



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Simulación de detectores RPC y comparación de su
respuesta a diferentes espesores de espaciado

Tesis presentada al

Posgrado en Física Aplicada

como requisito parcial para la obtención del grado de

MAESTRO EN CIENCIAS

por

Pedro Antonio García Parra

Asesorado por

Dr. Guillermo Tejeda Muñoz

Dr. Arturo Fernandez Tellez

Puebla Pue.
16 de enero de 2026

Título: Simulación de detectores RPC y comparación de su respuesta a diferentes espesores de espaciado

Estudiante: PEDRO ANTONIO GARCÍA PARRA

COMITÉ

Dr. Mario Rodríguez
Cahuantzi
Presidente

Dr. Enrique Varela Carlos
Secretario

Dr. Mario Iván Martínez
Hernandez
Vocal

Dr. Guillermo Tejeda
Muñoz
Asesor

Dr. Arturo Fernandez
Tellez
Asesor

Resumen

Las cámaras de placas resistivas (RPC) consisten en un par de placas de electrodos paralelas que tienen una alta resistencia, típicamente construidas de vidrio o baquelita, entre éstas se aplica un alto voltaje. Las placas están separadas por una cavidad (GAP) por donde circula una mezcla de gases, este GAP puede ser desde 0.1mm hasta varios milímetros.

Cuando partícula cargada atraviesa el GAP de un RPC ioniza las moléculas del gas y crea pares ion-electrón. Los electrones liberados se dirigirán hacia el ánodo bajo la influencia del campo eléctrico y ganarán energía al hacerlo; una vez que esta energía sea mayor a el potencial de ionización de las moléculas del gas habrá una probabilidad alta de que se genere un nuevo par ion-electrón que también estará ganando energía provocando así aún más ionización. El número de electrones aumentará de forma exponencial generando una cascada de electrones.

El tamaño del GAP es un factor que determina la velocidad de respuesta del RPC y su capacidad de medición. Se encuentra que un GAP grande tiene un rango dinámico de ganancia más pequeño por lo que puede operar con una carga de avalancha promedio más pequeña lo que lleva a una capacidad de tasa de respuesta más grande y a una menor disipación de energía en el volumen del gas. Sin embargo, es más fácil obtener una mejor medición del tiempo con un GAP pequeño.

Debido a que los RPC tienen una muy buena resolución temporal y espacial, al igual de que su precio de elaboración no es muy alto, se han usado en muchas aplicaciones prácticas al igual que para la investigación. Numerosas simulaciones se han descrito en la literatura. La simulación de un detector es una herramienta muy importante para su desarrollo y construcción ya que permite probar el diseño y obtener predicciones sobre su funcionamiento.

Para la simulación se pretende usar el marco de trabajo de GARFIELD++ que servirá para la simulación del campo eléctrico, en general, GARFIELD es un conjunto de herramientas usado para la simulación de detectores de partículas basados en la medición de ionización en gases y semiconductores. Los parámetros del gas serán obtenidos mediante el uso del programa de simulación MAGBOLTZ, este programa resuelve las ecuaciones de transporte de los electrones en una mezcla de gases bajo la influencia de campos electromagnéticos.

Agradecimientos

Quiero agradecer a la Secretaria de Ciencia, Humanidades, Tecnología e Innovación (SECIHTI) por la beca de maestría que me brindó el apoyo financiero durante estos dos años de estudios. También agradezco a la benemérita universidad autónoma de puebla (BUAP) y a la facultad de ciencias físico matemáticas (FCFM) por ser mi hogar durante este bonito periodo de mi vida.

También quiero agradecer a mis asesores, el doctor Guillermo Tejeda Muñoz, y el doctor Arturo Fernández Téllez, por apoyarme durante todo este periodo y brindarme la guía necesaria para concluir este proyecto; y especialmente por ofrecerme diversas oportunidades para expandir mi formación académica.

Agradezco enormemente a mi familia, mi madre Trinidad Parra Amoros, mi padre Pedro García Martínez, y mi hermano Joshua Micael García Parra, por acompañarme en este gran viaje, que, si bien no estuvieron físicamente a mi lado, están siempre conmigo, y su apoyo incondicional es mi motivación para alcanzar mis sueños.

Agradezco profundamente a mi pareja, Melissa Escalante Ávila, por estar siempre a mi lado, brindarme alegría en los días más pesados, y acompañarme en esta nueva aventura en una ciudad tan lejos de casa. Te amo.

Finalmente, quiero mostrar mi gratitud a todos mis amigos y compañeros que me han apoyado a lo largo de mi vida personal y académica; Alejandro Macías, Carlos López, Joel García, Sealtiel Gallardo, Melissa Fuentes, Daniel Gaytán, Beymar Mamani, Leonardo Fernández, Adriana Cruz, Juan Pablo, Lorena Victoria, Ronaldo Jardiel, Isaac Cruz, Ian Gamez, Alvaro Pintle, y Alexei Montiel. Sin ustedes jamás habría llegado tan lejos.

Gracias.

A mi familia y amigos.

Índice general

Resumen	I
Agradecimientos	III
Índice de figuras	IX
1. Introducción	1
1.1. Física de altas energías	1
1.2. CERN y uso de detectores	1
1.3. Objetivo de esta tesis	7
2. Camara de placas resitivas, fabricación, y sistema de adquisición de señales	9
2.1. Descripción y principio de operación de una RPC	9
2.2. Modos de operación	10
2.2.1. Modo de avalancha	11
2.2.2. Modo de descarga o <i>streamer</i>	13
2.3. Cavidad de gas o GAP	13
2.3.1. Mezcla de gases	13
2.4. Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC)	15
2.5. Fabricación de detectores MRPC por el grupo ALICE-BUAP	17
2.6. Sistema de adquisición de señales	17
2.6.1. PETIROC 2A	20
2.6.2. Medición de carga	21
2.6.3. Medición de tiempo	21
3. Física relevante durante el proceso de detección	23
3.1. Ionización primaria en gases	23
3.1.1. Formula de Bethe-Bloch para la perdida de energía media al atravesar un medio	23
3.2. Distribución de los cúmulos de electrones	24
3.3. Avalancha	24
3.4. Desarrollo de la avalancha y su propagación	25
3.4.1. Modelo de Riegler-Lippmann-Veenhof	26
3.5. Difusión y deriva de los electrones	28
3.6. Influencia de la carga espacial sobre el campo eléctrico	31
3.6.1. Saturación de la carga	31
3.7. Electrostática de una carga puntual	32
3.7.1. Potencial eléctrico de una carga puntual	32
3.7.2. campo electrico de una carga puntual	35
3.8. Señal inducida	35
3.8.1. Campo de peso	37

3.8.2. Campo de peso para una geometría de dos gaps	38
4. Simulación	39
4.1. Implementación del modelo	39
4.2. Creador de números pseudoaleatorios	40
4.2.1. Tipos de generadores de números aleatorios	40
4.2.2. SIMD-oriented Fast Mersenne Twister	41
4.3. Multiplicación de los electrones	41
4.4. Difusión	42
4.4.1. Difusión longitudinal	42
4.4.2. Difusión transversal	42
4.5. Efecto de la carga espacial	44
4.6. Señales inducidas en los electrodos de salida	45
5. Resultados	47
5.1. Resultados de la simulación	47
5.1.1. Eficiencia simulada	48
5.1.2. Resolución temporal	49
5.1.3. Espectro de carga	52
5.2. Resultados experimentales	54
5.2.1. Eficiencia para un RPC real de dos gaps	55
5.2.2. Resolución temporal para un RPC real de dos gaps de 0.5 mm	56
5.3. Comparación de resultados simulados y experimentales	56
6. Conclusión	59
Bibliografía	61

Índice de figuras

1.1. Modelo estandar	2
1.2. Esquema del Gran Colisionador de Hadrones (LHC)	3
1.3. Detector ALICE durante la corrida 2 del LHC.	3
1.4. Diagrama de ALICE 3	5
1.5. Señal del mesón J/ψ	5
1.6. Diagrama del sistema de Identificación de muones (MID)	6
2.1. Diagrama de un RPC.	9
2.2. Principio de operación de un RPC	10
2.3. Avalancha de electrones	11
2.4. Modo de avalancha	12
2.5. Modo de descarga	14
2.6. Diagrama esquemático de un detector MRPC.	16
2.7. Proceso de construcción de un detector MRPC.	18
2.8. Placa usada para el sistema de adquisición de datos.	19
2.9. Diagrama de bloques lógicos de los canales del PETIROC 2A	20
2.10. Diagrama del modelador (<i>shaper</i>) CRRC utilizado para la medición de la carga.	21
2.11. Ilustración del mecanismo <i>Track & Hold</i> del SCA para la señal del <i>shaper</i> CRRC.	22
2.12. Ilustración de la medición del tiempo fino (<i>fine time</i>) en el PETIROC 2A.	22
3.1. Densidad de los cúmulos de electrones en una mezcla de gases de $C_2H_2F_4/SF_6/i-C_4H_{10}$	25
3.2. Coeficiente de Townsend α y de acoplamiento η	26
3.3. Velocidad de deriva de los electrones.	29
3.4. Coeficientes de difusión longitudinal y transversal.	30
3.5. Representación del efecto de la carga espacial sobre el campo eléctrico aplicada E_0	31
3.6. Geometría para la resolución del problema electrostático de 3 capas.	33
3.7. Gráficas de los cuatro términos del potencial	34
3.8. Diferencia entre la expresión completa del campo eléctrico E_z (ecuación (3.30c)) y una versión simplificada E_{z_s}	36
3.9. Geometría de un RPC simple.	38
4.1. Numero de electrones producidos.	42
4.2. Ejemplo de la contribución de los efectos de difusión.	43
5.1. Geometría de los detectores simulados.	47
5.2. Gráficas de la eficiencia porcentual de detectores RPC simulados.	48
5.3. Histograma del tiempo de detección para un detector RPC simulado.	49
5.4. Histogramas del tiempo de detección a diferentes voltajes aplicados.	50
5.5. Gráficas de la resolución temporal en función del voltaje aplicado.	51
5.6. Comparación entre el tiempo de detección de un mismo evento simulado 10,000 veces y 10,000 eventos diferentes.	52

5.7. Señal típica producida por un detector RPC.	52
5.8. Histograma de la carga inducida en los electrodos de salida para un detector RPC simulado.	53
5.9. Histograma de la carga inducida en los electrodos de salida para dos detectores RPC de diferente tamaño de gap.	53
5.10. Arreglo experimental utilizado durante la toma de datos.	54
5.11. Gráfica de la eficiencia de un detector RPC real de dos gaps de 1 mm de grosor. . .	55
5.12. Gráfico de la eficiencia de un detector RPC real de dos gaps de 0.5 mm de grosor. .	56
5.13. Histograma de la diferencia entre el tiempo de disparo del PMT superior y el tiempo del RPC.	56
5.14. Comparación entre las curvas de eficiencia de un RPC de gaps de 1 mm simulado y uno real	57
5.15. Comparación entre las curvas de eficiencia de un RPC de gaps de 0.5 mm simulado y uno real	58

Capítulo 1

Introducción

1.1. Física de altas energías

La física de partículas, o física de altas energía, trata de entender las leyes fundamentales de la naturaleza, las partículas que constituyen a la materia y su interacción entre ellas. Esto se estudia mediante el modelo estándar [44]; en esta teoría se nombra a los quarks y leptones como los bloques fundamentales de la materia y forman una categoría llamada fermiones; las interacciones entre fermiones se describen mediante partículas mediadoras de las fuerzas, los bosones. La fuerza electromagnética estaría mediada por los fotones, la fuerza débil por los bosones Z y W, y la fuerza nuclear fuerte por gluones. [20]

La figura 1.1 vemos un resumen del modelo estándar ejemplificando las categorías y partículas que engloba esta teoría. Podemos ver que los fermiones están separados en 3 subcategorías llamadas generaciones. La generación I, en la que se encuentra el electrón, contiene las partículas necesarias para la construcción de la materia cotidiana y los productos de decaimientos nucleares; la segunda generación, que se caracteriza por contener partículas con más masa que la generación anterior, se puede encontrar en la radiación cósmica, como los muones; mientras que la tercera generación contiene a las partículas con más masa y por consecuencia tienen el tiempo medio de vida menor de las tres generaciones no son fácilmente encontradas en la naturaleza. [5]

Las propiedades de cada uno de los doce fermiones fundamentales dictan las interacciones que pueden tener. Todos los fermiones 'sienten' la fuerza débil de modo que todos pueden tener interacciones débiles. Los neutrinos, al ser neutros, son los únicos que no pueden interactuar electromagnéticamente. Por otro lado, los quarks son los únicos que tienen un análogo a la carga electromagnética llamada carga de color, por lo que son los únicos que pueden tener interacciones fuertes. [20]

1.2. CERN y uso de detectores

El gran colisionador de Hadrones, o LHC por sus siglas en inglés, es el acelerador de partículas más grande del mundo. Se encuentra ubicado en la frontera franco-suiza al fondo de una caverna y consiste de un anillo de 27 kilómetros de diámetro con imanes superconductores y estructuras aceleradoras que sirven para aumentar la energía de las partículas a lo largo del trayecto [13, 10]. El diseño de este anillo consta de dos tuberías que se cruzan en cuatro lugares específicos como se observa en la figura 1.2, cada uno de estos lugares corresponde a la ubicación de un detector de partículas: ATLAS, CMS, ALICE y LHCb [13]. Por estas tuberías circulan haces de partículas altamente energéticas, Cada haz viaja en direcciones opuestas lo que permite que sean colisionados.

		Fermions			Bosons	
		I	II	III		
Quarks		u 1968	c 1974	t 1995	g 1978	H 2012
		d 1968	s 1968	b 1977	γ 1923	
Leptons		e 1897	μ 1937	τ 1976	Z 1983	Gauge bosons
		ν_e 1956	ν_μ 1962	ν_τ 2000	W 1983	

Figura 1.1: Modelo estandar

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es uno de los experimentos más grandes del LHC, este está optimizado para el estudio de materia de Cromodinámica Cuántica, o QCD por sus siglas en inglés, la cual es creada durante colisiones altamente energéticas entre núcleos de plomo.

El estudio de la QCD ha llevado a la predicción de la existencia de un estado des-confinado de quarks y gluones, nombrado *plasma de quarks y gluones*, cuando la densidad de energía supera 1 GeV/fm^3 [23]. Este estado de la materia ocurrió en los primeros momentos del universo, cuando la edad de éste era de 10^{-12} a 10^{-5} s, sin embargo, colisiones altamente energeticas de nucleos permiten alcanzar esas densidades de energía en un pequeño volumen y con una duración limitada. [16]

El detector Alice, figura 1.3 [32], tiene dimensiones de $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^2$ y un peso aproximado de 10,000 t. Fue inicialmente diseñado para soportar la densidad de partículas esperada de colisiones centrales de núcleos de plomo (Pb-Pb). Tiene un bajo umbral de momento transverso de $p_T^{min} \approx 0.15 \text{ GeV/c}$ y buenas capacidades para identificar partículas (PID) de hasta 20 GeV/c [16]. Los sistemas de detección de ALICE caben en tres categorías: detectores del barril central, los detectores en la región frontal y el espectrómetro de muones. Uno de los detectores del barril central es el detector de Tiempo de Vuelo (TOF), este consta de un arreglo de Cámaras de Placas Resistivas de multiples gaps (MRPC), se hablará mas a detalle de ellos en el capítulo 2, estos se encuentran ubicados a una distancia de 3.7 a 3.99 m del eje del haz y cubren toda el rango azimutal y la pseudorapidéz de $-0.9 < \eta < 0.9$ [4]. En colisiones de Pb-Pb en un rango de centralidad de 0 – 70 % la resolucion del TOF es de 80 ps para Piones con momento de 1 GeV/c y produce identificación de partículas a rangos intermedios de momento, hasta 2.5 GeV/c para piones y kaones, y hasta 4 GeV/c para protones. [16]

ALICE se mantuvo sin cambios y relcolectó datos de colisiones de Pb-Pb, pp, p-Pb durante la corrida, o RUN, 1 y 2 del LHC [32]; mientras que para la RUN 3 se realizaron cambios que mejoran las capacidades de medición de procesos o partículas producidas en interacciones de alta transferencia de momento [6]. Una de las mejoras más significativas fue la lectura continua de la Camara de Poyección Temporal (TPC) al hacer uso de la tecnología de multiplicador de electrones gaseoso (GEM) que aumenta los resultados estadísticos de los eventos al permitir la

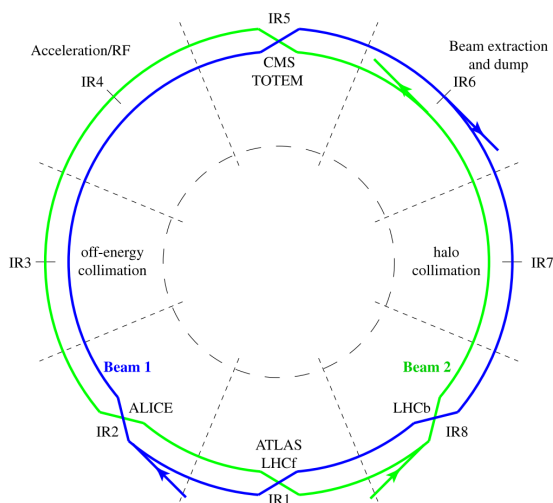


Figura 1.2: Esquema del Gran Colisionador de Hadrones (LHC) separado en 8 segmentos, en los segmentos IR1, IR2, IR5 e IR8 se pueden ver los cruces de los haces ya que ahí se encuentran los 4 experimentos más grandes del LHC: ATLAS, ALICE, CMS y LHCb.

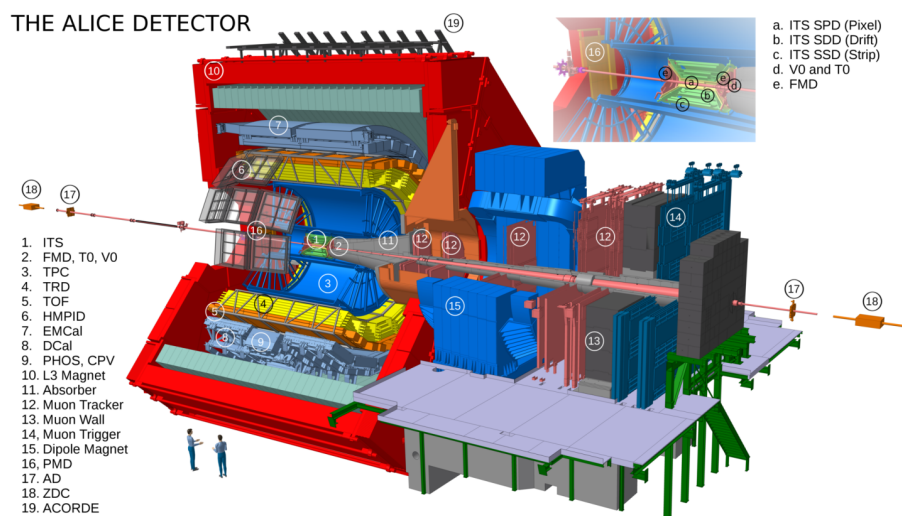


Figura 1.3: Detector ALICE durante la corrida 2 del LHC. Se muestra la ubicación de todos los sistemas de detección instalados.

captura de una gran cantidad de datos. También se realizó una mejora a la resolución espacial para la reconstrucción de vértices al mejorar el sistema interno de trazado (ITS2); y se instaló un sistema de seguimiento frontal de Muones (MFT) que permite el estudio de sabores pesados y estados de quarkonio en la región de rapidez frontal (alta pseudorrapidez). También se añadió otro detector llamado Disparador Rápido de Interacción (FIT) [45] el cual fue diseñado para monitorear la luminosidad, determinar el tiempo de colisión y ayudar para la recolección de datos no sesgados de multiplicidad en la región frontal.

En resumen, el detector ALICE operó correctamente durante casi una década, de 2010 a 2018, periodo en el cual cumplió los objetivos de física previstos para las RUN 1 y 2. Posteriormente, durante el segundo long shutdown (LS2) se implementó un programa de mejoras que dio lugar al arreglo conocido como ALICE 2. Actualmente, se están preparando más mejoras que ocurrirán durante el tercer Long Shutdown (LS3), en el cual se mejorará el sistema de trazado interno, ITS3, y se añadirá un calorímetro para la región frontal, FoCal.

A futuro, se desarrollan planes para una nueva fase del experimento, ALICE 3, que incorporará tecnologías de próxima generación. Estas modificaciones están previstas para el cuarto Long Shutdown (LS4) programado para el año 2034-2035 [17].

Los planes proponen un detector equipado con un sistema de trazado que ofrece una resolución espacial de apuntamiento sobre un amplio rango de pseudorrapidez ($-1 < \eta < 4$). Dicha resolución se busca alcanzar colocando los sensores lo más cerca posible al punto de colisión y minimizando el grosor de las capas. Al utilizar sensores de silicio delgados con un sistema de soporte mínimo, y colocando la primera capa en una estructura móvil que tenga la capacidad de cerrarse una vez que el haz haya sido inyectado y estabilizado, se espera obtener una resolución de apuntamiento de $10\ \mu\text{m}$ tanto en la dirección longitudinal como en la transversal, para momento transversal $p_T = 200\ \text{MeV}/c$ en la región de rapidez central. Esta resolución se estima que será aproximadamente tres veces mejor que la del sistema ITS3 [17].

Además, en los planes del futuro ALICE 3 se incluyen múltiples subsistemas de detección destinados a la identificación de partículas, entre los cuales se encuentran capas de silicio de tiempo de vuelo (TOF), un detector Cherenkov de imagen en anillo (RICH) con lectura de alta resolución, un sistema de identificación de muones (MID), un calorímetro electromagnético (ECal), y un rastreador de conversión de fotones hacia adelante (FCT). En la figura 1.4 podemos ver un diagrama del futuro detector ALICE 3 y cómo se planea ubicar cada uno de estos sistemas de detección e identificación. Estos sistemas permiten una alta pureza en la separación de electrones con momento transversal desde $15\ \text{MeV}/c$ hasta $3\ \text{GeV}/c$ en la región central, y de hadrones en un amplio rango de momento. El sistema de identificación de muones está pensado para el estudio y la medición del mesón J/ψ por lo que estará optimizado para la medición de muones con momento transversal a partir de aproximadamente $1.2\ \text{GeV}/c$ [17].

El mesón J/ψ es muy importante en la física de los estados ligados de quarks pesados, conocidos como quarkonios. Su descubrimiento en noviembre de 1974, de manera simultánea en los laboratorios BNL y SLAC [46] marcó un hito importante para la física de altas energías. Ambos experimentos detectaron una resonancia hadrónica inusual en la producción de pares e^+e^- a una masa de aproximadamente $3.1\ \text{GeV}/c^2$; en la figura 1.5 podemos observar las señales que encontraron estos dos grupos que dieron como resultado el descubrimiento del mesón J/ψ .

Hasta ese momento, partículas tan pesadas tenían tiempos de vida extremadamente pequeños, del orden de $10^{-26}\ \text{s}$, mientras que el J/ψ mostraba una vida media miles de veces mayor. La comunidad científica inicialmente tomó este resultado como evidencia del entonces postulado bosón W; sin embargo, el J/ψ no mostraba señales de violación de paridad, una característica

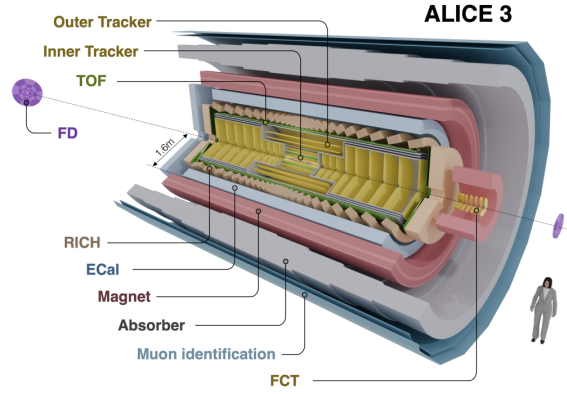


Figura 1.4: Diagrama del futuro detector ALICE 3, se observan los nuevos sistemas de detección que se planean añadir y/o mejorar.

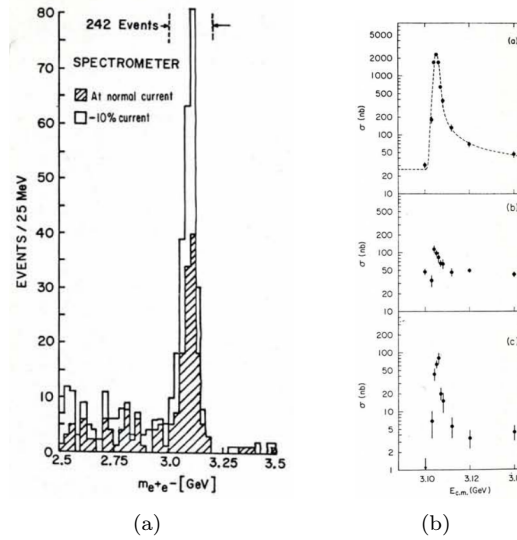


Figura 1.5: (a) Señal detectada por el grupo BNL. La señal del J/ψ se observa como un pico inusual en la distribución de la masa total de los pares electrón-positrón. (b) Señal reportada por el grupo de SLAC. Podemos ver como, en el recuadro superior, hay un incremento de 100 veces en la sección eficaz de aniquilación e^+e^- al pasar por la resonancia de 3.1 GeV. Gráficos obtenidos de [36].

distintiva de las interacciones débiles, por lo que la hipótesis del bosón W tuvo que ser descartada. De esta manera, tuvo que aceptarse que este nuevo J/ψ era, de hecho, un hadrón, y que su longeva vida media estaba relacionada con la existencia de un nuevo número cuántico: el charm [36].

