



BENEMÉRITA UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE PUEBLA

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO MATEMÁTICAS

CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE
DETECTORES DE MUONES DEL EXPERIMENTO ALICE

TESIS PRESENTADA AL
POSGRADO EN FÍSICA APLICADA
COMO REQUISITO PARCIAL PARA LA OBTENCIÓN DEL
GRADO DE
MAESTRÍA EN CIENCIAS (FÍSICA APLICADA)

PRESENTA:
HÉCTOR DAVID RÉGULES MEDEL

ASESORADO POR:
GUILLERMO TEJEDA MUÑOZ
ARTURO FERNÁNDEZ TÉLLEZ

PUEBLA, MÉXICO

2 DE JULIO 2021

A mi familia, amigos y profesores por su apoyo.

Agradecimientos

A los doctores Guillermo Tejeda Muñoz y Arturo Fernández Téllez por su tiempo, paciencia, confianza y sobre todo su gran guía para el desarrollo de este trabajo.

A los doctores Mario Iván Martínez Hernández, Mario Rodríguez Cahuantzi, Cristian Heber Zepeda Fernández por el seguimiento realizado a mi trabajo y por sus valiosos comentarios en los avances de tesis.

Al cuerpo académico de partículas elementales conformado por docentes y estudiantes, por el compañerismo compartido este tiempo.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) y al gobierno federal de México por las políticas que tienen en el ámbito de la ciencia y el programa de becas nacionales para los estudiantes de posgrado.

¡Muchas gracias!

Resumen

Durante el siglo pasado los detectores de partículas gaseosos han evolucionado desde los tubos Geiger-Muller hasta las cámaras Pestov, los cuales pueden hacer frente a las altas luminosidades que se generan en los aceleradores de partículas tales como el LHC (Large Hadron Collider). Las cámaras de placas resistivas (RPC, por sus siglas en inglés) son detectores gaseosos similares, que puede operar en modo streamer o avalancha, donde la señal detectada es producida por una multiplicación de electrones en el gas.

Los RPCs son construidos a partir de capas de materiales con alta resistencia que se encuentran en el rango de 10^7 y 10^{12} Ωcm , con una separación entre cada capa (gap) de 1 mm. En las placas superior e inferior, se encuentran los electrodos del detector donde es aplicado un alto voltaje. Estos detectores son usados ampliamente en los experimentos de física de partículas y física médica.

En el presente trabajo se muestra la construcción, caracterización y simulación de un RPC de doble gap construida con vidrio y con un área efectiva de detección de 20 x 20 cm. La simulación se hizo con Garfield++, el cual es un software que incluye un conjunto de herramientas para la simulación detallada de detectores de partículas basados en la medición de ionización en gases o en semiconductores. Garfield++ comparte funcionalidad con Garfield, las principales diferencias son el tratamiento más actualizado del transporte de electrones en gases y en la interfaz de usuario que se deriva de ROOT [22].

Finalmente se presentan algunos resultados obtenidos con el detector trabajando con gas freón, así como el análisis de los datos arrojados por la simulación realizada en C++.

Índice general

Resumen	VII
1. Introducción	1
1.1. El modelo estándar	1
1.1.1. Simetrías de norma	4
1.1.2. Interacción electromagnética	6
1.1.3. Interacción débil	8
1.1.4. La interacción fuerte	12
1.2. Física de altas energías y experimentos con colisionadores	14
1.2.1. El Gran Colisionador de Hadrones (LHC)	14
1.2.2. Detectores de partículas	16
1.2.3. A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	18
1.3 Funcionamiento y uso de los RPCs	19
1.3.1 Principio de funcionamiento	19
1.3.2 Implementación de RPCs en ALICE	20
1.3.3 Objetivos de esta tesis	21
2. La cámara de placas resistivas	23
2.1. Construcción del detector	23
2.1.1. Material de los electrodos	25
2.1.2. Mezcla de gas	30
2.1.3. Variantes en la construcción del RPC	32
2.2. La fórmula de Bethe-Bloch	32
2.3. El mecanismo de amplificación de Townsend	34
2.4. Señales inducidas	37

3. Simulación y modelización del RPC	39
3.1. Simulación Monte-Carlo de avalancha en un detector RPC	39
3.2. Organización de la simulación	41
3.3. Limitaciones en el modelo y simulación	45
4. Resultados	47
4.1 Eficiencia	47
4.2 Resolución temporal	49
4.3. Simulación de un RPC multicapa	53
4.4. Carga	54
4.5 Electrones producidos	58
4.5. Señal	62
4.6. Otros resultados	66
5. Conclusiones	72
Bibliografía	

Introducción

La comunidad de la física de partículas ha sido moldeada por el modelo estándar (SM, por sus siglas en inglés) desde los años 1960. Esta teoría describe tres de las cuatro interacciones fundamentales: la electromagnética, fuerzas débiles y fuertes, y también clasifica todas las partículas subatómicas conocidas. Con el descubrimiento del bosón de Higgs y su confirmación un año después, el modelo estándar está casi completo. El campo de la física de altas energías (HEP, por sus siglas en inglés) se enfrenta ahora a un nuevo conjunto de desafíos en un futuro próximo. La comprensión del SM y sus parámetros se puede mejorar aún más mediante nuevos métodos de mediciones más precisos que requieren muchos avances clave en los diseños actuales de detectores y aceleradores.

1.1 El modelo estándar

El modelo estándar de la física de partículas es una teoría cuántica de campo que ha demostrado ser exitosa en la descripción de las interacciones entre los constituyentes de la materia existente conocida; cuenta con tres familias de leptones:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

electrón (e), muon (μ), tau (τ) y sus respectivos neutrinos asociados.

Tres familias de quarks:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

up (u), down(d), charm (c), strange (s), top (t) y bottom(b). Los cuales tienen asignado un número cuántico de color que determina tres posibles estados: rojo, verde y azul.

Se dice que la materia está formada por bariones y fermiones, los bariones se dividen en mesones y hadrones, y los fermiones son los leptones y quarks.

Los leptones son, por definición, partículas de espín un medio, que no interactúan fuertemente.

Los hadrones, por otro lado son partículas que toman parte en la interacción fuerte y existe toda una gama amplia y variada, pero todos son estados ligados de quarks. Los mesones son partículas de espín cero (inestables) y toman parte en la interacción débil, fuerte y electromagnética. Se dice que están compuestas por un par quark-antiquark.

El modelo estándar es una teoría que unifica a tres de las cuatro interacciones en la naturaleza: fuerza electromagnética, fuerza nuclear débil y la fuerza nuclear fuerte, con alto grado de concordancia con los experimentos y está basado en la estructura del grupo $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ (Siendo $SU(3)$ el grupo representativo de la interacción fuerte, $SU(2)$ el correspondiente a la interacción débil y $U(1)$ para la electromagnética) [1].

Se le asignan G_μ^α , W_μ^a y B_μ a los generadores del álgebra de cada grupo de simetría.

$$\underbrace{SU(3)}_{G_\mu^\alpha} \times \underbrace{SU(2)}_{W_\mu^a} \times \underbrace{U(1)}_{B_\mu}$$

$\alpha = 1, 2, \dots, 8$, denota a las ocho partículas de espín uno llamadas gluones, $a = 1, 2, 3$ las tres partículas de espín uno asociadas con el grupo $SU(2)$ y B_μ es la partícula de espín uno que se asocia al grupo de simetría $U(1)$. De esta manera, el ME cuenta con 12 bosones, intermediarios de las interacciones, y el denominado bosón de Higgs (Tabla 1.1), sobre el cual recae la responsabilidad de dotar de masa a las demás partículas a través del proceso denominado rompimiento espontáneo de la simetría.

Bosones		
Espín	Notación	Interacción
1	8 gluones	Fuerte
1	1 Fotón (γ)	Electromagnética
1	W^\pm, Z	Débil
0	Higgs	Origen de las masas

Tabla 1.1: Bosones del modelo estándar

El modelo estándar cuenta con 19 parámetros libres:

- (9) Las masas de los quarks y los leptones.
- (2) La masa del Higgs y el valor de expectación del vacío.
- (4) Tres ángulos y una fase de matriz de Cabibo-Kobayashi-Maskawa, también llamada en la literatura como matriz CKM.
- (1) La fase del vacío para QCD.
- (3) Tres constantes de acoplamiento g_1, g_2 y g_3 correspondientes al grupo de norma $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Otra de las consideraciones importantes del modelo estándar es que obedece a un conjunto de simetrías, globales o locales, denominadas simetrías de norma.

Cabe resaltar que el modelo estándar no contiene en su descripción a la fuerza gravitacional, aunque se han hecho intentos de formular una teoría cuántica de la gravedad, se ha encontrado que resulta ser una teoría no renormalizable.

1.1.1 Simetrías de norma

Se sabe de mecánica clásica que se puede describir un sistema físico a partir de su función lagrangiana (denotada por L), que a su vez está relacionada con la acción por medio de $S = \int L dt$, donde $L = L(q(t), \dot{q}(t), t)$ con $q(t)$ las coordenadas generalizadas, y $\dot{q}(t)$, su derivada con respecto del tiempo. Lo cual no es de utilidad para una teoría relativista como es el caso de una teoría cuántica de campo, ya que clásicamente la lagrangiana se integra sobre el tiempo solamente, separado del espacio.

Si se considera una acción en términos del lagrangiano por unidad de volumen (densidad lagrangiana) \mathcal{L} , la lagrangiana se puede expresar como $L = \int \mathcal{L} d^n x$, donde la integral se realiza sobre todo el espacio n-dimensional.

Por lo tanto la acción se puede expresar $S = \int L dt = \int \mathcal{L} dt d^n x$. En el espacio-tiempo de Minkowsky, la acción tomará la forma $S = \int \mathcal{L} dt d^3 x$, y entonces \mathcal{L} dependerá de las coordenadas y del tiempo a través de funciones (que serán los campos que actuarán como variables continuas). Es decir, habría que realizar cambios $q(t) \rightarrow \phi(x^\mu)$ y $\dot{q}(t) \rightarrow \partial_\mu \phi(x^\mu)$.

De tal manera que:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}(\phi, \partial_\mu, x^\mu) \quad (1.3)$$

Y al imponer la condición de frontera en $\delta s = 0$, se obtendrán las ecuaciones de campo por medio de:

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial_\mu (\partial \phi)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0 \quad (1.4)$$

Entonces, son de interés aquellas densidades lagrangianas que sean invariantes ante cierto tipo de transformaciones, ya que esto implica la existencia de alguna simetría. Las simetrías pueden ser discretas o continuas, representadas en el espacio-tiempo o en un espacio abstracto (interno), como podemos constatarlo por ejemplo con las transformaciones de Lorentz o bien con la simetría de espín respectivamente.

Considerando la densidad lagrangiana para un campo escalar complejo de Klein Gordon:

$$\mathcal{L} = -\partial^\mu \phi^\dagger \partial_\mu \phi - m^2 \phi^\dagger \phi \quad (1.5)$$

Al realizar una transformación del tipo $\phi^\dagger \rightarrow e^{-i\alpha} \phi^\dagger$ (donde α es una constante real arbitraria), la densidad lagrangiana queda inalterada. Este tipo de transformación se le llama transformación U(1), porque $e^{-i\alpha}$ pertenece al grupo unitario. Dado que dicha transformación dejará las ecuaciones de campo inalteradas y como no depende de las coordenadas, se dice que genera una simetría global (continua). La transformación pertenece al grupo de simetría U(1) que proporcionan un cambio en los campos de manera constante en todos los puntos del espacio.

De esta manera, el modelo estándar contempla expresar las diferentes interacciones a través de sus respectivas densidades lagrangianas, y estudiar sus simetrías [2]. Esto implicará la existencia de campos de norma para preservar la invariancia de la teoría ante transformaciones, las teorías derivadas de esto se llaman teorías de norma, como lo son las que describen a las interacciones, fuerte, débil y electromagnética.

1.1.2 Interacción electromagnética

Si consideramos la densidad lagrangiana correspondiente al campo de Dirac (fermión libre cargado de masa m)

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.6)$$

Se puede probar que al igual que en el caso Klein Gordon, esta densidad lagrangiana es invariante ante la transformación global $U(1)$, $\phi^\dagger \rightarrow e^{-i\alpha}\phi^\dagger$.

Si ahora el parámetro de la transformación α depende de las coordenadas espacio-temporales, $\alpha = \alpha(x)$, se tiene:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \rightarrow \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi \quad (1.7)$$

Entonces:

$$\mathcal{L} \rightarrow \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)e^{i\alpha(x)}\psi = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi - \bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu(\alpha(x)) \quad (1.8)$$

$$= \bar{\psi}\left(i\gamma^\mu\partial_\mu - m - \gamma^\mu\partial_\mu\alpha(x)\right)\psi \quad (1.9)$$

Se observa que la densidad lagrangiana queda alterada con un término extra, por lo que la invariancia no se obtiene. Para librar esta situación, se define algún campo arbitrario A_μ , de tal forma que cambie mediante una transformación de tipo $e^{i\alpha(x)}$ de la siguiente manera:

$$A_\mu \rightarrow A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.10)$$

Donde q es una constante.

Al introducir A_μ , la derivada ordinaria ∂_μ cambiará por la derivada covariante:

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu \quad (1.11)$$

1.1 El modelo estándar

Cuando se dice que una partícula tiene carga, significa que se agregará el término correspondiente a la derivada ordinaria, o bien puede entenderse que si la partícula no transporta carga la derivada ordinaria y la covariante coinciden (no habría interacción electromagnética). Por lo tanto la nueva densidad Lagrangiana, tendrá la forma:

$$\mathcal{L}' = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \quad (1.12)$$

$$= \bar{\psi}(i\gamma^\mu [\partial_\mu + iqA_\mu] - m)\psi \quad (1.13)$$

Si aplicamos ahora la transformación local $\psi \rightarrow e^{i\alpha(x)}\psi$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' &= \bar{\psi}e^{-i\alpha(x)} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m - q\gamma^\mu \left[A_\mu - \frac{1}{q} \partial_\mu \alpha(x) \right] \right) e^{i\alpha(x)}\psi \quad (1.14) \\ &= \bar{\psi} \left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m - q\gamma^\mu A_\mu + \gamma^\mu \partial_\mu \alpha(x) - \gamma^\mu \partial_\mu \alpha(x) \right) \psi \\ &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - m - q\gamma^\mu A_\mu) \\ &= \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \\ &= \mathcal{L} \end{aligned}$$

Al sumar el término adicional al campo A_μ , se restaura la simetría local. En este caso D_μ se le llamará concretamente la derivada covariante del grupo de norma U(1). Por otro lado, el tensor de campo electromagnético, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ también es invariante bajo la transformación (1.10) y para completar la parte dinámica se puede construir un término cinético que involucra al tensor del campo electromagnético a la densidad lagrangiana.

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (1.15)$$

De esta forma la densidad lagrangiana de la electrodinámica cuántica queda como:

$$\mathcal{L}_{QED} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.16)$$

La derivada covariante contiene el término proporcional al potencial vectorial A_μ , el cual contiene la interacción fotón-leptón:

$$-q\bar{\psi}A_\mu\psi. \quad (1.17)$$

Por lo tanto, imponiendo invariancia local sobre los campos fermiónicos, permite la introducción de campos vectoriales sin masa, que en este caso se trata del campo electromagnético dado, a través de A_μ .

La invariancia de norma tiene detrás un contenido dinámico dado que genera el término correspondiente de interacción. Los nuevos campos que se introducen de esta manera son llamados campos bosónicos de norma y al cuanto correspondiente se le llama partícula de norma, de esta manera se asigna al potencial vectorial el papel de mediador (bosón vectorial) de la interacción electromagnética y la constante de acoplamiento que corresponderá a la carga del electrón. Habrá que recalcar que la electrodinámica cuántica (QED), es la mejor teoría cuántica de campo con la que se cuenta, demostrando ser altamente consistente con los resultados experimentales.

1.1.3 Interacción débil

A diferencia de las otras interacciones, la fuerza débil no produce estados ligados, como aquellos encontrados en los núcleos, en átomos, moléculas o bien en objetos celestes que se mantienen orbitando debido a la fuerza de gravedad. Su intensidad la mayoría de las veces se ve opacada por las otras interacciones que se hacen más dominantes en los diferentes rangos (Tabla 1.2).

La historia de las interacciones débiles puede remontarse al proceso de decaimiento beta, donde el tratamiento de la conservación de la energía del decaimiento del neutrón indicaba que debía existir una partícula eléctricamente neutra que aún no se había detectado.

1.1 El modelo estándar

La conservación del espín en el decaimiento del neutrón indicaba que debía ser un fermión. En 1930 Pauli postuló la existencia de esta partícula y en 1932 Fermi la llamó neutrino, denotado por ν . El proceso del decaimiento del neutrón (decaimiento beta) es entonces:



La interacción débil puede verse en decaimientos y colisiones, siendo el decaimiento beta y los neutrinos algunas de sus fuentes de prueba más numerosas. Existen dos principales fuentes de neutrinos, los aceleradores de protones (que principalmente producen ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$) y los reactores de fisión nuclear que producen un gran número de neutrinos electrónicos (ν_e).

Interacción	Actúa sobre	Intensidad	Rango
Fuerte	Hadrones	1	10^{-15} m
Electromagnética	Cargas eléctricas	10^{-2}	Infinito
Débil	Leptones y Hadrones	10^{-5}	10^{-18} m
Gravedad	Masa	10^{-39}	Infinito

Tabla 1.2: Comparativo de las interacciones fundamentales.

Inicialmente Fermi en los años 50 estableció una teoría efectiva de las interacciones débiles, cuya interacción se lleva a cabo en un punto del espacio y a través de corrientes tipo $j = j^{lep} + j^{had}$ (contribución hadronica y leptonica), cuya densidad lagrangiana es de la forma:

$$\mathcal{L} = 2G_f (\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n) (\bar{\psi}_e \gamma^\mu \psi_\nu) \quad (1.19)$$

Donde cada subíndice de cada espinor indica el tipo de partícula, y G_F es la constante de Fermi. La teoría formulada de esta manera, lleva a varias inconsistencias debido a varias razones, como son el hecho de que el protón y neutrón están formados por quarks, también esta teoría no incorpora el hecho de que las interacciones débiles violan paridad, y además no incorporan partículas mediadoras de la interacción. El valor de la constante de Fermi es de:

$$G_F = 1.14 \text{ GeV}^{-2} \quad (1.20)$$

Otra de las deficiencias de la teoría es que no es renormalizable. Esta teoría parece reproducir los datos experimentales, dando un tiempo de vida del neutrón de 1300 s, muy cercano al valor real de 882 s, sin embargo, las inconsistencias se dan a altas energías (cientos de GeV), dando lugar al denominado el problema de una unitariedad, que implicaba que la teoría presentaba infinitos.

En 1956 Chien-Shiung Wu demostró que las interacciones débiles violan paridad. Se dice entonces que en reacciones de decaimientos débiles, los neutrinos creados de esta manera, son izquierdos (haciendo alusión a su helicidad), mientras que los antineutrinos son derechos. Dado que el neutrino es una partícula difícil de detectar, así lo sería las mediciones de sus propiedades, por lo que sería casi imposible medir directamente su espín; con lo que se recurre a sus compañeros de reacción para poder asignarle mediciones de manera indirecta. Tomando en cuenta la reacción:

$$\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.21)$$

Sabemos que el pión es una partícula de espín cero, y el electrón de espín 1/2, por lo que el espín de las partículas salientes debe anularse, así el espín correspondiente al antineutrino electrónico $\bar{\nu}_e$ debe ser $-1/2$. Si el electrón tiene espín-arriba entonces el antineutrino tiene espín-abajo, pero con momento opuesto.

De esta manera se espera que ambos serían de mano derecha o ambos de mano izquierda. Se puede usar el operador de quiralidad para especificar su estado de mano derecha o izquierda determinado por la matriz de quiralidad γ^5 , dado por:

$$\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma^5)\psi \quad (1.22)$$

Entonces si se requiere una interacción de mano izquierda, la corriente toma la forma:

$$J_\mu^+ = \frac{1}{2}g\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1 - \gamma^5)e \quad (1.23)$$

La simetría de las interacciones débiles no es SU(2), es SU(2)_L. Simetría que actúa sobre partículas de mano izquierda solamente. Los bosones vectoriales mediadores de la interacción débil son tres, W^+ , W^- (antipartícula una de la otra) y Z^0 (que como el fotón, es su propia antipartícula), este último sin carga eléctrica. Las masas de los bosones mediadores se han medido con gran exactitud, siendo estas:

$$M_W = 80.385 \pm 0.0015 \text{ GeV}$$

$$M_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}$$

Si actúan los W, los estados inicial y final difieren en una unidad de carga, se habla entonces de corrientes cargadas en el proceso (CC), si actúa Z^0 , antes y después del proceso, la carga no cambia, y se habla de corrientes neutras (CN). En la interacción débil se conocen tres tipos de procesos: procesos leptónicos, procesos semileptónicos y procesos no leptónicos.

1.1.4 La interacción fuerte

Las investigaciones de los procesos de dispersión de leptones a altas energías ha dado información sobre la estructura hadrónica. Dicha dispersión está acompañada por transferencia de energía y momento y por medio de una partícula virtual: el fotón para el caso de la dispersión de electrones y muones, y bosones vectoriales intermedarios en el caso de neutrinos. El análisis de datos experimentales de la dispersión profundamente no elástica de electrones, muones y neutrinos permite llegar a la conclusión de que los partones cargados (componentes puntuales del hadrón) pueden identificarse con las partículas llamadas quarks.

