

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**Studio delle prestazioni attese di un
rivelatore “Resistive Plate Chamber” (RPC)
tramite simulazione col software Garfield**

Relatore:
Prof. Maximiliano Sioli

Presentata da:
Filippo Mei

Correlatore:
Dott. Matteo Negrini

Anno Accademico 2020/2021

Abstract

Mediante il *software Garfield++* è stata realizzata la simulazione di un rivelatore RPC di ATLAS con spessore di gas pari a 2 mm. Scopo principale dello studio è il confronto di due diverse miscele di gas: quella standard utilizzata in ATLAS ed una miscela più ecosostenibile che prevede l'aggiunta di CO₂. I risultati ottenuti mostrano che valori confrontabili di carica indotta e di efficienza nelle due miscele si ottengono a valori di tensione inferiori di circa 1 kV nella camera con gas ecosostenibile. Inoltre la distribuzione di elettroni per gruppo nella prima ionizzazione è simile per le due miscele, come anche la correlazione tra il tempo di superamento di soglia di un segnale con il valore della carica indotta. Lo studio dimostra la fattibilità dell'uso di simulazioni a supporto delle attività di ricerca e sviluppo degli RPC in vista dei futuri *upgrade* del rivelatore di ATLAS. Sviluppi futuri, al di là dello scopo di questa tesi, riguardano: il confronto dei risultati ottenuti tramite *Garfield++* con quanto osservato in laboratorio; la corretta simulazione degli strati resistivi, attualmente in fase di implementazione in *Garfield++*.

Indice

1	La fisica di LHC	4
1.1	Il Modello Standard	4
1.1.1	Le particelle del Modello Standard	4
1.1.2	Le interazioni del Modello Standard	6
1.2	Il <i>Large Hadron Collider</i> (LHC)	10
1.3	Il rivelatore ATLAS	11
2	La fisica dei rivelatori RPC	17
2.1	Il rivelatore	17
2.1.1	I gas	18
2.2	I principi di funzionamento	21
2.2.1	Ionizzazione primaria	21
2.2.2	Valanghe	22
2.2.3	Diffusione e deriva degli elettroni	25
2.2.4	Effetto di carica spaziale	26
2.2.5	Segnale indotto	28
2.2.6	<i>Streamer</i>	30
2.2.7	Efficienza	30
3	Simulazioni e risultati	33
3.1	Strumenti e metodi di simulazione	33
3.1.1	Definizione della geometria di un RPC	33
3.1.2	Scelta del gas	35
3.2	Risultati ottenuti	36
3.2.1	Parametri di ionizzazione e deriva	36
3.2.2	Regione di operatività del rivelatore	39
3.2.3	Intensità del segnale ed efficienza	43
3.2.4	Tempo di superamento della soglia	47
	Conclusioni	49

Introduzione

Sin dal secolo scorso la fisica delle particelle esplora i costituenti fondamentali della materia, le interazioni fondamentali e le loro proprietà per mezzo di una grande varietà di rivelatori. Un esempio di tali rivelatori è il complesso sistema di ATLAS, utilizzato per lo studio di eventi generati all'interno del collisionatore adronico del CERN, LHC (*Large Hadron Collider*). Una delle componenti di ATLAS è lo spettrometro muonico, il quale utilizza dei rivelatori RPC (*Resistive Plate Chambers*) insieme ad altre tipologie allo scopo di fornire informazioni utili per la formazione della logica di selezione degli eventi di interesse fisico (*Trigger* di primo livello).

Gli RPC di ATLAS sono in funzione da più di 10 anni utilizzando la stessa miscela di gas, studiata e ottimizzata per le necessità del rivelatore. La miscela standard utilizzata si è però rivelata essere ad alto impatto ambientale e le nuove normative della Comunità Europea porteranno ad una riduzione o eliminazione di alcuni gas presenti. L'obiettivo di questa tesi è di effettuare lo studio preliminare di una miscela alternativa di gas, maggiormente ecosostenibile rispetto a quella attualmente in uso, mediante simulazioni effettuate con il software *Garfield++*. Si vuole inoltre comprendere in quale misura gli strumenti forniti da questo *software*, utilizzato per simulare un'ampia varietà di rivelatori a gas, siano adeguati per la simulazione di un RPC.

La tesi è strutturata in tre capitoli: il primo presenta una breve introduzione al Modello Standard spiegando le particelle e le loro possibili interazioni per poi passare ad una descrizione del sistema di acceleratori LHC con una particolare attenzione al complesso di rivelatori di ATLAS. Il secondo capitolo espone i principi fisici di funzionamento di un RPC e i fattori che determinano la scelta di una miscela, ponendo attenzione all'interazione di una particella carica attraversante un gas per quindi ottenere un modello matematico particolarmente adatto alla simulazione di un RPC. Infine il terzo capitolo contiene una breve panoramica sulla struttura ad oggetti di *Garfield++*, il metodo di lavoro, i parametri utilizzati e i risultati ottenuti dalle simulazioni per entrambe le miscele.

Nelle conclusioni verranno comparati e discussi alcuni andamenti delle differenti miscele come quello delle efficienze, sottolineando inoltre quali limitazioni siano imposte dagli strumenti a disposizione e quali sviluppi potrebbero risultare utili in futuro.

Capitolo 1

La fisica di LHC

1.1 Il Modello Standard

La fisica delle particelle studia interazioni che coinvolgono velocità prossime a quella della luce e lunghezze di ordine subatomico, perciò è necessaria una teoria che descriva contemporaneamente gli effetti della relatività ristretta e della meccanica quantistica. Questo ruolo è svolto dalla teoria di campo quantizzato (QFT) sviluppata e consolidata nella seconda metà del Novecento [1]. Classicamente si pensavano le particelle materiali e i campi delle forze come entità distinte ma tale concetto viene superato. Il campo quantizzato unifica particelle e forze sotto lo stesso ente dotato di particolari caratteristiche (massa, spin, cariche interne...), ma differentemente da quello classico, se perturbato, può variare la propria energia solo di quantità discrete (dette quanti del campo) che corrispondono alle particelle studiate all'interno dei rivelatori. L'insieme delle particelle e delle teorie ad esse collegate viene chiamato Modello Standard (MS) e rappresenta ad oggi la più accurata descrizione della fisica subatomica.

Il MS presenta tuttavia alcuni aspetti di incompletezza, ad esempio descrivendo soltanto tre delle quattro interazioni fondamentali: l'interazione elettromagnetica, l'interazione forte e l'interazione debole (lasciando quindi fuori la forza gravitazionale). È però importante sottolineare che l'interazione gravitazionale ha un'intensità molto minore delle altre interazioni finché non si raggiungono le energie immense dell'ordine della cosiddetta scala di Plank (circa 10^{19} GeV). Restano comunque altre questioni aperte per il MS, come ad esempio i diciannove parametri liberi che devono essere determinati sperimentalmente (come le masse delle particelle e le costanti di accoppiamento), la massa non nulla dei neutrini e l'esistenza di materia oscura non spiegabile dal modello.

1.1.1 Le particelle del Modello Standard

Le particelle fondamentali che compongono il MS, mostrate schematicamente in Figura 1.1, sono diciassette e possono essere suddivise in due categorie principali più il

bosone di Higgs che ha caratteristiche differenti rispetto tutte le altre particelle. In generale una particella è definita dalla sua massa, dalle tre cariche per l'interazione con i corrispondenti campi e dallo spin. Ognuna delle particelle possiede una propria antiparticella avente stessa massa e spin, ma cariche interne opposte. Alcune particelle (tra i bosoni) coincidono con la propria antiparticella, in tal caso avranno cariche interne neutre.

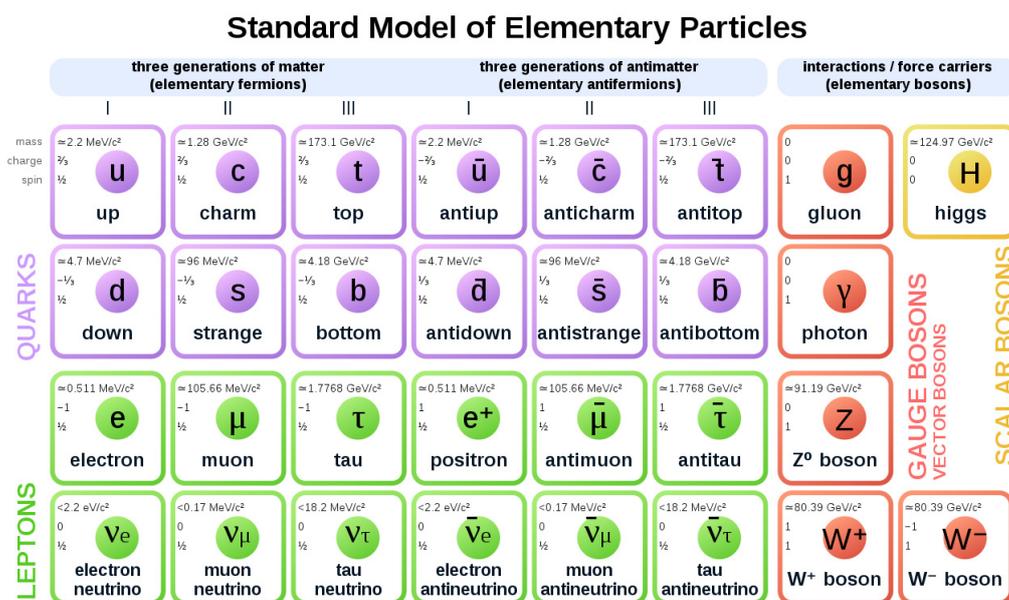


Figura 1.1: Schema delle particelle elementari del Modello Standard.

Fermioni

La prima grande classe è quella delle particelle materiali, rappresentate da dodici sapori di fermioni, aventi spin semintero e quindi con comportamento collettivo che segue la statistica di Fermi-Dirac. Questi, in base alle interazioni a cui sono soggetti, possono a loro volta essere suddivisi in due categorie:

- quark (nome ispirato da un'espressione di un romanzo di James Joyce), particelle che oltre ad essere soggette alle interazioni deboli ed elettromagnetiche, sono le uniche ad interagire anche fortemente in quanto posseggono carica di colore (r, g, b). In quanto fermioni, i sei quark hanno tutti spin 1/2 (in unità della costante di Planck ridotta $\hbar = h/2\pi$, con h costante di Planck) e si possono classificare in tre coppie (*up-down*, *charm-strange* e *top-bottom*) dette generazioni. In ogni generazione è presente un quark *up-like* avente carica elettrica pari a $+2/3$ ed un quark

down-like di carica elettrica $-1/3$ (in unità del modulo della carica dell'elettrone e);

- leptoni (dal greco *leptós*, leggero) sono invece sei particelle prive di carica di colore, che possono quindi interagire solo debolmente ed elettromagneticamente. Possiedono tutte spin $1/2$ e sono suddivisibili in tre generazioni, ognuna contenente una particella di carica -1 ed il corrispondente neutrino di carica elettrica nulla (per cui possono interagire solo debolmente).

Bosoni

Le particelle appartenenti alla seconda classe sono i quanti mediatori delle interazioni fondamentali, rappresentate da bosoni, aventi spin intero e quindi con comportamento collettivo che segue la statistica di Bose-Einstein. A seconda della forza di cui sono mediatori i bosoni si dividono in:

- fotoni, particelle prive sia di massa che di carica elettrica ed aventi spin 1. Queste particelle fungono da mediatrici per l'interazione elettromagnetica;
- gluoni (dall'inglese *glue*, colla), particelle mediatrici dell'interazione forte, posseggono diverse combinazioni di carica di colore, massa nulla e spin pari ad 1;
- W^+ , W^- e Z^0 , i tre bosoni massivi mediatori dell'interazione debole. I primi due hanno carica elettrica non nulla, pari a $+1$ e -1 , mentre il terzo non presenta alcuna carica elettrica;
- bosone di Higgs, l'ultima particella introdotta nel MS, osservata sperimentalmente dagli esperimenti ATLAS e CMS nel 2012. Questa particella possiede uno spin pari a zero ed è responsabile, attraverso il meccanismo di Brout-Englert-Higgs, della differente massa dei campi materiali a seguito dell'accoppiamento di questi ultimi con il campo di Higgs.

1.1.2 Le interazioni del Modello Standard

Il Modello Standard descrive le interazioni tra le particelle fondamentali come uno scambio di una o più particelle mediatrici, ovvero i bosoni rappresentanti i quanti del campo di interazione [2]. Queste particelle che trasportano energia e informazioni relative all'interazione sono emesse e riassorbite dalle particelle interagenti. I processi di emissione e assorbimento prevedono la possibilità di creazione di particelle chiamate "virtuali" (o anche "*off-shell*") poiché non viene soddisfatta la relazione di conservazione energia-impulso relativistica.

Questa apparente violazione in un vertice di interazione porterebbe ad ottenere per il quanto virtuale un valore di massa variabile e/o immaginario. In realtà questi processi sono ammessi dalla meccanica quantistica grazie al principio di indeterminazione, dato che su intervalli spaziali e temporali via via più piccoli un fenomeno microscopico è soggetto a fluttuazioni spontanee dell'impulso e dell'energia sempre più grandi. Infatti poiché i quanti virtuali possono esistere solo entro intervalli temporali e spaziali dell'ordine della lunghezza Compton (h/Mc , in cui M è la massa della particella e c è la velocità della luce nel vuoto), ne deriva che solo quelli non massivi possono esistere senza limitazioni spaziali e temporali. Naturalmente questi vincoli non esistono per le particelle che risultano possedere un valore di massa costante e reale dall'equazione di conservazione dell'energia-impulso relativistica, in tal caso i quanti vengono chiamati "reali" (o anche "*on-shell*").

Si giunge così a comprendere un aspetto assai caratteristico delle teorie di campo quantizzato ovvero che gli stati liberi ed interagenti delle particelle devono essere pensati come la somma di tutti i processi virtuali caratteristici delle interazioni cui sono soggette compatibili con il processo osservato. Inevitabilmente questo comporta che alcuni parametri fisici, come massa e carica, debbano essere ridefiniti in nuovi parametri (chiamati "vestiti" o "rinormalizzati") dipendenti dal quadrimpulso trasferito nel processo. Questo fatto può essere interpretato pensando la particella come una struttura complessa costituita da un nucleo interno caratterizzato dai parametri "nudi", rivestito dalla "nube" di processi virtuali dovuti agli accoppiamenti con gli altri campi che porta un proprio contributo ai parametri fisici della particella modificandoli in quelli rinormalizzati. Il fatto poi che i parametri rinormalizzati dipendano dal quadrimpulso trasferito comporta che i parametri fisici con cui le particelle intervengono nei processi non siano costanti ma dipendano dalla energia in gioco, un effetto chiamato "*running* dei parametri".

La descrizione delle interazioni tra particelle all'interno del MS richiede l'uso del linguaggio teorico della teoria dei gruppi. In particolare Yang e Mills introdussero il concetto di trasformazione di gauge locale negli spazi interni delle cariche.

Interazione elettromagnetica

La storica teoria maxwelliana dell'elettromagnetismo viene interpretata con le teorie di campo quantizzato mediante l'elettrodinamica quantistica (QED), la quale può essere ottenuta cercando una hamiltoniana invariante rispetto a trasformazioni di gauge locali di tipo $U(1)$ dei campi fermionici. La QED spiega l'attrazione e la repulsione di cariche elettriche attraverso uno scambio di fotoni. Dalla massa nulla del fotone si deduce che l'interazione ha un raggio infinito (sebbene con intensità decrescente con la distanza). Dallo spin pari a 1 derivano le proprietà di polarizzazione della luce e la carica elettrica nulla implica l'assenza di autointerazione elettromagnetica. Il processo di emissione o assorbimento di un fotone da parte di una particella avviene senza variazione di sapore infatti l'interazione elettromagnetica conserva il sapore.

Interazione forte

Nel nucleo atomico, protoni e neutroni sono tenuti insieme dall'interazione forte la quale permette la stabilità del nucleo nonostante la repulsione elettromagnetica tra i protoni. Infatti questa forza agisce sui quark in quanto dotati di carica di colore (*red*, *green* o *blue*). L'interazione forte è descritta nella teoria dei campi mediante la cromodinamica quantistica (QCD) e può essere ottenuta costruendo una hamiltoniana invariante rispetto a trasformazioni di gauge locali di tipo SU(3). I gluoni, quanti mediatori della forza, possiedono una delle 8 possibili cariche di colore previste dalla teoria dei gruppi per la combinazione di una carica con una anti-carica, sono quindi autointeragenti e rendono possibile in un processo la variazione di colore dei quark.

In natura è possibile osservare singoli leptoni isolati ma non singoli quark, infatti questi ultimi si presentano sempre legati dall'interazione forte in composti detti genericamente adroni (dal greco *adrós*, forte). Gli adroni possono essere suddivisi in mesoni (dal greco *mésos*, medio) composti da una coppia quark-antiquark e in barioni (dal greco *barys*, pesante) composti da tre quark o tre antiquark, in modo da permettere l'annullamento della carica di colore complessiva. Questo fenomeno è chiamato confinamento: l'energia per distanziare due quark aumenta all'aumentare della distanza, perciò ad un certo punto l'energia ceduta al campo di forza sarà tale da rendere possibile la produzione di coppie quark-antiquark e con esse nuovi adroni (fenomeno dei “*jets*”) prima di poter separare i quark.

L'effetto complementare al confinamento (che si presenta a grandi distanze o basse energie) è la libertà asintotica, la quale si manifesta a piccole distanze o elevate energie. Questo fenomeno consiste nell'indebolimento dell'interazione dovuto alla riduzione dell'effetto antischermante dei gluoni sulla carica di colore al diminuire della scala di lunghezza.

