



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DE UN
DETECTOR GASEOSO DE CÁMARA DE PLACAS
RESISTIVAS DE ESPACIOS MÚLTIPLES (MULTIGAP
RESISTIVE PLATE CHAMBER, MRPC)

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

VLADIMIR RUIZ RAMÍREZ

TUTOR

DR. ANTONIO ORTIZ VELÁSQUEZ



CIUDAD UNIVERSITARIA, Cd. Mx., 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Dedicatoria

A mis padres, que todo el tiempo me apoyaron incondicionalmente en este camino; a los amigos que todo el tiempo creyeron en mí.

Resumen

El presente proyecto de tesis consistió en la construcción y caracterización (determinación del voltaje óptimo de operación, eficiencia y homogeneidad) de un detector de cámara de placas resistivas multiespaciadas (MRPC, por sus siglas *Multigap Resistive Plate Chamber*). El detector con el que se trabajó corresponde con el diseño usado para el experimento ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) del LHC (*Large Hadron Collider*) localizado en el CERN (*Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*). El MRPC consiste en una pila de 6 placas de vidrio con espacios de $260\ \mu\text{m}$ entre placa y placa colocada en una caja de metal hermética en donde se introduce un gas; a las placas exteriores de la pila se les aplica un alto voltaje de tal manera que al cruzar una partícula cargada a través de este arreglo, ésta ionizará el gas y provocará una avalancha de electrones desplazada por el campo eléctrico de los electrodos exteriores, que a su vez generará una señal eléctrica medible. De acuerdo con pruebas en el CERN del presente diseño, el detector posee una resolución temporal de 40 ps y una eficiencia superior al 90%. El propósito del MRPC es la medición del tiempo de vuelo (TOF, *Time of Flight*) de partículas cargadas. Primeramente se llevó a cabo el estudio de los componentes y funcionamiento del MRPC con un ejemplar traído directamente del CERN. A este detector se le realizaron pruebas de fuga para verificar que contara con hermeticidad y posteriormente una caracterización a través de la obtención de su curva de eficiencia en un rango de alto voltaje. Para esto, la eficiencia se midió en referencia a un par de paletas centelladoras con tubos fotomultiplicadores previamente estudiados y caracterizados. El MRPC se colocó entre éstas dos paletas para comparar su razón de conteo de partículas (en este caso muones) contra la razón de conteo de éstas. A la par de lo anterior, se construyó un nuevo MRPC.

Índice general

Resumen	II
1. Física de partículas	1
1.1. Introducción	1
1.2. La organización de los hadrones y el modelo de quarks	3
1.3. Bosones portadores de la interacción débil	9
1.4. Modelo Estándar	10
1.5. Rayos cósmicos	12
2. Detectores de partículas	17
2.1. Introducción	17
2.2. Principios y funcionamiento	18
2.3. Tipos de detectores	25
2.3.1. Contadores de centelleo	25
2.3.2. Fotomultiplicadores	26
2.3.3. Contadores planares de chispas	27
2.3.4. Cámaras de Placas Resistivas (RPC)	28
2.3.5. Cámaras de Placas Resistivas Multi espaciadas (MRPC)	32
2.4. Motivación e importancia de los MRPC	34
3. Metodología experimental	37
3.1. Materiales utilizados	37
3.2. Construcción de un MRPC	38
3.3. Procedimiento de caracterización de un MRPC	43
3.3.1. Conexiones	46
3.3.2. Sistema de gas	48
3.3.3. Paletas centelladoras con tubos PM	48
3.3.4. Señales de tarjeta NINO y de las paletas (conexión de los módulos)	51
3.3.5. Conteo de coincidencias	52
3.4. Monitoreo de las bandas de detección	55
4. Resultados y discusión	59
4.1. Mediciones con paletas centelladoras grandes	59
4.2. Mediciones con las paletas centelladoras pequeñas	65
4.3. Homogeneidad del área activa del MRPC	70

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	IV
4.4. Pruebas con canales independientes	71
5. Conclusiones	75
6. Agradecimientos	77
Apéndices	78
A. Tarjeta NINO	78
B. Ecuaciones para obtención del error estadístico	81
C. Curvas de eficiencia adicionales	82
D. Las primeras partículas: electrón, protón, neutrón, fotón y los mesones	84
E. Antipartículas y la nueva propiedad de "extrañeza"	88

Índice de figuras

1.1. El octeto de bariones	3
1.2. El octeto de mesones	4
1.3. El decuplete de bariones	4
1.4. Quarks	5
1.5. multipletes construidos usando un cuarto quark: bariones (a y b), mesones (c y d)	9
1.6. Decaimiento β^+ y β^-	10
1.7. Cascada atmosférica. Después de una primera colisión con un núcleo atómico, el primario (la partícula que llega a la atmósfera desde el espacio) inicia una cascada con millones de colisiones, creaciones y desintegraciones de partículas.	16
2.1. Tiempos muerto y de recuperación en un contador Geiger-Müller	19
2.2. Determinación de la eficiencia de un detector	20
2.3. Experimento para medición de tiempo de vuelo; IP: punto de interacción; TDC: convertidor tiempo a digital; ADC: convertidor amplitud a digital; DAQ: sistema de adquisición de información.	23
2.4. Espectrómetro magnético para un experimento de blanco fijo.	24
2.5. Trayectoria de una partícula cargada en un imán.	24
2.6. Esquema de un fotomultiplicador. El sistema de electrodos se ubica dentro de un tubo de vidrio al vacío. El fotomultiplicador está blindado por un cilindro de metal de alta permeabilidad contra campos magnéticos errantes.	26
2.7. Modo de operación de un contador planar de chispas. El ánodo suele cubrirse con algún material semiconductor o con un material de alta resistividad.	27
2.8. Pulso de voltaje de un RPC. El primero corresponde a una avalancha (la señal precursora) y es seguida de la señal del streamer.	28
2.9. Ejemplo de un RPC.	29
2.10. Forma de la distribución de carga dada en una avalancha. Los electrones, que son los que tienen mayor velocidad, se localizan en la parte baja de la gota.	30
2.11. Electrodo de un RPC segmentado en bandas de conducción. Se muestra en x_0 una señal inducida en la banda 3, que está esquematizada como una fuente de corriente.	32
2.12. Funcionamiento de un RPC	33
2.13. Vista axial de un MRPC	33

2.14. Ejemplo de distribuciones de la razón cuadrática de masa sobre carga. Espectro de partículas (arriba) y antipartículas (abajo) para deuterones (izquierda) y ^3He (derecha).	35
3.1. Vista superior de la caja de aluminio con las placas PCB del MRPC adentro.	39
3.2. Vista superior del MRPC.	39
3.3. Vista frontal de una de las tapas laterales del MRPC.	40
3.4. PCB del MRPC segmentada con bandas de cobre.	40
3.5. 1. Soporte mecánico (honeycomb), 2. Placas conductoras (vidrio), 3. Espacios ($260\ \mu\text{m}$), 4. Bandas de cobre, 5. PCBs, 6. Película conductora, 7. Placas resistivas (vidrio).	41
3.6. MRPC durante el proceso de ensamblado. El arreglo geométrico es importante para lograr el espaciado de $260\ \mu\text{m}$	42
3.7. MRPC con las 6 placas de vidrio ya colocadas.	42
3.8. MRPC con las 6 placas de vidrio en el interior y las dos PCBs cubriéndolas.	43
3.9. MRPC dentro de la caja de metal.	44
3.10. Diseño con entradas para la mezcla de gas, conexiones de diferencia de potencial y entradas para una tarjeta NINO.	44
3.11. Nuevo MRPC construido.	45
3.12. Promedio de los cinco conteos de cinco minutos para cada valor de voltaje entre 800 y 1200 V.	46
3.13. Paletas centelladoras y el detector MRPC entre ellos.	47
3.14. Mangueras para el gas (en blanco) y fuentes de alto voltaje (rojo y azul). . .	47
3.15. Fuente de voltaje principal.	48
3.16. Tarjeta NINO.	49
3.17. Panel frontal del sistema de suministro de gas.	49
3.18. Módulo de voltaje.	50
3.19. Configuración del voltaje en las paletas cenetlladoras.	50
3.20. Diagrama de conexión de módulos.	51
3.21. Vista frontal de los módulos requeridos para el experimento.	52
3.22. Módulo de 8 CH CFD.	53
3.23. Pulso típico para las paletas PMT (amarillo) y la tarjeta NINO en coincidencia con las paletas (azul). Estas son las señales ya discriminadas.	53
3.24. Montaje de paletas centelladoras chicas con el MRPC en medio; las paletas están colocadas en la zona trasera y central del área aciva del MRPC.	54
3.25. Las cinco zonas distintas en donde se colocaron las paletas centelladoras pequeñas.	55
3.26. De izquierda a derecha: paletas en zona frontal y laterales.	56
3.27. Tarjeta diseñada en el laboratorio para tomar las salidas del chip NINO y llevarlas al módulo NIM.	56
3.28. Montaje experimental para el monitoreo de 16 pares de bandas del MRPC. Este arreglo es, en esencia, el mostrado en la 3.20.	57
3.29. Bandas del MRPC que coinciden con la superficie activa de las paletas (marcada en rojo).	58

4.1. Curva de eficiencia de la prueba 1.	60
4.2. Curva de eficiencia de la prueba 2.	62
4.3. Curva de eficiencia de la prueba 3.	63
4.4. Curva de eficiencia de la prueba 4.	63
4.5. Curvas de eficiencia de las cuatro pruebas.	65
4.6. Curva de eficiencia del promedio de las 4 pruebas.	66
4.7. Curva de eficiencia con paletas chicas en la zona trasera del MRPC.	67
4.8. Curva de eficiencia con paletas chicas en la zona central del MRPC.	68
4.9. Curvas de eficiencia con paletas chicas (zona central y trasera).	68
4.10. Curva de eficiencia de MRPC de 5 gaps para detección de muones.	70
4.11. Homogeneidad de detección en el eje x formado por (de izquierda a derecha) la zona lateral derecha, central y lateral izquierda.	71
4.12. Homogeneidad de detección en el eje y formado por (de izquierda a derecha) la zona trasera, central y frontal.	72
4.13. Señales de salida diferenciales de cuatro canales de la tarjeta NINO.	73
A.1. Diagrama de bloques del chip NINO ASIC.	79
A.2. NINO ASIC. En el recuadro rojo se observa la compuerta OR de ocho entradas que tiene cada chip; en el recuadro azul se muestran las señales de salida diferenciales.	79
A.3. Tarjeta electrónica con 3 chips NINO (señalado uno en un recuadro rojo) y el conector para el MRPC (recuadro rojo inferior).	80
C.1. Diferentes curvas de eficiencia dependiendo de la proporción de SF ₆ usada en la mezcla de gases [9].	83
C.2. Curva de eficiencia de un MRPC con 5 espacios utilizando tarjeta NINO [17].	83
D.1. Dispersión Compton. Un fotón de longitud de onda λ dispersa a una partícula de masa m , inicialmente en reposo. El fotón dispersado tiene longitud de onda λ' dada por la ecuación D.3.	86
E.1. La primera partícula con la propiedad de extrañeza. Los rayos cósmicos inciden sobre una placa de plomo produciendo un K^0 , que posteriormente decae en un par de piones cargados.	89

1 Capítulo 1

2 Física de partículas

3 1.1. Introducción

4 Hasta donde se sabe, sólo hay cuatro fuerzas o interacciones fundamentales en la naturale-
5 za: la fuerte, la débil, la electromagnética y la gravitacional. Todos los fenómenos observados
6 en el Universo pueden ser explicados a través de estas cuatro interacciones. También es des-
7 tacable el hecho de que todos los fenómenos que ocurren en el mundo cotidiano pueden ser
8 atribuidos a la interacción gravitacional y electromagnética. Esto se debe a que éstas tienen
9 efectos significativos en rangos observables; mientras que los efectos de las no tan familiares
10 interacciones fuerte y débil, están restringidas a un rango a lo más del orden de 10^{-15} m de
11 su origen; en la tabla 1.1 se muestran las cuatro interacciones fundamentales y sus rangos
12 característicos [1].

Interacción	Rango	Fuerza	Acción sobre
Gravitacional	∞	$G_{Newton} \approx 6 \times 10^{-39}$	todas las partículas
Débil	$< 10^{-18}$ m	$G_{Fermi} \approx 1 \times 10^{-5}$	leptones y hadrones
Electromagnética	∞	$\alpha = 1/137$	toda partícula con carga eléctrica
Fuerte	$\approx 10^{-15}$ m	$g^2 \approx 1$	hadrones

Tabla 1.1: Fuerza relativa de las interacciones fundamentales en unidades naturales.

13 A cada una de estas fuerzas le corresponde una teoría física. La teoría clásica de la
14 gravedad es la ley de gravitación universal de Newton, su generalización relativista es la teoría
15 general de la relatividad de Einstein. A la fecha, no se ha desarrollado satisfactoriamente una
16 teoría cuántica de la gravedad, por lo que se suele suponer que la gravedad simplemente es
17 muy débil como para jugar un rol importante en la física de partículas elementales. La teoría
18 que describe las fuerzas electromagnéticas es la electrodinámica; su formulación clásica fue
19 dada por Maxwell, y ésta ya era consistente con la relatividad especial. La electrodinámica
20 cuántica [2] fue perfeccionada por Tomonaga, Feynman y Schwinger en los años 40. La
21 interacción débil, que explica el decaimiento beta nuclear fue una descripción presentada
22 inicialmente por Fermi en 1933, refinada por Lee, Yang, Feynman, Gell-Mann, entre otros
23 en los años 50, y puesta en su forma final por Glashow, Weinberg y Salam en los 60. Y
24 finalmente la interacción fuerte comenzó a ser descrita por Yukawa en 1934 y formalizada

25 como una teoría cuántica con el nacimiento de la cromodinámica cuántica en los 70. Cada una
 26 de estas fuerzas está mediada por el intercambio de una partícula. La fuerza gravitacional
 27 estaría mediada por el *gravitón* (no descubierto hasta ahora); la fuerza electromagnética
 28 está mediada por el *fotón*; la fuerza fuerte por los *gluones*; y la fuerza débil por los llamados
 29 *bosones vectoriales intermedios* W^\pm y Z .

30 Para entender lo anterior con mayor claridad, primeramente es necesario definir qué es una
 31 partícula. La física de partículas y altas energías la define como un cuanto de energía asociada
 32 a un campo [3]. En el mundo microscópico, los cuantos son observados como partículas, pero
 33 en conjunto estos cuantos se comportan como ondas. Un cuanto es entonces el nombre que
 34 se le da a un objeto que posee tanto el comportamiento de partículas como de ondas.

35 En el límite no relativista (la velocidad de la partícula es mucho menor que la velocidad
 36 de la luz c), para una partícula libre [3]:

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}, \quad E = \frac{1}{2}mv^2, \quad v = |\mathbf{v}|, \quad p = |\mathbf{p}| \quad (1.1)$$

37 Donde \mathbf{p} es su momento y E su energía; las letras en negrita indican vectores tridimensionales.
 38 No obstante, cuando la velocidad es cercana a c , de acuerdo a la formulación de Einstein las
 39 ecuaciones anteriores se ven modificadas:

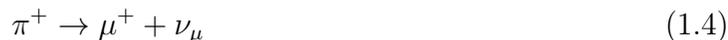
$$\mathbf{p} = \frac{m\mathbf{v}}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}, \quad (1.2)$$

40 En las ecuaciones anteriores, m es la masa en reposo. La masa y la velocidad pueden definirse
 41 en términos de la energía y momento:

$$E^2 = (\mathbf{p}c)^2 + (mc^2)^2, \quad \mathbf{v} = \frac{\mathbf{p}c^2}{E} \quad (1.3)$$

42 Es importante mencionar que esta ecuación también aplica para partículas sin masa como
 43 el fotón.

44 Otra propiedad de las partículas, es que pueden ser creadas o aniquiladas. Esto resulta de
 45 la ecuación 1.2. La masa de una partícula puede ser creada si hay suficiente energía. La tercera
 46 propiedad de las partículas está relacionada con la anterior y es que no son necesariamente
 47 estables. Por ejemplo un pión puede decaer en un antimuón y un neutrino de acuerdo a la
 48 siguiente reacción [3]:



49 En realidad, y como se verá más adelante, el π^+ está formado por un par quark-antiquark
 50 (u y \bar{d}), los cuales decaen vía un bosón W^+ . Esto quiere decir que hay partículas que son
 51 inestables y después de cierto tiempo pueden desintegrarse y producir partículas diversas. La
 52 cuarta propiedad de las partículas es que tienen espín y otros grados de libertad además de
 53 la energía y del momento. El espín representa el momento angular intrínseco de la partícula
 54 y su magnitud está cuantizada en enteros o semi enteros de la constante de Planck; la quinta
 55 propiedad de las partículas es que éstas tienen una antipartícula correspondiente. La partícula
 56 y antipartícula tienen masa, vida media y espín iguales en magnitud, pero los componentes
 57 de espín y todos los número cuánticos internos son opuestos. Esta propiedad se explica más
 58 a fondo en el apéndice E.

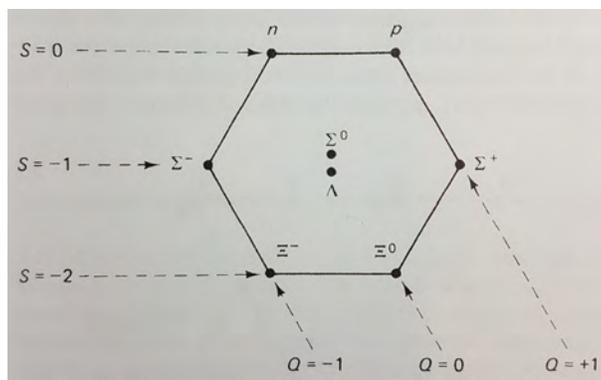


Figura 1.1: El octeto de bariones

59 Históricamente las partículas se clasificaron en leptones (partículas con espín semientero
 60 de $1/2$ como el electrón y el muón) y en quarks (que como se verá más adelante, experimentan
 61 la interacción fuerte); éstos últimos se agrupan para formar hadrones. Los hadrones con espín
 62 semi entero son los bariones (protones, neutrones, etc.) y los de espín entero son los mesones
 63 (piones, kaones, etc). Es también importante mencionar que si una partícula tiene un valor
 64 de espín entero a ésta se le denomina bosón, y si por el contrario su espín es semi entero, la
 65 partícula es un fermión.

66 Habiendo definido lo que es una partícula y sus características, ahora puede definirse lo
 67 que es un campo. El campo es una entidad que está definida en todo el espacio-tiempo y
 68 puede producir ondas (de acuerdo a la física clásica) o cuantos (respecto al enfoque de la física
 69 moderna) cuando se le excita o introduce cierta cantidad de energía [3]. Un ejemplo típico
 70 de campo es el electromagnético, que es creado por una carga y que se extiende por todo el
 71 espacio. Este campo es estático cuando la carga que lo produce está en reposo, pero puede
 72 excitarse cuando a esta carga se le hace vibrar, teniendo entonces que el campo se propaga;
 73 es decir, la carga produce una onda electromagnética. Con las definiciones de partícula y
 74 campo, ahora es posible hablar más a fondo de las primeras partículas que fueron dando
 75 forma a la física moderna y sus respectivas características.

76 1.2. La organización de los hadrones y el modelo de quarks

77 Murray Gell-Mann es para muchos el pionero de la "tabla periódica" de las partículas
 78 elementales [2], pues fue quien introdujo el famoso *Eightfold way* (el camino de las ocho ma-
 79 neras) en 1961, aunque cabe mencionar que Yuval Ne'eman, también tuvo una idea similar.
 80 Este fue un procedimiento para acomodar los bariones y mesones en ciertos patrones geo-
 81 métricos de acuerdo a su carga y extrañeza (ver apéndice E). Los ocho bariones más ligeros
 82 encajaban en un hexágono con dos partículas en el centro como se muestra en la figura 1.1.