Existen otro tipo de partones llamados gluones, se supone que son los responsables de la interacción de quarks consigo mismo manteniéndolos ligado a los hadrones.

La interacción fuerte está descrita por la Cromodinámica Cuántica (QCD) y es básicamente la teoría que explica la interacción entre quarks para formar todas las partículas que interaccionan fuertemente (hadrones), ya sean mesones (interacción quark-antiquark) o bariones (interacción entre tres quarks). Es una teoría de norma no abeliana, invariante ante una transformación del grupo SU(3) en el espacio de color (de ahí que en modelo estándar se denote por SU(3)_c).

Los gluones, que son las partículas mediadoras de la interacción fuerte, llevan consigo un número cuántico extra llamado número de color, instaurado para salvaguardar el principio de exclusión de Pauli, (los quarks al tener espín 1/2 implica que dos quarks no pueden tener los mismos números cuánticos). Por lo tanto cada quark lleva un número cuántico de color y cada color deberá tener tres posibles valores (colores). La densidad lagrangiana para QCD es:

$$\mathcal{L}_{QCD} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f)\psi_f - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^j F_j^{\mu\nu} \quad (1.24)$$

Donde la derivada covariante está definida:

$$D_\mu = \partial_\mu + \frac{i}{2} g_s \lambda_l A_\mu^l \quad (1.25)$$

λ_l denota a las matrices de Gell-Mann del grupo de simetría SU(3), A_μ^l es la componente del l-ésimo bosón de norma ($l = 1, 2, 3, \dots, 8$), f etiqueta al tipo de sabor y g_s es la constante de acoplamiento. El tensor de campo gluón está definido por:

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu^j - \partial_\nu A_\mu^j - g_s f_{kl}^j A_\mu^k A_\nu^l \quad (1.26)$$

Y f_{kl}^j son las constantes de estructura del grupo SU(3). El espinor para cada sabor está compuesto de un triplete de quarks:

$$\psi_f = \begin{pmatrix} q_{red} \\ q_{blue} \\ q_{green} \end{pmatrix}_f \equiv \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}_f \equiv \begin{pmatrix} R \\ B \\ G \end{pmatrix}_f \quad (1.27)$$

1.2 Física de altas energías y experimentos con colisionadores

1.2. Física de altas energías y experimentos con colisionadores

1.2.1 El gran colisionador de hadrones

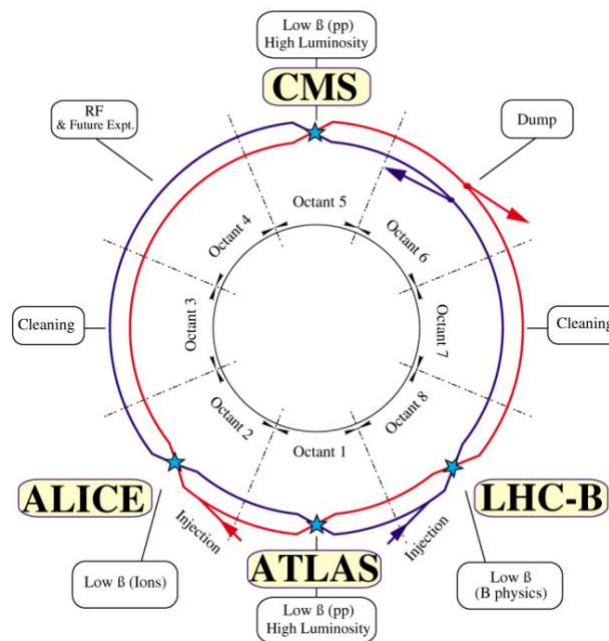


Figura 1.1: Representación esquemática del diseño del LHC. El anillo alberga dos haces de partículas, corriendo en direcciones opuestas. Hay cuatro puntos de colisión, cada uno con un gran detector.

Al momento de escribir este trabajo, el acelerador más potente del mundo es el Gran Colisionador de Hadrones (LHC) en el CERN (Centro Europeo para la Investigación Nuclear), que acelera partículas hasta energías de 6.5 TeV. En los cuatro puntos que se muestran en la figura 1.1, los haces colisionan para dar interacciones partícula-partícula de hasta 13 TeV.

Para la investigación de la física de partículas, el LHC acelera y hace colisionar protones, cuyos resultados son analizados por los detectores CMS (Compact Muon Solenoid)[3], ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS)[4] y LHCb (Large Hadron Collider beauty) en tres de los cuatro puntos de colisión.

1.2 Física de altas energías y experimentos con colisionadores

ALICE investiga colisiones protón-plomo y plomo-plomo, para examinar el plasma de quarks-gluones un estado de la materia que se cree ha existido durante un breve periodo de tiempo justo después del Big Bang. Tres detectores más pequeños adicionales (TOTEM, MoEDAL y LHCf) realizan investigación más específica y comparten puntos de colisión con otros experimentos más grandes.

Desarrollos futuros: El gran colisionador de Hadrones de Alta Luminosidad (HL-LHC)

A la luz de los desafíos discutidos en la sección 1.1.1, el LHC está programado para recibir un número de actualizaciones a lo largo de su vida útil [5]. Aunque, las energías de las partículas se han acercado al valor de diseño original de 14 TeV, no se planea aumento en la energía en un futuro cercano. Para seguir siendo capaz de proporcionar las colisiones necesarias para las búsquedas más allá del modelo estándar, se está realizando el apagado prolongado del LHC número tres para aumentar la luminosidad, aproximadamente en un orden de magnitud. Logrando ahora un número de colisiones potenciales de alrededor de $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y se llamará ahora el Gran Colisionador de Hadrones de Alta Luminosidad.

La luminosidad tiene por unidades eventos por tiempo por unidad de área y es una medida del desempeño del colisionador de partículas. Se utiliza para calcular la velocidad a la que ocurren los procesos de interés y un aumento de diez veces en la luminosidad conduciría a un aumento similar en las velocidades a las que ocurren los procesos. Esto aumentará la posibilidad de observar procesos que actualmente son muy raros, y también mejorar la estadística de las mediciones actuales a través de más datos.

Si bien este aumento de luminosidad es un desafío para la construcción de aceleradores, también exige nuevos desarrollos de detectores de partículas. Los diferentes experimentos en el LHC deben ser actualizados para hacer frente a las altas tasas de partículas incidentes, sin disminuir la sensibilidad del detector.

1.2 Física de altas energías y experimentos con colisionadores

1.2.2 Detectores de partículas

Cualquier detección directa de partículas ocurre mediante la interacción de dichas partículas con la materia. Las partículas que no interactúan con la materia solo pueden detectarse indirectamente, por ejemplo, cuando se observan los productos en los que decae una partícula inestable, se compensan la energía y momento para que dichas cantidades se conserven. Los neutrinos son ejemplos excelentes de partículas difíciles de detectar, ya que interactúan débilmente con la materia. Los neutrinos pueden viajar años luz sin interactuar, por lo que la detección de neutrinos en experimentos como CMS se realiza buscando compensar la cantidad de momento perdido. La figura 1.3 muestra una gráfica de la fórmula de Bethe-Bloch para muones en cobre. Esta formula tiene gran importancia en el diseño de detectores, ya que cuantifica como las partículas con carga eléctrica interactúan con la materia en función de su energía.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{A}{Z} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{máx}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.28)$$

Donde:

K – es una constante definida como $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$,

r_e – es el radio del electrón $r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$,

e – es la carga elemental del electrón,

m_e – masa del electrón,

N_A – número de Avogadro,

z – Carga de la partícula incidente,

Z, A – número y masa atómicos del medio absorbente,

ϵ_0 – constante dieléctrica del vacío,

β – la velocidad de la partícula $\beta = v/c$,

c – velocidad de la luz,

1.2 Física de altas energías y experimentos con colisionadores

γ – factor de Lorentz,

$T_{m\acute{a}x}$ – máxima energía transferida en una sola colisión,

I – la energía de excitación media del medio absorbente,

δ – corrección del efecto de densidad.

En la ecuación (1.28) K es proporcional a la densidad electrónica del material. La pérdida de energía o el poder de frenado es la energía transferida al material por unidad de distancia, esta transferencia de energía puede ocurrir de diversas formas, como por ionización en un gas o expulsando electrones en una red cristalina.

El concepto de pérdida de energía Bethe-Bloch no es el único mecanismo de detección posible. Otros ejemplos incluyen la detección del retroceso de un núcleo después de la interacción con una partícula incidente o la luz Cherenkov producida por partículas que viajan más rápido que la velocidad de la luz en el medio de detección.

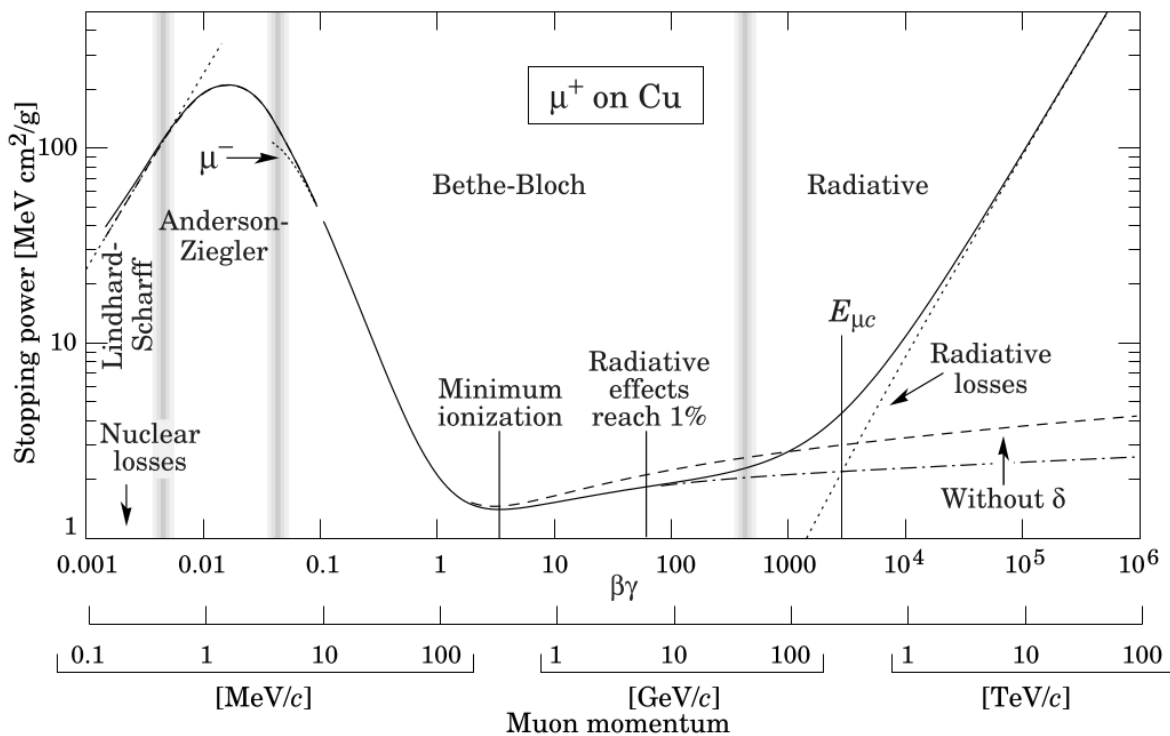


Figura 1.3: La curva de Bethe-Bloch de un muón que viaja a través de cobre [6].

1.2 Física de altas energías y experimentos con colisionadores

1.2.3 A Large Ion Collider Experiment

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es un experimento cuyo principal objetivo es el estudio de las interacciones fuertes a valores extremos de densidad, energía y temperatura. En estas condiciones existe una fase de la cromodinámica cuántica, conocida como plasma de quarks-gluones en la que los quarks se encuentran en estado libre. El experimento está dedicado al estudio de colisiones de iones pesados que se llevan a cabo en el LHC, además se realizan estudios de colisiones protón-protón para conocer la física de las interacciones hadrónicas, así como colisiones entre iones ligeros, estos estudios proveen datos de referencia para los resultados obtenidos en colisiones de iones pesados. ALICE está diseñado para una multiplicidad de partículas muy alta debido a las colisiones Pb-Pb. Fue construido por una colaboración de más de 1000 físicos e ingenieros, quienes pertenecen a 115 instituciones de 33 países diferentes. Sus dimensiones totales son $16 \times 16 \times 26$ m³ y tiene un peso aproximado de 10,000 toneladas.

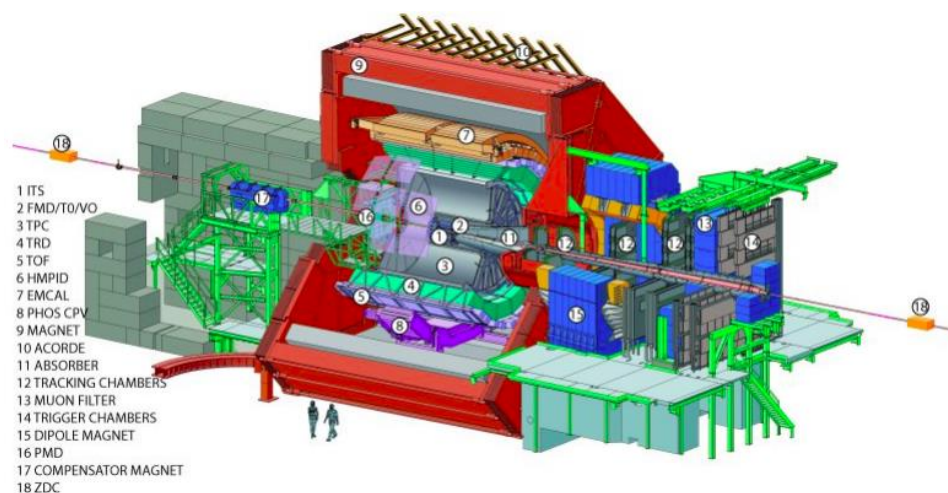


Figura 1.3: Experimento ALICE – LHC.

1.3 Funcionamiento y uso de las RPCs

El principio básico de un detector de cámaras de placas resistivas (RPC) [7] se explica aquí, con una discusión más detallada en el capítulo 2. Por ahora, es suficiente con tener solo una comprensión de la estructura y el principio del funcionamiento de un detector RPC.

En la figura 1.4 se muestra la estructura mínima de un RPC: dos placas de electrodos altamente resistivos con un voltaje aplicado sobre ellos. Esto crea un campo eléctrico dentro del espacio que hay entre los electrodos, el cual está lleno de gas. Existen múltiples variantes de este diseño y pueden llegar a ser construidos con una mayor cantidad de componentes, pero el principio básico de operación sigue siendo el mismo.

1.3.1 Principio de funcionamiento

Cuando una partícula cargada pasa a través del gas gap (espacio que se forma entre los electrodos donde se encuentra la mezcla de gas) de un detector RPC, esta genera una ionización de acuerdo a la fórmula de Bethe-Bloch dependiendo del gas que fluye por el detector, como se mencionó en la sección 1.2.2. El grupo de electrones formado por esta partícula tendrán uno o más electrones libres, que experimentarán una aceleración debido al campo eléctrico generado entre los electrodos.

Si este campo eléctrico está por encima de cierto umbral, según el tipo de gas y la geometría del detector, el electrón acelerado puede alcanzar una energía lo suficientemente alta como para ionizar otra molécula de gas. Esto libera otro electrón, que puede a su vez alcanzar suficiente energía cinética para ionizar otra molécula. Este efecto de nube de electrones creciendo exponencialmente es conocido como la avalancha de Townsend, y es el modo de trabajo principal de un RPC. En el capítulo 2 esta sencilla explicación se detallará a un modelo más real.

1.3 Funcionamiento y uso de las RPCs

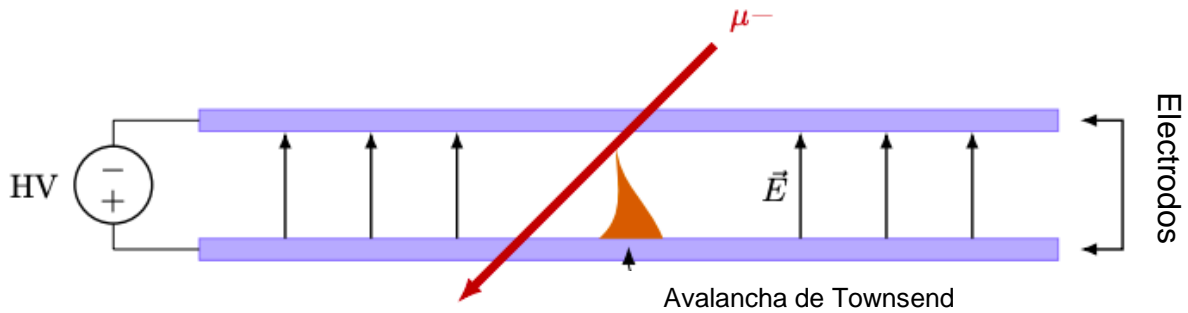


Figura 1.4: Vista simple del principio de funcionamiento de un detector de cámara de placas resistivas. Las placas exteriores son los electrodos en los cuales se aplica un alto voltaje, generando un campo eléctrico entre ellas. En el interior de este detector circula una mezcla de gases, en la que el muón que atraviesa deja una traza de ionización. Donde uno de los electrones liberados ha formado una avalancha de Townsend.

1.3.2 Implementación de RPCs en ALICE

Espectrómetro de muones y TOF

El sistema de disparo para el espectrómetro de muones consiste en cuatro planos de RPCs operando en modo streamer, cada plano cubre una superficie de 36 m², estos planos se encuentran en dos estaciones separados a un metro de distancia. Las señales de los RPCs son recogidas con tiras de lectura que forman una cuadrícula para obtener la posición del muón. Las coordenadas medidas en la primera y segunda estación se compara para determinar el momento transverso del muón [8].

El detector TOF (Time Of Flight) cubre un área de 176 m², con 160 000 celdas de 3 x 3 cm² y tiene una resolución temporal de 100 ps, el objetivo de TOF es la identificación de partículas [20]. Está construido a partir de detectores gaseosos los cuales son los contadores Pestov, RPCs y MRPCs. El rendimiento de un sistema TOF para la identificación de paertículas depende de la resolución temporal intrínseca de los detectores es por ello que se utiliza los RPCs.

1.3 Funcionamiento y uso de las RPCs

1.3.3 Objetivo de esta tesis

Uno de los objetivos más importantes es construir un detector de cámaras de placas resistivas de doble capa, cuya área efectiva de detección sea de 20 x 20 cm, documentando el procedimiento para que este trabajo sea replicable. Así como también realizar la caracterización del detector construido es decir, obtener su resistividad, eficiencia y resolución temporal.

Otra de las metas principales de este trabajo es implementar un código que sea capaz de simular la respuesta de un RPC y además sea flexible al momento de realizar cambios en la geometría del detector así como cambiar los materiales constituyentes del RPC, como es la mezcla de gas que fluye dentro del detector así, como el material de los electrodos. Esto con el objetivo de comparar la respuesta del detector con las características ya conocidas del RPC.

Capítulo 2

La cámara de placas resistivas

La cámara de placas resistivas es un detector para partículas cargadas, puede construirse para cubrir grandes áreas y son capaces de alcanzar resoluciones temporales mejores que nanosegundos. Esto los hace excelentes detectores de sincronización (timing) y disparo (trigger), especialmente en sistemas de muones para experimentos con detectores de propósito general. Estos dispositivos son menos adecuados como detectores de seguimiento (tracker) debido a su escasa resolución espacial. Cuando este detector trabaja a altos flujos, la resolución del detector puede disminuir así como la vida útil de detector. La portabilidad del detector es muy pobre ya que requiere equipo que suministre alto voltaje y el sistema de flujo de gas. Estas ventajas y desventajas son resultados directos de su construcción y modos de operación como se discute a continuación.

2.1. Construcción del detector

Un RPC necesita de los siguientes componentes esenciales:

- Dos electrodos hechos con un material altamente resistivo.
- Alto voltaje, comúnmente dentro del rango de 5 y 10 kV, aplicado sobre los electrodos. Esto da como resultado un campo eléctrico de alrededor 50 a 100 kV/cm, dependiendo de la construcción del RPC.
- Algún tipo de gas circulando por el gap.

Mientras que los componentes mencionados son suficientes para el funcionamiento básico de un RPC, un módulo real requiere más componentes para tener mejor desempeño:

- Varios elementos de apoyo deben tenerse en consideración: espaciadores para mantener los electrodos separados a una distancia constante, conectores para la entrada y salida del gas, el sistema para el control de flujo, alto voltaje, etc.
- La generación de las señales en los detectores RPC se produce por inducción, por lo que se requieren electrodos de lectura para captar dichas señales fuera del volumen activo.

Estos componentes extras pueden causar cambios en el comportamiento ideal del detector, por ejemplo, generando regiones donde el campo eléctrico no sea uniforme.

Diseño del detector

La cámara de placas resistivas que fue construida para este trabajo de tesis está compuesta por dos gaps, los cuales se generan al colocar las placas resistivas de forma paralela, las placas están hechas de vidrio cuyo espesor es de 2 mm, que como ya se dijo en el capítulo anterior, este vidrio es el mismo que se utiliza comúnmente para ventanas. La distancia de separación entre las placas se asegura constante colocando hilo de caña de pescar de 1 mm de diámetro entre las placas, es decir, se tienen dos gaps de 1 mm. Las placas que se encuentran más externas se pintaron por la cara exterior con una mezcla de pintura que contiene grafito y pintura acrílica. Este arreglo se colocó dentro de una caja hecha de acrílico para darle rigidez al detector. Las medidas finales del detector son de 25 cm X 25 cm X 1 cm. En la figura 2.1 se puede observar el diseño simplificado del detector.