Quindi a causa del confinamento i quark risultano chiusi all'interno del protone e del neutrone a formare un sistema neutro di colore. All'esterno invece le singole cariche di colore tenderanno ad essere sempre meno visibili ed il campo risultante tenderà ad annullarsi rapidamente, spiegando il corto raggio dell'interazione nonostante la massa nulla dei gluoni. Le forze residue esterne andranno a costituire le forze nucleari che legano neutroni e protoni nei nuclei.

Interazione debole

L'interazione debole è l'unica capace di modificare il sapore delle particelle. Si trovò la prima traccia di questa interazione nel decadimento β del neutrone

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.1)$$

il che portò W. Pauli ad ipotizzare l'esistenza di una nuova particella poi chiamata da E. Fermi come neutrino. Questo decadimento poteva avvenire soltanto supponendo

l'esistenza di una interazione che trasformasse il sapore delle particelle. In prima approssimazione questa transizione può avvenire solo tra quanti membri della stessa generazione separatamente per leptoni e quark.

In natura tuttavia la materia contiene nuclei costituiti da due soli barioni leggeri, il protone stabile ed il neutrone, il quale acquista stabilità all'interno del nucleo atomico. Infatti a partire dagli anni Sessanta è stato studiato il fenomeno di miscelamento del sapore dei quark che permette la transizione anche tra generazioni diverse. A ridosso del nuovo millennio è stato osservato anche il fenomeno di oscillazione del neutrino, ciononostante ad oggi non sono mai state osservate transizioni tra leptoni e quark.

La massa non nulla dei bosoni W^+ , W^- e Z^0 mediatori fa sì che l'interazione debole sia a corto raggio e per questo motivo è chiamata anche "di contatto". Immaginando i componenti di una generazione come un vettore complesso bidimensionale e richiedendo l'invarianza della hamiltoniana per trasformazioni locali di gauge $SU(2)$, si ottiene la teoria di campo corrispondente all'interazione debole. A fine degli anni Sessanta sono state unificate l'interazione elettromagnetica e debole sotto un'unica interazione elettrodebole, la quale include anche il bosone di Higgs.

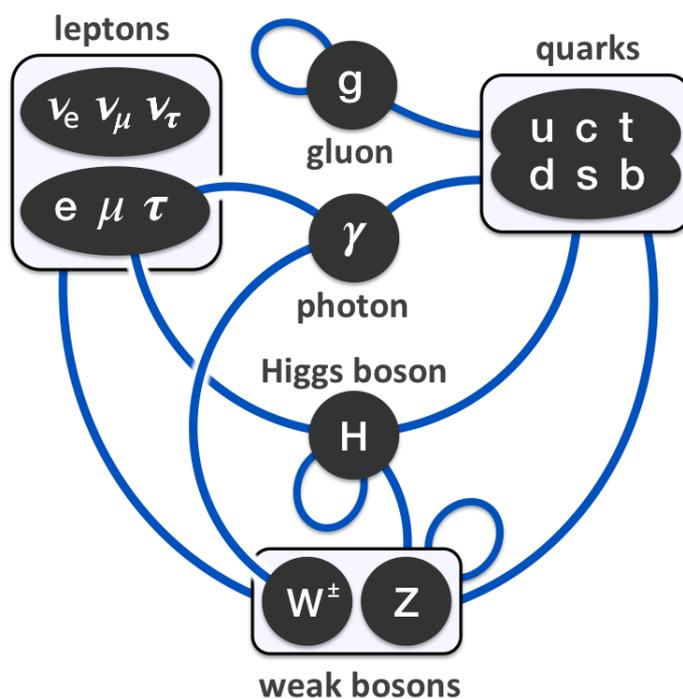


Figura 1.2: Mappa delle interazioni tra particelle del Modello Standard

1.2 Il *Large Hadron Collider* (LHC)

Lo studio delle particelle elementari e delle loro interazioni può essere effettuato in condizioni sperimentalmente controllate tramite l'utilizzo di acceleratori di particelle. LHC è l'acceleratore di particelle più grande e potente al mondo, situato 100 m in profondità sotto il CERN, nei pressi di Ginevra [3]. L'anello di oltre 27 km di magneti superconduttori permette la circolazione di due fasci di particelle prossimi alla velocità della luce in versi opposti. Affinché ciò sia possibile i tubi nei quali circolano i fasci di particelle sono mantenuti ad un vuoto ultra spinto (tra i 10^{-11} e i 10^{-10} mbar) e gli elettromagneti superconduttori utilizzati per guidare il fascio sono mantenuti ad una temperatura di -271.3 °C grazie al sistema di raffreddamento ad elio liquido.

Il complesso di acceleratori situati al CERN è un susseguirsi di macchinari operanti ad energie crescenti, ognuno dei quali aumenta l'energia del fascio. L'ultimo elemento di questa catena è LHC, nel quale i protoni del fascio raggiungono i 6.5 TeV. I fasci di particelle all'interno di LHC vengono fatti scontrare, ad una energia del centro di massa di 13 TeV, in corrispondenza di quattro rivelatori: ATLAS (*A Toroidal LHC ApparatuS*), CMS (*Compact Muon Solenoid*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) e LHCb (*Large Hadron Collider beauty*).

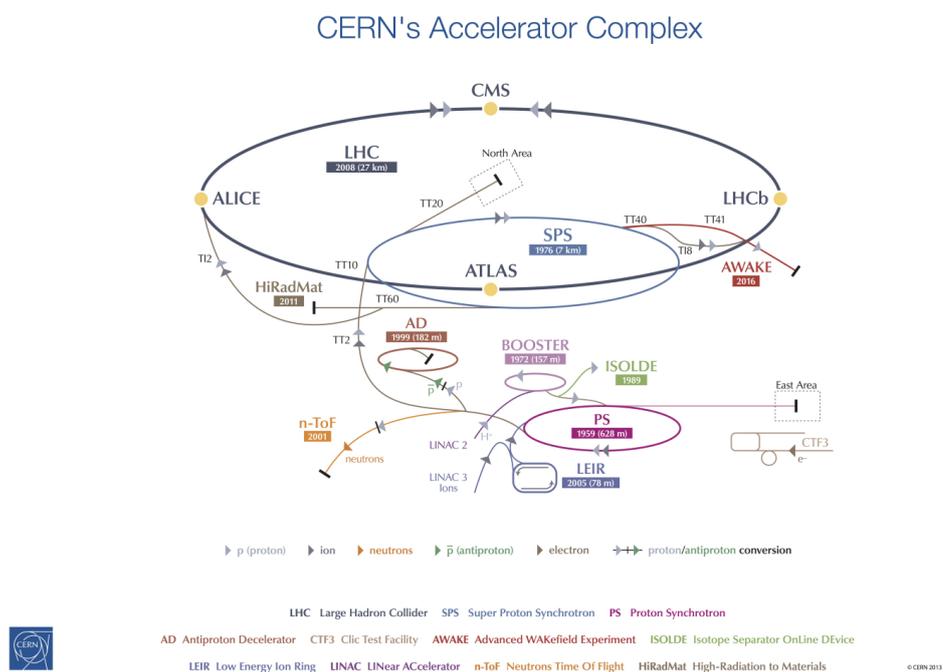


Figura 1.3: Il complesso di acceleratori del CERN, il susseguirsi di questi permette di aumentare progressivamente l'energia del fascio fino a raggiungere i 6.5 TeV in LHC.

1.3 Il rivelatore ATLAS

ATLAS è il più grande rivelatore di LHC: un cilindro lungo 46 m, con diametro di 25 m e una massa di circa 7×10^6 kg [4]. È stato progettato per ottenere la massima sensibilità sul più ampio spettro di processi di interesse. Quindi, qualsiasi sia il fenomeno fisico, ATLAS ha lo scopo di misurare la massa, quantità di moto, energia, tempo di vita, carica e spin delle particelle prodotte dalla collisione dei due fasci di protoni nel punto di interazione, situato al centro del rivelatore. Per fare ciò è necessario un sistema di rivelatori di diverso tipo concentrici a simmetria cilindrica, ognuno capace di misurare alcuni aspetti (momento, energia, natura) delle particelle prodotte nell'interazione. Come mostrato in Figura 1.4, gli strati concentrici a simmetria cilindrica di rivelatori possono essere raggruppati in quattro parti: il sistema magnetico, il rivelatore interno, i calorimetri e lo spettrometro muonico.

Affinché vengano misurate anche le particelle con direzione a piccolo angolo rispetto al fascio, ATLAS è complementato da quattro rivelatori nella regione anteriore e posteriore: LUCID (*L*uminosity *C*herenkov *I*ntegrating *D*etector), ZDC (*Z*ero *D*egree *C*alorimeter) e ALFA (*A*bsolute *L*uminosity *F*or *A*TLAS) per la misura della luminosità e AFP (*A*tlas *F*orward *P*roton) per la misura di eventi diffrattivi in avanti.

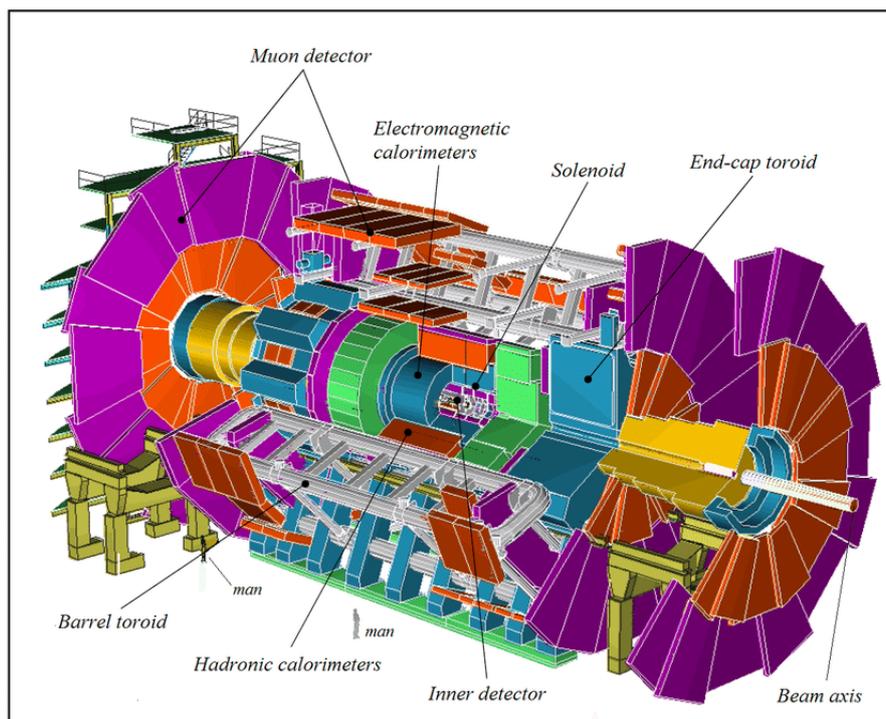


Figura 1.4: Schema del rivelatore ATLAS costituito da sistema magnetico, rivelatore interno, calorimetri e spettrometro muonico.

Definizione del sistema di riferimento

All'interno dell'esperimento ATLAS si prende come sistema di riferimento una terna destrorsa con l'asse z coincidente con la direzione del fascio, l'asse x che punta il centro dell'anello di LHC e l'asse y rivolto verso l'alto [5]. Nella fisica degli acceleratori la pseudorapidità η è una grandezza frequentemente utilizzata per descrivere l'angolo di inclinazione di una particella rispetto all'asse del fascio. Posto θ l'angolo tra il vettore quantità di moto \mathbf{p} e il verso positivo dell'asse z , si definisce la pseudorapidità come

$$\eta \equiv -\ln [\tan (\theta / 2)]. \quad (1.2)$$

In alternativa può essere scritta in funzione della quantità di moto come

$$\eta = 1/2 \ln \left(\frac{|\mathbf{p}| + p_z}{|\mathbf{p}| - p_z} \right) = \operatorname{arctanh} \left(\frac{p_z}{|\mathbf{p}|} \right). \quad (1.3)$$

Ne segue che η sarà nulla se la particella ha direzione perpendicolare al fascio, mentre tenderà all'infinito se allineata con l'asse z , come mostrato in Figura 1.5.

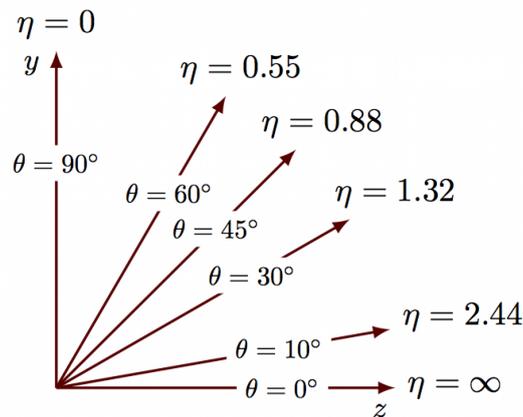


Figura 1.5: Alcuni valori della pseudorapidità η al variare dell'angolo θ .

Il sistema magnetico

Il sistema magnetico ha il compito di deviare la traiettoria delle particelle sfruttando la forza di Lorentz per effettuare una misura dell'impulso. Le particelle aventi una elevata quantità di moto (relativistica) curveranno meno di quelle con quantità di moto minore. In Figura 1.6 vengono mostrate le parti principali del sistema magnetico ovvero il sistema solenoidale centrale (*Central Solenoid Magnet*), il toroide a botte (*Barrel Toroid*) e i toroidi di chiusura (*End-cap Toroids*).

Il solenoide centrale produce un campo magnetico quasi del tutto uniforme di 2 T che circonda il rivelatore interno, utilizzato per la misura della quantità di moto delle particelle uscenti dal vertice d'interazione. Le restanti due componenti si trovano al di fuori dei calorimetri, all'interno dello spettrometro muonico. Questi magneti superconduttori generano un campo magnetico non uniforme in una regione di 26 m di lunghezza e 20 m di diametro. In particolare il toroide a botte, nell'intervallo di pseudorapidità $|\eta| \leq 1.3$, dispone di un potere flettente tra i 2 e i 6 Tm mentre i toroidi di chiusura da 4 a 8 Tm nel range $1.6 < |\eta| < 2.7$. Nell'intervallo $1.3 < |\eta| < 1.6$ il potere flettente è più debole perché i campi magnetici si sovrappongono.

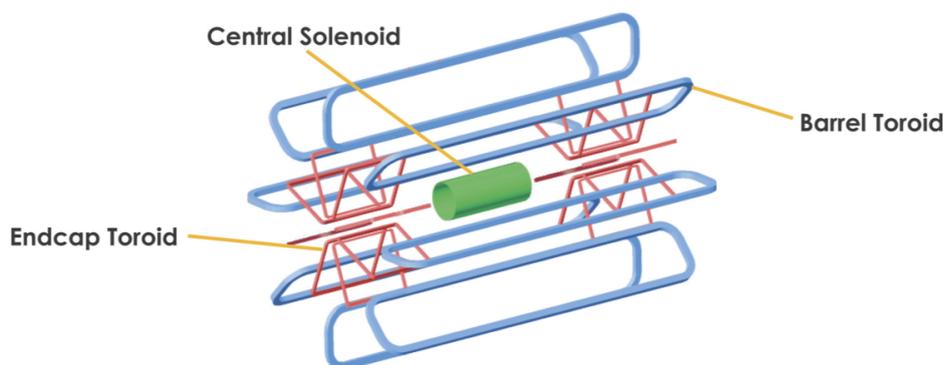


Figura 1.6: Il sistema magnetico di ATLAS costituito da solenoide centrale, toroide a botte e toroidi di chiusura.

Il rivelatore interno

Il rivelatore interno è quello più vicino al fascio di protoni, ha il compito di misurare la direzione, quantità di moto e carica delle particelle prodotte dalla collisione. Come mostrato in Figura 1.7, è composto da tre parti principali:

- il rivelatore a pixel (*Pixel Detector*) che occupa la zona più interna, costituito da quattro strati e tre dischi anteriori e posteriori. L'unità di lettura più piccola è un pixel di $50 \times 400 \mu\text{m}$ per un totale di 92 milioni di pixel, in questo modo è garantita un'elevata precisione per il tracciamento vicino al punto di interazione;
- il tracciatore semiconduttore (*Semiconductor Tracker*) è il componente intermedio, composto da quattro doppi strati di fasce (*strip*) in silicio di $80 \mu\text{m}$ per 12 cm. Gli oltre sei milioni di canali di lettura arrivano a coprire un'area di 61 m^2 ;
- il tracciatore di radiazione di transizione (*Transition Radiation Tracker*) è l'elemento più esterno, composto da quasi trecentomila tubi di deriva (*drift tubes*) con

4 mm di diametro e 144 cm di lunghezza. Questi ultimi sono riempiti di gas ionizzanti che producono un segnale al passaggio di una particella carica. Tra i tubi sono presenti materiali con indici di rifrazione differenti che causano la produzione di radiazione di transizione da parte delle particelle cariche con velocità al di sopra di una soglia.