83 El grupo es conocido como el *octeto de bariones*. Nótese que las partículas con la misma
 84 carga están acomodadas en las diagonales con dirección abajo a la derecha y que están
 85 denotadas por Q , que es el valor de la carga en términos de la del protón. Aquí se tiene
 86 entonces que para el protón y la Σ^+ , $Q = +1$; para el neutrón, la Λ , la Σ^0 y la Ξ^0 , $Q = 0$; y
 87 para la Σ^- y la Ξ^- , $Q = -1$. Las líneas horizontales asocian a las partículas por su extrañeza;

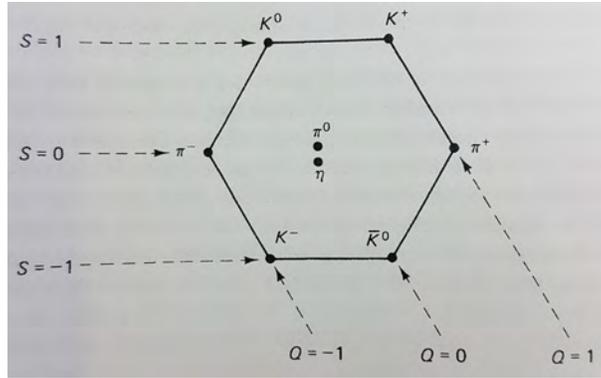


Figura 1.2: El octeto de mesones

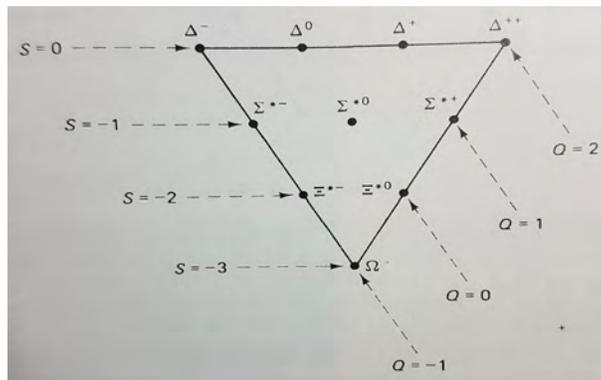


Figura 1.3: El decuplete de bariones

88 $S = 0$ para el protón y el neutrón; $S = -1$ para las partículas de la línea de en medio y
 89 $S = -2$ para la línea inferior.

90 Los ocho mesones más ligeros forman otro hexágono parecido formando de esta manera
 91 el *octeto de mesones* el cual se aprecia en la figura 1.2 De igual forma que en la imagen
 92 anterior, las líneas diagonales determinan la carga y las horizontales la extrañeza, sólo que
 93 en este caso la línea superior horizontal tiene el valor de $S = 1$, la línea del centro $S = 0$ y
 94 la inferior, de $S = -1$.

95 Finalmente, el último arreglo geométrico es un triángulo invertido. En este arreglo se
 96 incorporan diez bariones más pesados; el llamado *decuplete de bariones*. Conforme Gell-
 97 Mann se dedicaba a acomodar a estas partículas en el arreglo, ocurrió un suceso muy curioso:
 98 nueve de las partículas ya estaban identificadas experimentalmente, pero para ese entonces
 99 la décima de ellas (la partícula omega en la punta del triángulo) no había sido descubierta.
 100 A pesar de ello, Gell-Mann predijo que esta partícula sería encontrada. Además, calculó su
 101 masa y su tiempo de vida, y en 1964 la partícula Ω^- fue descubierta. Hay que tener también
 102 en cuenta que, además del octeto de bariones y mesones, existe el octeto y decuplete de
 103 antibariones y antimisones, con cargas y extrañezas de signo opuesto. Sin embargo, para el
 104 caso del octeto de mesones, las antipartículas se encuentran aquí mismo en las posiciones
 105 diametralmente opuestas; así la antipartícula de π^+ es π^- , la del K^+ es el K^- , etc. (las
 106 partículas neutras del centro son sus propias antipartículas). La importancia real del camino

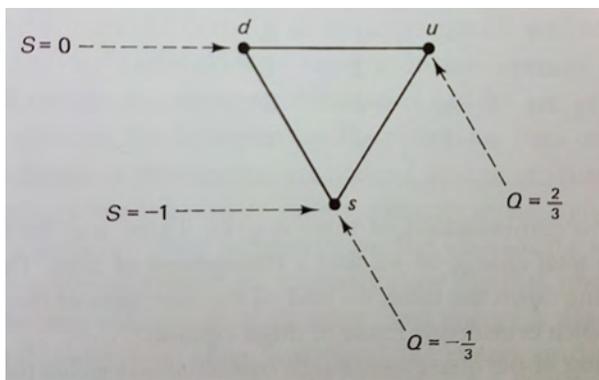


Figura 1.4: Quarks

107 de las ocho maneras radica en la estructura y organización que proporcionó a las partículas.

108 Con estos arreglos de partículas, es pertinente cuestionarse por qué los hadrones se acomoda-
 109 dan en estas formas peculiares. Teniendo esto en mente, Gell-Mann y Zweig [2] propusieron
 110 independientemente que todos los hadrones están en realidad hechos de componentes aún
 111 más elementales. Gell-Mann llamó a tales componentes *quarks*. Los quarks vienen en tres
 112 tipos o "sabores", formando un patrón triangular similar al camino de las ocho maneras
 113 como se muestra en la figura 1.4. El quark u (por *up*) tiene una carga de $2/3$ y una extrañeza
 114 de cero; el quark d (por *down*) tiene carga de $-1/3$ y $S = 0$; y el quark s (por *strange*),
 115 tiene la misma carga que el d , pero $S = -1$. A cada quark q , le corresponde un antiquark
 116 \bar{q} , con carga y extrañeza opuestas, y hay además dos reglas de composición: 1. Cada barión
 117 está formado por tres quarks (y cada antibarión está formado por tres antiquarks) y 2. Cada
 118 mesón está compuesto por un quark y un antiquark.

119 Con lo anterior, es cuestión de matemática básica para formar el decuplete de bariones
 120 y el octeto de mesones. Sólo se tiene que enlistar las combinaciones de los tres quarks (o par
 121 quark-antiquark) y agregar su carga y extrañeza, con lo que puede construirse el decuplete de
 122 la tabla 1.2. Nótese que hay 10 combinaciones de tres quarks. Por ejemplo tres u 's con carga
 123 de $2/3$ cada uno da como resultado una partícula delta con $Q = +2$ y $S = 0$. Continuando
 hacia abajo con la tabla, se llega a la Ω^- , la cual está conformada por tres quarks s . Una

qqq	Q	S	Barión
uuu	2	0	Δ^{++}
uud	1	0	Δ^+
udd	0	0	Δ^0
ddd	-1	0	Δ^-
uus	1	-1	Σ^{*+}
uds	0	-1	Σ^{*0}
dds	-1	-1	Σ^{*-}
uss	0	-2	Ξ^{*0}
dss	-1	-2	Ξ^{*-}
sss	-1	-3	Ω^-

Tabla 1.2: decuplete de bariones

124 lista similar para los mesones puede formarse con las combinaciones quark-antiquark, la cual
 125 se muestra en la tabla 1.3.

$q\bar{q}$	Q	S	Mesón
$u\bar{u}$	0	0	π^0
$u\bar{d}$	1	0	π^+
$d\bar{u}$	-1	0	π^-
$d\bar{d}$	0	0	η
$u\bar{s}$	1	1	K^+
$d\bar{s}$	0	1	K^0
$s\bar{u}$	-1	-1	K^-
$s\bar{d}$	0	-1	\bar{K}^0
$s\bar{s}$	0	0	?

Tabla 1.3: Nonete de mesones

126 Sin embargo aquí se aprecia que hay nueve combinaciones y la imagen del octeto de
 127 mesones tiene ocho partículas. El modelo de quarks requiere que haya un tercer mesón (adi-
 128 cionalmente a π^0 y η) con $Q = 0$ y $S = 0$; resultó ser que esta partícula ya había sido
 129 encontrada experimentalmente, y se le llamó η' . En el camino de las ocho maneras, η'
 130 había sido clasificada como un *singulete*. De acuerdo al modelo de quarks, pertenece propia-
 131 mente al mismo grupo de los ocho mesones restantes para formar así el *nonete de mesones*.
 132 Como siempre, no hay que olvidar que para el caso de la contraparte de antipartículas, los
 133 antimesones caen automáticamente en el mismo *multiplete* de los mesones.

134 Con respecto al octeto de bariones, si se toma el decuplete quitando las tres esquinas del
 135 triángulo en donde los quarks son iguales (uuu, ddd y sss) y se duplica el centro (en donde los
 136 tres quarks que conforman a la sigma son diferentes, uds), se obtienen los ocho estados del
 137 octeto de bariones, por lo que el mismo conjunto de quarks puede conformar el octeto, con
 138 la diferencia de que algunas combinaciones no aparecen y otras aparecen dos veces; todos los
 139 multipletes del camino de las ocho maneras emergen naturalmente en el modelo de quarks.

140 Hay que observar que la misma combinación de quarks puede hacer diferentes partículas;
 141 por ejemplo, el protón y la Δ^+ están hechos de dos u's y un d, el π^+ y el ρ^+ tienen un par
 142 $u\bar{d}$, etc. Tal y como el átomo de hidrógeno conformado por un protón y un electrón tiene
 143 diferentes niveles de energía, un conjunto de quarks puede enlazarse de diferentes maneras,
 144 pero los diversos niveles de energía en el sistema electrón-protón están relativamente juntos
 145 (las diferencias de energía son de varios electronvolts en un átomo cuya energía en reposo
 146 es de cerca de 10^9 eV), y esto hace que se piense en todos estos niveles siempre como un
 147 mismo átomo de hidrógeno. Por otra parte, las diferencias de energía para diferentes estados
 148 de un sistema de quarks enlazados son muy grandes, y esto hace que se les considere como
 149 partículas diferentes. Por este motivo es posible en principio construir un número infinito de
 150 hadrones con tan sólo un conjunto de tres quarks.

151 El modelo de quarks tiene un inconveniente: a pesar de las investigaciones y experimen-
 152 tos realizados, no ha sido posible hasta ahora ver un quark individualmente. Si un protón
 153 está hecho de tres quarks, podría pensarse que bombardeándolo con la suficiente energía, los
 154 quarks deberían salir dispersados. Por lo que no debería ser difícil identificarlos, pues tienen

155 su particular carga fraccionaria. Además, al menos uno de los tres quarks debería ser total-
156 mente estable; no podría decaer en nada ya que no hay una partícula más ligera con carga
157 fraccionaria. Por ello, los quarks deberían ser fáciles de producir, identificar y almacenar; y
158 aún así no ha sido posible encontrarlos.

159 El fracaso de los experimentos para producir quarks aislados provocó desconfianza hacia
160 el modelo de quarks. Por razones no entendidas hasta hoy, los quarks están confinados dentro
161 de los bariones y mesones, lo cual provocó la pregunta sobre cuál es entonces el mecanis-
162 mo responsable de este confinamiento. Aunque los quarks estén "atrapados" dentro de los
163 hadrones, esto no significa que son inaccesibles para los estudios experimentales. Es posible
164 explorar el interior de un protón de la misma forma en que Rutherford demostró la existencia
165 del núcleo en el átomo; es decir, lo que se hace es bombardear al protón con partículas. Estos
166 experimentos fueron desarrollados a finales de los 60 usando electrones de alta energía en
167 el Acelerador Lineal de Stanford (SLAC). Los experimentos fueron repetidos a principios de
168 los 70 usando haces de neutrinos en el CERN, y después usando protones. Los resultados de
169 estos experimentos, llamados de "dispersión inelástica profunda", tuvieron muchas similitu-
170 des con lo que había encontrado Rutherford [2]: muchas de las partículas incidentes pasaban
171 por el blanco sin desviar su trayectoria, mientras que una minoría rebotaba bruscamente.
172 Esto quiere decir que la carga del protón está concentrada en pequeñas masas, justo como
173 los resultados de Rutherford que habían indicado que la carga positiva de un átomo está
174 concentrada en el núcleo del mismo. Sin embargo, en el caso del protón la evidencia sugiere
175 la existencia de tres masas en vez de sólo una. Esto implica un sustento fuerte para el modelo
176 de quarks, aunque no del todo concluyente.

177 Asimismo, hubo otro problema con el modelo: parecía ser que violaba el principio de
178 exclusión de Pauli. En la formulación original de este principio, se establecía que no puede
179 haber dos electrones ocupando el mismo estado cuántico. Posteriormente se supo que esta
180 misma regla aplica para todas las partículas con espín semientero, por lo que el principio de
181 exclusión se aplica también a los quarks, los cuales tienen espín $1/2$. Ahora por ejemplo, la
182 Δ^{++} está compuesta por tres quarks u idénticos en el mismo estado y por lo tanto violaría
183 el principio de exclusión de Pauli (lo mismo ocurriría para la Δ^- y la Ω^-). Por lo que en 1964
184 [2], O. W. Greenberg dió una solución a esta aparente violación del principio: él propuso
185 que los quarks no vienen sólo en tres *sabores* (u , d y s) sino que también poseen carga de
186 *color* (rojo, verde y azul), en analogía a la carga eléctrica. Por lo que para hacer un barión,
187 simplemente se toma un quark de cada color, y así los tres u 's en Δ^{++} ya no son idénticos
188 puesto que hay uno rojo, uno verde y otro azul, y así el problema del principio de exclusión
189 queda resuelto.

190 La hipótesis del color parecía un simple truco teórico improvisado para salvar al modelo
191 de quarks, pero resultó ser que su introducción fue muy fructífera; también es de importancia
192 mencionar que el término color sólo fue un nombre arbitrario para diferenciar de manera clara
193 y sencilla una propiedad de los quarks. "Rojo", "verde" y "azul" son simples etiquetas para
194 denominar a esta propiedad que es análoga a la carga eléctrica y extrañeza. Un quark rojo
195 posee una unidad "roja" y cero de los otros dos colores; su antipartícula tiene *menos* una
196 unidad "roja", y así para el resto de los otros quarks de diferente color.

197 Al enlazarse los quarks para formar bariones y mesones, y tomando en consideración
198 la nueva propiedad de los quarks, se llega a que todas las partículas que se encuentran
199 naturalmente no tienen color. Esto quiere decir que la cantidad total de cada color en ellas

es cero o bien que los tres colores están presentes en la misma proporción. Esta creativa regla da cierta explicación al por qué una partícula no puede ser conformada por dos o cuatro quarks, ni tampoco presentarse individualmente en la naturaleza. Las únicas combinaciones sin color que pueden hacerse son $q\bar{q}$ (mesones), qqq (bariones) y $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$ (antibariones).

El hecho que terminó de consolidar al modelo de quarks, fue el inesperado descubrimiento del mesón psi. La ψ [2] fue observada por primera vez en Brookhaven por un grupo encabezado por Samuel Ting en el verano del 74. Pero Ting quería revisar sus resultados antes de anunciar cualquier publicación, y el descubrimiento permaneció en secreto hasta el fin de semana del 10 de noviembre, cuando la misma partícula fue descubierta independientemente por el grupo de Burton Richter en el SLAC. Así, los dos grupos publicaron simultáneamente sus resultados; el grupo de Ting la llamó partícula J , y el grupo de Richter, ψ . La J/ψ es un mesón eléctricamente neutro y muy pesado (más de tres veces la masa del protón; este tipo de descubrimientos dejaron atrás la descripción inicial de que los mesones poseen masa intermedia y considerablemente menor respecto a los bariones). Lo que hace a esta partícula muy inusual es su vida media extraordinariamente larga, del orden de 10^{-20} segundos, podría parecer un número muy pequeño, pero no lo es si se le compara con las vidas medias típicas de los hadrones de este rango de masa, los cuales son del orden de 10^{-23} segundos. Esto implica que la ψ tiene una vida media 1000 veces mayor a cualquier partícula de sus características. Resultó ser que la ψ es un estado ligado de un nuevo quark, el c (por *charm*) y su antiquark. De hecho, la idea de un cuarto sabor y su nombre ya habían sido introducidos antes por Bjorken y Glashow [2].

Hubo entonces una relación interesante entre los quarks y los leptones. Si todos los mesones y bariones estaban hechos de quarks, estas dos familias son colocadas como las verdaderas partículas fundamentales. ¿Pero por qué se tenían cuatro leptones (electrón, muón y sus respectivos neutrinos) y sólo tres quarks?. A los físicos les pareció que debía existir una simetría y consideraron que debía haber cuatro partículas de cada uno. Glashow, Iliopoulos y Maiani [2] ofrecieron razones más formales que justificaban la existencia de un cuarto quark (*charm*). Así, cuando la ψ fue descubierta, el modelo de quarks estaba a la espera de una explicación, pues si en verdad existía un cuarto quark, habría entonces la posibilidad de que existieran nuevos mesones y bariones con diferentes cantidades de *encanto* (c). Algunas de estas partículas se muestran en la figura 1.5. Nótese que la ψ no tiene encanto neto, pues si c tiene asignado un encanto de $+1$, entonces \bar{c} tendrá un encanto de -1 ; el encanto de la ψ está entonces "escondido".

Para confirmar la hipótesis del encanto, fue importante generar una partícula con encanto "desnudo". La primera evidencia de bariones encantados ($\Lambda_c^+ = udc$ y $\Sigma_c^{++} = uuc$) apareció en 1975, seguida posteriormente del $\Xi_c = usc$ y de $\Omega_c = ssc$. Los primeros mesones con encanto ($D^0 = c\bar{u}$ y $D^+ = c\bar{d}$) fueron descubiertos en 1976, seguidos por el mesón extraño y con encanto ($D_s^+ = c\bar{s}$) en 1977. Con estos descubrimientos, la interpretación de ψ como $c\bar{c}$ se estableció más allá de cualquier duda, y lo más importante fue que el modelo de quarks recuperó su credibilidad.

Posteriormente en 1975 un nuevo leptón fue descubierto, echando abajo la simetría propuesta por Glashow. Esta nueva partícula, llamada tau, tiene su propio neutrino, de tal manera que se tenían seis leptones, pero sólo cuatro quarks. Dos años después un nuevo mesón pesado, el upsilon, fue descubierto y se supo que contenía un quinto nuevo quark, el b (por *belleza* o *bottom*): $\Upsilon = b\bar{b}$. Inmediatamente empezó la búsqueda por hadrones que

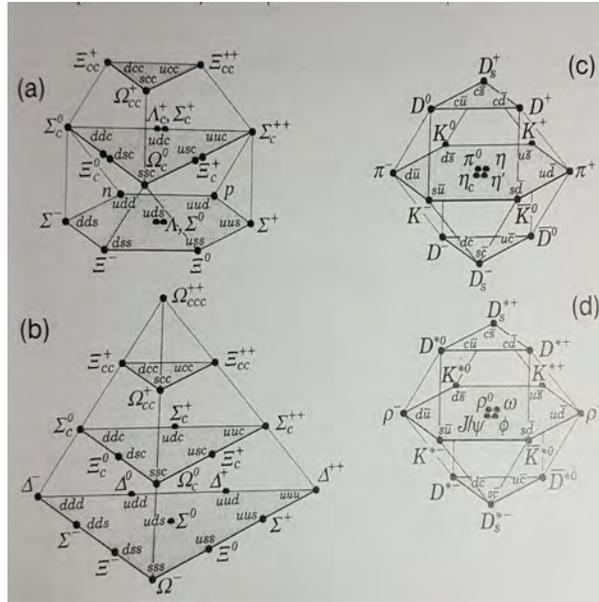


Figura 1.5: multipletes construidos usando un cuarto quark: bariones (a y b), mesones (c y d)

245 exhibieran una "belleza desnuda", o "bottom desnudo". El primer barión bottom $\Lambda_b^0 = udb$,
 246 fue observado en 1980 y el segundo ($\Sigma_b^+ = ubb$) en el 2006. Los primeros mesones bottom
 247 ($\bar{B}^0 = b\bar{d}$ y $B^- = b\bar{u}$) se descubrieron en 1983.