El quark charm puede formar estados ligados compuestos por un quark y un antiquark del mismo sabor, $c\bar{c}$ [33]. Así la resonancia observada del J/ψ representó la primera evidencia experimental de este sistema, que posteriormente se llamó charmonio. Haciendo una analogía al átomo de hidrógeno, se esperaba que este nuevo sistema contuviera un espectro de resonancias correspondientes a distintos estados de excitación del par de quarks pesados $c\bar{c}$; a diferencia del átomo de hidrógeno, el cual está gobernado por la fuerza electrostática de Coulomb, las propiedades del charmonio estarían determinadas por la interacción fuerte [46]. De esta manera, el estudio de estos estados, y en particular del mesón J/ψ , continúa siendo de gran interés, ya que su producción brinda información clave sobre la formación y propiedades del plasma de quarks y gluones.

Por este motivo, el sistema de identificación de muones (MID) del futuro experimento ALICE 3 constituye un elemento fundamental, ya que su principal objetivo es la reconstrucción de estados de quarkonio, en particular de charmonio, a partir de momentos transversos tan bajos como $p_T = 0$ en un rango de rapidez $|y| < 1.24$ para el canal de decaimiento dimuónico. Para alcanzar esta capacidad, el MID debe ser capaz de identificar muones con momento desde $p \approx 1.5$ GeV/c en la sección de pseudorapidez central ($\eta \approx 0$). La reconstrucción de estos muones permitirá que ALICE 3 conserve las capacidades presentes actualmente en el detector ALICE de medir con alta pureza al mesón J/ψ con momento transversal $p_T = 0$ en la región central [17].

Como se puede ver en la figura 1.4, el sistema MID se instalará fuera del imán superconductor e incluirá una capa de absorbedor de acero magnético estándar que tendrá un peso aproximado de 1000 toneladas. Este absorbedor garantiza una longitud de absorción uniforme de aproximadamente 4 longitudes de interacción hadrónica. Alrededor de este absorbedor se posicionarán las cámaras de muones, como se puede ver en la figura 1.6.

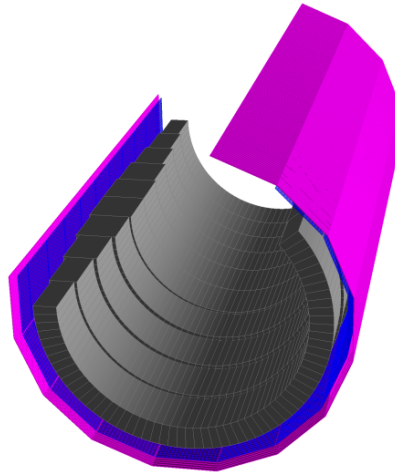


Figura 1.6: Diagrama del sistema de Identificación de muones (MID), se muestra el absorbedor de acero en gris, mientras que las dos capas de cámaras de muones se muestran en rosa y magenta.

Diferentes tecnologías se han propuesto para la fabricación de estas cámaras de muones, sin embargo, aunque cada una de estas opciones ya estén bien establecidas se tiene que realizar

trabajo de desarrollo para garantizar que se cumplan los requerimientos necesarios como lo son: la respuesta temporal, se espera que las camaras de muones tengan un desempeño temporal, incluyendo el tiempo de integración, de hasta 100 ns; una buena tolerancia a la radiación; una eficiencia lo más cercana al 100% posible en todo el intervalo de pseudorapidez esperado; y se espera que cuente con una respuesta uniforme a lo largo de todo el detector.

Estudios con muones atmosfericos y pruebas de haz, como la T10 del CERN, han demostrado que los plásticos centelladores de bajo costo pueden alcanzar altas eficiencias uniformes, cercanas al 100%, esta característica los convierte en la principal opción para la construcción de detectores de partículas cargadas [8], y por consiguiente, de las cámaras de muones. Cada barra centelladora tendrá incorporada una fibra cambiadora de longitud de onda (WLS), las cuales guían la luz hasta fotomultiplicadores de silicio (SiPM) encargados de convertir la señal luminosa proveniente de las barras en una señal eléctrica que puede ser transformada a una señal digital e interpretada por un sistema de cómputo para su almacenamiento y análisis.

Sin embargo, a pesar de que logren alcanzar la eficiencia y respuesta uniforme necesaria, la resistencia a la radiación representa un desafío importante. A dosis moderadas de radiación (fluencias de neutrones de alrededor de $\Phi_{eq} \approx 10^{11}/\text{cm}^2$), los SiPM tienden a sufrir un aumento considerable en la tasa de ruido oscuro (DCR) [17], es decir, la frecuencia con la que se detectan pulsos falsos generados por fluctuaciones internas o defectos y no por fotones reales. Este fenómeno degrada con el tiempo su capacidad de detección limitando su posible uso en zonas con un alto nivel de radiación, como en las regiones cercanas al punto de interacción en ALICE 3.

Por este motivo, también se ha considerado la posibilidad de usar Cámaras de Placas Resistivas (RPC) para la construcción de las cámaras de muones. Aunque esta tecnología puede ofrecer una buena eficiencia y resolución temporal, su implementación resulta significativamente más costosa, y no carece de sus propios desafíos de desarrollo. En particular, uno de los desafíos principales es encontrar una mezcla de gases que sea amigable con el medio ambiente, ya que, usualmente, este tipo de detectores son operados utilizando una mezcla de gases que contienen freón ($\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$) y hexafluoruro de azufre (SF_6), ambos con elevado potencial de calentamiento global, y su uso está siendo restringido en Europa [17, 40].

1.3. Objetivo de esta tesis

El desarrollo de Cámaras de Placas Resistivas (RPC) representa un proceso que, aunque esta tecnología sea ampliamente utilizados en física de altas energías, continúa siendo costoso y laborioso. Esto se debe a que, para caracterizar correctamente un detector, es necesario construirlo físicamente antes de poder estudiar su respuesta. Debido a esto, cada modificación en la geometría o en los materiales utilizados requiere la fabricación de un nuevo prototipo, lo cual incrementa de manera considerable tanto el tiempo como el presupuesto destinado al desarrollo de estos detectores.

De esta manera, el propósito de este trabajo es diseñar y poner a prueba un programa de simulación que permita estudiar la respuesta de un detector RPC bajo diferentes configuraciones de su geometría. En particular, se busca analizar el cambio en su comportamiento al modificar la distancia de separación entre las placas resistivas, llamada GAP por su traducción al inglés. Así, se busca contar con una herramienta de simulación robusta, lo suficientemente flexible como para explorar diferentes configuraciones sin la necesidad de construir prototipos experimentales, optimizando así el diseño y reduciendo los costos asociados a la investigación y desarrollo de detectores RPC.

La hipótesis que guía este trabajo establece que es posible encontrar una mejora en la resolución temporal de un detector RPC al variar el tamaño de su cavidad de gas, de tal modo que exista un valor óptimo para el GAP tal que se maximice la precisión temporal sin comprometer la eficiencia del detector.

Para comprobar esta hipótesis, el objetivo general consiste en simular la geometría de un detector RPC y los procesos físicos que ocurren durante el proceso de detección, con el fin de determinar cómo cambia su respuesta en función de la separación entre las placas resistivas. De este objetivo general se desprenden varias metas específicas, tales como: realizar un estudio detallado del funcionamiento de los detectores RPC y su simulación; analizar la respuesta del detector para distintos valores del tamaño del GAP; procesar y comparar los datos obtenidos; y finalmente, determinar el valor óptimo del GAP que proporcione la mejor resolución temporal.

Además de la parte de simulación, este trabajo incluirá la caracterización experimental de detectores RPC contruidos por el Grupo de Partículas Elementales de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, con el objetivo de comparar los resultados obtenidos mediante la simulación con datos reales. Esta comparación permitirá validar el modelo numérico, así como identificar posibles discrepancias, lo que llevará a la obtención de una descripción más precisa del comportamiento de los detectores bajo condiciones reales de operación.

De esta manera, la presente tesis busca establecer una base sólida para el diseño futuro de detectores RPC para su posible uso en experimentos de física de altas energías como ALICE 3, donde la optimización de los parámetros geométricos y la comprensión detallada de su desempeño experimental resultan fundamentales para alcanzar la resolución y eficiencia requeridas.

Capítulo 2

Camara de placas resitivas, fabricación, y sistema de adquisición de señales

Debido a que las cámaras de placas resistivas (RPC) tienen un diseño sencillo, una muy buena resolución temporal y espacial, al igual de que su precio de elaboración no es muy alto [48], se han usado en muchas aplicaciones prácticas al igual que para la investigación. Numerosas simulaciones se han descrito en la literatura. La simulación de un detector es una herramienta muy importante para su desarrollo y construcción ya que permite probar el diseño y obtener predicciones sobre su funcionamiento.

En este capítulo se describirán los detectores RPC, así como su principio de operación. También se hablará sobre el proceso de fabricación utilizado por el grupo de Partículas Elementales de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla para la construcción de estos detectores.

2.1. Descripción y principio de operación de una RPC

En 1981, Santonico [43] publicó un trabajo en el cual detallaba el desarrollo del primer diseño de un RPC, el que ahora conocemos como RPC single gap. Este consiste en un par de placas de electrodos paralelas hechas de un material de alta resistencia, típicamente vidrio o baquelita [12]. La parte externa de estas placas es cubierta por una delgada capa de pintura conductora por la cual se conecta la fuente de alto voltaje [18]. Las placas están separadas por una cavidad (GAP) por donde circula una mezcla de gases, el GAP puede ser desde 0.1 mm hasta varios milímetros, este se mantiene constante utilizando unos separadores. En la figura 2.1[18] se puede ver un diagrama del diseño típico de un RPC.

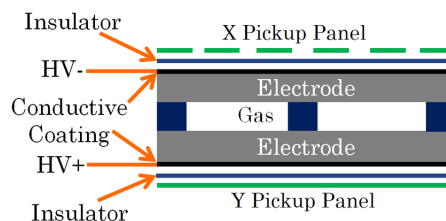


Figura 2.1: Diagrama de un RPC.

Cuando una partícula cargada atraviesa la cavidad del detector interacciona con las moléculas del gas perdiendo energía en base a la ecuación de Bethe-Bloch. Esta interacción deja en su camino cúmulos de ionización, cada uno de estos cúmulos tendrá uno o más electrones libres los cuales serán acelerados bajo la presencia del campo eléctrico $\vec{E}$ generado por la diferencia de potencial aplicado sobre los electrodos [5]. Los electrones liberados se dirigirán hacia el ánodo bajo la influencia del campo eléctrico y ganarán energía al hacerlo; una vez que esta energía sea mayor al potencial de ionización de las moléculas del gas habrá una probabilidad alta de que se genere un nuevo par ion-electrón que también estará ganando energía provocando así aún más ionización. El número de electrones aumentará de forma exponencial generando una avalancha de electrones o una avalancha de Townsend [22, 5]. Este proceso lo podemos ver en la figura 2.2

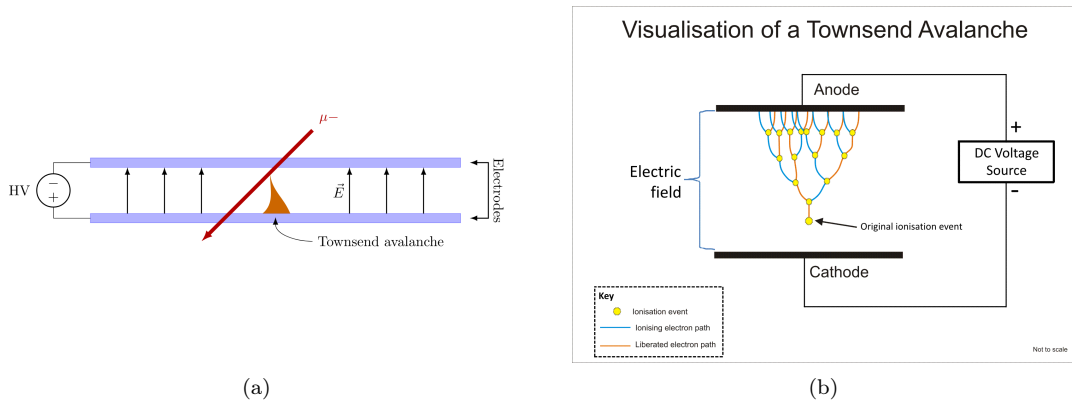


Figura 2.2: (a) Principio de operación de un detector RPC. (b) Visualización de una avalancha de Townsend.

2.2. Modos de operación

Dependiendo de las características y parámetros del RPC; como el campo eléctrico generado entre las placas, el tamaño del GAP o la mezcla de gases usada, un RPC puede ser operado en modo chispa (streamer) o en modo avalancha [22]. En el modo de avalancha, la ganancia del gas es suficiente para que una partícula incidente ionice el gas generando electrones que se propagarán y multiplicarán generando una avalancha de Townsend. En la figura 2.3 podemos ver un ejemplo de cómo lucen estas avalanchas.

A medida que la ganancia del gas aumenta, también aumenta la probabilidad de generar avalanchas más numerosas y por ende la carga espacial de la avalancha es más grande lo que genera efectos en su propagación, esto se conoce como efecto de la carga espacial se se halará más a detalle en el capítulo 4. Cuando la ganancia del gas es aún más alta, los fotones generados en la ionización empiezan a influir en el desarrollo de la avalancha. Llega un punto en el que el número de cargas es tan grande que se genera un canal conductor en la cavidad por el cual la superficie local de los electrodos se puede descargar y se genera una pequeña chispa o *streamer* [28].

En modo de avalancha, estas chispas no son deseadas, por lo que se utilizan gases que supriman la multiplicación de la avalancha; mientras que en el modo de descarga se usan los pulsos grandes de corriente, generados por estas chispas, para facilitar la lectura de los datos de cada evento.

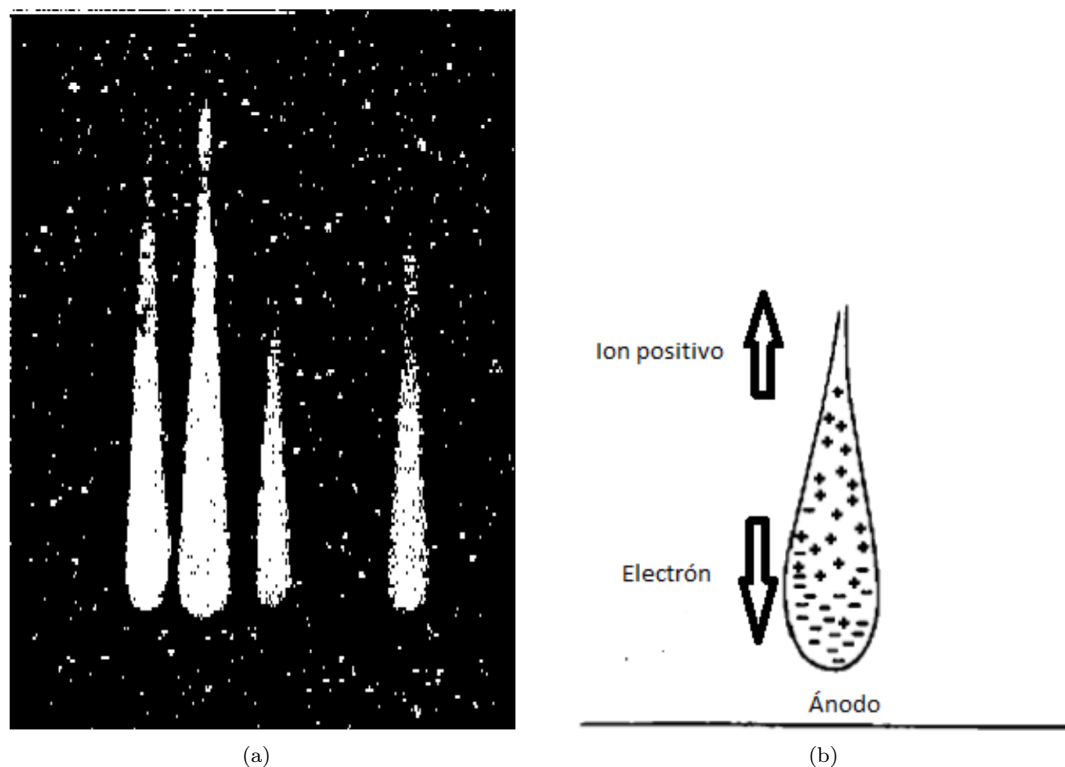


Figura 2.3: (a) Imagen obtenida de una camara de niebla que muestra avalanchas de electrones en un Contador de Placas Paralelas. (b) Diagrama de una avalancha de electrones, los electrones tienen una velocidad mayor a los iones positivos por lo que la avalancha toma forma de gota.

2.2.1. Modo de avalancha

El modo avalancha corresponde a la generación de una avalancha de Townsend producida por la ionización primaria inducida por el paso de una partícula cargada a través del gas. Este proceso se puede ver en la figura 2.4. El crecimiento de la avalancha se mantiene controlado gracias a una composición adecuada de la mezcla de gases utilizados, la cual incluye gases electronegativos que capturan electrones libres y limitan la multiplicación. Como resultado, las descargas se suprimen antes de alcanzar el régimen de streamer, produciendo señales de menor amplitud.

Como se suprime su desarrollo, usualmente las avalanchas tienen un tiempo de duración corto, lo que permite a los detectores operando en este modo alcanzar tasas de conteo del orden de varios kHz/cm². Sin embargo, al ser avalanchas más pequeñas, la carga total recolectada disminuye considerablemente, dando lugar a señales típicamente en el rango de 0.1 a 5 pC [22]. Debido a esto, se requiere el uso de un sistema de amplificación de alta calidad y bajo ruido que permita garantizar una lectura confiable de los pulsos generados.

En este modo de operación, los detectores suelen tener cavidades de gas con espesores que van desde unas décimas de milímetro hasta varios milímetros, con campos eléctricos generados que alcanzan magnitudes de entre 40 a 70 kV/cm. Los electrodos resistivos suelen tener un espesor de varios milímetros de espesor, y su resistividad depende del material del cuales estan hechos y típicamente se encuentra en un rango de 10^{10} a 10^{12} Ωcm [22]

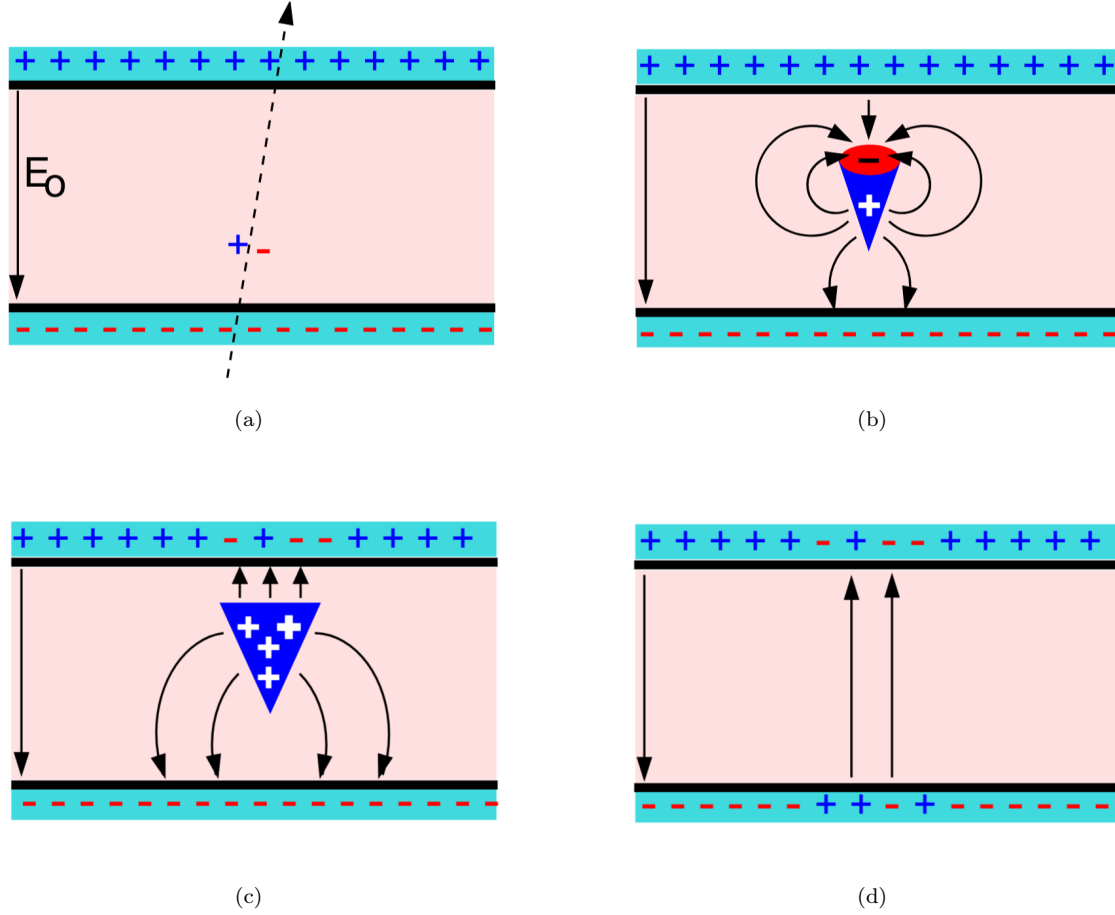


Figura 2.4: Diagrama esquemático de lo que ocurre durante el proceso de detección dentro de un RPC operado en modo de avalancha. E_0 representa el campo eléctrico inicial generado por el voltaje aplicado. Las flechas solidas representan el campo eléctrico local. (a) El paso de la partícula ioniza las moléculas del gas generando un par ion-electrón que desencadenará la avalancha. (b) La avalancha se propaga, su carga espacial es lo suficientemente grande como para modificar el campo eléctrico local. (c) como los electrones viajan a mayor velocidad llegan primero al ánodo, mientras que los iones positivos continúan su camino. (d) Los iones positivos llegan al cátodo. Las cargas depositadas en las placas resitivas alteran al campo eléctrico local en una pequeña área al rededor de la posición donde se desarrolló la avalancha.

Además, el modo de avalancha ofrece ventajas importantes para aplicaciones donde se requiere una buena resolución temporal ya que las avalanchas controladas permiten tiempos de recuperación más cortos y menor envejecimiento del detector. Sin embargo, el diseño y la elección de la mezcla de gases utilizada deben optimizarse cuidadosamente para equilibrar la ganancia, la eficiencia y la durabilidad del sistema.

2.2.2. Modo de descarga o *streamer*

En el modo de descarga la avalancha inicial evoluciona hacia un proceso de ionización mucho más intenso, conocido como descarga de streamer o chispa [21]. La evolución de la descarga ocurren en diferentes etapas: primero se desarrolla una avalancha de electrones, una vez que la cantidad de electrones de la avalancha sea suficientemente grande se generará en la cavidad de gas una columna de plasma [12] (el llamado *streamer*). Posteriormente, se puede observar una fase luminiscente, y en algunos casos, una descarga filamentaria que culmina en una chispa final. Sin embargo, las etapas más energéticas del proceso requieren un flujo de corriente elevado, el cual es limitado por la alta resistividad de las placas del detector [24, 21]. En la figura 2.5 se puede ver el proceso que ocurre generalmente dentro de los RPC operados en modo streamer.

La descarga tipo *streamer* produce una señal inducida considerablemente mayor que la del modo avalancha, con una carga total recolectada desde 50 pC hasta algunos nC [1]. Gracias a esto, los detectores que operan en este modo no requieren sistemas de preamplificación, ya que la amplitud de la señal es suficientemente grande como para ser detectada directamente. Sin embargo, el incremento en la corriente y la energía liberada en cada evento limita la tasa de conteo que puede alcanzarse, reduciendo la vida útil del detector y aumentando el riesgo de envejecimiento del material resistivo [29].

En este modo, los campos eléctricos suelen ser más intensos, favoreciendo la transición a la fase de *streamer*. Esto lleva a una ganancia mayor, pero también a una respuesta menos estable y reproducible. Por esta razón, aunque el modo *streamer* ofrece señales de gran amplitud y un sistema de lectura más sencillo, su uso se restringe principalmente a aplicaciones donde las tasas de eventos son bajas y la precisión temporal no es prioritaria, como para sistemas de disparo.

2.3. Cavidad de gas o GAP

Como se comentó anteriormente, el tamaño de esta cavidad es un parámetro importante para elegir el modo de operación del RPC; el primer RPC descrito por Santonico fue ideado para operar en modo de streamer, pero el uso de gases que reduzcan el crecimiento de la avalancha, como el freón, ha permitido su uso en el modo de avalancha [15].

Uno encuentra que, para un RPC con una cavidad pequeña, su resolución temporal es mejor en comparación con uno de cavidad grande; sin embargo, el RPC con gap mayor tendrá una mejor tasa de detección. Esto se debe a que, al mantener el voltaje aplicado constante, el RPC con gap mayor generará un campo eléctrico menor lo que implica un menor rango dinámico de carga en la avalancha y por lo tanto se producirá una avalancha con una menor carga. Es decir, el poder disipado en el gap de un RPC con cavidad grande será menor que en uno con cavidad más pequeña [14].

2.3.1. Mezcla de gases

El gas usado para un RPC tiene un gran impacto en la eficiencia del detector, no solamente en el cambio de modo de operación, al poder influenciar en la tasa de ruido, sensibilidad y resolución espacial [5].

