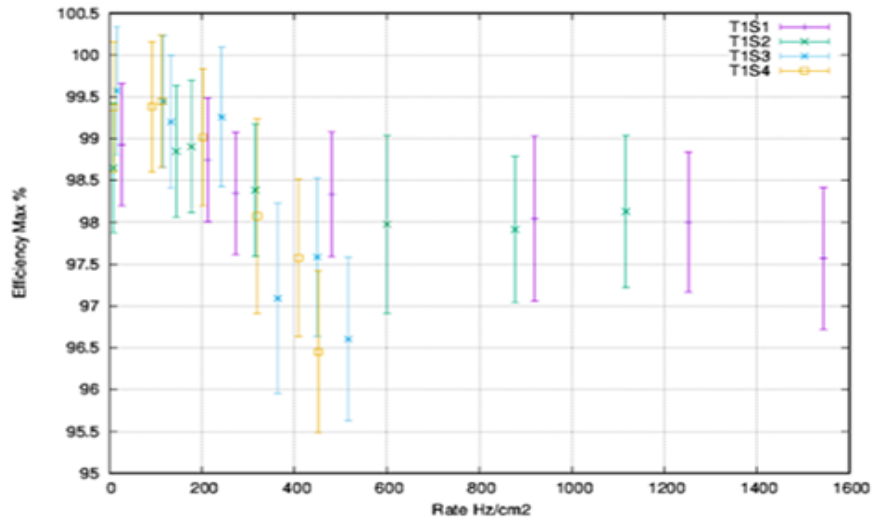


Figura 4.33: Efficienza in funzione del Rate

L'immagine successiva (4.34) mostra come aumenta la tensione di lavoro aumentando il rate. Questo aumento deve essere il minimo possibile, come avviene per i rivelatori T1_S1 e T1_S2, mentre per i rivelatori T1_S3 e T1_S4 l'aumento è considerevole passando da 9.5 kV a bassi rate fino a 9.8 a 600 Hz/cm². Come detto precedentemente questo potrebbe essere dovuto alla diversa bakelite utilizzata.

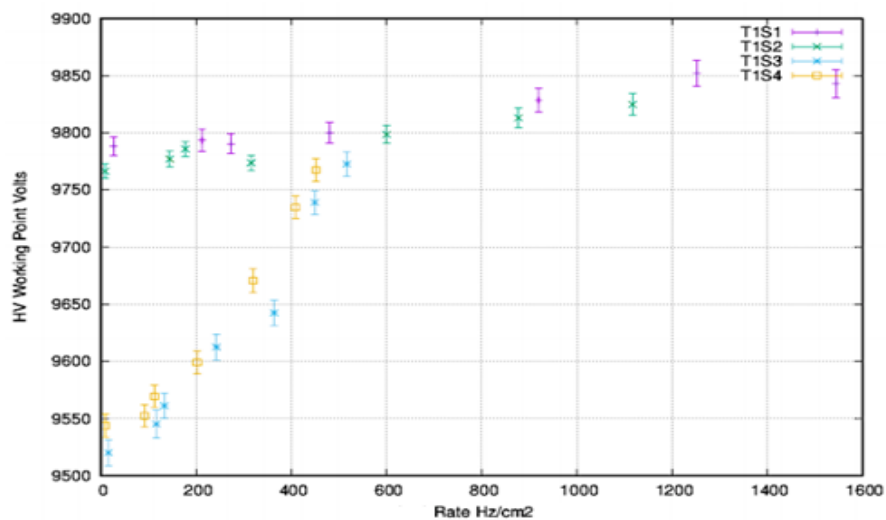


Figura 4.34: Working Point vs Rate

Nella seguente tabella sono riportati i valori medi della tensione di lavoro per ogni camera, risultati dai molti test di caratterizzazione effettuati variando le condizioni di irraggiamento.

RPC CHAMBER	HV-WP (V)
T1_S1 = RE2-2 – NDP- BARC-08	9778.861 $\pm$ 25.965
T1_S2 = RE2-2 – NDP- BARC-09	9763.502 $\pm$ 28.685
T1_S3 = RE4-2 – NDP- CERN-166	9584.292 $\pm$ 51.863
T1_S4 = RE4-2 – NDP -CERN-165	9432.864 $\pm$ 29.434
T3_S1 RE1 – KODEL-186 multigap	9600
T3_S2 RE1 – KODEL-185 2 gap	7900

Tabella 4.5: Working Point RPC testati presso GIF++

La curva di efficienza oltre ad essere utile alla caratterizzazione della camera per trovare il punto di lavoro e per definire l'efficienza stessa, risulta un importante indicatore dell'invecchiamento del rivelatore, infatti valori inferiori in termini di efficienza sono il segnale che i materiali costituenti il rivelatore stanno subendo un progressivo degrado e di conseguenza l'efficienza andrà via via diminuendo. La perdita di efficienza è dovuta al fatto che in seguito all'irraggiamento e al degrado dei materiali costituenti il rivelatore, il valore della resistività degli elettrodi aumenta comportando valori di rate e di corrente inferiori, e di conseguenza anche efficienze inferiori. Tutto ciò porta alla necessità di aumentare la tensione applicata al rivelatore per mantenere lo stesso valore di efficienza, si ha dunque lo spostamento del punto di lavoro verso valori più alti. Risulta dunque importante negli studi conoscere come e con che velocità la curva di efficienza cambia a seguito dell'irraggiamento per potersi assicurare che nel corso della vita operativa per cui è stato progettato il rivelatore venga mantenuto un valore di efficienza al di sopra del limite prefissato.

Attraverso gli studi di efficienza è stato anche possibile verificare che l'efficienza di rivelazione è maggiore nella configurazione a doppia gap che non in quella a singola gap. I grafici successivi mostrano tale risultato in accordo con quanto detto nei precedenti capitoli. I grafici sono stati ottenuti dai dati ricavati dai test effettuati sui rivelatori del trolley 1.

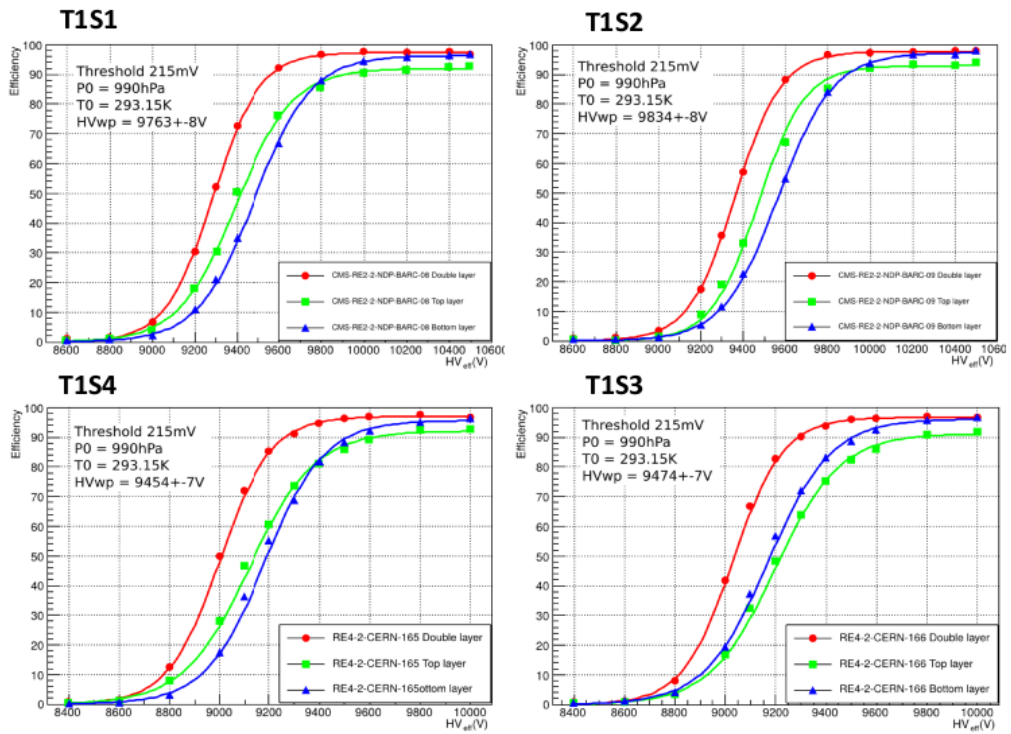


Figura 4.35: Efficienza in configurazione single gap e double gap

4.4.5 CORRENTI

In seguito all'aumento della luminosità prevista durante la fase II, non saranno solamente i valori di rate ad aumentare, ma essendo le correnti dipendenti da quest'ultimi aumenteranno anch'esse. Avendo a disposizione i dati delle correnti a diversi valori di luminosità relativi ai precedenti run, è possibile estrapolare per interpolazione i valori di corrente attesi alla luminosità della fase II. L'estrapolazione è possibile grazie al fatto che la relazione che lega corrente e luminosità è di tipo lineare come si può vedere dai grafici seguenti. Il grafico (4.36) riporta le correnti medie nelle camere RPC della regione del Barrel e dell'Endcap. I grafici (4.37) e (4.38) rappresentano invece le correnti massime, rispettivamente nel Barrel e nell'Endcap. Più precisamente i valori massimi di corrente nel Barrel come per i rate si registrano nella ruota W+2 settore 8 interno della ruota RB1. Per l'Endcap anche in questo caso come per i rate i valori massimi si registrano nella camera 10 del disco 4+ .