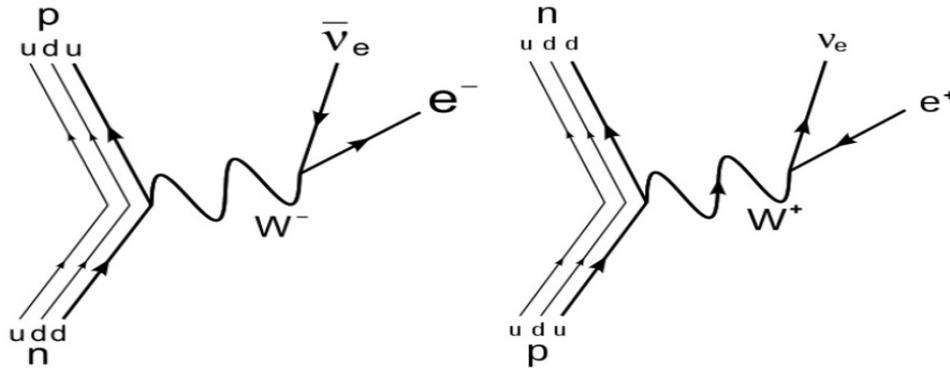
248 En este punto, no era muy difícil predecir que aparecería un sexto quark (el t , por *truth*
 249 o *top*) restaurando así la simetría pensada por Glashow, teniendo finalmente seis quarks y
 250 seis leptones. Pero el quark t resultaba ser muy elusivo ya que como se supo después, su
 251 masa era demasiado grande ($174 \text{ GeV}/c^2$, aproximadamente 40 veces la masa del quark b).
 252 Tampoco hubo hallazgos de "toponio" (un mesón $t\bar{t}$ análogo al ψ y al Υ), debido a que los
 253 colisionadores electrón-positrón no alcanzaban tanta energía y porque como ahora se sabe,
 254 el quark top tiene una vida media demasiado corta como para formar estados ligados y por
 255 ello aparentemente no existen mesones ni bariones top. La existencia de este último quark
 256 no fue establecida sino hasta 1995, cuando el Tevatrón del Fermilab acumuló la información
 257 suficiente para sustentar el descubrimiento. Después del cese de operaciones del Tevatrón en
 258 el 2011; el LHC del CERN fue el único acelerador de partículas lo suficientemente poderoso
 259 para producir quarks top.

260 1.3. Bosones portadores de la interacción débil

261 En 1933 [2], Fermi trató el decaimiento beta como una interacción de contacto que ocurría
 262 en un solo punto, y por lo tanto sin la necesidad de una partícula mediadora. La reacción de
 263 este proceso es:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad p^+ \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.5)$$

264 Lo que ocurre en ambos casos del decaimiento beta se aprecia con mayor detalle en sus
 265 respectivos diagramas de Feynman:

Figura 1.6: Decaimiento β^+ y β^-

266 Como ya se expuso, la fuerza o interacción débil tiene un rango de alcance extremada-
 267 mente corto, por lo que el modelo de Fermi no estaba muy lejos de la verdad. No obstante,
 268 se vio que esta idea fracasaba al tratar de describir fenómenos de altas energías y tendría
 269 que ser eventualmente reemplazado por una teoría en la cual la interacción es mediada por el
 270 intercambio de alguna partícula. El mediador fue conocido como *bosón vectorial intermedio*.
 271 El reto para los físicos teóricos fue predecir las propiedades de dicho bosón; mientras que
 272 para los experimentales, fue producir uno en el laboratorio. Como se menciona en el apén-
 273 dice D, Yukawa enfrentó el mismo problema para la fuerza fuerte, y pudo estimar la masa
 274 del pión en términos del rango de la fuerza que él tomó como del orden del tamaño de un
 275 núcleo. Pero no hay una manera análoga de medir el rango de la fuerza débil porque no hay
 276 "estados ligados débiles" cuyo tamaño de una idea de dicho rango; esta fuerza es sencilla-
 277 mente muy débil como para enlazar partículas. Por muchos años, las predicciones sobre la
 278 masa del bosón vectorial intermedio fueron muy ambiguas, y no fue hasta el surgimiento de
 279 la teoría electrodébil de Glashow, Weinberg y Salam, que fue posible una predicción confiable
 280 y sustentada de la masa. En esta teoría hay en realidad tres bosones vectoriales intermedios,
 281 dos de ellos cargados (los W^\pm) y uno neutral (el Z^0). Las masas que se predijeron para estos
 282 bosones fueron de $M_W = 82 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$ y de $M_Z = 92 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$.

283 A finales de los 70 [2], el CERN empezó la construcción de un colisionador protón-
 284 antiprotón diseñado especialmente para la producción de estos bosones cuya masa es del
 285 orden de 100 veces la del protón. En enero de 1983, el descubrimiento del W fue reportado por
 286 el grupo de Carlo Rubbia, y cinco meses después el mismo equipo anunció el descubrimiento
 287 del Z . Las masas medidas fueron de $M_W = 80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2$ y de $M_Z = 91.188 \pm 0.002$
 288 $\text{ GeV}/c^2$. Esto representó un extraordinario triunfo experimental, ya que estos bosones fueron
 289 de una importancia fundamental para confirmar un aspecto crucial de lo que se conoce como
 290 Modelo Estándar.

291 1.4. Modelo Estándar

292 De todas las teorías de gran unificación que existen actualmente y que intentan, como
 293 su nombre lo indica, incluir a las cuatro interacciones fundamentales en una sola descripción
 294 teórica, sólo la teoría electrodébil (desarrollada por Glashow, Weinberg y Salam y que habla

del electromagnetismo y la fuerza débil como dos aspectos de una misma fenomenología) y la Cromodinámica Cuántica (QCD) están bien establecidas experimentalmente y en conjunto se les llama el Modelo Estándar de las partículas elementales. La esencia del modelo estándar se resume en que las partículas elementales de la materia son los quarks y los leptones [3].

De acuerdo a nuestro conocimiento actual, toda la materia que nos rodea está conformada de tres tipos de partículas elementales: los leptones, los quarks y los mediadores. Existen seis leptones, clasificados de acuerdo a su carga (Q), número de electrón (L_e), número de muón (L_μ) y número tau (L_τ), se agrupan en tres generaciones mostradas en la tabla 1.4:

l	Q	L_e	L_μ	L_τ
e	-1	1	0	0
ν_e	0	1	0	0
μ	-1	0	1	0
ν_μ	0	0	1	0
τ	-1	0	0	1
ν_τ	0	0	0	1

Tabla 1.4: Clasificación de leptones

Adicionalmente a lo mostrado en la tabla 1.4, hay también seis antileptones con los signos invertidos. El positrón por ejemplo, tiene una carga eléctrica de +1 y un número de electrón de -1; por lo que en realidad hay 12 leptones.

De manera similar, hay seis sabores de quarks clasificados por carga, extrañeza S , encanto C , belleza o bottom B , y top o truth T . Por completez también se considera la *upness*, U y la *downness*, D , aunque como se menciona en [2], es redundante pues resulta obvio que el quark up es el único con $U=1$. Del mismo modo que hay tres generaciones de leptones, también hay tres de quarks, como se observa en la tabla 1.5.

q	Q	D	U	S	C	B	T
d	-1/3	-1	0	0	0	0	0
u	2/3	0	1	0	0	0	0
s	-1/3	0	0	-1	0	0	0
c	2/3	0	0	0	1	0	0
b	-1/3	0	0	0	0	-1	0
t	2/3	0	0	1	0	0	1

Tabla 1.5: Clasificación de quarks

De nuevo y como en el caso de la tabla 1.4, todos los signos se invierten para la tabla de antiquarks; como se mencionó anteriormente, cada quark y antiquark viene en tres colores diferentes (rojo, azul y verde), por lo que hay un total de 36 quarks.

Ya que se habló de las partículas mediadoras de la gravedad, el electromagnetismo y la interacción débil, queda por describir a las partículas mediadoras de la interacción fuerte. En la teoría original de Yukawa, el mediador para esta interacción era el pión, pero con el descubrimiento de los mesones pesados esta idea se vino abajo. El modelo de quarks trajo una idea más radical: si los protones, neutrones y piones son estructuras de una composición

319 compleja, no hay razón para creer que su interacción debería ser simple. Para estudiar la
 320 fuerza fuerte en su nivel fundamental, se debe entonces observar la interacción entre quarks
 321 individuales, por lo que emerge entonces la pregunta acerca de cuál es la partícula mediadora
 322 de las interacciones entre quarks; a este mediador se le llamó *gluón*; en el Modelo Estándar
 323 hay ocho, y al igual que los quarks, tienen color, por lo que tampoco pueden existir como
 324 partículas aisladas. Sólo puede esperarse detectar gluones dentro de los hadrones o en com-
 325 binaciones sin color con otros gluones (*glueballs*). Sin embargo, hay evidencia experimental
 326 indirecta de la existencia de los gluones: los experimentos de dispersión inelástica profunda
 327 han mostrado que aproximadamente la mitad del momento de un protón está contenida en
 328 constituyentes eléctricamente neutros, que se cree son los gluones.

329 Con lo anterior, se tiene ahora un mayor número de partículas "elementales": 12 leptones,
 330 36 quarks, 12 mediadores (no se cuenta el gravitón ya que aún no ha sido descubierto y
 331 además no está incluido en el Modelo Estándar), y el famoso bosón de Higgs, partícula con
 332 espín 0 y masa de 125 GeV [16] que explica cómo adquieren su masa los bosones Z , W^\pm y el
 333 resto de las partículas [3], haciendo un total de 61 partículas. Aunque el Modelo Estándar ha
 334 sobrevivido por más de 30 años, hay muchas cuestiones que todavía no explica; por ejemplo,
 335 no explica por qué los leptones y quarks se agrupan en tres familias (tablas 1.4 y 1.5), ni el
 336 por qué poseen específicamente esas masas.

leptón	masa	quark	masa
ν_e	$< 2 * 10^{-6}$	u	2
ν_μ	< 0.2	d	5
ν_τ	< 18	s	100
e	0.511	c	1200
μ	106	b	4200
τ	1777	t	174000

Tabla 1.6: Masas de los quarks y leptones en MeV/c^2

337 Gran parte del Modelo Estándar se ha construido sólo con información empírica tomada
 338 de los experimentos, pero una teoría más elaborada y madura, podría tal vez describir a las
 339 partículas, justo como los átomos en la tabla periódica.

340 1.5. Rayos cósmicos

341 Los rayos cósmicos son partículas de alta energía que llegan a la Tierra desde el espacio
 342 exterior. Penetran la atmósfera a un ritmo aproximado de 1000 por metro cuadrado por
 343 segundo [4]. La mayor parte de éstos son protones (85%) y el resto incluye todos los núcleos
 344 atómicos estables, electrones y una pequeña parte de antipartículas (positrones y antipro-
 345 tones). La radiación cósmica también incluye partículas neutras como neutrinos y fotones
 346 de alta energía (rayos gamma). Al conjunto de todas las partículas procedentes del espacio
 347 exterior se les llama *astropartículas*.

348 A inicios del siglo XX [4] varios físicos centraron sus esfuerzos en entender la radiactivi-
 349 dad descubierta accidentalmente por Henri Becquerel en 1896. Los estudios de Rutherford,
 350 Villard, los Curie y muchos otros establecieron la existencia de materiales radiactivos, que

351 emiten energía que es capaz de atravesar cuerpos opacos o de ionizar el medio circundante.
352 Este último proceso, la ionización, fue lo que condujo a los rayos cósmicos. Ionizar un medio
353 es arrancar electrones de átomos o moléculas, liberando así iones con carga positiva (catio-
354 nes) y con carga negativa (aniones). La radiación natural producida por estos materiales,
355 deja a su paso una estela de partículas cargadas; si hay un objeto cercano que esté cargado,
356 éste atraerá a las partículas y absorberá a los iones de carga opuesta, lo que reducirá su carga
357 inicial. Los experimentos se realizaron con electros copios cargados que perdían rápidamente
358 su carga en presencia de materiales radiactivos.

359 En 1900, con el desarrollo de instrumentos más sensibles, se observó que los electros copios
360 perdían carga incluso en ausencia de materiales radiactivos en su proximidad, por lo que
361 se dedujo que el aire debía tener algún tipo de radiación capaz de penetrar el recipiente
362 que protegía al electros copio, ionizar el gas interior y descargarlo. Fue entonces cuando se
363 realizaron experimentos de ionización del aire a distintas alturas; el austriaco Victor Hess
364 (quien es considerado el descubridor de los rayos cósmicos) [4], demostró entre 1911 y 1912
365 que la cantidad de iones atmosféricos aumentaba a partir de cierta altura y que por lo tanto
366 la radiación que los originaba debía ser extraterrestre.

367 En los años siguientes, el debate sería saber la naturaleza de esa radiación cósmica capaz
368 de atravesar toda la atmósfera. Se sabía de tres tipos de rayos emitidos por los núcleos
369 radiactivos: alfa (núcleos de helio), beta (electrones) y gamma (fotones). Los últimos eran el
370 candidato ideal por su alto poder de penetración, pero en 1927 Jacob Clay [4] encontró que la
371 radiación es menos intensa en el ecuador que en las altas latitudes. Arthur Compton explicó
372 en 1932 que este fenómeno es causado por la acción del campo magnético de la Tierra sobre
373 los rayos cósmicos si estos poseen en su mayoría, carga eléctrica, lo que eliminó a los rayos
374 gamma como candidatos. Finalmente, el científico mexicano Manuel Sandoval Vallarta junto
375 con Georges Lemaître, propusieron que se trataba de partículas cargadas eléctricamente.
376 Los análisis efectuados por éstos, permitieron interpretar observaciones de radiación cósmica
377 en diversos puntos del planeta realizadas por Compton y Clay, quienes demostraron que en
378 efecto, la radiación cósmica estaba constituida por partículas cargadas. Faltaba determinar si
379 estas partículas poseían carga eléctrica positiva o negativa; los mismos Lemaître y Sandoval
380 Vallarta propusieron un experimento en donde se encontraría que la radiación cósmica es en
381 su mayoría partículas con carga positiva, que posteriormente se identificarían como protones
382 y otros núcleos atómicos.

383 La invención del contador de Geiger-Müller en 1928 permitió la detección de partículas
384 individuales de la radiación cósmica. En 1938 [4], Pierre Auger y sus colaboradores encon-
385 traron que dos detectores separados una distancia de 200 m podrían registrar la entrada
386 simultánea de radiación. Esto fue un indicio de que en realidad se estaban detectando partí-
387 culas secundarias producidas por un mismo rayo cósmico primario. La energía total de éstas
388 fue estimada en alrededor de 10^9 GeV, mucho más grande que la energía típica a la que son
389 producidas las partículas en procesos radiactivos, que es de 1 MeV. Ahora la cuestión sería
390 saber qué proceso astrofísico era capaz de acelerar rayos cósmicos hasta proporcionarles estas
391 energías.

392 Tras estos estudios, a finales de los años 30 ya había cierto consenso sobre la naturaleza
393 de los rayos cósmicos. Se trataba de núcleos atómicos relativistas, algunos de muy alta ener-
394 gía, procedentes del espacio exterior. Al entrar a la atmósfera y chocar con el aire, los rayos
395 cósmicos primarios desencadenaban una cascada (*air shower*) de partículas secundarias. La

396 radiación observada estaba formada por la fracción de esas partículas secundarias que alcan-
397 zaban la superficie terrestre; incluía una componente *blanda* (poco penetrante) de fotones,
398 electrones y positrones; y una *dura* (penetrante) de muones y antimuones. Como los rayos
399 cósmicos primarios son partículas cargadas, esto implica que su trayectoria es sensible a la
400 presencia de campos magnéticos.

401 Un concepto básico en física de rayos cósmicos es la profundidad entre dos puntos. La
402 profundidad X expresa la cantidad de materia con la que se encuentra una partícula cuando
403 se desplaza entre esos puntos. Si la densidad ρ del medio es constante y la distancia entre los
404 puntos es L , X se define como: $X = L\rho$, teniendo ésta unidades de masa entre superficie (por
405 ejemplo kg/m^2 ó g/cm^2). La profundidad aumenta con la distancia y la densidad del medio.
406 X es muy útil para describir la propagación de una partícula en un gas o un sólido, pues la
407 probabilidad de que se produzca un choque con las partículas del medio sólo dependerá del
408 número total de blancos que haya en su camino. La profundidad da una idea de la capacidad
409 del medio para frenar y absorber a una partícula cuando ésta lo atraviesa.

410 La radiación primaria que llega a la atmósfera es distinta de la que se observa cerca de la
411 superficie terrestre, por lo que su estudio necesita ya sea la realización de experimentos en el
412 espacio o bien conocer la relación que existe entre ambas. La primera opción está limitada por
413 la frecuencia tan baja de los rayos cósmicos de energía superior a 10^6 GeV (aproximadamente
414 una partícula por metro cuadrado por año [4]); puesto que los detectores típicos en satélites
415 y globos aerostáticos cubren una superficie de no más de 10 m^2 , no habrían suficientes datos
416 estadísticos en un tiempo razonable. Esos rayos deben por tanto observarse desde el suelo
417 usando detectores mucho más extensos.

418 La alta energía de los rayos cósmicos hace que al colisionar con el aire puedan crearse
419 cualquier tipo de partículas, incluso las más pesadas como el bosón de Higgs o el quark
420 top. No obstante, este tipo de procesos *duros* son muy poco frecuentes si se les compara
421 con los procesos *blandos* en donde sólo se producen partículas ligeras (fotones, electrones y
422 positrones). En adición, las partículas muy masivas tienen vidas medias demasiado breves y
423 sus productos de desintegración usualmente se confunden con el resto de partículas presentes
424 en la cascada.

425 Considérese por lo tanto un rayo cósmico primario de tipo protón y energía alrededor
426 de 10^6 GeV. Al entrar en la atmósfera tendrá una profundidad X de unos $90 \text{ g}/\text{cm}^2$ [4] y
427 chocará a una altura de unos 20 km con un núcleo de aire. Como resultado de la colisión, el
428 protón se romperá y su energía se repartirá entre un barión principal (un protón o neutrón) y
429 decenas de mesones de alta energía. Los restos del núcleo atómico con el que chocó toman una
430 fracción despreciable de energía del protón primario y son absorbidos por el aire circundante.

431 El barión principal continuará su recorrido hasta el suelo chocando con el aire repetida-
432 mente y perdiendo energía en cada choque. En promedio experimentará 11 colisiones si el
433 primario penetró la atmósfera verticalmente, o el doble si lo hizo desde un ángulo cenital
434 de 60° . Entre los mesones secundarios, deben distinguirse entre los piones cargados más los
435 kaones de cualquier tipo y los piones neutros. Los piones cargados y los kaones son inestables
436 pero tienen vida media relativamente larga, por lo que al crearse pueden decaer o chocar
437 con una molécula de aire. Lo que ocurra dependerá mayoritariamente de su energía: los de
438 mayor energía tienen una mayor dilatación relativista de su vida media, lo cual disminuye
439 su probabilidad de desintegración antes de chocar. Si la energía de un pión cargado es mayor
440 a 30 GeV será más probable un choque en donde se produzcan piones de menor energía. Si

441 la energía del pión cargado es de menos de 30 GeV, será más probable que decaigan en un
442 muón y un neutrino [4].

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.6)$$

443 Los muones y neutrinos son partículas que aparecen en la atmósfera mediante la desin-
444 tegración de piones y kaones secundarios. Los muones tienen la misma carga del electrón
445 y una masa 200 veces mayor a éste. Su vida media es relativamente larga, pues si tienen
446 energía mayor a 5 GeV son capaces de recorrer unos 31 km antes de desintegrarse, lo que
447 les da el tiempo necesario para poder llegar al suelo desde cualquier inclinación. Los modos
448 más comunes de decaimiento del muón son [4]:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.7)$$

449 Los muones son extremadamente penetrantes debido a su masa y porque como leptones,
450 no sienten la interacción fuerte. Ionizan el aire al propagarse y sólo pierden unos 2 MeV por
451 cm de agua (o 10 m de aire) recorrido [4]. Un muon con 1 TeV puede cruzar varios kilómetros
452 de hielo o agua antes de reducir su velocidad y decaer. El número de muones en la atmósfera
453 aumenta con la profundidad, resultando ser el tipo de radiación cósmica más abundante en la
454 superficie terrestre. Por otro lado, los piones neutros tienen una vida media 1000 veces menor
455 que los cargados porque pueden decaer en dos fotones. Los π^0 decaen casi inmediatamente
456 y producen la componente electromagnética dentro de la cascada hadrónica iniciada por el
457 protón. Los fotones de alta energía que se generan interactúan con los núcleos de la atmósfera
458 y se transforman en pares electrón-positrón (e^-e^+). Al mismo tiempo cada electrón colisiona
459 con el aire, produciendo un fotón con energía similar en un proceso que se conoce como
460 emisión de radiación de frenado o *bremstrahlung*. Estas dos colisiones son electromagnéticas,
461 pues están mediadas por fotones y pasan con similar frecuencia. Específicamente, los foto-
462 nes y electrones tendrán una colisión de esta clase después de cruzar aproximadamente 36
463 g/cm², a esta profundidad se le denomina longitud de radiación. Estas partículas conforman
464 la parte blanda de la radiación cósmica debido a que son menos penetrantes que los muones.
465 A pesar de que los electrones y positrones son las partículas cargadas más abundantes en
466 una cascada atmosférica, alcanzan su máximo número en la alta atmósfera, y en el suelo sólo
467 representan el 20 % del número total de partículas [4].