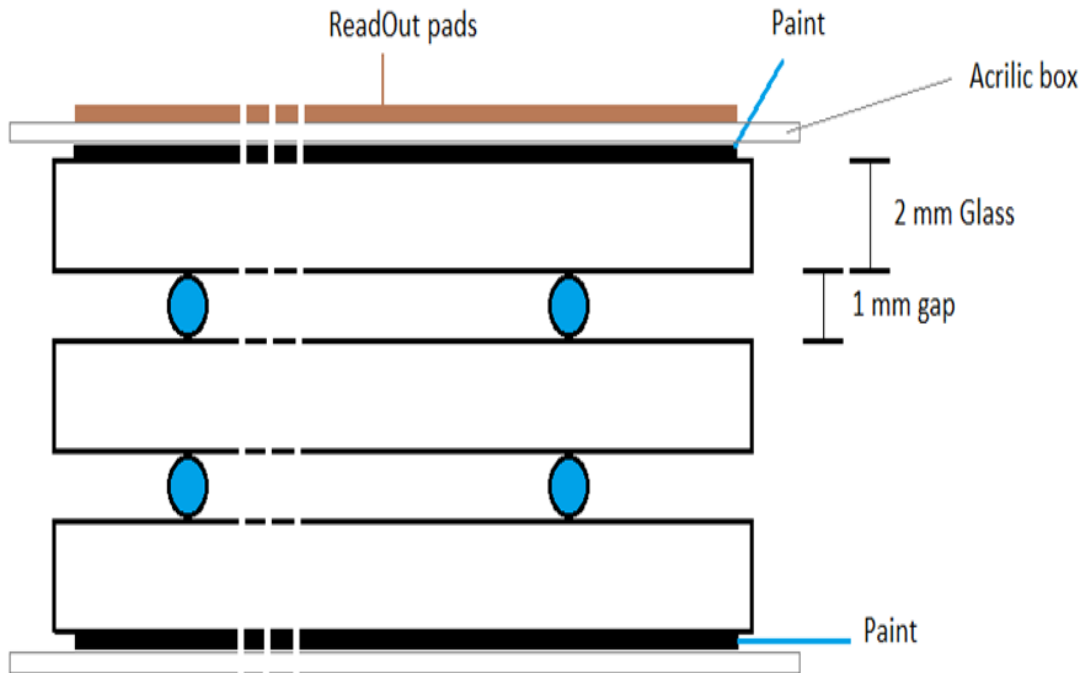


Figura 2.1: Diseño simplificado de la cámara de placas resistivas de doble gap.

2.1.1. Materiales de los electrodos

La característica más importante de las cámaras de placas resistivas comparado con otros tipos de detectores que utilizan ionización como proceso de detección es el uso de materiales altamente resistivos como electrodos para el alto voltaje. La mayoría de otros tipos de detectores utilizan electrodos conductores con una funcionalidad doble, generar el campo eléctrico y recoger la señal.

Hacer la separación de estas funciones de los electrodos tiene una serie de ventajas clave:

- Los electrodos de alto voltaje y las placas para recoger la señal ya no tienen que compartir la misma geometría, por ejemplo, se pueden utilizar placas con cuadrículas conductoras para obtener lecturas de la posición de las señales.
- La electrónica está completamente separada del suministro de alto voltaje.

El campo eléctrico dentro del gap no es perturbado por ninguna señal de lectura.

Visto desde un análisis de pequeña señal, los electrodos están conectados a tierra, formando efectivamente un circuito RC de filtro de paso alto, definido por la capacitancia de los electrodos y la resistividad del medio por el cual la señal viajará. La frecuencia de corte de un filtro de paso alto, definida como la frecuencia por encima de la cual el filtro atenúa más de 3 dB, viene dada por:

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (2.1)$$

Los electrodos conductores tienen una resistividad y resistencia muy bajas, y protegerían las señales de corta duración de los electrodos de lectura. Materiales con mayor resistividad, como vidrio o plástico, serán transparentes a las señales de interés.

Fabricación de los electrodos

Los electrodos del detector están hechos de vidrio Saint-Gobain de 2 mm de espesor, los cuales fueron adquiridos del tamaño apropiado en tiendas locales. Los vidrios se limpiaron exhaustivamente, primero con agua jabonosa y posteriormente con alcohol metílico. El siguiente paso fue preparar la mezcla de pintura, la cual está compuesta por grafito y pintura acrílica. Esta mezcla se aplicó sobre dos de las placas de vidrio en alguna de sus caras. Para aplicar la pintura se utilizó una compresora y una pistola rociadora. Una vez seca la pintura, se dibujó un marco con pintura de plata como se muestra en la figura 2.2, esto para que el alto voltaje se distribuya uniformemente sobre todo el electrodo. Una vez seca la pintura de plata se colocó una última capa de pintura de grafito. Esta mezcla de pintura se caracteriza por tener una alta resistividad superficial, la cual fue medida y fue de aproximadamente $5 \text{ M}\Omega/\square$.

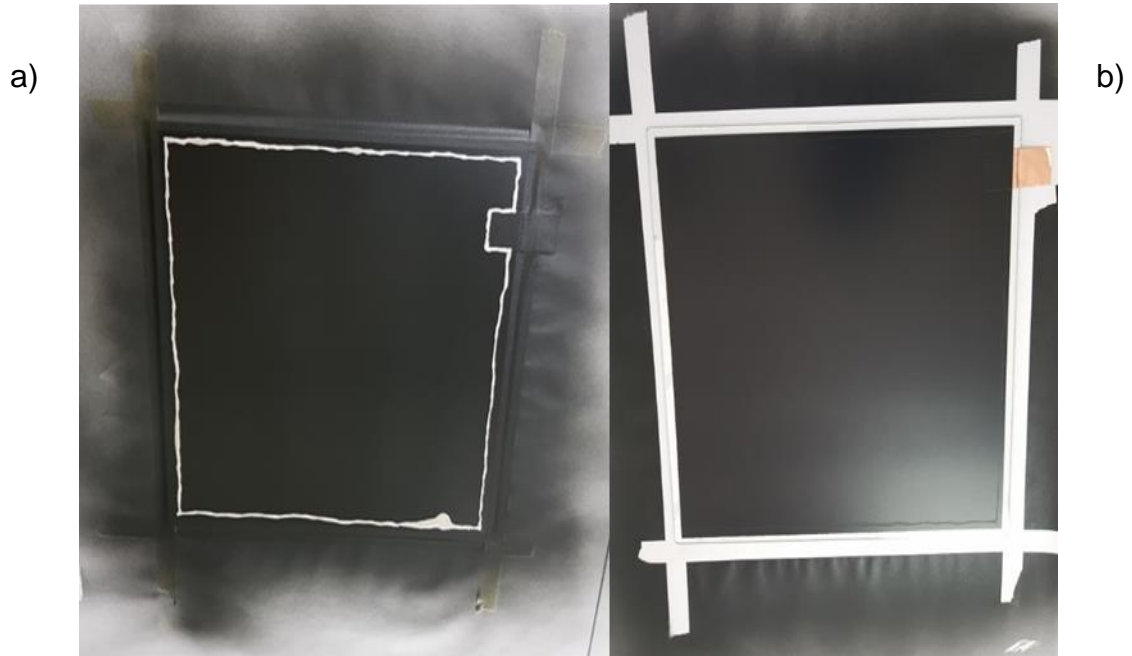


Figura 2.2: (a) Marco de pintura de plata, el cual asegura una distribución uniforme del alto voltaje. (b) Estado final del proceso de pintado del electrodo.

Ensamble del detector

Para construir lo que se conoce como la caja del RPC, es decir, la estructura que da rigidez al detector y a la vez contiene al arreglo de las placas resistivas, se utilizaron cuatro barras de acrílico de 25 cm X 2.5 cm X 1 cm. Con la ayuda de una maquina CNC se hizo un canal a cada una de las barras (ver figura 2.3 c), el canal tiene como propósito ayudar a sellar la caja del RPC.

2.1 Construcción del detector

Posteriormente a dos de las barras de acrílico se les realizó una perforación para que sobre ellas se pudieran fijar los conectores de entrada y salida del flujo de gas. Para formar el marco de la caja del RPC se unieron con resina las cuatro barras de acrílico (figura 2.3 a). Por último, se cortaron dos láminas de acrílico de 20 cm X 20 cm X 1 cm que sirven como tapas para la caja. A continuación, se describe como se realizó el ensamble de la cámara de placas resistivas.

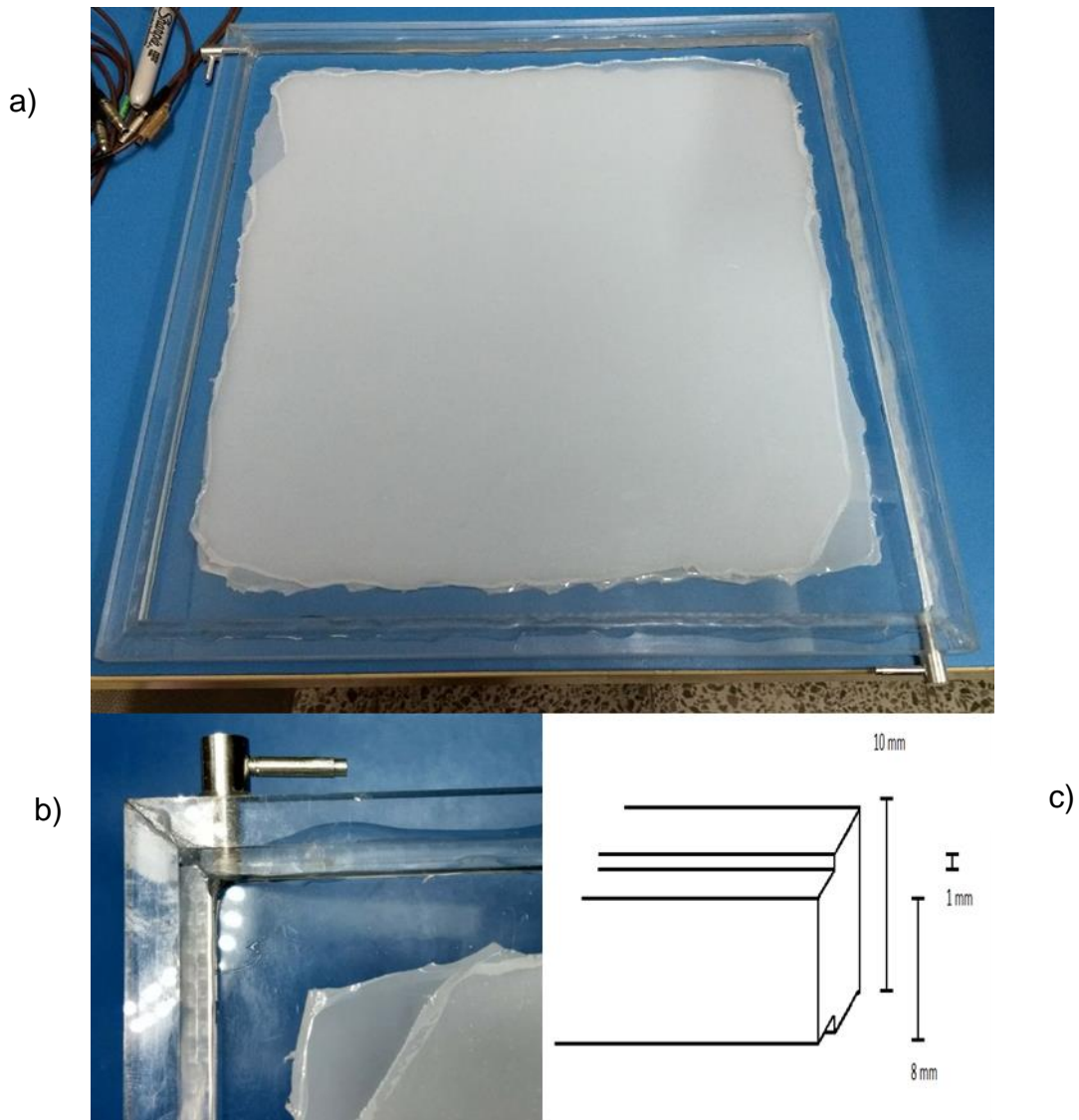


Figura 2.3: (a) Marco de la caja del RPC. (b) Unión de la barra de acrílico con el conector de gas. (c) Canal hecho a la barra con ayuda de la maquina CNC.

2.1 Construcción del detector

El proceso de ensamblado del RPC comenzó pegando con resina una de las tapas de acrílico al marco de la caja, una vez seca la resina se hizo una limpieza exhaustiva de la estructura resultante. El siguiente paso fue colocar dentro de la caja del RPC uno de los electrodos con pintura de grafito, la cara que fue pintada quedó en contacto directo con la tapa de acrílico (ver figura 2.1). Como se mencionó al principio del capítulo, se utilizó hilo de caña de pescar para mantener fija la separación entre los electrodos (generar el primer gap de 1 mm). Se podría decir que después de la placa de vidrio pintada sigue “una capa” de hilo de caña de pescar. El hilo se mantiene fijo con respecto a la caja del RPC con la ayuda de pequeñas piezas de plástico, que se maquinaron con la maquina CNC (ver figura 2.4 a y 2.4 b). A continuación, se colocó un vidrio sin pintar seguido de una última capa de hilo para formar el segundo gap. Los pasos finales son colocar el último electrodo con pintura de grafito, de forma que la superficie sin pintura quede en contacto con el hilo y, por último, se fijó con resina la tapa restante de la caja del RPC.



Figura 2.4: (a) Piezas de plástico maquinadas para sujetar el hilo de caña de pescar. (b) Proceso de ensamblado del detector. (c) Estado final del detector de cámaras de placas resistivas.

2.1.2 Mezcla de gas

La mezcla de gas utilizada en los RPCs tiene un gran impacto en el rendimiento del detector. La tasa de ruido, sensibilidad, resolución espacial y el consumo de voltaje pueden verse influenciados por la elección de dicha mezcla.

Los experimentos CMS, ATLAS y ALICE utilizan una mezcla de 95.2% de R134a, 4.5% de isobutano y 0.3% hexafluoruro de azufre. Cada uno de estos componentes tiene una función separada: El R134a, un gas freón, el cual es bastante denso y proporciona la mayoría de los objetivos de ionización por ello que es el elemento principal de la mezcla. El isobutano absorbe los fotones UV que pueden emitirse durante la recombinación de iones y electrones, este componente es importante, de lo contrario una traza de ionización podría causar más ionizaciones en otras partes del detector al enviar estos fotones. El tercer componente, SF₆ en pequeña cantidad, este gas es fuertemente electronegativo y absorbe algunos de los electrones liberados durante el desarrollo de la avalancha [19].

Sistema de distribución de gas

Una vez terminado el proceso de ensamble del RPC lo que sigue es el acondicionamiento del detector, que consiste en mantener el detector en operación, durante el periodo de tiempo de una semana, el gas que se hizo circular por los gaps del detector para este proceso fue argón puro. Para saber cuál es el flujo de gas que hay en el detector se utiliza un contador de burbujas (ver figura 2.5), el cual fue construido con tubos de acrílico. Después de este proceso, el detector se encuentra listo para operar correctamente. El gas que finalmente se utilizó para poner operar normalmente el detector fue tetrafluoroetano (freón).



Figura 2.5: (a) Tubos de acrílico utilizados para construir el sistema del contador de burbujas. (b) Cortes realizados al acrílico, los cuales fueron rectificadas con ayuda de un torno. (c) Estado final de la construcción del sistema contador de burbujas.



Figura 2.6: Sistema contador de burbujas en operación.

2.1.3 Variantes en la construcción del RPC

La cámara de placas resistivas multigap es una modificación del diseño básico del RPC, donde el espacio entre electrodos se divide en separaciones más pequeñas, generalmente por medio de placas resisitvas eléctricamente flotantes, colocadas entre los electrodos principales. Un ejemplo de tal configuración se muestra en la figura 2.7.

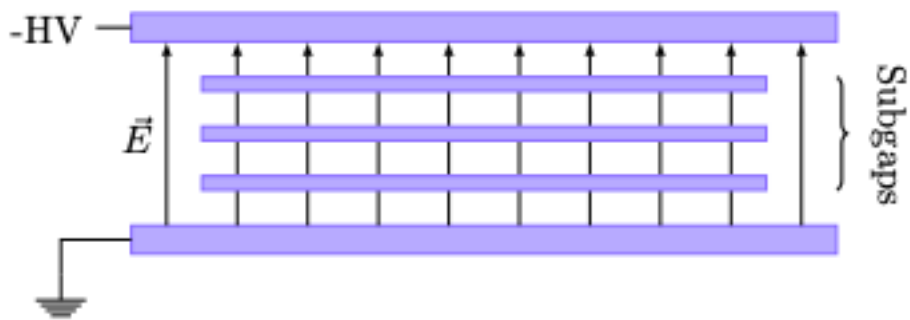


Figura 2.7: Configuración multigap del RPC. Las placas entre los electrodos principales flotan eléctricamente.

2.2. La fórmula de Bethe-Bloch para la pérdida de energía por ionización y excitación

La energía perdida por una partícula cargada que atraviesa un medio fue investigada por Hans Bethe en los años 1930. Para una partícula de masa $M \gg m_e$, la fórmula de Bethe da la media de la energía que pierde a través de los procesos de ionización y exctitación cuando viaja por un medio [9].

Se puede notar que la ecuación 1.28 es directamente proporcional a la densidad de electrones en el medio, a través del factor $N_A \times \frac{Z}{A}$.

2.2 La fórmula de Bethe-Bloch

En el caso no relativista, la principal dependencia en la velocidad de la partícula cargada está en el factor $1/\beta^2$. Entonces, en este caso, la pérdida media de energía aumenta considerablemente como se muestra en la figura 2.8. Una interpretación sencilla de este efecto es considerar que el campo eléctrico de la partícula permanece durante un periodo más largo en la vecindad del átomo y, por lo tanto, aumenta la probabilidad de las interacciones electromagnéticas. La transferencia máxima de energía en una sola colisión se define como [9]:

$$T_{m\acute{a}x} = \frac{2m_e p^2}{M^2 + 2\gamma m_e M + m_e^2} \quad (2.2)$$

Donde p es el momento de la partícula.

La energía de excitación media I es propia del medio absorbente. Este aporte no trivial de la fórmula de Bethe fue hecho Felix Bloch en el año 1930.

$$I = (10eV) \times Z \quad (2.3)$$

Es por ello que la ecuación 1.28 se conoce como la ecuación Bethe-Bloch.

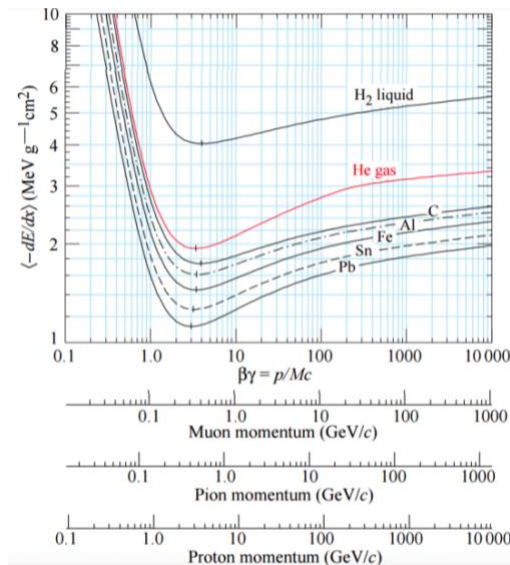


Figura 2.8: Pérdida media de energía para diferentes partículas incidentes y distintos medios.

2.3 El mecanismo de amplificación de Townsend

2.3 El mecanismo de amplificación de Townsend

Cuando un electrón libre en un gas se acelera bajo la influencia de un campo eléctrico, viajará por este medio colisionando con las moléculas de gas circundantes. Esta dispersión repetida a lo largo de muchas colisiones, hacen que los electrones alcancen una velocidad terminal llamada velocidad de deriva V_d . Esta velocidad depende de la intensidad del campo eléctrico y la densidad (o presión del gas).

Dependiendo de la energía de los electrones en movimiento, que viene dada por V_d , las colisiones con las moléculas del gas pueden tener varios resultados:

- a) Dispersión completamente elástica: la molécula de gas no se verá afectada, debido a que la masa relativa de la molécula es mucho mayor, por ello, el electrón se dispersará en una nueva dirección.
- b) Excitación de la molécula de gas utilizando parte de la energía cinética del electrón.
- c) Ionización de la molécula de gas, formando un ión positivo y un nuevo electrón libre.
- d) Captura del electrón por una molécula de gas electronegativa, formando un ión negativo.

Las posibilidad de a) y b) solo contribuyen a determinar la velocidad de deriva y la dispersión de los electrones. La posibilidad de c) introduce nuevos electrones y la opción d) elimina electrones del medio. Estos efectos dependen de la energía, con dispersión elástica ocurriendo a cualquier energía y una nueva ionización ocurriendo solo con la energía cinética más alta.

En campos eléctricos lo suficientemente altos, las tasas de ionización superarán las tasas de adhesión y un electrón creará una avalancha de electrones secundarios. Este proceso se llama amplificación Townsend, según Jonh Sealy Townsend, quien descubrió el mecanismo durante los años 1890.