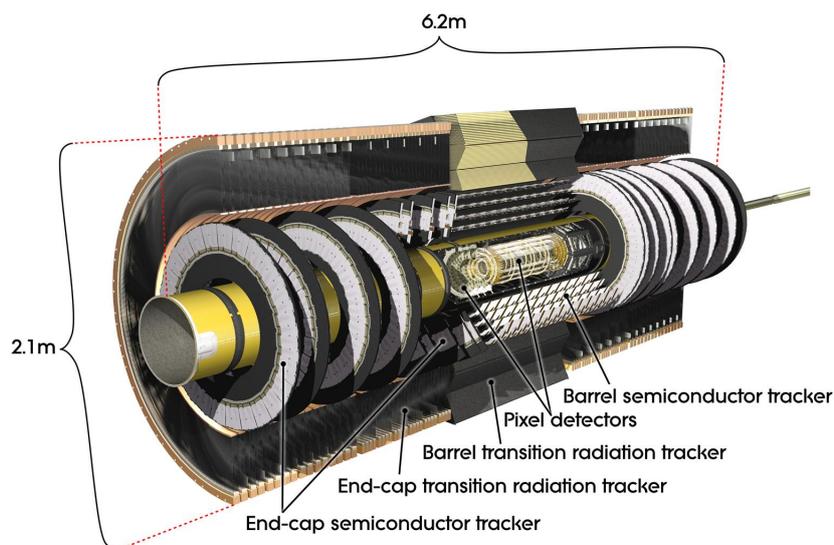


Figura 1.7: Il rivelatore interno di ATLAS costituito da rivelatore a pixel, tracciatore semiconduttore e tracciatore di radiazione di transizione.

I calorimetri

Lo scopo dei calorimetri è assorbire l'energia di quasi tutte le particelle (ad eccezione di muoni e neutrini) e convertirla in segnale. Come mostrato in Figura 1.8, sono presenti due tipi di calorimetro:

- il calorimetro elettromagnetico che alterna strati di materiale assorbente passivo composti da piombo e attivo composti da argon liquido (LAr), ha il compito di assorbire particelle interagenti elettromagneticamente. Si compone di una parte centrale (LAr) per $|\eta| < 1.475$ e due agli estremi (LAr EMEC) per $1.375 < |\eta| < 3.2$;
- il calorimetro adronico che ha lo scopo di assorbire le particelle che superano quello elettromagnetico e che rispondono all'interazione forte. Sono presenti calorimetri a piastrelle (*Tile calorimeter*) nelle regioni $|\eta| < 1.7$ e $1.5 < |\eta| < 3.2$ che utilizzano

il ferro come materiale passivo e mezzo milione di piastrelle scintillanti in plastica come materiale attivo. Nella zona $3.1 < |\eta| < 4.9$ dove sono presenti maggiori radiazioni si trova il calorimetro FCAL (*high density forward calorimeter*) che utilizza argon liquido come materiale attivo mentre per quello assorbente due sezioni usano il tungsteno e una il rame.

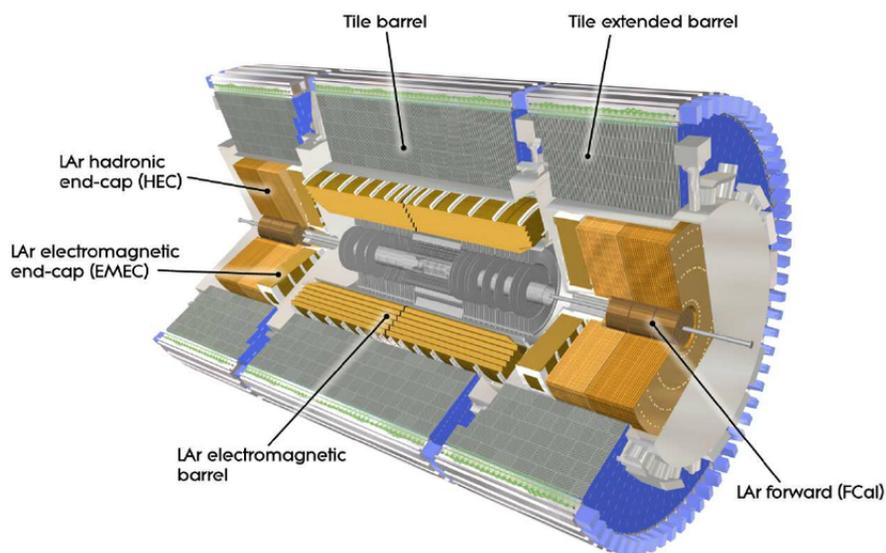


Figura 1.8: I calorimetri elettromagnetico e adronico di ATLAS.

Lo spettrometro muonico

Lo spettrometro muonico è un enorme rivelatore a simmetria cilindrica con raggio interno di 4.5 m ed esterno di 11 m, costituisce la parte più esterna di ATLAS. Dotato di 4000 camere muoniche (*muon chambers*), ha lo scopo di misurare la quantità di moto dei muoni che hanno attraversato i precedenti rivelatori. Similmente al rivelatore interno, viene sfruttato un campo magnetico (in questo caso i magneti superconduttori toroidali a botte e di chiusura) per deviare le particelle cariche (i muoni). In Figura 1.9 si mostra la suddivisione dell'apparato in:

- *Monitored Drift Tubes*, misurano la curvatura della traccia dei muoni nella regione $|\eta| < 2.7$;
- *Cathode Strip Chambers*, utilizzate per il tracciamento di precisione nella regione $2.0 < |\eta| < 2.7$;

- *Resistive Plate Chambers*, per il *trigger* e la misura nella regione $|\eta| < 1.05$ della coordinata ortogonale a quella misurata con il tracciamento di precisione;
- *Thin Gap Chambers*, per il *trigger* e la misura nella parte terminale del rivelatore della coordinata ortogonale a quella misurata con il tracciamento di precisione.

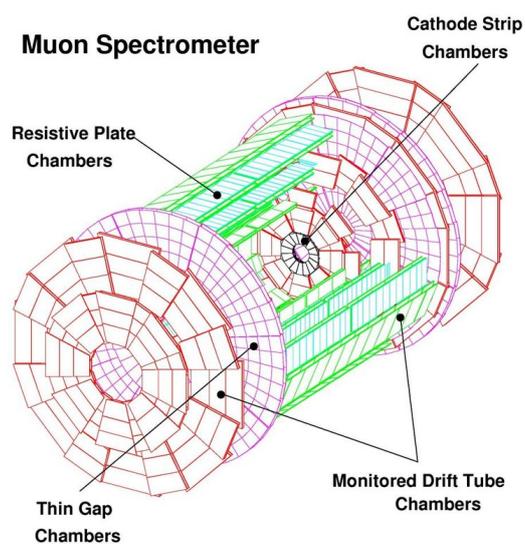


Figura 1.9: Lo spettrometro muonico occupante la regione più esterna di ATLAS al fine di misurare la quantità di moto dei muoni che hanno attraversato i precedenti rivelatori.

Capitolo 2

La fisica dei rivelatori RPC

2.1 Il rivelatore

Il rivelatore RPC (*Resistive Plate Chamber*) è stato sviluppato nel 1981 da R. Santonico e R. Cardarelli, da allora ha subito modifiche sia nella struttura che nell'utilizzo [6]. All'interno di LHC questo tipo di rivelatore viene utilizzato in due modalità:

- RPC di *trigger*, utile per segnalare il passaggio di muoni, presente in ATLAS e CMS;
- RPC di *timing*, usato per misurare la velocità delle particelle che lo attraversano, presente nel sistema Tempo-Di-Volo di ALICE.

Un RPC consiste di due piani paralleli di elettrodi fatti di un materiale altamente resistivo (tipicamente vetro o bakelite). Tra di essi è applicata una alta tensione e l'intercapedine tra i piani è riempita con un gas. Il rivestimento di grafite permette la distribuzione della tensione sugli elettrodi. Il segnale viene raccolto da alcune strisce disposte lungo entrambi i piani ma in modo perpendicolare affinché possano essere lette due coordinate. In particolare gli RPC di *trigger* presentano una sola intercapedine mentre gli RPC di *timing* sono a più intercapedini e piani resistivi come mostrato in Figura 2.1 e Figura 2.2.

Quando una particella carica attraversa il gas presente nell'intercapedine dell'RPC ionizza le molecole creando coppie di ioni positivi ed elettroni. Gli elettroni subiscono un moto di diffusione dato dall'agitazione termica e di deriva dovuto al campo elettrico. Durante il moto l'elettrone acquisisce energia e, al di sopra di una certa soglia, ha una probabilità di generare nuove coppie di ioni ed elettroni che a loro volta deriveranno e potranno causare altre ionizzazioni. La moltiplicazione esponenziale degli elettroni è chiamata "valanga di Townsend" (mostrata in Figura 2.3), dalla tipica forma a goccia.

La presenza massiccia di elettroni liberi può modificare in modo non trascurabile il campo elettrico all'interno dell'RPC per l'effetto di carica spaziale. Se il guadagno di

moltiplicazione della valanga è abbastanza elevato anche i fotoni contribuiranno a creare altre coppie ione-elettrone attraverso la fotoionizzazione. In questo caso la valanga si evolve in uno “*streamer*” e si può produrre una scintilla. In prossimità della zona il campo elettrico risultante sarà momentaneamente molto debole per cui si ha la presenza di un punto cieco del rivelatore.

Esistono quindi due regimi nei quali possono operare gli RPC [7]:

- modalità *streamer*, ha come vantaggio dei segnali abbastanza intensi da non richiedere una amplificazione ma ha una frequenza massima di rilevamento di qualche centinaio di Hz/cm²;
- modalità valanga, i segnali sono più deboli e quindi necessitano di una amplificazione (e poco rumore di fondo) ma si raggiungono una frequenza massima di rilevamento di migliaia di Hz/cm². Gli RPC di *trigger* e di *timing* presenti a LHC appartengono a questa categoria.

Quando si opera in modalità valanga gli *streamer* rappresentano un disturbo del segnale e devono perciò essere evitati. Nel resto della tesi ci si concentrerà su RPC operanti in modalità valanga. In particolare i parametri di costruzione più rilevanti che caratterizzano un RPC sono: la dimensione dell’intercapedine, lo spessore dei piani resistivi, la resistività di questi ultimi, la costante dielettrica relativa del materiale, la tensione applicata agli elettrodi e la composizione del gas.

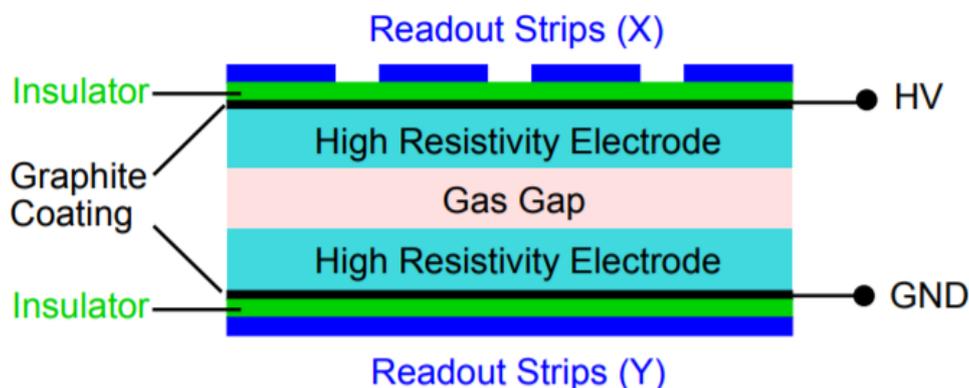


Figura 2.1: Esempio di RPC a intercapedine singola.

2.1.1 I gas

Una particella carica attraversante un mezzo materiale perde energia per via dei processi di eccitazione e ionizzazione. In particolare per una particella di massa $M \gg m_e$

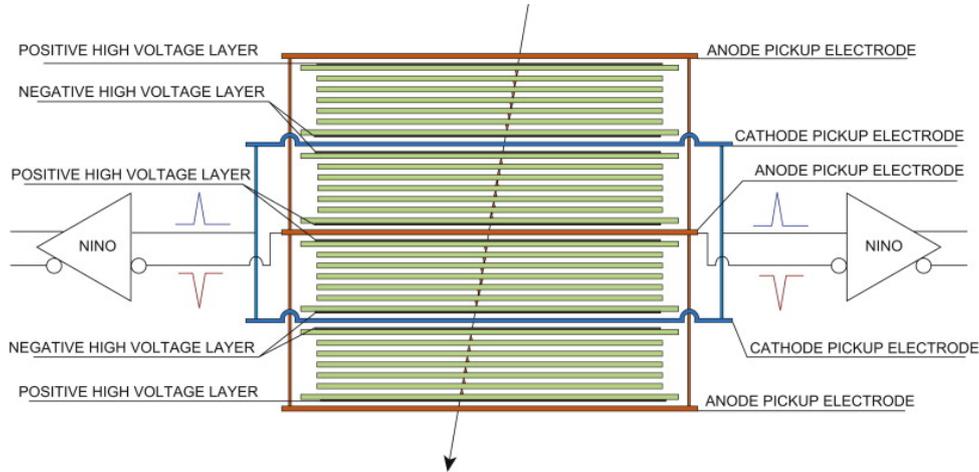


Figura 2.2: Esempio di RPC a intercapedine multipla.

il valore medio di queste perdite di energia (o potere d'arresto) è dato dalla formula di Bethe-Bloch

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kq^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right), \quad (2.1)$$

dove:

- K è una costante che vale $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$;
- r_e è il raggio classico dell'elettrone: $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$;
- e e m_e sono il modulo della carica e la massa dell'elettrone;
- N_A è il numero di Avogadro;
- q è la carica della particella incidente;
- Z e A sono il numero atomico e il numero di massa del mezzo materiale;
- ϵ_0 è la costante dielettrica del vuoto;
- c è la velocità della luce;
- β è il rapporto tra la velocità della particella e quella della luce;
- γ è il fattore di Lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$;
- T_{max} è la massima energia trasferita in un singola collisione;

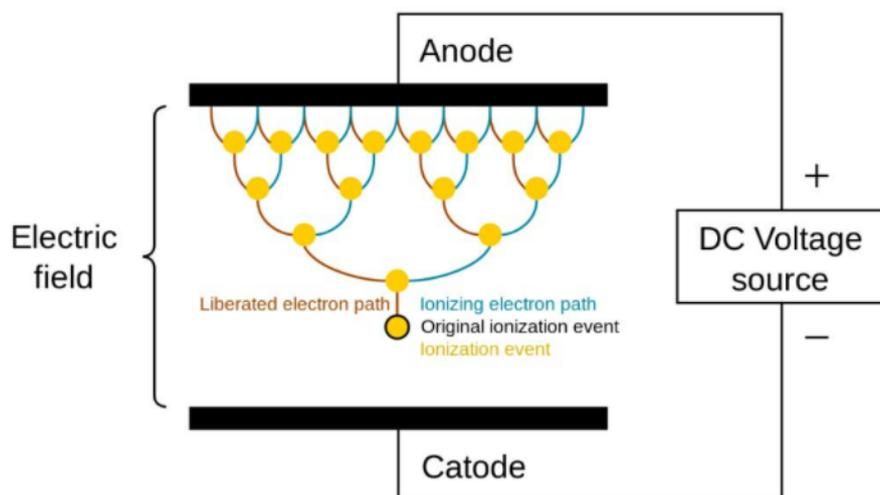


Figura 2.3: Schema del processo di formazione di una valanga di Townsend.

- I è l'energia media di assorbimento del mezzo materiale;
- δ è la correzione per l'effetto densità presente alle alte energie.

In Figura 2.4 viene mostrato l'andamento del potere d'arresto in funzione della quantità di moto nel caso di un antimuone incidente su rame.

La scelta del gas ha quindi un forte impatto sulla ionizzazione primaria e la creazione e propagazione delle valanghe. In genere si utilizza una miscela di tre gas, ognuno avente il suo scopo:

- un gas ionizzante, ovvero con una bassa energia di ionizzazione per permettere la produzione di elettroni. Tipicamente rappresenta circa il 95% della miscela;
- un gas *quenching* ("ammortizzatore") ultravioletto, utilizzato per assorbire i fotoni in modo da evitare lo sviluppo di valanghe secondarie generate da quest'ultimi. In genere rappresenta circa il 4% della miscela;
- un gas *quenching* di elettroni, al fine di contenere la valanga ed evitare che si evolva in *streamer* e scintille. Solitamente rappresenta circa l'1% della miscela.

In ATLAS la composizione di gas utilizzata è tetrafluoretano ($C_2H_2F_4$) come gas ionizzante, isobutano ($i-C_4H_{10}$) come *quenching* di fotoni ed esafluoruro di zolfo (SF_6) come *quenching* di elettroni. E' tuttavia importante tener conto delle nuove normative europee per la protezione ambientale che porteranno ad una riduzione o completa eliminazione

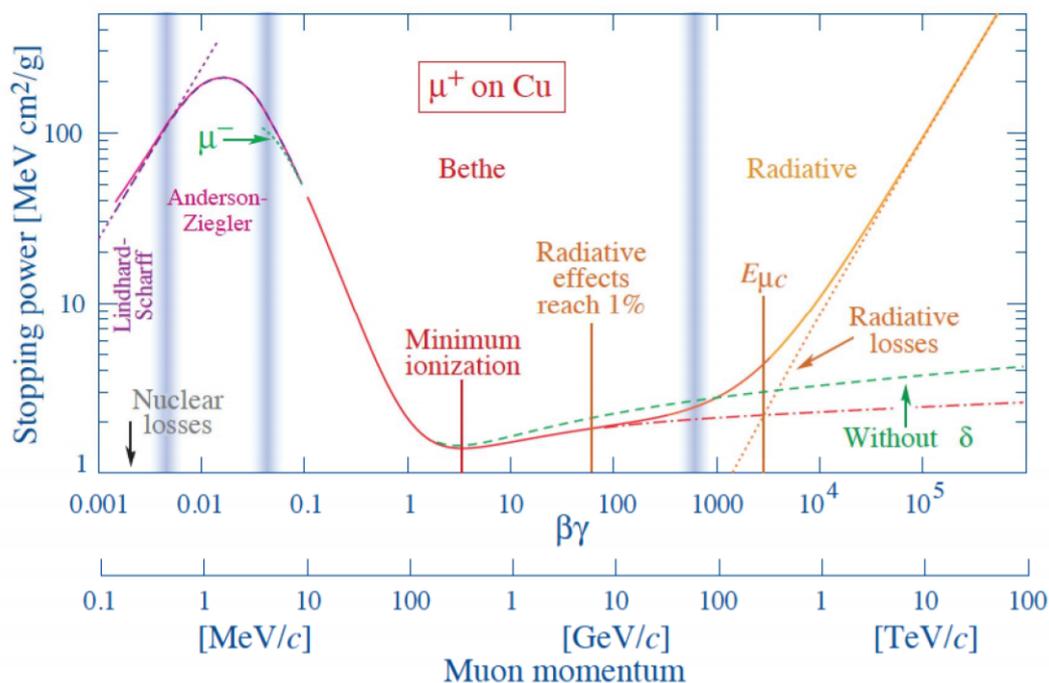


Figura 2.4: Potere d'arresto in funzione della quantità di moto nel caso di un antimuone incidente su rame.

dei gas al fluoruro. Infatti l'impatto dei gas sull'effetto serra, misurato in GWP (*Global Warming Potential*), è di 1430 per il $C_2H_2F_4$ e 22800 per il SF_6 [8] mentre il limite superiore posto dalla Comunità Europea è di 150.