468 La radiación que se observa cerca del suelo es la superposición de muchas cascadas simul-
469 táneas, la mayoría procedentes de primarios de energía entre 10 y 100 GeV. El aire absorbe
470 más del 95 % de esta energía antes de que toque el suelo. El máximo número de partículas
471 cargadas, en su mayoría electrones, se tiene a alturas de unos 10 km; en el suelo cerca del
472 80 % de las partículas son muones de alrededor de 1 GeV, y el otro 20 % son electrones y
473 positrones de menor energía y menos del 1 % son hadrones. El flujo aproximado de muones
474 a nivel del mar es de 1 por cm² por minuto [4].

475 En el suelo también se detectan cascadas individuales extensas que son producidas por
476 rayos cósmicos de más de 1 TeV. El número máximo de partículas cargadas en la cascada se
477 obtiene a una profundidad atmosférica X_{max} más o menos grande dependiendo de la energía
478 del primario, llegando a $X_{max} = 800$ g/cm² para primarios de 10¹¹ GeV. En la figura 1.7
479 se muestra el desarrollo de una cascada atmosférica. En estas cascadas extensas, la energía
480 del rayo cósmico primario puede obtenerse a partir del número total de partículas que se

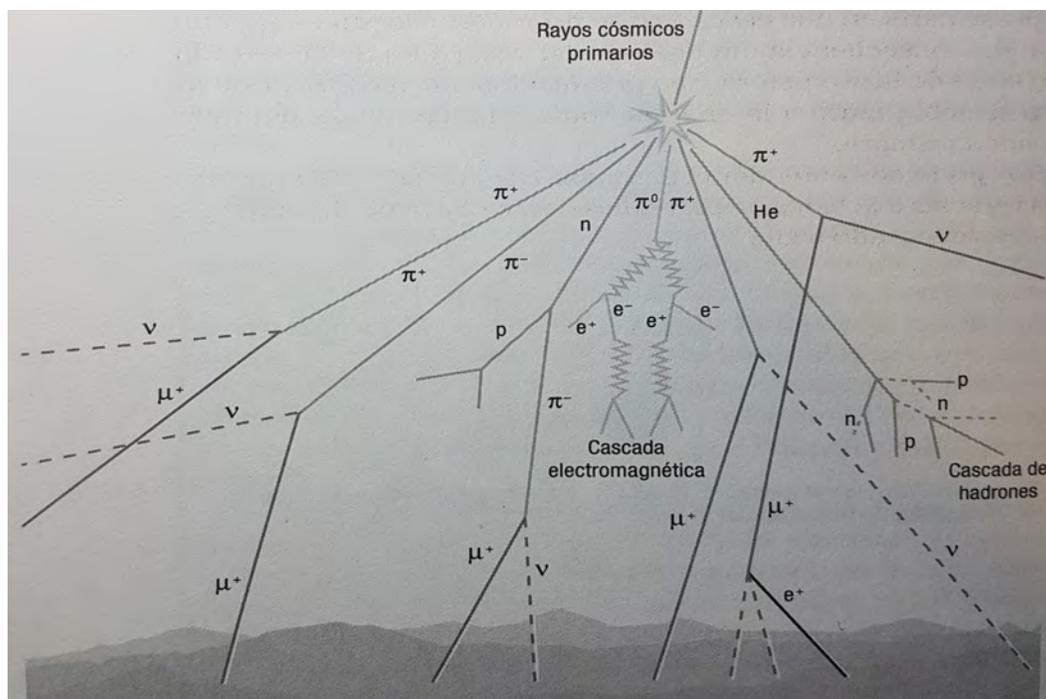


Figura 1.7: Cascada atmosférica. Después de una primera colisión con un núcleo atómico, el primario (la partícula que llega a la atmósfera desde el espacio) inicia una cascada con millones de colisiones, creaciones y desintegraciones de partículas.

481 observan en el aire o suelo. En cuanto a su número de masa A , también puede saberse de la
 482 mayor o menor profundidad a la que se encuentre el máximo X_{max} de la cascada.

483 Capítulo 2

484 Detectores de partículas

485 2.1. Introducción

486 La historia de los detectores de partículas inicia en 1896, con el descubrimiento de la
487 radiactividad por Henri Becquerel, quien se dio cuenta que la radiación procedente de sales
488 de uranio podía ennegrecer papel fotosensible; poco tiempo antes, en 1895, Wilhelm Conrad
489 Röntgen descubrió los rayos X, que se originaban en materiales después de que se les bom-
490 bardeara con electrones de alta energía. Los primeros detectores de partículas (películas de
491 rayos X y centelladores de sulfuro de zinc) eran muy primitivos.

492 A través del tiempo se han refinado mucho los métodos de medición, pues hoy en día
493 no es suficiente el hecho de detectar partículas y radiación. También es necesario conocer la
494 naturaleza de las partículas; es decir, saber qué partículas se están detectando (electrones,
495 muones, piones, etc.), por lo que adicionalmente se requiere conocer otros parámetros como
496 la energía y el momento de la partícula en cuestión. Del mismo modo, para la mayoría de
497 las aplicaciones de la física de detectores, es necesario conocer con precisión la trayectoria
498 que siguen las partículas desde su creación o aniquilación hasta su detección. Para obtener
499 esta información, las trayectorias de las partículas pueden ser reconstruidas por medio de
500 detección óptica (cámara de chispas, de burbujas, de niebla, etc.) o electrónica (cámaras de
501 deriva, detectores de pixeles de silicón).

502 La tendencia de los detectores de partículas ha cambiado de la medición meramente
503 óptica a medios puramente electrónicos. Este desarrollo tecnológico ha dado como resultado
504 muy altas resoluciones temporales del orden de picosegundos, reconstrucción espacial de
505 micrómetros de precisión y resoluciones de energía de eV para los rayos γ . Los primeros
506 detectores ópticos como las cámaras de niebla, sólo permitían rangos de un evento por
507 minuto, pero en la actualidad se cuenta con modernos dispositivos como los centelladores
508 orgánicos que pueden procesar información en rangos de GHz [5]. No obstante, con esta
509 altísima cantidad de datos procesados en tan poco tiempo, el procesamiento de señales
510 electrónicas juega un papel muy importante en el correcto y eficiente funcionamiento de los
511 detectores actuales. Asimismo, el almacenamiento de información en discos magnéticos o la
512 preselección de datos asistida por computadora también tienen un rol fundamental en los
513 complejos sistemas de detección.

514 2.2. Principios y funcionamiento

515 La calidad de un detector se determina con base en la resolución de la cantidad que va a
 516 ser medida (energía, tiempo, coordenadas espaciales, etc.). Si se tiene una cantidad con valor
 517 real z_0 (como la radiación gamma monoenergética de energía E_0), los resultados medidos
 518 z_{med} por un detector forman una *función de distribución* $D(z)$ con $z = z_{med} - z_0$. El valor
 519 esperado de esta cantidad está dado como [5]:

$$\langle z \rangle = \int z \cdot D(z) dz / \int D(z) dz \quad (2.1)$$

520 La integral del denominador normaliza la función de distribución. A esta función normalizada
 521 se le llama *función de densidad de probabilidad* (FDP). La *varianza* de la cantidad medida
 522 es [5]:

$$\sigma_z^2 = \int (z - \langle z \rangle)^2 D(z) dz / \int D(z) dz \quad (2.2)$$

523 Como es de esperarse, las integrales se extienden por todo el rango de valores posibles de la
 524 función de distribución.

525 Un valor frecuentemente usado para una resolución es la anchura media de una distri-
 526 bución, la cual puede ser fácilmente observada directamente de los datos o de un ajuste de
 527 éstos. La anchura media de una distribución es el ancho total de la mitad del máximo. Por
 528 ejemplo para una distribución normal o gaussiana se tiene: $\Delta z = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_z$. Debido a fluc-
 529 tuaciones en el número de excitaciones y ionizaciones en el material del detector, se observan
 530 este tipo de distribuciones en vez de una función delta, que sería el caso ideal. Retomando el
 531 ejemplo de la radiación gamma monoenergética, el ancho de la distribución dada determina
 532 la capacidad del detector de distinguir partículas con diferentes energías. Entre mejor sea la
 533 resolución del detector en cuestión, mayor será su capacidad de distinguir entre dos picos de
 534 energía muy adyacentes entre sí.

535 La distribución normal es una función de distribución continua. Al observarse partículas
 536 en los detectores, se tiene que los eventos siguen usualmente una distribución de Poisson,
 537 la cual es asimétrica (no hay valores negativos) y discreta. Para el caso de la determinación
 538 de resoluciones o errores experimentales, normalmente sólo se toman en cuenta cantidades
 539 relativas como $\delta z / \langle z \rangle$ o $\sigma_z / \langle z \rangle$. Se debe tener siempre en cuenta que el resultado promedio
 540 de cierto número de experimentos $\langle z \rangle$ no necesariamente debe ser igual al valor verdadero
 541 z_0 . Para obtener la relación entre el resultado experimental $\langle z \rangle$ y z_0 , los detectores deben ser
 542 calibrados. No obstante, no todos los detectores son lineales; es decir no todos tienen una
 543 relación $\langle z \rangle = c \cdot z_0 + d$, con c y d constantes. Algunos detectores pueden tener relaciones no
 544 lineales como $\langle z \rangle = c(z_0)z_0 + d$. En estos casos se requiere el conocimiento exacto de la función
 545 de calibración (también llamada función de respuesta). En muchos casos los parámetros de
 546 calibración también son dependientes del tiempo. Las resoluciones de energía, espaciales y de
 547 tiempo se calculan como se mencionó anteriormente, pero además de la resolución temporal
 548 hay otros *tiempos característicos*.

549 El primero de ellos es el tiempo muerto τ_D , que es el tiempo que tiene que pasar entre el
 550 registro de un conjunto de partículas incidentes y que el detector sea nuevamente sensible al
 551 siguiente conjunto [5]. El tiempo muerto es entonces un lapso en donde no pueden detectarse
 552 partículas. Sin embargo, puede ocurrir que una vez transcurrido este tiempo, el detector no

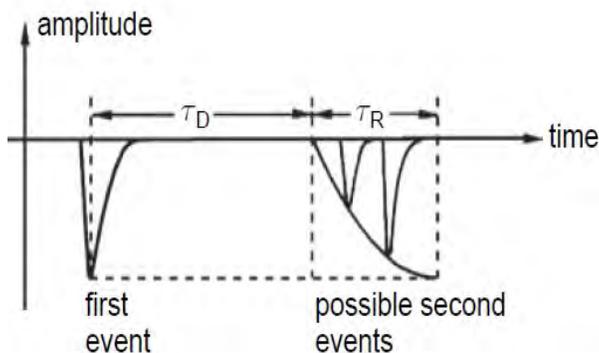


Figura 2.1: Tiempos muerto y de recuperación en un contador Geiger-Müller

553 responde a la presencia de partículas con el total de su sensibilidad. Es por eso que se definió
 554 el tiempo de recuperación τ_R , que es el lapso necesario para que un detector pueda volver a
 555 proporcionar una señal con amplitud normal.

556 El tiempo de sensibilidad τ_S es de importancia para los detectores pulsados. Es el lapso
 557 en el cual las partículas pueden ser registradas independientemente de si éstas están correla-
 558 cionadas o no con el evento de activación (*trigger*). Si por ejemplo en un experimento en un
 559 acelerador el detector es activado por la interacción de un haz de partículas, normalmente se
 560 abre una ventana de tiempo τ_S definida, en la cual el evento se registra. Si en este intervalo de
 561 tiempo τ_S un muón pasa por el detector, éste será detectado porque una vez que el detector
 562 se haya hecho sensible no distingue a nivel del trigger entre partículas de interés y partículas
 563 que simplemente pasan por el dispositivo en esta ventana de tiempo.

564 El tiempo de lectura es el tiempo necesario para leer el evento y que éste quede registra-
 565 do en alguna memoria electrónica. Para otro tipo de medio de almacenamiento, como por
 566 ejemplo una placa o película radiológica, la lectura podría ser considerablemente larga. Un
 567 tiempo que está muy ligado al tiempo de lectura es el tiempo de repetición, que es el lapso
 568 mínimo que debe pasar entre dos eventos subsecuentes para que éstos puedan ser distingui-
 569 dos el uno del otro. La longitud del tiempo de repetición está determinada por el elemento
 570 más lento en la cadena de detección, lectura y registro [5]. En la figura 2.1 se observa un
 571 ejemplo de los tiempos muerto y de recuperación en un dispositivo de conteo de partículas.

572 El tiempo de memoria es el lapso de retardo máximo permitido entre el paso de una
 573 partícula y la señal de disparo (*trigger*), que da un 50% de eficiencia. Esta resolución tem-
 574 poral caracteriza la diferencia mínima de tiempo en el que dos eventos pueden todavía ser
 575 separados; por lo anterior, es muy parecido al tiempo de repetición, la única diferencia es que
 576 la resolución temporal en general se refiere a un componente individual de todo el sistema
 577 de detección, mientras que el tiempo de repetición incluye a todos los componentes. Por
 578 ejemplo, la resolución temporal de un detector puede ser muy corta, pero toda la velocidad
 579 puede perderse si se tiene un sistema de lectura lento.

580 El término resolución temporal es frecuentemente usado para describir la precisión con la
 581 cual el tiempo de llegada de una partícula a un detector puede ser registrado. La resolución
 582 temporal de eventos individuales definida de esta manera está determinada por la fluctuación
 583 del tiempo de subida de la señal del detector [5].

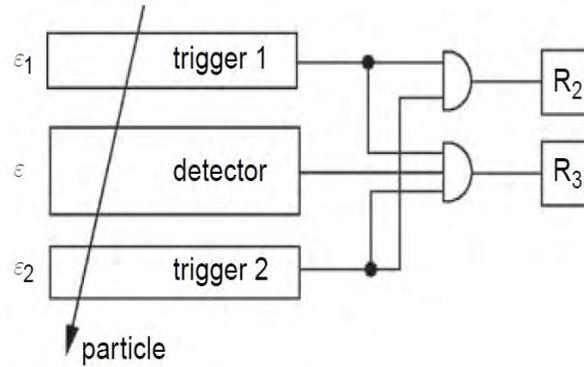


Figura 2.2: Determinación de la eficiencia de un detector

584 Una característica muy importante en un detector es su eficiencia, que se define como
 585 la probabilidad de que una partícula que pase a través del detector, sea vista por éste.
 586 La eficiencia, ϵ , varía considerablemente dependiendo del tipo de detector y de radiación.
 587 Por ejemplo [5], la radiación gamma es medida en contadores de gas con probabilidades
 588 de algunas unidades porcentuales, mientras que las partículas cargadas en contadores de
 589 centelleo o detectores gaseosos son vistas con una probabilidad cercana al 100%. En otro
 590 caso extremo, la probabilidad de que los neutrinos sean vistos o registrados es muy baja,
 591 aproximadamente del orden de 10^{-18} para neutrinos con energías del orden de MeV en un
 592 detector masivo.

593 En términos generales, la resolución y la eficiencia de los detectores están muy correlacio-
 594 nadas. Por este motivo, debe encontrarse un punto óptimo de estas dos cantidades teniendo
 595 en consideración las diversas condiciones experimentales. La eficiencia de un detector puede
 596 medirse con un sencillo experimento mostrado en la figura 2.2. El detector con una eficiencia
 597 ϵ que no se conoce, se coloca entre dos contadores de disparo (trigger) con eficiencias ϵ_1
 598 y ϵ_2 . Es importante asegurarse de que las partículas que cumplen con el requerimiento de
 599 disparo (que en este caso es una coincidencia doble) también pasen por el volumen sensible
 600 del detector a estudiar. La razón de la coincidencia doble es $R_2 = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot N$, en donde N
 601 es el número de partículas cruzando a través del arreglo del detector. Junto con la razón de
 602 la coincidencia triple, dada por $R_3 = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon \cdot N$, la eficiencia del detector en cuestión se
 603 obtiene entonces a través de la relación:

$$\epsilon = \frac{R_3}{R_2} \quad (2.3)$$

604 Si se desea determinar el error de la eficiencia ϵ , se debe tener en consideración que R_3 y
 605 R_2 están correlacionados y se tiene un caso que debe ser tratado con estadística de Bernoulli
 606 [5]. Por lo tanto, el error absoluto en la razón de triple coincidencia se define como:

$$\sigma_{R_3} = \sqrt{R_2 \cdot \epsilon(1 - \epsilon)} \quad (2.4)$$

607 Y el error relativo de esta misma razón, normalizada al número de disparos (triggers) R_2 es:

$$\frac{\sigma_{R_3}}{R_2} = \sqrt{\frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{R_2}} \quad (2.5)$$

608 La eficiencia de un detector también depende del punto por donde pasó la partícula (homoge-
 609 neidad y uniformidad), del ángulo de incidencia (isotropía) y del tiempo de retraso respecto
 610 de la señal de disparo (trigger). Es importante mencionar en este punto, que estas son las
 611 ecuaciones generales que se utilizan en este tipo de experimentos para obtener el error de las
 612 mediciones. Las ecuaciones específicas aparecen en el apéndice B; en particular, se utilizó la
 613 ecuación B.2.

614 En muchos experimentos con detectores, es necesario registrar varias partículas al mismo
 615 tiempo, por lo que es también importante la llamada *eficiencia de partículas múltiples*. Ésta se
 616 define como la probabilidad de que exactamente N partículas sean detectadas si N partículas
 617 pasaron simultáneamente a través del detector. Por ejemplo para el caso de cámaras de
 618 chispas comunes y corrientes, la eficiencia de trayectorias múltiples (*multitrack efficiency*)
 619 definida de esta manera, decae rápidamente conforme N aumenta, mientras que para los
 620 contadores de centelleo, esta eficiencia probablemente no variará mucho si N aumenta. La
 621 eficiencia de partículas múltiples para cámaras de deriva también depende mucho del modo en
 622 el que se haga la lectura [5]: de "impacto único", en donde sólo una trayectoria es registrada
 623 o de "impacto múltiple", en donde se analizan varias trayectorias de partículas.

624 En los sistemas de rastreo modernos, como por ejemplo las cámaras de proyección de
 625 tiempo, la eficiencia de trayectorias múltiples es muy alta. Esto es necesario si varias partí-
 626 culas que estén en "chorros" llamados *jets*, y que consisten en un cono estrecho de hadrones
 627 y otras partículas que se producen por la hadronización (proceso de formación de hadrones
 628 a partir de quarks y gluones como resultado de una colisión de alta energía), deben ser ana-
 629 lizadas y reconstruidas apropiadamente, de tal suerte que la masa invariante de la partícula
 630 que haya iniciado el jet, también pueda ser analizada correctamente. En experimentos de
 631 iones pesados con cámaras de proyección de tiempo, deben reconstruirse un gran número de
 632 trayectorias (del orden de mil) para lograr tener una interpretación de eventos apropiada.
 633 La eficiencia de trayectorias múltiples es también esencial en experimentos con detectores de
 634 trayectorias como los del LHC para no perder de vista eventos raros e interesantes como la
 635 producción y decaimiento del bosón de Higgs.