2.3 El mecanismo de amplificación de Townsend

Cuantificación de la amplificación de Townsend

Si se asume que cualquier evento de dispersión es independiente de cualquier evento anterior, es posible definir un coeficiente townsend α , que da el número de ionizaciones por unidad de distancia. De manera similar, el coeficiente de adhesión η se define como el número de electrones que se adhieren por unidad de distancia. Esta aproximación es válida en el caso de densidades normales de gas a una atmosfera de presión. Los electrones solo alcanzan velocidades de deriva bajas del orden de $100 \mu\text{m ns}^{-1}$, y las pérdidas de energía por dispersión se compensan fácilmente con los campos eléctricos del orden de varias decenas de kV cm^{-1} . Dado que se puede considerar que los electrones se mueven a la velocidad de deriva la mayor parte del tiempo, combinado con el hecho de que sus energías determinan las secciones transversales de dispersión, la ionización y la tasa de adhesión pueden aproximarse como constantes. Con esto podemos abordar la multiplicación de avalanchas desde un punto de vista estadístico. Si dada un avancha con n electrones en la posición x , entonces existe la probabilidad $n\alpha dx$ de que contenga $n+1$ electrones en la posición $x+dx$. De manera similar, la probabilidad de que $n-1$ electrones se adhieran después de un intervalo dx es $n\eta dx$. Esto nos lleva a la siguiente relación:

$$\frac{dn}{dx} = (\alpha - \eta)n \quad (2.4)$$

Haciendo $n(0) = 1$ y resolviendo para n tenemos:

$$n(x) = e^{(\alpha-\eta)x} \quad (2.5)$$

Esto nos dice que la avalancha mostrará un crecimiento exponencial para $\alpha > \eta$ y una disminución exponencial para $\alpha < \eta$.

2.4 Modos de operación alternativos

El modo de funcionamiento de avalancha no es la única forma en la que un RPC puede operar. Históricamente los primeros RPCs se utilizaron en modo streamer o spark.

La mayor parte de la discusión se centra en los electrones con velocidades de deriva relativamente altas, la cantidad de iones positivos pueden ser muy grandes para campos eléctricos intensos o valores altos de α . Los iones positivos se desplazarán lentamente hacia el ánodo, donde su carga espacial puede perturbar localmente el campo eléctrico hasta el punto en que aceleran los electrones fuera del cátodo. Estos electrones, a su vez comenzarán a formar avalanchas lo que alimentará aún más la nube de iones positivos.

Una vez que la densidad de iones entre el ánodo y el cátodo alcanza niveles lo suficientemente altos para formar un filamento de plasma, se formará una chispa a través del gap, esto descarga localmente los electrodos, provocando tiempo muerto en el detector.

Estos streamers y chispas se retrasan con respecto a la señal de avalancha original y provocan grandes perturbaciones en la distribución de carga de los electrodos. Por lo tanto, este modo de funcionamiento no se prefiere, ya que introduce una gran fluctuación de tiempo y puede afectar en la velocidad de respuesta del RPC en varios ordenes de magnitud.

2.5 Señales inducidas

En 1938, William Shockley [10] publicó un método para calcular la corriente inducida en un conductor por una carga que se movía cerca. Un año después, Simon Ramo [11] publicó un artículo con una descripción matemática más detallada que después se conocería como el teorema de Shockley-Ramo.

Este teorema se basa en el principio de que las corriente eléctricas en un conductor inducidas por cargas en movimiento son causadas por el cambio en las líneas de flujo a través de ese electrodo. Basado en el teorema de Green, Shockley y Ramo se llega a la fórmula:

$$i(t) = \frac{\vec{E}_\omega(\vec{x}(t)) \cdot \vec{v}(\vec{x}(t), t)}{V_\omega} q \quad (2.6)$$

En esta expresión, $\vec{v}(t)$ es el vector velocidad instantánea de cada carga puntual q , E_ω es un campo ponderado, con un potencial ponderado V_ω . Este campo de ponderación se calcula para cada electrodo configurándolo en el potencial mas bajo (generalmente 1 V).

El significado físico del vector de campo eléctrico ponderado se refiere a que tan fácil se puede mover una carga en la posición \vec{x} con velocidad $\vec{v}(\vec{x}, t)$ en el electrodo, dando una corriente por unidad de coulomb.

En el caso donde $E_\omega(\vec{x}) = E_{\omega,z} = E_\omega$, es decir, se tiene un campo eléctrico constante y solo con z . La velocidad de la carga alineada con el eje z y cercana a la velocidad de deriva V_d , la ecuación se simplifica a [12]:

$$i(t) = \frac{E_\omega}{V_\omega} v_d q_e N(t) \quad (2.7)$$

Con q_e la carga del electrón y $N(t)$ el número de electrones en el tiempo t .

Capítulo 3

Simulación y modelización del RPC

Los detectores de cámaras de placas resistivas se utilizan ampliamente en numerosos experimentos de Física de altas energías, como detectores de sincronización y de disparo. Hoy en día numerosas simulaciones para RPC se describen en la literatura [17, 18, 23]. Esos modelos se basan en distribuciones matemáticas que se ajustan muy bien a valores macroscópicos. Como lo son las señales eléctricas de salida o los espectros de carga. Sin embargo, algunos de los parámetros de estos modelos carecen de interpretación física y, por lo tanto, necesitan una modelización adecuada.

En anteriores secciones se abordó la física detrás de la ionización de una mezcla gaseosa por el paso de una partícula cargada, así como el modelo para el desarrollo de avalanchas y su propagación en gases, a continuación, se describe la implementación del modelo en el programa de la simulación, así como las limitaciones que conlleva.

3.1 Simulación Monte-Carlo de avalancha electrónicas en un detector RPC

En la actualidad la simulación de Monte-Carlo se ha convertido en una herramienta fundamental para comprender y estudiar el comportamiento de un detector. Al diseñar un detector específico en física de altas energías, una modelización de los procesos físicos es una herramienta importante para optimizar los parámetros del

3.1 Simulación Monte-Carlo de avalancha en un detector RPC

detector, como la mezcla de gases, la intensidad del campo eléctrico, el material con el cual se construyen las placas resistivas, etc.

En este capítulo detallaremos la simulación Monte-Carlo de avalanchas electrónicas en RPCs, a partir de la descripción y modelización de los principales procesos físicos detallados en el capítulo anterior. La propagación de los electrones se simula en una dimensión a lo largo del eje z , que coincide con el ancho del gap, el cual se divide en N número de pasos. La contribución del efecto de carga espacial en la componente z se calcula dinámicamente en cada paso. Los valores de los parámetros del gas (coeficiente de Townsend, coeficiente de adhesión, velocidad de deriva, etc.) se reevalúan en cada posición de paso y de tiempo. Y nos referimos a este como el modelo 1.5D porque la propagación de avalancha está en una dimensión y asumimos que en cada posición los electrones son contenidos en una distribución radial en función del coeficiente de difusión transversal.

Esta es una simulación basada en C++ que explota algunas características de C++11, la cual soporta multiprocesos. Se necesitan algunos parámetros de entrada calculados por el software MAGBOLTZ y HEED [13,14], ambos interconectados en el marco Garfield++ [15]. Aparte de esto, la simulación no necesita ninguna otra librería de terceros. Fue diseñado con la intención de ser rápido y fácilmente portátil, de modo que cualquiera que desee utilizarlo y modificarlo pueda hacerlo sin muchos problemas [16].

Para simular el desarrollo de una avalancha en un RPC primero necesitamos la cantidad de ionización depositada en el gas por el paso de una partícula cargada, es decir, la posición y número de electrones liberados. Se usa el software HEED para producir el número y posición del cluster producido por el paso de la partícula cargada en la mezcla de gas. A partir de la cantidad de ionización primaria podemos proceder al cálculo de la propagación de la avalancha, que se caracteriza por las distribuciones de probabilidad dependiendo de los valores de α (coeficiente de Townsend) y η (coeficiente de adhesión) ver ecuación 2.5.

3.1 Simulación Monte-Carlo de avalancha en un detector RPC

Para dar ejemplo del procedimiento se considera que el espacio de gas se divide en N pasos de tamaño δz y suponiendo que hay n_0 electrones en la posición $z=0$. Cada uno de los n_0 electrones tiene una probabilidad de multiplicarse, que se modela con un número aleatorio para cada uno de ellos. Al final tendremos n_1 electrones que se multiplicarán exactamente de la misma manera, así que después tendremos n_2 electrones en la posición $z=2\delta z$. Este procedimiento se repite hasta que todos los electrones hayan alcanzado el ánodo.

La simulación está organizada de la siguiente manera:

1. El gas gap de ancho g , se divide en un número fijo de pasos $\delta z = g/N$. Esto corresponde a pasos de tiempo de $\delta t = \delta z/V_0$, con $V_0 = V_d(E_0)$, es decir, la velocidad inicial es igual a la velocidad de deriva en presencia del campo eléctrico inicial E_0 .
2. La ionización primaria producida por una partícula cargada con momento p se calcula con HEED.
3. De los valores que regresa HEED, los clusters primarios se distribuyen en sus respectivos bins y se clasifican por su número de electrones.
4. El campo eléctrico producido por los efectos de carga espacial $E_{sc}(z)$ se evalúa, usando los coeficientes de difusión transversal para aproximar la distribución radial, el campo eléctrico efectivo se calcula dinámicamente con $E(z) = E_0 + E_{sc}(z)$, donde E_0 es el campo eléctrico inicial aplicado.
5. Los parámetros de transporte que son: los coeficientes de Townsend ($\alpha(E(z))$), adhesión ($\eta(E(z))$), así como la velocidad de deriva $V_d(E(z))$ y los coeficientes de difusión se calculan en cada paso.
6. Los electrones se multiplican de acuerdo a los valores de α y η .
7. Se calcula la difusión longitudinal.
8. Se calcula la corriente y carga inducida en el ánodo por el movimiento de los electrones.
9. Los pasos 4 hasta 8 se repiten hasta que todos los electrones alcancen el ánodo o hasta que se hayan adherido.

3.2 Organización de la simulación

Con respecto al código de la simulación en sí, está desarrollado en C++ el cual es un lenguaje orientado a objetos. Se utiliza lo menos posible C++11 para ejecutar la simulación con versiones menos recientes de gcc.

Respecto a la organización del código, se puede separar en dos grandes clases:

- Todo lo que es relevante para el detector es manejado por la clase TDetector. Esto incluye generar y leer las tablas de gas de Magboltz, configurando la geometría del detector y el campo eléctrico aplicado.
- La propia avalancha es manejada por la clase TAvalanche1D, que obtiene un puntero a TDetector. TDetector se comparte entre todas las avalanchas para optimizar el consumo de memoria. Esta clase también maneja la multiplicación, propagación, difusión y efectos de carga espacial.

Una vez que se crea y parametriza las características del detector, las avalanchas que se van a simular se distribuyen en los distintos subprocesos que se van a utilizar. Para hacer eso usamos ThreadFactory, que es parte del marco HPCSim y utiliza el estándar POSIX Threads. El cual contabiliza el número de subprocesos disponibles en un sistema y distribuye sin problemas los eventos para simularlos.

La simulación se ejecuta en subprocesos $N_t + 1$, con un subproceso reservado para ser el maestro, su propósito es generar los subprocesos de trabajo y distribuir las avalanchas para calcular y recuperar los resultados de las avalanchas terminadas para escribirlos de forma asincrónica en un archivo binario.

Los parámetros del detector y simulación se establecen en un archivo de configuración xml, que es analizado como un argumento para el programa. Este archivo contiene los siguientes parámetros de entrada:

- Geometría: ancho del gap, ancho del ánodo y cátodo,
- Permitividad de los electrodos,

3.2 Organización de la simulación

- Umbral de detección,
- Información del gas: compuestos de la mezcla a utilizar y en que porcentaje, también se define la temperatura y presión,
- Parámetros de simulación: como el número de eventos a simular, el número de subprocesos a utilizar y la semilla generadora de números aleatorios,
- Número de pasos.

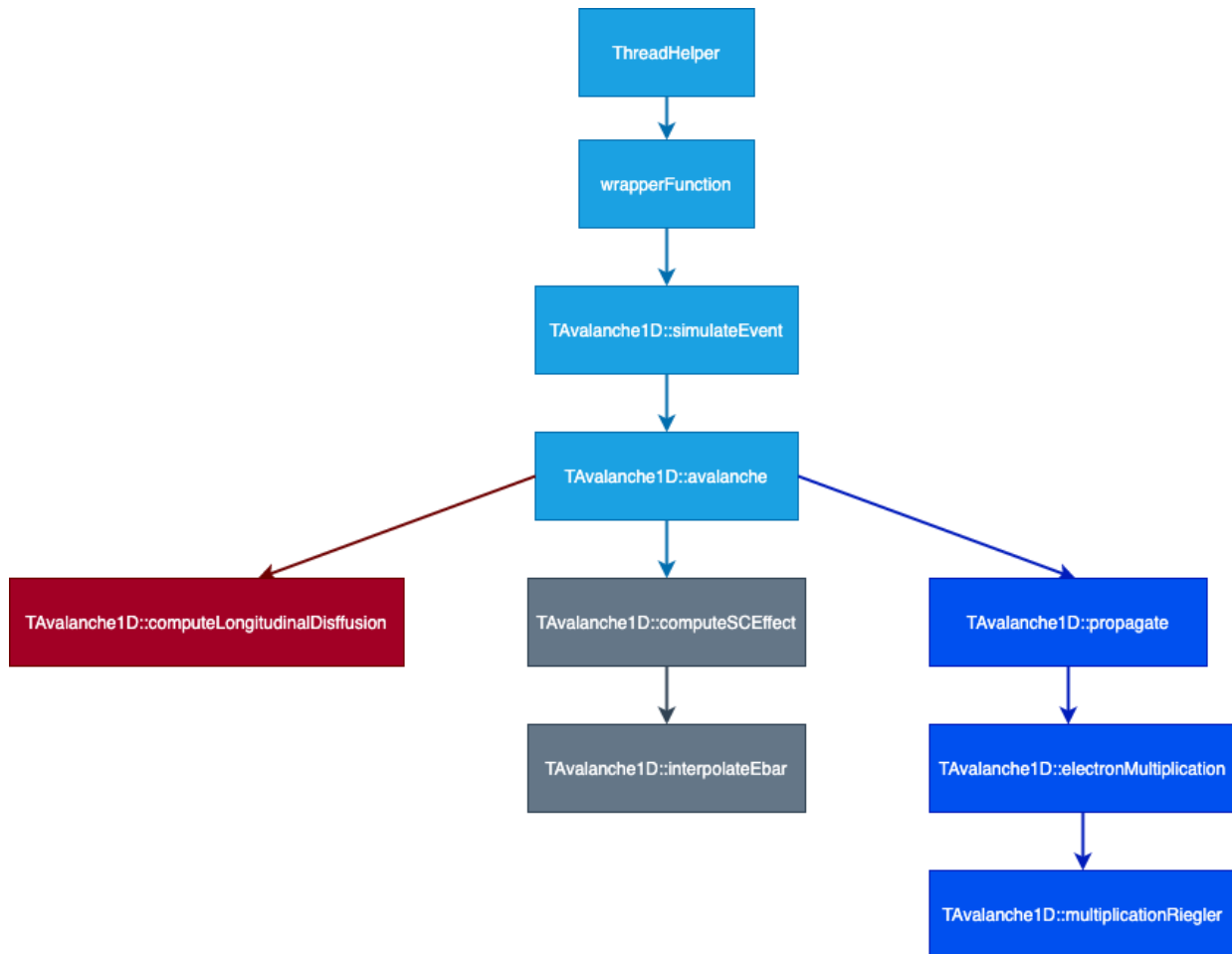


Figura 3.1: Perfil del programa de simulación.

3.2 Organización de la simulación

cabe destacar que es la resolución temporal de todo el sistema

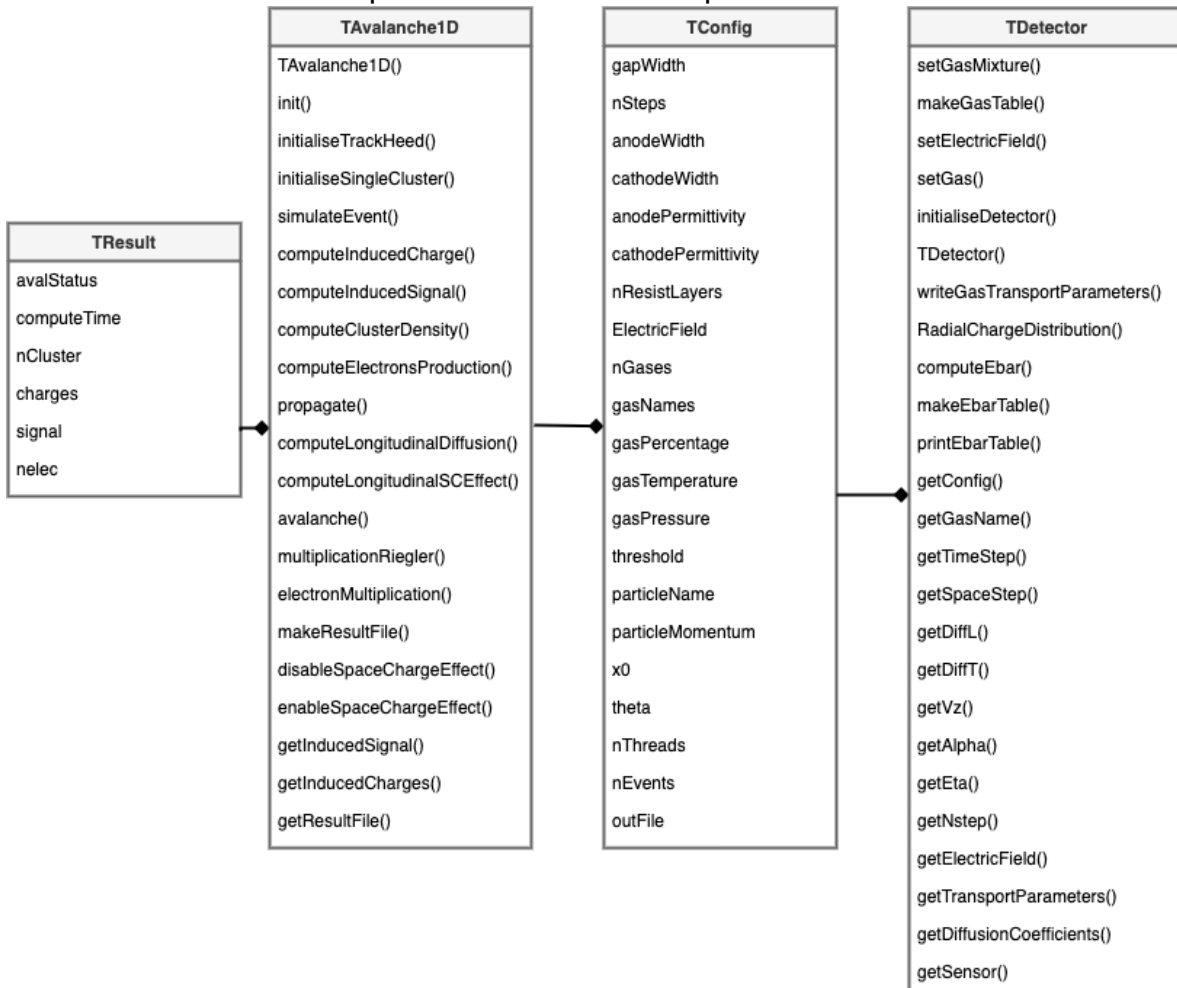


Figura 3.2: Diagrama de clases de la simulación. Algunas clases auxiliares y atributos no se muestran.

3.3 Limitaciones en el modelo y simulación

A continuación se señala la limitación del modelo y el código que se utiliza, cuando se superan ciertos valores de campo eléctrico:

- En primer lugar, la simulación se vuelve muy inestables debido a la importante cantidad de electrones a modelar en un campo eléctrico alto (por encima de 59 kV/cm). Esto limita drásticamente la estadística que podemos acumular en condiciones razonables de tiempo.

En segundo lugar, en el modelo se considera que la probabilidad de ionización es independiente del historial de colisiones, que esto no es del todo cierto.

Capitulo 4

Resultados

En la primera parte de este capítulo se muestra el análisis de los datos para poder obtener la eficiencia y resolución temporal del detector de cámaras de placas resistivas construido. El detector se puso a prueba en todos los casos con cósmicos.

Posteriormente se presentan los resultados obtenidos con el código de simulación implementado. El código genera una serie de parámetros de rendimiento del gas que pueden compararse con las mediciones y los cálculos de la literatura, como lo son los coeficientes de Townsend, adhesión y las velocidades de deriva.

Al completarse la simulación se obtienen los siguientes archivos de salida, Carga, Electrones (número de electrones producidos) y Señal. En las siguientes secciones se muestran gráficamente estos resultados, así como su interpretación.

4.1 Eficiencia

En la figura 4.1 se muestra la eficiencia obtenida para el detector de cámaras de placas resistivas de doble gap que se construyó para este trabajo de tesis, el gas utilizado para obtener estos resultados fue freón, y se utilizaron dos plásticos centelladores que funcionaron como trigger. En la gráfica se observa que en el rango de 10.6 kV-11kV se alcanza la región de saturación (plateau). Esto también nos dice que la eficiencia que logra el detector construido es comparable con la eficiencia del plástico centellador.

Con esta información se decidió que el valor de los voltajes a los cuales se operaría el detector para obtener la distribución de carga y resolución temporal serían los que se encuentran entre estos valores.