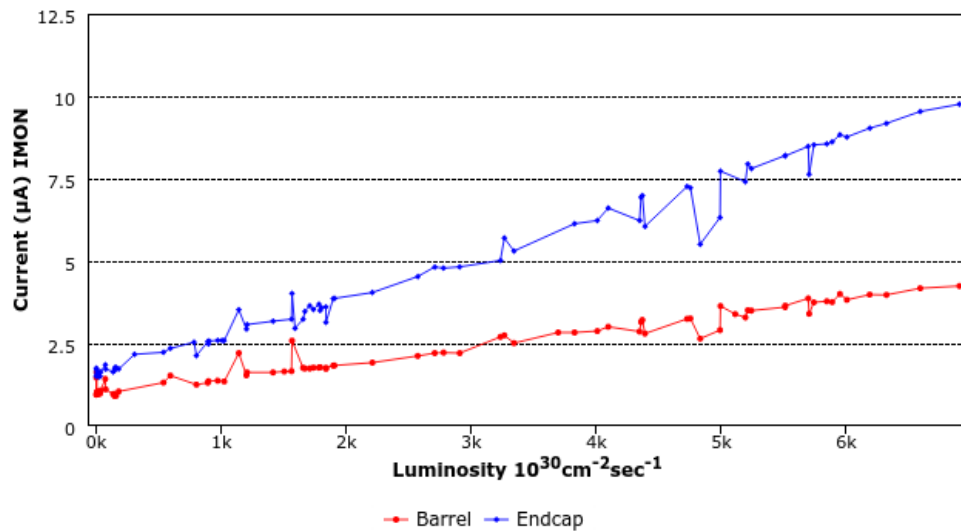


Figura 4.36: Correnti medie Barrel e Encap vs Luminosità

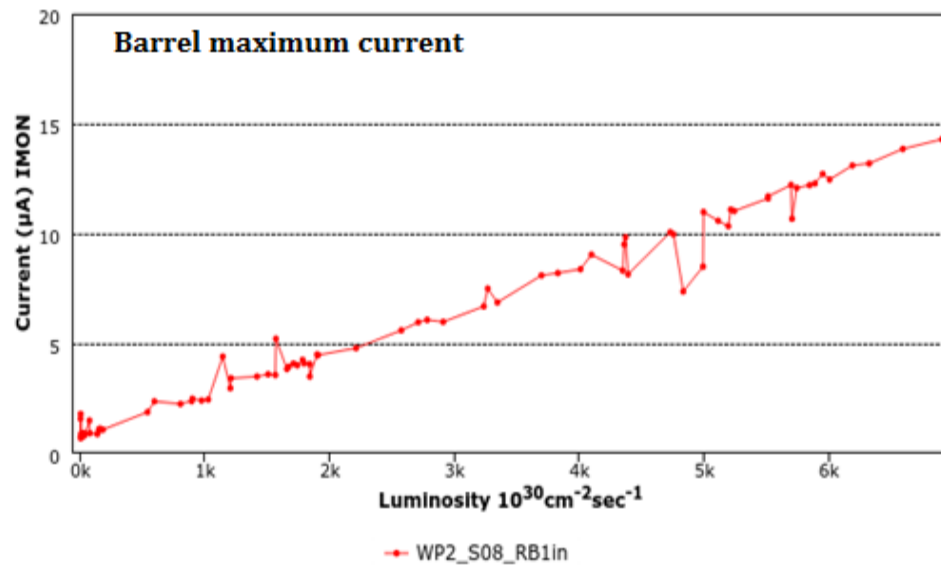


Figura 4.37: Correnti massime Barrel vs Luminosità

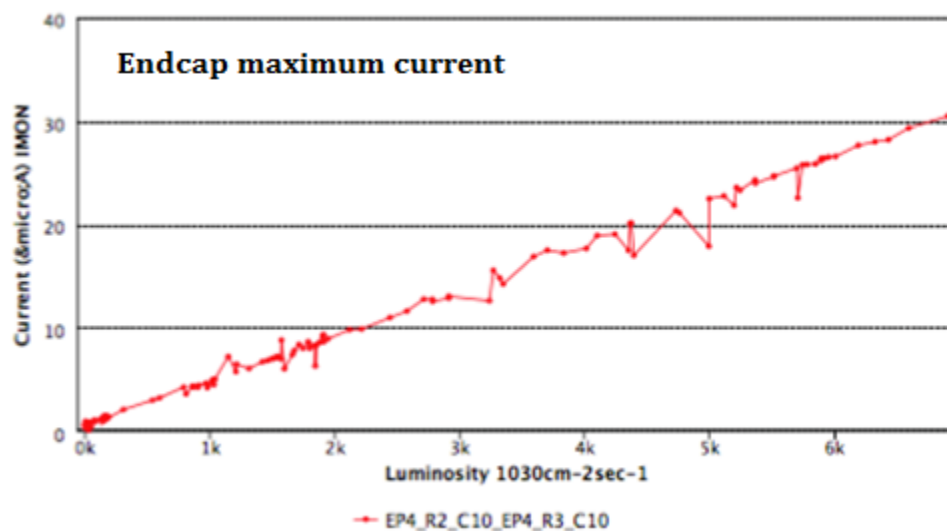


Figura 4.38: Correnti massime Endcap vs Luminosità

Nella regione dell'Endcap i canali dell'alimentazione ad alto voltaggio collegano 2 camere contemporaneamente, la corrente misurata corrisponde quindi alla somma dei valori di corrente delle 2 camere collegate. Dal grafico (4.38) si evince che il valore massimo di corrente è di 200 μA , dato dalla somma delle correnti della camera 10 del ring 2 del disco 4+, e della

camera 10 del ring 3 dello stesso disco. Sapendo che la superficie della camera del ring 2 è di 11864.72 cm², e la superficie della camera del ring 3 è pari a 19707.19 cm², possiamo dedurre che il 62.42% del contributo totale della corrente è dato da quest'ultima camera. Il valore massimo di corrente atteso nella regione dell'Endcap, ed in particolare nel disco 4+ ring 3 camera 10, alla luminosità della fase II di 5×10^{34} cm⁻²s⁻¹ sarà di 137 μ A. Dunque si può riassumere che alla luminosità di fase II avremo nell'Endcap valori massimi di rate di 200 Hz/cm² e correnti massime corrispondenti pari a 137 μ A. Come per i valori di rate estrapolati, anche i valori di corrente si riferiscono a energie di 13 TeV, per cui a tali valori va aggiunto un coefficiente di correzione per tener conto dell'aumento di energia da 13 a 14 TeV

Purtroppo non è possibile fare un confronto tra i valori di correnti che si registrano in CMS ed i valori di corrente misurati sperimentalmente alla GIF++ in quanto pur applicando gli stessi rate, alla GIF++ la radiazione è data dai soli fotoni emessi dalla sorgente di cesio, mentre in CMS la radiazione di fondo è dovuta al contributo dei fotoni ma anche dei neutroni e delle particelle cariche che come visto nel primo capitolo interagiscono in maniera differente con la materia.

Dagli studi di corrente, ed in particolare delle curve corrente-tensione, si possono comunque ottenere diverse informazioni, in particolare il monitoraggio dei valori di corrente permette di verificare le condizioni del rivelatore, in quanto le variazioni di tali valori possono significare un deterioramento dei materiali del rivelatore.

Gli studi di corrente vengono eseguiti nel laboratorio della GIF++ tramite la procedura di *data taking* vista nei paragrafi precedenti. Gli scan vengono eseguiti variando la tensione applicata ai rivelatori. Le misure vengono poi ripetute con le stesse tensioni applicate ma variando il coefficiente di assorbimento della radiazione gamma della sorgente. La variazione dei

parametri in gioco è utile ad analizzare la risposta dei rivelatori in differenti condizioni operative. Come abbiamo visto per le misure di rate, spesso vengono eseguite misure anche con la sorgente spenta. Queste misure permettono di quantificare le cosiddette correnti oscure, ovvero le correnti indotte dal noise intrinseco del rivelatore. Questo parametro è misurato anche durante la produzione delle camere, che per essere qualificate come idonee devono avere un valore delle *dark currents* al di sotto di una certa soglia considerata accettabile, in genere $5\text{ }\mu\text{A}$. Nel corso dei test alla GIF++ si monitora se e come aumenta tale parametro, e che non superi il valore di soglia prestabilito per tutta la vita operativa.

Di seguito è riportato il grafico dei dati ottenuti dal rivelatore T1_S1 in condizioni di $\text{ABS} = 4.6$, che mostra le curve corrente-tensione per le 3 gap. Per poter effettuare un confronto tra i valori di corrente che si ottengono nelle 3 gap sono stati ricavati e disegnati i valori della densità di corrente, in modo che la diversa superficie delle gap non influisca sul confronto. Le tre curve hanno lo stesso andamento e valori pressoché uguali, anche se si nota una piccola differenza tra le 2 curve di corrente delle 2 gap TOP e la curva della gap BOT dovuta al fatto che quest'ultima è posta dietro le altre 2.

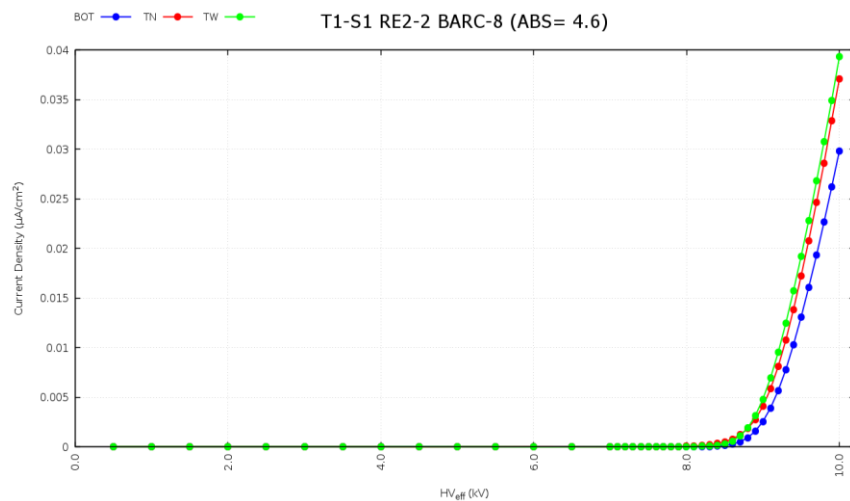


Figura 4.39: Curva corrente-tensione per il rivelatore RPC T1_S1

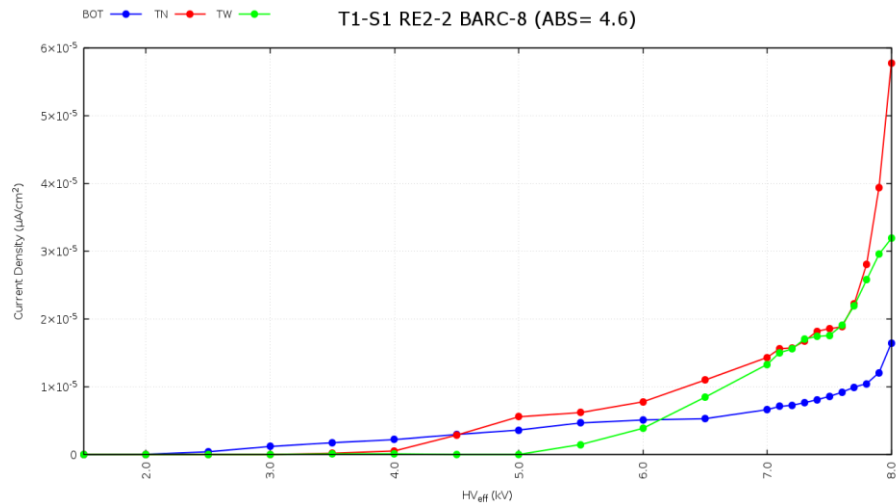


Figura 4.40: Zoom 2-8 kV curva corrente tensione RPC T1_S1

Si può notare dalla figura (4.39) che l'andamento è caratterizzato da una prima parte, a bassi valori di tensioni, in cui la corrente assume valori molto bassi, prossimi allo zero, in quanto non c'è conduzione tra i due piani di bakelite. Si ha poi una parte intermedia della curva, tra i 2 kV ed i 7 kV circa, dove la corrente, detta ohmica, aumenta linearmente e non vi sono fenomeni di moltiplicazione della carica nel gas. In questa parte la corrente circola negli elettrodi di bakelite ma anche nei distanziatori, nel telaio, e negli altri elementi del rivelatore. Questa zona, appunto detta ohmica, è meglio visibile nella figura (4.40) che rappresenta un ingrandimento della figura precedente tra la tensione 2-7 kV. La curva presenta poi una parte transitoria con un andamento esponenziale, al termine del quale inizia l'ultima parte della curva, nella quale avvengono i fenomeni fisici della moltiplicazione, e che presenta invece un andamento lineare. Se si disaccoppia la prima e la seconda parte della curva, e si va ad interpolare le due rette ricavate da un fit lineare, il punto di intersezione trovato rappresenta il punto di "onset", HV_{onset} , ovvero il punto che indica la tensione alla quale inizia la proporzionalità tra corrente misurata e tensione applicata. I punti per essere considerati per la parte proporzionale devono

presentare un fattore di correlazione $r^2 \geq 0.999$. Il punto di Onset è un parametro molto utile per studiare l'invecchiamento del rivelatore, in quanto la variazione di tale punto sarà dovuta all'effetto di aging causato dalla degradazione dei materiali del rivelatore, ed in particolare degli elettrodi.

Essendo l'equazione di una qualsiasi retta:

$$y = p_0 + p_1 x \quad (4.6)$$

E secondo la prima legge di Ohm:

$$V = R \times I \quad (4.7)$$

L'inverso del coefficiente angolare del fit lineare della regione di proporzionalità rappresenta la resistenza R degli elettrodi di bakelite.

$$R = 1/p_1 \quad (4.8)$$

Dal valore della resistenza si può ricavare il valore della resistività attraverso la seconda legge di Ohm:

$$\rho = \frac{RS}{L} \quad (4.9)$$

Dove S è l'area della sezione perpendicolare alla direzione della corrente e quindi è la superficie del piano di bakelite, mentre L è la distanza dei punti tra i quali è misurata la tensione corrispondente allo spessore dei due piatti di bakelite.

Il valore della resistività, come visto nel capitolo (3.9), viene influenzato dalla temperatura, dunque per avere valori confrontabili, non affetti da variazioni dovuti al fattore temperatura, i valori delle resistività vengono riscaldati alla temperatura di riferimento di 20°C attraverso la formula:

$$\rho_{20^\circ C} = \rho e^{\alpha(T-20^\circ C)} \quad \text{con } \alpha = 0.13 \text{ } ^\circ\text{C}^{-1} \quad (4.10)$$

Monitorando il valore della resistività, e conoscendo il valore iniziale, si può verificare se la bakelite degli elettrodi è in buono stato oppure si sta degradando.

Grazie agli studi di corrente e a questo tipo di grafici è possibile monitorare e confrontare i valori della corrente ottenuti durante diversi test per verificare la presenza di eventuali anomalie. A seguito di un confronto effettuato su test eseguiti durante Marzo, Aprile e Maggio, si è notato un progressivo aumento dei valori di corrente registrati. Come esempio sono riportati i valori di corrente registrati a sorgente spenta per il rivelatore RPC T1_S1.