2.2 I principi di funzionamento

2.2.1 Ionizzazione primaria

La ionizzazione primaria è causata dal passaggio della particella carica attraverso il rivelatore ed ad ogni evento di ionizzazione si libereranno gruppi di uno o più elettroni. I parametri essenziali che determineranno le future valanghe sono quindi la densità lineare di gruppi di elettroni e la distribuzione di probabilità del numero di elettroni per gruppo. Se l'energia posseduta dalla particella è molto maggiore rispetto quella ceduta ad ogni evento di ionizzazione si può ipotizzare che la probabilità di una collisione con ionizzazione sia indipendente dalla precedente.

Posta $\sigma(\beta)$ la sezione d'urto di ionizzazione nel gas di densità ρ si ha che il libero

cammino medio equivale a

$$\lambda = \frac{A}{\rho N_A} \frac{1}{\sigma(\beta)}. \quad (2.2)$$

Date le condizioni sopra si ha che la distanza tra i gruppi di elettroni è distribuita esponenzialmente, per cui posta x la distanza dall'inizio della fessura, la probabilità di trovare il primo tra la posizione x e $x + dx$ è [9]

$$P(x) = \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda}. \quad (2.3)$$

Perciò la probabilità di trovare l' n -esimo gruppo tra la posizione x e $x + dx$ segue una distribuzione Γ

$$P(n, x) = \frac{x^{n-1}}{(n-1)! \lambda^n} e^{-x/\lambda}, \quad (2.4)$$

con una distanza media dall'inizio della fessura di $\bar{x} = n\lambda$.

Particelle secondarie

Le particelle secondarie emesse avranno una energia dipendente dall'energia trasferita (mostrata in Equazione 2.1) e dall'orbitale atomico di provenienza. Assumendo che l'interazione riguardi soltanto il singolo elettrone presente nell'orbitale, il fotoelettrone emesso possiede un'energia pari a quella trasferita meno l'energia di legame di quell'orbitale. L'atomo si trova ora in uno stato eccitato e presenta una o più lacune all'interno dei suoi orbitali. Il riempimento di queste lacune avviene attraverso la "caduta" di un elettrone situato in un orbitale superiore, come mostrato in Figura 2.5 l'energia emessa nel processo può portare a due risultati:

- l'energia viene emessa nella forma di un fotone di fluorescenza;
- l'energia viene trasmessa per interazione elettromagnetica ad un altro elettrone, il quale viene espulso dall'atomo (effetto Auger).

Questi fotoni ed elettroni sono considerati particelle secondarie e possono portare ad ulteriori eccitazioni e ionizzazioni nel gas.

2.2.2 Valanghe

A seconda della tensione applicata agli elettrodi, ogni elettrone prodotto dalla ionizzazione potrà dare origine a delle valanghe che cresceranno fino a che non raggiungeranno l'elettrodo. L'evoluzione di una valanga elettronica è determinata da due coefficienti fortemente dipendenti dall'intensità del campo elettrico all'interno dell'RPC, questi sono chiamati coefficienti di Townsend α e di cattura η . Per un singolo elettrone situato in posizione x la probabilità che in $x + dx$ si sia moltiplicato è αdx mentre la probabilità che

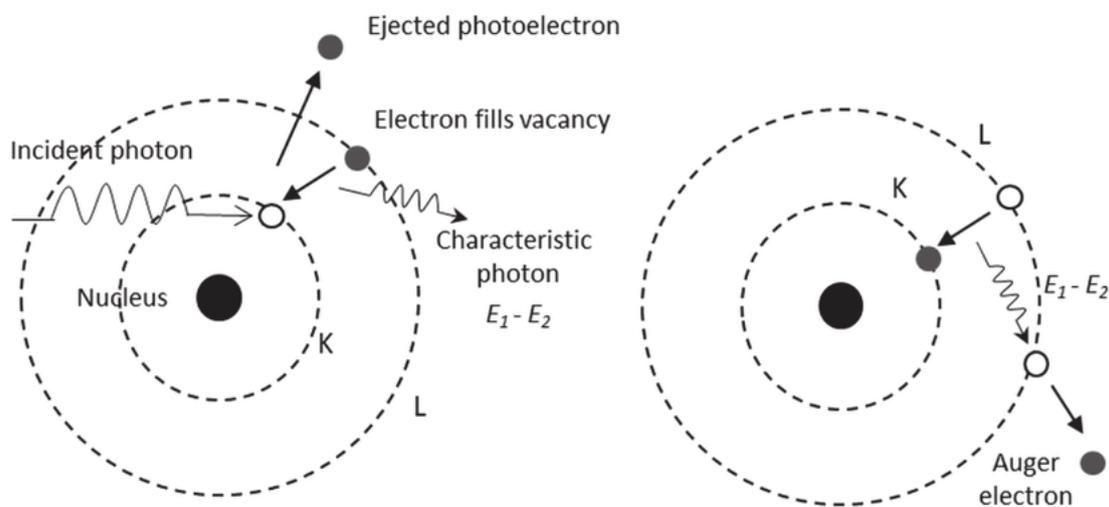


Figura 2.5: Schema della due modalità di emissione di energia: il fotone di fluorescenza o l'effetto Auger.

si sia legato ad un atomo per formare uno ione negativo è ηdx . Quindi se una valanga contiene n elettroni in posizione x la probabilità che in $x + dx$ ne contenga $n + 1$ sarà $n\alpha dx$ mentre la probabilità che uno formi uno ione negativo sarà $n\eta dx$. In questo modo otteniamo le relazioni per il numero medio di elettroni \bar{n} e ioni positivi \bar{p} :

$$\frac{d\bar{n}}{dx} = (\alpha - \eta)\bar{n}, \quad \frac{d\bar{p}}{dx} = \alpha\bar{n}, \quad (2.5)$$

dalle quali per $\bar{n}(0) = 1$ e $\bar{p}(0) = 0$ si ottengono le soluzioni

$$\bar{n}(x) = e^{(\alpha - \eta)x}, \quad \bar{p}(x) = \frac{\alpha}{\alpha - \eta}(e^{(\alpha - \eta)x} - 1). \quad (2.6)$$

Il numero medio di ioni negativi sarà quindi $\bar{p} - \bar{n}$ per la conservazione della carica totale nel processo. Ora è possibile descrivere la distribuzione statistica della valanga rispetto al numero di elettroni, nello specifico verrà utilizzato un modello proposto da Riegler, Lippmann e Veenhof.

La probabilità $P(n, x)$ che una valanga iniziata da un singolo elettrone contenga n elettroni dopo una distanza x è

$$\begin{aligned} P(n, x + dx) = & P(n - 1, x)(n - 1)\alpha dx(1 - (n - 1)\eta dx) \\ & + P(n, x)(1 - n\alpha dx)(1 - n\eta dx) \\ & + P(n, x)n\alpha dx n\eta dx \\ & + P(n + 1, x)(1 - (n + 1)\alpha dx)(n + 1)\eta dx. \end{aligned} \quad (2.7)$$

I quattro termini della precedente equazione rappresentano le quattro possibilità di trovare n elettroni nella posizione $x + dx$:

- la prima riga fornisce la probabilità che in x si trovino $n - 1$ elettroni, uno si duplichi e nessuno si leghi;
- la seconda riga rappresenta la probabilità che in x si trovino n elettroni, nessuno si duplichi e nessuno si leghi;
- la terza riga fornisce la probabilità che in x si trovino n elettroni, uno si duplichi e uno si leghi;
- la quarta riga rappresenta la probabilità che in x si trovino $n + 1$ elettroni, nessuno si duplichi e uno si leghi.

Dalla Equazione 2.7 si ricava la probabilità differenziale troncata al primo ordine di dx

$$\frac{dP(n, x)}{dx} = -P(n, x)n(\alpha + \eta) + P(n - 1, x)(n - 1)\alpha + P(n + 1, x)(n + 1)\eta, \quad (2.8)$$

la quale ha soluzione

$$P(n, x) = \begin{cases} k \frac{\bar{n}(x)-1}{\bar{n}(x)-k}, & \text{per } n = 0 \\ \bar{n}(x) \left[\frac{1-k}{\bar{n}(x)-k} \right]^2 \left[\frac{\bar{n}(x)-1}{\bar{n}(x)-k} \right]^n - 1, & \text{per } n > 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

dove $\bar{n}(x)$ è definito in Equazione 2.5 e $k = \eta/\alpha$. La varianza $\sigma^2(x)$ della distribuzione è data da

$$\sigma^2(x) = \left(\frac{1+k}{1-k} \right) \bar{n}(x)(\bar{n}(x) - 1). \quad (2.10)$$

Altri modelli più semplici delle valanghe elettroniche, come quello di Yule-Furry [10] o una distribuzione di Polya, non tengono conto del coefficiente di legame η , il quale compare sia nell'equazione per il numero medio di elettroni \bar{n} che quella per la varianza σ^2 (all'interno di k). Sebbene questi modelli possano essere accettati per altre tipologie di rivelatori, nel caso degli RPC tipicamente la formazione di ioni negativi non è un fenomeno trascurabile.

Per una distanza x dove \bar{n} è abbastanza grande è possibile approssimare l'Equazione 2.9 in

$$P(n, x) = \begin{cases} k, & \text{per } n = 0 \\ \frac{(1-k)^2}{\bar{n}(x)} \exp[-(1-k)\frac{n}{\bar{n}(x)}]. & \text{per } n > 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Per la descrizione degli effetti di carica spaziale sono importanti i casi limite $\alpha = \eta$ e $\alpha = 0$ per i quali la distribuzione in Equazione 2.9 diventa indefinita. Si avrà quindi per $\alpha = \eta$ la distribuzione

$$P(n, x) = \begin{cases} \frac{\alpha x}{1+\alpha x}, & \text{per } n = 0 \\ \frac{1}{(1+\alpha x)^2} \left(\frac{\alpha x}{1+\alpha x}\right)^{n-1}, & \text{per } n > 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

con una varianza di

$$\sigma^2(x) = 2\alpha x. \quad (2.13)$$

La distribuzione di probabilità nel caso $\alpha = 0$ sarà

$$P(n, x) = \begin{cases} 1 - e^{-\eta x}, & \text{per } n = 0 \\ e^{-\eta x}, & \text{per } n = 1 \\ 0, & \text{per } n > 1 \end{cases} \quad (2.14)$$

con una varianza di

$$\sigma^2(x) = e^{-2\eta x}(e^{\eta x} - 1). \quad (2.15)$$

2.2.3 Diffusione e deriva degli elettroni

La valanga di elettroni può essere schematizzata come una nube elettronica in un gas che presenta un moto di diffusione dovuto alle collisioni con gli atomi per via del moto termico. Un elettrone libero in un gas ha un'energia che segue l'andamento della distribuzione di Maxwell-Boltzmann con media $\langle E \rangle = 3/2kT$ con k costante di Boltzmann e T la temperatura in kelvin. In assenza di campo elettrico esterno la diffusione sarà isotropa e descritta da una distribuzione spaziale gaussiana. Una nube di elettroni che è puntiforme in r_0 all'istante $t = 0$ seguirà una distribuzione di densità

$$\phi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(\sqrt{2\pi}\sigma(t))^3} \exp\left(-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)^2}{2\sigma(t)^2}\right), \quad (2.16)$$

dove

$$\sigma(t) = \sqrt{2\bar{D}t}, \quad (2.17)$$

e \bar{D} è il coefficiente di diffusione.

Quando il gas è sottoposto ad un campo elettrico costante, la nube di elettroni è sottoposta ad un moto costante di deriva in aggiunta a quello di diffusione termico. In assenza di campo magnetico, come negli RPC, il vettore velocità sarà allineato alle linee del campo elettrico. Da un punto di vista microscopico un elettrone che si muove per via del campo elettrico \mathbf{E} colliderà con le molecole del gas. Tra una collisione e l'altra l'elettrone deriva per una distanza δx e acquisisce un'energia cinetica $T = e|\mathbf{E}|\delta x$, con e

la carica dell'elettrone. Dopo la collisione l'elettrone viene rallentato e perde energia, per poi riguadagnarla prima della successiva e così via. Da un punto di vista macroscopico si osserva l'elettrone muoversi con velocità costante v_D che è la velocità media dell'elettrone su un grande numero di collisioni, dipendente da $|\mathbf{E}|/p$ con p pressione del gas. Con la presenza del moto di deriva dovuto al campo elettrico la diffusione diventa anisotropa. Risulta comodo sviluppare il calcolo in coordinate cilindriche per separare ed evidenziare un termine longitudinale ed uno trasversale. Assumendo una simmetria cilindrica attorno l'asse (x) della direzione del campo elettrico per la nube di elettroni e indicando con r la coordinata radiale rispetto a tale asse, è possibile riscrivere l'Equazione 2.16 come

$$\phi(r, x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_L\sigma_T^2} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_L^2} - \frac{(r-r_0)^2}{2\sigma_T^2}\right), \quad (2.18)$$

dove x_0 e r_0 indicano la posizione del centro di massa della distribuzione per $t = 0$. Le varianze longitudinali e trasversali sono date da

$$\sigma_{L,T}^2 = 2\bar{D}_{L,T}t. \quad (2.19)$$

Posto $v_D = l/t$ con l distanza di deriva percorsa, al fine di includere il moto costante di deriva si introducono dei nuovi coefficienti di diffusione $D_{L,T} = \sqrt{2\bar{D}_{L,T}/v_D}$. In tal modo si ha $\sigma_{L,T}^2 = 2\bar{D}_{L,T}l/v_D = D_{L,T}^2l$ e separando l'Equazione 2.18 in una parte longitudinale ed una trasversale si ottiene

$$\phi_L(x, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}lD_L} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2D_L^2l}\right), \quad (2.20a)$$

$$\phi_T(r, t) = \frac{1}{D_T^2l} \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{2D_T^2l}\right). \quad (2.20b)$$

2.2.4 Effetto di carica spaziale

In genere α ed η sono funzioni di E/p , dove E è l'intensità del campo elettrico percepito dagli elettroni e p è la pressione del gas. Nel caso siano presenti solo poche cariche all'interno del rivelatore il campo elettrico tra i due elettrodi è uniforme. Se il numero di elettroni presenti in una valanga (calcolati in Equazione 2.6) raggiunge valori elevati, il campo elettrico nella fessura sarà influenzato da questi e di conseguenza i valori di α ed η . Questo effetto, rappresentato visivamente in Figura 2.6, è chiamato di carica spaziale ed in questa condizione i coefficienti α ed η sono costanti solo localmente.

Un valore approssimato dell'effetto di carica spaziale può essere ricavato assumendo che la carica di n portatori sia distribuita in una sfera di raggio r_D . In tal caso l'intensità del campo elettrico E_r sulla superficie della sfera è dato da

$$E_r = \frac{en}{4\pi\epsilon_0 r_D^2}, \quad (2.21)$$

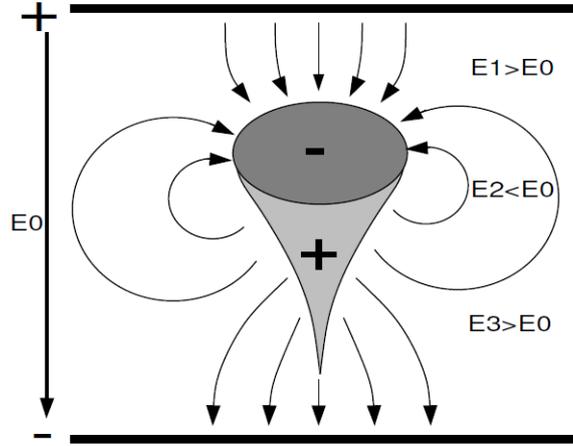


Figura 2.6: Schema dell'effetto di carica spaziale in un RPC. I portatori di carica generano un campo elettrico che modifica quello costante dei due elettrodi: sopra e sotto la valanga il campo elettrico è più intenso mentre attorno la valanga viene attenuato.

dove e è il modulo della carica dell'elettrone ed ϵ_0 la costante dielettrica del vuoto.