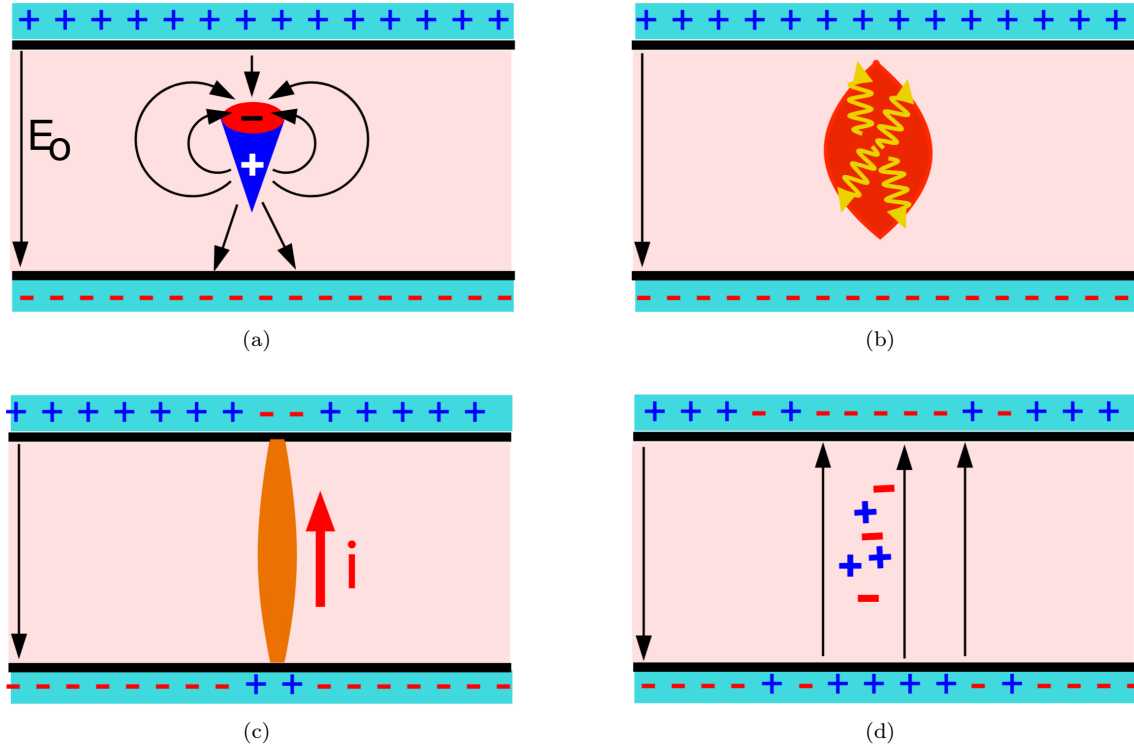


Figura 2.5: Diagrama esquemático de lo que ocurre durante el proceso de detección dentro de un RPC operado en modo de descarga. E_0 representa el campo eléctrico inicial generado por el voltaje aplicado. Las flechas sólidas representan el campo eléctrico local. (a) La avalancha se propaga de la misma manera que en la figura 2.4. (b) La carga espacial de la avalancha es tan grande que genera una generación mayor de electrones; los fotones generados en la ionización contribuyen a la avalancha. Se empieza a desarrollar el *streamer*. (c) Se crea un canal de plasma por donde pueden fluir las cargas. Se genera una chispa. (d) El campo eléctrico en el área cercana al *streamer* se reduce drásticamente lo que genera un punto ciego dentro del detector.

Detectores RPC modernos operados en modo avalancha utilizan una mezcla de tetrafluoroetano Freon R134a ($C_2H_2F_4$) con 2-5 % de isobutano (iC_4H_{10}) y 0.3-10 % de hexafluoruro de azufre (SF_6) [5, 21]. Cada uno de estos componentes sirven un propósito particular. El primero, Freon R134a, sirve de gas inoizante al tener un bajo potencial de ionización. EL gas isobutano absorbe fuertemente los fotones UV generados en el proceso de ionización reduciendo la probabilidad de que estos fotones produzcan fotoionización en otras partes del detector aumentando el riesgo de falsos positivos. El tercer componente, SF_6 , es altamente electronegativo por lo que absorbe algunos de los electrones liberados durante la avalancha reduciendo el tamaño total de la avalancha y por consecuencia la probabilidad de generar un streamer [22, 5].

2.4. Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC)

Las Cámaras de Placas Resistivas Multigap (MRPC, por sus siglas en inglés) surgieron a partir de un programa de investigación orientado principalmente al desarrollo de detectores para la identificación de muones. Se buscaba un dispositivo de bajo costo de construcción, capaz de cubrir grandes áreas, fácilmente segmentable y con una resolución temporal del orden de 1 ns [2].

Los detectores RPC tradicionales cumplían con la mayoría de estos requisitos, por lo que el principal desafío consistía en mejorar su resolución temporal. La forma más directa de lograr esto es reducir el espesor de la cavidad de gas, ya que esto incrementa la intensidad del campo eléctrico dentro del detector, lo que a su vez aumenta la ganancia del gas y acelera el desarrollo de las avalanchas de electrones. Sin embargo, al disminuir el espesor de la cavidad se disminuye la distancia total que pueden recorrer los electrones, generando avalanchas más pequeñas, lo que puede afectar a la eficiencia del detector.

Para compensar esta pérdida y mantener una alta eficiencia, se introdujeron más cavidades de gas separadas por placas resistivas delgadas, generando así varias avalanchas independientes generadas por una misma partícula incidente. La superposición de estas señales produce un pulso más intenso, mejorando notablemente el desempeño del detector. De esta manera nació el diseño que hoy conocemos como Cámara de Placas Resistivas Multigap o MRPC [47].

Como podemos ver en la figura 2.6, el diseño de un MRPC está compuesto por un conjunto de placas resistivas apiladas, separadas por pequeños espaciadores de tal modo que se forman múltiples cavidades de gas, como su nombre lo indica. En las superficies externas de las placas más exteriores se colocan los electrodos, ánodo y cátodo, mientras que las placas internas permanecen eléctricamente flotantes. Este diseño permite la formación de múltiples avalanchas independientes a lo largo del espesor total del detector, una en cada cavidad de gas.

El funcionamiento de los MRPC se basa en dos principios fundamentales [2]. En primer lugar, las placas resistivas son suficientemente delgadas y poseen una resistividad tal que resultan "transparentes" a las señales rápidas inducidas por las avalanchas en el gas. De modo que la señal total observada en los electrodos de salida es la suma de las contribuciones de todas las cavidades, lo que incrementa la amplitud de la señal final y mejora la resolución temporal.

En segundo lugar, las placas internas, al no estar conectadas a un potencial fijo, se mantienen en un estado eléctricamente flotante. Inicialmente adquieren su voltaje por efecto electrostático, pero el equilibrio se mantiene gracias al flujo de electrones e iones positivos generados en las avalanchas dentro de cada cavidad. Este proceso de autoajuste natural garantiza que el campo eléctrico en todos los espacios de gas sea prácticamente uniforme, resultando en una ganancia similar en cada uno de los gaps, y por lo tanto, en una respuesta estable y uniforme.

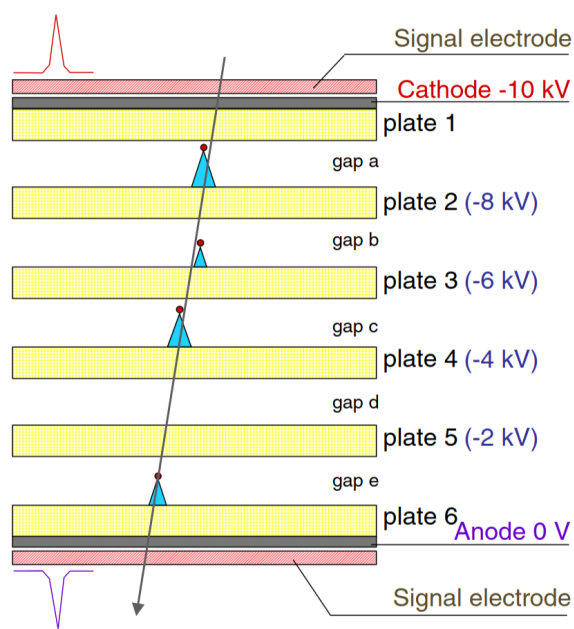


Figura 2.6: Diagrama esquemático de un detector MRPC. Está compuesto por un conjunto de placas resistivas separadas por cavidades de gas (gaps). Los electrodos externos actúan como ánodo y cátodo, a los cuales se aplica un alto voltaje. Las placas resistivas internas se consideran eléctricamente flotantes, adquieren su potencial gracias a los efectos electrostáticos y lo mantienen gracias al equilibrio dinámico de cargas producido por las avalanchas en cada gap. La señal inducida en los electrodos de lectura corresponde a la suma de las contribuciones generadas en cada uno de los gaps.

2.5. Fabricación de detectores MRPC por el grupo ALICE-BUAP

En el laboratorio de Partículas Elementales de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla se han desarrollado y construido Cámaras de Placas Resistivas de dos gaps con el objetivo de estudiar su desempeño y caracterizar su respuesta. La fabricación de estos detectores requiere una alta precisión en el control del espaciado entre las placas, la limpieza de los materiales y el sellado hermético del sistema gaseoso, ya que cualquier imperfección puede afectar significativamente la eficiencia y la resolución temporal del detector.

Para la fabricación de los detectores RPC se utilizan placas de vidrio sódico-cálcico (vidrio común) como material resistivo; éstas tienen una resistividad del orden de $10^{10} - 10^{14} \Omega\text{m}$, cuentan con una buena uniformidad superficial y tienen un bajo costo. Estas placas actúan como electrodos resistivos y definen las cavidades de gas del detector. La separación entre las placas se mantiene utilizando hilo de pescar, que funciona como espaciador y garantiza una distancia uniforme entre las placas, y por lo tanto, un campo eléctrico homogéneo en cada gap. De esta manera, se garantiza una alineación precisa de las cavidades de gas sin introducir materiales conductores o dieléctricos que alteren significativamente el comportamiento del campo eléctrico generado en el detector.

En la figura 2.7 se muestra el proceso de fabricación seguido por el grupo ALICE-BUAP para la construcción de estos detectores. Primero, se construye la carcasa del detector en dos partes, las cuales se cerrarán herméticamente una vez que se haya terminado el ensamble; esta carcasa servirá como la cámara por donde circulará el gas, además de proporcionar soporte mecánico para las placas resistivas. Posteriormente, las placas resistivas que servirán como cátodo y ánodo se recubren por sus caras exteriores con una pintura conductora, cuidando que se mantenga un buen contacto eléctrico entre la pintura y una almohadilla de cobre que servirá para suministrar el alto voltaje. Las placas resistivas se colocarán dentro de la carcasa, ajustando la separación entre cada una con hilo de pescar. Una vez todas las placas resistivas hayan sido colocadas y alineadas, la carcasa se cierra cuidadosamente de modo que no existan fugas de gas y se garantice la estabilidad del sistema durante su operación.

2.6. Sistema de adquisición de señales

El sistema más novedoso, empleado por el grupo ALICE-BUAP, para la adquisición de las señales generadas por los detectores RPC utiliza una placa basada en el chip PETIROC 2A, mostrada en la figura 2.8. Este chip es un circuito integrado para aplicaciones específicas (ASIC por sus siglas en inglés) especializado en el procesamiento inicial de pulsos rápidos. El dispositivo fue diseñado originalmente para la lectura de fotomultiplicadores de silicio (SiPM) debido a su excelente desempeño en aplicaciones que requieren bajo ruido, tiempos de respuesta muy cortos y una buena resolución temporal. Aunque su uso principal está orientado a trabajar con SiPMs, las características del PETIROC 2A lo hacen igualmente adecuado para RPCs operados en modo avalancha, donde las señales inducidas presentan amplitudes y escalas temporales compatibles con su rango dinámico.

Los pulsos generados por RPCs son fácilmente registrados gracias a los amplificadores de carga, discriminadores rápidos y a la capacidad de medir simultáneamente el tiempo y la carga integrada, incluso sin someter a los pulsos a un proceso de preamplificación. Por esta razón, y debido a su facilidad de configuración mediante la interfaz WEEROC, este sistema resulta una opción práctica y confiable para la caracterización de la eficiencia, resolución temporal y distribución de carga de los detectores construidos.

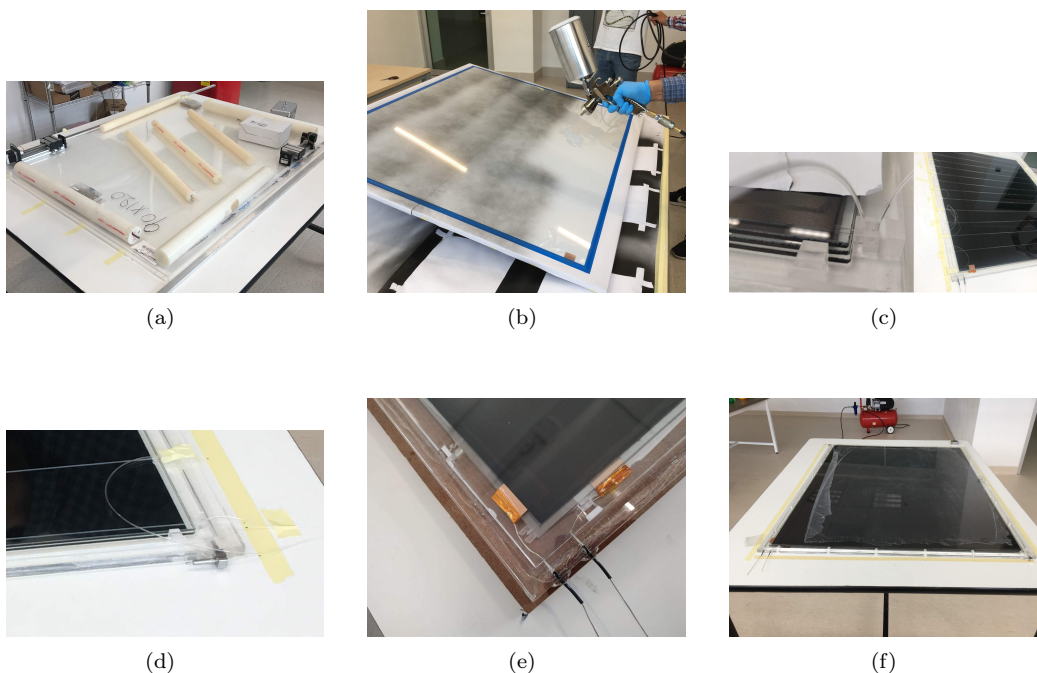


Figura 2.7: Proceso de construcción de un detector MRPC. (a) Construcción de la carcasa del detector; se colocaron pesas sobre la estructura para asegurar una presión uniforme durante el pegado y lograr un sellado hermético. (b) Las placas resitivas de vidrio se recubren de una pintura conductora aplicada mediante una pistola de aerosol. También se observa la almohadilla de cobre que permitirá suministrar el alto voltaje a toda la superficie de la placa. (c) Para garantizar una separación uniforme entre las placas resitivas se utiliza hilo de pescar, el cual funciona como separador mecánico. (d) Una de las conexiones del sistema de gas, esta se conecta a una válvula que regula el flujo del gas en todo el detector. (e) Conexiones de alto voltaje; las almohadillas de cobre que distribuyen el potencial a toda la placa están conectadas a terminales externas por donde se suministrará el alto voltaje. (f) Detector MRPC completamente ensamblado.

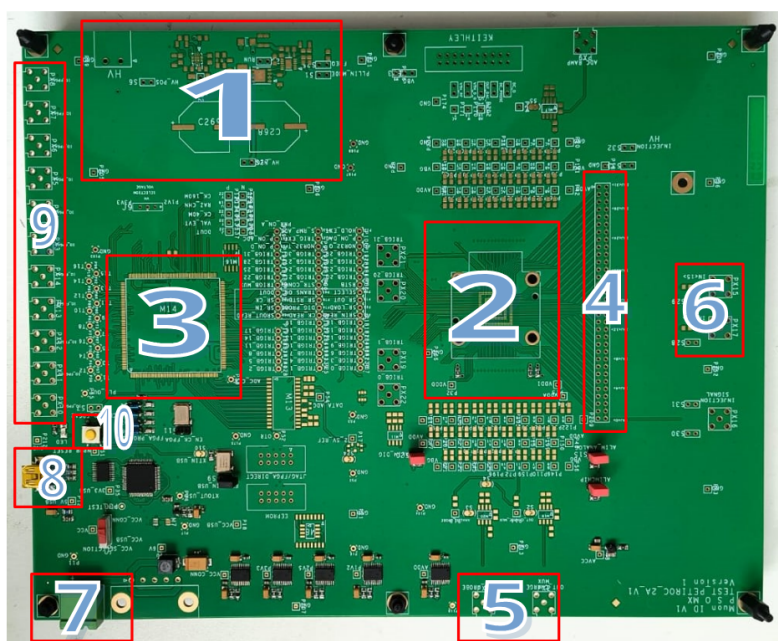


Figura 2.8: Placa usada para el sistema de adquisición de datos. (1) Fuente de alimentación para detectores SiPM. (2) ASIC PETIROC 2A. (3) Matriz de puertas lógicas programable en campo (FPGA) Cyclon III. (4) Pines de entrada de señales. (5) Salidas de señales de monitoreo analógico y digital. (6) Canales 14 y 15 para prueba de la placa. (7) Conector de alimentación de la placa. (8) Conector USB de comunicación. (9) Salidas y entradas de pulsos de reloj, y diversos parámetros externos de la placa. (10) Botón de sincronización interno.

2.6.1. PETIROC 2A

El PETIROC 2A es un ASIC de 32 canales, su arquitectura basada en tecnología SiGe (silicio-germanio) de $0.35\ \mu\text{m}$ permite un procesamiento preciso de pulsos muy rápidos, típicamente provenientes de detectores SiPM, sin embargo, también es capaz de procesar pulsos generados en detectores RPC. Debido a esto, cada canal incluye un conversor analógico-digital (DAC por sus siglas en inglés) de baja potencia, destinado a ajustar finamente el voltaje aplicado al SiPM dentro de un rango de aproximadamente 1 V, esto resulta muy útil en este tipo de detectores cuando se requiere compensar diferencias entre los sensores y estabilizar su respuesta.

En la figura 2.9 se muestra el diagrama de bloques de cada canal del PETIROC 2A. La señal de entrada se divide en dos caminos: la línea de disparo rápido, encargada de la medición temporal, y la línea de medición de carga.

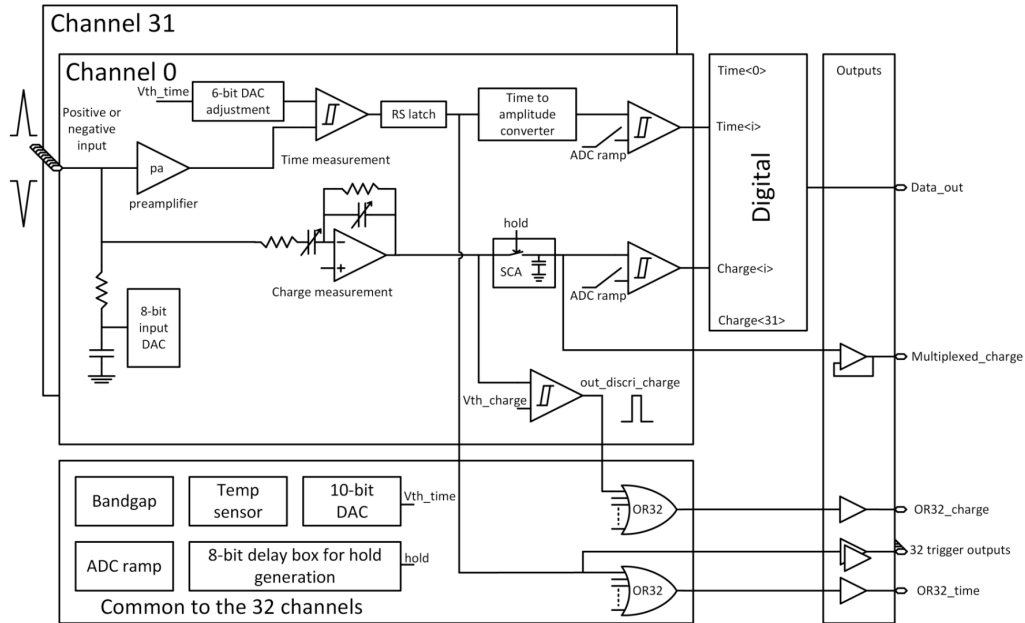


Figura 2.9: Diagrama de bloques lógicos de los canales del PETIROC 2A

La línea de disparo rápido está compuesta por un preamplificador con un ancho de banda de 1 GHz acoplado en corriente continua al detector, permitiendo preservar la forma del pulso y minimizar retardos adicionales en la señal. Este preamplificador alimenta a un discriminador rápido cuyo estado puede ser almacenado, facilitando la construcción de señales de disparo robustas y sincronizables con el resto del sistema. Para la medición temporal, la señal sigue su camino hacia un convertidor de tiempo a amplitud (TAC, por sus siglas en inglés) que permite medir el tiempo con una resolución de 37 ps, capaz de interpolar dentro de un periodo de 25 ns asociado a una referencia de 40 MHz. El valor resultante es digitalizado mediante un conversor analógico-digital (ADC) Wilkinson interno de 10 bits.

La medición de carga se realiza mediante un conformador (*shaper*) de tiempo variable, de 25 ns hasta 100 ns, permitiendo una medición de carga de hasta 2500 fotoelectrones, es decir, de aproximadamente 400 pC para un SiPM con ganancia del orden de 10^6 . Tras el *shaper*, una memoria analógica captura el valor máximo del pulso, almacenándolo mediante un conjunto de capacitores conmutados (SCA, por sus siglas en inglés) con control de *Hold*. La señal de *Hold*

puede ser proporcionada externamente o de manera interna mediante el uso de un mecanismo con una resolución de 8 bits que permite retrasar la señal desde 25 ns hasta 100 ns. Esta línea de medición de carga cuenta con su propio ADC Wilkinson de 10 bits para la digitalización de la carga resultante. La señal del *shaper* se conecta también a un discriminador, el cual permite establecer umbrales de energía para ayudar a descartar ruido o señales por debajo de un nivel útil.

El PETIROC también cuenta con sistemas comunes para todos los canales, entre ellos se encuentra un DAC de 10 bits, el cual se conecta a un DAC de 6 bits en cada canal, permitiendo ajustar el nivel de disparo en un rango de 0.5 hasta algunas décimas de fotoelectrones, lo que permite un control muy fino sobre la sensibilidad del sistema. Otro sistema común es el circuito de *bandgap*, este genera una referencia de voltaje estable, independiente de la temperatura o variaciones en la alimentación, para los diferentes voltajes de polarización y voltajes de referencia para todo el ASIC. También se incluye un sensor de temperatura pensado para la medición de la temperatura de todo el sistema.

En conjunto estas características hacen que el PETIROC 2A no solo cubra los requerimientos de los detectores SiPM, sino que también pueda ser usado para la lectura de los pulsos rápidos y de baja carga de los detectores RPC, manteniendo una buena precisión temporal, resolución en carga y una gran flexibilidad en el ajuste de sus parámetros internos.

2.6.2. Medición de carga

Como se habló anteriormente, cada canal del PETIROC realiza la medición de la carga mediante un modelador, este *shaper* es de tipo CR-RC y su esquema se puede ver en la figura 2.10. Este bloque establece la forma temporal del pulso proveniente del detector utilizando dos redes RC (resistor-capacitor), donde los capacitores C1 y C2 tienen cuatro valores definidos cada uno y se seleccionan digitalmente mediante los bits de *Slow Control*. Con los valores por defecto indicados en el datasheet de la PETIROC 2A, $C1 = 1.25 \text{ pF}$ y $C2 = 100 \text{ fF}$, se obtiene un tiempo de integración de 25 ns y una ganancia de 12.5 para un pulso de tipo delta.

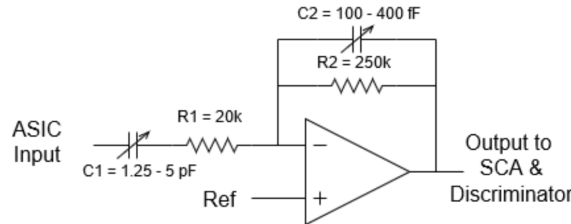
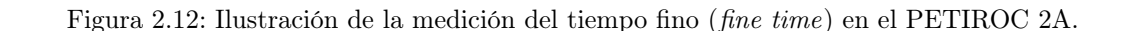


Figura 2.10: Diagrama del modelador (*shaper*) CRRC utilizado para la medición de la carga.

Una vez modelado el pulso, su salida se envía a un SCA, acompañada de una etapa de *Track & Hold* que guarda el valor máximo del pulso, como se puede ver en la figura 2.11. El momento en el que se emite la señal de *Hold* se puede modificar con una resolución de 8 bits, ajustando los bits del *Slow Control*. De esta manera, se tiene un rango de 27 ns a 115 ns para alinear el *Hold* con el tiempo máximo del pulso, permitiendo captar la amplitud total exacta del pulso. Finalmente, el valor guardado en el SCA se digitaliza mediante un ADC Wilkinson interno del PETIROC, terminando así el proceso de medición de carga de cada canal.

2.6.3. Medición de tiempo

La medición del tiempo en el PETIROC 2A se basa en una combinación del conteo de tiempo grueso (*coarse time*) y una interpolación fina (*fine time*) mediante un conversor de



El proceso de medición fina ocurre de la siguiente manera: el inicio de la rampa del TAC es activado por la señal del discriminador rápido del canal, una señal asincrónica que marca el momento en el que la amplitud del pulso supera el umbral configurado. A partir de este instante, el TAC comienza a generar una rampa analógica de pendiente constante. Esta rampa se detiene cuando llega la siguiente subida del reloj de 40 MHz (señal síncrona).