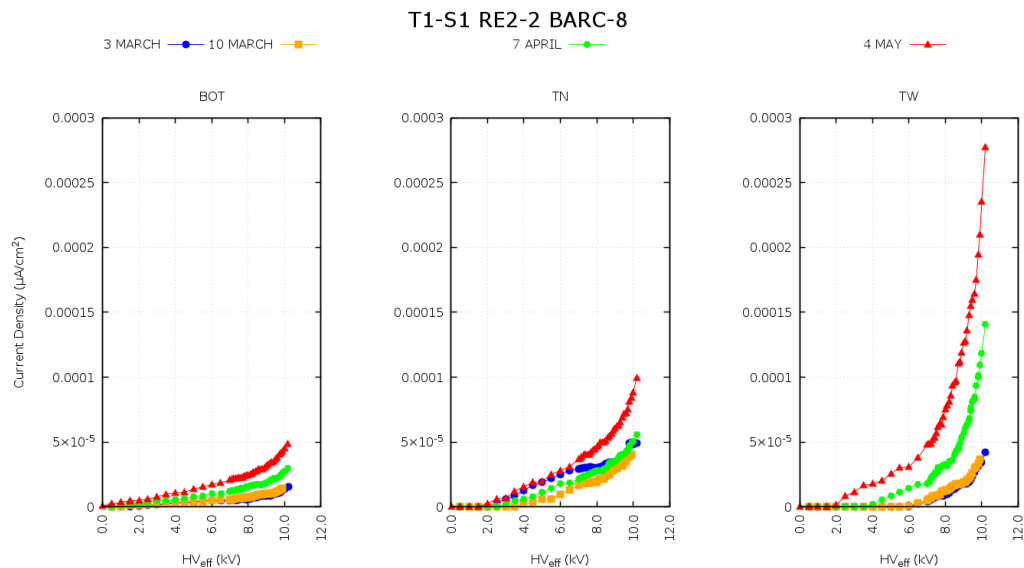


Figura 4.41: Risultato studi corrente Marzo-Maggio

Si è dunque provato a confrontare le curve di corrente con la curva della carica integrata per cercare una possibile correlazione. Il risultato è riportato nel grafico seguente, per il rivelatore T1_S1 BOT, ma risultati simili sono stati trovati per tutti i rivelatori. Si nota un aumento della carica integrata (rappresentata dall'area rossa) dovuto all'irraggiamento, ed allo stesso tempo un aumento della corrente (linea blu) da Marzo a Maggio.

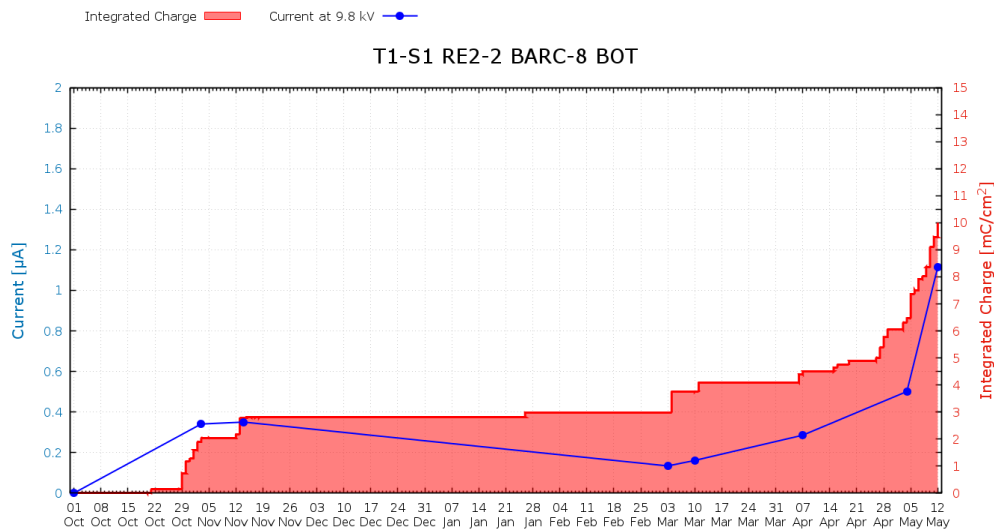


Figura 4.42: Andamento curve di corrente e carica integrata rispetto al tempo

I valori troppo bassi di carica integrata ed il fatto che l'incremento di corrente si è registrato in tutte le gap di tutti i rivelatori fanno da subito escludere un possibile degrado della bakelite, che peraltro comporterebbe un calo delle correnti e non un aumento come in questo caso. La possibile causa dell'aumento delle correnti è riconducibile ad una causa comune per tutti i rivelatori, ovvero l'aumento di temperatura ed umidità, in quanto al momento dell'esecuzione dei test non era ancora disponibile la regolazione dei parametri ambientali attraverso un sistema di condizionamento. Il grafico seguente riporta gli andamenti di umidità relativa del gas (linea verde), di temperatura (linea rossa), e gli andamenti delle correnti di tutte le BOT gap del trolley 1. La dipendenza della bakelite degli elettrodi dai parametri ambientali è stata descritta nel capitolo dedicato alle influenze dei parametri ambientali, ed il grafico sembra confermare quanto detto, si nota infatti che in coincidenza dell'aumento di umidità e temperatura si ha un aumento anche delle correnti. Si nota inoltre che l'andamento della temperatura e quelle delle correnti è molto simile.

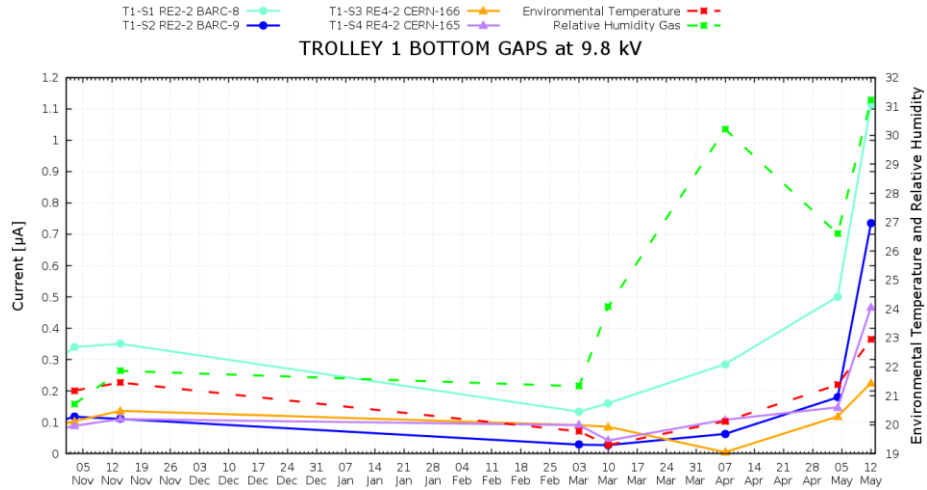


Figura 4.43: Curve di T, RH e di correnti BOT gap del trolley 1

Per avere la conferma che la differenza di correnti misurate sia dovuta alla variazione di resistività della bakelite, causata dalla variazione di temperatura ed umidità, si è misurato il valore della resistività in 2 differenti periodi, il 3 Marzo ed il 4 Maggio. Come detto precedentemente la misurazione della resistività non avviene in maniera diretta ma estrapolando tali valori dai grafici utilizzando le formule (4.8) per il calcolo della resistenza, (4.9) per il calcolo della resistività, e (4.10) per il calcolo della resistività a 20°C.

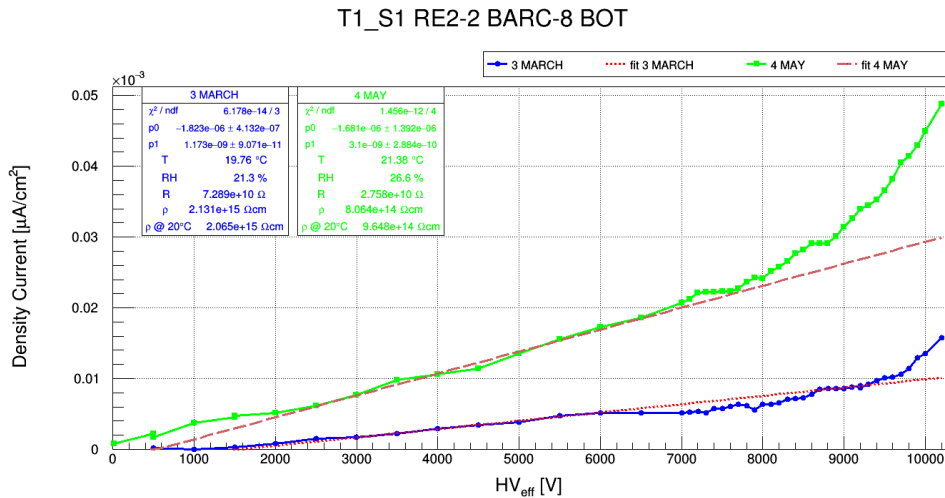


Figura 4.44: Fit current-scans

Dai risultati del grafico si nota un calo della resistività nel periodo di Maggio rispetto a Marzo, dovuto all'aumento di temperatura ed umidità, con conseguente aumento delle correnti. Si nota anche che i valori delle resistività calcolati al valore di riferimento di 20°C non sono uguali, ciò significa che anche l'umidità relativa ha inciso sul valore della resistività della bakelite.

Da sottolineare che i valori trovati per resistenza e resistività sono solamente indicativi, utili per avere un confronto tra i vari scan, ma non sono valori corrispondenti ai reali valori degli elettrodi per il fatto che gli scan considerati sono stati eseguiti utilizzando la stessa miscela di gas utilizzata in CMS, che contendo gas quencher introduce ulteriori resistività. Se si vuole ottenere i reali valori di resistenza e resistività bisogna eseguire gli scan utilizzando un gas inerte che non comporti fenomeni di moltiplicazione, come l'Argon puro.

Successivamente sono stati eseguiti nuovi scans, Figura (4.45), dove si è nuovamente riscontrato un aumento dei valori di corrente. A conferma di quanto detto precedentemente, ovvero che l'aumento delle correnti è riconducibile a fattori ambientali esterni e non ad un degrado dei materiali componenti il rivelatore, si è calcolata la corrente prodotta dal contributo moltiplicativo, sottraendo alla corrente totale il contributo ohmico. Il contributo ohmico è stato trovato effettuando un fit lineare alla parte ohmica della curva della corrente, ovvero per i valori misurati alle tensioni nell'intervallo tra 2 e 7 kV. Come si vede dalla Figura (4.46) il contributo moltiplicativo della corrente è praticamente uguale per tutti gli scans, questo permette quindi di escludere definitivamente un possibile degrado dei materiali del rivelatore, ed in particolare degli elettrodi resistivi.