636 Otra de las tareas de los detectores de partículas, además de medir valores característicos
 637 como la energía y momento, es saber la identidad de la partícula en cuestión, lo cual implica
 638 la determinación de su masa y carga. En general, esto se logra combinando la información de
 639 muchos detectores. Por ejemplo, el radio de curvatura ρ de una partícula cargada de masa
 640 m_0 en un campo magnético, proporciona información del momento p y la carga z a través
 641 de la relación [5]:

$$\rho \propto \frac{p}{z} = \frac{\gamma m_0 \beta c}{z} \quad (2.6)$$

642 La velocidad $\beta = v/c$ puede determinarse con mediciones del tiempo de vuelo (*TOF* por
 643 *time of flight*, es el tiempo que transcurre entre el momento en que se produce una partícula,
 644 por ejemplo en una colisión, y el momento en el que es detectada en algún dispositivo)
 645 usando $\tau \propto 1/\beta$; mientras que la pérdida de energía (por unidad de longitud) por ionización
 646 y excitación se describe aproximadamente con la siguiente relación de proporción, la cual
 647 proviene de la fórmula de Bethe-Bloch (2.18):

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{z^2}{\beta^2} \ln(a\gamma\beta) \quad (2.7)$$

648 En donde a es una constante que depende del material. Una medición común de energía
649 arroja algo como:

$$E_k = (\gamma - 1)m_0c^2 \quad (2.8)$$

650 Ya que lo que se mide normalmente en los experimentos es la energía cinética y no la energía
651 total.

652 Las ecuaciones y relaciones de la 2.6 a la 2.8 tienen tres cantidades desconocidas: m_0 , z
653 y β . Gamma es el factor de Lorentz dado por $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$. Tres de las cuatro mediciones
654 mencionadas son en principio suficientes para conocer la identidad de la partícula. En los
655 experimentos de física de partículas, regularmente se manejan partículas con $z = 1$, por
656 lo que en este caso ya sólo se requerirían dos mediciones para saber con qué partícula se
657 está trabajando. Sin embargo, para partículas con alta energía, el cálculo de su velocidad no
658 proporciona suficiente información ya que para todas las partículas relativistas, independien-
659 temente de su masa, β tiene un valor muy cercano a 1 y por lo tanto no se puede distinguir
660 entre partículas con diferente masa.

661 En los grandes experimentos, todos los sistemas con detectores de propósito general
662 contribuyen a la identificación de partículas proporcionando parámetros relevantes que son
663 combinados para formar funciones de probabilidad. Estas funciones son utilizadas como
664 criterio para identificar a las partículas.

665 Una tarea común en los experimentos de física de partículas es identificar a una partícula
666 cargada cuando se mide su momento con un espectrómetro magnético. Un método directo
667 para determinar la velocidad de una partícula es medir su tiempo de vuelo entre dos puntos
668 separados una distancia conocida L . Estos puntos pueden ser definidos por dos contadores
669 que proporcionen una señal de "inicio" y otra de "alto" o bien por el momento en el que se
670 produzcan las partículas y un contador de finalización. En el último caso, la señal de inicio
671 sincronizada con la colisión "haz-haz" o "haz-blanco" puede ser producida por el sistema de
672 aceleración [5].

673 Ahora bien, considérense dos partículas de masa m_1 y m_2 que tienen el mismo momento
674 y una distancia de vuelo L . En este caso, la diferencia de tiempo de vuelo está dada por:

$$\Delta t = L \left(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2} \right) = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2} \right) \quad (2.9)$$

675 Usando la relación $pc = \beta E$ y el resto de la ecuación 1.3 la ecuación 2.9 queda:

$$\Delta t = \frac{L}{pc^2} (E_1 - E_2) = \frac{L}{pc^2} \left(\sqrt{p^2c^2 - m_1^2c^4} - \sqrt{p^2c^2 - m_2^2c^4} \right) \quad (2.10)$$

676 Y ya que en este caso $p^2c^2 \gg m_{1,2}^2c^4$, la expansión de las raíces queda:

$$\Delta t = \frac{Lc}{2p^2} (m_1^2 - m_2^2) \quad (2.11)$$

677 Actualmente la técnica más desarrollada y empleada para mediciones de tiempo de vuelo
678 en física de altas energías está basada en los contadores de centelleo con lectura de tubos
679 fotomultiplicadores (PM). Un diseño típico de lo anterior se muestra en la figura 2.3. La
680 señal de cruce de haz relacionada con el punto de interacción inicia el TDC (convertidor

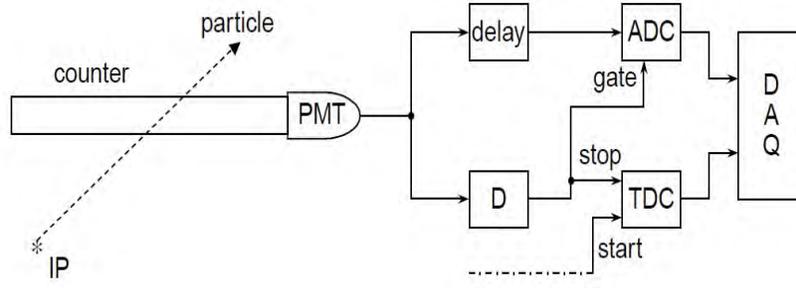


Figura 2.3: Experimento para medición de tiempo de vuelo; IP: punto de interacción; TDC: convertidor tiempo a digital; ADC: convertidor amplitud a digital; DAQ: sistema de adquisición de información.

681 tiempo a digital). La señal del ánodo del tubo PM que lee la señal de "alto" es enviada a
 682 un discriminador, que es un dispositivo que genera un pulso lógico de salida cuando la señal
 683 de entrada excede cierto umbral previamente establecido. Esta salida del discriminador se
 684 conecta a la señal de entrada de "alto" del TDC. La magnitud de la señal es medida por
 685 un convertidor amplitud a digital (ADC). Debido a que el momento de cruce del umbral
 686 depende generalmente de la amplitud del pulso, una medición de este valor ayuda a hacer
 687 correcciones del procesamiento de la información al estar apagado el sistema.

688 La resolución temporal puede ser aproximada por la ecuación 2.12:

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\sigma_{sc}^2 + \sigma_1^2 + \sigma_{PM}^2}{N_{eff}} + \sigma_{el}} \quad (2.12)$$

689 En donde σ_{sc} es la contribución de la duración del centelleo, σ_1 es la variación del tiempo de
 690 viaje debida a diferentes puntos de impacto de las partículas y varios ángulos de emisión de
 691 fotones de centelleo, σ_{PM} es la extensión del tiempo de tránsito de los fotoelectrones, N_{eff} es
 692 el número efectivo de fotoelectrones producidos en el fotocátodo del tubo fotomultiplicador
 693 (PM) y σ_{el} es la contribución de la electrónica del sistema a la resolución temporal [5].
 694 N_{eff} regularmente es más chico que el número total de fotoelectrones, pues algunos de ellos
 695 llegarán demasiado tarde al primer dinodo del tubo PM a causa de los grandes ángulos de
 696 emisión y por tanto no serán de utilidad para generar señales.

697 Unas de las partículas que son blanco de estudio de los detectores, son los muones, pues
 698 juegan un papel fundamental en cualquier experimento de física de partículas, astronomía
 699 o astrofísica. Los muones pueden ser identificados por su alto poder de penetración, y los
 700 parámetros relevantes que deben ser medidos con mucha precisión son la energía y el mo-
 701 mento. Los muones con energías superiores al rango de los TeV pueden ser medidos con
 702 técnicas calorimétricas, ya que la pérdida de energía en procesos de altas energías está do-
 703 minada por bremsstrahlung y producción directa de pares de electrones; ambos procesos son
 704 proporcionales a la energía de los muones.

705 El momento de los muones, al igual que el de todas las partículas con carga eléctrica,
 706 es generalmente determinado en espectrómetros magnéticos. La fuerza de Lorentz hace que
 707 las partículas sigan trayectorias circulares o helicoidales alrededor de la dirección del campo
 708 magnético. El radio de curvatura de la trayectoria de las partículas está relacionado a la

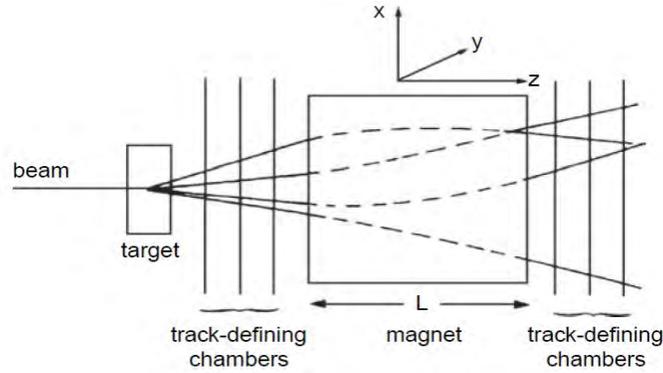


Figura 2.4: Espectrómetro magnético para un experimento de blanco fijo.

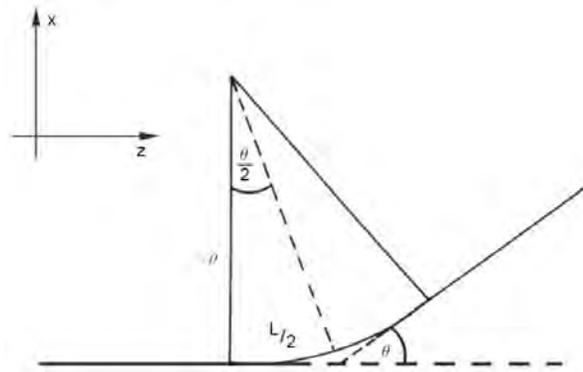


Figura 2.5: Trayectoria de una partícula cargada en un imán.

709 intensidad del campo magnético y a la componente de momento de la partícula perpendicular
 710 a la dirección de dicho campo.

711 Una de las configuraciones más típicas de los espectrómetros magnéticos, es la de expe-
 712 rimentos con blanco fijo; ésta se aprecia en la figura 2.4 [5]. Partículas de las que se sabe su
 713 identidad y energía inciden en el blanco produciendo partículas secundarias por la interacción
 714 con éste. El objetivo del espectrómetro es medir el momento de las partículas secundarias
 715 con carga que se produjeron. Si por ejemplo se tiene un campo magnético B orientado a lo
 716 largo del eje y ($\vec{B} = (0, B_y, 0)$), en donde la dirección de incidencia de las partículas primarias
 717 es paralela al eje z , en las interacciones hadrónicas el momento transversal está dado como
 718 $P_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

719 Generalmente $p_x, p_y \ll p_z$, en donde el momento de las partículas que salen es $\vec{p} =$
 720 (p_x, p_y, p_z) . La trayectorias de las partículas que inciden en el espectrómetro son determinadas
 721 en los casos más simples por los detectores de trayectoria antes de entrar y después de que
 722 salen del imán. Debido a que el campo magnético está orientado sobre el eje y , la desviación
 723 de las partículas cargadas se da en el plano xz . En la figura 2.5 se muestra la trayectoria de
 724 una partícula cargada en dicho plano.

725 La fuerza de Lorentz proporciona una aceleración centrípeta v^2/ρ dirigida a lo largo del
 726 radio de curvatura. El sistema de coordenadas se escoge de tal modo que las partículas que
 727 inciden en el espectrómetro son paralelas al eje z ($|\vec{p}| = p_z = p$, en donde \vec{p} es el momento

728 de la partícula que se medirá). Se tiene entonces que para $\vec{p} \perp \vec{B}$, y una partícula de masa m ,
 729 velocidad v y radio de curvatura ρ :

$$\frac{mv^2}{\rho} = evB_y \quad (2.13)$$

730 De esta misma ecuación se puede obtener el radio de curvatura:

$$\rho = \frac{p}{eB_y} \quad (2.14)$$

731 Esto implica que conociendo el campo magnético, la carga y el radio de curvatura descrito por
 732 la partícula, puede obtenerse el momento de ésta. La partículas pasan por el imán siguiendo
 733 trayectorias circulares, en donde ρ usualmente es muy grande comparado con la longitud L
 734 del imán. Por esta razón, el ángulo de deflexión θ puede aproximarse con:

$$\theta = \frac{L}{\rho} = \frac{L}{p} eB_y \quad (2.15)$$

735 Debido a la desviación causada por el campo magnético, las partículas cargadas adquieren
 736 adicionalmente un momento transverso:

$$\Delta p_x = p \cdot \sin \theta \approx p \cdot \theta = LeB_y \quad (2.16)$$

737 La precisión para determinar el momento depende de varios efectos. Debe tenerse en consi-
 738 deración la resolución de trayectoria finita que tiene el detector. Usando las ecuaciones 2.14
 739 y 2.15 se llega a :

$$p = eB_y \cdot \rho = eB_y \cdot \frac{L}{\theta} \quad (2.17)$$

740 Y ya que las trayectorias de las partículas que entran y salen son rectas, el ángulo de des-
 741 viación θ es la cantidad que se mide en realidad para obtener el momento.

742 2.3. Tipos de detectores

743 Dependiendo del experimento a desarrollar, el tipo de partículas a identificar y de los
 744 parámetros que se deseen medir, es posible usar una gran variedad de detectores de partículas.
 745 Para fines de la presente tesis, sólo se mencionarán los detectores relevantes usados en el
 746 arreglo experimental.

747 2.3.1. Contadores de centelleo

748 Este dispositivo es uno de los más antiguos detectores de partículas de radiación nuclear.
 749 Inicialmente, las partículas cargadas habían sido detectadas como resplandores de luz emi-
 750 tidos cuando las partículas impactaban en una pantalla de sulfato de zinc. Posteriormente
 751 se fueron utilizando otros materiales, como los cristales de ioduro de sodio que demostraron
 752 ser buenos centelladores y además pueden hacerse de gran tamaño.

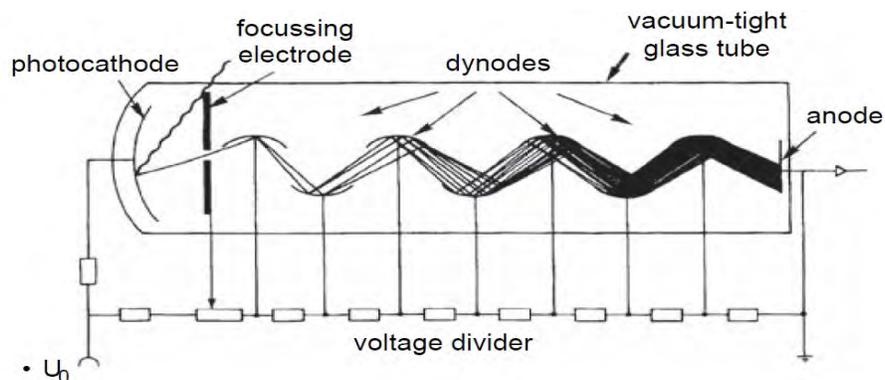


Figura 2.6: Esquema de un fotomultiplicador. El sistema de electrodos se ubica dentro de un tubo de vidrio al vacío. El fotomultiplicador está blindado por un cilindro de metal de alta permeabilidad contra campos magnéticos errantes.

753 Los centelladores tienen dos principios de funcionamiento. Primeramente deben convertir
 754 la excitación de la red del cristal provocada por la pérdida de energía de una partícula, en
 755 luz visible. Y en segundo término, deben transmitir esta luz directamente o con una guía de
 756 luz a un receptor óptico como un fotomultiplicador o un fotodiodo. La desventaja de esta
 757 detección indirecta es que se necesita una energía mucho mayor para producir un fotoelectrón
 758 que para producir un par electrón-hoyo en detectores de ionización de estado sólido. Se debe
 759 comparar una energía de unos 50 eV para los mejores contadores de centelleo con 3.65 eV para
 760 detectores de silicio [5]. Este inconveniente es compensado por la posibilidad de construir un
 761 detector de gran tamaño, del orden de varias decenas de metros y cientos de toneladas a un
 762 costo relativamente bajo comparado con el material de centelleo.

763 2.3.2. Fotomultiplicadores

764 Este es el instrumento más usado para la medición de señales rápidas de luz. La luz en
 765 el espectro visible o ultravioleta (UV), por ejemplo la generada en un contador de cente-
 766 lleo, libera electrones de un fotocátodo debido al efecto fotoeléctrico. En los detectores de
 767 partículas generalmente se usan fotomultiplicadores con un fotocátodo semi transparente, el
 768 cual está hecho de una delgada lámina semiconductor (SbCs, SbKCs y otros compuestos)
 769 depositada en la superficie interior de la ventana de entrada transparente.

770 Para la mayoría de los contadores, se aplica un alto voltaje negativo en el fotocátodo.
 771 Los fotoelectrones son enfocados con un campo eléctrico guía en el primer dinodo, el cual es
 772 parte del sistema de multiplicación; la ganancia o factor de multiplicación de los fotomulti-
 773 plicadores varía entre 10^3 y 10^8 dependiendo de características como el número de dinodos
 774 o el voltaje aplicado [5]. El ánodo comúnmente está a tierra. El potencial entre el ánodo y
 775 el fotocátodo se subdivide por un conjunto de resistencias; este divisor de voltaje alimenta
 776 a los dinodos ubicados entre el fotocátodo y el ánodo de tal forma que el voltaje negativo
 777 aplicado se distribuya linealmente. En el diagrama de la figura 2.6 se aprecian los elementos
 778 del fotomultiplicador [5].

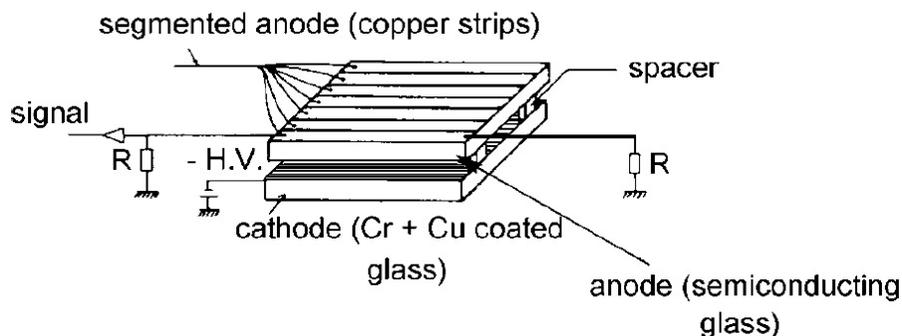


Figura 2.7: Modo de operación de un contador planar de chispas. El ánodo suele cubrirse con algún material semiconductor o con un material de alta resistividad.

2.3.3. Contadores planares de chispas

Este es un dispositivo para la medición de tiempo de vuelo (TOF). Los contadores planares de chispa consisten en dos electrodos planos en los cuales se aplica un voltaje constante que excede el voltaje de ruptura estática a presión normal. Normalmente las cámaras son operadas con una ligera sobre presión, por lo que el contador planar de chispa es en esencia una cámara de chispas que no se activa (no tiene trigger). De igual forma que en una cámara de chispas, la ionización de una partícula cargada que pasó por la cámara, provoca una avalancha que evoluciona en un canal de plasma conductivo conectando los electrodos. La corriente que se incrementa rápidamente en el ánodo puede usarse para producir una señal de voltaje de muy corto tiempo de subida a través de una resistencia. Este pulso puede servir como una señal de tiempo muy precisa para el tiempo de llegada de las partículas cargadas al contador de chispas.

En la figura 2.7, se aprecia el funcionamiento de un contador planar de chispas [5]. Si se usan electrodos metálicos, la capacitancia total de la cámara se descargará en una sola chispa, lo cual puede causar daños en la superficie metálica y una baja eficiencia de trayectorias múltiples. Por otro lado, si los electrodos están hechos de un material altamente resistivo, sólo una pequeña sección del electrodo se descargará a través de las chispas, y no habrá daños en la superficie ya que la corriente producida por las chispas será muy baja; además, la eficiencia de trayectorias múltiples será alta. Para determinar el tiempo de llegada de las partículas cargadas, la cámara también puede ofrecer resolución espacial si el ánodo está segmentado. En estos contadores se usan gases nobles con *quencher*s (dispositivo o sustancia que suprime un efecto en específico como la luminiscencia, o en este caso, la generación de las avalanchas de ionización) para suprimir la formación de chispas secundarias.