22

Capítulo 3

Física relevante durante el proceso de detección

3.1. Ionización primaria en gases

Cuando una partícula cargada atraviesa la cavidad de un RPC interactúa con los átomos y moléculas del gas, en este contexto estamos interesados en la difusión inelástica, específicamente en la ionización. Cada interacción deposita una cantidad de energía, medida por la formula de Bethe-Bloch, esta energía intercambiada es entonces disipada por la creación de cúmulos de pares de iones positivos y electrones, o pares ion-electrón, y por la emisión de fotones; estos fotones y electrones pueden a su vez ionizar otros átomos [47, 22]. Cada cúmulo puede contener uno o más electrones, este numero depende de la cantidad de energía depositada durante la colisión de las partículas incidentes.

3.1.1. Formula de Bethe-Bloch para la perdida de energía media al atravesar un medio

En el año de 1930 Bethe [7] postuló una teoría para la perdida de energía de una partícula pesada al viajar a través de un medio para partículas no relativistas; posteriormente, en 1933, Bloch [9] extendió esta teoría incluyendo partículas relativistas. A pesar de que han habido más correcciones a la ecuación, ésta conserva el nombre de sus autores iniciales y es mayor mente conocida actualmente como «*Formula de Bethe-Bloch*».

La formula calcula el promedio de la perdida de energía dE de una partícula cargada viajando a travez de un medio por unidad de longitud dx

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right) \quad (3.1)$$

donde

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

N_A el numero de Avogadro,

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

e la carga del electrón,

m_e la masa del electrón,

ϵ_0 la constante dieléctrica del vacío,

- c la velocidad de la luz en el vacío,
 z la carga de la partícula incidente,
 Z, A el numero atómico y la masa atómica del medio absorbente,
 β la velocidad relativista de la partícula incidente definida como $\beta = v/c$
 γ el factor de lorentz $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$
 T_{max} la cantidad máxima de energía transferida en una sola colisión,
 I la energía de excitación media del medio absorbente,
 δ la corrección por efectos de densidad.

Para una partícula de masa M , la máxima energía transferida T_{max} está dada por[35]:

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}. \quad (3.2)$$

Mientras que existe una ecuación para la energía máxima transferida, no hay una ecuación analítica para la energía de excitación media I del medio; conocer este valor no es una tarea trivial. Bloch propuso que su valor sería de

$$I = (10 \text{ eV}) \times Z, \quad (3.3)$$

para partículas pesadas, es decir, para Z grandes. En la practica estos valores se obtienen de resultados experimentales y pueden ser encontrados en tablas de acceso público [34].

3.2. Distribución de los cúmulos de electrones

El primer paso de la simulación de un detector gaseoso es obtener la cantidad de ionización primaria depositada en el gas por la partícula incidente. Se usará el software de HEED para modelar esta ionización provocada por la partícula al atravesar el detector.

Al pasar a través del detector, la partícula generará cúmulos de electrones a su paso, la cada cúmulos y electrones en cada cúmulo dependerá de la energía perdida por la partícula. Entonces se puede caracterizar la ionización primaria por la densidad de los cúmulos, es decir, el numero de electrones producidos por unidad de longitud.

la figura 3.1 muestra la densidad de los cúmulos en función de la enegía de la partícula insidente. Podemos ver que la forma de la curva tiene un mismo comportamiento como la perdida de energía de la ecuación de Bethe-Bloch como es de esperarse.

3.3. Avalancha

Un electrón libre al ser acelerado bajo la influencia del campo eléctrico interaccionará con las moléculas del gas que lo rodea hasta alcanzar su velocidad terminal, o velocidad de deriva. Esta velocidad es una función de la intensidad del campo eléctrico y de la densidad o presión del gas.

Dependiendo de su velocidad de deriva, las colisiones pueden tener diferentes resultados [5]:

- a) Dispersión completamente elástica: las moléculas del gas permanecen mayormente inafectadas y el electrón incidente es dispersado hacia otra dirección.
- b) Excitación de la molécula del gas usando parte de la energía cinética del electrón.

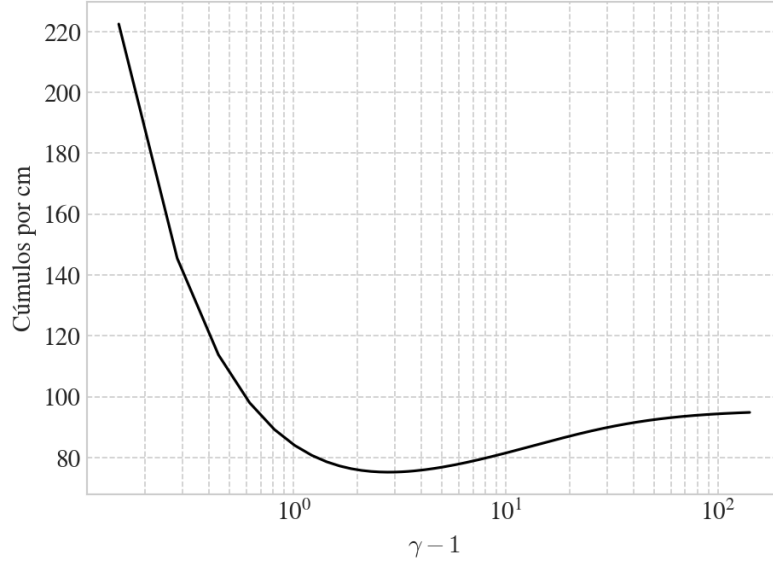


Figura 3.1: Densidad de los cúmulos de electrones en una mezcla de gases de $C_2H_2F_4/SF_6/i-C_4H_{10}$ en proporción 95 %/0.5 %/4.5 %; producidos por el paso de un muón a diferentes valores de energía cinética T tal que $\gamma - 1 = \frac{T}{m_\mu c^2}$, donde m_μ es la masa en reposo del muón. Valores obtenidos de HEED.

- c) Ionización de la molécula del gas generando un ion positivo y un electrón.
- d) Captura del electrón por una molécula electronegativa del gas formando un ion negativo.

Las posibilidades [a\)](#) y [b\)](#) contribuyen la dispersión, así como a la determinación de la velocidad de deriva. La opción [c\)](#) introduce nuevos electrones, mientras que la opción [d\)](#) remueve electrones del medio.

3.4. Desarrollo de la avalancha y su propagación

Para cada electrón hay una probabilidad de que se multiplique y una probabilidad de que se acople a una molécula del gas. De modo que la avalancha puede ser caracterizada por el coeficiente de Townsend α y por el coeficiente de acoplamiento η [22]. La figura 3.2 muestra la evolución de estos coeficientes al incrementarse el campo eléctrico aplicado en la cavidad del gas.

Si consideramos a un solo electrón, la probabilidad de que se multiplique luego de avanzar una distancia dz es simplemente αdz ; y la probabilidad de que este electrón se acople a una molécula del gas es ηdz . Esto se puede generalizar para n electrones como:

$$\begin{aligned}
 n = 1 &\rightarrow n = 2 & \alpha dz & & n = 1 &\rightarrow n = 0 & \eta dz \\
 n = 2 &\rightarrow n = 3 & 2\alpha dz & & n = 2 &\rightarrow n = 1 & 2\eta dz \\
 n = 3 &\rightarrow n = 4 & 3\alpha dz & & n = 3 &\rightarrow n = 2 & 3\eta dz \\
 & & \vdots & & & & \\
 n &\rightarrow n + 1 & n\alpha dz & & n &\rightarrow n - 1 & n\eta dz.
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Entonces si consideramos una avalancha que contiene n electrones en la posición z , la probabilidad de que contenga $n + 1$ electrones en la posición $z + dz$ es $n\alpha dz$.

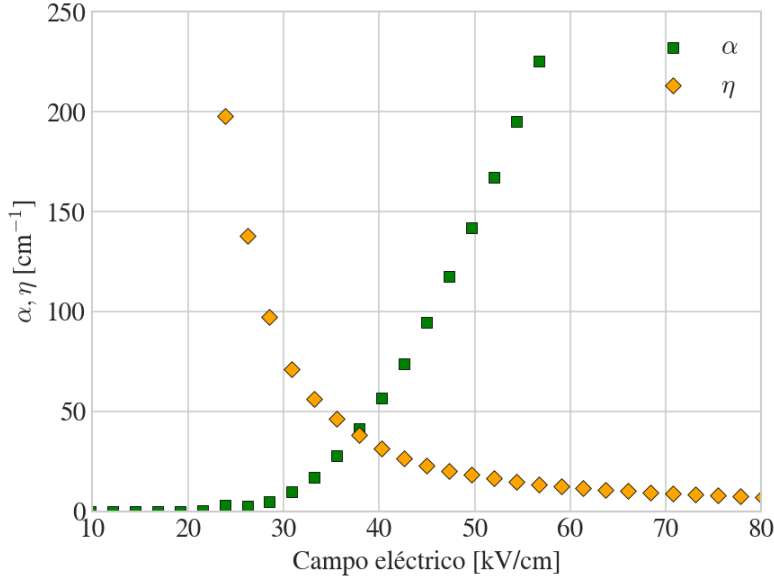


Figura 3.2: Coeficiente de Townsend α y de acoplamiento η en una mezcla de gases de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{SF}_6/\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ en proporción 95 %/0.5 %/4.5 % para diferentes valores del campo eléctrico aplicado. Valores obtenidos usando Magboltz.

Siendo este analisis se puede encontrar [27, 39] que el numero promedio de electrones $\bar{n}$ y de iones positivos $\bar{p}$ está dada por las relaciones

$$\frac{d\bar{n}}{dz} = (\alpha - \eta)\bar{n}, \quad (3.5)$$

$$\frac{d\bar{p}}{dz} = \alpha\bar{n}, \quad (3.6)$$

de modo que por conservación de carga, el numero promedio de iones negativos debe ser $\bar{p} - \bar{n}$. Entonces el numero promedio de electrones $\bar{n}$ está dado por la relación [27, 39]

$$\frac{d\bar{n}}{dz} = (\alpha - \eta)\bar{n}, \quad (3.7)$$

con la condición inicial de que $\bar{n}(0) = 1$, encontramos el numero promedio de electrones $\bar{n}$ producidos por una partícula incidente es

$$\bar{n}(z) = e^{(\alpha - \eta)z}. \quad (3.8)$$

Ya que tenemos el valor promedio de electrones producidos por una partícula incidente, ahora necesitamos la distribución estadística del valor esperado de los electrones, para ello existen diferentes modelos para la multiplicación estocastica de la avalancha.

3.4.1. Modelo de Riegler-Lippmann-Veenhof

Bajo este modelo, la probabilidad $P(n, z)$ de que una avalancha iniciada por un electrón contenga n electrones despues de propagarse una distancia z esta dada por [39, 29]

$$\begin{aligned}
 P(n, z + dz) = & P(n-1, z)(n-1)\alpha dz(1 - (n-1)\eta dz) \\
 & + P(n, z)(1 - n\alpha dz)(1 - n\eta dz) \\
 & + P(n, z)n\alpha dz n\eta dz \\
 & + P(n+1, z)(1 - (n+1)\alpha dz)(n+1)\eta dz.
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

Esta ecuación da la probabilidad de que haya n electrones en $z + dz$. La primer linea representa la probabilidad de que al haber $n-1$ electrones en la posición z uno se generara y ninguno se acoplara. La segunda linea representa la probabilidad de que en la posición z ya hubiera n electrones, que ninguno se haya generado y ninguno se haya acoplado. La tercer linea representa la probabilidad de que al haber n electrones en z exactamente uno se generara y uno se acoplara. Finalmente la ultima linea representa la probabilidad de que al haber $n+1$ electrones en z , ninguno se generara y exactamente uno se acoplara.

El desarrollo explicito de las ecuaciones utilizando teoría de probabilidad y estadística se escapa de el enfoque de esta tesis por lo que se obviará. De la ecuación (3.9) uno encuentra [27, 39] la probabilidad diferencial; y quedándonos a primer orden en dz tenemos

$$\frac{dP(n, z)}{dz} = -P(n, z)n(\alpha + \eta) + P(n-1, z)(n-1)\alpha + P(n+1, z)(+1\eta). \tag{3.10}$$

Con esta ecuación podemos derivar la forma general de la probabilidad de que la avalancha tenga un tamaño n en la posición z [39]

$$P(n, z) = \begin{cases} k^{\frac{\bar{n}(z)-1}{\bar{n}(z)-k}}, & n = 0 \\ \bar{n}(z) \left(\frac{1-k}{\bar{n}(z)-k} \right)^2 \left(\frac{\bar{n}(z)-1}{\bar{n}(z)-k} \right)^{n-1}, & n > 0 \end{cases} \tag{3.11}$$

donde $k = \eta/\alpha$, y su varianza es

$$\sigma^2(z) = \left(\frac{1+k}{1-k} \right) \bar{n}(z)(\bar{n}(z) - 1). \tag{3.12}$$

Podemos notar que cuando $\eta = \alpha$ o $\alpha = 0$ esta distribución se indefine. Estos dos casos resultan importantes si queremos considerar los efectos de la carga espacial por lo que cada uno se trata por separado. Cuando $\alpha = \eta$ la distribución de probabilidad es ahora [28]:

$$P(n, z) = \begin{cases} \frac{\alpha z}{1+\alpha z}, & n = 0 \\ \frac{1}{(1+\alpha z)^2} \left(\frac{\alpha z}{1+\alpha z} \right)^{n-1}, & n > 0 \end{cases} \tag{3.13}$$

y su varianza es

$$\sigma^2(z) = 2\alpha z. \tag{3.14}$$

Para el caso en el que $\alpha = 0$ la distribución de probabilidad es ahora:

$$P(n, z) = \begin{cases} 1 - e^{-\eta z}, & n = 0 \\ e^{-\eta z}, & n = 1 \end{cases} \tag{3.15}$$

y su varianza es

$$\sigma^2(z) = e^{-2\eta z} (e^{\eta z} - 1). \tag{3.16}$$

Podemos ver que para este ultimo caso no se considera cuando $n > 1$, esto se debe a que el valor de $\alpha = 0$ implica que la probabilidad de multiplicación es 0 por lo que un electrón puede solamente acoplarse ($n = 1 \rightarrow n = 0$) o seguir avanzando ($n = 1 \rightarrow n = 1$).

Entonces podemos generar números aleatorios para simular la multiplicación y el acoplamiento de los electrones. Para esto usamos [39, 29]

$$n = \begin{cases} 0, & s < k \frac{\bar{n}(z)-1}{\bar{n}(z)-k} \\ 1 + \ln \left(\frac{(\bar{n}(z)-k)(1-s)}{\bar{n}(z)(1-k)} \right) \frac{1}{\ln \left(\frac{1-k}{\bar{n}(z)-k} \right)}, & s > k \frac{\bar{n}(z)-1}{\bar{n}(z)-k} \end{cases} \quad \alpha, \eta > 0 \quad (3.17)$$

$$n = \begin{cases} 0, & s < \frac{\alpha z}{1+\alpha z} \\ 1 + \ln [(1-s)(1+\alpha z)] \frac{1}{\ln \left(\frac{\alpha z}{1+\alpha z} \right)}, & s > \frac{\alpha z}{1+\alpha z} \end{cases} \quad \alpha = \eta \quad (3.18)$$

$$n = \begin{cases} 0, & s < e^{(-\eta z)} \\ 1, & s > e^{(-\eta z)} \end{cases} \quad \alpha = 0 \quad (3.19)$$

donde s es un numero aleatorio en el intervalo $[0, 1)$.

3.5. Difusión y deriva de los electrones

Un electrón libre en un gas experimentan fenómenos de difusión debidos a las colisiones aleatorias con las moléculas del gas. Si no existe un campo eléctrico presente en el gas, la difusión es isotrópica y sigue una distribución gaussiana.

Cuando existe un campo eléctrico la nube de electrones experimenta, en adición a las colisiones aleatorias con moléculas, un movimiento de deriva constante en dirección de las líneas de campo del campo eléctrico. Bajo la influencia del campo eléctrico, el electrón se moverá hasta chocar con una molécula del gas, después de esta colisión se moverá una distancia δz , ganando energía cinética $T = e_0 |\vec{E}| \delta z$ [22] (donde e_0 es la carga del electrón y $|\vec{E}|$ es la magnitud del campo eléctrico), hasta chocar con otra molécula de gas disminuyendo su energía. De esta forma el electrón ganará energía hasta la siguiente colisión donde será frenado un poco y así sucesivamente.

A escala macroscópica, se puede ver al electrón moviéndose a una velocidad constante, llamada velocidad de deriva v_D , la cual es la velocidad del electrón promediada luego de un numero grande de colisiones. Esta velocidad es proporcional a la magnitud del campo eléctrico e inversamente proporcional a la presión del gas. En la figura 3.3 podemos ver la velocidad de deriva para una mezcla de gases de $C_2H_2F_4/SF_6/i-C_4H_{10}$ en proporción 95%/0.5%/4.5% graficada a diferentes magnitudes del campo eléctrico.

Como el campo eléctrico genera una deriva constante, la difusión es ahora anisotrópica. Si asumimos simetría rotacional al rededor del eje del campo eléctrico podemos usar coordenadas cilíndricas lo que nos permite separar el término longitudinal y transverso de modo que la distribución de densidad a un tiempo t para una nube de electrones con centro de masa en (r_0, z_0) es [28]

$$\varphi(r, z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma_L \sigma_T^2} \exp \left(-\frac{(z - z_0)^2}{2\sigma_L^2} - \frac{(r - r_0)^2}{2\sigma_T^2} \right), \quad (3.20)$$

donde la varianza $\sigma_{L,T}^2$ está dada por

$$\sigma_{L,T}^2 = 2\bar{D}_{L,T}t, \quad (3.21)$$

con $\bar{D}_{L,T}$ siendo la difusividad de masa con unidades de m^2/s .

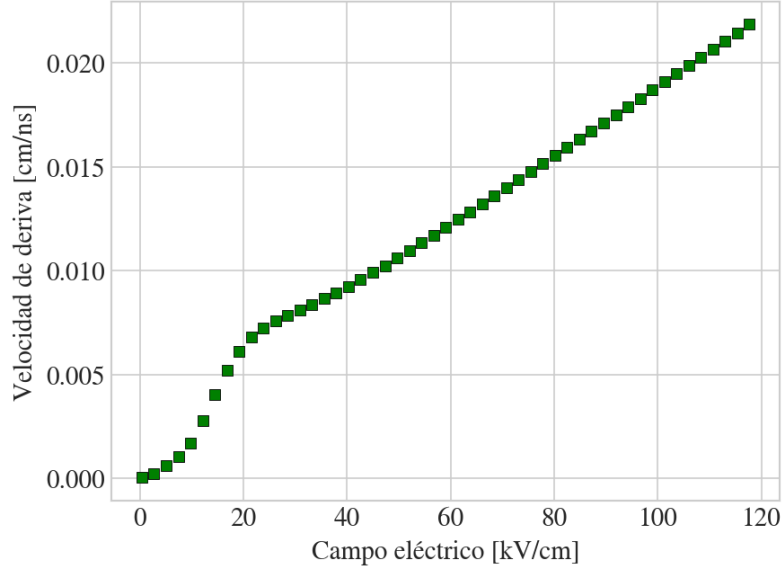


Figura 3.3: Velocidad de deriva de los electrones en una mezcla de gases de $C_2H_2F_4/SF_6/i-C_4H_{10}$ en proporción 95 %/0.5 %/4.5 %. La temperatura del gas es $T = 293.15$ K; y su presión es $P = 1$ atm.

Ahora de la ecuación (3.21) y asumiendo velocidad de deriva constante $v_D = l/t$, donde l es la distancia de deriva, podemos introducir dos nuevas constantes, $D_{L,T}$, tal que

$$\begin{aligned}\sigma_{L,T} &= \sqrt{2\overline{D}_{L,T}t} \\ &= \sqrt{2\overline{D}_{L,T}l/v_D} \\ &= D_{L,T}\sqrt{l}\end{aligned}$$

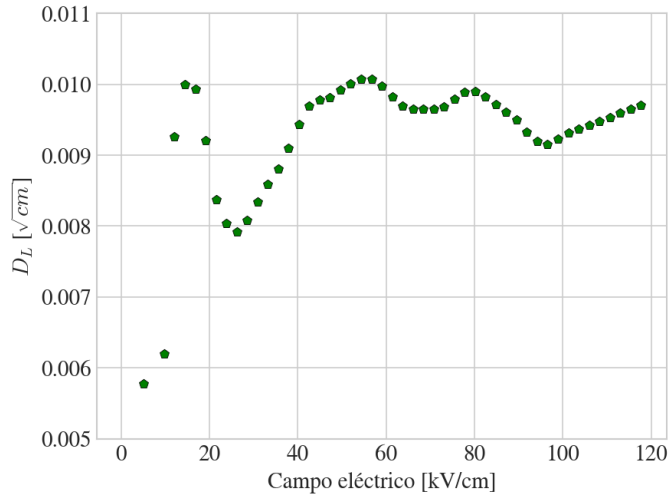
de modo que estas nuevas constantes de difusión $D_{L,T} = \frac{\sigma_{L,T}}{\sqrt{l}}$ representan la dependencia del grosor de la gaussiana sobre la distancia de deriva l ; y tiene unidades de $[\sqrt{m}]$. En la figura 3.4 podemos ver estos coeficientes en función del campo eléctrico.

Usando esto, y separando la ecuación (3.20) en su parte longitudinal y transversal obtenemos [28]

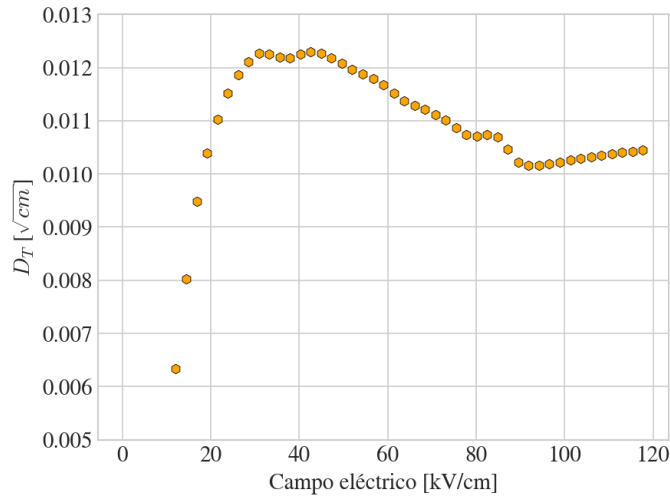
$$\varphi_L = \frac{1}{D_L\sqrt{2\pi}l} \exp\left(-\frac{(z-z_0)^2}{2D_L^2l}\right) \quad (3.22a)$$

$$\varphi_T = \frac{1}{D_T^2l} \exp\left(-\frac{(r-r_0)^2}{2D_T^2l}\right) \quad (3.22b)$$

Estas ecuaciones representan la distribución de densidad de una nube de electrones en el plano longitudinal y transversal, respectivamente, debida a los choques aleatorios con moléculas y al campo eléctrico aplicado.



(a) Coeficiente de difusión longitudinal



(b) Coeficiente de difusión transversal

Figura 3.4: Coeficientes de difusión longitudinal y transversal para una mezcla de gases de $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{SF}_6/\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ en proporción 95%/0.5%/4.5% para diferentes valores del campo eléctrico aplicado. Valores obtenidos usando Magboltz.

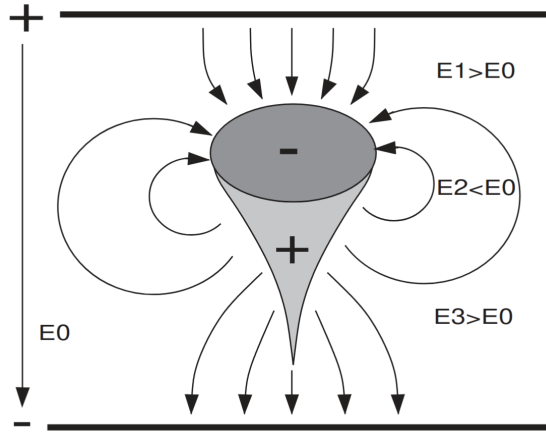


Figura 3.5: Representación del efecto de la carga espacial sobre el campo eléctrico aplicada E_0 .

3.6. Influencia de la carga espacial sobre el campo eléctrico

Cada partícula cargada induce su propio campo eléctrico. Cuando la densidad de electrones dentro del detector es suficientemente alta, afecta el campo eléctrico generado entre las placas resistivas a este fenómeno se le conoce como el efecto de la carga espacial.

En la figura 3.5 [30] podemos ver una representación de como las cargas dentro de la avalancha deforman el campo eléctrico aplicado E_0 . Podemos ver que en la punta y en la cola, el campo eléctrico generado por la avalancha de electrones es mayor que E_0 , esto se debe a la gran cantidad de portadores de carga que se encuentran cerca del anodo y catodo, respectivamente, los cuales generan un campo eléctrico a favor del campo eléctrico ya presente E_0 sumándose a él dando un campo eléctrico resultante $E_1, E_3 > E_0$. Mientras que en el centro de la avalancha ocurre lo contrario, los portadores de cargas positivas y negativas entre ellos generan un campo eléctrico que se opone al ya presente E_0 dando como resultado un campo eléctrico de menor magnitud.