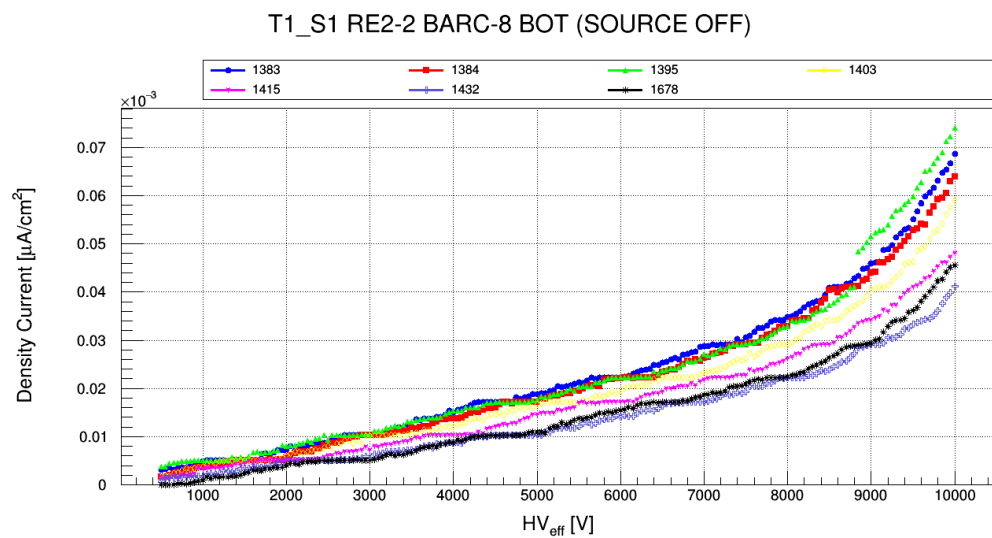


Figura 4.45: Current scans

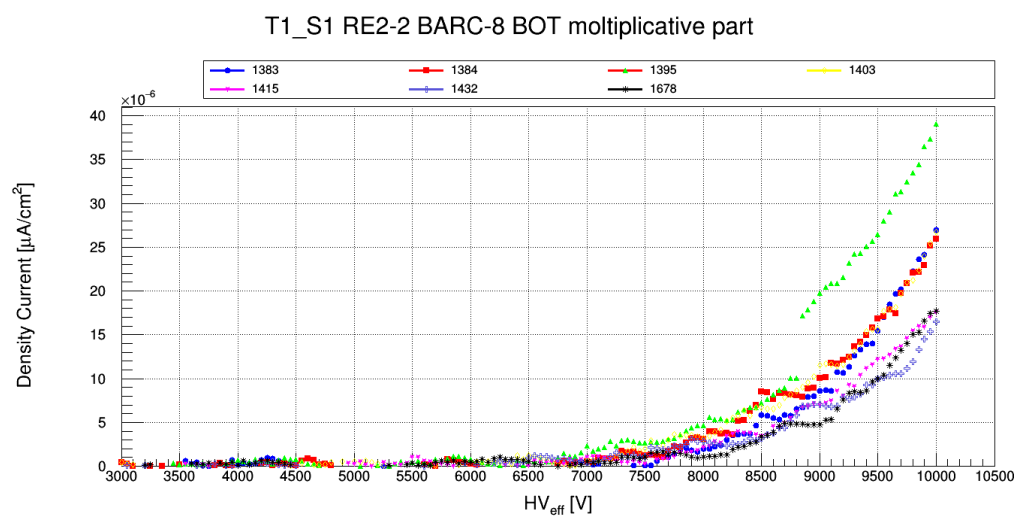


Figura 4.46: Contributo moltiplicativo della corrente

4.4.6 CARICA DEPOSITATA

Si è visto nel capitolo (3.1) che gli RPC possono operare in diversi regimi ottenendo diversi valori dalla carica sviluppata dalla moltiplicazione a seguito della ionizzazione a seconda della tensione applicata. Dunque la carica depositata è un parametro molto importante che ci permette di monitorare il corretto funzionamento del rivelatore, oltre al fatto che risulta necessaria anche per il calcolo della carica integrata.

La carica depositata, C_{dep} , non è un valore che viene misurato direttamente, ma viene calcolato dal rapporto tra la corrente, I , misurata nella camera ed il rate, R .

$$C_{\text{dep}} = \frac{I}{R} \left[\frac{C}{s \text{ cm}^2} s \text{ cm}^2 = C \right] \quad (4.11)$$

Nei capitoli precedenti sono stati estrapolati i valori di rate e corrente attesi durante la fase II di LHC, utilizzando tali parametri è possibile calcolare la carica media depositata attraverso la formula (4.11), dalla quale risulta un valore di circa 35 pC. Questo è un valore indicativo perché calcolato utilizzando valori estrapolati da grafici e non da valori misurati.

Il valore di carica depositata in CMS ed alla GIF++ è leggermente diverso in quanto come detto la radiazione è simile ma non uguale. Avendo a disposizione i dati degli scan effettuati alla GIF++, e dunque i grafici di efficienza, rate e correnti a diversi fattori di assorbimento, 4.6, 6.9, 10, 22, 46, 69 ed a sorgente spenta, è possibile innanzitutto trovare la tensione di lavoro dai risultati di efficienza, ed utilizzando questo parametro estrapolare i valori di rate e di corrente alla tensione di lavoro. Dunque per ogni scan effettuato a diverso ABS sono stati trovati una coppia di valori di rate medio e di corrente media, per un totale di 7 coppie di punti, una per ogni ABS. Questi punti ci permettono quindi di trovare la relazione che lega rate

e corrente, che ovviamente è di tipo lineare, in quanto come visto precedentemente, all'aumentare del valore di rate aumentano i valori delle correnti. Eseguendo un fit lineare tra i punti sperimentali si può quindi ricavare l'equazione della retta che lega i valori di corrente in funzione del valore di rate.



Figura 4.47: Corrente vs Rate

Conoscendo ora la relazione che lega la corrente al rate è possibile estrapolare per ogni valore di rate il rispettivo valore di corrente. Questo ci permette di poter calcolare il valore della carica depositata attraverso la formula (4.11). Dal grafico seguente è possibile verificare i valori di carica depositata alla tensione di lavoro per diversi valori di rate nei 4 rivelatori testati. In media il valore risultato è intorno a 30 pC.

Possiamo inoltre affermare che il valore medio di carica depositata non varia al variare del valore del rate, in quanto il rapporto corrente-rate è come abbiamo visto lineare.

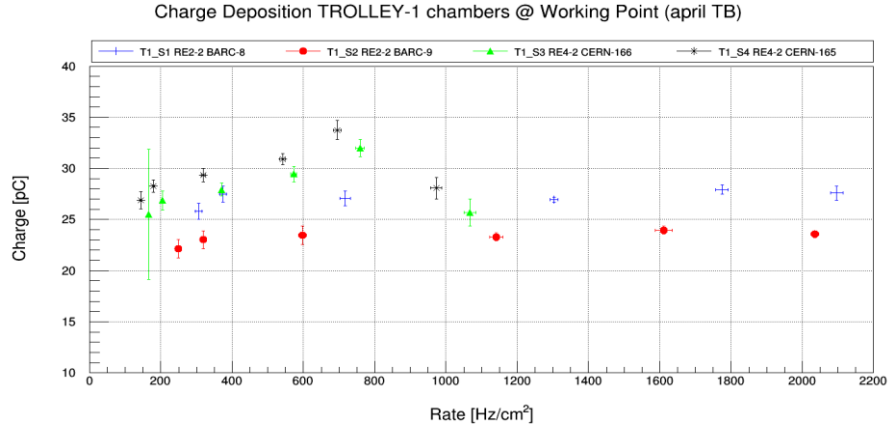


Figura 4.48: Carica depositata

4.4.7 CARICA INTEGRATA E TEST DI LONGEVITÀ

La carica che un rivelatore deve essere in grado di integrare è un parametro molto importante da considerare in fase di progetto in quanto è direttamente proporzionale all'invecchiamento del rivelatore e da essa dipende quindi la sua vita operativa. Il motivo lo si può ben capire in quanto le particelle interagiscono con il rivelatore, con tutti i suoi componenti che sono esposti al bombardamento delle particelle, andando a degradare le condizioni fisiche dei materiali che lo compongono, e di conseguenza degradano anche le prestazioni.

Sappiamo che i rivelatori utilizzati in LHC devono mantenere costanti le loro prestazioni per una vita operativa di 10 anni. Allo stesso modo i rivelatori che saranno installati durante il LS3, per funzionare durante la fase II dovranno mantenere costanti le loro prestazioni per 10 anni. In fase progettuale risulta dunque necessario stimare la carica integrata dai rivelatori per poter poi verificare, tramite test sperimentali, se sono in grado di integrare il valore di carica stimato mantenendo comunque costante l'efficienza delle prestazioni. La stima della carica integrata, C_{int} , può essere effettuata moltiplicando il valore medio della carica depositata, C_{dep} , per il

rate, R , per il tempo effettivo di irraggiamento al valore nominale di luminosità, T_{eff} .

$$C_{\text{int}} = C_{\text{dep}} \times R \times T_{\text{eff}} \quad (4.12)$$

Da questa espressione siamo in grado di poter dedurre il valore della carica che dovranno integrare i rivelatori durante la fase II di LHC. Il tempo effettivo rappresenta il tempo necessario ad integrare 3000 fb^{-1} , ovvero il tempo equivalente in cui si ha la massima luminosità istantanea di $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, che ovviamente è diverso dal tempo operativo di 10 anni di funzionamento, in primo luogo perché durante i 10 anni l'acceleratore non è sempre in funzione, e secondo perché la luminosità non è costante ma, come è stato descritto nel capitolo (2.2) le particelle del fascio sono soggette a rapide variazioni di moto a seguito delle quali irradiano energia e danno luogo alla cosiddetta radiazione di sincrotrone, portando quindi ad un decremento della luminosità istantanea che decresce circa dell'1% ogni 10 minuti. Il tempo effettivo dunque è assunto pari a 6×10^7 secondi. Il rate massimo a 14 TeV alla luminosità di $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ abbiamo visto è stato stimato a circa 200 Hz/cm^2 per l'Endcap. Sapendo che la corrente massima stimata è intorno a $137 \mu\text{A}$, si ricava un valore di carica depositata, C_{dep} , pari a 35 pC . Inserendo questi valori nella formula (4.12), ed includendo un fattore di sicurezza pari a 3, più il fattore correttivo che tiene conto dell'aumento di energia da 13 a 14 TeV, si ottiene dunque il valore di carica integrata di 1.89 C/cm^2 nell'Endcap. Questo è il valore di carica integrata per centimetro quadrato che i rivelatori dovranno essere in grado di integrare quando opereranno in HL-LHC a seguito dell'upgrade di fase II.

Si calcoli che gli attuali rivelatori installati nella regione del Barrel e dell'Endcap sono stati testati nei laboratori della GIF per valori di carica integrata fino a 400 mC/cm^2 . Come visto nel capitolo (4.4.3) non tutte le regioni del sistema muonico sono sottoposte allo stesso valore di rate,

quindi la carica che le camere dovranno integrare varia in base alla posizione in cui sono installate. Assumendo comunque i valori massimi di rate ci si mette in una condizione che garantisce un buon margine di sicurezza per tutte le camere RPC.

L'obiettivo dei test di longevità condotti alla GIF++ è quello di irradiare i rivelatori testati fino a raggiungere il valore di carica integrata pari a quello che si è stimato per la fase II di HL-LHC. Stimando di dover integrare circa 1.89 C/cm^2 , considerando il valore di carica depositata media trovato sperimentalmente di 30 pC , ed utilizzando lo stesso valore di rate atteso, 900 Hz/cm^2 , ovvero senza applicare alcun fattore di accelerazione, possiamo stimare il tempo necessario ad integrare la carica richiesta, T_{irr} , utilizzando la formula:

$$T_{irr} = \frac{C_{int}}{C_{dep} \times R} \cdot \epsilon_{GIF++} \quad (4.13)$$

Dove C_{int} è la carica integrata, C_{dep} è la carica depositata, R è il rate, e ϵ_{GIF++} è un fattore correttivo che aumenta del 75% il tempo di irraggiamento trovato, questo perché la sorgente di irraggiamento della GIF++ non è in funzione costantemente tutti i giorni, va quindi tenuto conto dell'efficienza della sorgente stessa. Utilizzando questi dati il risultato è che il tempo di irraggiamento alla GIF++ necessario a raggiungere lo stesso livello di carica integrata in CMS è pari a circa 2.96 anni.

I test di longevità consistono dunque nel sottoporre i rivelatori ad un lungo periodo di irraggiamento, in condizioni ambientali stabili ed alla tensione di lavoro, alla fine del quale verrà verificato il raggiungimento della carica integrata e soprattutto si analizzeranno i valori di corrente e di efficienza ottenuti durante ed alla fine del periodo di test. Se i valori di corrente ed efficienza, nonostante l'irraggiamento e quindi la carica integrata, risulteranno costanti durante tutto il periodo di test significa che non si sono verificati fenomeni di aging e quindi il rivelatore ed i materiali che lo

compongono sono in buone condizioni. Viceversa se si registreranno variazioni significative dei valori di correnti, e nello specifico dei decrementi, significa che si è avvenuto un naturale degrado dei materiali del rivelatore ed in particolare della bakelite degli elettrodi che comporta un aumento della resistività. Sarà dunque necessario verificare che i valori finali ottenuti dopo i test di longevità siano ancora superiori o pari ai limiti minimi richiesti dalle specifiche di CMS.