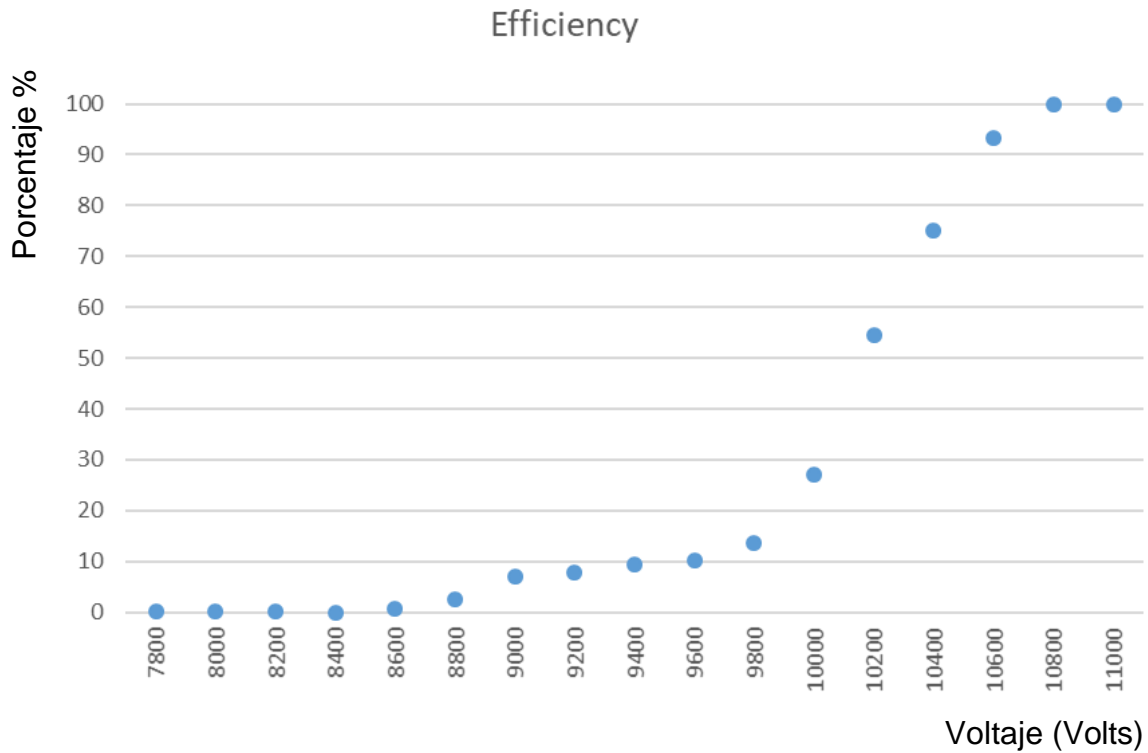


Figura 4.1: Gráfica eficiencia del RPC de doble gap.

4.2 Resolución temporal

Para obtener el valor de la resolución temporal del detector se hizo la siguiente operación: a los datos obtenidos del tiempo de subida de la señal del plástico centellador colocado por arriba del RPC se le restó en tiempo de subida de la señal del RPC, esto para cada evento obtenido por el sistema de adquisición de datos. Posteriormente se construyó la gráfica de la distribución obtenida y se hizo el ajuste de la distribución a una distribución Gaussiana. Finalmente se obtuvo el FWHM (anchura a media altura), este valor nos da la resolución temporal del detector cabe mencionar que este valor está dado en unidades de tiempo de la electrónica que equivalen a 25 ps.

En las siguientes figuras se muestra las distribuciones obtenidas, con su respectivo ajuste y cálculo de FWHM, en cada gráfica el eje X representa el tiempo en unidades de la electrónica, el eje Y representa el número de cuentas. En el lado derecho de cada distribución también se muestra una gráfica que se obtiene cuando se considera solo los tiempos de subida del plástico centellador que se usó como trigger.

4.2 Resolución temporal

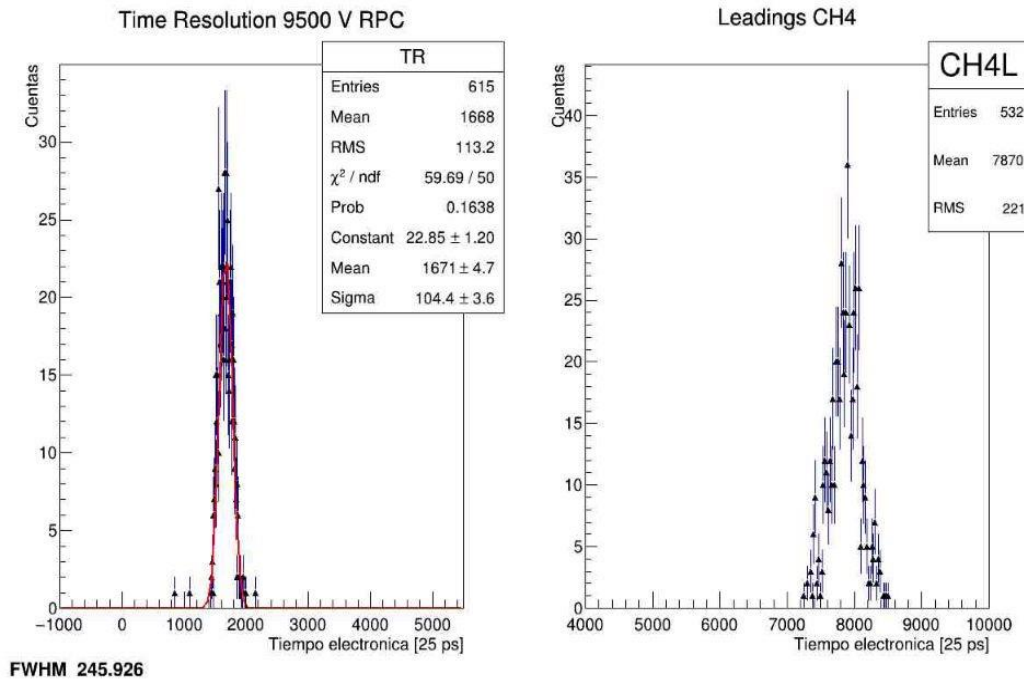


Figura 4.2: Resolución temporal obtenida de 6.14 ns para el RPC operando a 9.5 kV y utilizando dos plásticos centelladores en forma de hexágonos como trigger.

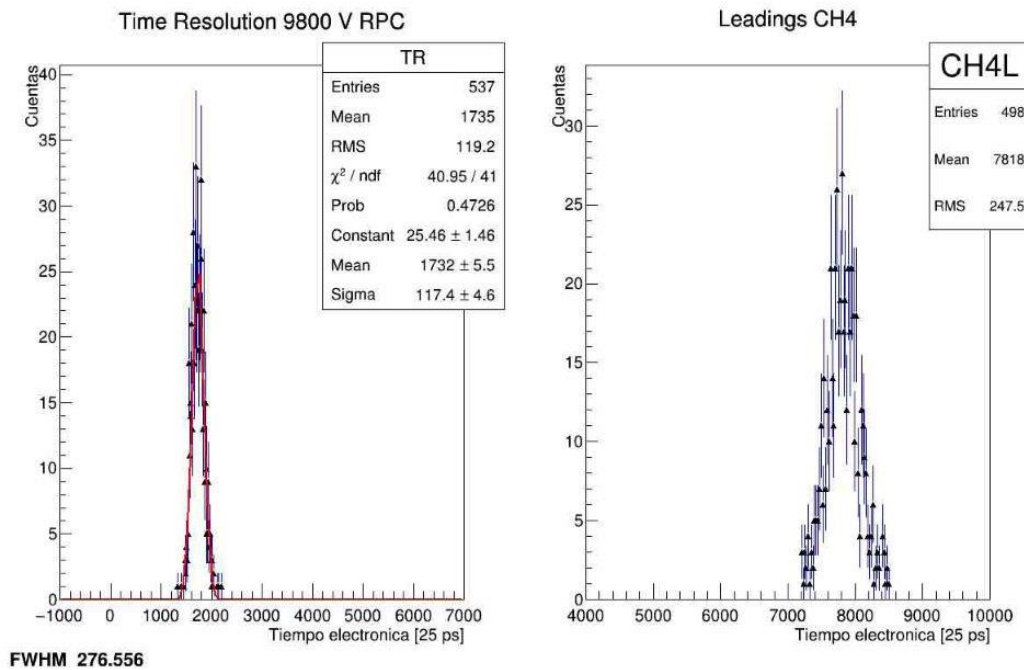


Figura 4.3: Resolución temporal obtenida de 6.93 ns para el RPC operando a 9.8 kV y utilizando dos plásticos centelladores en forma de hexágonos como trigger.

4.2 Resolución temporal

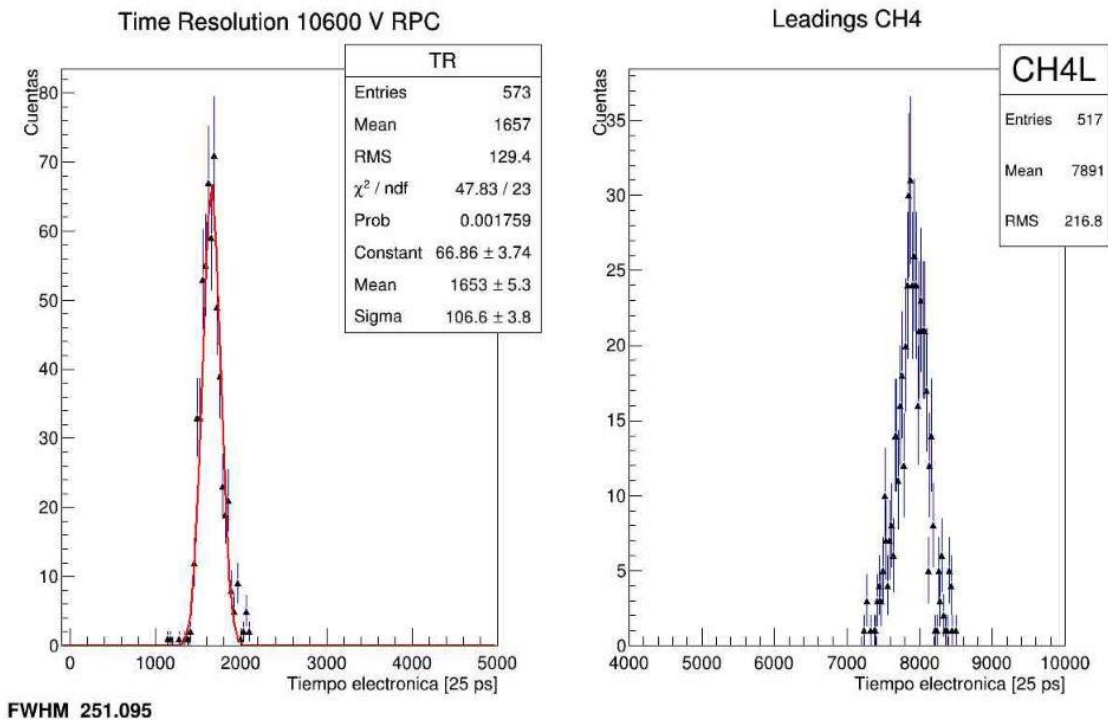


Figura 4.4: Resolución temporal obtenida de 6.27 ns para el RPC operando a 10.6 kV y utilizando dos plásticos centelladores en forma de hexágonos como trigger.

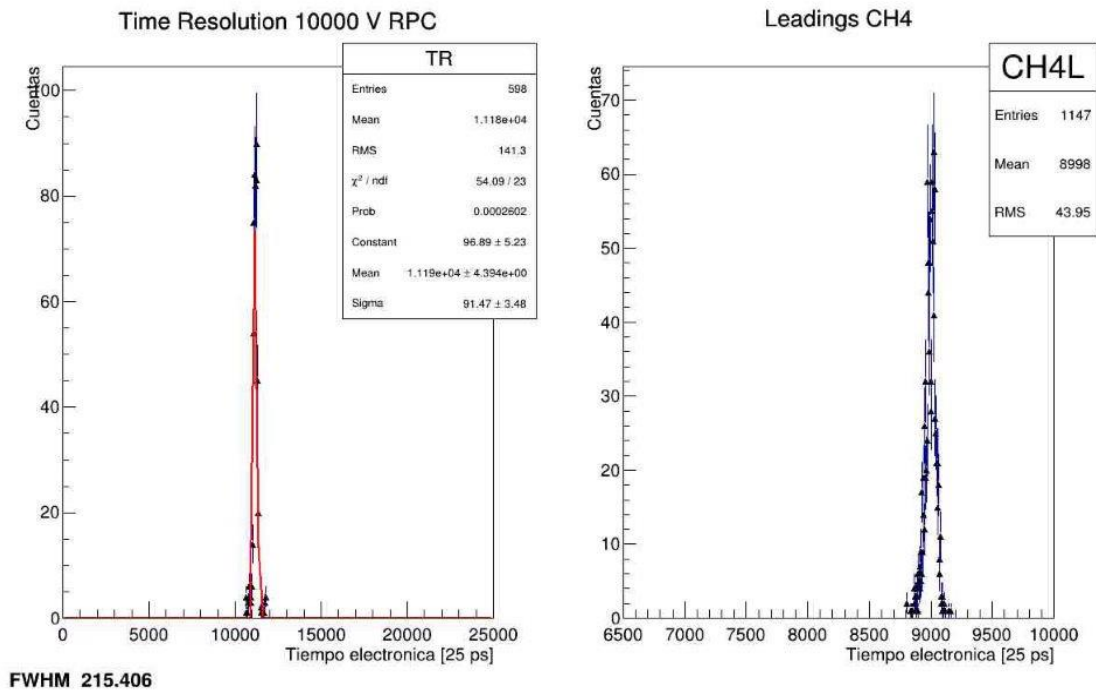


Figura 4.5: Resolución temporal obtenida de 5.38 ns para el RPC operando a 10 kV y utilizando dos plásticos centelladores en forma rectangular como trigger.

4.2 Resolución temporal

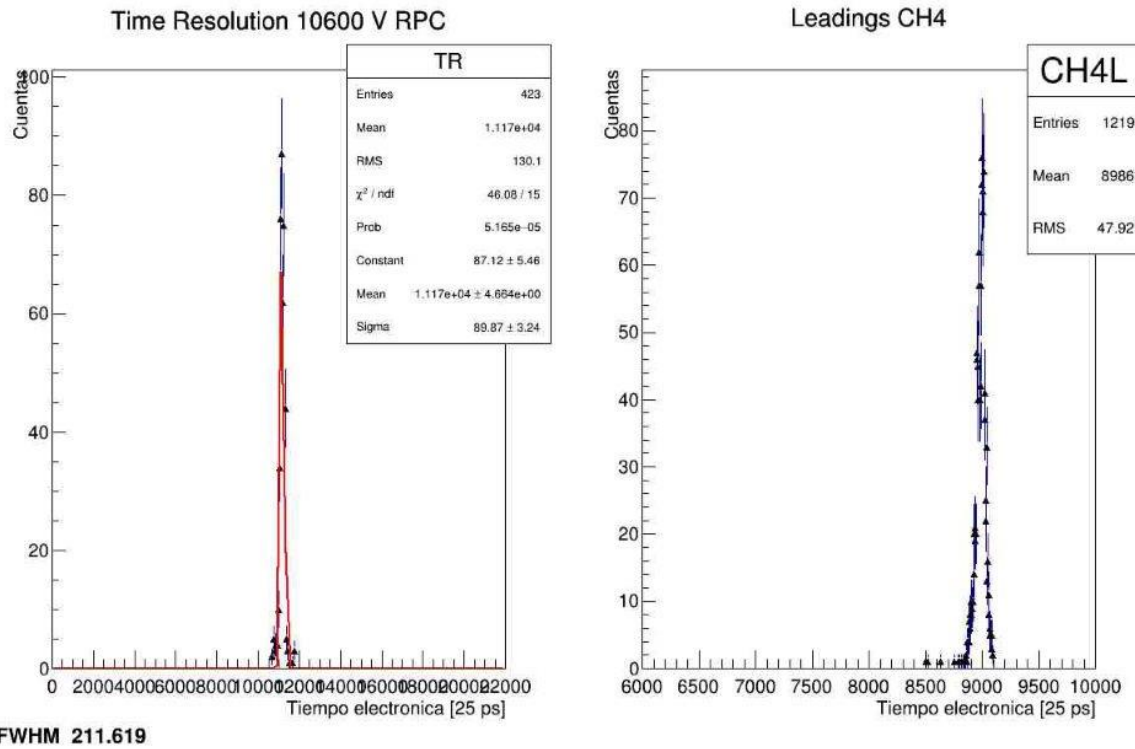


Figura 4.6: Resolución temporal obtenida de 5.29 ns para el RPC operando a 10.6 kV y utilizando dos plásticos centelladores en forma rectangular como trigger.

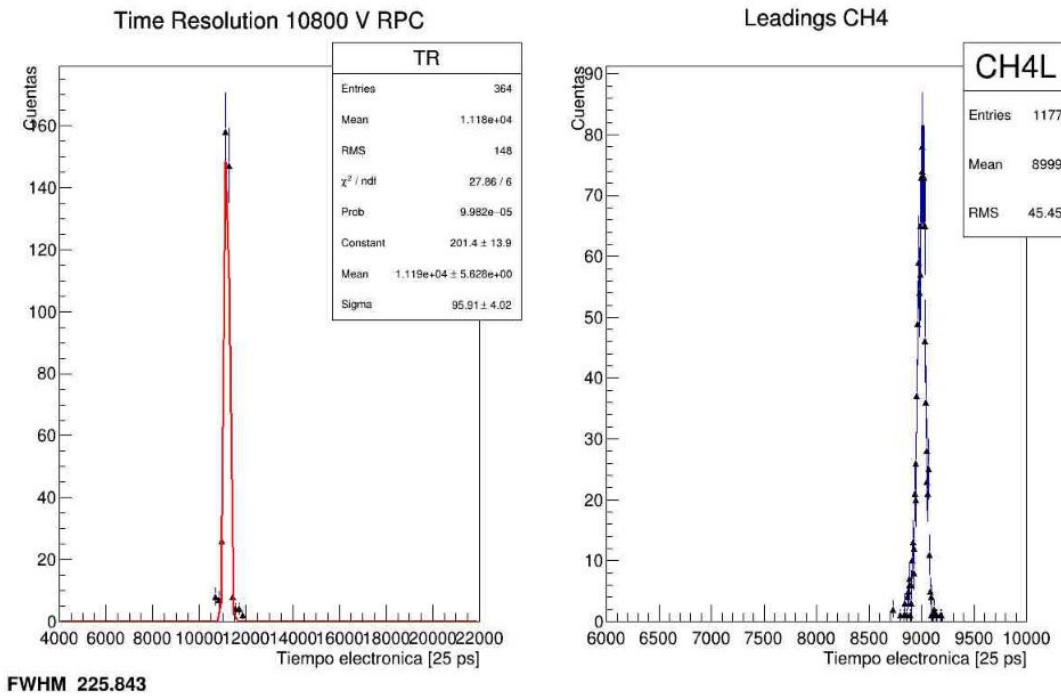


Figura 4.7: Resolución temporal obtenida de 5.6 ns para el RPC operando a 10.8 kV y utilizando dos plásticos centelladores en forma rectangular como trigger.

4.3 Simulación de un RPC multicapa

4.3 Simulación de un RPC multicapa

En esta sección se presenta las condiciones con las que sea realizó la simulación del detector, una primera configuración fue la siguiente:

- Campo eléctrico: 56000 V/cm
- Composición del gas: C₂H₂F₄ (freón) en 100%
- Temperatura: 793.15 K
- Presión: 589.0 torr (785 hPa)
- Partícula: muon
 - Energía: 5 GeV
 - Incidencia normal al detector

En otras palabras, lo que se hizo fue cambiar el ancho del gap de 0.02 hasta 0.24 cm con pasos de 0.02 cm, manteniendo los demás parámetros fijos.

La segunda configuración fue la siguiente:

- Ancho del gap: 0.20 cm
- Composición del gas: C₂H₂F₄ (freón) en 100%
- Temperatura: 793.15 K
- Presión: 589.0 torr (785 hPa)
- Partícula: muon
 - Energía: 5 GeV
 - Incidencia normal al detector.

Es decir, se fijó el tamaño del gap a 2 mm para simular un RPC de dos gaps y se cambió la intensidad del campo eléctrico de 49 hasta 62 kV/cm, con pasos de 1 kV/cm.

4.4 Carga

Las figuras que a continuación se muestran se puede apreciar el desarrollo de la carga inducida en el ánodo a lo largo del tiempo, se utilizó la segunda configuración que está descrita en la sección anterior y con un umbral de detección de 0.1 pC.