Podemos estimar el efecto que tendría la avalancha si asumimos que toda la carga se encuentra en una esfera de radio r_d , de modo que usando el teorema de Gauss, encontramos que el campo eléctrico en la superficie de la esfera es

$$E = \frac{e_0 n_e}{4\pi\epsilon_0 r_d^2}. \quad (3.23)$$

Si asumimos que hay $n_e = 10^6$ electrones en la avalancha y ésta tiene un radio $r_d = 0.1$ mm, obtenemos un campo eléctrico $E = 1.5$ kV/cm. Esto representa un 3% del campo eléctrico típicamente usado para un RPC, y genera un cambio aproximadamente de 10% en los coeficientes de Townsend y de acoplamiento [30, 22]

3.6.1. Saturación de la carga

Otro fenómeno que ocurre por el efecto de la carga espacial es la saturación. Como podemos ver en la figura 3.5, cuando la carga espacial es suficientemente grande como para alterar el campo eléctrico generado por los electrodos, el espacio dentro de la cavidad de gas se separa en tres regiones en donde el campo eléctrico local será drásticamente distinto en cada región, lo que a su vez hará que se alteren el coeficiente de Townsend α y el coeficiente de acoplamiento η (ver figura 3.2). La nube de electrones se encontrará dispersa en la región 1 (magnitud del campo eléctrico alta) y en la región 2 (magnitud del campo eléctrico baja) de modo que el número de electrones

generados será equiparable al número de electrones que se acoplen a las moléculas del gas lo que generará el fenómeno conocido como saturación de la carga [19]; es decir, el número de electrones de la avalancha dejará de aumentar.

3.7. Electroestática de una carga puntual

En esta sección se hablará de la solución analítica del potencial y campo eléctrico generado por una carga puntual en una geometría de tres capas, como lo es un RPC simple. La derivación completa de las ecuaciones se escapa del enfoque de esta tesis así que solo se presentarán los resultados.

Cuando un electrón llega al ánodo resistivo no desaparecen directamente. Si consideramos una carga Q_0 sobre la superficie de un material resistivo, la carga se 'disipará' siguiendo

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau}. \quad (3.24)$$

La constante de tiempo τ se le llama «tiempo de relajación», y está definida por

$$\tau = \rho \varepsilon_0 \varepsilon_r, \quad (3.25)$$

donde ρ es la resistividad y $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ la permitividad dieléctrica del material. Las placas resistivas de un RPC tienen por lo general una resistividad de alrededor de $\rho \approx 10^{12} \Omega\text{cm}$ y $\varepsilon_r = 7$ para el vidrio lo que resulta en un tiempo de relajación de $\tau \approx 620$ ms. Por otro lado, el tiempo promedio en el que se desarrolla y concluye una avalancha dentro del RPC es de unos cuantos nanosegundos, esto da una diferencia de seis ordenes de magnitud. De modo que para procesos tan rápidos, como lo son las avalanchas, el material de los electrodos resistivos puede tratarse como un aislante [28].

3.7.1. Potencial eléctrico de una carga puntual

Considerando un RPC como un capacitor de placas paralelas infinitas hecho de tres capas dieléctricas homogéneas, la figura 3.6 [25] muestra la geometría de éste. El punto de observación se encuentra en (x, y, z) y la carga puntual en (x', y', z') . Cada una de las capas tiene permitividad dieléctrica $\varepsilon_i \equiv \varepsilon_0 \varepsilon_{r_i}$, donde ε_{r_i} es la constante dieléctrica relativa de la capa i , y ε_0 es la constante dieléctrica del vacío. La primer y tercer capa corresponden a las placas resistivas, mientras que la segunda corresponde a la cavidad del gas ubicada en $0 \leq z \leq g$, donde g es el grosor de la cavidad.

Usando coordenadas cilíndricas, la distancia R entre el punto de observación $\vec{r}$ y la carga puntual ubicada en $\vec{r}'$ está definida por

$$\begin{aligned} R = |\vec{r} - \vec{r}'|^2 &= (x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2, \\ &= r^2 - 2rr' \cos(\phi - \phi') + r'^2 + (z - z')^2, \\ &= P^2 + (z - z')^2. \end{aligned} \quad (3.26)$$

Se encuentra [25] que el potencial para la región 2, es decir la cavidad de gas de un RPC está dado por

$$\begin{aligned} \Phi(r, \phi, z, r', \phi', z') &= \frac{Q}{4\pi\varepsilon_2} \left[\frac{1}{\sqrt{P^2 + (z - z')^2}} \right. \\ &\quad - \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)\sqrt{P^2 + (z + z')^2}} \\ &\quad - \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{(\varepsilon_3 + \varepsilon_2)\sqrt{P^2 + (2g - z - z')^2}} \\ &\quad \left. + \frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3)} \int_0^\infty d\kappa J_0(\kappa P) \frac{R(\kappa, z, z')}{D(\kappa)} \right], \end{aligned} \quad (3.27)$$

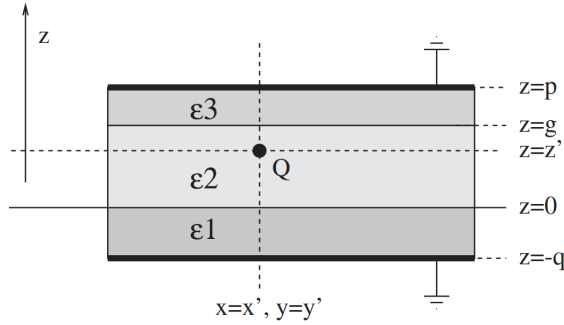


Figura 3.6: Geometría de tres capas, cada capa tiene un grosor y una constante dieléctrica diferente. Una carga Q se encuentra en la segunda capa.

donde J_0 es la función de Bessel de orden 0 y las funciones $R(\kappa, z, z')$ y $D(\kappa)$ están dadas por

$$\begin{aligned}
 R(\kappa, z, z') = & (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2 \left[e^{\kappa(-2p-2q+z-z')} + e^{\kappa(-2p-2q-z+z')} \right] \\
 & - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 e^{\kappa(-4g-2q+z+z')} \\
 & - 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2 e^{\kappa(-2q-z-z')} \\
 & - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2 e^{\kappa(-2p-z-z')} \\
 & - (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) (\varepsilon_2 - \varepsilon_3)^2 e^{\kappa(-4g+z+z')} \\
 & + (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2 \left[-e^{\kappa(-2p-2q-z-z')} + e^{\kappa(-2p+z-z')} + e^{\kappa(-2p-z+z')} \right] \\
 & - 4(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \varepsilon_2 \varepsilon_3 e^{\kappa(-2p-2q+z+z')} \\
 & - 4(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 \varepsilon_2 \varepsilon_3 e^{\kappa(-2p+z+z')} \\
 & + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_3^2) e^{\kappa(-2g-z-z')} \\
 & + 4\varepsilon_1 \varepsilon_2 (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_3^2) e^{\kappa(2g-2p-2q-z-z')} \\
 & + (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^2 (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_3^2) \left[-e^{\kappa(-2g-2q+z-z')} - e^{\kappa(-2g-2q-z+z')} + e^{\kappa(-2g-2p-2q+z+z')} \right] \\
 & + (\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_3^2) \left[e^{\kappa(-2g-2q-z-z')} - e^{\kappa(-2g+z-z')} - e^{\kappa(-2g-z+z')} + e^{\kappa(-2g-2p+z+z')} \right],
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

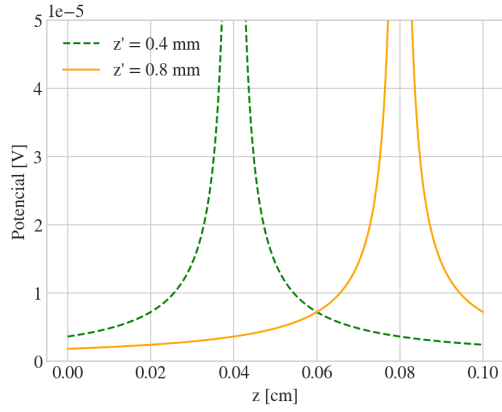
y

$$\begin{aligned}
 D(\kappa) = & (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) (\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \left(1 - e^{-2\kappa(p+q)} \right) \\
 & - (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) (\varepsilon_2 + \varepsilon_3) \left(e^{-2\kappa p} - e^{-2\kappa q} \right) \\
 & - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) (\varepsilon_2 - \varepsilon_3) \left(e^{-2\kappa(p-g)} - e^{-2\kappa(q+g)} \right) \\
 & + (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) (\varepsilon_2 - \varepsilon_3) \left(e^{-2\kappa g} - e^{-2\kappa(p+q-g)} \right).
 \end{aligned} \tag{3.29}$$

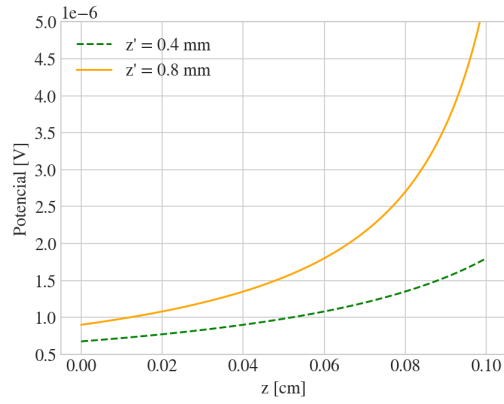
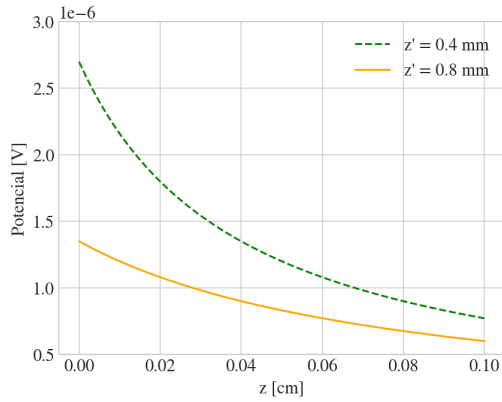
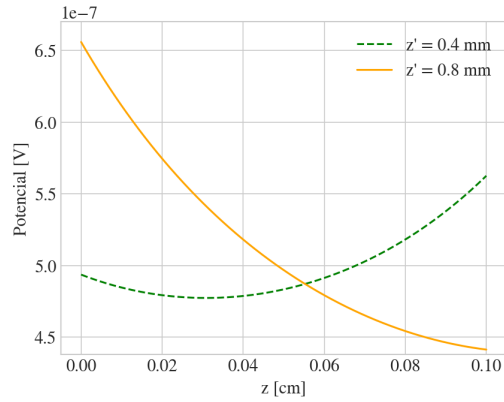
El potencial obtenido en (3.27) solamente es valido en la región 2 mientras la carga también se encuentre ahí; las ecuaciones análogas, por ejemplo, cuando la carga se encuentre en otras regiones, también pueden ser obtenidas de forma analítica [25], sin embargo, éstas no son relevantes para el proceso dentro de un RPC por lo que no serán discutidas.

La ecuación (3.27) consiste de cuatro términos, los cuales se pueden ver en la figura 3.7.

Fácilmente podemos ver que el primer término corresponde al potencial generado por la carga libre. El segundo y tercer término corresponde a la solución geométrica de cargas imagen ubicadas fuera del volumen de interés, en $(x', y', -z')$ y $(x', y', 2g - z')$ respectivamente. El cuarto término es numéricamente pequeño, ver figura 3.7(d), y sirve para corregir el comportamiento asintótico de la función [25].



(a) Término de la carga libre


 (b) Término de la carga imagen en $2g - z'$

 (c) Término de la carga imagen en $-z'$


(d) Término integral

Figura 3.7: Gráficas de los cuatro términos de la ecuación (3.27) para una carga ubicada en dos posiciones, $z' = 0.4$ mm y $z' = 0.8$ mm; en el plano $r = \phi = 0$; con $g = 1$ mm, $p = q = 2$ mm, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 7\varepsilon_0$ y $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$

3.7.2. campo electrico de una carga puntual

El campo eléctrico se puede obtener derivando parcialmente la ecuación (3.27) tal que

$$E_r(r, \phi, z, r', \phi', z') = -\frac{\partial \Phi}{\partial r}(r, \phi, z, r', \phi', z'), \quad (3.30a)$$

$$E_\phi(r, \phi, z, r', \phi', z') = -\frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi}(r, \phi, z, r', \phi', z'), \quad (3.30b)$$

$$E_z(r, \phi, z, r', \phi', z') = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}(r, \phi, z, r', \phi', z'). \quad (3.30c)$$

A pesar de que el termino de corrección, es numéricamente pequeño, el despreciarlo ocasiona que el valor del campo eléctrico se desvíe mucho, especialmente cerca del cátodo. Esto lo podemos ver en la figura 3.8(a). De las figuras 3.7 vemos que cerca de las placas resistivas, la carga imagen más cercana a la placa resistiva respectiva es la que tiene más influencia sobre el valor del potencial; de modo que para reducir tiempo de computo podemos mantener fidelidad en la región cercana al ánodo, la cual tendrá la mayor cantidad de electrones (figura 2.2(b)), y despreciar el término de la carga imagen en $(x', y', -z')$. Podemos ver el resultado de estas consideraciones en la figura 3.8(b).

De modo que despreciando el término de corrección y el de la carga espejo en $z = z'$ podemos obtener

$$E_r(r, \phi, z, r', \phi', z') \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_2} \left[\frac{r - r' \cos(\phi - \phi')}{(P^2 + (z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} - \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \right) \frac{r - r' \cos(\phi - \phi')}{(P^2 + (2g - z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} \right], \quad (3.31a)$$

$$E_\phi(r, \phi, z, r', \phi', z') \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_2} \left[\frac{r' \sin(\phi - \phi')}{(P^2 + (z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} - \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \right) \frac{r' \sin(\phi - \phi')}{(P^2 + (2g - z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} \right], \quad (3.31b)$$

$$E_z(r, \phi, z, r', \phi', z') \approx \frac{Q}{4\pi\epsilon_2} \left[\frac{z - z'}{(P^2 + (z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} - \left(\frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \right) \frac{2g - z - z'}{(P^2 + (2g - z - z')^2)^{\frac{3}{2}}} \right]. \quad (3.31c)$$

3.8. Señal inducida

Los electrones producidos en la avalancha no serán directamente colectados por los electrodos de salida ya que estos serán absorbidos por la placa resistiva. Para obtener la carga inducida usualmente se utiliza el teorema de Ramo [37]. Este teorema dice que la corriente inducida $i(t)$ en un electrodo debida a una carga Q moviéndose entre conductores está dada por

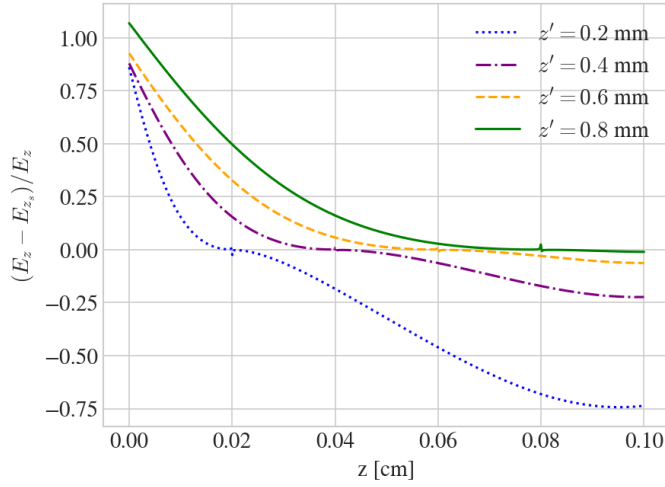
$$i(t) = Q \vec{E}_V(\vec{x}(t)) \dot{\vec{x}}(t), \quad (3.32)$$

donde $\vec{E}_V(\vec{x})$ es el campo eléctrico dentro del detector generado por un voltaje V aplicado entre los electrodos en ausencia de la carga Q ; y $\dot{\vec{x}}(t)$ el la velocidad de la carga al tiempo t .

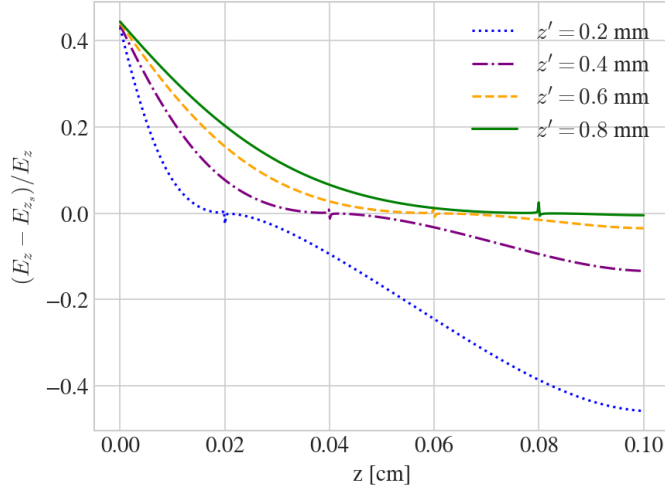
Sin embargo, la ecuación (3.32) solo es valida si asumimos electrodos perfectamente conductores rodeados de materiales aislantes, en ese caso los campos eléctricos son instantáneos. Por otro lado, si consideramos el uso de materiales resistivos, los usados en un RPC, el campo eléctrico tendrá ahora una dependencia temporal explícita [22] y el el teorema de ramo no se podrá aplicar. Por ello se usará una versión modificada del teorema de Ramo [38]

$$i(t) = \frac{Q}{v_0} \int_0^t \vec{E}_w(\vec{x}(t'), t - t') \dot{\vec{x}}(t') dt', \quad (3.33)$$

donde el campo eléctrico $\vec{E}_w$ es llamado «campo de peso» y representa el campo eléctrico luego de que se aplique un pulso instantáneo de voltaje $v_0 \delta(t)$ y se remueva la carga Q .



(a) $E_{z_s} = E_{\text{carga}} + E_{\text{imagen en } 2g-z'} + E_{\text{imagen en } -z'}$



(b) $E_{z_s} = E_{\text{carga}} + E_{\text{imagen en } -z'}$

Figura 3.8: Diferencia entre la expresión completa del campo eléctrico E_z (ecuación (3.30c)) y una versión simplificada E_{z_s} . (a) El campo eléctrico simplificado es la suma de los campos generados por la carga espacial, la carga imagen en $2g - z'$ y la carga imagen en $-z'$; se desprecia el término integral de corrección. (b) El campo eléctrico simplificado solo toma en cuenta los términos de la carga espacial y la carga imagen en $-z'$.

3.8.1. Campo de peso

El campo electrostático de peso depende mayormente de la geometría y de las propiedades dieléctricas del detector. Si consideramos el caso de la geometría de un RPC de un solo gap, figura 3.9. Se aplica un voltaje v_0 a los electrodos de modo que contengan una densidad de carga superficial σ . Usando la ley de Gauss para dieléctricos en su forma integral

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{A} = Q_{enc}, \quad (3.34)$$

donde el desplazamiento eléctrico está definido como

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad (3.35)$$

tal que ε es la permitividad eléctrica del material y Q_{enc} representa la carga encerrada por la superficie gaussiana; tomando un cilindro como superficie gaussiana de tal forma que una de sus tapas quede dentro del electrodo y la otra en la capa 1, entonces de la ecuación (3.34) obtenemos

$$D_1 - D_{\text{electrodo}} = \sigma. \quad (3.36)$$

Como el electrodo es un conductor, sabemos que dentro de él $D_{\text{electrodo}} = 0$, entonces $D_1 = \sigma$.

Por otro lado, de la ley de Gauss en su forma diferencial sabemos que $\nabla \cdot \vec{D} = \rho_{enc}$, donde ρ_{enc} representa la densidad carga libre en el volumen de interés. Como no hay carga libre en la capa 1 tenemos que $\nabla \cdot \vec{D}_1 = 0$, es decir, $\vec{D}_1$ es constante a lo largo de la capa 1; y particularmente, al no haber carga en cada una de las capas dieléctricas (recordemos que la carga se remueve para obtener el campo de peso), $\vec{D} = \sigma$ es una constante en todo el detector. Así, de la definición (3.35) podemos obtener que el campo eléctrico E_i en cada capa $i = 1, 2, 3$ es

$$E_1 = \frac{\sigma}{\varepsilon_1}, \quad E_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_2}, \quad E_3 = \frac{\sigma}{\varepsilon_3}. \quad (3.37)$$

Por otro lado, podemos escribir el voltaje aplicado v_0 como

$$v_0 = \int_{d_1} E_1 dr + \int_{d_2} E_2 dr + \int_{d_3} E_3 dr = \sigma \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3} \right) \quad (3.38)$$

Como estamos interesados en el campo de peso E_w , es decir, el campo eléctrico en la cavidad del gas cuando se aplica un pulso instantáneo de voltaje v_0 de modo que $E_w = E_2$. Usualmente la constante dieléctrica de los gases usados en un RPC es muy similar a la del vacío por lo que podemos estimar $\varepsilon_2 \approx \varepsilon_0$ entonces podemos escribir [22, 38]

$$\begin{aligned} \frac{E_w}{v_0} &= \frac{\frac{\sigma}{\varepsilon_2}}{\sigma \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3} \right)} \delta(t), \\ &= \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3}{d_1 \varepsilon_0 \varepsilon_3 + d_2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 + d_3 \varepsilon_0 \varepsilon_1} \delta(t), \end{aligned} \quad (3.39)$$

donde aparece el $\delta(t)$ ya que fue un pulso instantáneo de voltaje. Cuando los electrodos resistivos están hechos del mismo material, lo cual usualmente es el caso en detectores RPC, tenemos que $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon_0 \varepsilon_r$, donde ε_r es la constante dieléctrica relativa del material; entonces, la ecuación (3.39) se puede reescribir como

$$\frac{E_w}{v_0} = \frac{\varepsilon_r}{d_1 + d_3 + d_2 \varepsilon_r} \delta(t), \quad (3.40)$$

y sustituyendo esto en (3.33) tenemos finalmente

$$i(t) = Q \dot{x}(t) \frac{\varepsilon_r}{d_1 + d_3 + d_2 \varepsilon_r}. \quad (3.41)$$

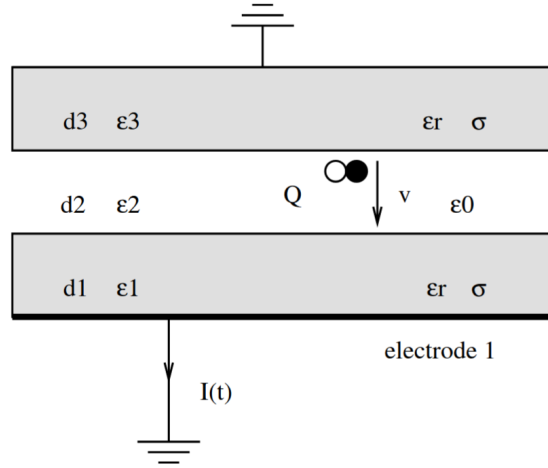


Figura 3.9: Geometría de un RPC simple, las placas resistivas tienen una constante dieléctrica ε_1 y ε_2 , y grosores d_1 y d_2 respectivamente; mientras que la cavidad de gas tiene constante dieléctrica ε_2 y un grosor d_2 . Se aplica un pulso de voltaje v_0 a uno de los electrodos mientras el otro se mantiene conectado a tierra. El voltaje genera una densidad de carga superficial σ sobre los electrodos.

3.8.2. Campo de peso para una geometría de dos gaps

La ecuación (3.33) es siempre válida para cargas moviéndose entre electrodos y materiales resistivos [38]. Por lo que solo tenemos que obtener el valor para el campo de peso en esta nueva geometría.

En la geometría de un RPC de dos gaps ahora existen 5 capas, tres siendo el material resistivo; y dos son las cavidades del gas. Siguiendo un procedimiento análogo al de la geometría de 3 capas se obtiene que

$$E_1 = \frac{\sigma}{\varepsilon_1}, \quad E_2 = \frac{\sigma}{\varepsilon_2}, \quad E_3 = \frac{\sigma}{\varepsilon_3}, \quad E_4 = \frac{\sigma}{\varepsilon_4}, \quad E_5 = \frac{\sigma}{\varepsilon_5}, \quad (3.42)$$

y el pulso de voltaje v_0 se puede escribir como

$$v_0 = \sigma \left(\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3} + \frac{d_4}{\varepsilon_4} + \frac{d_5}{\varepsilon_5} \right). \quad (3.43)$$

En este caso el campo de peso que nos importa es el ubicado en las capas 2 y 4, que por simetría, y asumiendo que $\varepsilon_2 = \varepsilon_4 \approx \varepsilon_0$, tendrán el mismo valor. Así el campo de peso se puede escribir como

$$\frac{E_w}{v_0} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_3 \varepsilon_5}{d_1 \varepsilon_0 \varepsilon_3 \varepsilon_5 + d_2 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \varepsilon_5 + d_3 \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_5 + d_4 \varepsilon_1 \varepsilon_3 \varepsilon_5 + d_5 \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_3} \delta(t), \quad (3.44)$$

de modo que si consideramos que las placas resistivas están hechas del mismo material tal que $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = \varepsilon_4 = \varepsilon_r \varepsilon_0$, el campo de peso lo podemos escribir como

$$\frac{E_w}{v_0} = \frac{\varepsilon_r}{d_1 + d_3 + d_5 + \varepsilon_r(d_2 + d_4)} \delta(t). \quad (3.45)$$

Entonces de la ecuación (3.33), la corriente generada por una carga Q moviéndose en cualquiera de las cavidades de gas en esta geometría está dada por

$$i(t) = Q \dot{x}(t) \frac{\varepsilon_r}{d_1 + d_3 + d_5 + \varepsilon_r(d_2 + d_4)}. \quad (3.46)$$

Capítulo 4

Simulación

El uso de simulaciones Monte-Carlo ha sido una herramienta muy importante en el área de física de altas energías, especialmente en la simulación de detectores de Partículas. Una modelación detallada y precisa de los procesos físicos que ocurren en un detector es importante para tener una buena simulación que ayude a optimizar parámetros como los son, en el caso de un RPC, la mezcla de gases, el tamaño de la cavidad de gas, el voltaje aplicado a los electrodos, entre otros.