La carica integrata dei rivelatori non è un parametro direttamente misurabile ma è possibile estrapolarlo dai valori della corrente utilizzando la regola dei trapezi di Stevino che permette di calcolare l'area sottesa di un grafico entro un dato intervallo. Si potrà quindi calcolare l'integrale della corrente misurata nell'intervallo di tempo di cui si vuole conoscere la carica integrata. La carica integrata sarà data dalla sommatoria degli integrali per tutti gli intervalli di tempo in cui il valore della corrente è variato.

$$C_{\text{int}} = \int_{t_0}^{t_1} i_{\text{mon}}(t) dt \quad (4.14)$$

Alla GIF++ i valori di corrente sono monitorati ogni 5 secondi, è dunque possibile calcolare il valore della carica integrata moltiplicando il valore della corrente istantanea per il tempo durante il quale è stato misurato, nel caso specifico 5 secondi.

$$C_{\text{int}} = \sum I \times \Delta t \quad (4.15)$$

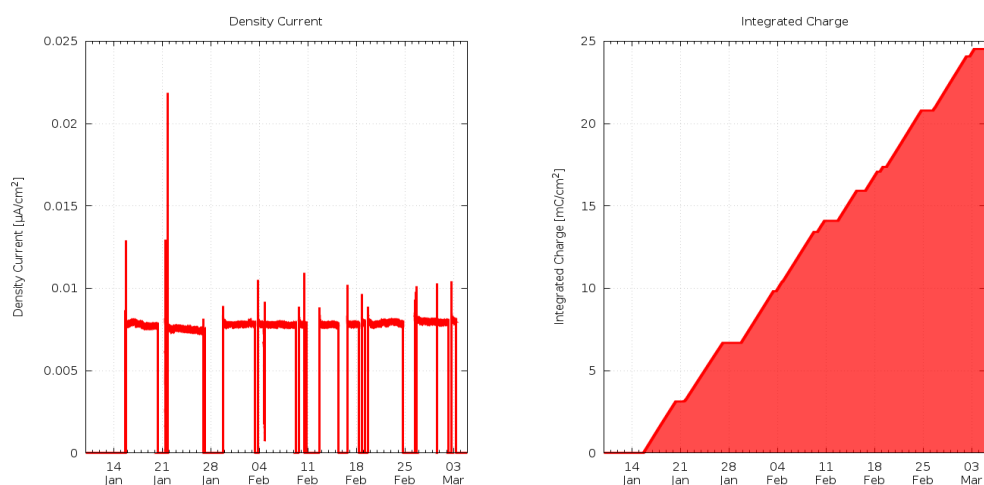
Per un calcolo preciso della carica integrata bisogna sottrarre al valore totale il contributo dato dalla corrente ohmica, ovvero quella corrente che si disperde nei distanziatori, nel telaio, nel gas, etc, e considerare dunque solo la carica integrata dagli elettrodi.

Attualmente è stato eseguito un test di longevità solo per un periodo di prova di circa 50 giorni, a partire dal 14 Gennaio al 3 Marzo 2016, alternando 6-7 giorni di irraggiamento e 1-2 giorni senza irraggiamento.

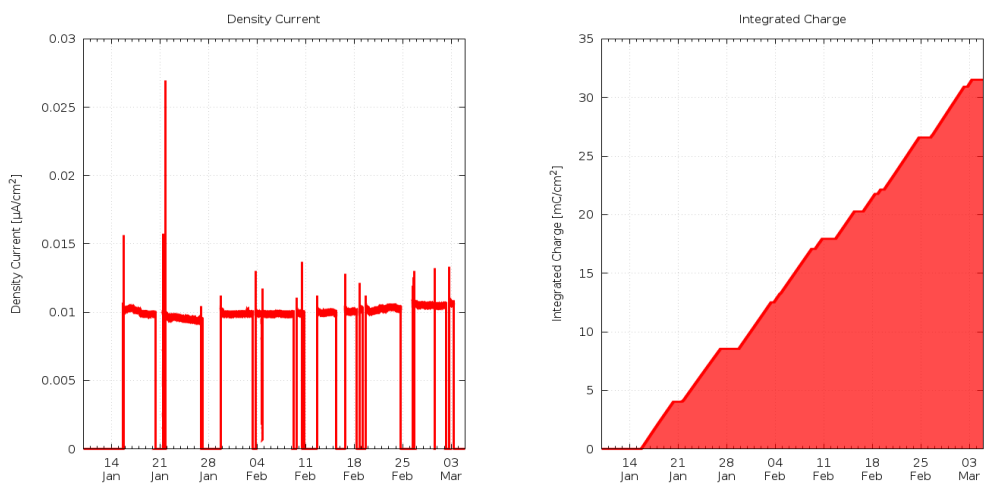
Questo test è stato effettuato sul rivelatore RPC T1_S6 posto alla tensione di lavoro 9.5 kV, ed è stato condotto con un fattore di assorbimento $ABS=1$, ovvero senza filtri applicati alla sorgente gamma. Questo test è servito più che altro a verificare e convalidare i sistemi di irraggiamento e la procedura di presa dati, in attesa anche che i rivelatori vengano definitivamente caratterizzati e che quindi possano essere sottoposti a test definitivi di longevità.

I risultati di questo primo test di longevità sono quelli riportati nei grafici seguenti (4.49). Nei grafici a sinistra è riportato l'andamento dei valori della corrente monitorata, mentre i grafici di destra invece sono stati estrapolati dai primi integrando i valori della corrente, e rappresentano dunque la carica integrata nello stesso periodo in cui è stata misurata la corrente. Si nota che mano a mano che il rivelatore viene irraggiato la carica integrata va aumentando. Le curve della carica integrata delle 3 gap sono uguali in quanto sono state irraggiate tutte per lo stesso periodo e nelle stesse condizioni, riportano però valori diversi in quanto le 2 gap TOP che compongono il layer superiore della camera sono poste davanti alla gap BOTTOM che è invece posto dietro esse e quindi assorbe meno carica, questo giustifica i valori diversi di carica integrata nonostante lo stesso periodo di irraggiamento.

T1-S6 RE4-2 BO06



T1-S6 RE4-2 TN113



T1-S6 RE4-2 TW116

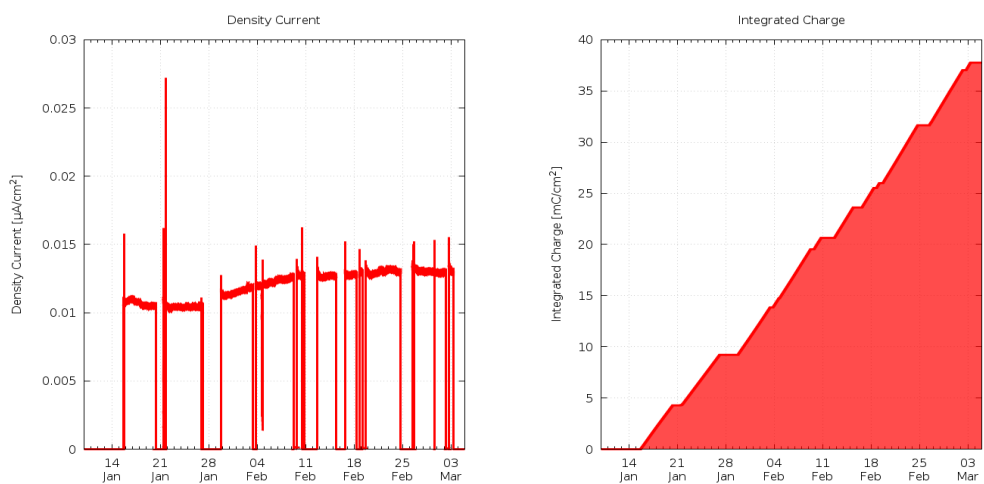


Figura 4.49: Carica integrata RPC T1_S6

Da questi grafici è inoltre possibile effettuare una prima verifica della stabilità della corrente misurata. Si notano periodi in cui la corrente mostra una certa stabilità alternati ad istanti in cui si verificano diminuzioni fino al valore zero, ed ancora istanti in cui la corrente cresce fino al valore a cui diventa stabile. Questo comportamento è dovuto al fatto che come detto il test è stato condotto alternando giorni di irraggiamento a giorni senza irraggiamento, dunque l'aumento e l'attenuazione dei valori di correnti sono dovuti alla fase transitoria di crescita e decrescita della tensione applicata da 0 V fino al valore di 9500 V corrispondente alla tensione di lavoro del rivelatore, e viceversa.

Per poter monitorare al meglio l'andamento delle correnti prendendo in considerazione solo i valori di corrente misurati alla tensione di lavoro, escludendo le fasi transitorie, è stato prodotto il seguente grafico (4.50).

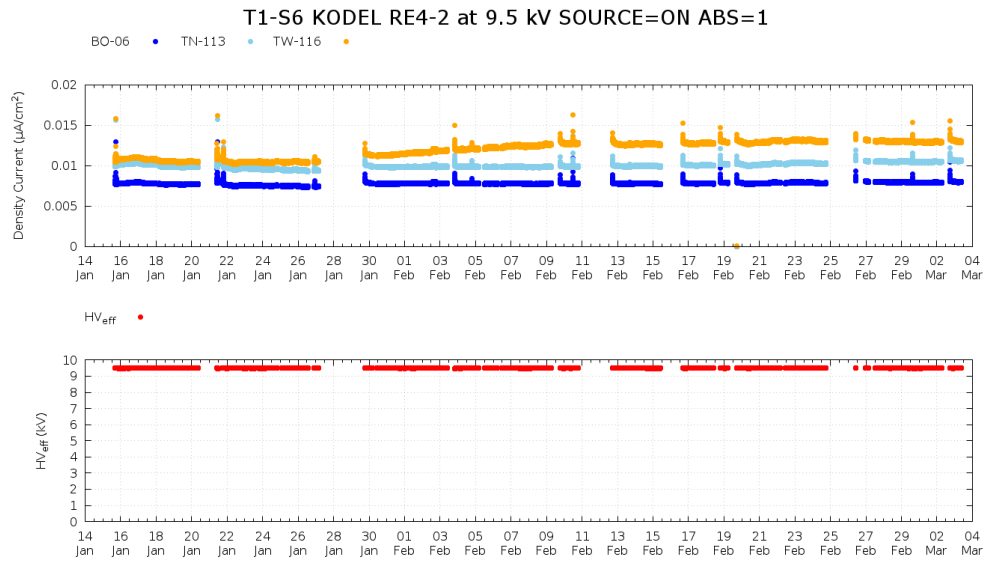


Figura 4.50: Stability Current test

Nel grafico (4.50) è riportato l'andamento della corrente nel tempo per le 3 gap che compongono la camera. Si nota che alla fine di Gennaio si è registrato un incremento del valore delle correnti, specialmente per la gap TOP-WIDE, questo potrebbe far pensare alla presenza di qualche problema, in realtà in corrispondenza di quel periodo è stato applicato un incremento del flusso del gas da 2.5 l/h a 3.0 l/h, questo giustifica l'incremento dei valori della corrente. Possiamo comunque vedere che prima e dopo l'incremento del flusso del gas, i valori di corrente sono stabili nel tempo escludendo fenomeni di aging naturale, anche in virtù del basso valore di carica integrata. Nella parte inferiore del grafico è riportato anche l'andamento della tensione applicata, che come vediamo è costante, ciò permette di escludere possibili variazioni della corrente causate dalla variazione della tensione applicata.

Questo tipo di scan permettono dunque di monitorare l'andamento della corrente nel tempo ed indirettamente tramite essa verificare le condizioni del rivelatore. Al termine del lungo periodo di irraggiamento, quando il rivelatore avrà integrato la stessa carica prevista durante i 10 anni di fase II di HL-LHC, avremo un invecchiamento naturale dei rivelatori, ciò comporta un degrado della bakelite degli elettrodi e di conseguenza un calo dei valori di corrente.

Durante i test di longevità, oltre alla stabilità dei parametri funzionali dei rivelatori, come corrente e tensione, viene monitorata anche la stabilità delle condizioni ambientali, come temperatura e pressione, in modo da poter escludere eventuali variazioni dei parametri funzionali legate a variazioni dei parametri ambientali. La figura (4.51) mostra la stabilità nel tempo della pressione (linea blu) e della temperatura (linea rossa).

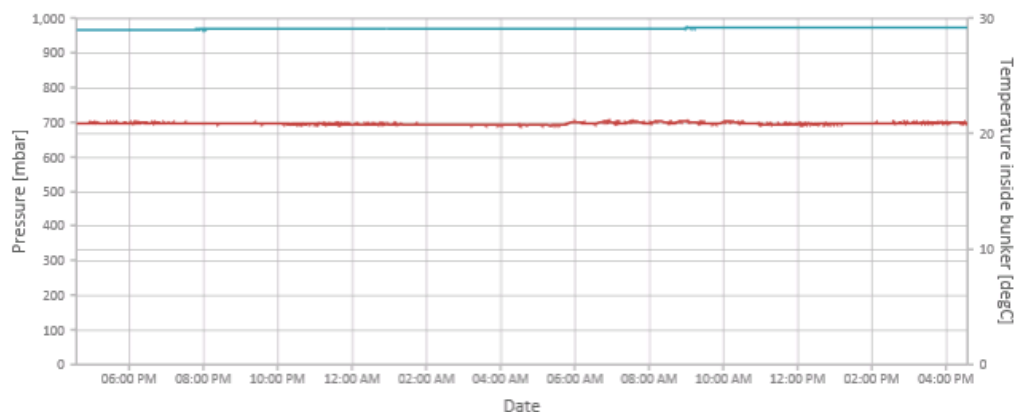


Figura 4.51: Monitoraggio parametri ambientali

Analisi simili possono essere effettuate studiando la stabilità dei valori di rate. Nei grafici seguenti vediamo i risultati sperimentali dei test eseguiti sul rivelatore T3_S4, sia in condizioni di sorgente accesa, grafico a sinistra, sia in condizioni di sorgente spenta per verificare l'andamento del noise rate, grafico destra. In entrambe le configurazioni, a parte nel primo periodo di stabilizzazione del sistema, si vede che i valori di rate hanno un andamento piuttosto costante.