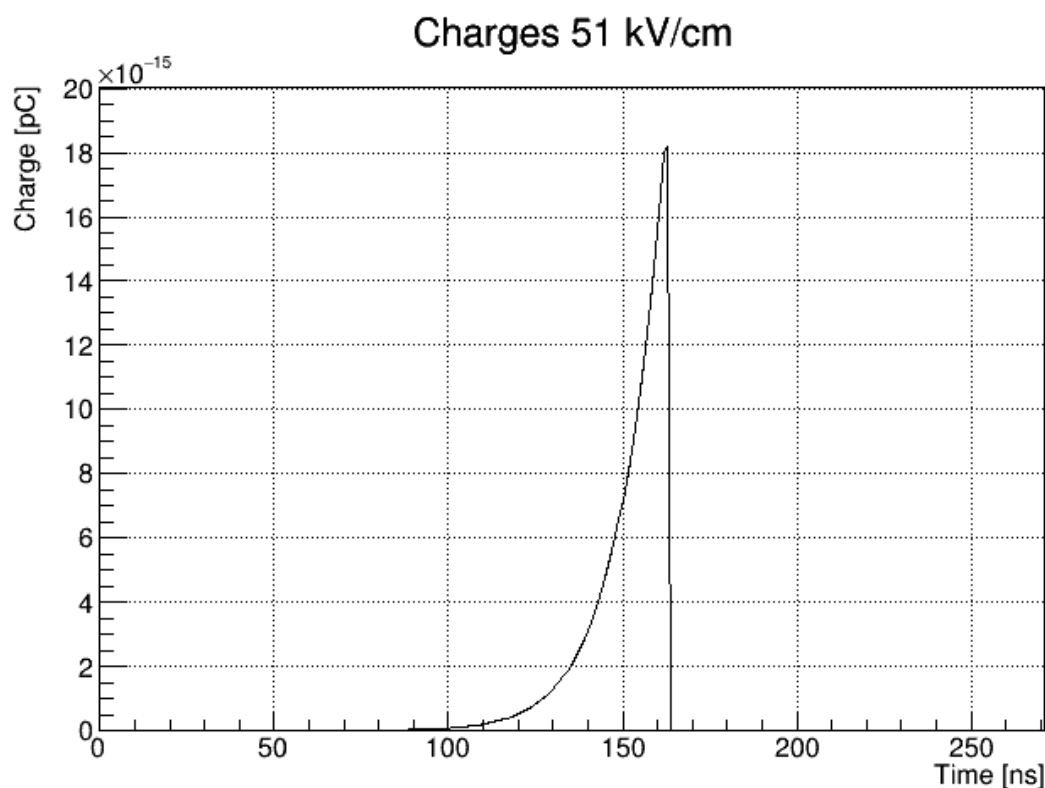


Figura 4.8: Desarrollo de la carga a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 2 mm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 51 kV/cm y el umbral de detección de 0.1 pC.

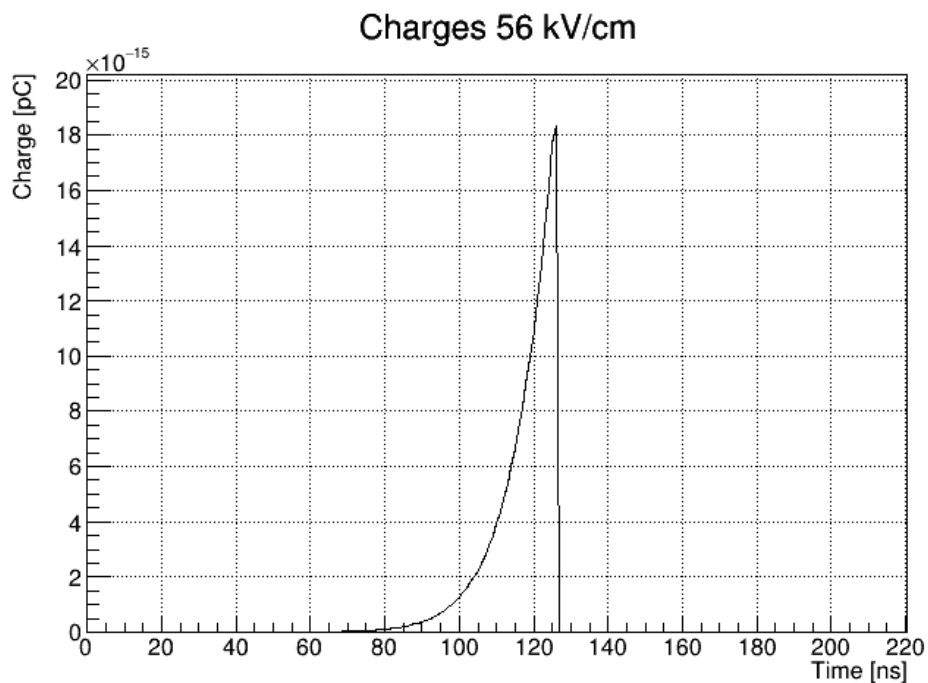


Figura 4.9: Desarrollo de la carga a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 2 mm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm y el umbral de detección de 0.1 pC.

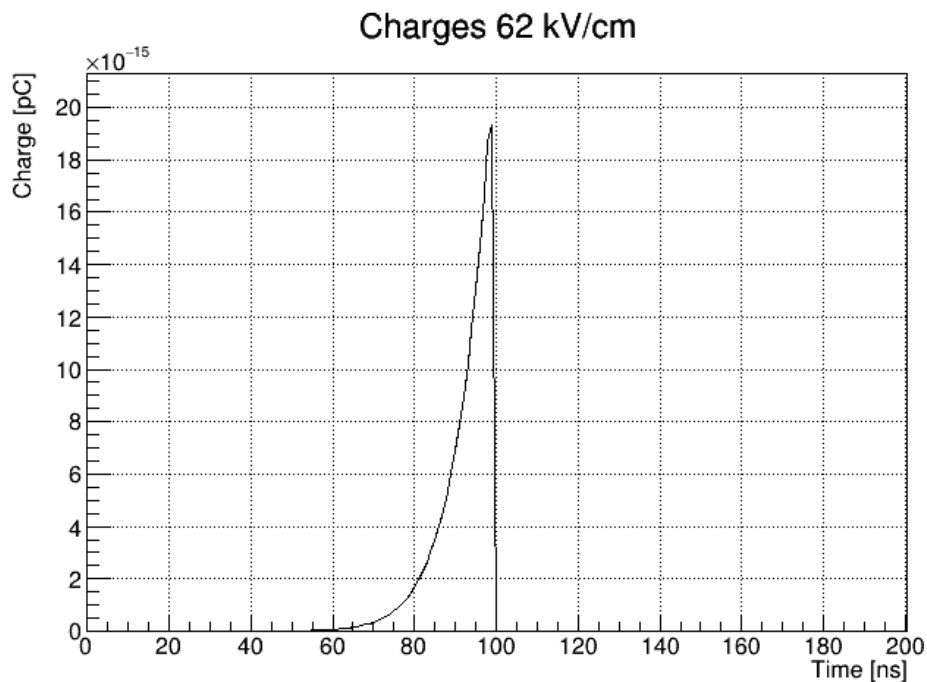


Figura 4.10: Desarrollo de la carga a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 2 mm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 62 kV/cm y el umbral de detección de 0.1 pC.

En las figuras anteriores se observa que conforme se aumenta la intensidad del campo eléctrico se alcanza el número máximo de carga en menor tiempo, así como para el campo más intenso se logra obtener una pequeña cantidad más de carga.

Ahora se muestra algunos de los resultados de carga inducida obtenidos con la configuración uno, descrita anteriormente.

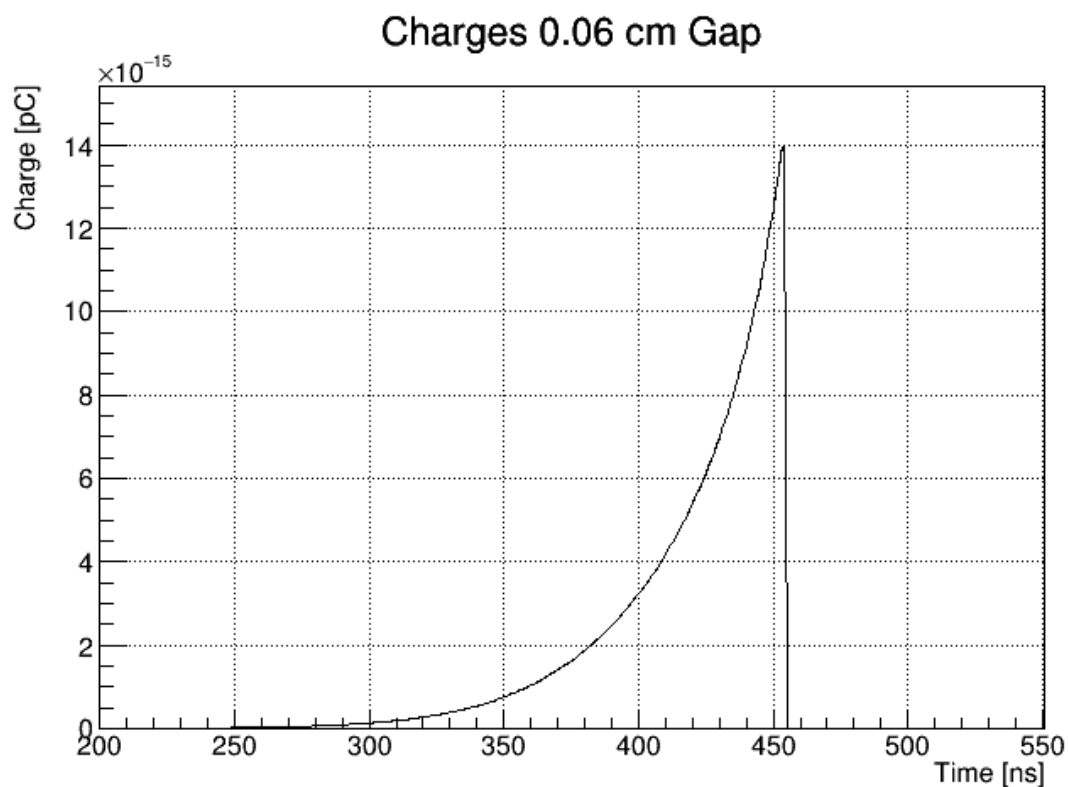


Figura 4.11: Desarrollo de la carga a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.06 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm y el umbral de detección de 0.1 pC.

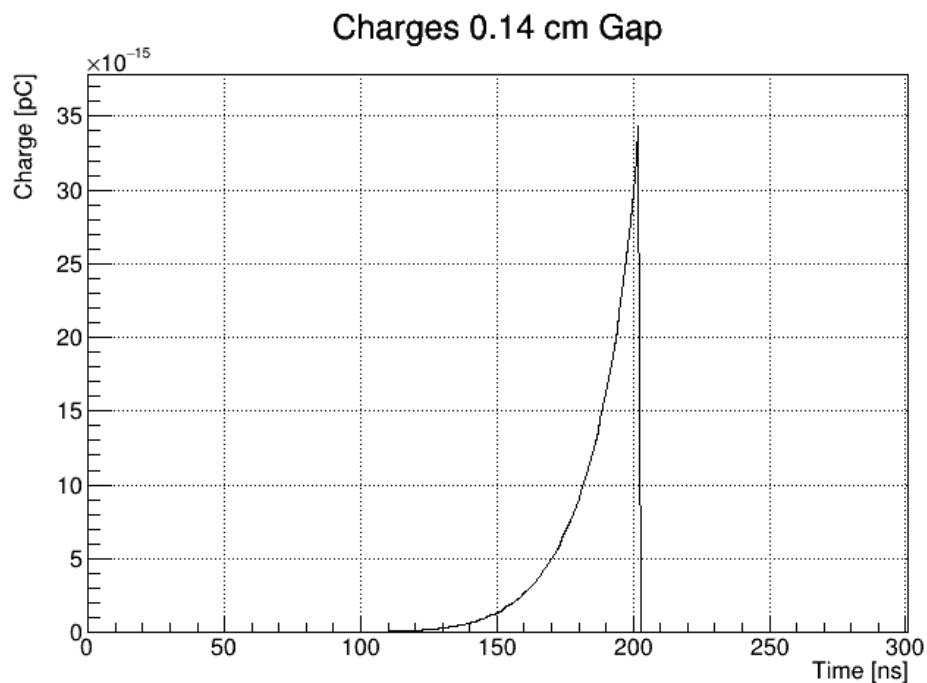


Figura 4.12: Desarrollo de la carga a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.14 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm y el umbral de detección de 0.1 pC.

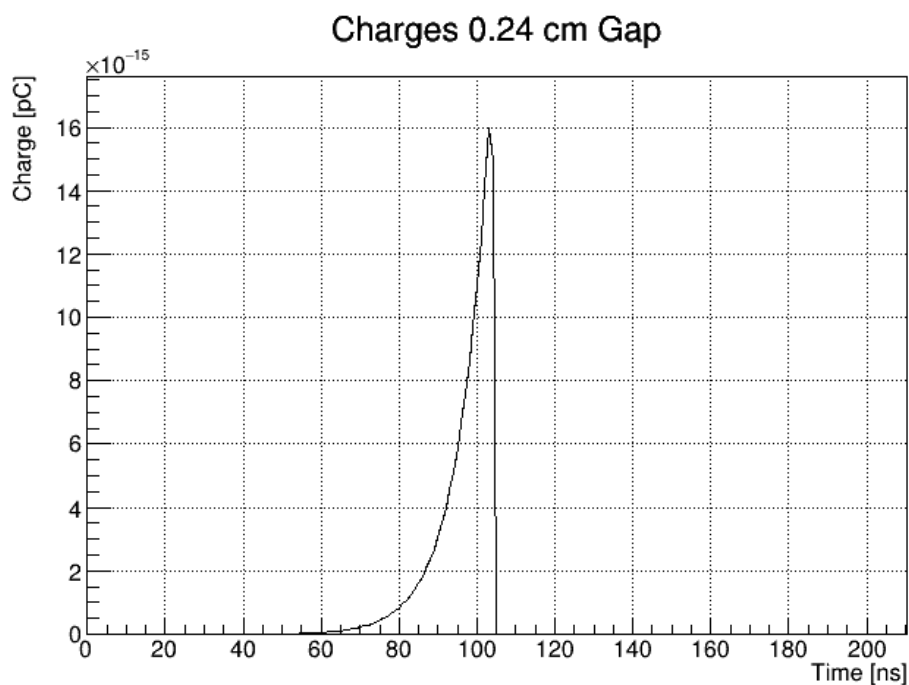


Figura 4.13: Desarrollo de la carga a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.24 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm y el umbral de detección de 0.1 pC.

4.5 Electrones producidos

En las figuras anteriores se puede observar que conforme se aumenta el ancho del gap el tiempo en el que se alcanza la mayor cantidad de carga disminuye drásticamente.

4.5 Electrones producidos

Las gráficas que a continuación se presenta como se desarrolla la producción de electrones a lo largo del tiempo, se utilizó la segunda configuración que está descrita en secciones anteriores.

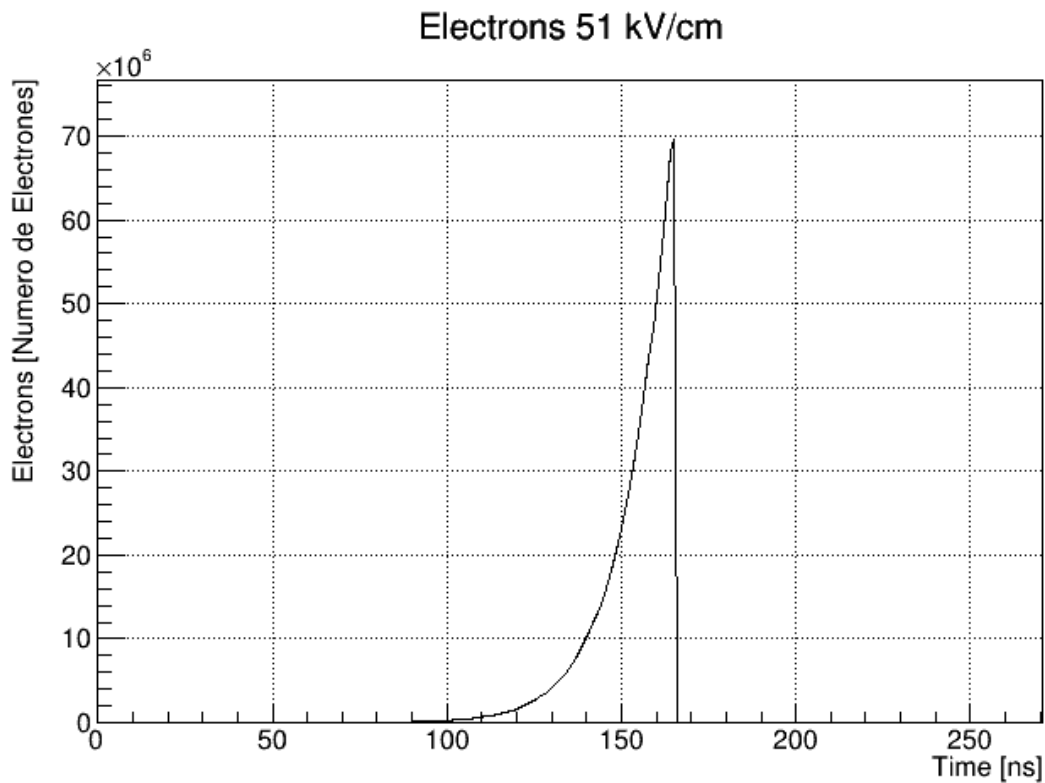


Figura 4.14: Producción de electrones a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.20 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 51 kV/cm.

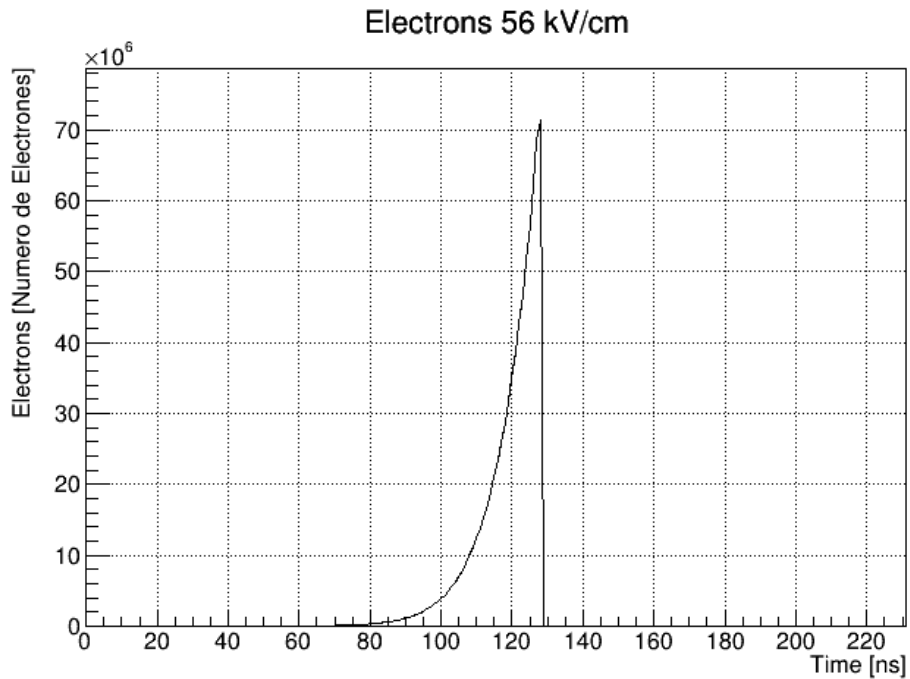


Figura 4.15: Producción de electrones a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.20 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

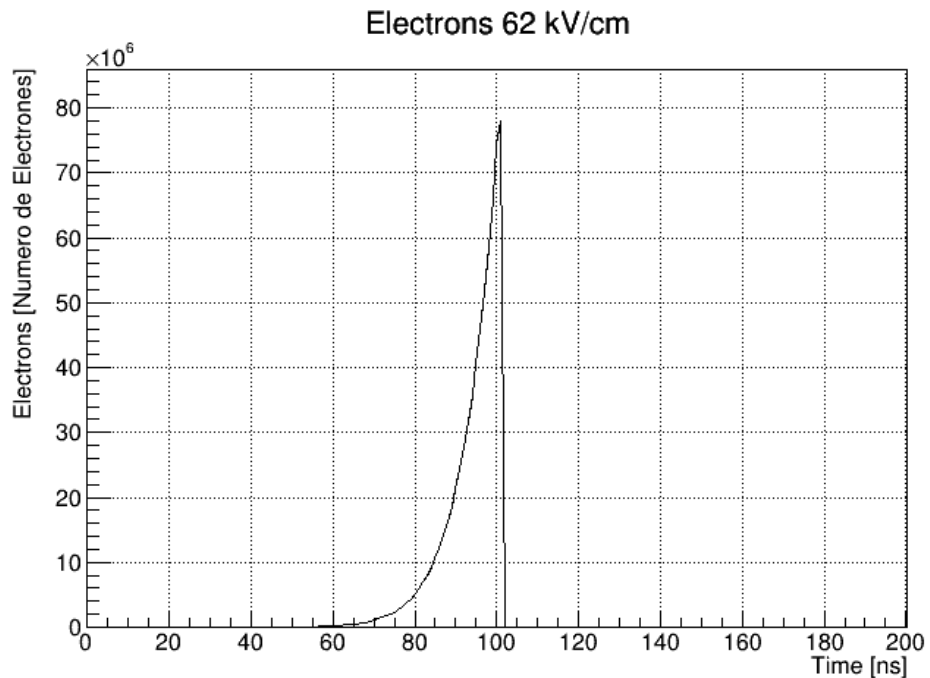


Figura 4.16: Producción de electrones a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.20 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 62 kV/cm.

Ahora se muestra algunos de los resultados de la producción de electrones obtenidos con la primera configuración descrita anteriormente.