Los contadores planares tienen una resolución temporal muy buena ($\sigma_t = 30$ ps) si se construyen adecuadamente. Esto implica tener espacios muy pequeños entre los electrodos, del orden de los $100 \mu\text{m}$ [5]. Estos detectores también pueden ser operados a bajas ampliificaciones de gas. Cuando se usan placas de vidrio cubiertas con grafito o baquelita en lugar de electrodos de materiales semiconductores, se les llama cámaras de placas resistivas (RPCs por *Resistive Plate Chambers*). Los contadores planares de chispas y las cámaras de placas resistivas comúnmente no realizan altas razones de conteo. Si la ampliificación de gas, que se define como el incremento en el número de portadores de carga causada por la ionización de

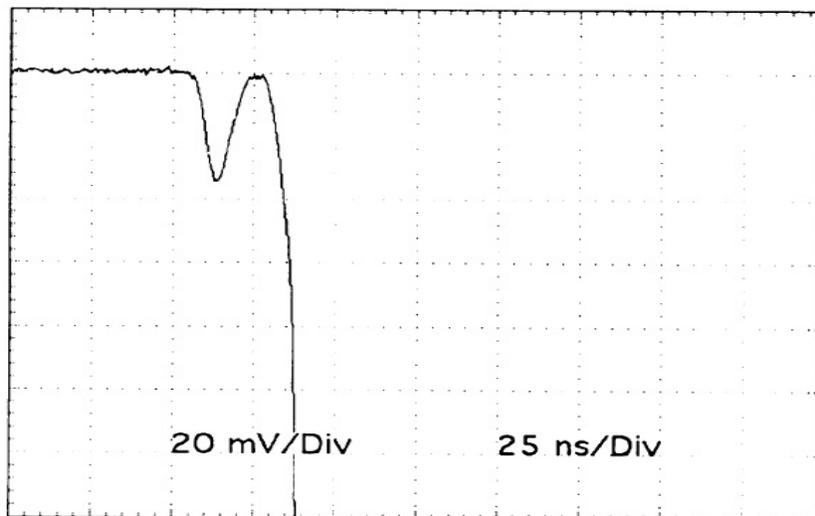


Figura 2.8: Pulso de voltaje de un RPC. El primero corresponde a una avalancha (la señal precursora) y es seguida de la señal del streamer.

810 impacto en un contador proporcional y Geiger-Müller, se reduce a valores del orden de 10^5 ,
 811 no se pueden generar chispas ni *streamers*, que son filamentos luminosos entre los electro-
 812 dos y se generan en presencia de grandes campos eléctricos y mezclas de gases con un alta
 813 proporción de gases quenchers para suprimir la extensión lateral de la descarga; es entonces
 814 cuando se produce una descarga localizada con señales muy grandes como los de la figura
 815 2.8 [7].

816 Un streamer se desarrolla típicamente cuando la avalancha alcanza un tamaño de 10^8
 817 electrones, y el campo eléctrico de ésta es de una magnitud similar al campo eléctrico externo
 818 aplicado [6]. El modo de operación streamer es propio de las cámaras de avalancha de placas
 819 paralelas (PPAC o PPC, por *Parallel-plate Avalanche Chamber*). Los PPACs [5] tienen
 820 distancias entre electrodos del orden de 1 mm y también tienen una excelente resolución
 821 temporal (del orden de 500 ps). Una ventaja de estos dispositivos respecto a los contadores
 822 de chispas y a los RPCs es que éstos pueden ser operados a un alta razón de conteo debido a su
 823 baja amplificación de gas. Todos los detectores mencionados tienen en común una excelente
 824 resolución temporal, la cual está dada por la escasa distancia entre los electrodos.

825 2.3.4. Cámaras de Placas Resistivas (RPC)

826 Los RPCs fueron desarrollados en 1981 por R. Santonico y R. Cardarelli [7]. Son detec-
 827 tores gaseosos diseñados para mediciones de tiempo y aplicaciones de activación o disparo
 828 (triggering). Están conformados por al menos dos electrodos planos paralelos con un espacio
 829 entre ellos el cual estará lleno de un gas que servirá como el proveedor de iones y en el que
 830 habrá campos eléctricos del orden de 10^6 V/m [8]. Los electrodos están hechos de un material
 831 altamente resistivo (entre 10^9 y 10^{12} $\Omega\cdot\text{cm}$), y pueden estar segmentados como en el caso del
 832 detector que se utilizó en esta tesis, el cual cuenta con bandas conductoras de cobre. Con el
 833 objetivo de tener un campo eléctrico muy alto, el espacio (gap) entre los electrodos debe ser
 834 muy pequeño, del orden de cientos de micrómetros.

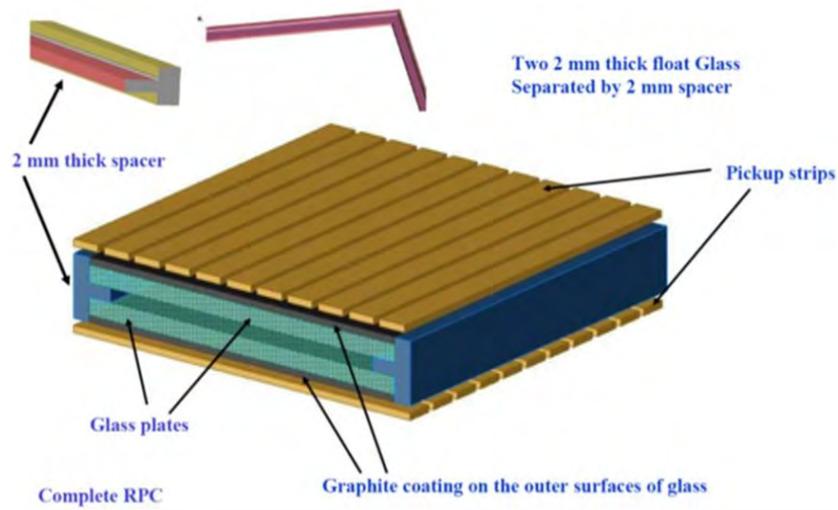


Figura 2.9: Ejemplo de un RPC.

835 Los RPCs trabajan usualmente en modo streamer o en modo avalancha (los electrones que
 836 se producen en una ionización a su vez pueden ionizar a otras moléculas del gas). Asimismo,
 837 se pueden utilizar materiales con una resistividad superficial adecuada como baquelita en vez
 838 de las placas de vidrio con grafito. En la tabla 2.1 se muestran algunos de los materiales más
 usados para los electrodos en los RPCs y su respectivo valor de resistividad [6]. Los RPCs

Material	Resistividad ρ a 20° C ($\Omega \cdot \text{cm}$)
vidrio normal flotado	10^{13}
vidrio de fosfato	10^{10}
vidrio de silicato (vidrio chino)	10^{10}
cerámico AL940CD	10^9
cerámico $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiC}$	$10^7\text{-}10^{12}$

Tabla 2.1: Materiales usados como electrodos en los RPCs

839 también proporcionan señales muy rápidas y pueden ser usadas para *triggering* con un alta
 840 resolución temporal.
 841

842 Una partícula que atraviesa el espacio entre los electrodos interactúa con el gas que se
 843 encuentra ahí y forma pares electrón-ion a los que se les denomina agrupaciones o cúmulos
 844 (*clusters*); a este proceso se le conoce como ionización primaria. La pérdida de energía por
 845 unidad de longitud de las partículas en el gas está dada por la fórmula de Bethe-Bloch (una
 846 aproximación que se obtiene de esta fórmula es la ecuación 2.7):

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right) \quad (2.18)$$

847 En donde z es la carga de la partícula incidente, Z el número atómico y A peso atómico
 848 del absorbente, m_e la masa del electrón, r_e el radio clásico del electrón ($r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{m_e c^2}$,
 849 con ϵ_0 la permitividad eléctrica del espacio vacío), N_A el número de Avogadro, I la energía

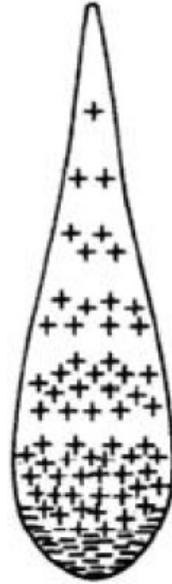


Figura 2.10: Forma de la distribución de carga dada en una avalancha. Los electrones, que son los que tienen mayor velocidad, se localizan en la parte baja de la gota.

850 media de excitación característica del material absorbente y δ un parámetro que describe
 851 qué tanto del campo eléctrico transversal extendido de las partículas relativistas incidentes
 852 tiene apantallamiento por la densidad de carga de los electrones atómicos [5].

853 Debido a los campos eléctricos tan intensos entre los electrodos, los electrones producidos
 854 en la ionización primaria se aceleran hacia el ánodo hasta ganar suficiente energía cinética, la
 855 cual finalmente será mayor al potencial de ionización del medio, por lo que otras moléculas
 856 del gas se ionizarán; este proceso es la ionización secundaria. Es entonces cuando se produce
 857 el efecto de avalancha, y la ionización total es la suma de las contribuciones de la ionización
 858 primaria y secundaria. Los iones positivos se desplazan en la dirección opuesta hacia el
 859 cátodo, pero con una velocidad de deriva mucho menor que la de los electrones, esto quiere
 860 decir que juegan un papel no muy importante en el desarrollo de las avalanchas. Considerando
 861 la gran diferencia entre la velocidad de desplazamiento de los electrones y los iones (un
 862 factor del orden de 10^3) y la difusión de las cargas migrantes en el gas, la multiplicación
 863 (o amplificación) de la avalancha en un momento dado tiene un aspecto en el que todos
 864 los electrones se ubican en el frente de una distribución de carga similar a una gota, tal y
 865 como se muestra en la figura 2.10, con una cola en donde se encuentran los iones positivos,
 866 reduciéndose en número y extensión lateral [8].

867 Los electrones llegan a la superficie de la placa resistiva, mientras que los iones posi-
 868 vos siguen desplazándose en el espacio entre los electrodos. La carga depositada Q_0 en la
 869 superficie del electrodo se desplazará a través de la placa con resistividad ρ . La carga en la
 870 superficie obedece a la ecuación dependiente del tiempo [6]:

$$Q(t) = Q_0 e^{-t/\tau} \quad (2.19)$$

871 En donde $\tau = \rho \epsilon_0 \epsilon_r$. ϵ_0 es la constante dieléctrica y ϵ_r es la permitividad del material
 872 resistivo (placa). En el proceso de avalancha también se generan fotones que pueden producir

873 ionizaciones secundarias. Estas ionizaciones vuelven a provocar avalanchas y también existe
874 la posibilidad de que se forme un streamer. La probabilidad de que esto ocurra depende de
875 la cantidad de gas quencher de fotones (por ejemplo isobutano) en la mezcla de gases, del
876 tamaño del espacio entre los electrodos y del campo eléctrico aplicado. En ciertos casos el
877 streamer puede convertirse en una chispa.

878 Hoy en día la mayoría de los RPCs trabaja en modo avalancha debido a que tiene una
879 capacidad de razón de conteo (capacidad del dispositivo para detectar cuentas en cierta área
880 activa de éste) mucho más alta que en modo streamer (más de un orden de magnitud), esta
881 alta razón de conteo se debe a la reducción de carga entre el espacio o espacios entre los
882 electrodos [14]. Por otra parte trabajando en modo streamer, si bien se tienen señales más
883 grandes hasta por un factor de 100, el costo es que habrá grandes tiempos de recuperación
884 y por lo tanto una baja razón de conteo [15]. Para experimentos como el CMS en el LHC,
885 se busca siempre tener una alta razón de conteo.

886 Para poder mantenerse operando en el modo avalancha, se deben de suprimir los strea-
887 mers y al mismo tiempo la mezcla gaseosa debe ser lo suficientemente densa para crear una
888 avalancha que pueda producir una señal detectable. Por este motivo, la composición de la
889 mezcla de gases juega un papel muy importante para obtener las señales. Los fotones UV
890 que se generan y provocan una nueva avalancha pueden ser absorbidos usando isobutano
891 (iC_4H_{10}) [9]. El tamaño de la descarga puede ser reducido capturando los electrones exterior-
892 es con freón. Un componente que se usa mucho en este tipo de mezclas es el tetrafluoroetano
893 ($C_2H_2F_4$), que tiene una alta densidad de ionización primaria (número de ionizaciones prima-
894 rias por unidad de longitud), lo cual lo hace un buen gas para obtener señales detectables. Del
895 mismo modo, los electrones tienen una alta velocidad de desplazamiento en este compuesto,
896 lo que le da buenas características de tiempo. La desventaja del $C_2H_2F_4$ es que reduce la
897 resistividad de las placas con baquelita tratada con aceite de linaza debido a las reacciones
898 químicas entre el freón y el aceite de linaza. Como un tercer compuesto se usa mucho el SF_6
899 para reducir la presencia de streamers ya que este gas tiene alta afinidad electrónica.

900 El movimiento de los electrones genera una corriente eléctrica la cual va a ser captada
901 por los electrodos y dirigida hacia una tarjeta electrónica para llevar a cabo el procesamiento
902 digital de la señal. Las avalanchas producidas en el espacio entre los electrodos inducen una
903 señal en alguna parte de éstos, por lo que prácticamente pueden tratarse como fuentes de
904 corriente. Cuando los electrodos están segmentados, como en el caso del detector utilizado
905 en los experimentos que tiene bandas de detección, el pulso se propaga en ambas direcciones
906 de la banda. Para evitar reflexiones en los extremos de la banda, ésta debe tener cierta
907 geometría. Comúnmente el ancho de la banda es homogéneo y mucho más corto que su
908 longitud total. Lo anteriormente descrito se muestra en la figura 2.11 [6].

909 En la figura 2.12 se aprecia un resumen del funcionamiento de un RPC. En la figura *a* se
910 observa una partícula atravesando el detector, ionizando así las moléculas de gas del espacio
911 entre los electrodos. En el recuadro *b* se aprecia a los electrones liberados por la ionización
912 yendo hacia el ánodo y a las moléculas ionizadas yendo hacia el cátodo. De esta forma se
913 produce la avalancha y se induce una señal eléctrica en el electrodo de lectura. En *c1* se
914 muestra que la velocidad de los iones es mucho menor a la de los electrones, y por lo tanto
915 la contribución de los primeros a la formación de la señal es despreciable. En *d1* las cargas
916 se depositan en la superficie de la placa resistiva, produciendo un campo eléctrico opuesto.
917 En *c2* se muestra una probable formación de un streamer (*d2*) a partir de una avalancha

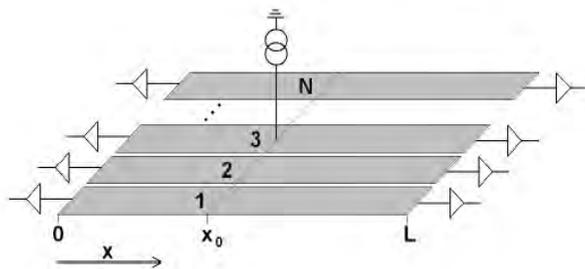


Figura 2.11: Electrodo de un RPC segmentado en bandas de conducción. Se muestra en x_0 una señal inducida en la banda 3, que está esquematizada como una fuente de corriente.

918 dadas las condiciones que se describieron anteriormente, lo cual producirá señales de gran
 919 amplitud en el electrodo de lectura [6].

920 2.3.5. Cámaras de Placas Resistivas Multi espaciadas (MRPC)

921 Hasta ahora se ha descrito el funcionamiento y las características estructurales de los
 922 RPCs; no obstante, el dispositivo utilizado en los experimentos que se tratan en el presente
 923 trabajo es un MRPC. La diferencia fundamental, como su nombre lo indica, es que tiene dos
 924 o más espacios entre los electrodos, los cuales están dados por placas de vidrio. En primer
 925 término, debe mencionarse que la anchura del espacio entre los electrodos (gap) influye en
 926 el desempeño temporal y la distribución de la carga del pulso del detector. En el caso del
 927 detector construido, los espacios son del orden de algunos cientos de micrómetros ($260 \mu\text{m}$).

928 Respecto a la resolución temporal, ésta se reduce conforme se incrementa la anchura de
 929 los espacios debido a las largas fluctuaciones durante la formación de las avalanchas. Por
 930 otra parte, la anchura del espacio también tiene un efecto contrario en la carga del pulso.
 931 El MRPC lo que proporciona son buenas características de tiempo con un espacio entre
 932 electrodos más estrecho. El primer MRPC se construyó en 1996 [8], consiste básicamente en
 933 una pila de placas resistivas con un conjunto de espacios de iguales dimensiones entre ellas. Se
 934 suministra voltaje a un recubrimiento resistivo que se aplica a las dos superficies exteriores
 935 de esta pila. Las placas interiores no están conectadas eléctricamente. Los electrodos de
 936 recolección se colocan por fuera de los electrodos de voltaje. Ya que las placas resistivas
 937 actúan como dieléctricos, las señales inducidas se generan en estos electrodos de recolección
 938 por el movimiento de cargas en cualquiera de los espacios entre las placas. El voltaje en las
 939 placas internas está dado en principio por electrostática, y se mantiene al voltaje correcto
 940 debido al flujo de electrones e iones producidos en las avalanchas y streamers.

941 Como se mencionó, el MRPC tiene una mejor resolución temporal que un RPC (entre
 942 15 y 60 ps) [17]. Esto se debe a que en un RPC con cierta distancia entre los electrodos, los
 943 electrones e iones producidos en la ionización deberán recorrer dicha distancia para llegar
 944 al ánodo o cátodo según sea el caso. En un MRPC que por ejemplo tenga tres espacios
 945 dados por las placas, esta distancia se reduce por un factor de tres, ya que las avalanchas se
 946 producen simultáneamente en cada uno de estos tres espacios y por lo tanto la distancia que
 947 deben recorrer las cargas es sólo un tercio en comparación con el RPC.

948 Otra ventaja de los MRPC está relacionada a su espectro de carga. En un RPC, las

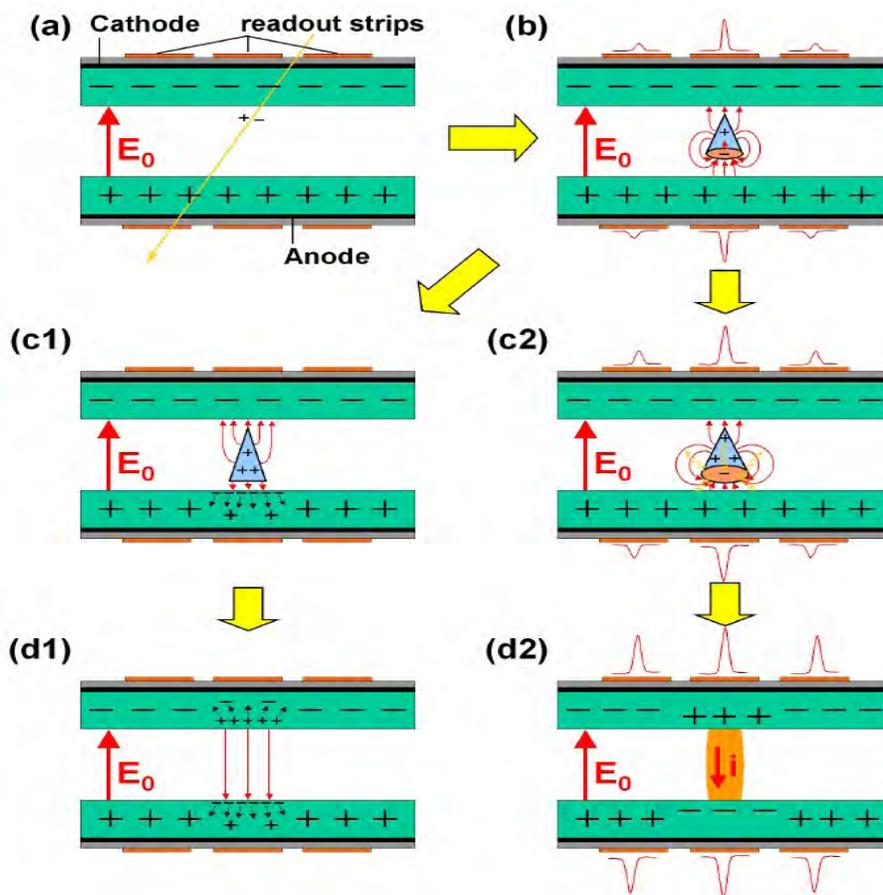


Figura 2.12: Funcionamiento de un RPC

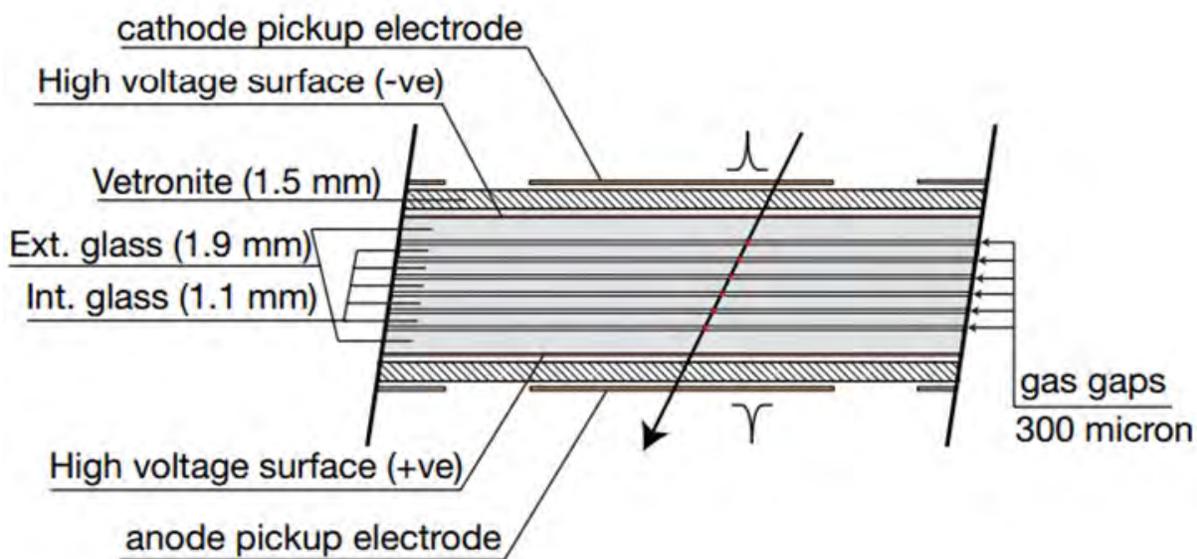


Figura 2.13: Vista axial de un MRPC

949 avalanchas surgiendo de cúmulos (clusters) individuales, emergen juntas; esto quiere decir
 950 que la carga espacial positiva de una avalancha previa puede afectar a otra avalancha debido
 951 a la recombinación entre ellas y por lo tanto reducir su crecimiento. Este proceso empeora
 952 las fluctuaciones en el tamaño de las avalanchas y el valor resultante más probable de estas
 953 fluctuaciones es cero. Por el contrario, en un MRPC con dos espacios, habría dos avalanchas
 954 independientes lo cual implica que las fluctuaciones son promediadas con un efecto drástico
 955 en el espectro de carga [9]. El valor resultante más probable ya no es cero lo cual físicamen-
 956 te significa que más avalanchas serán detectadas y por tanto puede obtenerse una mayor
 957 eficiencia y además se puede trabajar con umbrales más altos.