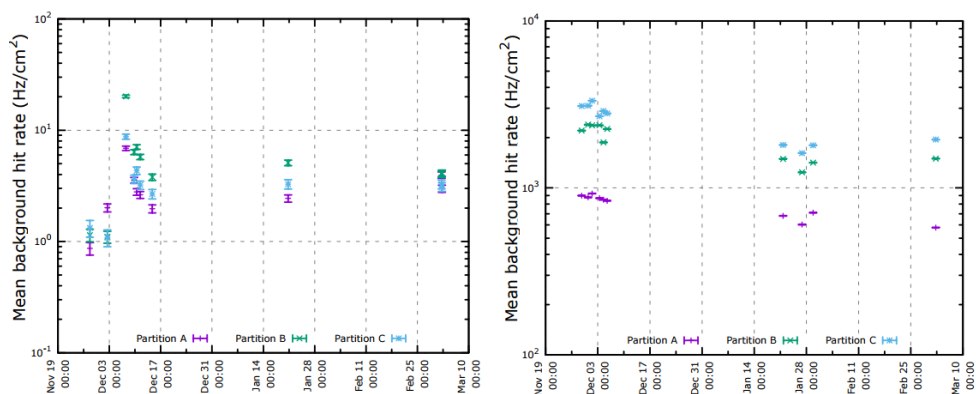


Figura 4.52: Stability Rate test per RPC T3_S4

Non appena saranno terminate le misure di caratterizzazione le camere verranno sottoposte a test di longevità.

4.4.8 RESISTIVITÀ

La resistività degli elettrodi di bakelite dei rivelatori RPC è un parametro che influenza fortemente il funzionamento degli stessi. Come è stato descritto nel capitolo 3.7 la resistività influisce sul tempo di ricarica del rivelatore e dunque sull'efficienza, influisce sulla superficie di scarica, ed influisce sui valori di corrente e dunque sulla stabilità del rivelatore. Per tutti i motivi citati è importante monitorare costantemente il valore della resistività e verificarne le variazioni nel tempo. Prima e periodicamente durante i test di longevità vengono effettuati degli scans necessari per la misura della resistività degli elettrodi di bakelite. In questo modo si ha un monitoraggio costante di tali valori, ed eventuali variazioni della corrente misurata durante i test di longevità possono essere così riconducibili ad una variazione della resistività degli elettrodi.

Nei paragrafi precedenti sono già state mostrate alcune misure di resistività, ma come è stato detto gli scan considerati sono stati eseguiti con la tipica miscela utilizzata in CMS, questo significa che i valori di resistenza e resistività non corrispondono agli effettivi valori, in quanto la presenza di gas *quencher* nella miscela utilizzata introduce ulteriori resistività. Per poter eseguire una corretta misura di tali valori è necessario utilizzare come gas Argon puro.

I valori di resistività degli elettrodi non sono direttamente misurabili ma vengono estrapolati dai grafici di corrente-tensione tramite un fit lineare della parte ohmica della curva. L'inverso del coefficiente angolare della retta trovata tramite fit ci fornisce il valore della resistenza. Utilizzando poi la formula (4.9) è possibile calcolare la resistività. Infine per il calcolo del valore della tensione di "onset", ovvero la tensione in cui inizia la linearità tra tensione e corrente, e dunque la parte ohmica della curva, è necessario eseguire un secondo fit per la prima parte della curva corrente-tensione

dove si hanno valori di corrente molto bassi. Il punto di interpolazione tra la retta trovata dal primo fit e la retta trovata dal secondo fit fornisce il punto di “onset”.

Di seguito è riportato un grafico corrente-tensione dal quale sono stati estrapolati i valori di resistenza e resistività. Come si nota la tensione applicata è di poco superiore ai 2 kV, a differenza dei grafici di corrente precedenti nei quali i valori di tensione arrivavano fino ai 10 kV, in quanto non è di interesse vedere la parte moltiplicativa della curva che si verifica ad alti valori di tensione, ma si vuole vedere solamente la parte ohmica per l'estrapolazione del valore della resistività.

Lo scan in questione è stato eseguito alla temperatura di 23°C, con umidità relativa del gas del 45%. È importante specificare anche i parametri ambientali in quanto come visto influiscono sulla resistenza degli elettrodi.

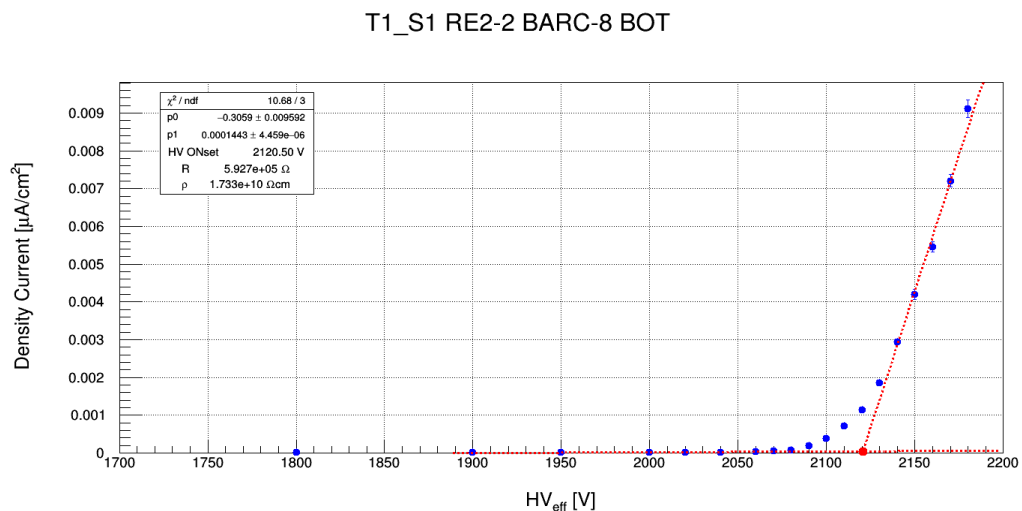


Figura 4.53: Estrapolazione resistività

Le due tabelle seguenti riportano i valori estrapolati di resistenza e resistività per i rivelatori del Trolley 1 e del Trolley 3, misurati prima di iniziare i test di longevità in modo da avere un valore iniziale di riferimento. Si vede che la maggior parte dei valori rientra nel range di valori previsto. La ragione

per cui alcuni valori sono leggermente superiori o inferiori ai range previsti è che il flussaggio del gas Argon non era sufficientemente alto. A causa di ciò si trovano valori di resistività non perfettamente esatti e dunque verrà effettuato un nuovo test.

TROLLEY 1						
	BOTTOM		TOP-NARROW		TOP-WIDE	
	R (Ω)	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)	R (Ω)	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)	R (Ω)	ρ ($\Omega \cdot \text{cm}$)
T1_S1 RE 2-2 BARC 8	5.927 E ⁵	1.733 E ¹⁰	6.344 E ⁵	1.020 E ¹⁰	1.416 E ⁶	1.620 E ¹⁰
T1_S2 RE 2-2 BARC 9	1.744 E ⁵	5.099 E ⁰⁹	9.723 E ⁵	1.563 E ¹⁰	8.613 E ⁵	9.867 E ⁰⁹
T1_S3 RE 4-2 CERN 166	3.692 E ⁶	1.079 E ¹¹	6.130 E ⁶	9.857 E ¹⁰	3.479 E ⁶	3.986 E ¹⁰
T1_S4 RE 4-2 CERN 165	4.733 E ⁶	1.384 E ¹¹	6.039 E ⁶	9.710 E ¹⁰	2.211 E ⁶	2.533 E ¹⁰

Tabella 4.6: Valori resistività rivelatori Trolley 1 prima dei test di longevità

5. CONCLUSIONI

Gli RPC sono rivelatori utilizzati nel sistema muonico dell'esperimento CMS come trigger di muoni per la loro buona risoluzione spaziale e temporale. I rivelatori RPC attualmente installati sono stati testati per le attuali condizioni operative di luminosità ed energia dell'acceleratore LHC, sono tuttavia previsti degli aggiornamenti per la fase II che consentiranno di raggiungere l'energia nominale di 14 TeV, ad una luminosità istantanea di $5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ per consentire quindi di fornire fino a 300 fb^{-1} per anno, 3000 fb^{-1} in 10 anni. Questo upgrade comporterà incrementi della radiazione di background e quindi di rate, di correnti, di carica integrata, etc e dunque condizioni operative diverse.

Obiettivo di questa tesi è stato quello di studiare le prestazioni ed il naturale aging degli RPC in funzione delle future condizioni operative della fase II di LHC.

L'analisi delle prestazioni dei rivelatori è stata resa possibile grazie all'attività di presa dati svolta presso il laboratorio sperimentale della GIF++ del CERN, dove è presente, oltre ad un fascio di muoni, anche una sorgente di raggi gamma ad alta energia che simula la radiazione di background presente in CMS. Utilizzando tali dati si è poi potuto effettuare diverse analisi fisiche-statistiche. Sono state svolte essenzialmente 2 tipi di analisi: di caratterizzazione e di longevità. Con il primo tipo di analisi si verifica che le prestazioni dei rivelatori RPC siano adeguate alle nuove condizioni operative di HL-LHC, ed include analisi di rate, di efficienza e di correnti. Con l'analisi di longevità si studia invece il naturale invecchiamento dei rivelatori in quanto questo comporta un inevitabile degrado delle prestazioni. È dunque necessario verificare che le prestazioni dei rivelatori RPC siano mantenute nel tempo sopra il livello minimo richiesto, per tutta la vita operativa dei rivelatori stessi.

I rivelatori RPC testati alla GIF++ sono disposti in Trolley, ed in particolare abbiamo il Trolley 1, detto Consolidation Trolley, nel quale sono presenti rivelatori RPC aventi le stesse caratteristiche di quelli attualmente installati nella regione dell'Endcap in CMS. Abbiamo poi il Trolley 3 nel quale invece sono alloggiati diversi prototipi di rivelatori iRPC per il ring 1 dei dischi dell'Endcap, in quanto con gli upgrade di fase II è prevista l'installazione degli RPC anche nei ring 1 dei dischi 3 e 4 dell'Endcap. In particolare sono in fase di studio diverse soluzioni che prevedono alcune varianti rispetto agli RPC standard per ottenere prestazioni migliori. I prototipi attualmente sotto studio presentano elettrodi di materiali differenti dalla bakelite, quale il vetro, oppure aventi elettrodi e gas gap di spessore inferiore, oppure elettrodi con resistività inferiori, oppure ancora rivelatori a multigap.

L'attività per la ricerca e sviluppo degli iRPC richiede ancora un grande sforzo e molto lavoro. L'attività principale è stata comunque svolta sul consolidamento dei rivelatori del Trolley 1. Per quanto riguarda l'analisi del rate capability, dopo aver stimato a circa 900 Hz/cm² il rate massimo atteso durante la fase II, includendo un fattore di sicurezza pari a 3 ed un fattore di correzione pari a 1.5 per tenere conto dell'incremento di energia da 13 a 14 TeV, sono stati effettuati diversi test, ed il risultato ottenuto ha dimostrato che i rate massimi registrati alla tensione di lavoro sono intorno a 1-2 kHz/cm², valore che risulta dunque accettabile. Chiaramente il solo valore del rate capability non è sufficiente a classificare un rivelatore come idoneo all'utilizzo, va infatti verificata anche l'efficienza del rivelatore stesso. Per questo motivo sono stati eseguiti diversi test di efficienza atti a verificare che nonostante l'aumento di rate si mantenga comunque un valore di efficienza minimo del 95%. I risultati mostrano chiaramente che fino a rate di 1-2 kHz/cm² l'efficienza alla tensione di lavoro si mantiene superiore al 95% adempiendo alle richieste di CMS.