Inoltre è possibile calcolare il campo elettrico generato da una singola particella carica puntiforme in un RPC, schematizzato come un condensatore di superficie infinita costituito di tre strati omogenei paralleli dielettrici. In Figura 2.7 si mostra la geometria del condensatore: la misura del campo elettrico viene effettuata in (x, y, z) e la carica puntiforme Q è situata in (x', y', z') . Il primo e terzo strato corrispondono alle lastre resistive dell'RPC comprese in $-q < z < 0$ e $g < z < p$. Il secondo strato rappresenta il gas presente nella fessura situato in $0 \leq z \leq g$. Ogni i -esimo strato ha permittività elettrica $\epsilon_i = \epsilon_0 \epsilon_{r_i}$. Prendendo z come asse di simmetria per il passaggio a coordinate cilindriche è possibile ricavare delle espressioni analitiche approssimate delle componenti $E_r(r, \phi, z, r', \phi', z')$, $E_\phi(r, \phi, z, r', \phi', z')$ e $E_z(r, \phi, z, r', \phi', z')$ del campo elettrico [11]:

$$E_r \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_2} \left[\frac{r - r' \cos(\phi - \phi')}{(P^2 + (z - z')^2)^{3/2}} + \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \right) \frac{r - r' \cos(\phi - \phi')}{(P^2 + (2g - z - z')^2)^{3/2}} \right], \quad (2.22a)$$

$$E_\phi \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_2} \left[\frac{r' \sin(\phi - \phi')}{(P^2 + (z - z')^2)^{3/2}} + \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \right) \frac{r' \sin(\phi - \phi')}{(P^2 + (2g - z - z')^2)^{3/2}} \right], \quad (2.22b)$$

$$E_z \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_2} \left[\frac{z - z'}{(P^2 + (z - z')^2)^{3/2}} - \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \right) \frac{2g - z - z'}{(P^2 + (2g - z - z')^2)^{3/2}} \right], \quad (2.22c)$$

dove $P^2 = r^2 - 2rr' \cos(\phi - \phi') + r'^2$.

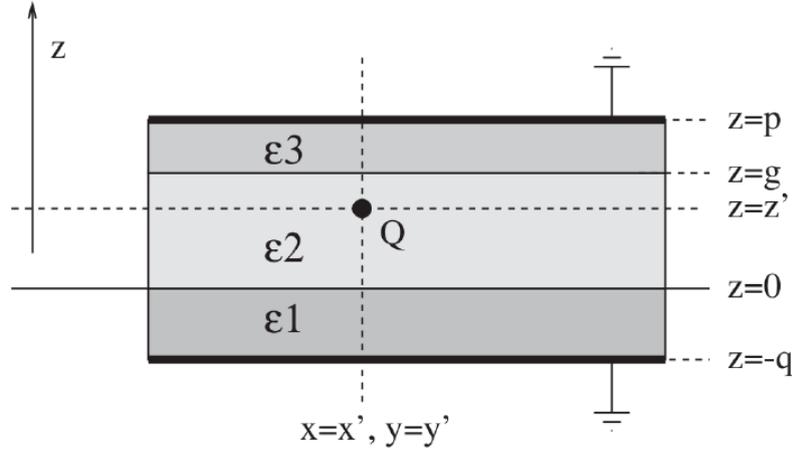


Figura 2.7: Geometria dei tre strati del condensatore. La carica puntiforme Q si trova in posizione (x', y', z') .

2.2.5 Segnale indotto

Gli elettroni prodotti in una valanga non vengono direttamente raccolti dagli elettrodi in quanto vengono assorbiti dall'anodo resistivo. Il segnale è infatti la corrente indotta negli elettrodi dal movimento delle cariche all'interno del rivelatore. Poiché la velocità di deriva degli ioni è molto minore di quella degli elettroni lo sarà anche il segnale indotto. La corrente indotta su un elettrodo da una particella di carica Q in movimento con velocità $\mathbf{v}_D(t)$ è data dal teorema di Shockley-Ramo:

$$i(t) = \frac{Q}{V_w} \mathbf{E}_w(\mathbf{x}(t)) \mathbf{v}_D(t), \quad (2.23)$$

dove \mathbf{E}_w è chiamato "campo peso" ed è il valore del campo elettrico quando l'elettrodo di lettura è posto ad un potenziale V_w e tutti gli altri a zero. L'equazione 2.23 è però valida solo ipotizzando gli elettrodi come perfetti conduttori circondati da materiale isolante. Considerando invece un rivelatore RPC esso include dei materiali resistivi rendendo il campo dipendente dal tempo, in tal caso si generalizza il teorema di Shockley-Ramo per la presenza di materiali con resistività e conducibilità finita [12]:

$$i(t) = \frac{Q}{V_w} \int_0^t \mathbf{E}_w(\mathbf{x}(t), t-t') \mathbf{v}_D(t') dt'. \quad (2.24)$$

Il segnale complessivo sarà poi ottenuto sommando quello indotto da ciascun elettrone di ciascuna valanga. Il campo peso $\mathbf{E}_w(\mathbf{x}(t), t)$ dipende dalla geometria e dalle proprietà dielettriche del rivelatore e si può calcolare schematizzando un RPC a fessura singola

come mostrato in Figura 2.8. Applicando una differenza di potenziale V_w tra gli elettrodi questi ultimi acquisiranno una densità di carica superficiale ρ . Utilizzando il teorema di Gauss per il campo elettrico su ciascuno dei tre strati si ottengono le espressioni

$$E_1 = \frac{\rho}{\epsilon_1}, \quad E_2 = \frac{\rho}{\epsilon_2}, \quad E_3 = \frac{\rho}{\epsilon_3}. \quad (2.25)$$

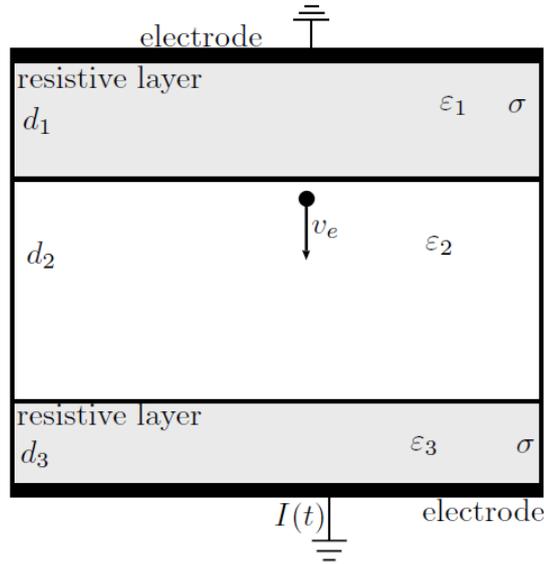


Figura 2.8: Geometria dell'RPC a fessura singola utilizzata per calcolare il campo peso. Il gas ha permittività ϵ_2 e si trova in una fessura d_2 . I piani resistivi di spessore d_1 e d_3 possiedono una permittività di ϵ_1 e ϵ_3 e conduttività σ . All'interno della fessura un elettrone si muove con velocità v_e allineata al campo elettrico.

Integrando ora il campo elettrico lungo tutta la distanza tra i due elettrodi (quindi passando per i tre strati) si ottiene

$$V_w = \int_{d_1} E_1 dr + \int_{d_2} E_2 dr + \int_{d_3} E_3 dr = \rho \left(\frac{d_1}{\epsilon_1} + \frac{d_2}{\epsilon_2} + \frac{d_3}{\epsilon_3} \right). \quad (2.26)$$

Il campo peso E_w presente all'interno della fessura quando tra gli elettrodi c'è una differenza di potenziale V_w non è altro che E_2 . Inoltre solitamente la costante dielettrica relativa del gas è circa 1 ($\epsilon_2 \approx \epsilon_0$), quindi vale l'espressione per il campo peso dipendente dal tempo per un RPC a fessura singola

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{\epsilon_1 \epsilon_3}{d_1 \epsilon_0 \epsilon_3 + d_2 \epsilon_1 \epsilon_3 + d_3 \epsilon_0 \epsilon_1} \delta(t), \quad (2.27)$$

dove $\delta(t)$ è la delta di Dirac. Nel caso i due elettrodi siano fatti dello stesso materiale di costante dielettrica relativa ϵ_r , allora si ha $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon_0\epsilon_r$, per cui l'Equazione 2.27 si semplifica in

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{\epsilon_r}{d_1 + d_3 + d_2\epsilon_r} \delta(t). \quad (2.28)$$

Sostituendo infine in Equazione 2.24 l'espressione trovata si ottiene la corrente indotta

$$i(t) = Qv_e(t) \frac{\epsilon_r}{d_1 + d_3 + d_2\epsilon_r}. \quad (2.29)$$

2.2.6 Streamer

Quando la moltiplicazione di una valanga ha un guadagno molto elevato anche i fotoni iniziano a contribuire alla sua propagazione rendendo possibile l'evoluzione in uno *streamer*, il quale in genere possiede una velocità di propagazione maggiore rispetto a quella della valanga. Il segnale indotto da uno *streamer* è solitamente preceduto da un segnale meno intenso corrispondente ad una valanga (segnale precursore). La comparsa di *streamer* può essere evitata o ridotta mantenendo tra gli elettrodi un voltaggio basso. A valori più elevati di potenziale compaiono segnali di *streamer* con un ritardo temporale rispetto al precursore sempre minore fino a che i due sono sovrapposti [13] come mostrato in Figura 2.9.

Uno *streamer* può inoltre evolversi ulteriormente in una scarica elettrica ma questo richiederebbe un considerevole flusso di corrente attraverso la fessura, che è però soppresso dalla elevata resistività degli elettrodi dell'RPC. Chiaramente per un RPC operante in modalità valanga gli *streamer* sono un effetto indesiderato in quanto riducono la frequenza massima di campionamento e sottopongono i circuiti elettronici e di amplificazione a correnti molto più elevate di quelle previste per le valanghe.

2.2.7 Efficienza

Nella Sezione 2.2.1 si è ipotizzato che la distanza tra i gruppi di elettroni durante la ionizzazione primaria seguisse una distribuzione esponenziale. Di conseguenza la distribuzione del numero di gruppi è poissoniana:

$$P(n) = \frac{1}{n!} \left(\frac{g}{\lambda}\right)^n e^{-g/\lambda}, \quad (2.30)$$

dove λ è la distanza media tra i gruppi e g la dimensione della fessura. L'efficienza massima raggiungibile ipotizzando che tutti i gruppi formati vengano rilevati (impossibile nella pratica in quanto richiede un guadagno infinito o una soglia nulla applicata ai segnali), sarà quindi

$$\epsilon_{max} = 1 - P(0) = 1 - e^{-g/\lambda}, \quad (2.31)$$

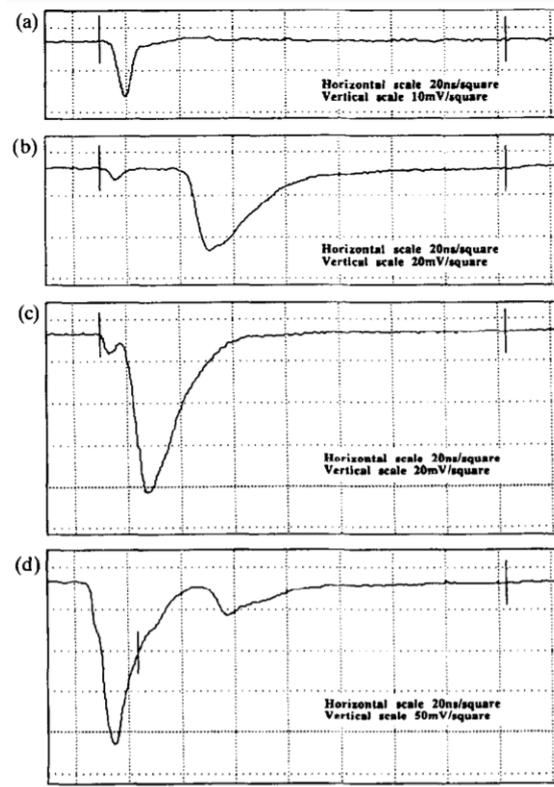


Figura 2.9: Esempio di segnale di *streamer* a voltaggi crescenti. I dati corrispondono ad un RPC con una fessura di 2 mm con un gas composto da $C_2H_2F_4$. In (a) un classico segnale da valanga, in (b) compare uno *streamer* successivo alla valanga, in (c) il ritardo diminuisce e in (d) i due segnali sono sovrapposti con una presenza di un secondo *streamer* meno intenso.

notando che $P(0)$ è la probabilità di non avere gruppi di elettroni all'interno della fessura.

Assumendo che un gruppo contenga un solo elettrone (di carica con modulo e_0), se uno di questi è situato in posizione x dall'inizio della fenditura produrrà in media una carica indotta sull'elettrodo di

$$\bar{Q}_{ind}(x) = \frac{E_w}{V_w} \frac{e_0}{\alpha - \eta} e^{(\alpha - \eta)(g - x)} - 1. \quad (2.32)$$

Imponendo una soglia di Q_t , affinché un evento venga rilevato deve verificarsi la condizione $\bar{Q}_{ind}(x) > Q_t$, dalla quale si ricava una condizione sulla posizione dell'elettrone $x < x_t$ dove

$$x_t = g - \frac{1}{\alpha - \eta} \ln \left(1 + \frac{1}{\frac{E_w}{V_w} \frac{\alpha - \eta}{e_0}} Q_t \right). \quad (2.33)$$

La probabilità che il primo elettrone non si leghi e superi la soglia è

$$P_1 = \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \int_0^{x_0} \frac{1}{\lambda} e^{-x/\lambda} dx, \quad (2.34)$$

mentre la probabilità che l' n -esimo elettrone non si leghi, sia oltre la soglia e che i precedenti $n - 1$ si siano legati è

$$P_n = \left(\frac{\eta}{\alpha}\right)^{n-1} \left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \left(1 - K\left[\frac{x_t}{\lambda}, n\right]\right) \quad (2.35)$$

dove $K[R, n] = e^{-R} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{R^k}{k!}$. Otteniamo così l'effettiva efficienza di un RPC:

$$\epsilon = \sum_{n=1}^{\infty} P_n = 1 - e^{-(1-\eta/\alpha)g/\lambda} \left[\frac{V_w}{E_w} \frac{\alpha - \eta}{e_0} Q_t \right]^{1/\alpha\lambda}. \quad (2.36)$$

Si noti che per $Q_t = 0$ si ritrova l'Equazione 2.31. Inoltre si sottostima leggermente il valore in quanto non tiene conto del fatto che sebbene individualmente alcune valanghe siano sotto la soglia, insieme potrebbero superarla. In questo modello non si è considerato l'effetto di carica spaziale.

Capitolo 3

Simulazioni e risultati

3.1 Strumenti e metodi di simulazione

Al fine di modellare la struttura e la fisica di un RPC è stato scelto di utilizzare il *software open source Garfield++*, il quale consiste in un insieme di strumenti utili per la simulazione dettagliata di rivelatori di particelle basati su fenomeni di ionizzazione in gas o semiconduttori. Alcune funzionalità sono affidate a specifici programmi con i quali *Garfield++* si interfaccia, in particolare per questa tesi sono stati utilizzati:

- *Magboltz* per il calcolo delle proprietà di trasporto degli elettroni in una miscela di gas;
- *Heed* per la simulazione della ionizzazione prodotta lungo la traiettoria di una particella relativistica carica;
- ROOT per visualizzare i fenomeni studiati e farne grafici.

Garfield++ è basato sulla programmazione orientata ad oggetti, sono infatti presenti classi utilizzate per definire la geometria del rivelatore, il suo contenuto, i sensori per ottenere i segnali e infine le classi per il calcolo delle ionizzazioni e moti di deriva. Un sintetico schema di come queste classi siano organizzate è presente in Figura 3.1.

3.1.1 Definizione della geometria di un RPC

Le camere RPC vengono simulate sfruttando le classi di *Garfield++*, al momento sono disponibili delle funzionalità ancora in sviluppo per la simulazione degli strati resistivi di un RPC, data però la poca affidabilità e compatibilità con altre classi si è deciso di evitarle. Si modella quindi il rivelatore come due elettrodi planari infinitamente estesi, uno posto a massa e l'altro a una data tensione. Sopra un elettrodo è posta una striscia di lunghezza 10 cm e larghezza 2 cm utilizzata per definire il sensore in cui viene simulato

il segnale indotto (gli eventi di ionizzazione verranno centrati in questa regione). Tra i due piani è presente una intercapedine di 2 mm contenente un gas.

Per ovviare alla mancanza dei piani resistivi ed alla loro influenza sul campo elettrico presente nell'intercapedine si può pensare di utilizzare il teorema di Gauss per il campo elettrico in modo da riscaldare la tensione applicata.

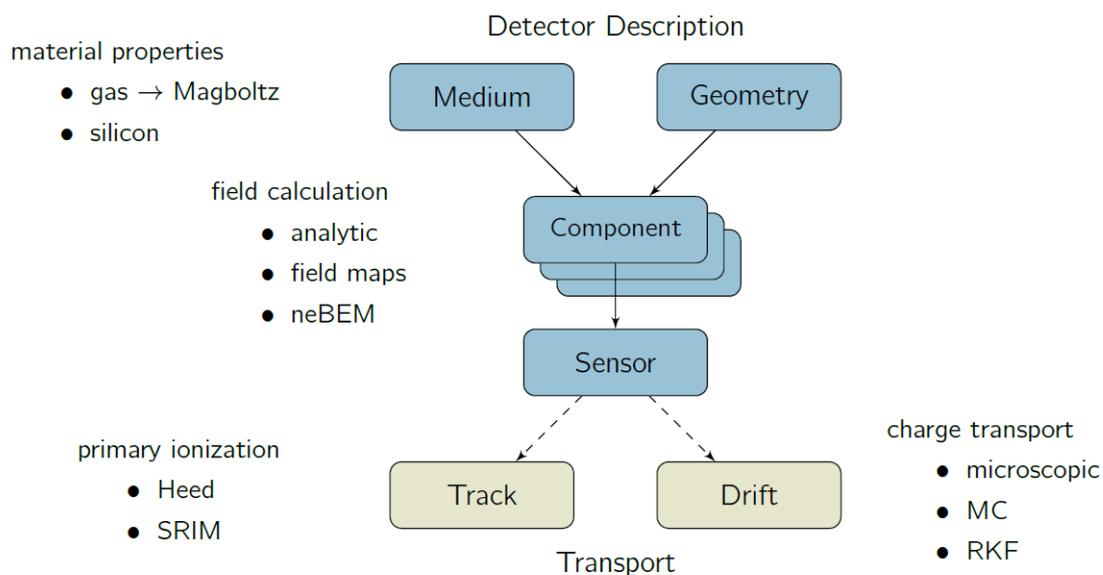


Figura 3.1: Breve schema delle interazioni tra le classi utili a definire il rivelatore e modellare la fisica del fenomeno studiato [14].