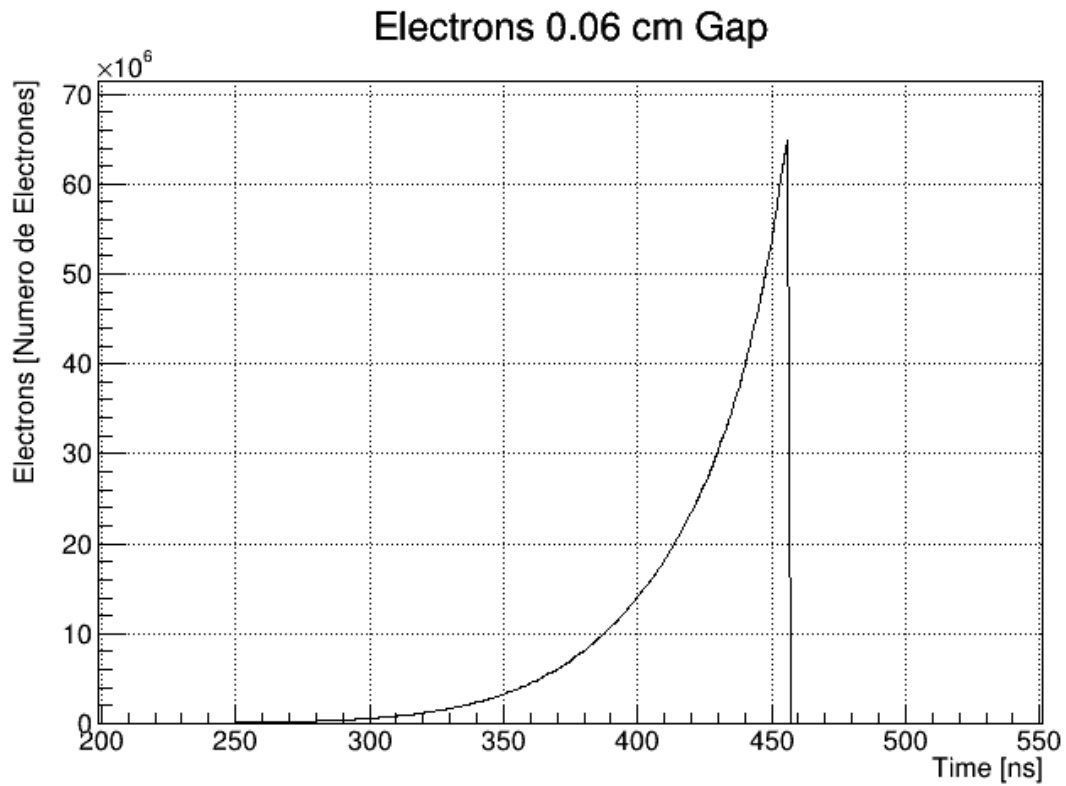


Figura 4.17: Producción de electrones a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.06 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

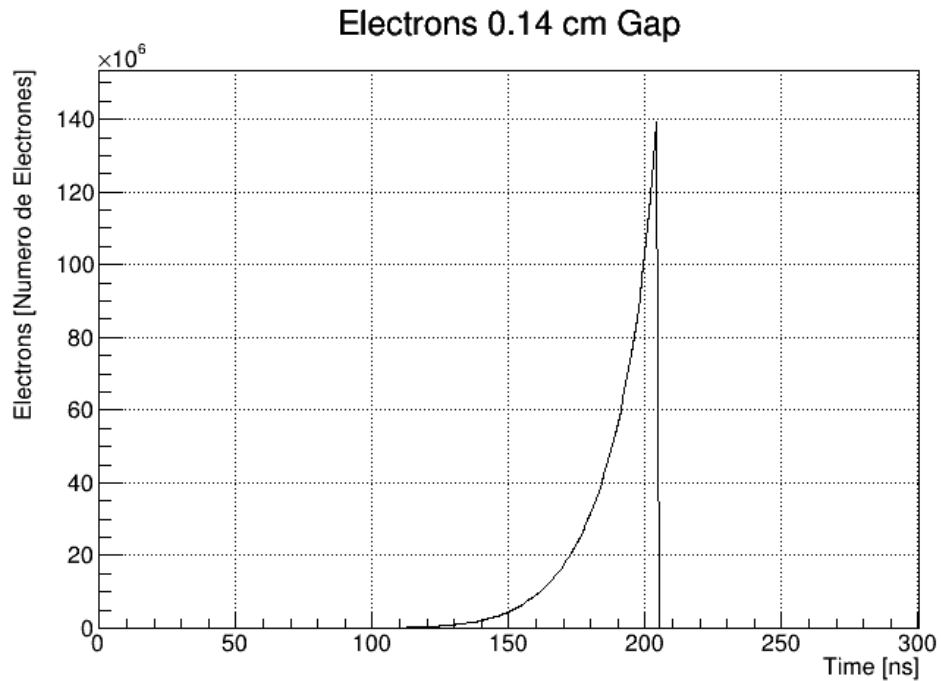


Figura 4.18: Producción de electrones a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.14 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

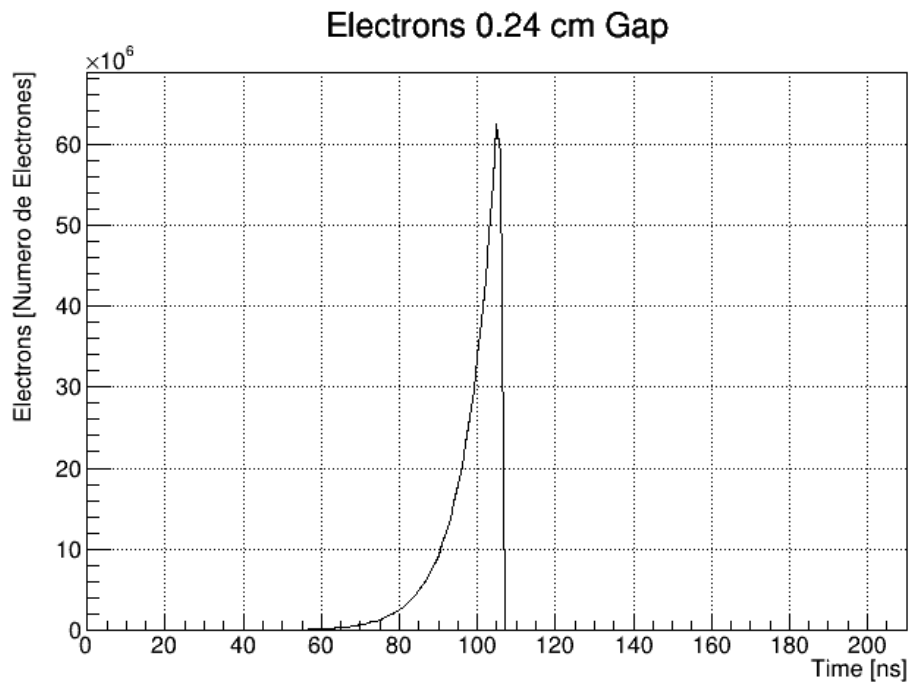


Figura 4.19: Producción de electrones a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.24 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

4.6 Señal

Las gráficas que a continuación se presentan se observa el desarrollo de la señal en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, se utilizó la segunda configuración que está descrita en secciones anteriores.

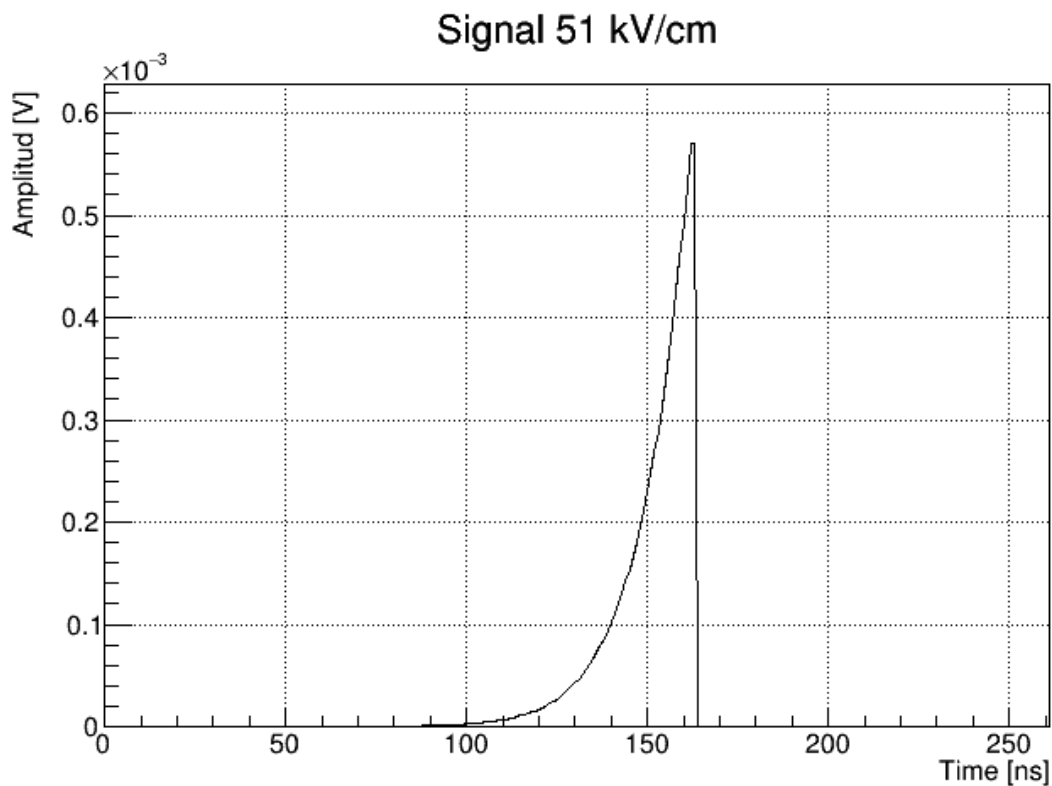


Figura 4.20: Señal inducida en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.20 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 51 kV/cm.

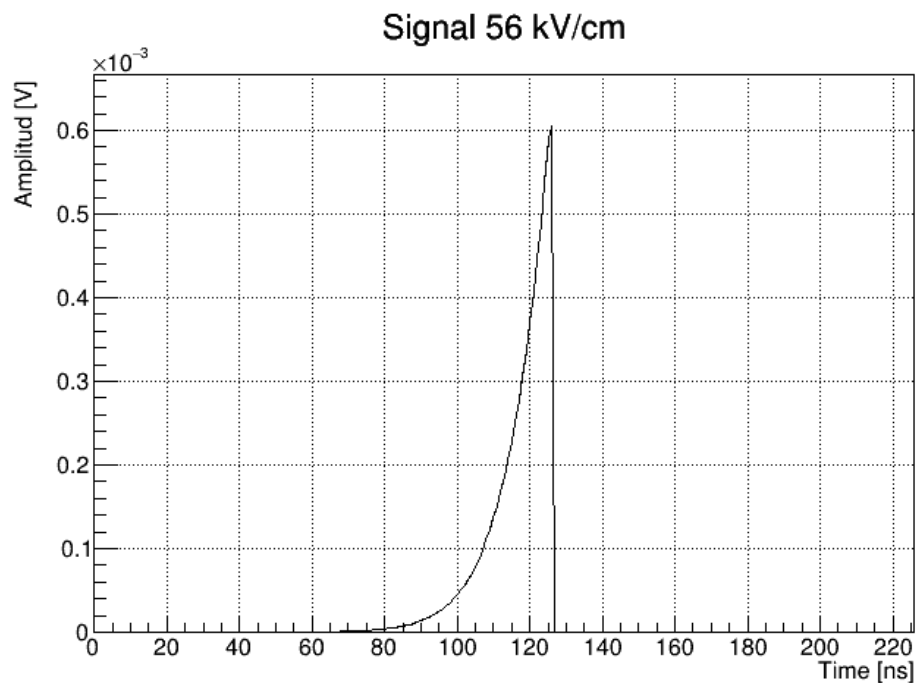


Figura 4.21: Señal inducida en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.20 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

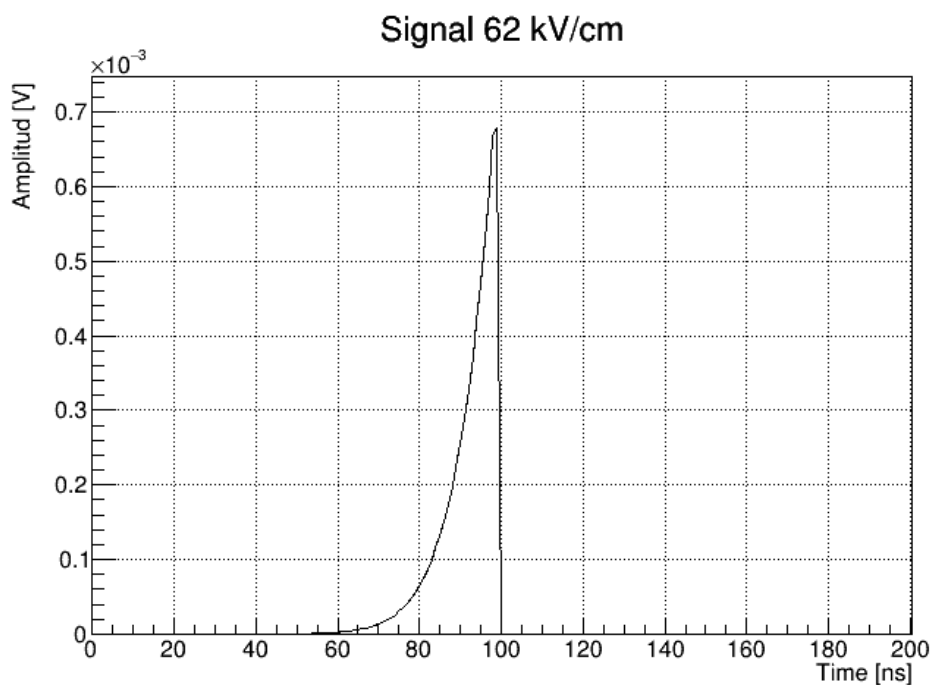


Figura 4.22: Señal inducida en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.20 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 62 kV/cm.

Ahora se muestra algunos de los resultados obtenidos con la primera configuración descrita anteriormente.

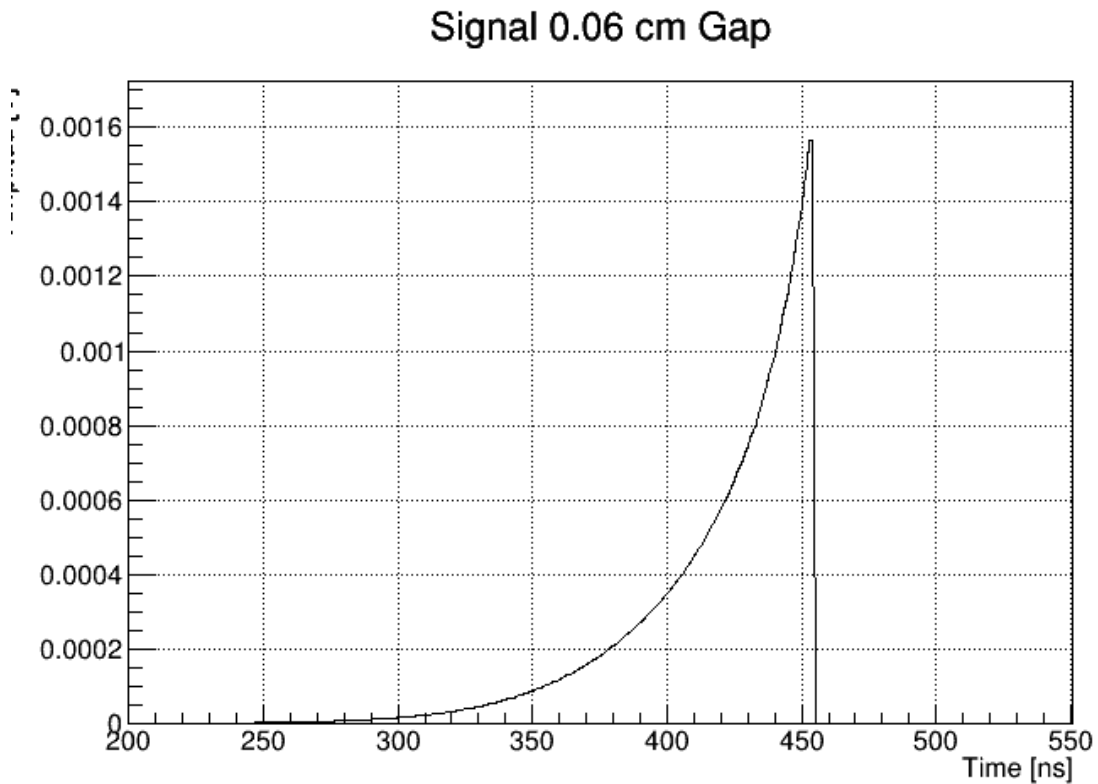


Figura 4.23: Señal inducida en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.06 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm

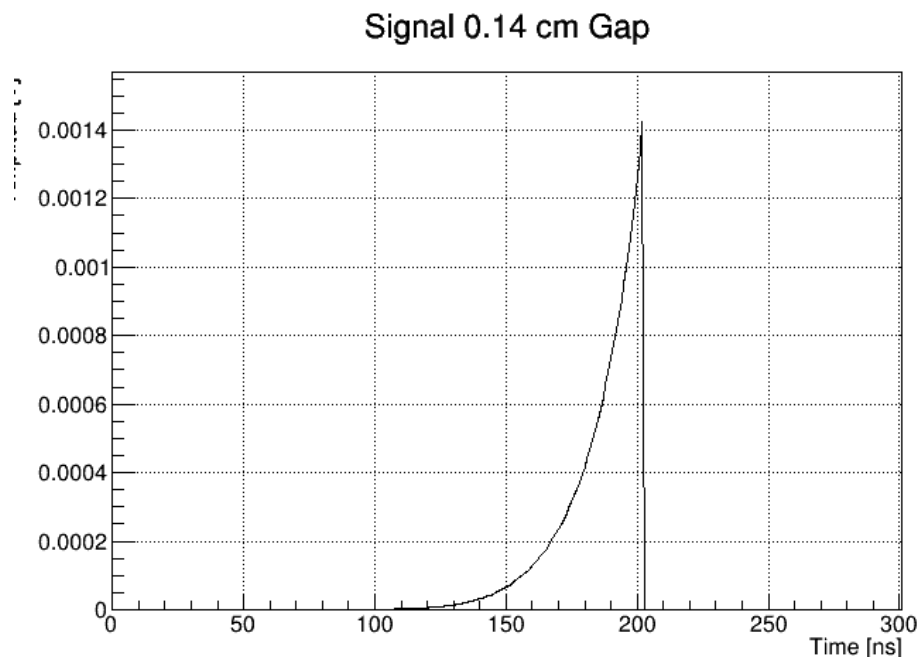


Figura 4.24: Señal inducida en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.14 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

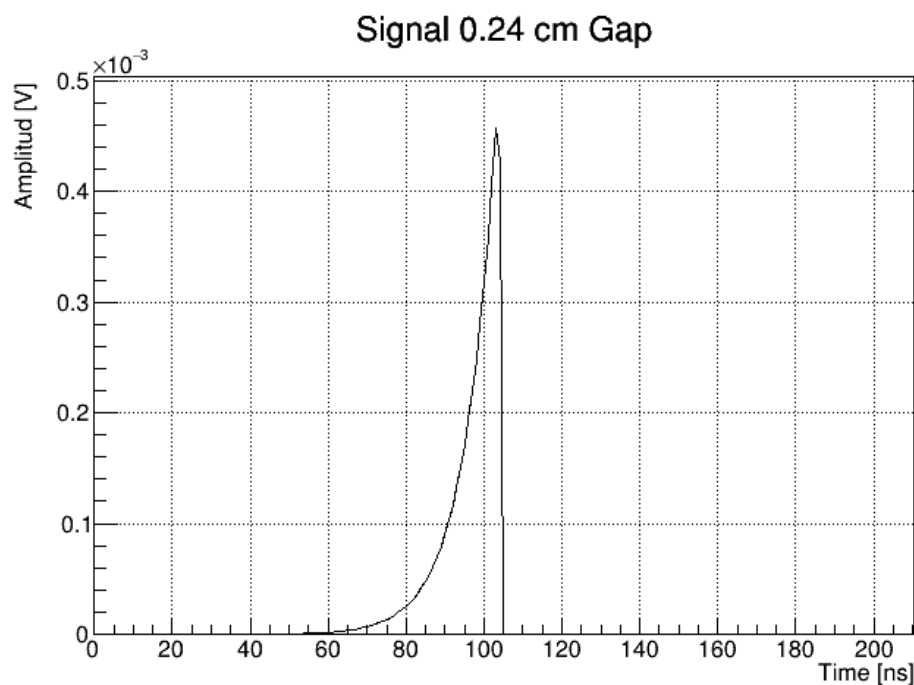


Figura 4.25: Señal inducida en el electrodo de lectura a lo largo del tiempo, la simulación está configurada a 500 pasos con un ancho de gap de 0.24 cm, una intensidad del campo eléctrico aplicado de 56 kV/cm.

4.7 Otros resultados

Se desarrollo un código para obtener los valores máximos de carga, número de electrones producidos y señal. Este mismo código también proporciona la información del tiempo que toma para llegar a estos valores máximos. Este código solo se implemento para la segunda configuración y a continuación se muestran los resultados obtenidos.