Dal punto di vista della caratterizzazione i rivelatori RPC hanno dunque dimostrato di poter essere in grado di funzionare anche a seguito degli aggiornamenti della fase II di LHC. Come detto però le prestazioni vanno verificate nel tempo. Lo scopo è dunque quello di integrare lo stesso valore di carica prevista nei 10 anni di funzionamento del HL-LHC, ed accertarsi appunto che le prestazioni rimangano accettabili. Per far questo sono stati estrapolati i valori di rate e corrente previsti nella fase II per poter ricavare il valore della carica depositata media. Utilizzando questi parametri è stato possibile stimare la carica integrata prevista durante la fase II, risultante pari a circa 1.89 C/cm^2 . Si è quindi calcolato anche la carica depositata media alla GIF++ per poter stimare il tempo necessario ad integrare lo stesso valore di carica atteso per HL-LHC. Il tempo di irraggiamento stimato alla GIF++, senza considerare nessun fattore di accelerazione, utilizzando dunque un valore di rate uguale a quello atteso in CMS, e considerando un'efficienza del 75%, è quantificato in circa 2.96 anni. Per il momento è stata effettuata solamente una prova di test di longevità per poco più di un mese, atta a verificare il buon funzionamento del sistema di presa dati. Sono stati comunque riportati i risultati che mostrano la stabilità delle correnti monitorate ed i relativi valori di carica integrata.

A breve comunque inizierà il lungo periodo di irraggiamento durante il quale saranno periodicamente monitorate le prestazioni, rate capability ed efficienza, ed i vari parametri attraverso i quali è possibile verificare l'aging, in particolare l'aumento del valore della resistività della bakelite, che comporta a sua volta un calo dei valori di corrente ed un aumento delle correnti oscure e del noise. Alla fine del periodo di irraggiamento se i rivelatori presenteranno ancora delle prestazioni superiori ai minimi standard richiesti sarà possibile classificarli definitivamente come idonei all'utilizzo anche in HL-LHC, viceversa se le prestazioni saranno inferiori alle richieste si dovranno adottare soluzioni alternative.

APPENDICE

A1 ERRORI DI MISURA E PROPAGAZIONE

Nessuna misura, per quanto effettuata con cura, può essere considerata senza errori. Dal momento che l'intera struttura ed applicazione della scienza dipende dalle misure, è importante essere in grado di calcolare gli errori e di ridurli al minimo [16].

Il miglior modo per fornire una misura è dare l'intervallo nel quale si ha fiducia essa si trovi :

$$(\text{valore misurato di } x) = x_{\text{best}} \pm \delta x \quad (\text{A. 1})$$

Dove δx è l'incertezza. L'incertezza assoluta $x_{\text{best}} \pm \delta x$ non è il modo più immediato per verificare la bontà di una misura. Per questo motivo si usa l'incertezza relativa o frazionaria (o anche precisione) definita come:

$$\text{incertezza relativa} = \frac{\delta x}{|x_{\text{best}}|} \quad (\text{A. 2})$$

Come si vede è una misura adimensionale. Moltiplicata per 100% fornisce l'errore percentuale.

I valori delle misure effettuate vengono spesso utilizzati per il calcolo di valori incogniti. Assumendo 2 misure “m” e “v” nella forma standard come incertezza relativa:

$$(\text{valore misurato di } x) = x_{\text{best}} \left(1 \pm \frac{\delta x}{x_{\text{best}}} \right) \quad (\text{A. 3})$$

L'incertezza della misura dovuta alla propagazione dell'errore a seguito di una somma o sottrazione delle misure effettuate sarà data dalla somma delle incertezze:

$$\delta q = \delta x + \delta y \quad (\text{A. 4})$$

Per quanto riguarda invece la propagazione degli errori nelle operazioni matematiche di moltiplicazione e divisione, l'errore relativo è dato dalla somma degli errori relativi:

$$\frac{\delta q}{|q_{\text{best}}|} = \frac{\delta x}{|x_{\text{best}}|} + \frac{\delta y}{|y_{\text{best}}|} \quad (\text{A. 5})$$

Nel caso gli errori siano indipendenti e le misure soggette ad errori casuali, è allora possibile calcolare l'incertezza in maniera più precisa di quanto visto precedentemente dove si sovrastimava gli errori. La nuova misura viene effettuata attraverso le somme quadratiche degli errori e le equazioni A.4 ed A.5 diventano:

$$\delta q = \sqrt{(\delta x)^2 + (\delta y)^2} \quad (\text{A. 6})$$

$$\frac{\delta q}{|q_{\text{best}}|} = \sqrt{\left(\frac{\delta x}{|x_{\text{best}}|}\right)^2 + \left(\frac{\delta y}{|y_{\text{best}}|}\right)^2} \quad (\text{A. 7})$$

La formula più generale per il calcolo della propagazione degli errori valida per qualsiasi operazione matematica si avvale dell'utilizzo delle derivate parziali e può essere scritta come:

$$\delta q = \sqrt{\left(\left|\frac{dq}{dx}\right| \delta x\right)^2 + \left(\left|\frac{dq}{dy}\right| \delta y\right)^2} \quad (\text{A. 8})$$

Quando la misura di un parametro è ripetuta più volte, troveremo più valori dello stesso parametro misurato. La miglior stima del valore della misura sarà data dalla media dei valori misurati $\bar{x}$. L'errore associato al valor medio è dato dalla deviazione standard, anche detta scarto quadratico medio R.M.S., calcolata come:

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{A. 9})$$

La deviazione standard si rivela molto utile per quantificare l'intervallo entro il quale si distribuiscono le varie misure.

Nella formula è stato poi introdotto un "meno 1" al denominatore per prudenza in quanto con una sola misura non saremmo in grado di calcolare l'incertezza e dunque è sensato che l'equazione diventi impossibile per $N=1$.

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{A. 10})$$

La deviazione standard, calcolata su un gruppo di N misure, assolve bene il compito di incertezza da associare alla singola misura della grandezza in esame, mentre per quello che riguarda l'incertezza sulla media si ricorre ad un'altra grandezza ancor più idonea allo scopo, ovvero la deviazione standard della media, o anche detta SDOM. La deviazione standard della media è una stima dell'incertezza sul valor medio, in altre parole è una valutazione quantitativa di quanto, in assenza di errore sistematico, x_{best} è lontano da x_{vero} . La deviazione standard della media varia al variare di N , infatti si riduce all'aumentare di quest'ultimo ottenendo un risultato più preciso.

$$\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}} \quad (\text{A. 11})$$

I parametri descritti sopra, quali incertezza, incertezza relativa, deviazione standard e deviazione standard media, danno la possibilità di conoscere la precisione della misura ed eventualmente migliorarla.

Se consideriamo ora le misure effettuate non più solo su un parametro, ma su più parametri, x ed y per esempio, e tali misure sono governate da distribuzioni normali⁹ indipendenti, con deviazioni standard σ_x e σ_y , allora anche i valori risultanti dalla relazione che lega i 2 parametri x ed y sono distribuiti normalmente ed avremo che la formula della deviazione standard

⁹ Nella teoria della probabilità la distribuzione normale, o di Gauss (o gaussiana) dal nome del matematico tedesco Carl Friederich Gauss, è una distribuzione di probabilità continua che è spesso usata come prima approssimazione per descrivere variabili casuali a valori reali che tendono a concentrarsi attorno a un singolo valor medio. Il grafico della funzione di densità di probabilità associata è simmetrico e ha una forma a campana, nota come campana di Gauss.

è simile alla formula generale per il calcolo della propagazione degli errori A.8:

$$\sigma_q = \sqrt{\left(\left|\frac{dq}{dx}\right| \sigma_x\right)^2 + \left(\left|\frac{dq}{dy}\right| \sigma_y\right)^2} \quad (\text{A. 12})$$

A2 COVARIANZA E COEFFICIENTE DI CORRELAZIONE

Spesso le misure effettuate servono a verificare la relazione tra 2 parametri. La covarianza di due variabili statistiche o variabili aleatorie è un numero che fornisce una misura di quanto le due varino assieme, ovvero della loro dipendenza. La covarianza è denotata come:

$$\sigma_{xy} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) (y_i - \bar{y}) \quad (\text{A. 13})$$

E la deviazione standard diventa:

$$\sigma_q^2 = \left(\frac{dq}{dx}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{dq}{dy}\right)^2 \sigma_y^2 + 2 \frac{dq}{dx} \frac{dq}{dy} \sigma_{xy} \quad (\text{A. 14})$$

Questa formula permette di calcolare la deviazione standard sia che le misure x e y siano indipendenti o no, sia che siano normalmente distribuite o no. Si nota facilmente che se le 2 misure non sono dipendenti la covarianza tende a zero e si ottiene nuovamente la formula trovata precedentemente.

Esiste un secondo parametro, il coefficiente di correlazione, che ci permette di conoscere quanto le due grandezze sono legate o “correlate”. Nel caso di una relazione lineare, il coefficiente di correlazione lineare è dato al numeratore dalla covarianza, ed al denominatore dal prodotto degli scarti quadratici medi delle quantità x e y.

$$r = \frac{\sigma_{xy}}{\sigma_x \sigma_y} \quad (\text{A. 15})$$

Il coefficiente di correlazione è un termine compreso fra -1 e 1. Quindi nel caso ideale in cui i punti giacciono perfettamente su una retta il coefficiente di correlazione vale +1 o -1, a seconda della pendenza positiva o negativa della retta. Ovviamente questo normalmente non accade, ma se due quantità sono ben correlate avremo un r molto vicino a +1 o -1. Se invece r è vicino a zero allora significa che le 2 variabili non sono correlate.

A.3 IL TEST DEL χ^2

Una volta constatata la correlazione tra 2 variabili è necessario determinare la forma di tale relazione, si deve dunque trovare la miglior funzione che approssima al meglio l'andamento dei punti trovati sperimentalmente, ovvero quella funzione i cui punti si trovano alla distanza minore possibile dai punti sperimentali.

Si supponga di aver effettuato una serie di N coppie di misure di due grandezze x ed y che si pensano legate tramite una funzione $y = f(x, a)$, dove con “ a ” si intende un insieme di M parametri ignoti, corrispondenti ad altrettante grandezze fisiche che si vogliono determinare: effettuare un fit significa, attraverso un'analisi di regressione, dare una stima del loro vero valore a_0 , cercando quei valori $\hat{a}$ per i quali la distanza tra i valori y misurati e quelli calcolati tramite f , a partire dai corrispondenti valori di x , risulta minore.

La stima delle grandezze fisiche non è altro che una misura indiretta che porterà dunque ad un errore, e quindi ad una incertezza associata alla misura.

Perché il fit possa avere un senso, il numero di parametri indipendenti da cui dipende la curva deve risultare strettamente minore del numero di misure a disposizione, questo dipende solamente da considerazioni di natura algebrica, se le variabili indipendenti fossero maggiori il minimo risulterebbe indeterminato. La differenza tra il numero di misure ed il numero di parametri è detta numero di gradi di libertà del fit:

$$n_{gl} = N - M \quad (A. 16)$$

Solitamente, si adoperano due tipi di fit: nel caso in cui le incertezze su y siano tutte uguali, o peggio siano sconosciute, si adopera il metodo dei minimi quadrati.

Se invece le incertezze su y risultano sensibilmente diverse tra di loro, si preferisce adoperare il test del “chi quadro”.

Iniziamo con il caso in cui la distanza corrisponde allo scarto quadratico tra i valori misurati ed i valori della funzione, caso che costituisce appunto il metodo dei minimi quadrati.

L'approssimazione ai minimi quadrati è una tecnica di ottimizzazione volta a determinare una funzione analitica che approssimi un insieme di dati senza necessariamente passare per i dati stessi (interpolazione), o meglio che si avvicini più possibile ad un'interpolazione di un insieme di dati. Infatti, se i dati provengono da misure sperimentali e sono quindi affetti da errore oppure se non sono molto precisi, allora è opportuno approssimare ai minimi quadrati anzichè interpolare. In particolare la funzione trovata deve essere quella che minimizza la somma dei quadrati delle distanze dai punti.

I casi di maggior interesse riguardano la relazione lineare tra 2 variabili, legate dalla nota funzione:

$$y = A + Bx \quad (A. 17)$$

In questa formula x rappresenta la variabile indipendente, y rappresenta la variabile dipendente, A è l'intercetta e B la pendenza o coefficiente angolare.