3.1.2 Scelta del gas

La miscela di gas standard utilizzata in ATLAS è $C_2H_2F_4/i-C_4H_{10}/SF_6$ con le proporzioni 94.7%/5.0%/0.3% (come schematizzato in Figura 3.2.) ma, come sottolineato in precedenza è classificata come gas ad elevato impatto ambientale (ha un GWP medio pari a 1423). Recentemente sono quindi stati compiuti studi sperimentali sull'utilizzo di miscele di gas alternative che risultino a minore GWP [15], una delle più promettenti sembra essere $C_3H_2F_4/CO_2/i-C_4H_{10}/SF_6$ in proporzione 39.7%/50.0%/10%/0.3%. Questa nuova miscela sostituisce completamente $C_2H_2F_4$ (GWP pari a 1430) con $C_3H_2F_4$ (GWP pari a 7) e CO_2 (GWP pari a 1). Non sono purtroppo ancora noti i parametri di ionizzazione e deriva di $C_3H_2F_4$ per cui al momento non è possibile implementare simulazioni affidabili.

In questo studio le simulazioni si concentreranno perciò sullo studio della miscela standard e della miscela $C_2H_2F_4/CO_2/i-C_4H_{10}/SF_6$ in proporzione 39.7%/50.0%/10%/0.3%, la quale sostituisce solo parzialmente il tetrafluoretano allo scopo di mostrare l'effetto sulle prestazioni del rivelatore a seguito dell'aggiunta di anidride carbonica. Il GWP di questa miscela "ibrida" è pari a 637, calcolato tramite una media pesata dei GWP dei singoli gas componenti.

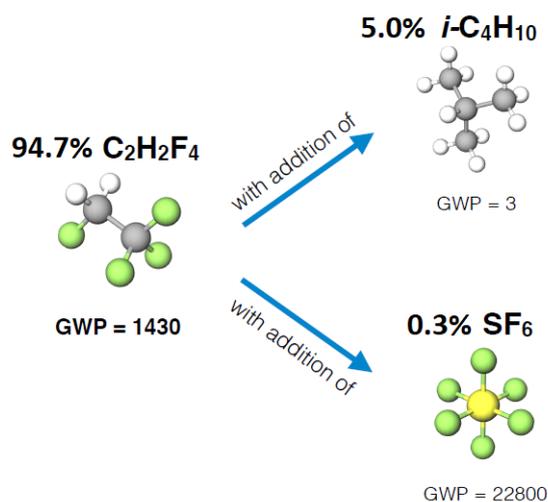
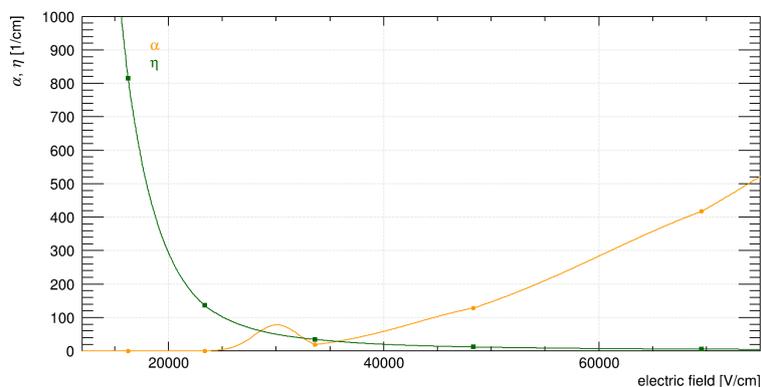
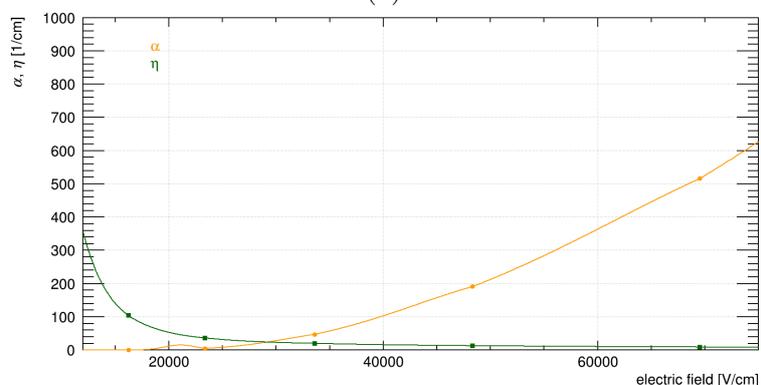


Figura 3.2: La miscela di gas standard utilizzata in ATLAS: l'elevato GWP (*Global Warming Potential*) pari a 1423 impone una sostituzione nel prossimo futuro.



(a)



(b)

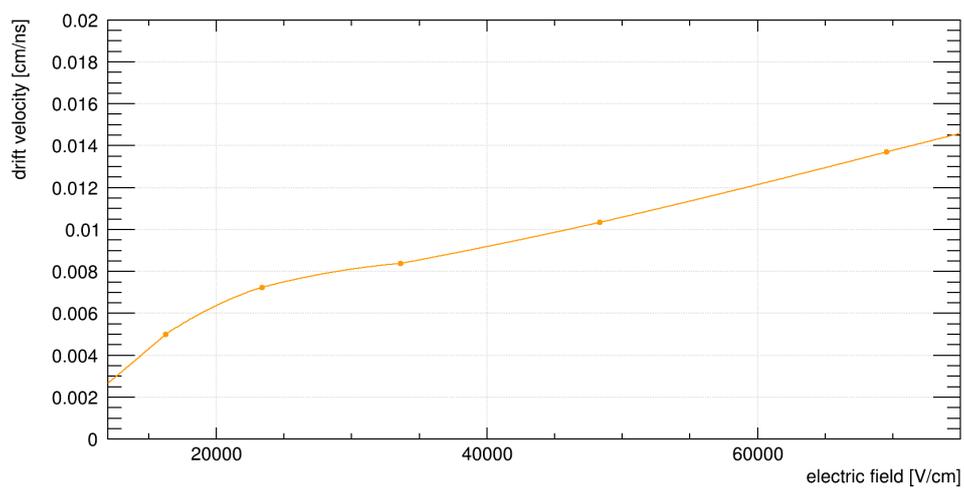
Figura 3.3: (a) Coefficienti di Townsend α e di cattura η in funzione del campo elettrico per la miscela standard. (b) Coefficienti di Townsend α e di cattura η in funzione del campo elettrico per la miscela con CO_2 .

3.2 Risultati ottenuti

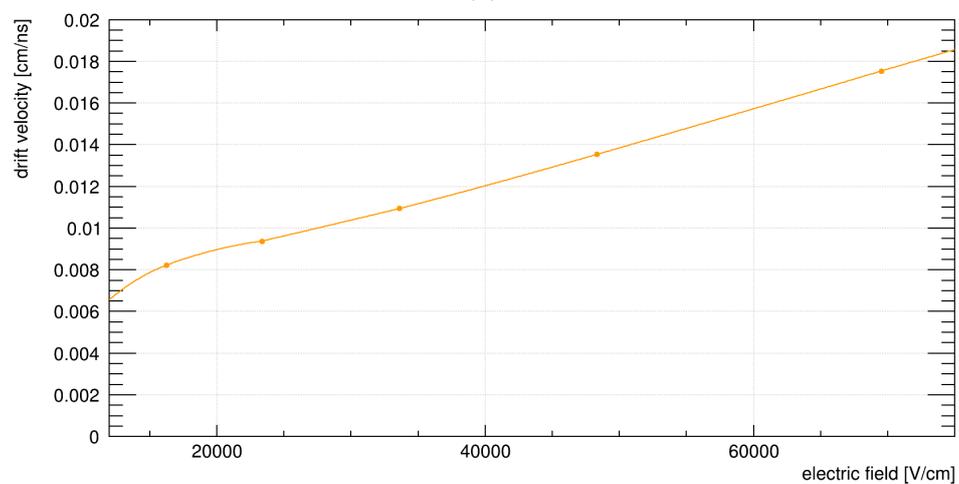
3.2.1 Parametri di ionizzazione e deriva

Attraverso *Magboltz* vengono calcolati per entrambe le miscele i coefficienti di Townsend α , di cattura η , di diffusione trasversale D_T e longitudinale D_L e le velocità di deriva degli elettroni. I valori vengono stimati per alcuni punti in funzione del campo elettrico e mediante interpolazione si ricavano tutti i possibili valori che verranno poi utilizzati da *Garfield* nelle simulazioni. In particolare in Figura 3.3, Figura 3.4 e Figura 3.5 vengono mostrati i valori di tali parametri in un intervallo compreso tra 12 kV/cm e 75 kV/cm.

Per quanto riguarda la mobilità degli ioni, *Garfield++* fornisce la possibilità di scegliere tra alcuni gas già tabulati. Si è scelto di usare gli ioni appartenenti al gas $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ per la miscela standard e quelli relativi a CO_2 per la miscela alternativa.

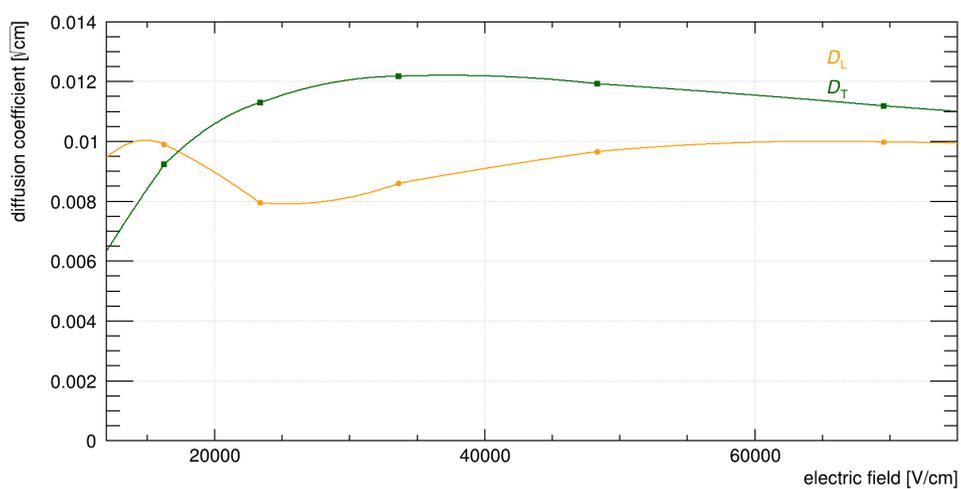


(a)

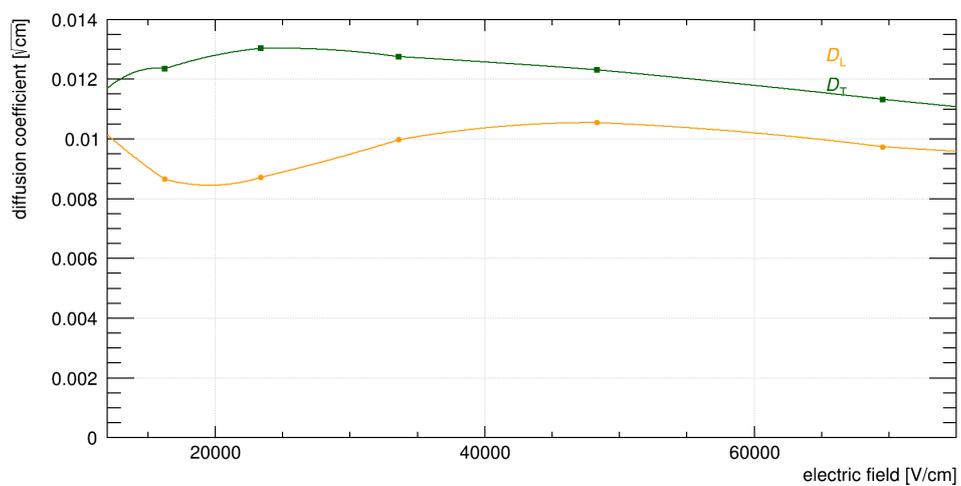


(b)

Figura 3.4: (a) Velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico per la miscela standard. (b) Velocità di deriva degli elettroni in funzione del campo elettrico per la miscela con CO₂.



(a)



(b)

Figura 3.5: (a) Coefficienti di diffusione trasversale D_T e longitudinale D_L in funzione del campo elettrico per la miscela standard. (b) Coefficienti di diffusione trasversale D_T e longitudinale D_L in funzione del campo elettrico per la miscela con CO_2 .

3.2.2 Regione di operatività del rivelatore

Una curva particolarmente significativa per un gas è quella che rappresenta il numero di coppie ione-elettrone prodotte da una valanga in funzione della tensione applicata agli elettrodi del rivelatore. Come mostrato in Figura 3.6, per un rivelatore a gas in genere è possibile individuare diversi intervalli:

- una prima regione di ricombinazione di ioni ed elettroni, nella quale si ha una perdita di segnale per via di un campo elettrico (e quindi tensione) poco intenso;
- una regione di *plateau* nella quale il segnale è proporzionale solo alla ionizzazione primaria;
- superando un certo voltaggio aumenta la probabilità di ionizzazione secondaria per cui si entra in una regione nella quale il segnale è proporzionale sia alla ionizzazione primaria che quella secondaria;
- aumentando ancora la tensione si raggiunge una regione nella quale i segnali sono prodotti da scariche in tutto il gas, perciò hanno tutti la stessa intensità indipendentemente dall'energia iniziale.

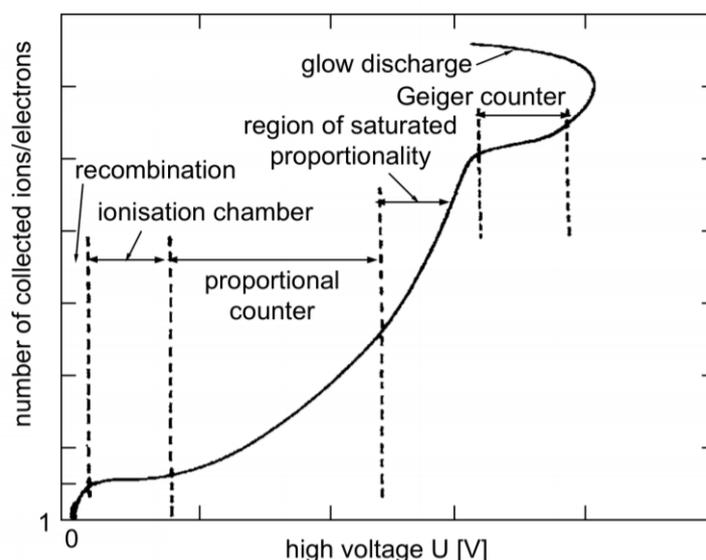


Figura 3.6: Grafico dell'andamento previsto per un rivelatore a gas del numero di coppie ione-elettrone presenti in una valanga in funzione della differenza di potenziale tra gli elettrodi. Tra le regioni individuate quella di *plateau* è ottimale per un RPC.

La regione di operatività ricercata per un RPC è quella di *plateau*, mostrata in Figura 3.7 per entrambe le miscele. Ogni punto dei grafici è stato ottenuto mediando il numero di coppie ione-elettrone di una valanga generata da un elettrone incidente perpendicolarmente all'RPC di energia 800 eV, ad una data tensione tra gli elettrodi. Il valore di energia dell'elettrone utilizzato per lo studio del *plateau* è stato scelto in base a studi preliminari, in modo da ottenere un numero ragionevole di ionizzazioni. Le incertezze associate corrispondono all'incertezza sul valore di aspettazione della gaussiana fornito da ROOT, un esempio di distribuzione associata ad un punto del grafico è mostrata in Figura 3.8.

Risulta quindi che, per i nostri RPC con intercapedine di 2 mm, la regione di *plateau* si trova circa compresa tra 5 kV e 11 kV per la miscela standard e tra 3 kV e 10 kV per quella contenente CO₂.