En este capítulo se hablará sobre la simulación Monte-Carlo de una avalancha de electrones dentro de un detector RPC de dos gaps. El modelo utilizado se conoce como un modelo en 1.5D [28, 22] ya que la propagación de los electrones es simulada en una sola dimensión, a lo largo del eje z , sin embargo, se asume que en cada posición, los electrones tienen una distribución radial que depende del coeficiente de difusión transversal D_T . La contribución de la carga espacial al campo eléctrico local es calculada en cada instante de la simulación lo que afecta a los coeficientes del gas como lo son el coeficiente de acoplamiento, el coeficiente de Townsend, velocidad de deriva, entre otros. La saturación de la carga espacial se implementó de una manera burda al limitar el número de electrones de la avalancha a 1.6×10^6 como lo proponen varios autores [28, 39].

El código de la simulación fue escrito en el lenguaje de programación C++ haciendo uso del marco de trabajo de Garfield++ que permite el uso de Magboltz para la simulación de la mezcla de gases, así como para calcular y obtener los coeficientes del gas; y HEED, que permite calcular la ionización producida por una partícula incidente.

4.1. Implementación del modelo

Para la simulación se considera como un «evento» al paso de un muón con momento de 5 GeV por el detector, esto genera una ionización primaria que deposita cúmulos de electrones en las cavidades de gas del detector lo que desencadena una avalancha de electrones. Esta avalancha genera una corriente inducida en los electrodos de salida.

Cada evento se realiza siguiendo una serie de pasos:

1. El detector se separa en un número fijo de segmentos N , llamados bins, tal que el grosor de cada segmento es $\delta z = (2g + d)/N$, donde g es el grosor de las cavidades de gas (ambas midiendo lo mismo) y d es el grosor de la placa resistiva central. Esto corresponde al paso temporal $\delta t = \delta z/v_0$, donde $v_0 = v_D(E_0)$ es la velocidad de deriva en el campo eléctrico inicial E_0 .
2. La ionización primaria producida por la partícula incidente se calcula utilizando HEED. De

los valores producidos por HEED, los cúmulos de electrones son repartidos en su respectivo bin y llenados con su numero de electrones.

3. Se calcula el valor del campo eléctrico $E_{CE}(z)$ producido por la carga espacial usando el coeficiente de difusión transversal en cada uno de los segmentos; y se calcula el campo eléctrico efectivo $E(z) = E_0 + E_{CE}(z)$ en cada segmento, donde E_0 es el campo eléctrico eléctrico inicial producido al aplicar un voltaje V en los electrodos (ver sección 4.5).
4. Con este nuevo valor del campo eléctrico se obtiene el coeficiente de Townsend $\alpha(E(z))$, el coeficiente de acoplamiento $\eta(E(z))$, la velocidad de deriva $v_D(E(z))$ y los coeficientes de difusión $D_{L,T}(E(z))$ para cada bin.
5. Los electrones se multiplican de acuerdo a las ecuaciones (3.17), (3.18) y (3.19) dependiendo del valor de $\alpha(z)$ y $\eta(z)$; y se propagan al siguiente bin (ver sección 4.3).
6. Se calcula la difusión longitudinal (ver sección 4.4).
7. Se calcula la corriente y carga inducida en el ánodo (ver sección 4.6).
8. Se repiten los pasos del 3 al 7 en cada instante de tiempo δt hasta que todos los electrones de la primera cavidad hayan llegado a la placa resistiva central y todos los electrones de la segunda cavidad hayan llegado al ánodo.

En las siguientes secciones se hablará de los detalles de algunos procesos que ocurren durante la simulación de la avalancha.

4.2. Creador de números pseudoaleatorios

Los números aleatorios son el corazón de toda las simulaciones Monte-Carlo. Uno podría pensar en utilizar generadores basicos utilizados en centros de computo o funciones básicas de python o C++ pero se encuentra que estos son insuficientes para generar una gran cantidad de números aleatorios como se necesitan para esta simulación.

4.2.1. Tipos de generadores de números aleatorios

- **Generadores de números *realmente* aleatorios.** Estos son completamente impredecibles y las secuencias de números deben generarse fuera de un proceso computacional, podrían ser generados por un proceso radioactivo pro ejemplo. Existen secuencias de este tipo en publicadas en libros pero usualmente no son lo suficientemente largas para ser utilizadas en una simulación Monte-Carlo.
Usualmente se quiere que todos los números tengan la misma probabilidad de ocurrir, es decir, que tengan una distribución uniforme. Esto no es cierto para todo tipo de fenómeno físico, de modo que para este tipo de generadores uno debe basarse en los resultados empíricos de un análisis estadístico.
- **Generadores de números pseudoaleatorios.** Estos producen números en base a un algoritmo numérico, las secuencias generadas no son *realmente* aleatorias pero son lo suficientemente aleatorias para que alguien que no tenga conocimiento del algoritmo usado crea que lo son. Sin embargo, uno busca un generador que produzca una serie de números independientes e idénticamente distribuidos, es decir que tengan una distribución uniforme sobre un intervalo definido, usualmente el intervalo $(0, 1)$.
- **Generador de números cuasialeatorios.** Estos también son producidos por un algoritmo numérico, pero su objetivo no es que luzcan aleatorios sino que estén lo mas uniformemente distribuidos que se pueda. Son usados principalmente para reducir errores de la integración de Monte-Carlo y no se hablará más de ellos en este estudio.

4.2.2. SIMD-oriented Fast Mersenne Twister

El SIMD-oriented Fast Mersenne Twister (SFMT) es una variante optimizada del generador de números pseudoaleatorios Mersenne Twister (MT19937), propuesta en 2006 [42]. Al igual que el Mersenne Twister original, el SFMT pertenece a la familia de generadores basados en recurrencias lineales sobre campo finito $GF(2)$ ¹, cuya característica principal es un período grande asociado a un número primo de Mersenne.

El período de un generador de números aleatorios es la longitud máxima de números generados antes de que se empiecen a repetir. Como todos los generadores de números pseudoaleatorios tienen un número de estados finitos, eventualmente se repetirá la secuencia de números por lo que es necesario un período grande para que la simulación no se vea afectada por alguna correlación artificial introducida por el generador. El Mersenne Twister clásico tiene un período de $2^{19937} - 1$ (un número primo de Mersenne), lo que significa que partiendo de una semilla inicial, el generador produce más de 10^{6000} números aleatorios antes de repetir la secuencia.

Mientras que el MT19937 funciona en base a operaciones de 32 bits, el SFMT utiliza las capacidades de procesamiento vectorial presentes en los procesadores modernos (instrucciones SIMD, Single Instruction Multiple Data) lo que incrementa la rapidez de procesamiento al utilizar operaciones de 128 bits [42]. Por estas razones se decidió usar el generador SFMT.

4.3. Multiplicación de los electrones

Como se habló en la sección 3.4, cada electrón de la avalancha tiene una probabilidad de multiplicarse o desaparecer de la avalancha. Para dar un ejemplo del proceso de multiplicación digamos que el detector se divide en N partes cada una de grosor δz , a cada segmento se le llama bin. Si asumimos que hay n_0 electrones en la posición $z = 0$ cada electrón se multiplicará de acuerdo a las ecuaciones (3.17), (3.18) y (3.19) y se propagará al siguiente bin de la simulación; de modo que ahora hay n_1 electrones en la posición $z = \delta z$, estos n_1 electrones se multiplicarán de la misma manera tal que ahora habrá n_2 electrones en $z = 2\delta z$. Este procedimiento seguirá ocurriendo hasta que todos los electrones hayan recorrido toda la cavidad del gas.

Sin embargo, en estados avanzados de la avalancha la cantidad de electrones es tan grande que calcular la multiplicación individual de cada uno de los electrones es una tarea computacionalmente pesada. Para agilizar el cómputo hacemos uso del Teorema del Límite Central (CLT por sus siglas en inglés), el cual nos dice que la suma de n variables aleatorias independientes e idénticamente distribuidas de una distribución de probabilidad con media μ y varianza σ^2 converge a una distribución normal definida por

$$\mu_{CLT} = n\mu, \quad \sigma_{CLT} = \sqrt{n}\sigma. \quad (4.1)$$

En nuestro caso, n es el número de electrones en la posición z , $\mu = \bar{n}(z)$ dado por la ecuación (3.8); y σ está dado por las ecuaciones (3.12), (3.14) y (3.16). La figura 4.1 muestra una comparación entre la cantidad de electrones generados por n electrones 'padre' utilizando el procedimiento completo y utilizando el Teorema del Límite Central. Podemos ver que a partir de 10^4 electrones la diferencia se vuelve despreciable; por lo que en nuestra simulación, para agilizar el cómputo de la avalancha, se cambia a la generación de electrones utilizando el Teorema del Límite Central cuando la cantidad de electrones excede $n_e = 1.5 \times 10^4$.

¹El término $GF(2)$ hace referencia al campo finito con dos elementos, $\{0, 1\}$, donde las operaciones de suma y multiplicación se realizan módulo 2. Esto implica que la suma equivale a la operación lógica XOR, y la multiplicación corresponde al operador lógico AND [41]. Esta estructura algebraica es fundamental en el diseño de generadores como el Mersenne Twister ya que permite definir recurrencias lineales con buenas propiedades estadísticas mediante polinomios característicos irreducibles sobre $GF(2)$ [31].

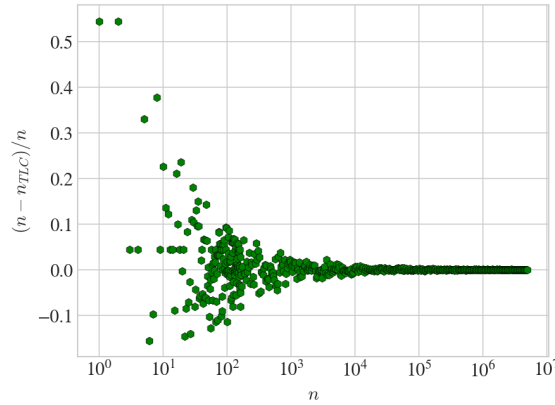


Figura 4.1: Comparación entre el numero de electrones producidos usando el procedimiento completo y usando el Teorema del Límite Central. El eje x representa el numero de electrones 'padre'.

4.4. Difusión

En la sección 3.5 se habló de la difusión anisotrópica que experimenta una nube de electrones en un gas bajo la influencia de un campo eléctrico debida a las colisiones aleatorias contra las moléculas del gas. Ahora se hablará sobre cómo se implementó la difusión longitudinal y transversa en la simulación.

4.4.1. Difusión longitudinal

Si una nube de electrones se mueve de una posición z a $z + \delta z$ cada electrón tendrá una probabilidad de terminar en una posición diferente que $z + \delta z$. Como asumimos que esta difusión es estrictamente gaussiana, la densidad de probabilidad está dada por la ecuación (3.22a). Si asumimos que la posición inicial es $z_0 = 0$, es decir el desplazamiento total del electrón es $l = \delta z$, podemos calcular la nueva coordenada z para cada electrón obteniendo un numero aleatorio de la distribución gaussiana definida por $\mu = z + \delta z$ y $\sigma = D_L \sqrt{l}$.

La figura 4.2 representa la misma avalancha a dos tiempos diferentes, de modo que se puede ver una comparación del efecto que tiene el considerar la difusión longitudinal en el desarrollo de la avalancha. De las figuras 4.2(c) y 4.2(a) podemos ver que considerar la difusión de los electrones aumenta la dispersión espacial de cada cúmulo y aumenta el numero de electrones por lo que también aumenta el tiempo total de la avalancha; notamos que en la figura 4.2(b) el cúmulo mas grande de la primera cavidad está por llegar a la placa resistiva central, y la cantidad de electrones de la avalancha en la segunda cavidad ya se ha reducido considerablemente; mientras que en la figura 4.2(d) podemos ver que en la primera cavidad el cúmulo mas grande apenas va por la mitad, y en la segunda cavidad la avalancha aun tiene un gran tamaño.

4.4.2. Difusión transversal

Los electrones de la avalancha también experimentan difusión transversa, perpendicular al eje z . Debido a que la simulación es de una sola dimensión es imposible calcular explícitamente el movimiento radial de los electrones, sin embargo, podemos tomar en cuenta este efecto calculando la densidad de carga radial. Asumiendo que ésta es influenciada solamente por la difusión transversal, de la ecuación (3.22b) sabemos que la distribución de carga radial está dada por

$$\varphi_T = \frac{1}{D_T^2 l} \exp\left(-\frac{r^2}{2D_T^2 l}\right), \quad (4.2)$$

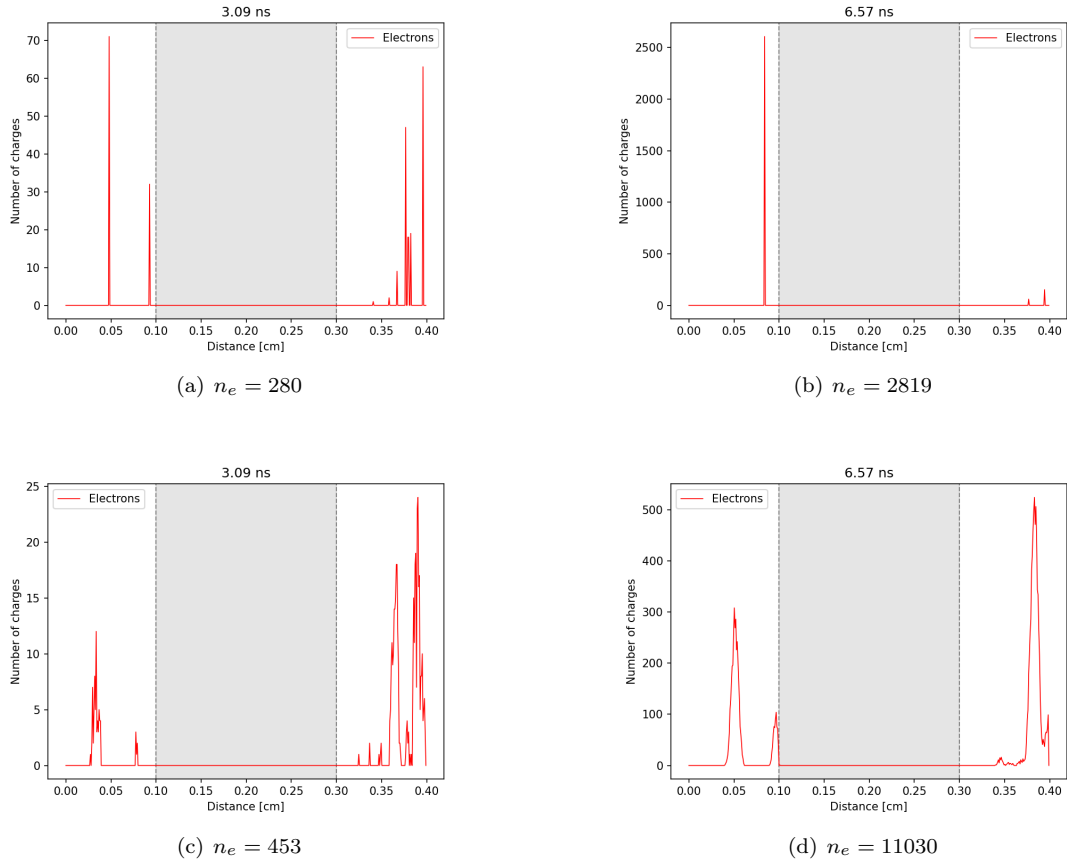


Figura 4.2: Distribución de los electrones de una avalancha en $t = 3.09$ ns y $t = 6.57$ ns mostrando el numero de electrones totales n_e dentro de un detector RPC de dos gaps de 0.1 cm de grosor. En (a) y (b) no se toma en cuenta la difusión longitudinal mientras que en (c) y (d) sí. El segmento vertical gris representa la placa resistiva central que separa las dos cavidades de gas (segmentos verticales blancos).

donde l es la distancia total de desplazamiento de la avalancha sobre el eje z ; y se tomó $r_0 = 0$ ya que se considera que la avalancha se desarrollo centrada en el eje z .

4.5. Efecto de la carga espacial

Cada electrón de la avalancha genera su propio campo eléctrico; cuando la carga espacial de la avalancha es suficientemente grande el campo eléctrico generado por ésta es suficientemente grande como para afectar el campo ya presente. Para tomar en cuenta este efecto debemos calcular el campo eléctrico generado por cada electrón en las dos cavidades de gas.

En la sección 3.8 se habló de la solución analítica para el potencial de una carga puntual dentro de un capacitor de placas paralelas infinitas para una geometría de tres capas. Como el tiempo de relajación es varios ordenes de magnitud más grande que el tiempo promedio de una avalancha de electrones (ver la sección 3.8) las placas resistivas pueden tratarse como un aislante; de esta manera podemos usar la ecuación (3.27) para calcular el campo eléctrico generado por una carga en cualquiera de las cavidades del gas tratando a cada cavidad como independiente. Como la simulación es en una dimensión usamos el campo eléctrico $E_z(r, \phi, z, r', \phi', z')$ dado por la ecuación (3.31c) donde (r, ϕ, z) es el punto de observación y (r', ϕ', z') es la posición de la carga. Si asumimos que la carga en cada punto z está distribuida sobre un disco perpendicular al eje z , la distribución de carga está dada por la ecuación (4.2); y por simetría rotacional $r = \phi = 0$, así el campo eléctrico de una carga radialmente distribuida $\bar{E}_z(r = 0, \phi = 0, z, l, z') = \bar{E}_z(z, l, z')$ está dada por

$$\bar{E}_z(z, l, z') = \int_0^\infty \varphi_T(r', l(z')) E_z(r = 0, \phi = 0, z, r', \phi', z') r' dr'. \quad (4.3)$$

Así, el campo eléctrico generado por la carga espacial en toda la cavidad de tamaño g está dado por

$$E_{CEz_1} \int_0^g q(z') \bar{E}_z(z, l, z') dz', \quad (4.4)$$

para la primer cavidad; mientras que para la segunda, si asumimos que la placa resistiva central tiene un grosor d entonces

$$E_{CEz_2} = \int_{d+g}^{d+2g} q(z') \bar{E}_z(z, l, z') dz', \quad (4.5)$$

donde $q(z')$ es la carga total en la posición z' . Sin embargo, realizar este calculo en cada instante de la simulación es una tarea muy demandante computacionalmente hablando debido al gran numero de integraciones numéricas (ecuación (4.3)) que se tienen que calcular, por ello, varios autores [28, 39, 22] sugieren la realización de una tabla de interpolación para los valores de $\bar{E}_z(z, l, z')$. Esta tabla será guardada en la memoria y los valores del campo eléctrico $\bar{E}_z$ que se usarán para calcular el efecto de la carga espacial se obtendrán interpolando en los valores de esta tabla. Los valores de esta tabla dependen de varios parámetros de la simulación como lo son el coeficiente de difusión transversal, el tamaño de la cavidad del gas, la permitividad y el grosor de las placas resistivas. Así, esta tabla solamente tendrá que ser computada nuevamente si alguno de estos parámetros es modificado.

Este método permite tomar en cuenta la difusión transversal sin necesidad de tener un modelo bidimensional, sin embargo es importante notar que, al calcular la tabla de interpolación al inicio de la simulación, se están obteniendo estos valores utilizando el coeficiente de difusión transversal para el campo eléctrico inicial $D_T = D_T(E_0)$. Esto es equivalente a asumir que este coeficiente es constante a lo largo de toda la simulación, lo que sabemos no es correcto ya que éste depende del campo eléctrico (ver figura 3.4(b)). Además, en esta etapa de la avalancha, los efectos de la fuerza de Coulomb entre cada carga del mismo signo serán mayores al de las colisiones

elásticas entre las partículas por lo que, en este caso, ya no se podría considerar una distribución gaussiana para la densidad de carga. Como estos fenómenos no se consideraron en la simulación es posible que la densidad de carga esté sobrestimada.

4.6. Señales inducidas en los electrodos de salida

Como se habló en la sección 3.8, los electrones moviéndose dentro de la cavidad del gas del detector generan una corriente en los electrodos de salida. Debido a que esta corriente es proporcional a la velocidad de la carga, podemos ignorar la contribución de los iones positivos y negativos ya que éstos tienen una velocidad de deriva muy pequeña en comparación a la de los electrones [28, 22]. Así podemos usar la ecuación (3.46) considerando una geometría de dos gaps con placas resistivas hechas del mismo material, de modo que la corriente generada en los electrodos de salida está dada por

$$i(t) = Q(t)v(t)\frac{E_w}{v_0}, \quad (4.6)$$

donde $\frac{E_w}{V_w}$ donde $\frac{E_w}{v_0}$ es el campo electrostático de peso el cual es una constante que solamente depende de la geometría y de los materiales del detector dado por la ecuación (3.45). Si asumimos que todas las placas resistivas tienen el mismo grosor $d_1 = d_3 = d_5 = d$, y también que ambas cavidades del gas tienen el mismo grosor $d_2 = d_4 = g$, entonces el campo de peso está dado por

$$\frac{E_w}{v_0} = \frac{\varepsilon_r}{3d + 2g\varepsilon_r} \quad (4.7)$$

Asumiendo que hay $N_i(t)$ electrones en el bin i del detector al tiempo t y su velocidad de deriva es $v_i(E_i(t))$, entonces la corriente inducida por el bin i al tiempo t está dada por

$$I_i(t) = N_i(t)e_0v_i(E_i(t))\frac{E_w}{V_w}. \quad (4.8)$$

La carga inducida $q_i(t)$ está relacionada a la corriente inducida por

$$q_i(t) = I_i(t)\delta t = N_i(t)e_0\delta z\frac{E_w}{V_w}. \quad (4.9)$$

Entonces para obtener toda la señal y la carga inducida al tiempo t , se realiza una suma sobre todos los bins del detector

$$I(t) = \sum_{i=1}^N N_i(t)e_0v_i(E_i(t))\frac{E_w}{V_w} \quad (4.10)$$

$$q(t) = \sum_{i=1}^N N_i(t)e_0\delta z\frac{E_w}{V_w} \quad (4.11)$$

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se mostrarán y discutirán los resultados obtenidos de la simulación, enfocándonos en la eficiencia, la resolución temporal y el espectro de carga para los tres diferentes grosores de la cavidad del gas. Posteriormente se estudiarán resultados experimentales obtenidos usando detectores RPC reales construidos por el grupo de partículas elementales de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, con el objetivo de comparar los resultados simulados con los reales.

5.1. Resultados de la simulación

Se simularon tres detectores RPC de 2 gaps, cada uno con diferentes tamaños de la cavidad del gas: 1 mm, 0.5 mm y 0.3 mm; a pesar de esta diferencia, todos los detectores tenían una geometría similar, la cual se puede ver en la figura 5.1. Las dos cavidades de gas de todos los detectores se separaron en 125 partes (ver paso 1 de la implementación del modelo). Todas las placas resistivas (ánodo, central y cátodo) son de vidrio, con una permitividad relativa $\epsilon_r = 7$ y con un grosor de 2 mm. Además de esta similitud, todas las simulaciones se realizaron ajustando las condiciones de presión y temperatura en 1 atm y 20°C; y se usó una mezcla de gases de $C_2H_2F_4/SF_6/i-C_4H_{10}$ en proporción 95 %/0.5 %/4.5 %.

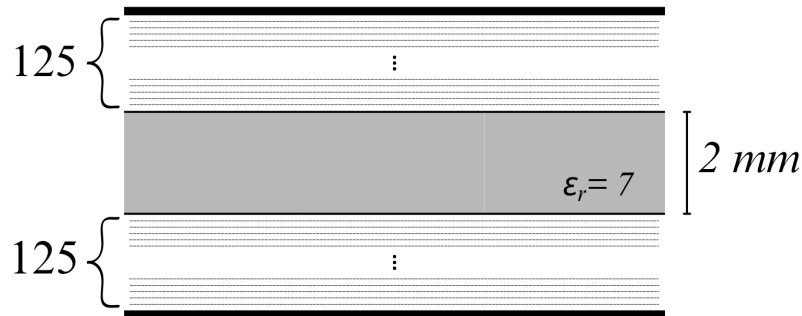


Figura 5.1: Geometría de los detectores simulados. Cada gap se separó en 125 segmentos. La placa resistiva central está hecha de vidrio con constante dielectrica relativa $\epsilon_r = 7$ y un grosor de 2 mm.

5.1.1. Eficiencia simulada

La eficiencia del detector se puede definir como el numero de partículas detectadas entre el total de partículas que atravesaron al detector en un intervalo de tiempo dado. En la simulación, tenemos el control total del numero de partículas, o eventos, que lanzamos al detector, por lo que solo falta calcular cuales eventos generaron una avalancha lo suficientemente grande como para ser detectada. Para ello se configura un umbral de carga inducida en los electrodos de salida, de modo que si se supera este umbral podemos asegurar que la partícula fue detectada; este umbral en la simulación hace el trabajo de una puerta de ruido en un experimento real, filtrando los falsos positivos generados por el ruido electrónico de los aparatos de amplificación y detección.

Para nuestra simulación se utilizó un umbral de 0.1 pC, y se simularon 1,500 eventos por voltaje de tal manera que cuando la carga inducida en los electrodos de salida (ver sección 4.6) supere el umbral establecido la simulación de ese evento se detiene y se continua con el siguiente; esto con el objetivo de acelerar el tiempo de computo. En la figura 5.2 se pueden ver gráficas de la eficiencia porcentual para los tres detectores simulados. Las barras de error se calcularon utilizando el método de Wilson para intervalos de confianza de una distribución binomial; se calcularon con un nivel de confianza de 99 %.