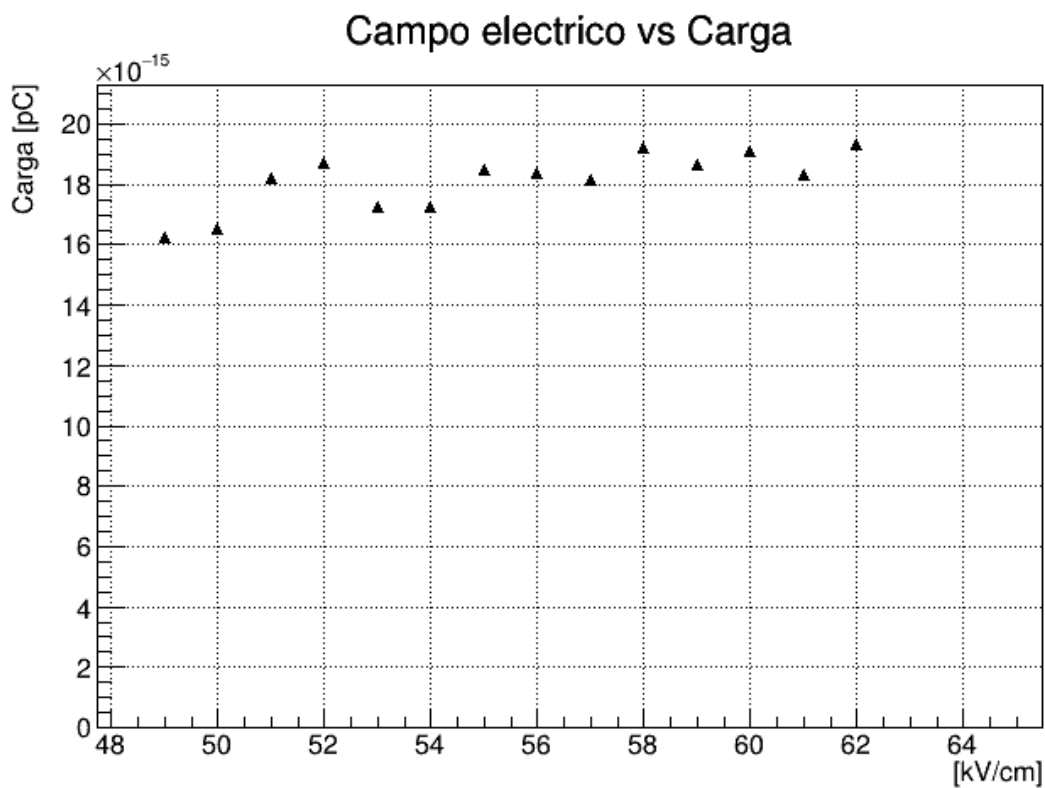


Figura 4.26: Valores máximos de carga obtenidos para los distintos valores de campo eléctrico, con un ancho de gap de 0.20 cm.

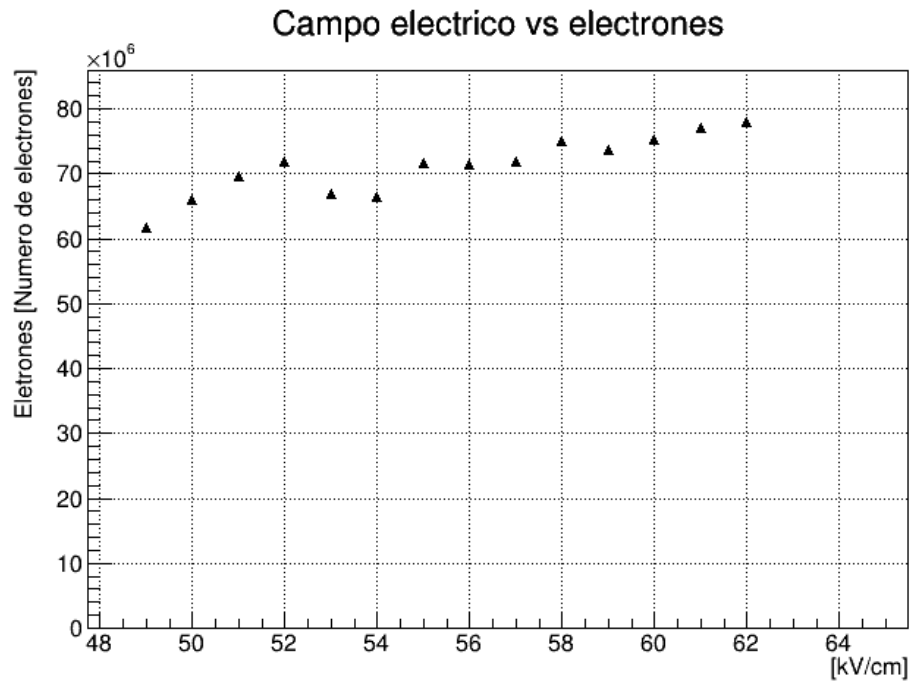


Figura 4.27: Valores máximos de electrones producidos carga para los distintos valores de campo eléctrico, con un ancho de gap de 0.20 cm.

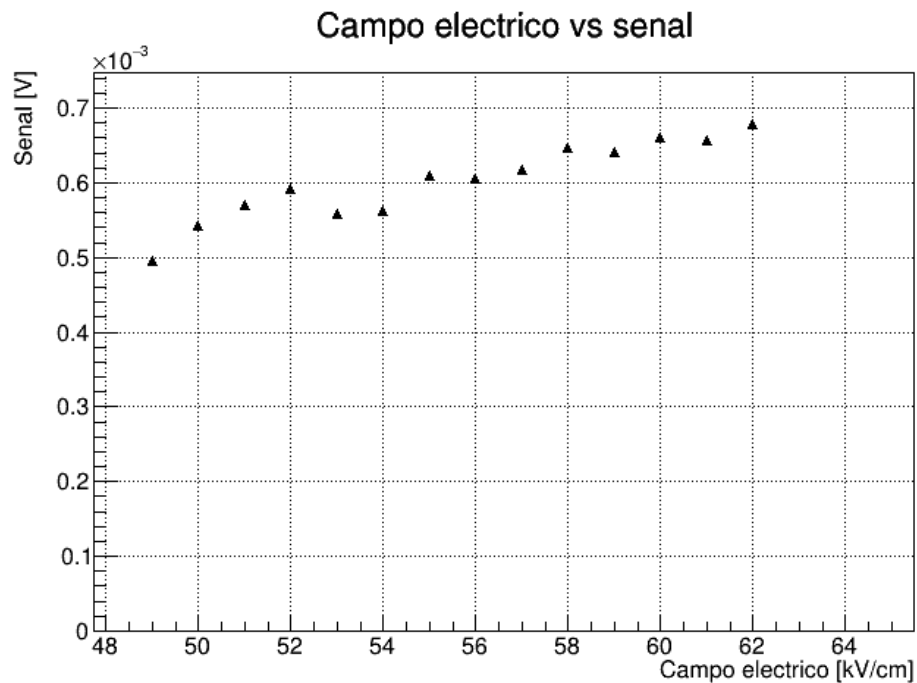


Figura 4.28: Valores máximos de la señal producida para los distintos valores de campo eléctrico, con un ancho de gap de 0.20 cm.

4.7 Otros resultados

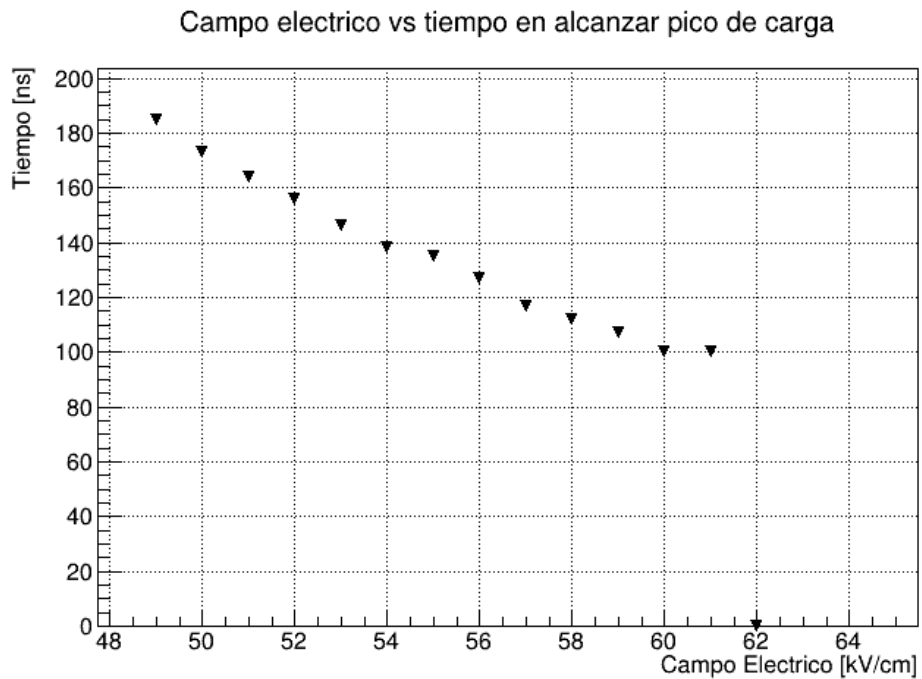


Figura 4.29: Tiempo en alcanzar el valor máximo de carga para los distintos valores de campo eléctrico, con un ancho de gap de 0.20 cm.

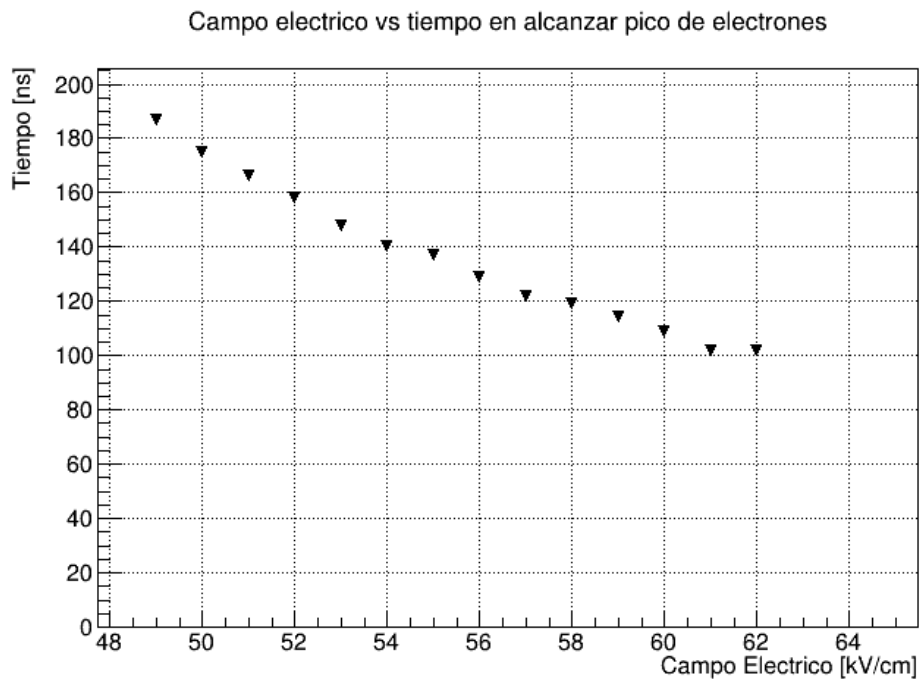


Figura 4.30: Tiempo en alcanzar el valor máximo de electrones producidos para los distintos valores de campo eléctrico, con un ancho de gap de 0.20 cm.

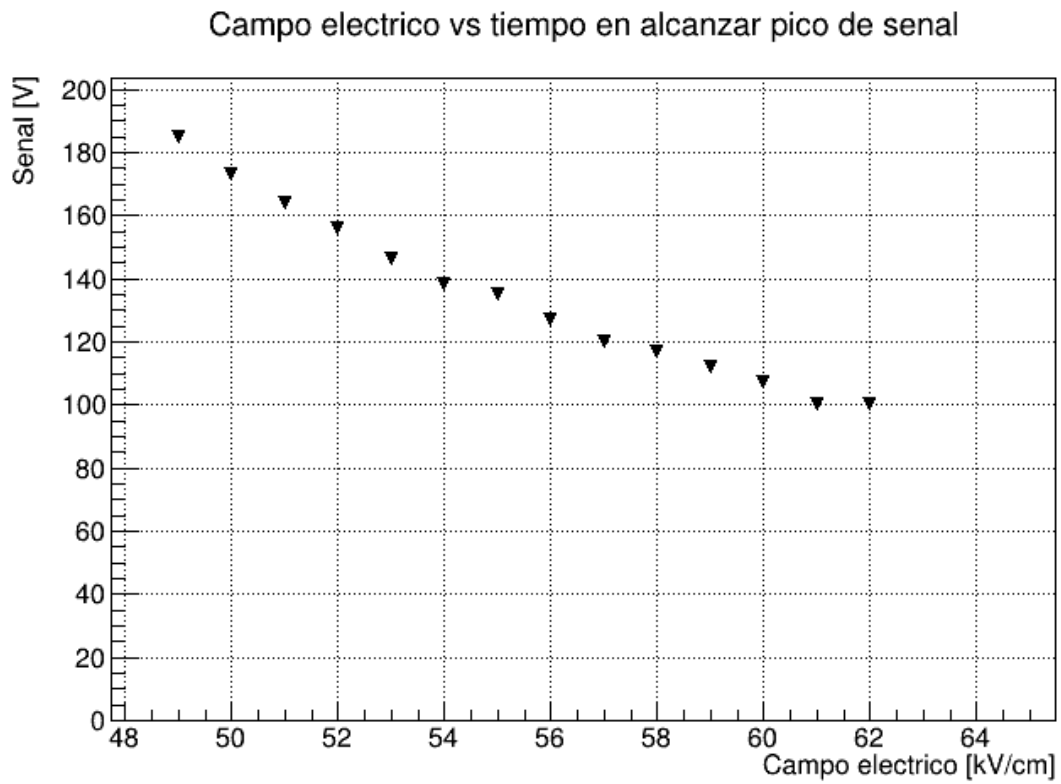


Figura 4.31: Tiempo en alcanzar el valor máximo de señal para los distintos valores de campo eléctrico, con un ancho de gap de 0.20 cm.

Velocidad de deriva y coeficiente de Townsend

Los resultados obtenidos en la literatura [26] se muestran a continuación y también son comparados con las velocidades y coeficientes obtenidos con el código de simulación implementado.

Voltaje (kV)	90%Freón 10%Isobutano	97% Freón 3% Isobutano	100% Freón (Simulación)
8.6	8.98 ± 0.21	8.87 ± 0.26	9.61
8.8	9.98 ± 0.54	9.51 ± 0.33	9.13
9.0	11.59 ± 0.63	10.13 ± 0.33	8.98
9.2	12.97 ± 0.45	10.66 ± 0.25	8.52
9.4	13.48 ± 0.12	10.85 ± 0.10	8.25

Tabla 4.1: Velocidades de deriva ($\text{cm}/\mu\text{s}$).

Voltaje (kV)	90%Freón 10%Isobutano	97% Freón 3% Isobutano	100% Freón (Simulación)
8.6	60.52 ± 2.58	60.12 ± 2.49	59.3
8.8	67.38 ± 2.77	66.74 ± 2.68	66.07
9.0	74.80 ± 3.01	72.80 ± 2.88	71.81
9.2	82.22 ± 3.24	80.46 ± 3.09	70.14
9.4	91.35 ± 3.51	89.35 ± 3.36	68.53

Tabla 4.1: Coeficientes de amplificación (cm^{-1}).

Capítulo 5

Conclusiones

Se logró diseñar y construir un detector de placas resistivas de 2 gaps construido completamente en el laboratorio de partículas elementales. Para esto se construyó el contenedor del detector a base de acrílico para tener un material con mayor resistividad eléctrica y que permite controlar el flujo de gas.

Se realizaron diferentes pruebas para validar el proceso de construcción del detector, como fugas de gas en la caja de acrílico, asilamiento eléctrico ante la polarización con los altos voltajes y soporte de altos flujos de gas.

Se instaló el detector, el sistema de distribución de gas y se diseñaron y construyeron los sistemas de control de flujo, regulación y monitoreo de flujo de gas.

Se conectó el detector RPC a un sistema de adquisición de datos para estudiar sus propiedades como eficiencia y resolución temporal, estos datos se adquirieron utilizando rayos cósmicos.

Los datos adquiridos muestran un comportamiento adecuado del detector, se pudo observar que a bajos voltajes el detector se comporta como un circuito abierto y a medida que se aumenta el voltaje y se acerca al valor de máxima eficiencia detecta más partículas hasta que el detector empieza a operar en modo streamer donde las señales se vuelven más ruidosas.

Se simularon los procesos físicos fundamentales que se desarrollan cuando una partícula cargada interactúa con el gas y el desarrollo de la avalancha de electrones que se crea entre los gaps del RPC.

Se implementó un modelo para la multiplicación de electrones dentro de una avalancha de Townsend. En este modelo el campo eléctrico se calcula dinámicamente, con la contribución de todas las cargas en el espacio de gas, modificando así la dinámica de la avalancha. Este es el llamado efecto de carga espacial. Estos efectos son esenciales en la modelización de avalanchas dentro de

un RPC, ya que explican la saturación en los procesos de multiplicación que es necesario para obtener señales inducidas coherentes.

Con el programa de simulación desarrollado, se modeló un detector RPC de doble gap con electrodos de vidrio, aunque no se modeló ninguna electrónica de amplificación o lectura, se han encontrado resultados coherentes en términos de los valores de los coeficientes de Townsend, adhesión, velocidades de deriva, así como en la cantidad de carga y electrones producidos.

La simulación tiende a ser inestable cuando se trabaja con valores altos de campo eléctrico, debido al enorme número de electrones propagados dinámicamente. Además, al considerar campos muy intensos esta simulación deja de ser válida, ya que las suposiciones detrás del modelo de Legler dejan de ser ciertas, además de que no se incluye el fenómeno de transición de avalancha a streamer, que involucra modelar la fotoionización del gas.

Bibliografía

- [1] Matthew B. Robinson, Karen R. Bland, Gerald B. Cleaver, and G. R. Dittmann. “A Simple Introduction to Particle Physics”, arXiv:0810.3328v1[hep-th] 18. Oct. 2008.
- [2] Mike Guidry Electroweak Interactions. An Introduction to the Physics Of Quarks Leptons, Jhon Wiley Sons, INC.1991.
- [3] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. Journal of Instr., 3:S08004, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [4] G. Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. Journal of Instr., 3:S08003, 2008. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [5] K. Jakobs. Physics at the LHC and sLHC. Nucl. Instr. and Meth. A, 636(1, Supplement):S1 – S7, 2011. doi:10.1016/j.nima.2010.04.077.
- [6] K. A. Olive et al. Review of Particle Physics. Chin. Phys., C38:399, 2014. doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [7] R. Santonico and R. Cardarelli. Development of resistive plate counters. Nucl. Instr. and Meth., 187(2):377 – 380, 1981. doi:10.1016/0029-554X(81)90363-3.
- [8] J. Alme et al. (ALICE TPC Collaboration), The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events, Nucl. Instr. and Meth. A 622 (2010) 316-367; arXiv:1001.1950v1 [physics.ins-det].
- [9] K A Olive et al. “Review of Particle Physics”. In: Chin. Phys. C38 (2014), p. 90001. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [10] W. Shockley. Currents to conductors induced by a moving point charge. Journal of Applied Physics, 9(10):635–636, 1938. doi:10.1063/1.1710367.

- [11] S. Ramo. Currents induced by electron motion. Proceedings of the IRE, 27(9):584–585, 1939. doi:10.1109/JRPROC.1939.228757.
- [12] W. Riegler. Induced signals in resistive plate chambers. Nucl. Instr. and Meth. A, 491(1 - 2):258 – 271, 2002. doi:10.1016/S0168-9002(02)01169-5.
- [13] Igor Smirnov. HEED++ simulation program. 2010. url: <http://ismirnov.web.cern.ch/ismirnov/heed>.
- [14] S. F. Biagi. “Monte Carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields”. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 421.1-2 (1999), pp. 234–240. issn: 01689002. doi: 10.1016/S0168-9002(98)01233-9.
- [15] GARFIELD framework. url: <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp/>.
- [16] Vincent Français. RPCSim. 2016. url: <https://github.com/vincentFrancais/RPCSim>.
- [17] M. Abbrescia, A. Colaleo, and G. Iaselli. “Progresses in the simulation of Resistive Plate Chambers in avalanche mode”. In: Nuclear Physics B- 78 (1999), pp. 459-464. doi: 10.1016/S0920-5632(99)00587-3.
- [18] M. Abbrescia et al. “The simulation of resistive plate chambers in avalanche mode: charge spectra and efficiency”. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 431.3 (1999), pp. 413–427. doi: 10.1016/S0168-9002(99)00374-5.
- [19] K. Abe et al. “Performance of glass RPC operated in streamer mode with SF 6 gas mixture”. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 455.2 (2000), pp. 397–404. doi: 10.1016/S0168-9002(00)00518-0.

[20] W. W. M. Allison. “The physics of charged particle identification”. In: Experimental techniques in high energy physics. 1987, pp. 371–418.

[21] S. Biswas et al. “Performances of linseed oil-free bakelite RPC prototypes with cosmic ray muons”. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 602.3 (2009), pp. 749–753. issn: 01689002. doi: 10.1016/j.nima.2008.12.131. arXiv: 0907.2976.

[22] Rene Brun and Fons Rademakers. “ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework”. In: Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. A 389 (1997), pp. 81–86. url: <http://root.cern.ch/>

[23] Vincent Français. Description and simulation of the physics of Resistive Plate Chambers. Nuclear Experiment [nucl-ex]. Université Clermont Auvergne, 2017. English. ffNNT : 2017CLFAC035ff. fftel01727712f.