Si abbiano dunque a disposizione N misure $x_1, x_2, \dots, x_N$ e le corrispondenti N misure $y_1, y_2, \dots, y_N$. A causa dell'inevitabile verificarsi di errori di misura, i punti (x_i, y_i) non si disporranno esattamente sulla relazione prevista tra le due grandezze fisiche, ma cadranno in prossimità alla retta che la descrive. L'obiettivo è quello di trovare la retta che meglio si adatta alle misure, detta retta di regressione, cioè in pratica trovare la miglior stima per le costanti A e B utilizzando le N coppie di dati a disposizione (x_i, y_i) . Per semplificazione si assume che le incertezze sulle misure di x siano trascurabili, questo è ragionevole dato che un'incertezza è spesso molto più grande di un'altra. Inoltre si considerino le incertezze di y tutte uguali.

Le migliori stime delle costanti A e B sono date da:

$$A = \frac{(\sum x_i^2 \sum y_i) - (\sum x_i \sum x_i y_i)}{N(\sum x_i^2) - \sum x_i^2} \quad (\text{A. 18})$$

$$B = \frac{N(\sum x_i y_i) - (\sum x_i \sum y_i)}{N(\sum x_i^2) - \sum x_i^2} \quad (\text{A. 19})$$

La differenza tra i valori misurati y_i e quelli calcolati tramite la funzione f vale:

$$d_i = y_i - f(x, a) \quad (\text{A. 20})$$

Le quantità d_i sono dette scarti o residui, ed in generale potranno essere positivi o negativi, quindi non vanno bene per definire una distanza che deve essere sempre positiva. Possiamo però, a partire dai residui, definire una distanza tra la funzione f ed i valori osservati di y , prendendone il quadrato e costruendone la somma:

$$D^2 = \sum_{i=1}^n d_i^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x, a)]^2 \quad (\text{A. 21})$$

Questa distanza, così definita, dipende solamente dai parametri a . È evidente che, se la funzione rispecchia il reale legame tra le variabili, allora in corrispondenza dei parametri veri i residui saranno uguali agli errori sperimentali, e quindi a media zero e deviazione standard σ_y .

Assumeremo quindi che i valori $\hat{a}$ in corrispondenza dei quali la sommatoria raggiunge il minimo siano la migliore stima possibile dei parametri veri a_0 .

Nel caso in cui l'incertezza sulla misura di y sia ignota, o mal determinata, è possibile effettuarne una stima a partire dal risultato del fit. Il metodo è il seguente: dapprima si calcolano i parametri $\hat{a}$ minimizzando la distanza definita sopra, poi a partire da questa si calcolano i residui. La deviazione standard dei residui dà la stima dell'incertezza cercata. Ma attenzione, se abbiamo N misure, ed il fit contiene M parametri, allora il numero di gradi di libertà indipendenti sarà $N-M$. Quindi la deviazione standard andrà calcolata utilizzando la formula :

$$\sigma_{\text{dati}} = \sqrt{\frac{D^2}{N-M}} \quad (\text{A. 22})$$

Questo metodo è molto utile, ma può dare risultati sbagliati se la funzione non riproduce accuratamente la relazione vera tra y ed x .

Nel caso in cui esista una stima indipendente dell'incertezza è possibile confrontarne il valore con quello ottenuto dai dati: se i due valori non coincidono, perlomeno entro un fattore 2, è bene indagare le cause della discrepanza.

Il semplice confronto degli errori è un test piuttosto rozzo della qualità dei dati, in quanto non tiene conto del numero di misure a disposizione. In genere si preferisce quindi adoperare test più raffinati, come quello del chi quadro. Nel caso in cui l'errore nella misura delle ordinate sia conosciuto, è possibile effettuare sulle misure il test del chi quadro:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \left[\frac{y_i - f(x, \hat{a})}{\sigma_y} \right]^2 \quad (\text{A. 23})$$

Il valore del chi quadro non è altro che il rapporto tra il valore quadratico medio dei residui e la stima delle incertezze. Nel caso in cui queste coincidano, il χ^2 vale pressappoco $N-M$, ovvero il numero di gradi di libertà residui dopo il fit. Per generalizzare il test, a prescindere dai gradi di libertà,

possiamo dunque definire il chi quadro ridotto come il rapporto tra il valore del chi quadro ed il numero di gradi di libertà.

$$\widetilde{\chi^2} = \chi^2 / n_{gl} \quad (\text{A. 24})$$

Se otteniamo un valore di chi quadro ridotto dell'ordine di 1 o minore allora non abbiamo alcun motivo di dubitare che la distribuzione attesa sia corretta. Se otteniamo invece un valore molto maggiore di 1 allora è improbabile che la distribuzione attesa sia corretta.

In definitiva al tendere a zero delle incertezze σ_i , ovvero per misure infinitamente precise, la retta dovrebbe passare esattamente per i punti y_i e quindi gli scarti dovrebbero essere nulli. Il requisito che deve soddisfare la miglior retta è quello di rendere il più possibile piccoli i valori assoluti degli scarti divisi per i rispettivi errori. È chiaro che rendere piccolo uno scarto implica renderne altri grandi, quindi occorre un compromesso. Si dimostra che, in base ad un principio generale detto di massima verosimiglianza, la miglior retta è quella che rende minima la somma dei quadrati degli scarti divisi per gli errori.

Esistono dei software, che si basano sugli stessi principi visti fino ad ora, che permettono di calcolare automaticamente la regressione a partire dai dati in input. Il software utilizzato per effettuare i grafici ed i fit mostrati in questa tesi è ROOT [36], che utilizza MINUIT come strumento per il calcolo del fit.

BIBLIOGRAFIA

- [1] C. Mencuccini, V. Silvestrini, *Fisica II*, Terza edizione - Liguori Editore.
- [2] CMS Collaboration, *CMS Physics Technical Design Report, Volume I: Detector Performance and Software*, CERN/LHC 2006-001, CMS TDR 8.1, 2 Febbraio 2006.
- [3] CMS Collaboration. *The CMS experiment at CERN LHC*, JINST 3 (2008).
- [4] CMS Collaboration, *The Compact Muon Solenoid Technical Proposal*, CERN/LHC 94-38, 15 Dicembre 1994.
- [5] CMS Collaboration, *The Electromagnetic Calorimeter Project: Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-33, CMS TDR 4 (1997).
- [6] CMS Collaboration, *The Hadronic Calorimeter: Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-31, CMS TDR 2 (1997).
- [7] CMS Collaboration, *The Magnet Project: Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-10, CMS TDR1 (1997).
- [8] CMS Collaboration, *The Muon Project, Technical Design Report*, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3 (1997).
- [9] CMS Collaboration, *The Tracker Project: Technical Design Report*, CERN/LHCC 98-6, CMS TDR 5 (1998).
- [10] CMS Collaboration : *TriDAS Project, Technical Design Report, Volume I: The Trigger System*, CERN/LHCC 2000-38 (CERN, Geneva, 2000).
- [11] CMS Collaboration : *TriDAS Project, Technical Design Report, Volume II: The Data Acquisition and High-Level Trigger*, CERN/LHCC 2002-26 (CERN, Geneva, 2002).
- [12] CMS Collaboration, *The Trigger Project, Technical Design Report: The Level-1 Trigger*, CERN/LHC 2000-038, CMS TDR 6.1 (2000).
- [13] CMS Collaboration, *Upgrade of CMS detector through 2020 Technical Proposal*, CERN/LHC 2011-06, CMS UG-TP-1 (2011).

- [14] E. Segrè, *Nuclei e particelle*, Bologna, Zanichelli, 1986.
- [15] G. Pugliese, *I rivelatori a Resistive Plate Chambers*, Bari, 20 Maggio 2005.
- [16] J.H. Taylor, *Introduzione all'analisi degli errori, lo studio delle incertezze nelle misure fisiche*, Zanichelli 2 edizione, gennaio 1999.
- [17] *LHC Machine*, 2008 JINST 3 S08001, URL: http://jinst.sissa.it/LHC/LHCmachine/2008_JINST_3_S08001.pdf.
- [18] M.Abbrescia et al., *Effect of the linseed oil surface treatment on the performance of Resistive Plate Chambers*, Nucl.Instr.and Meth.A 394 (1997)13.
- [19] M.Abbrescia et al., *Resistive Plate chamber per la rivelazione di muoni a LHC*, XVII Seminario Nazionale di Fisica Nucleare e Subnucleare, Otranto , Serra degli Alimini , 20 - 26 Settembre 2004.
- [20] M.Abbrescia et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A 359(1995).
- [21] M.Abbrescia et al., *Operation, performance and upgrade of the CMS RPC muon system at LHC*, The Compact Muon Solenoid Experiment Conference Report, CMS CR -2013-072 (26 (CERN, Geneva, Marzo 2013).
- [22] M. Bianco et al., *Temperature dependent performance of ATLAS RPC*, Nuclear Physics B 158 (2006) 204-207.
- [23] P. Camarri, R. Cardarelli, A. Di Ciaccio, R. Santonico: *Streamer suppression with SF 6* Nuclear Instruments and Methods, 414, (1998) 317.
- [24] P.K. Kesten, D.L. Tauck, *Fondamenti di fisica moderna*, Bologna, Zanichelli, 2014.
- [25] R.L. Murray, *Nuclear energy*, Butterworth-Heinemann (Elsevier), Oxford 2009.
- [26] R. Cardarelli, R. Santonico, V. Makeev, *The avalanche to streamer transition in RPC'S*, disponibile al URL: http://siba.unipv.it/fisica/Scientifica%20Acta%20fascicoli%20divisi/XI/XI_1_Cardarelli.pdf.

- [27] R.Cardarelli, V.Makeev, R.Santonico: *Avalance and streamer mode operation of resistive plate chambers*, Nuclear Instruments and Methods A 382, 470- 474 (1996).
- [28] R. Santonico, R. Cardarelli, *Development of resistive plate counters*, Nuclear Instruments and methods, Istituto di Fisica dell'univeristà di Roma, Roma 1981.
- [29] R.Santonico e R.Cardarelli, *Nucl.Instr.and Meth.*187 (1981)377.
- [30] R. Santonico, *RPC: where we are and where we are going*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 456(2000) 1-5.
- [31] S. Meola, *Lezioni di Fisica Nucleare*.
- [32] The LHC Study Group : *The Large Hadron Collider Conceptual Design*, CERN/AC 95-05, 1995.
- [33] The Large Hardon Collider Accelerator Project, LHC CERN-AC-93-03.
- [34] The Large Hardon Collider Accelerator Project, LHC CERN-AC-95-05.
- [35] Y.N.Pestov e G.V.Fedotovitch, Preprint IYAF 77-78,SLAC Translation 184 (1978); Y.N.Pestov, *Nucl.Instr.and Meth.*196 (1982)45.
- [36] <http://root.cern.ch/>

RINGRAZIAMENTI

Arrivato alla conclusione del mio percorso universitario, al raggiungimento di un traguardo così importante la lista delle persone da ringraziare è molto lunga.

Desidero innanzitutto ringraziare il Prof. Sabino Meola, relatore di questa tesi, per avermi dato l'opportunità di collaborare con il gruppo GIF++ RPC del CERN. E' stato per me un grande onore e motivo di reale crescita culturale e scientifica. Lo ringrazio, inoltre, per il tempo dedicatomi in questi mesi, per la sua disponibilità, per la sua pazienza, e soprattutto per i suoi preziosissimi consigli e suggerimenti, non solo finalizzati alla realizzazione di questa tesi ma in generale.

Un ringraziamento va a tutti i membri del gruppo del gruppo GIF++ RPC, in modo particolare alla Dott.ssa Gabriella Pugliese per quanto ha fatto per me, per l'interesse mostrato nei mie confronti, per la fiducia dimostratami in diverse occasioni e per l'incoraggiamento nei diversi lavori svolti.

Voglio inoltre ringraziare tutti gli altri componenti del gruppo per il bel periodo di collaborazione passato con loro, per gli innumerevoli meeting e dissertazioni fatte insieme, grazie a Nicolas Zaganidis, Salvador Carrillo, Alexis Fagot, Jan Eysermans, Irakli Lomidze, Iuri Bagaturia, Imran Awan, Alessandro Braghieri, Severiano Carpinteyro e Cecilia Euribe.

Non per ultimo un grazie immenso lo voglio rivolgere alla mia famiglia, ai miei genitori, alle mie sorelle, a mia nonna, alla mia fidanzata, ed a tutti i miei parenti ed amici, per avermi sempre sostenuto e spronato a fare sempre meglio, insegnandomi il valore della cultura, dello studio, del lavoro e della costanza, e soprattutto per avermi ascoltato, consigliato e capito in questi anni in cui ho fatto tante scelte importanti. A voi il mio grazie più grande.