958 Ya que las corrientes en un MRPC son mucho menores, la potencia disipada también lo es.
 959 A la par, la caída de voltaje en los espacios es menor, lo cual implica que el campo eléctrico se
 960 restaura más rápido. Por lo cual es posible usar una placa con mayor resistividad y al mismo
 961 tiempo obtener la misma capacidad de razón de conteo. Asimismo, la disposición de las placas
 962 resistivas interiores que dan los espacios múltiples también es otra ventaja más porque estas
 963 placas tienen una constante dieléctrica mayor a la de la mezcla de gases. Esto causa un mayor
 964 acoplamiento electrostático entre las avalanchas y las bandas de recolección que pueden
 965 usarse para segmentar el electrodo como ya se mencionó. En adición, el campo eléctrico
 966 alrededor de las placas se reducirá debido a una fuga de corriente, pero esto provocará un
 967 incremento correspondiente del campo eléctrico en los otros espacios.

968 Además de las ventajas descritas, un MRPC es más complicado de construir ya que éstos
 969 tienen generalmente una anchura de espacio más pequeña que un RPC y por lo tanto la tole-
 970 rancia de ésta es más estricta. En conclusión, un MRPC tiene una considerablemente mayor
 971 capacidad de razón de conteo y resolución temporal que un RPC. Para el procesamiento de
 972 las señales eléctricas producidas en las bandas de detección del MRPC, la tarjeta electróni-
 973 ca empleada fue una NINO ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*), su descripción y
 974 características principales se encuentran en el apéndice A.

975 2.4. Motivación e importancia de los MRPC

976 Tanto los RPC como los MRPC se utilizan en los grandes aceleradores de partículas
 977 como el LHC. Particularmente los RPCs en los experimentos como el CMS (*Compact Muon*
 978 *Solenoid*) para la reconstrucción de trayectorias de muones, y los MRPCs en ALICE para
 979 medición de TOF debido a su excelente resolución temporal. Con ayuda de estos detectores
 980 es posible la obtención de información fundamental para el estudio y caracterización de las
 981 partículas que son producto de una colisión. Esta información incluye el conocimiento de
 982 la trayectoria de la partícula, el tiempo de vuelo, su momento y la razón cuadrática de
 983 masa-carga:

$$\mu_{TOF}^2 \equiv (m/z)_{TOF}^2 = (p/z)^2 [(t_{TOF}/L)^2 - 1/c^2] \quad (2.20)$$

984 Con esta razón pueden obtenerse curvas de razón cuadrática de masa-carga para diversos
 985 experimentos como las que se muestran en la figura 2.14 [10].

986 No obstante, las aplicaciones no sólo se limitan al campo de los experimentos de física
 987 de partículas. Otro de los usos que tienen los detectores MRPC es en el campo de la física
 988 médica, pues recientemente se ha visto que los cristales que se utilizan comúnmente en los

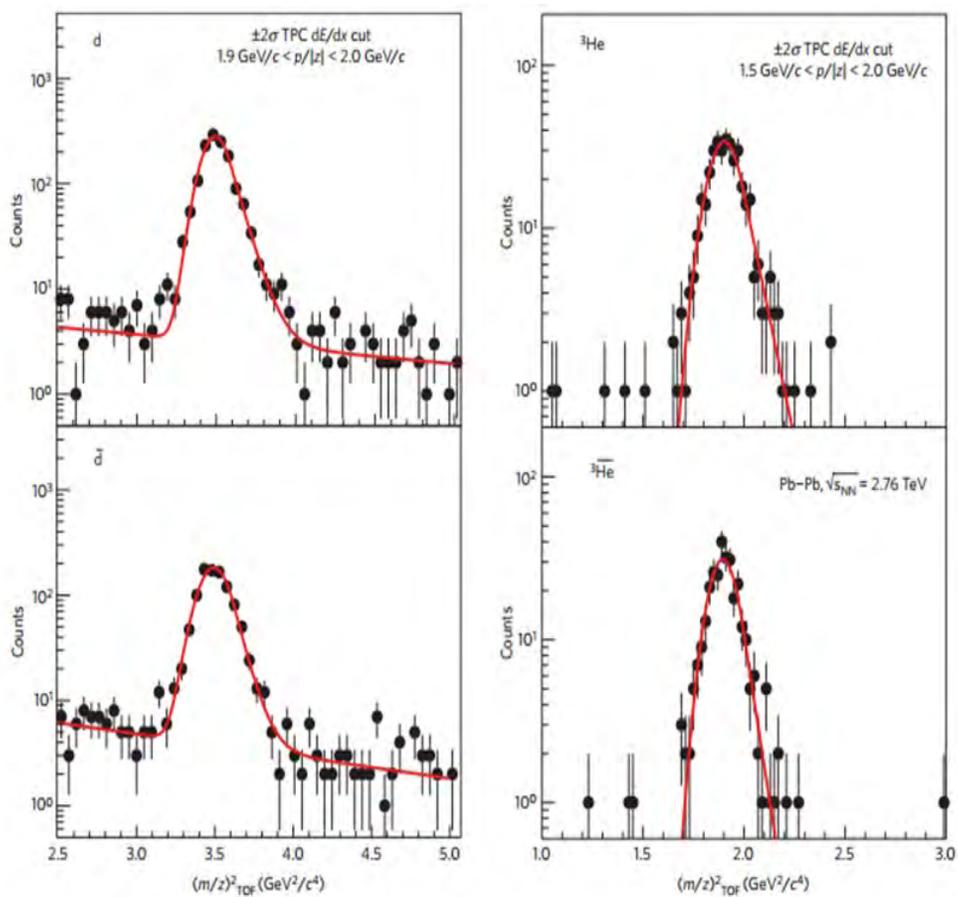


Figura 2.14: Ejemplo de distribuciones de la razón cuadrática de masa sobre carga. Espectro de partículas (arriba) y antipartículas (abajo) para deuterones (izquierda) y ${}^3\text{He}$ (derecha).

989 detectores de dispositivos de tomografía o tomografía por emisión de positrones (PET),
990 pueden ser reemplazados por MRPC [8].

Capítulo 3

Metodología experimental

Los objetivos de la presente tesis fueron:

1. Entender el funcionamiento de los detectores MRPC.
2. Analizar un MRPC (inspección interna).
3. Operación y determinación de la eficiencia en función del voltaje, así como el estudio de su homogeneidad.
4. Construir un nuevo detector con base en el estudiado en los puntos anteriores.

El trabajo experimental que se presenta en esta tesis consistió en primer lugar en el desensamblado de un detector MRPC traído del CERN con el propósito de conocer sus componentes a detalle. Con esta información se construyó un nuevo detector en el laboratorio del ICN. Se realizaron pruebas de gas al detector original, y se obtuvieron señales en el osciloscopio y curvas de eficiencia respecto a dispositivos previamente caracterizados que fueron dos pares de paletas de plástico centellador con tubos PM.

3.1. Materiales utilizados

Los materiales utilizados para llevar a cabo las pruebas correspondientes fueron multímetro (Fluke 179), MRPC, tarjeta electronica NINO ASIC, sensor de fugas (Leak Hunter Plus 8066) dos paletas centelladoras grandes (área activa de 96×40.8 cm y de 100.4×50 cm) con tubos PMT, dos paletas centelladoras chicas (ambas con área activa de 6×4.5 cm) con tubos PMT, fuente de alimentación (Laboratory Power Supply GW Instek GPS-3303, Array 3631A Triple Output DC Power Supply), osciloscopio (Tektronix TDS 3014B, Tektronix TDS7154B), sistema de suministro de gas (Teledyne Power Pod 400), mangueras para la conexión del MRPC con el sistema de gas, dos fuentes de alto voltaje (HV), módulos para crear compuertas lógicas, conteo y retraso de señales (8 CH CFD Mod. N842, Dual Delay 3.5/35ns Mod. N108, NIM Level Adapter Mod 688AL, 3 Fold Logic Unit Mod. N405, Quad Scaler and Preset Counter Time Mod. N1145), cables con conectores LEMO de 16, 3, 2 y 1 ns.

1018 Para la construcción del nuevo detector se utilizaron cuatro tapas de aluminio para con-
1019 formar las caras laterales, dos tapas de aluminio para las caras superior e inferior, tornillos
1020 para juntar todas las caras, dos placas PCB (tarjetas con circuitos impresos, *Printed Circuit*
1021 *Board* diseñadas previamente con el Software Altium Design) para conformar el MRPC, 6
1022 placas de vidrio: dos de 22×22 cm de $200 \mu\text{m}$ de espesor y otras cuatro de 20×20 cm del
1023 mismo espesor, grafito y laca en aerosol para uso electrónico, 16 tornillos y tuercas de nailon
1024 (el número lo marca el diseño de la PCB), 2 micas de PVC, 3 puntos de grosor que cubra el
1025 área de detección de las PCBs (cuidar que exista una ventana de contacto para el electrodo
1026 de HV), cinta de carbono, 10 tiras separadoras de mica PVC con pegamento doble cara en
1027 ambos lados (son dos tiras por cada espacio), masking tape, silicón, papel china blanco, hilo
1028 de pesca de $260 \mu\text{m}$ de diámetro para hacer el multiespaciado entre las placas de vidrio,
1029 cinta de media adherencia, cables para el alto voltaje, conectores de gas, conectores de alto
1030 voltaje y sellador para las tapas de metal y las dos placas PCB (Dow Corning 3140 RTV
1031 Coating, Momentive RTV162).

1032 3.2. Construcción de un MRPC

1033 La caja de aluminio que alberga al MRPC original consta de cuatro tapas laterales: dos
1034 de esas tapas tienen dimensiones de 40×5 cm y 0.6 cm de grosor. En estas tapas hay dos
1035 ranuras centradas de 27.2×2 cm por donde se introduce el MRPC, las cuales se muestran en
1036 la figura 3.3; el otro par de tapas laterales tiene dimensiones de 27.2×5 cm y 1 cm de grosor.
1037 Las dos tapas superior e inferior que se aprecian en la figura 3.2 son de 36×28.4 cm con 1
1038 mm de grosor. Estas últimas medidas fueron las que se tomaron en cuenta para obtener el
1039 área activa del detector (área del detector en donde ocurren las detecciones) y para construir
1040 el nuevo detector. Estas tapas, además de que se encuentran atornilladas, están selladas con
1041 los pegamentos mencionados anteriormente, aplicados en las juntas, ranuras y bordes de las
1042 tapas para evitar las fugas de gas. En la figura 3.1 se muestra una vista superior de la caja
1043 metálica sin las tapas superior e inferior y con el MRPC adentro. Encima de las placas PCB
1044 se observa un cuadrado blanco que es un protector denominado *Honeycomb* y que va por
1045 encima y por debajo del MRPC.

1046 Asimismo se desensamblaron las cuatro tapas laterales mostradas en la figura 3.1 con el
1047 propósito de sacar por completo al MRPC. Una vez hecho esto se procedió a obtener las
1048 medidas y características de cada tapa, de las dos placas de PVC que sellan las aberturas
1049 frontales que se observan en la figura 3.3, de los tornillos que unen a las tapas, de las placas
1050 PCB, los cables de alimentación para las fuentes de alto voltaje, y de los conectores de gas
1051 y de alto voltaje. Teniendo toda esta información se volvió a colocar el MRPC dentro de
1052 la caja de aluminio, cerrando a ésta con los tornillos y colocando el sellador en cada unión,
1053 junta y ranura por la cual pudiese escapar la mezcla de gas. Una vez sellada la caja, se revisó
1054 con el sensor de fugas.

1055 Es importante mencionar que este MRPC consta de 5 espacios que están dados por las
1056 6 placas de vidrio. Los vidrios más grandes se colocan al principio y al final, de tal modo
1057 que los vidrios de menor área queden localizados entre ellos; todas las placas son paralelas
1058 entre sí y el espacio entre ellas está dado por el hilo de pesca. Además, como se mencionó,
1059 las PCB que están sosteniendo los electrodos están segmentadas con bandas de cobre de 0.7

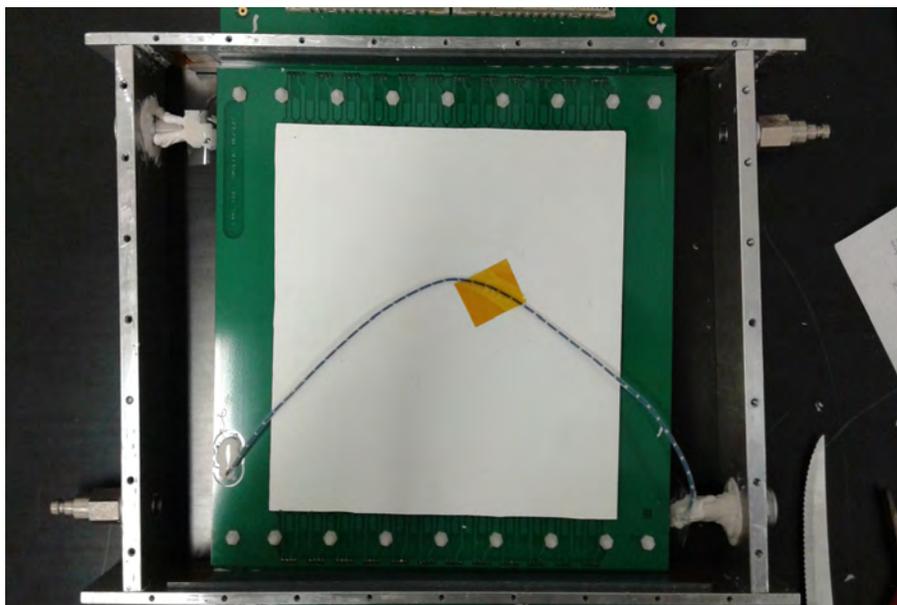


Figura 3.1: Vista superior de la caja de aluminio con las placas PCB del MRPC adentro.

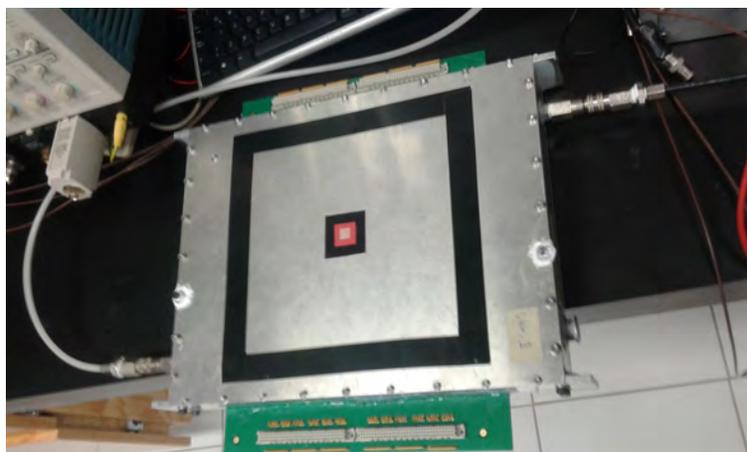


Figura 3.2: Vista superior del MRPC.



Figura 3.3: Vista frontal de una de las tapas laterales del MRPC.



Figura 3.4: PCB del MRPC segmentada con bandas de cobre.

1060 cm de grosor y 0.1 cm de separación, en donde se recibe la señal generada por la avalancha
1061 de electrones. Se tienen en total 24 bandas en cada PCB, las cuales pueden observarse en la
1062 figura 3.4.

1063 Las dos placas PCB cubren la pila de vidrios por encima y por debajo a manera de
1064 "sandwich". Este arreglo de los PCBs y las placas de vidrio se observa en la figura 3.5.
1065 Previamente los vidrios deben ser cortados en las medidas ya establecidas; sin embargo,
1066 debido a la gran dificultad y tiempo que representa llevar a cabo exitosamente esta tarea, es
1067 preferible mandar a cortar los vidrios. Después se debe pintar los vidrios con grafito en aerosol
1068 de manera uniforme y buscando una resistividad de aproximadamente $1.6 \text{ M } \Omega$, dejando un
1069 margen en los bordes de 0.5 cm; se recomienda masking tape para lo anterior. Luego se
1070 debe dejar secar el grafito una hora y posteriormente aplicar laca de manera homogénea a
1071 una distancia de aproximadamente 50 cm; dejar secar 1 día y colocar cinta de carbono al
1072 electrodo de HV en ambas PCB; dejar el recubrimiento blanco para evitar que se ensucie.

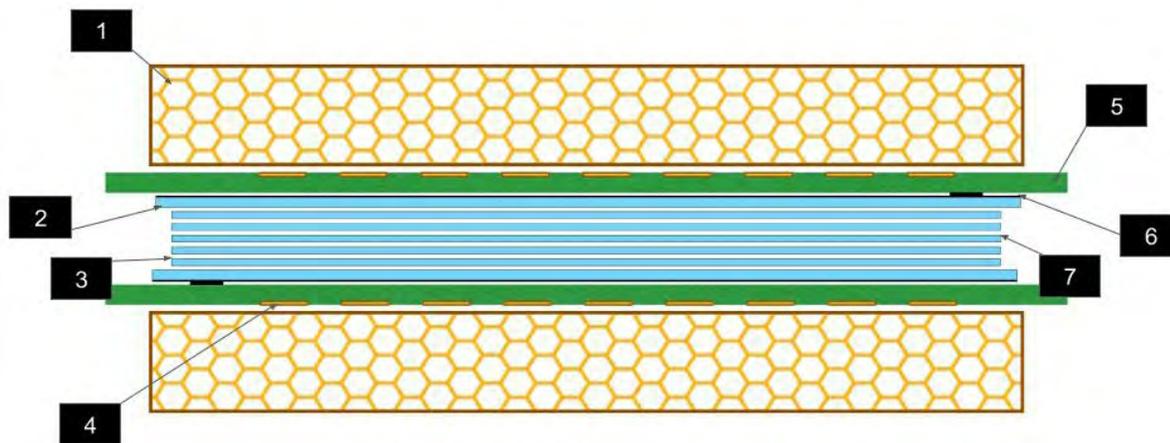


Figura 3.5: 1. Soporte mecánico (honeycomb), 2. Placas conductoras (vidrio), 3. Espacios ($260 \mu\text{m}$), 4. Bandas de cobre, 5. PCBs, 6. Película conductora, 7. Placas resistivas (vidrio).