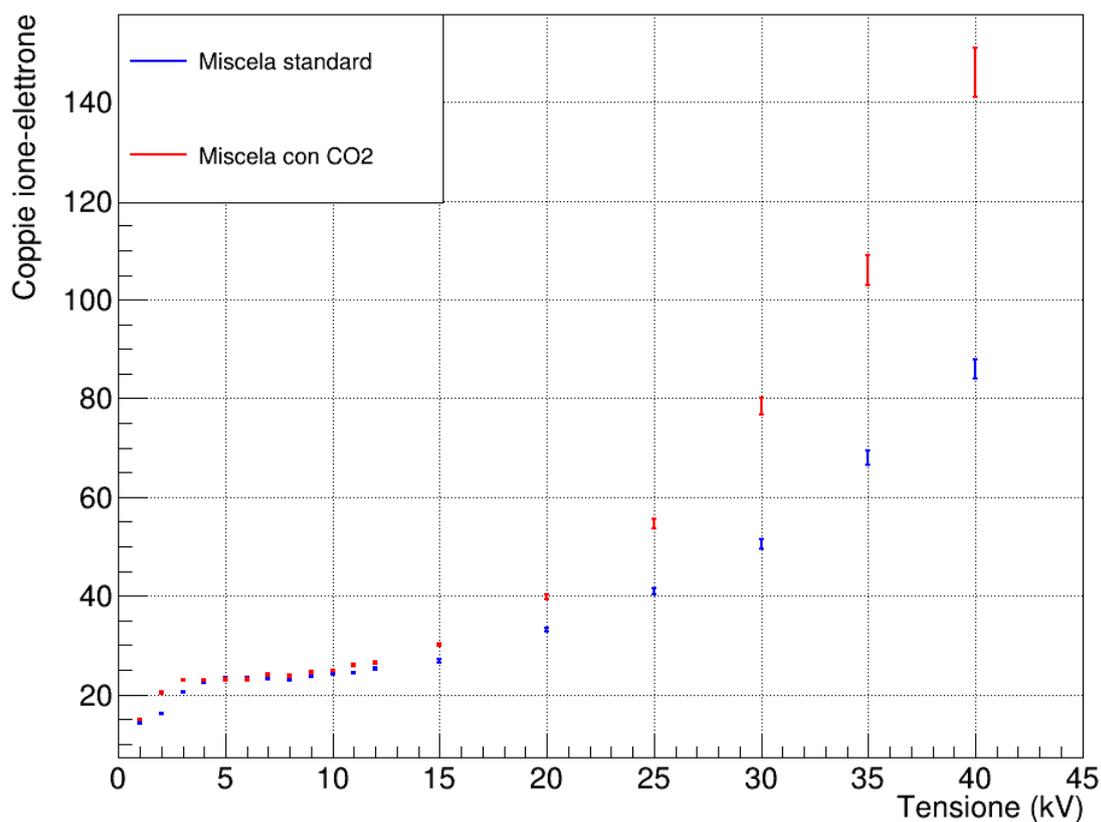


Figura 3.7: Simulazione del numero di coppie ione-elettrone presenti in una valanga generata di un elettrone di 800 eV in funzione della tensione per la miscela standard (in blu) quella con CO₂ (in rosso). Per la prima la regione di *plateau* si trova circa compresa tra 5 kV e 11 kV mentre per la seconda si trova circa compresa tra 3 kV e 10 kV.

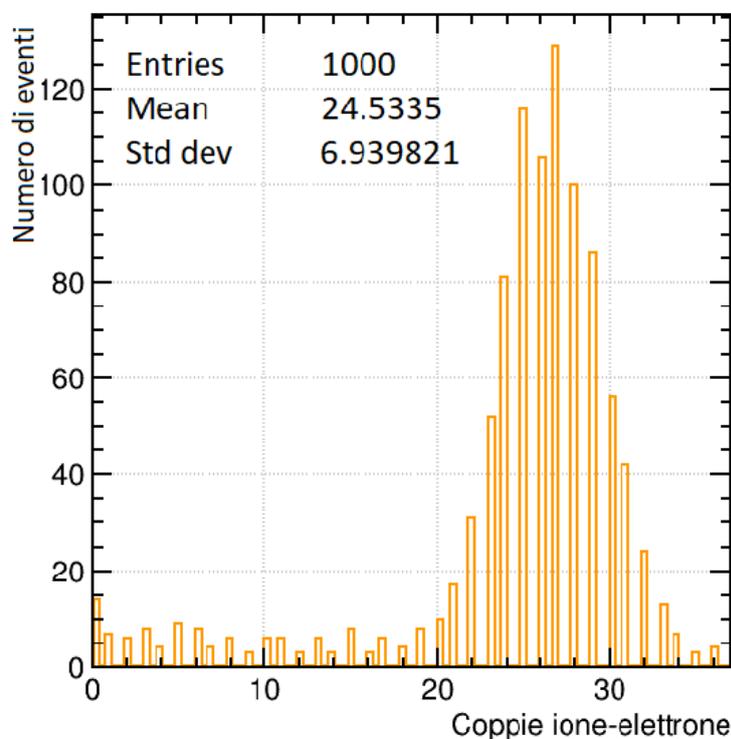


Figura 3.8: Distribuzione di 1000 simulazioni a 9 kV delle coppie ione-elettrone presenti nella valanga per la miscela con CO_2 . La distribuzione risulta essere gaussiana nella regione di interesse, viene così ricavato il valore medio e la deviazione standard mediante il *software* ROOT.

Nel capitolo precedente si è discusso di come la prima ionizzazione creasse gruppi di elettroni e questi si evolvessero in valanghe. Nel modello proposto (che è quello sul quale si basano le simulazioni) si ipotizzava che ciascuna valanga iniziasse con un solo elettrone: se in un gruppo sono presenti n elettroni verranno simulate n valanghe indipendenti perciò può sorgere il dubbio su quanto siano importanti le interazioni tra valanghe di uno stesso gruppo. Per accertarsi della validità di questa approssimazione è possibile verificare il numero di elettroni contenuto in ciascun gruppo subito dopo la ionizzazione primaria, infatti se $n \simeq 1$ il problema non si pone affatto.

Al fine di ottenere la corrispondente distribuzione vengono simulati 10000 muoni con energia 7 GeV incidente perpendicolarmente al rivelatore a 8.5 kV per entrambe le miscele. La scelta del valore dell'energia del muone, come pure accadrà in seguito, risiede nella curva di Bethe-Bloch in Figura 2.4: si richiede infatti che la particella si trovi al minimo di ionizzazione (o più avanti lungo la risalita relativistica) in modo tale che la perdita di energia sia indipendente dalla quantità di moto.

In Figura 3.9 si mostra come tale distribuzione sia per circa il 74% uguale a 1 e per circa l'88% minore o uguale a 2 per la miscela standard e per circa il 76% uguale a 1 e per circa l'88% minore o uguale a 2 per la miscela contenente CO₂, per cui l'ipotesi secondo cui la valanga di n elettroni primari può essere approssimata alla sovrapposizione di n valanghe indipendenti si può ritenere accettabile.

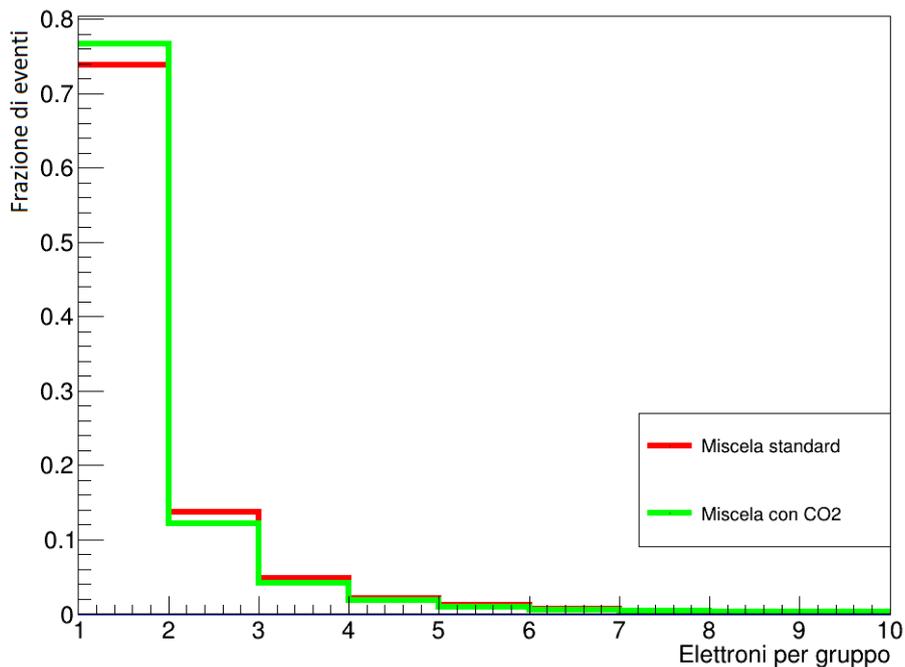


Figura 3.9: Distribuzione di probabilità del numero di elettroni per gruppo ottenuta dalla simulazione di 10000 eventi per le due miscele, si evidenzia che $n = 1$ per circa 74% e $n \leq 2$ per circa l'88% per la miscela standard e $n = 1$ per circa 76% e $n \leq 2$ per circa l'88% per la miscela contenente CO₂.

3.2.3 Intensità del segnale ed efficienza

Tutte le seguenti simulazioni sono state effettuate sul segnale generato dal passaggio di un muone incidente perpendicolarmente all'RPC di energia di 7 GeV. Un esempio del segnale indotto sul sensore è mostrato in Figura 3.10 nel caso in cui la tensione sugli elettrodi sia di 9.3 kV. Allo scopo di avere una visione statistica dei segnali ad una data tensione, sono stati simulati 10000 eventi e la carica indotta di ciascuno di essi (ovvero l'integrale su tutto il segnale di corrente) è stato inserito in un istogramma. In Figura 3.11a viene mostrata tale distribuzione (normalizzata) per 5 valori di tensione compresi tra 8.8 kV e 9.6 kV per la miscela standard mentre in Figura 3.11b è mostrata per 5 valori di tensione compresi tra 7.8 kV e 8.6 kV per la miscela contenente CO₂. I valori medi e le corrispondenti incertezze sul valore di aspettazione della gaussiana fornito da ROOT per ogni distribuzione si trovano in Tabella 3.1 e Tabella 3.2.

In generale gli eventi osservati utilizzando tensioni più elevate causeranno maggiori ionizzazioni primarie e di conseguenza una maggiore carica indotta, come si può notare dal confronto dei due istogrammi. Si evidenzia inoltre che la carica indotta dalla miscela contenente anidride carbonica risulta maggiore a parità di tensione applicata rispetto la miscela standard. Questo si può spiegare con la minore presenza di C₂H₂F₄, il quale ha il ruolo di *quenching*, ovvero di ridurre lo sviluppo delle valanghe (e quindi della carica indotta).

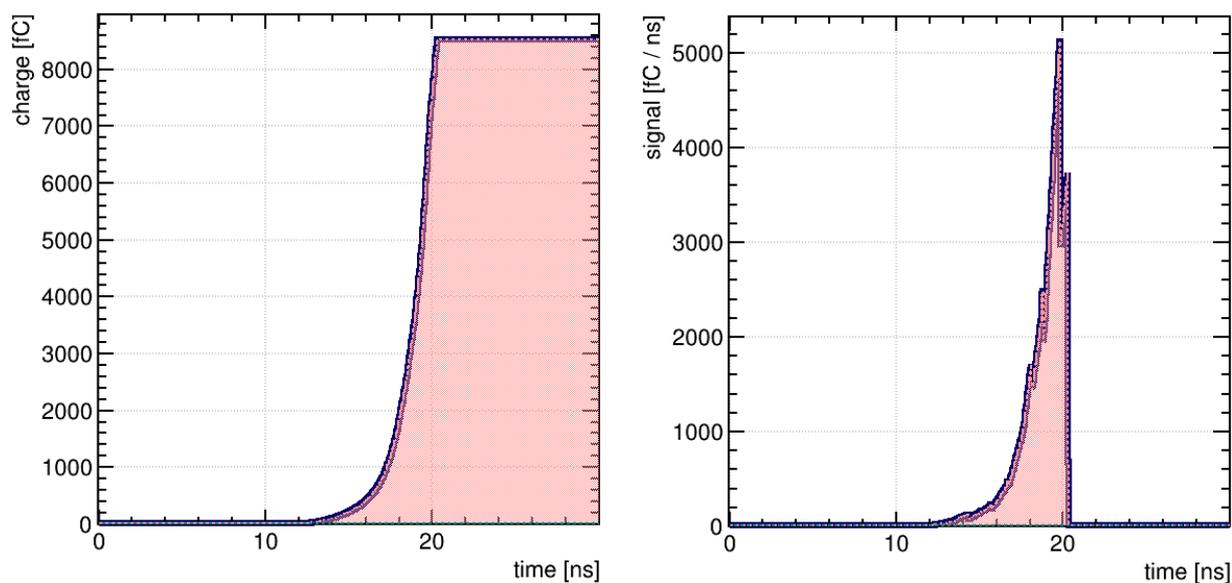


Figura 3.10: Carica indotta generata dal passaggio di un muone di energia 7 GeV (grafico a sinistra) e la corrispondente corrente indotta (grafico a destra) impostando una tensione di 9.3 kV per la miscela standard.

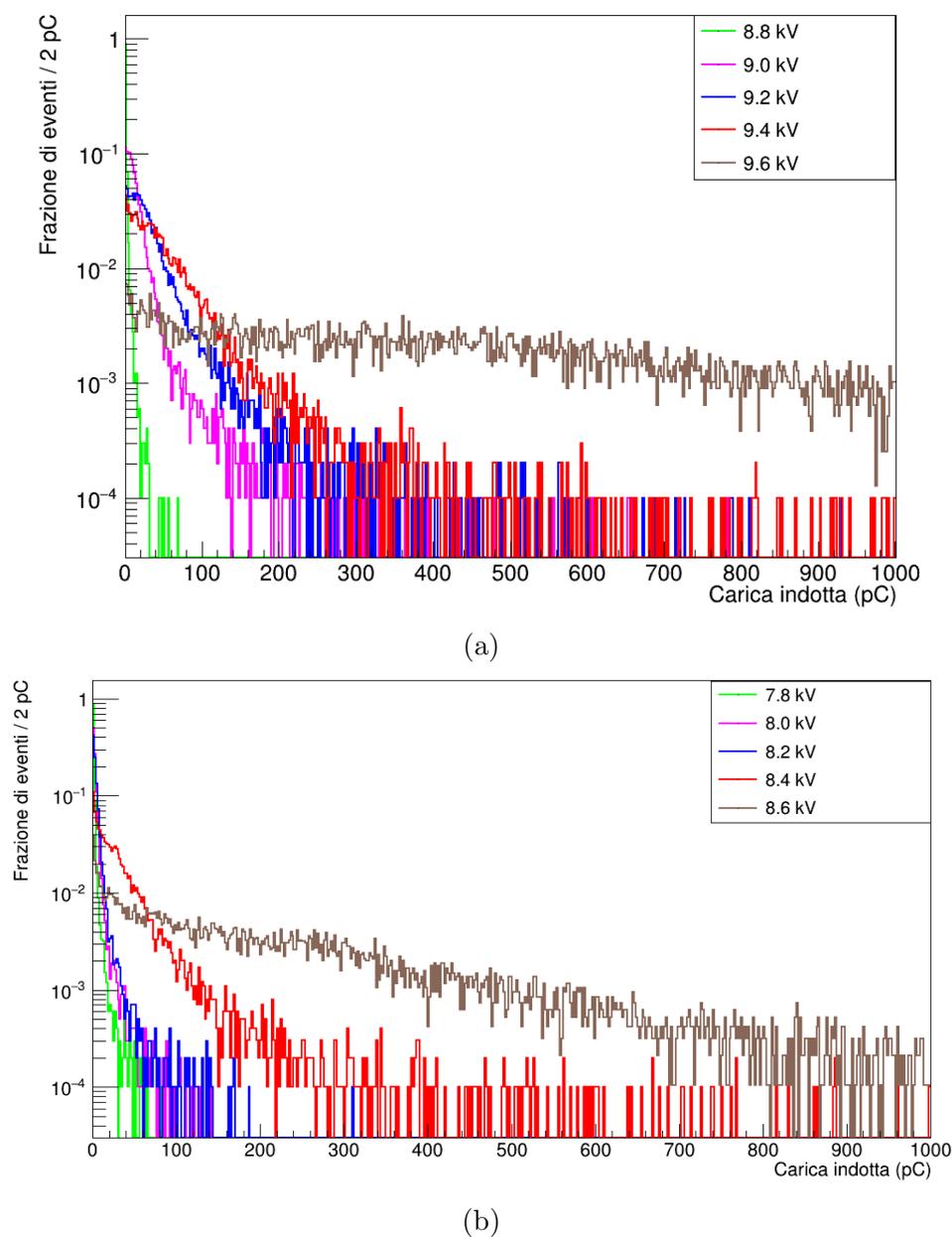


Figura 3.11: (a) Distribuzione della carica indotta in 10000 eventi per 5 diverse tensioni per la miscela standard, l'asse delle ordinate è in scala logaritmica. (b) Distribuzione della carica indotta in 10000 eventi per 5 diverse tensioni per la miscela con CO_2 , l'asse delle ordinate è in scala logaritmica. Le distribuzioni sono visualizzate fino al valore massimo di carica indotta di 1000 pC. In entrambi i casi, alle tensioni applicate più elevate, una frazione non trascurabile di eventi non è visualizzata in quanto produce una carica indotta superiore a 1000 pC.

Miscela standard	
Tensione (kV)	Carica media (pC)
8.8	1.09 ± 0.02
9.0	17.1 ± 0.4
9.2	37.4 ± 0.6
9.4	58.6 ± 0.9
9.6	386 ± 3

Tabella 3.1: Valori della carica media indotta e gli errori associati per simulazioni a diverse tensioni con 10000 muoni per la miscela standard.

Miscela con CO ₂	
Tensione (kV)	Carica media (pC)
7.8	1.34 ± 0.03
8.0	3.44 ± 0.07
8.2	4.72 ± 0.11
8.4	36.8 ± 0.7
8.6	209 ± 2

Tabella 3.2: Valori della carica media indotta e gli errori associati per simulazioni a diverse tensioni con 10000 muoni per la miscela con CO₂.