De estas gráficas notemos primeramente que tienen el comportamiento deseado, es decir, a

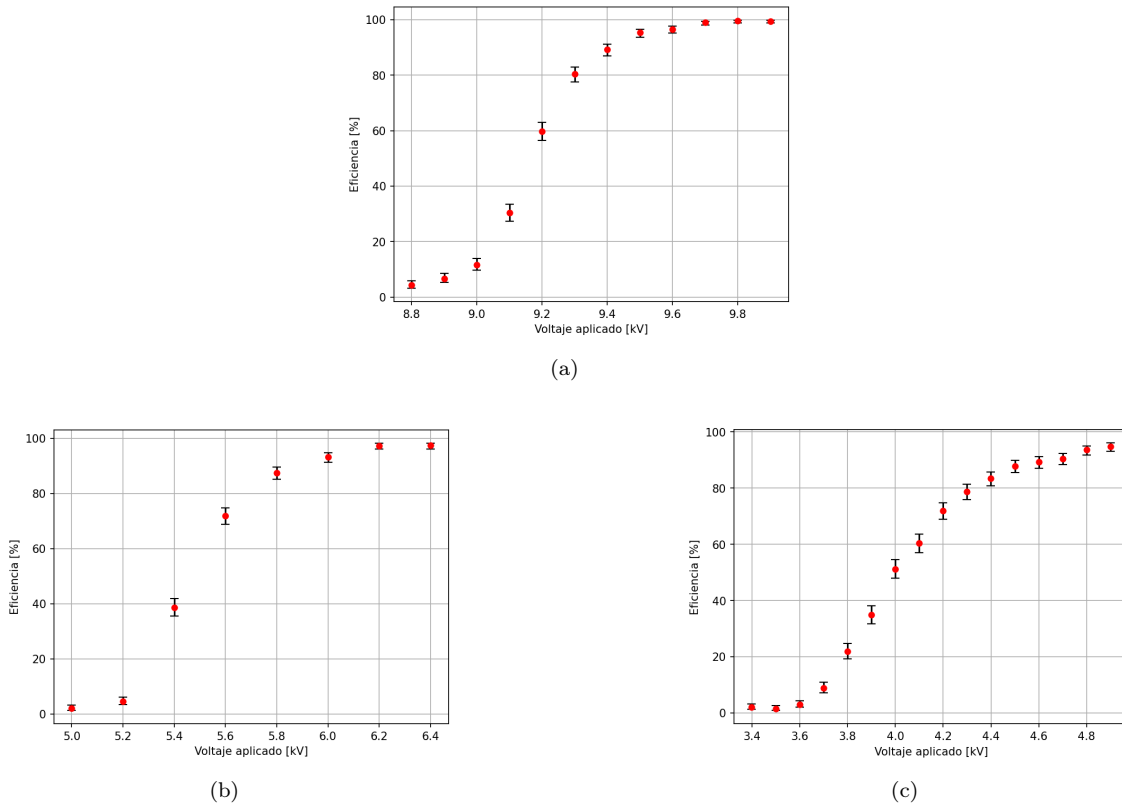


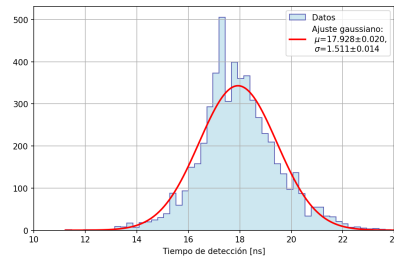
Figura 5.2: Gráficas de la eficiencia porcentual de detectores RPC simulados de dos gaps de (a) 1 mm, (b) 0.5 mm y (c) 0.3 mm. Se simularon 1500 eventos para cada voltaje de interés. Las partículas utilizadas por evento fueron muones a 5 GeV.

medida que se aumenta el voltaje aplicado la eficiencia incrementa; esto se debe a que al

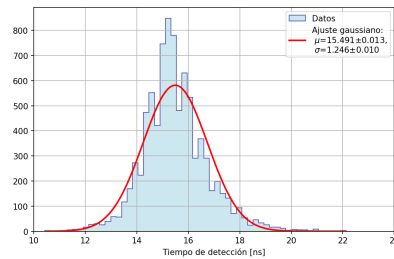
incrementar el voltaje se incrementa el campo eléctrico generado en el interior de la cavidad de gas produciendo avalanchas más grandes las que tienen una mayor probabilidad de ser detectadas. Ahora, al comparar las tres graficas, podemos notar que al reducir el tamaño de la cavidad de gas, el voltaje necesario para alcanzar una alta eficiencia se reduce; este fenomeno tiene la misma explicación anterior, al reducir el tamaño del gap, el voltaje necesario para generar un mismo campo eléctrico se reduce. Sin embargo, notemos que no es una relación lineal; al reducir el tamaño del gap en 50 % (de 1 mm a 0.5 mm) el voltaje necesario para alcanzar una eficiencia cercana al 100 % se reduce aproximadamente un 35 %. Reduciendo el tamaño de la cavidad aún más, de 0.5 mm a 0.3 mm (reducción del 40 %), observamos una reducción en el voltaje aplicado necesario para alcanzar una buena eficiencia de aproximadamente 25 %. Esto se explica debido al hecho de que al reducir el tamaño de la cavidad, se esta reduciendo la distancia máxima que puede recorrer los electrones de la avalancha, limitando así el crecimiento, por lo que necesitará un campo eléctrico generado mayor para compensar esta reducción.

5.1.2. Resolución temporal

La resolución temporal de un detector se puede obtener mediante un análisis de la distribución del tiempo de detección de las partículas. Para los datos simulados, definimos el tiempo de detección como el tiempo en el que la carga inducida en los electrodos de salida, ecuación (4.11), supera un umbral que está configurado en $q_{thr} = 0.1$ pC. De este modo, se simularon 10,000 eventos para cada detector y cada voltaje de interés; de éstos, solamente se guardó el tiempo de detección de los eventos que cruzaron el umbral; estos tiempos fueron entonces graficados en los histogramas que se pueden ver en las figuras 5.3 y 5.4. Se realizó un ajuste gaussiano sobre estos histogramas, de modo que podemos definir la resolución temporal del detector como la desviación estándar σ del ajuste gaussiano.



(a)



(b)

Figura 5.3: Histograma del tiempo de detección para un detector RPC simulado de dos gaps de 1 mm de grosor. El voltaje aplicado es de (a) 9.2 kV y (b) 9.4 kV. Se realizó un ajuste gaussiano para determinar la resolución temporal

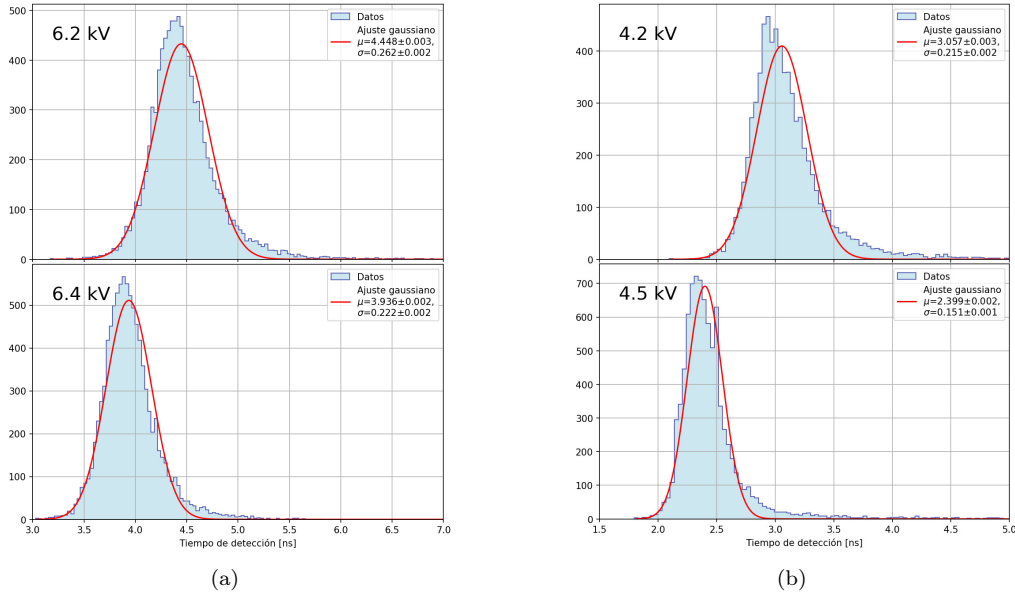


Figura 5.4: Histogramas del tiempo de detección a diferentes voltajes aplicados sobre un detector RPC de dos gaps de (a) 0.5 mm y (b) 0.3 mm. Se realizó un ajuste gaussiano para determinar la resolución temporal del detector.

De las figuras, podemos observar como la media μ se mueve a valores más pequeños a medida que se incrementa el voltaje aplicado; esto es de esperarse, ya que un voltaje alto implica un campo eléctrico generado más grande, lo que lleva a una velocidad de deriva y a una multiplicación de electrones mayor. De igual manera, podemos observar que la resolución temporal disminuye al aumentar el voltaje aplicado, esto lo podemos ver más claramente en la figura 5.5. Este comportamiento es lo esperado de acuerdo a resultados experimentales publicados por otros autores [3].

Por otro lado, podemos notar de la figura 5.3, y más notoriamente de la figura 5.4, que la distribución no es realmente gaussiana; este es un comportamiento esperado que se ha tratado de explicar [22] debido al hecho de que la ionización primaria, y consecuentemente el número de electrones depositados por la partícula incidente, sigue una distribución de Landau. Otra explicación es la influencia de la difusión durante el desarrollo de la avalancha, es decir, habrá eventos en los cuales, como la avalancha está más dispersa en el espacio (ver figura 4.2), el tiempo de detección será más largo.

Para explorar esta última idea, se simuló el mismo evento 10,000 veces, esto es, los muones incidentes siempre dejaron la misma cantidad de electrones en las mismas posiciones para cada uno de los eventos. De esta manera, las variaciones en el tiempo de detección serán solamente resultado de la naturaleza estocástica del desarrollo de la avalancha discutida en el capítulo 4. En la figura 5.6(b), cuando se simula el mismo evento, podemos observar que la distribución del tiempo de detección sigue un comportamiento casi perfectamente de Landau, lo que demuestra que la difusión tiene un gran impacto en la cola de la distribución. Sin embargo, podemos observar de la figura 5.6(a), cuando los eventos son completamente aleatorios, la distribución no está tan bien representada por una distribución de Landau; esto lo podemos ver en la cola izquierda ya que vemos como ésta crece más lento de lo que debería. Esta cola está mejor representada por una distribución de Gauss, como se puede ver en la figura 5.4, esto implica que la influencia de la ionización primaria restaura una distribución gaussiana.

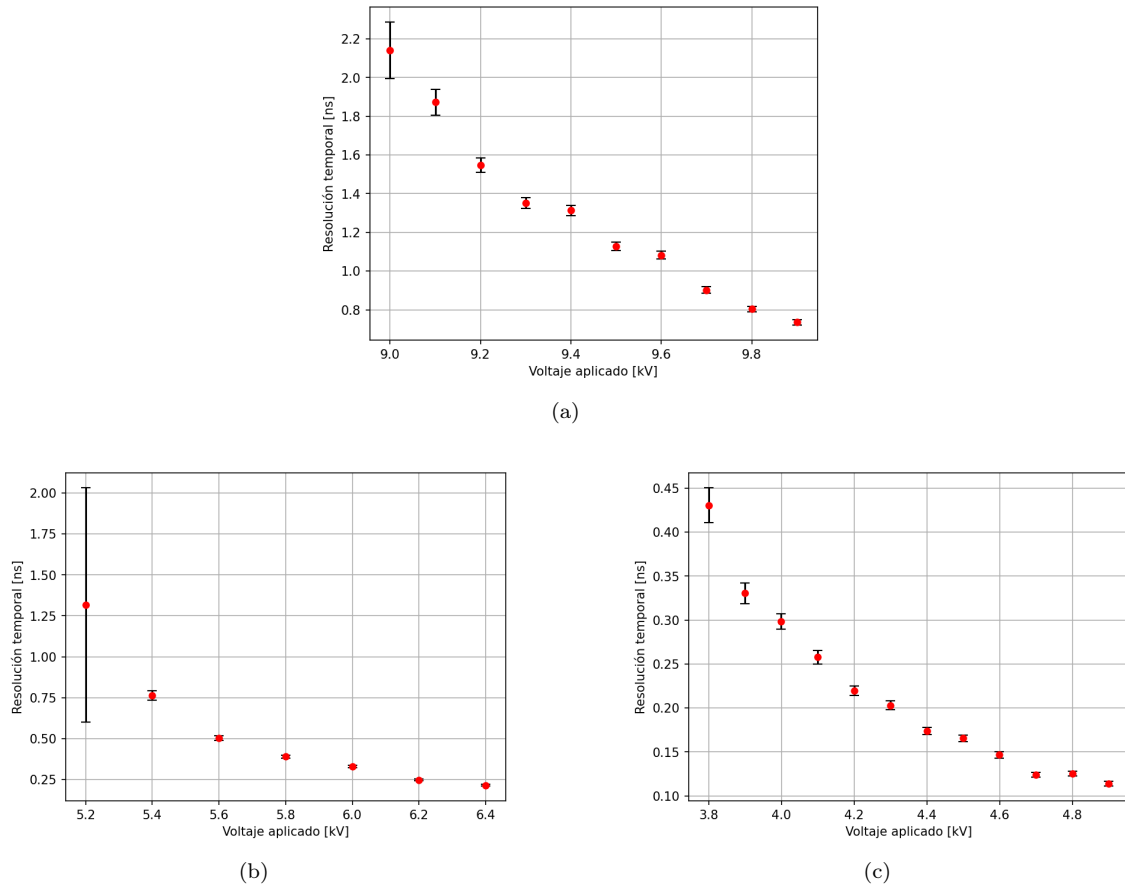


Figura 5.5: Gráficas de la resolución temporal en función del voltaje aplicado para un detector RPC de dos gaps de (a) 1 mm, (b) 0.5 mm y (c) 0.3 mm. Los grandes valores de incertidumbre a voltajes pequeños se debe a los pocos eventos que lograron ser detectados a consecuencia de su baja eficiencia.

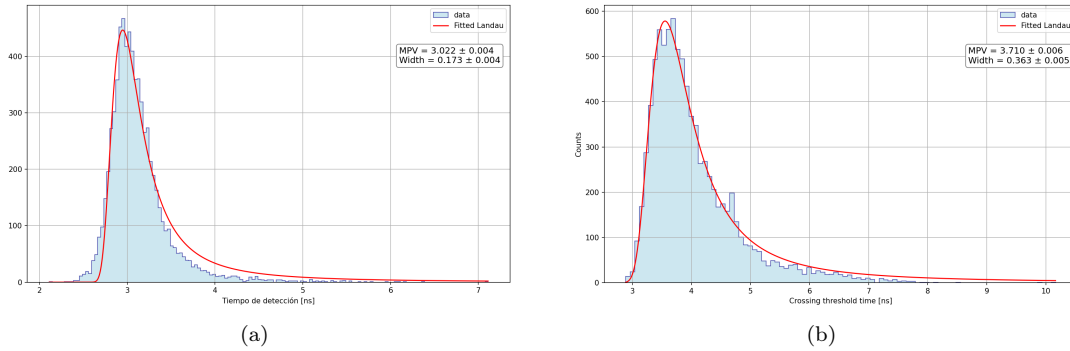


Figura 5.6: Histogramas del tiempo de detección para un detector RPC de dos gaps de 0.3 mm operado a un voltaje de 4.2 kV, se simularon en (a) 10,000 eventos completamente aleatorios, mientras que en (b) se simuló el mismo evento 10,000 veces. Se realizó un ajuste de Landau sobre los histogramas.

5.1.3. Espectro de carga

La señal típica producida por un detector RPC está compuesta de dos partes que se encuentran en escalas de tiempo diferentes. La primer parte de la señal se le conoce como señal rápida, o fast signal, esta se genera del movimiento de los electrones generados durante la avalancha; este movimiento ocurre en algunos nanosegundos, como se ha visto anteriormente en este trabajo. La segunda parte de la señal es generada por el movimiento de los iones cargados, los cuales se mueven mucho más lentamente que los electrones; debido a esto la señal total tiene una duración de hasta ordenes de microsegundos [26]. Esta señal total es la que aparece en los electrodos de salida de

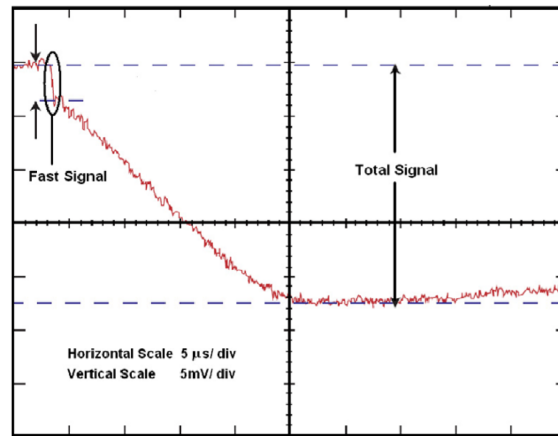


Figura 5.7: Señal típica producida por un detector RPC. La señal rápida, o fast signal, es generada por el movimiento de los electrones dentro de la cavidad del gas y tiene una duración corta; mientras que la señal total, o total signal, tiene un desarrollo más lento. Figura extraída de la referencia [26].

un detector real, sin embargo, en nuestra simulación solamente consideramos el movimiento de los electrones mientras que los iones cargados se mantienen inmóviles. Debido a esto, solamente podemos analizar la señal rápida (figura []), y por consecuencia, la carga inducida en los electrodos de salida generada por esta señal. En la figura 5.8 se puede ver la distribución de la carga inducida para un detector RPC de dos gaps de 1 mm de grosor. Podemos ver que al incrementar el voltaje

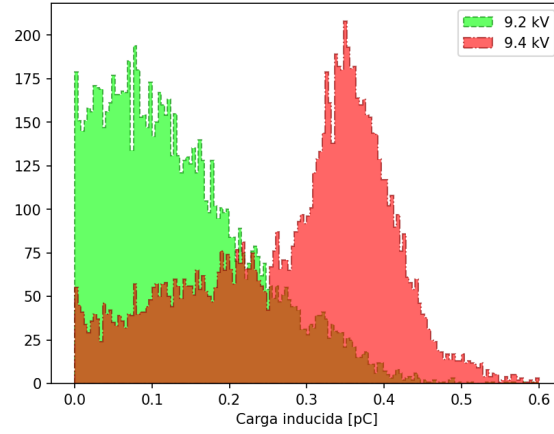
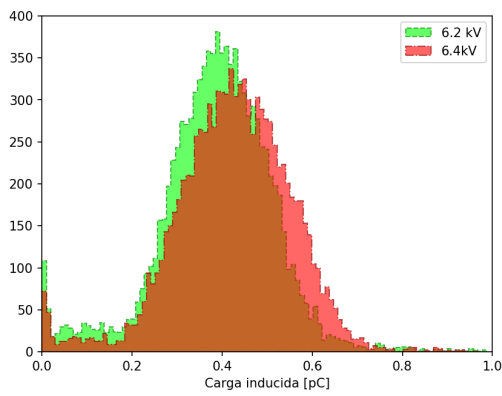
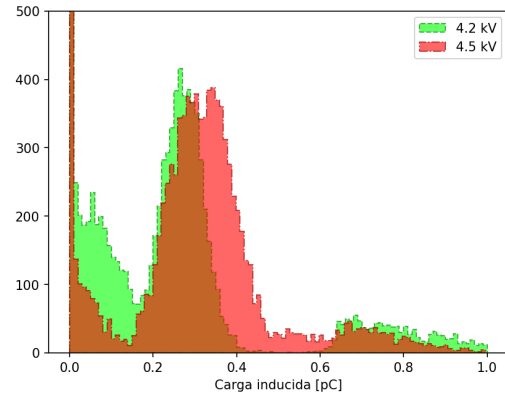


Figura 5.8: Histograma de la carga inducida en los electrodos de salida para un detector RPC de dos gaps de 1 mm. Se simularon 10,000 eventos aplicando un voltaje de 9.2 kV (histograma verde) y 9.4 kV (rojo)



(a)



(b)

Figura 5.9: Histograma de la carga inducida en los electrodos de salida para dos detectores RPC de dos gaps de (a) 0.5 mm y (b) 0.3 mm. Se simularon 10,000 eventos aplicando un voltaje dos voltajes diferentes a cada detector.

aplicado la media de la carga inducida aumenta. Este es un fenómeno esperado de acuerdo con resultados experimentales publicados por diversos autores como [3] y [11]. Este fenómeno es menos evidente al reducir el grosor de la cavidad de gas a 0.5 mm y 0.3 mm (figura 5.9), sin embargo sigue ocurriendo. En la tabla 5.1 podemos ver el promedio de la carga inducida para cada detector simulado y voltaje aplicado. Se calculó el promedio de los 10,000 eventos tomando en cuenta los eventos que no fueron detectados, es decir donde la carga inducida $Q_{ind} < q_{thr} = 0.1$ pC.

Tamaño del gap	1 mm		0.5 mm		0.3 mm	
Voltaje Aplicado	9.2 kV	9.4 kV	6.2 kV	6.4 kV	4.2 kV	4.5kV
$\langle Q_{ind} \rangle$	0.135 pC	0.284 pC	0.387 pC	0.425 pC	0.252 pC	0.314 pC

Tabla 5.1: Promedio de la carga inducida $\langle Q_{ind} \rangle$ para cada detector simulado y voltaje aplicado.

5.2. Resultados experimentales

Para la obtención de los datos experimentales se utilizaron dos tubos fotomultiplicadores (PMT) como sistema de disparo, ubicando el detector RPC entre ambos PMT. En la figura 5.10 se puede ver una fotografía del arreglo experimental; este arreglo de tres detectores fue cubierto por una tela negra para reducir el ruido generado sobre los PMT por la luz del laboratorio. La toma de datos fue realizada utilizando una placa PETIROC 2A, la cual cuenta con 32 canales; se conectaron los detectores a tres de los canales y se utilizó la placa PETIROC en modo de coincidencia de tal modo que solo se considera el evento como valido y es guardado si la carga generada en los PMT supera un umbral dado, es decir, si la partícula es detectada por ambos detectores PMT.

Se analizaron dos detectores RPC de dos gaps distintos, uno con gaps de 1 mm de grosor

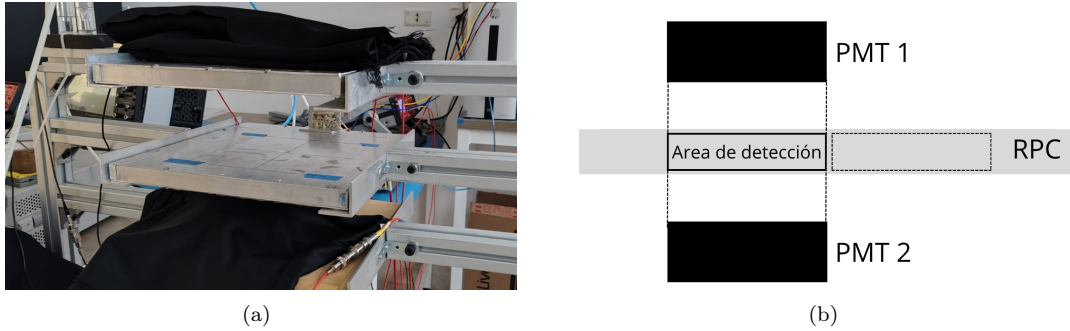


Figura 5.10: Arreglo experimental utilizado durante la toma de datos. El detector RPC cuenta con 4 áreas efectivas de detección que pueden ser utilizadas de manera independiente, delimitadas entre la cinta azul de la fotografía (a). La imagen (b) muestra un diagrama de la sección transversal del arreglo. Se acomodó el RPC entre los dos detectores PMT manteniendo una alineación entre éstos y el área de detección del RPC que se utilizó.

y el otro de 0.5 mm; el detector de 0.3 mm no se analizo ya que por el momento no se encuentra construido en las instalaciones del laboratorio de partículas de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla. Se utilizó Freon R134a ($C_2H_2F_4$) como gas ionizante. Se realizó el análisis de la eficiencia para el detector con gaps de 1 mm; y el análisis de la resolución temporal solamente para el detector con gaps de 0.5 mm.

5.2.1. Eficiencia para un RPC real de dos gaps

La eficiencia de detección se define como la razón entre el número de partículas detectadas y el número total de partículas incidentes en un intervalo de tiempo determinado. Para estimar este número total de partículas que atravesaron el detector, se utilizó un sistema de disparo externo compuesto por dos detectores fotomultiplicadores (PMT) ubicados uno por encima y otro por debajo del RPC. De esta forma, se considera que cada coincidencia entre ambos PMTs corresponde a una partícula que atravesó completamente el detector. Se recolectaron datos variando el voltaje aplicado a los electrodos en intervalos de una hora, utilizando partículas provenientes de rayos cósmicos.

En la figura 5.11 podemos ver la curva de eficiencia para un RPC de dos gaps con cavidades de gas de 1 mm de espesor. Se observa que la eficiencia alcanza un valor máximo de aproximadamente 75 % para un voltaje aplicado de 11 kV. Aunque esta eficiencia puede parecer relativamente baja, es importante señalar que no se realizó ninguna optimización sobre la mezcla de gas utilizada, lo cual tiene una influencia significativa en el desempeño del detector.

Del mismo modo, la figura 5.12 muestra la eficiencia medida para un RPC de dos gaps con cavidades de 0.5 mm, alcanzando una eficiencia máxima de aproximadamente 65 % para un voltaje aplicado de 7.4 kV. La reducción en el voltaje necesario para alcanzar la región de saturación es consistente con lo esperado, ya que al disminuir el espesor del GAP, el campo eléctrico efectivo en el gas aumenta, favoreciendo la formación de avalanchas a voltajes menores.

Es importante mencionar que, en la práctica, ningún detector alcanza una eficiencia del 100 %, ya que existen diversos factores que influyen en su desempeño. Entre ellos se encuentran el ruido electrónico proveniente del sistema de lectura de las señales, la inhomogeneidad en el campo eléctrico dentro de las cavidades de gas y las imperfecciones mecánicas propias del detector generadas durante su fabricación. A pesar de estas limitaciones, los resultados obtenidos son consistentes y muestran un comportamiento acorde con lo esperado.

Al comparar las figuras 5.11 y 5.12 se observa claramente que el voltaje requerido para alcanzar la región de máxima eficiencia disminuye al reducir el tamaño del GAP. Este fenómeno lo podemos ver también en los resultados simulados, reforzando así la validez del modelo implementado.

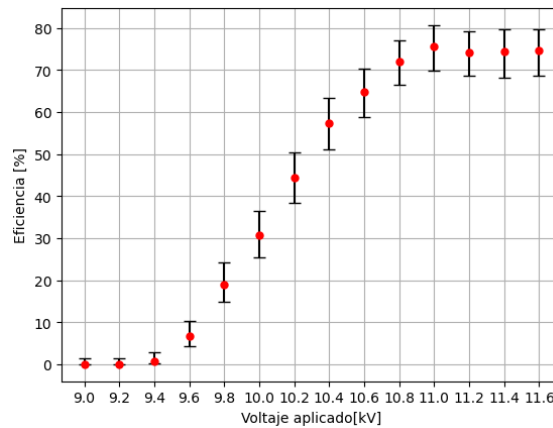


Figura 5.11: Gráfica de la eficiencia de un detector RPC real de dos gaps de 1 mm de grosor. Se ajustó el valor del voltaje aplicado cada hora y se detectaron partículas provenientes de rayos cósmicos.

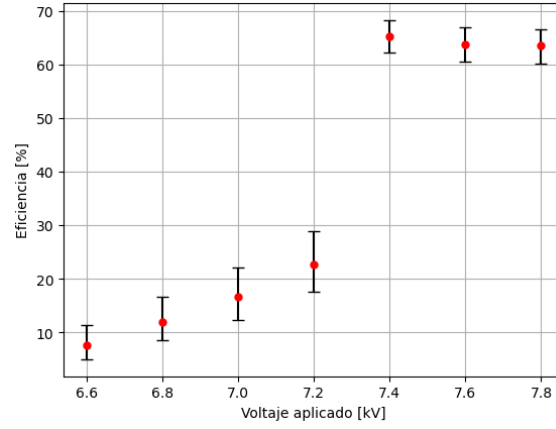


Figura 5.12: Gráfico de la eficiencia de un detector RPC real de dos gaps de 0.5 mm de grosor. Se ajustó el valor del voltaje aplicado cada hora y se detectaron partículas provenientes de rayos cósmicos.

5.2.2. Resolución temporal para un RPC real de dos gaps de 0.5 mm

La resolución temporal para un detector se puede definir como la desviación estándar σ de una curva gaussiana ajustada al histograma generado con el tiempo de detección de las partículas. En la práctica, y gracias al arreglo experimental que se usó, el tiempo de detección se puede estimar tomando la diferencia entre el tiempo en el que se disparó el primer PMT y el tiempo del RPC. En la figura 5.13 se muestra este histograma. Encontramos que la resolución temporal es de aproximadamente 717 ps.

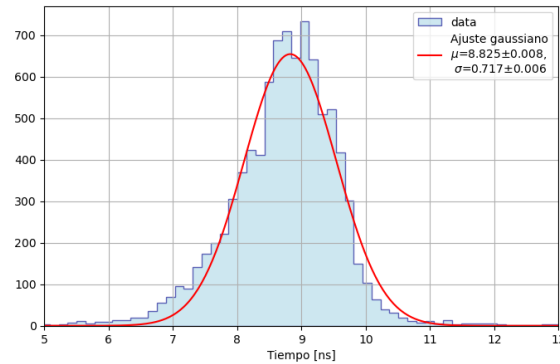


Figura 5.13: Histograma de la diferencia entre el tiempo de disparo del PMT superior y el tiempo del RPC, se realizó un ajuste gaussiano sobre el histograma.

5.3. Comparación de resultados simulados y experimentales

En esta sección se presenta la comparación entre los resultados obtenidos de las simulaciones y los obtenidos experimentalmente para los detectores construidos. El objetivo es evaluar en qué medida el comportamiento esperado, derivado del modelo numérico utilizado, reproduce las curvas de eficiencia y la respuesta temporal observadas en las pruebas de caracterización.

Al analizar las curvas de eficiencia correspondientes al RPC de dos gaps de 1 mm de grosor (figura 5.14) podemos ver que la respuesta experimental se encuentra desplazada hacia voltajes más altos respecto a la simulación. Particularmente, la simulación predice que la eficiencia empiece a subir alrededor de valores del voltaje aplicado de 8.8-9.0 kV llegando a una eficiencia muy cercana al 100 % a voltajes alrededor de 9.8 kV; mientras que experimentalmente, el crecimiento comienza aproximadamente a 9.6 kV, teniendo una subida mucho más lenta y llegando a una saturación alrededor de 75-80 % incluso extendiendo el voltaje aplicado hasta 11.6 kV. Esta discrepancia, tanto en la eficiencia máxima como en la pendiente de la transición es debida en mayor parte a las diferencias entre las mezclas de gases utilizadas. La simulación se realizó con $C_2H_2F_4/SF_6/i-C_4H_{10}$ en proporciones 95 %/0.5 %/4.5 %, mientras que en el experimento se usó $C_2H_2F_4$ puro. La presencia de hexafluoruro de azufre e isobutano en la mezcla simulada tiende a estabilizar el proceso de avalancha, así como reducir las fluctuaciones asociadas a fotoionización secundaria, lo que lleva a una operación más uniforme, permitiendo así operar a voltajes más bajos y tener una eficiencia máxima más cercana a la ideal.

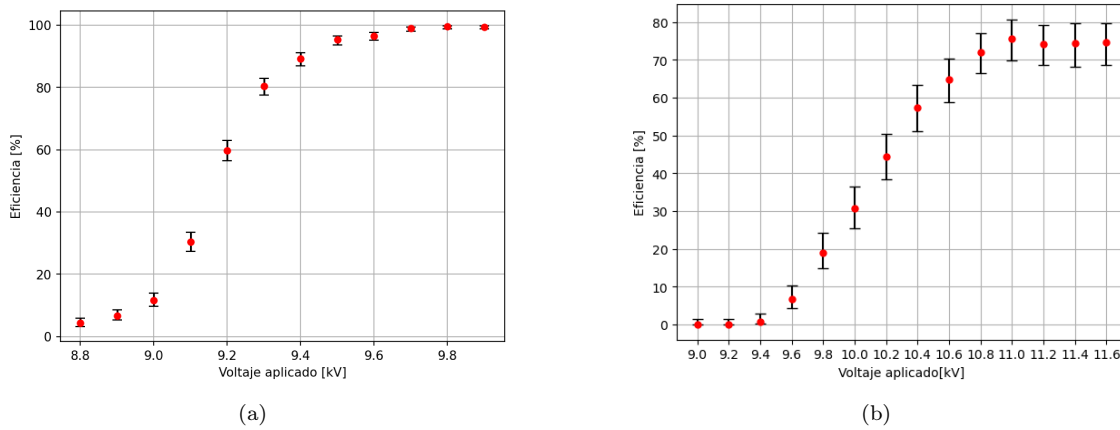


Figura 5.14: Curvas de eficiencia de un RPC de dos gaps de 1 mm de grosor (a) simulado y (b) real.

Además de la diferencia en los gases, también hay una diferencia entre las condiciones ambientales. La simulación fue configurada para una condición estándar de 20°C y 1 atm, mientras que las mediciones experimentales se realizaron en Puebla, México, donde la presión atmosférica promedio es menor, de alrededor de 0.78 atm, y la temperatura puede variar significativamente durante el día. Estas condiciones alteran la densidad del gas, y por consecuencia, la probabilidad de ionización primaria y secundaria. Una presión más baja reduce la sección eficaz de colisiones, por lo que se necesita un voltaje aplicado mayor que genere un campo eléctrico efectivo más grande para obtener una ganancia similar a la de las condiciones estándar. Esto coincide con el desplazamiento hacia voltajes más grandes que observamos en las gráficas de eficiencia.

El caso del RPC con gaps de 0.5 mm (figura 5.15) muestra un comportamiento análogo. Podemos ver que los resultados experimentales muestran eficiencias iniciales al rededor de 6.6 kV llegando a una saturación cercana al 65-68 % de eficiencia. Por otro lado, la simulación predice un incremento en la eficiencia desde los 5.2 kV llegando a una eficiencia máxima cercana a 100 %. Al reducir el tamaño de los gaps, el detector se vuelve más sensible a los detalles finos de la mezcla de gases y los efectos atmosféricos. Es decir, mientras que la simulación asume un entorno óptimo y una mezcla de gas más eficiente, el detector real trabaja con una menor densidad efectiva del gas y sin los componentes estabilizadores presentes en la mezcla simulada. Además de estas

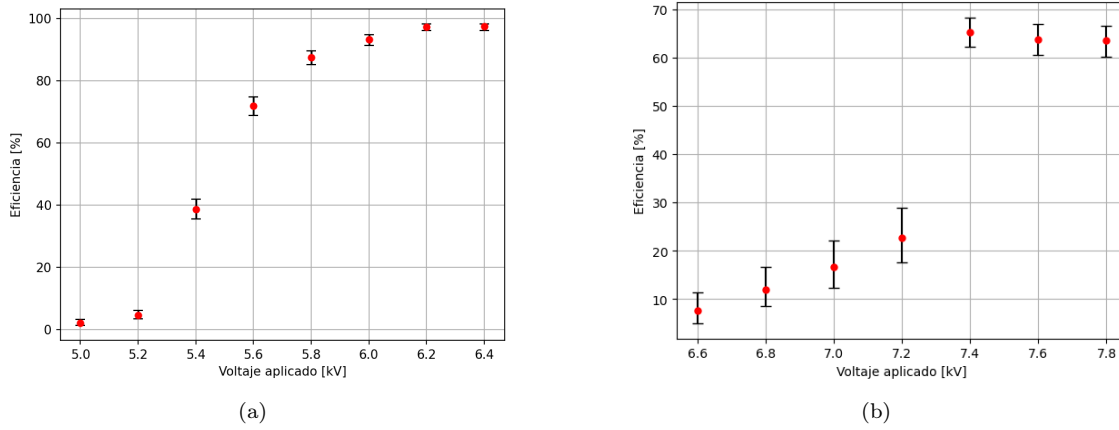


Figura 5.15: Curvas de eficiencia de un RPC de dos gaps de 0.5 mm de grosor (a) simulado y (b) real.

diferencias observadas en la eficiencia, también vemos una diferencia en la resolución temporal entre el detector real y el modelo simulado. Experimentalmente, el detector de 0.5 mm mostró una resolución temporal de $\sigma_{\text{exp}} = 717$ ps usando freón puro y operado con un voltaje de 8 kV bajo las condiciones atmosféricas de Puebla, donde la presión es menor que 1 atm. Por otro lado, la simulación del mismo tamaño de gap pero utilizando la mezcla $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{SF}_6/\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ en proporciones 95%/0.5%/4.5%, operada a 6.2 kV y fijando las condiciones atmosféricas en 20°C y 1 atm generó una resolución temporal de $\sigma_{\text{sim}} = 262$ ps. Esta diferencia es consistente con lo esperado, ya que la mezcla usada en la simulación favorece avalanchas más estables y rápidas, mientras que el freón puro tiende a producir señales menos uniformes. Además, la resolución temporal calculada para la simulación solamente es la resolución intrínseca del detector, sin tomar en cuenta retrasos provenientes por la electrónica o por el sistema de disparo.

Capítulo 6

Conclusión

A lo largo de esta tesis, se ha hablado sobre los detectores gaseosos de partículas llamados Cámaras de Placas Resistivas, o RPC por sus siglas en inglés. Se logró presentar los fenómenos físicos que ocurren durante el proceso de detección de partículas, comenzando por la ionización primaria del gas debida al paso de la partícula incidente; el desarrollo y la propagación de la avalancha bajo la acción del campo eléctrico, y el efecto que tiene ésta sobre el campo eléctrico local, el llamado efecto de la carga espacial. Estos procesos no sólo determinan la eficiencia del detector y la forma de las señales, sino que también fijan la estabilidad de operación a diferentes voltajes y mezclas de gases.

Al inicio de este trabajo se planteó la necesidad de contar con una herramienta que permita estudiar de manera sistemática y controlada la respuesta de un detector RPC sin la necesidad de construir físicamente cada configuración posible. Esto surgió del hecho de que, aunque los RPC son detectores ampliamente utilizados en la física de altas energías, su desarrollo continúa siendo un proceso costoso y laborioso ya que cada modificación en su geometría, ya sea en los materiales o en el tamaño del gap, exige la fabricación de un nuevo prototipo y su caracterización completa. Así, el objetivo general de esta tesis consistió en diseñar, implementar y evaluar un programa de simulación que permitiera reproducir con detalle los procesos físicos que ocurren en un RPC para así estudiar cómo cambia su respuesta al variar la separación entre sus placas resistivas.

Los fenómenos físicos que determinan el funcionamiento de un RPC fueron implementados en la simulación siguiendo el modelo inicialmente creado por Legler y luego ampliado por Riegler, Lippmann y Veenhof para la propagación y multiplicación de la avalancha. De este modo, el campo eléctrico dentro del detector fue calculado dinámicamente en cada instante de la simulación lo que permite la implementación del efecto de la carga espacial. Aunque el modelo fue originalmente creado para una sola cavidad de gas, su definición de campo de peso electrostático es completamente general, lo que permitió extenderlo al caso de dos cavidades utilizado en este trabajo. Sin embargo, las suposiciones básicas del modelo, en particular la ausencia de una descripción microscópica de la transición de avalancha a streamer, provocan que las simulaciones a altos voltajes se vuelvan poco confiables.

Con estas consideraciones, se desarrolló un programa de simulación multihilo capaz de modelar un detector RPC de dos cavidades de gas, como los fabricados por el grupo de Partículas Elementales de la Benemérita Universidad Autónoma de Puebla. El programa fue escrito en C++ utilizando el marco de trabajo de Garfield++, el cual utiliza a Magboltz para la simulación del gas, obtener las propiedades de transporte de la mezcla de gases y sus interacciones con partículas cargadas; este marco de trabajo también incorpora a HEED para la simulación de la partícula incidente y los resultados de la ionización primaria. De esta manera, la simulación permite obtener

de manera consistente observables como el espectro de las señales inducidas, la eficiencia del detector y su resolución temporal; así como información microscópica de cada avalancha, como el número de electrones en función del tiempo, su posición dentro del gap y la evolución del tamaño de la avalancha. Así, esta información facilitó el análisis del comportamiento del detector al modificar el tamaño del gap.

Además, se logró la recolección y el análisis de resultados experimentales, de tal manera que se pudo realizar una comparación con los resultados simulados. Esta comparación reveló fenómenos consistentes con lo esperado; es decir, los detectores simulados, operados con una mezcla de gas optimizada y bajo condiciones atmosféricas idealizadas, mostraron eficiencias más altas y resoluciones temporales significativamente mejores que los detectores reales operados con freón puro operados a la presión atmosférica reducida (menos de 1 atm) de Puebla. De tal manera que se entendió que estas discrepancias son producto de las diferencias en el gas utilizado y las condiciones atmosféricas que modificaban la densidad del medio. Así, estos resultados validan el modelo numérico en cuanto a su capacidad para reproducir correctamente el desempeño del detector respecto a sus parámetros de operación.

En conjunto, los resultados obtenidos permitieron estudiar cómo cambia la resolución temporal al modificar el tamaño de la cavidad de gas, verificando la hipótesis inicial. Pudimos encontrar que al reducir el tamaño del gap, la resolución temporal mejora, siempre y cuando las condiciones del gas sean favorables, como podemos ver en los resultados experimentales al observar una reducción en la eficiencia máxima del detector. Aunque determinar un valor óptimo del gap requiere un muestreo más extenso del espacio de parámetros, este trabajo estableció las bases para esa optimización y demostró que existe una mejora significativa al reducir el tamaño del gap para la resolución temporal, así como para el uso eficiente del voltaje necesario para obtener una buena eficiencia de detección.

Así, los objetivos generales y específicos planteados al inicio del trabajo fueron alcanzados. Se construyó una herramienta de simulación capaz de guiar el diseño de futuros detectores RPC, se analizaron distintas configuraciones geométricas sin la necesidad de fabricar múltiples prototipos, se validó el modelo con mediciones experimentales y se avanzó en el estudio de cómo los parámetros del detector afectan su resolución temporal. Este trabajo representa una base sólida para el diseño de RPCs en futuros experimentos, incluyendo posibles aplicaciones en el programa de ALICE 3, donde la optimización de la precisión temporal y la necesidad de una alta eficiencia son aspectos fundamentales para el desempeño del detector.

Bibliografía

- [1] T. Mohamed Abdelhameid. Studies on the CMS Resistive Plate Chamber Performance and Simulation. Master's thesis, Physics department, Faculty of science Helwan University, 2023.
- [2] A Akindinov, F Anselmo, M Basile, E Cerron Zeballos, L Cifarelli, F Cindolo, J Choi, B Cozzoni, A De Caro, S De Pasquale, D.W Kim, N.Y Kim, W Klempt, A Kluge, G Laurenti, S.C Lee, V Golovine, D Hatzifotiadou, A Martemiyarov, P Martinengo, A Pesci, E Platner, J Roberts, A Seganti, A Semak, A Smirnitski, M Spegel, P Szymanski, G Valenti, D Vicinanza, M.C.S Williams, and A Zichichi. The multigap resistive plate chamber as a time-of-flight detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 456(1):16–22, 2000. Proceedings of the 5th Int. Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors.
- [3] A. Akindinov, P. Fonte, F. Formenti, V. Golovine, W. Klempt, A. Kluge, A. Martemiyarov, P. Martinengo, J. Pinhao, A. Smirnitski, M. Spegel, P. Szymanski, and J. Zalipska. A four-gap glass-rpc time-of-flight array with 90 ps time resolution. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(5):1658–1663, 2001.
- [4] A. Alici. The MRPC-based ALICE time-of-flight detector: Status and performance. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 706:29–32, 2013. TRDs for the Third Millenium.
- [5] Frederic Van Assche. *Development of a Resistive Plate Chamber detector simulation framework*. PhD thesis, Faculty of Sciences Department of Physics and Astronomy. Universiteit Gent, 2016.
- [6] Xiaozhi Bai. ALICE highlights. Junio 2025.
- [7] H. Bethe. Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930.
- [8] D Beznosko, A Bross, A Dyshkant, A Pla-Dalmau, and V Rykalin. Fnal-nicadd extruded scintillator. 09 2005.
- [9] F. Bloch. Zur bremsung rasch bewegter teilchen beim durchgang durch materie. *Annalen der Physik*, 408(3):285–320, 1933.
- [10] O. Brüning, H. Burkhardt, and S. Myers. The large hadron collider. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 67(3):705–734, 2012.
- [11] P Camarri, R Cardarelli, A.Di Ciaccio, and R Santonico. Streamer suppression with sf6 in rpcs operated in avalanche mode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 414(2):317–324, 1998.
- [12] Giordano Cattani and (On behalf of the RPC group). The resistive plate chambers of the atlas experiment: performance studies. *Journal of Physics: Conference Series*, 280(1):012001, feb 2011.

- [13] CERN. The Large Hadron Collider. <https://www.home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>. Accessed: 2025-08-15.
- [14] E. Cerron Zeballos, I. Crotty, D. Hatzifotiadou, J. Lamas Valverde, S. Neupane, V. Peskov, S. Singh, M.C.S. Williams, and A. Zichichi. A comparison of the wide gap and narrow gap resistive plate chamber. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 373(1):35–42, 1996.
- [15] E Cerron Zeballos, I Crotty, D Hatzifotiadou, J Lamas Valverde, S Neupane, M.C.S Williams, and A Zichichi. A new type of resistive plate chamber: The multigap rpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 374(1):132–135, 1996.
- [16] ALICE Collaboration. Performance of the alice experiment at the cern lh. *International Journal of Modern Physics A*, 29(24):1430044, 2014.
- [17] A Dainese and A Di Mauro. Scoping document for the ALICE 3 detector. Technical report, CERN, Geneva, 2025.
- [18] Subhendu Das, Jaydeep Datta, Nayana Majumdar, and Supratik Mukhopadhyay. Numerical evaluation of electric field and dark current of resistive plate chamber. *Journal of Physics: Conference Series*, 2374:012151, 11 2022.
- [19] Tanay Dey, Purba Bhattacharya, Supratik Mukhopadhyay, Nayana Majumdar, Abhishek Seal, and Subhasis Chattopadhyay. Parallelization of garfield++ and nebem to simulate space-charge effects in rpcs. *Computer Physics Communications*, 294:108944, 09 2023.
- [20] S. Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the cms experiment at the lh. *Physics Letters B*, 716(1):30–61, 2012.
- [21] P. Fonte. Applications and new developments in resistive plate chambers. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(3):881–887, 2002.
- [22] Vincent Français. *Description and simulation of the physics of Resistive Plate Chambers*. PhD thesis, UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE U.F.R. Sciences et Technologies, 2017.
- [23] Vincenzo Greco. Transport properties of the hot quark-gluon plasma. *Journal of Physics: Conference Series*, 336(1):012017, dec 2011.
- [24] S. C. Haydon and J. A. Rees. *Electrical Breakdown of Gases*. Ed. London, U.K.: MacMillan, 1973.
- [25] T. Heubrandtner, B. Schnizer, C. Lippmann, and Werner Riegler. Static electric fields in an infinite plane condenser with one or three homogeneous layers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 489(1):439–443, 2002. URL: <https://cds.cern.ch/record/525925/files/open-2001-074.pdf>.
- [26] L. Khosravi Khorashad, A. Moshaii, and S. Hosseini. Fast and total charges in a resistive plate chamber: A numerical approach. *Europhysics Letters*, 96(4):45002, nov 2011.
- [27] Werner Legler. Die statistik der elektronenlawinen in elektronegativen gasen, bei hohen feldstärken und bei großer gasverstärkung. *Zeitschrift für Naturforschung A*, 16(3):253–261, 1961.
- [28] C. Lippmann. *Detector Physics of Resistive Plate Chambers*. PhD thesis, European Organization for Nuclear Research (CERN), 2003.

- [29] C. Lippmann and W. Riegler. Detector physics of resistive plate chambers. In *2002 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, volume 1, pages 600–604 vol.1, 2002.
- [30] Christian Lippmann and Werner Riegler. Space charge effects in resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 517(1):54–76, 2004.
- [31] Makoto Matsumoto and Takuji Nishimura. Mersenne twister: a 623-dimensionally equidistributed uniform pseudo-random number generator. *ACM Trans. Model. Comput. Simul.*, 8(1):3–30, January 1998.
- [32] Francesco Noferini and on behalf of the ALICE Collaboration. Alice results from run-1 and run-2 and perspectives for run-3 and run-4. *Journal of Physics: Conference Series*, 1014(1):012010, may 2018.
- [33] V.A. Novikov, L.B. Okun, M.A. Shifman, A.I. Vainshtein, M.B. Voloshin, and V.I. Zakharov. Charmonium and gluons. *Physics Reports*, 41(1):1–133, 1978.
- [34] National Institute of Standards and Technology U.S. Department of Commerce. X-Ray Mass Attenuation Coefficients. <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab1.html>. Accessed: 2025-08-16.
- [35] K.A. Olive. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38(9):090001, aug 2014.
- [36] G Preparata. J-psi and the new physics. *Europhysics News*, 8(1-2):3–7, 1977.
- [37] S. Ramo. Currents induced by electron motion. *Proceedings of the IRE*, 27(9):584–585, 1939.
- [38] Werner Riegler. Induced signals in resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 491(1):258–271, 2002.
- [39] Werner Riegler, Christian Lippmann, and Rob Veenhof. Detector physics and simulation of resistive plate chambers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 500(1):144–162, 2003. NIMA Vol 500.
- [40] Gianluca Rigoletti, Roberto Guida, and Beatrice Mandelli. Studies on rpc detectors operated with environmentally friendly gas mixtures in lhc-like conditions. *The European Physical Journal Plus*, 138(9):841, 2023.
- [41] Harald Niederreiter Rudolf Lidl. *Finite Fields*. Encyclopedia of Mathematics and its Applications. Cambridge University Press, 2 edition, 1997.
- [42] Mutsuo Saito and Makoto Matsumoto. Simd-oriented fast mersenne twister: a 128-bit pseudorandom number generator. In Alexander Keller, Stefan Heinrich, and Harald Niederreiter, editors, *Monte Carlo and Quasi-Monte Carlo Methods 2006*, pages 607–622, Berlin, Heidelberg, 2008. Springer Berlin Heidelberg.
- [43] R. Santonico and R. Cardarelli. Development of resistive plate counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 187(2):377–380, 1981.
- [44] Mark Thompson. *Modern Particle Physics*. Cambridge University Press, 2013.
- [45] Wladyslaw Henryk Trzaska. New alice detectors for run 3 and 4 at the cern lhc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 958:162116, 2020. Proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2019.

- [46] M.B. Voloshin. Charmonium. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 61(2):455–511, 2008.
- [47] Yi Wang and Yancheng Yu. Multigap resistive plate chambers for time of flight applications. *Applied Sciences*, 11(1), 2021.
- [48] J Ying, Y L Ye, Y Ban, H T Liu, Z M Zhu, Z Y Zhu, T Chen, J G Ma, and S J Qian. Study of an avalanche-mode resistive plate chamber. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 26(8):1291, aug 2000.