Per lo studio seguente sono state impostate tre soglie per la carica indotta di 0.1 pC, 1 pC e 10 pC per poi studiare, sempre usando 10000 eventi di un muone a 7 GeV, il valore dell'efficienza a diverse tensioni per entrambe le miscele. In Figura 3.12 vengono confrontati i risultati ottenuti per le due miscele: l'andamento crescente dei punti segue quello aspettato, in particolare la miscela contenente CO₂ raggiunge il punto di lavoro (in genere si richiede una efficienza maggiore del 95%) circa 1 kV prima della miscela standard in ognuna delle soglie poste.

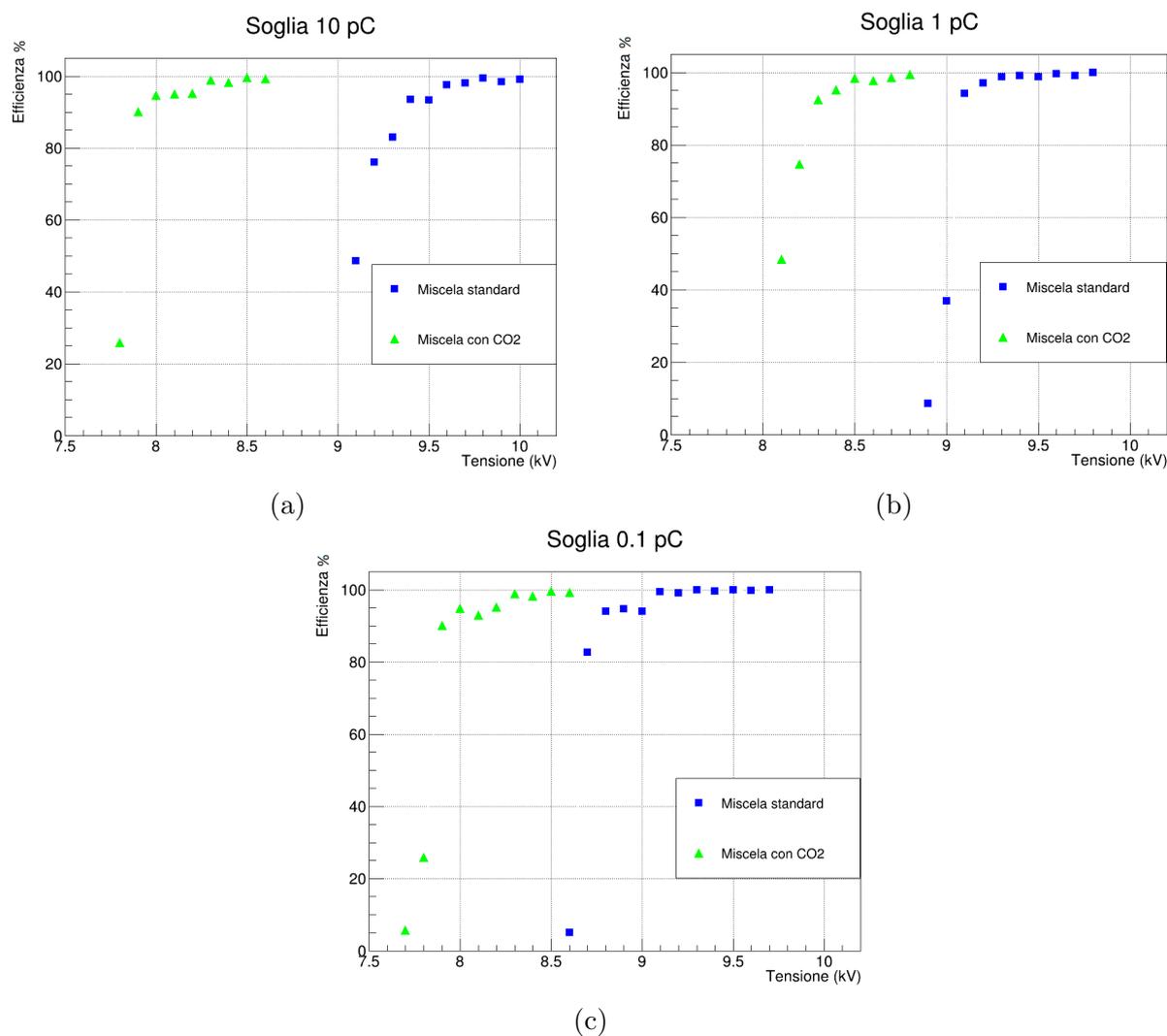


Figura 3.12: (a) Efficienze misurate su 10000 eventi con una soglia di carica stabilita a 10 pC. I triangoli verdi si riferiscono alla miscela con CO_2 mentre i quadrati blu a quella standard. (b) Efficienze misurate su 10000 eventi con una soglia di carica stabilita a 1 pC. I triangoli verdi si riferiscono alla miscela con CO_2 mentre i quadrati blu a quella standard. (c) Efficienze misurate su 10000 eventi con una soglia di carica stabilita a 0.1 pC. I triangoli verdi si riferiscono alla miscela con CO_2 mentre i quadrati blu a quella standard.

3.2.4 Tempo di superamento della soglia

L'utilizzo di elettronica per amplificare e leggere il segnale di un RPC introduce inevitabilmente un ritardo temporale (per il tempo di salita non nullo dell'amplificatore) che si somma alla correlazione tempo-carica intrinseca del rivelatore. In questa sezione viene simulato il tempo di superamento della soglia in funzione della carica indotta trascurando l'effetto dell'elettronica di lettura, non inclusa nella simulazione. Si considerano 50000 eventi di un muone incidente perpendicolarmente all'RPC di energia 7 GeV, con carica di soglia è impostata a 1 pC. In Figura 3.13 e Figura 3.14 vengono mostrati i risultati delle simulazioni a diverse tensioni per entrambe le miscele.

In particolare è possibile identificare tre andamenti nel grafico a dispersione:

- spostandosi lungo l'asse della carica indotta verso l'origine, ad un certo valore si raggiunge un limite oltre al quale non sono presenti più punti, facilmente visibile in Figura 3.13a. Questo succede perché dei 50000 eventi simulati, solo quelli i cui segnali superano la carica di soglia vengono considerati ed è quindi importante scegliere una tensione e una soglia opportune;
- la fascia di punti più bassa rappresenta i segnali con la crescita più veloce, si nota che il tempo minimo di superamento della soglia sia indipendente dalla carica indotta;
- la curva dei punti dei segnali con crescita più lenta mostra che il tempo massimo di superamento della soglia sia decrescente con il valore della carica indotta.

Si conclude che il valore della carica indotta non influenzi il tempo minimo ma all'aumentare della prima si ha un restringimento, solo dall'alto verso il basso, dell'intervallo di valori possibili per il tempo di superamento della soglia. I valori di carica indotta minori sono più popolati come ci si aspetta dalle distribuzioni discusse alla Sezione 3.2.3. Si sottolinea che i tempi indicati sono misurati a partire dall'istante in cui il muone entra nel rivelatore, per cui i primi ns occorrono per la ionizzazione e induzione del segnale, come mostrato in precedenza in Figura 3.10 dove si vede esplicitamente che per i 10 ns iniziali il segnale è ancora nullo. Infine si evidenzia che le medesime considerazioni valgono per entrambe le miscele di gas e per tensioni differenti (posto che permettano il superamento della carica scelta come soglia).

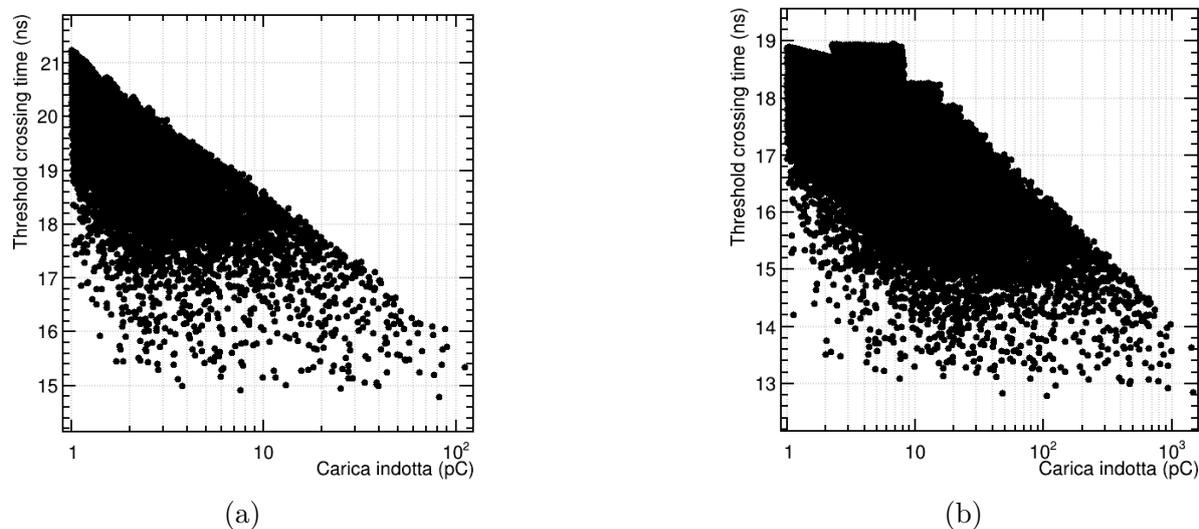


Figura 3.13: (a) Correlazione tra tempo di superamento della soglia e carica indotta per la miscela standard ad un tensione di 9 kV. (b) Correlazione tra tempo di superamento della soglia e carica indotta per la miscela standard ad un tensione di 9.3 kV. In entrambi i grafici l'asse orizzontale è in scala logaritmica.

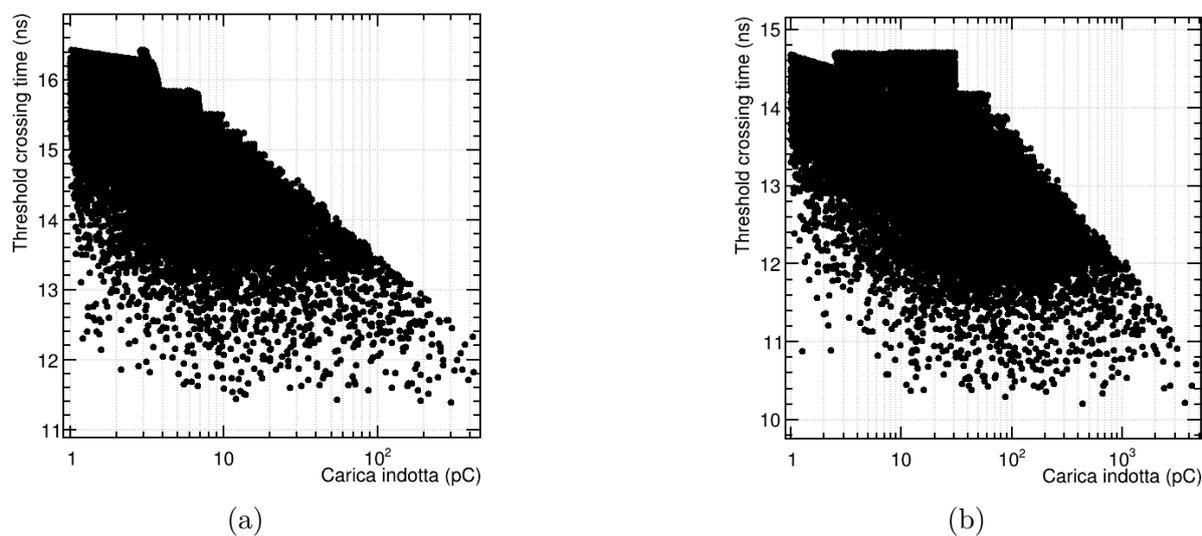


Figura 3.14: (a) Correlazione tra tempo di superamento della soglia e carica indotta per la miscela con CO_2 ad un tensione di 8.2 kV. (b) Correlazione tra tempo di superamento della soglia e carica indotta per la miscela con CO_2 ad un tensione di 8.4 kV. In entrambi i grafici l'asse orizzontale è in scala logaritmica.

Conclusioni

In questa tesi è stata realizzata, per mezzo del software *Garfield++*, la simulazione di un RPC di ATLAS e del segnale indotto sugli elettrodi al variare della miscela di gas contenuta al suo interno. In particolare è stato confrontato il comportamento atteso dal punto di vista della carica indotta, dell'efficienza di rivelazione, della correlazione tra carica indotta e tempo sopra soglia per due miscele di gas: la miscela attualmente in uso in ATLAS ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{i-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ con le proporzioni 94.7%/5.0%/0.3%, GWP pari a 1430) e una miscela più ecosostenibile, ottenuta tramite l'aggiunta di una frazione significativa di CO_2 ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{CO}_2/\text{i-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ in proporzioni 39.7%/50.0%/10%/0.3%, GWP pari a 637).

Studiando il numero di coppie ione-elettrone generate in una valanga a diversi valori di tensione si è ritrovato l'andamento caratteristico per un rivelatore a gas in entrambe le miscele, in particolare la regione di operatività corrispondente ad un intervallo di *plateau* è risultata compresa circa tra 5 kV e 11 kV per la miscela standard mentre per l'altra è risultata compresa circa tra 3 kV e 10 kV, quindi a valori di tensione sensibilmente ridotti.

L'effetto della prima ionizzazione è risultato pressoché equivalente in quanto le distribuzioni di probabilità del numero di elettroni per gruppo indicano per entrambi i casi un $n \leq 2$ per l'88% degli eventi. Sono state studiate a diverse tensioni le distribuzioni carica indotta ed è emerso che il valore medio di quest'ultima sia crescente con la tensione (come ci si aspetta) ed in particolare che la miscela con CO_2 mostri valori simili a quella standard utilizzando però tensioni minori di 1 kV. Questo comportamento è coerente con lo studio delle efficienze, effettuato imponendo soglie di carica indotta di 0.1 pC, 1 pC e 10 pC, mostrando che la miscela con CO_2 raggiunge anche in questo caso il punto di lavoro a tensioni inferiori di circa 1 kV rispetto a quella standard. Infine analizzando il tempo di superamento della soglia è emerso che le due miscele presentano lo stesso tipo di correlazione con la carica indotta: al variare di quest'ultima i tempi più brevi rimangono approssimativamente costanti, mentre i più lunghi decrescono con essa.

La configurazione *software* studiata e proposta in questa tesi potrà essere utilizzata per effettuare test su nuove miscele in via preliminare. La validazione dei risultati ottenuti in questo studio tramite confronto con i dati sperimentali, che rappresenta il naturale proseguimento di questo lavoro, va oltre gli scopi di questo lavoro. In futuro la

possibilità di simulare strati resistivi (già in sperimentazione su *Garfield++*) e la disponibilità di dati per un maggior numero di gas saranno fondamentali per ottenere risultati più precisi e di più ampio spettro.

Bibliografia

- [1] W. N. Cottingham e D. A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics*. 2^a ed. Cambridge University Press, 2007.
- [2] Sylvie Braibant, Giorgio Giacomelli e Maurizio Spurio. *Particelle e interazioni fondamentali*. 1^a ed. Springer-Verlag Mailand, 2009.
- [3] Lyndon R Evans e Philip Bryant. “LHC Machine”. In: *JINST* 3 (2008).
- [4] ATLAS Outreach. “ATLAS Fact Sheet : To raise awareness of the ATLAS detector and collaboration on the LHC”. 2010.
- [5] The ATLAS Collaboration et al. “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”. In: *Journal of Instrumentation* (2008).
- [6] Christian Lippmann. “Detector Physics of Resistive Plate Chambers”. Tesi di dott. 2003.
- [7] V. Français. “Description and simulation of physics of Resistive Plate Chambers”. In: *Journal of Instrumentation* 11.05 (2016).
- [8] Piers Forster. “Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing, in Climate Change 2007: The Physical Science Basis”. In: *Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* (2007).
- [9] Werner Riegler, Christian Lippmann e Rob Veenhof. “Detector physics and simulation of resistive plate chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 500.1 (2003), pp. 144–162.
- [10] Dexter Cahoy e Federico Polito. “Simulation and Estimation for the Fractional Yule Process”. In: *Methodology and Computing in Applied Probability* 14 (2010).
- [11] T. Heubrandtner et al. “Static electric fields in an infinite plane condenser with one or three homogeneous layers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 489.1 (2002).

- [12] Werner Riegler. “Induced signals in resistive plate chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 491.1 (2002).
- [13] R Cardarelli, V Makeev e R Santonico. “Avalanche and streamer mode operation of resistive plate chambers”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 382.3 (1996).
- [14] *About Garfield++*. <https://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/about/>.
- [15] A. Bianchi et al. “Environment-friendly gas mixtures for Resistive Plate Chambers: an experimental and simulation study”. In: *JINST* (2020).

Ringraziamenti

Giunti al termine di questa tesi vorrei dedicare una pagina per ringraziare chi mi ha supportato, direttamente o indirettamente, durante la scrittura della stessa.

Un primo ringraziamento va al Dott. Negrini per la disponibilità, i consigli, i commenti sul lavoro, il supporto teorico e informatico durante tutti questi mesi.

Continuo ringraziando il Prof. Sioli che mi ha fatto conoscere il gruppo ATLAS di Bologna ed è stato fondamentale per la scelta ed esposizione dei risultati ottenuti nonché per la revisione di questa tesi.

Un dovuto ringraziamento va alla mia famiglia che ha sempre creduto nelle mie capacità.

Infine desidero ringraziare i miei amici per l'incoraggiamento e il supporto fornito, in particolare Enrico per la sua disponibilità.