1073 Fijar una mica al área de detección de cada PCB con pequeños cuadros de cinta de media
 1074 adherencia en las esquinas, retirar el recubrimiento blanco a la cinta de carbono del electrodo
 1075 de HV en la PCB. Sobre la mica, colocar un vidrio grande con la pintura de grafito hacia la
 1076 zona de detección; pegar muy bien la cinta de carbono al vidrio con grafito. Después, colocar
 1077 los tornillos en los orificios de la PCB más grande ($26.6 \text{ cm} \times 36.2 \text{ cm}$). La cabeza debe quedar
 1078 en la mesa de trabajo y el cuerpo con enroscado debe actuar como poste.

1079 Fijar la PCB más grande a la mesa de trabajo con un poco de masking tape en las
 1080 esquinas. El vidrio debe quedar hacia arriba, así como los tornillos. A los costados del vidrio
 1081 se colocan dos tiras separadoras de mica, una por cada lado. Debe quedar una mitad fijada
 1082 a la PCB y la otra sobre el vidrio. Después, dejando hilo sobrante, hacer un nudo con el
 1083 hilo en la cuerda del tornillo de alguna esquina y se comienza a guiar en zigzag usando los
 1084 tornillos como postes; cuidar que no se superpongan los hilos y que no se tensen, pues los
 1085 tornillos pueden doblarse.

1086 No cortar el hilo ni anudarlo, solo asegurarlo con masking tape a la mesa de trabajo en una
 1087 zona despejada. Posteriormente, quitar la cubierta del pegamento de las tiras separadoras y
 1088 colocar encima y centrado, un vidrio pequeño. Nótese que la uniformidad del espacio (gap)
 1089 es producida por el hilo; las tiras a los costados fijan el vidrio para que no se mueva. El
 1090 resultado del procedimiento hasta este punto se aprecia en la figura 3.6.

1091 Posteriormente se coloca otro par de tiras separadoras a los costados del vidrio y se vuelve
 1092 a pasar en zigzag el hilo de pesca. Se repiten los pasos del vidrio, tiras separadoras e hilo
 1093 de pesca para todos los vidrios pequeños. Para el vidrio grande, cuidar que el grafito quede
 1094 viendo al área de detección con una mica en el intermedio y con una ventana en la mica para
 1095 el electrodo de HV, así como en la otra PCB. Después, hacer un nudo en el último tornillo
 1096 y dejar hilo de pesca restante y pegar los hilos sobrantes de los extremos a la PCB con una
 1097 gota de silicón; lo anterior es sólo por precaución. El resultado de los pasos anteriores se
 1098 aprecia en la figura 3.7.

1099 Colocar la PCB de menor área ($26.6 \text{ cm} \times 26.1 \text{ cm}$) haciendo coincidir los tornillos en
 1100 los orificios y colocar las tuercas cuidando no apretarlas demasiado; colocar gotas de silicón

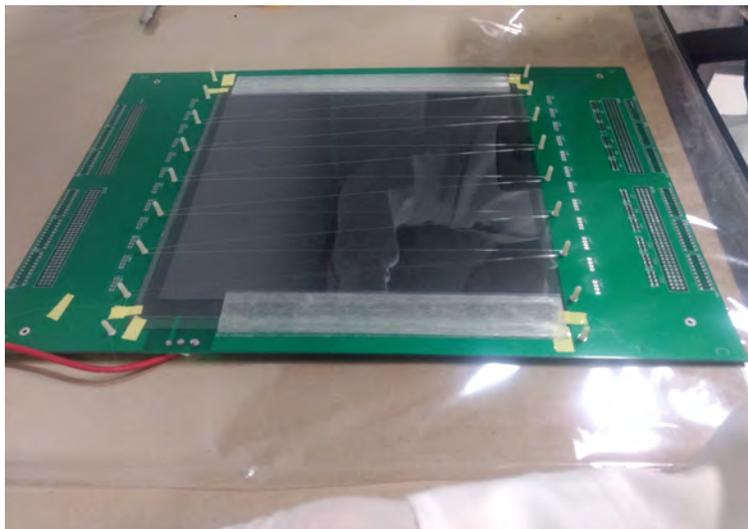


Figura 3.6: MRPC durante el proceso de ensamblado. El arreglo geométrico es importante para lograr el espaciado de $260 \mu\text{m}$.

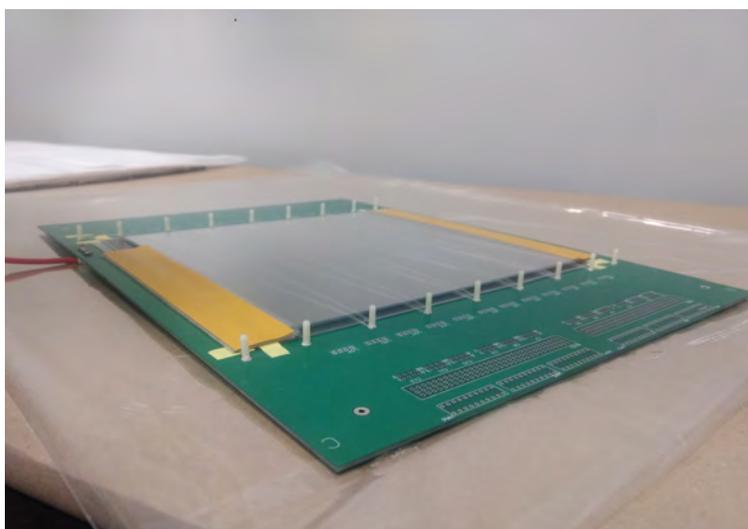


Figura 3.7: MRPC con las 6 placas de vidrio ya colocadas.



Figura 3.8: MRPC con las 6 placas de vidrio en el interior y las dos PCBs cubriéndolas.

1101 sobre las tuercas para asegurarlas. Luego se soldaron los cables de HV a las PCBs. La
1102 recomendación es primero soldar los cables y luego armar la cámara. Esto con el fin de
1103 manipular mínimamente el arreglo de vidrios, ya que son demasiado frágiles. Finalmente, se
1104 tiene como resultado la pila de vidrios entre los dos PCBs como se muestra en la figura 3.8.
1105 Teniendo listo el MRPC, se introduce en la caja de metal, se ensamblan los conectores de
1106 gas y de alto voltaje en ésta, y se sella con los pegamentos mencionados. En la figura 3.10 se
1107 muestran las tapaderas de la caja a detalle. Las tapas se atornillaron y se les colocó el mismo
1108 sellador, el cual se dejó reposar durante un día para obtener una adherencia apropiada en las
1109 juntas y ranuras. Transcurrido este tiempo se llevó a cabo una prueba de fuga con el mismo
1110 sensor ya mencionado. El nuevo detector ya terminado se aprecia en la figura 3.11.

1111 3.3. Procedimiento de caracterización de un MRPC

1112 En esta subsección se presenta a manera de manual, el procedimiento para realizar la
1113 caracterización del MRPC. Los pasos se detallan cuidadosamente para permitir que los nuevos
1114 estudiantes cuenten con una guía sobre el manejo del dispositivo. La caracterización consistió
1115 en obtener la curva de eficiencia (%) del detector para un conjunto de valores de alto voltaje
1116 entre los 8 y los 15 kV, con el objetivo de conocer en qué valor o valores la eficiencia es
1117 máxima. La referencia que se utilizó para esta prueba fue un par de paletas centelladoras
1118 con tubos PM marca Hamamatsu modelo E1198-26 que fueron caracterizadas previamente
1119 y por lo tanto se sabe que su eficiencia es del 100% en su voltaje de operación (entre 900 y
1120 1100 V, esto para la detección de muones a energías propias de los rayos cósmicos descritos
1121 en el capítulo anterior). Para determinar el voltaje de umbral (threshold) de los dos pares
1122 de paletas centelladoras utilizados, se realizaron varios conteos con las paletas de 15 minutos
1123 con diferentes valores de umbral entre los 15 y los 60 mV, teniendo una mayor cantidad de
1124 conteos en los 20 mV. Del mismo modo, para determinar el voltaje óptimo de operación
1125 en las paletas grandes, se corrieron pruebas de cinco minutos en valores de entre 800 y

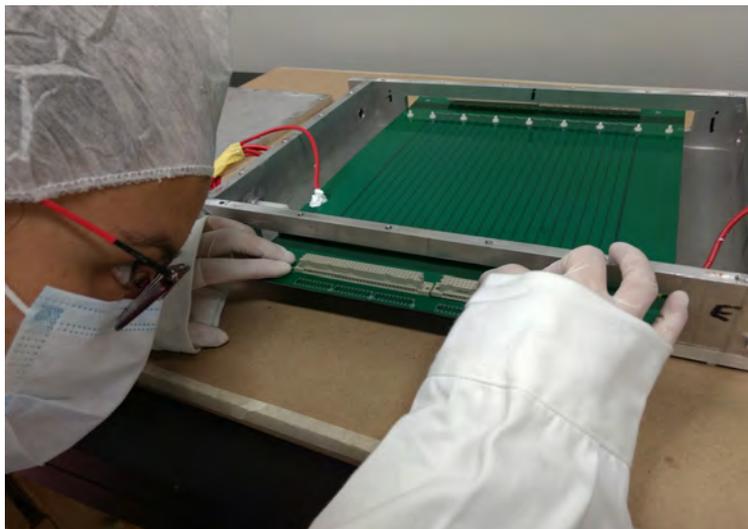


Figura 3.9: MRPC dentro de la caja de metal.



Figura 3.10: Diseño con entradas para la mezcla de gas, conexiones de diferencia de potencial y entradas para una tarjeta NINO.

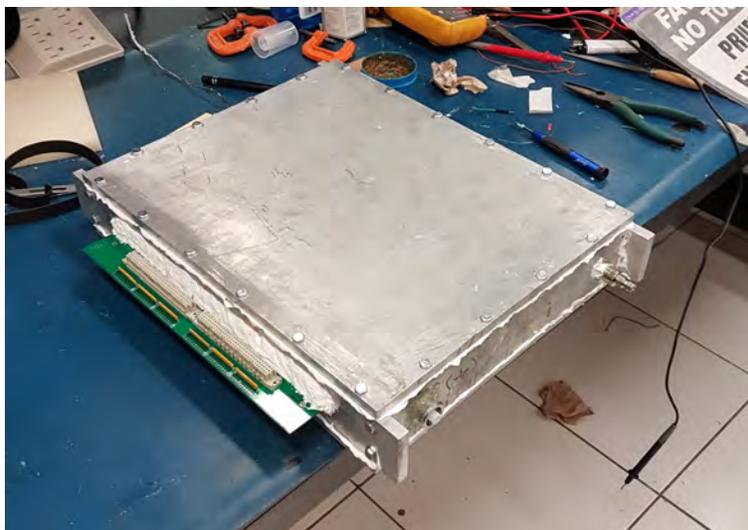


Figura 3.11: Nuevo MRPC construido.

1126 1200 V, con incrementos de 40 V en cada medición, teniendo en general que a partir de
 1127 1000 V se alcanza dicho valor óptimo de operación; el voltaje de operación de las paletas
 1128 pequeñas ya había sido previamente caracterizado en otros experimentos, siendo este de 850
 1129 V. En la tabla 3.1, se observa la caracterización descrita para las paletas grandes. Nótese
 1130 que el incremento de conteos respecto al incremento del voltaje en las paletas sigue un
 1131 comportamiento exponencial, esto se aprecia con mayor claridad en la figura 3.12; a partir
 1132 de los 1080 V, el incremento de conteos es más abrupto entre un valor y otro. Teniendo en
 1133 cuenta esto y para evitar que las paletas llegaran a una saturación debido a los altos voltajes,
 1134 y considerando también las numerosas pruebas a las que serían sometidas, se decidió trabajar
 en el punto intermedio del rango de valores; es decir, a un voltaje de 1000 V.

Voltaje (V)	Conteo 1	Conteo 2	Conteo 3	Conteo 4	Conteo 5	Prom.	Desv. Est.
800	7	7	3	4	3	4.8	1.83
840	10	9	7	2	6	6.8	2.79
880	9	9	8	7	8	8.2	0.75
920	13	14	18	14	18	15.4	2.15
960	32	27	27	29	22	27.4	3.26
1000	36	47	34	44	51	42.4	6.47
1040	73	69	73	74	63	70.4	4.08
1080	98	118	120	105	118	111.8	8.73
1120	174	165	173	185	179	175.2	6.65
1160	298	284	295	303	281	292.2	8.38
1200	494	518	525	545	475	511.4	24.43

Tabla 3.1: Caracterización de paletas centelladoras grandes. Pulsos cada 5 minutos.

1135

1136

1137

Dadas las medidas del MRPC, éste tiene un área activa de 36×28.4 cm menos la superficie
 las tapaderas laterales (0.01 m^2) ya que no es un espacio vacío. Haciendo el cociente del área

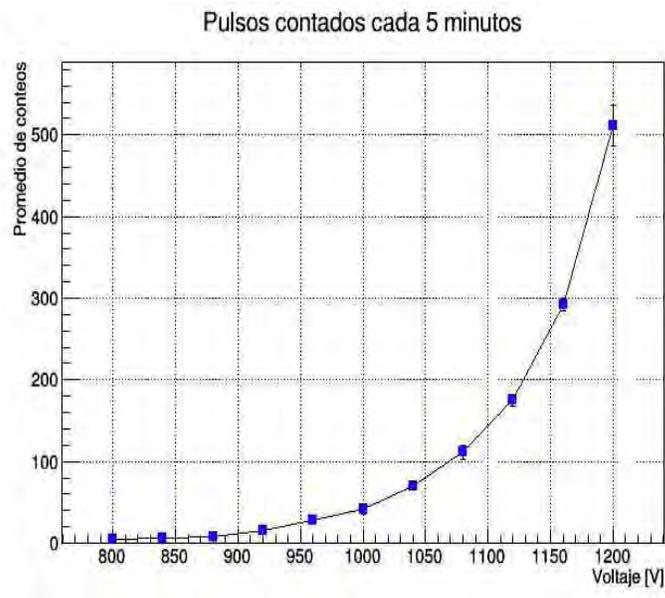


Figura 3.12: Promedio de los cinco conteos de cinco minutos para cada valor de voltaje entre 800 y 1200 V.

1138 activa del MRPC entre el área de la paleta grande de menor tamaño, se tiene el factor de
1139 escala el cual se multiplicará por el conteo que se registre en las paletas centelladoras:

$$F.E. = \frac{A_{MRPC}}{A_{paletamaschica}} = \frac{0.09224m^2}{0.39168m^2} = 0.2355 \quad (3.1)$$

1140 En términos generales, el diseño experimental que se montó para lograr lo descrito en el
1141 párrafo anterior fue el que se muestra en la figura 2.2. El trigger 1 y 2 serían ambas paletas.
1142 Con la ecuación 2.3 se obtiene la eficiencia ϵ del MRPC, en donde R_3 es la triple coincidencia
1143 (paletas más MRPC) y R_2 es la coincidencia sólo entre las dos paletas. Con respecto a este
1144 mismo diagrama, es importante mencionar que no se dejaron espacios entre ningún par de
1145 paletas y el detector; es decir, se colocaron juntos uno encima de otro.

1146 Después de comprobar que en efecto no existían fugas de gas en el detector, se colocaron
1147 las paletas centelladoras en una superficie rígida y estable de tal modo que la cámara MRPC
1148 estuviera entre ellos como se muestra en la figura 3.13. Es importante en la medida posible,
1149 mantener las paletas centelladoras paralelas entre sí y con el MRPC. Se alineó la cámara
1150 para mantenerla en la zona central entre las paletas.

1151 3.3.1. Conexiones

1152 Una vez que estos componentes estuvieron colocados apropiadamente, se conectaron las
1153 mangueras para el sistema de suministro de gas a las entradas del detector como se muestra
1154 en la figura 3.14. Se conectaron también las fuentes de alto voltaje azul y roja al MRPC como
1155 se muestra en esta misma imagen. Se usaron cables de alimentación para conectar las fuentes
1156 de alto voltaje roja y azul a la fuente de poder principal (+25V) como se muestra en la figura
1157 3.15. Se colocó la tarjeta NINO en el conector de las PCB de la MRPC como se aprecia en



Figura 3.13: Paletas centelladoras y el detector MRPC entre ellos.

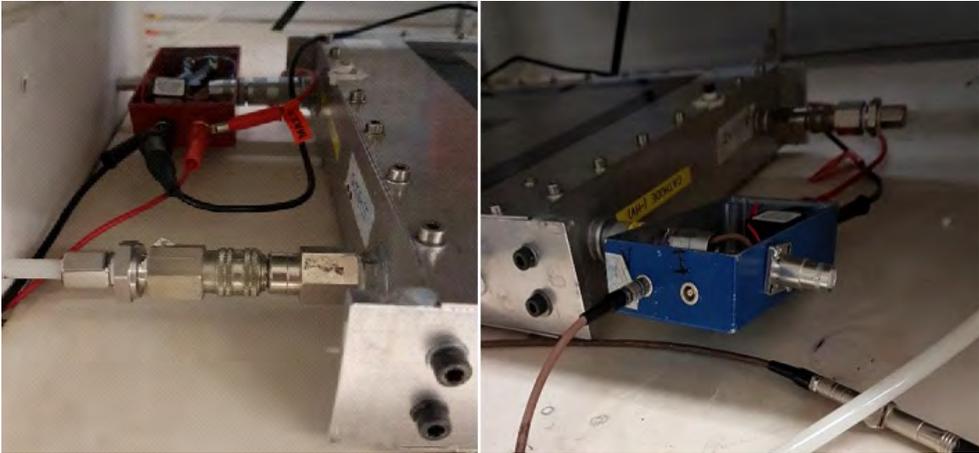


Figura 3.14: Mangueras para el gas (en blanco) y fuentes de alto voltaje (rojo y azul).

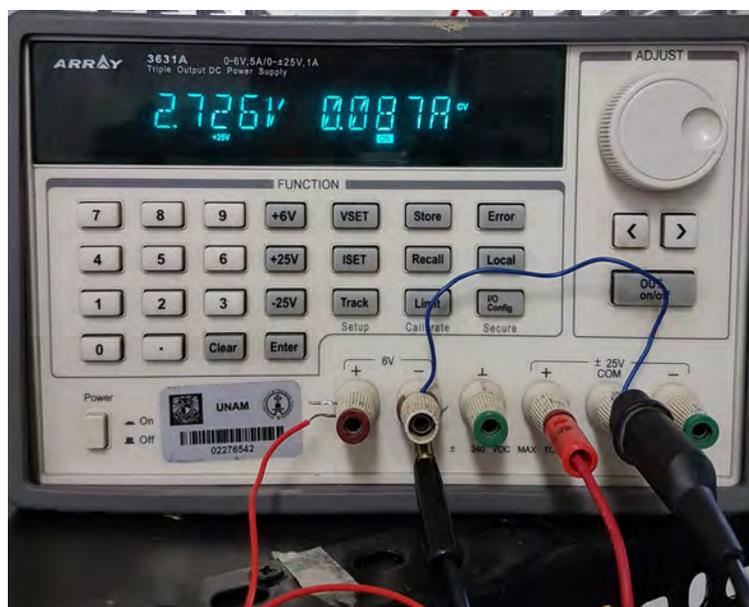


Figura 3.15: Fuente de voltaje principal.

1158 la figura 3.16 y se conectaron los cables negro y rojo de ésta a la fuente de alimentación
 1159 principal ($\pm 6V$). Finalmente se conectó el cable café de la fuente azul al multímetro para
 1160 monitorear el voltaje suministrado al MRPC en todo momento.

1161 3.3.2. Sistema de gas

1162 Para iniciar el suministro de la mezcla de gases al MRPC, se debe encender el interruptor
 1163 trasero del panel mostrado en la figura 3.17; presionar el canal 1 en el panel frontal y después
 1164 el botón "open". Finalmente, abrir las llaves de ambos tanques de gas. El tiempo ideal para
 1165 llenar la cámara con la mezcla de gas es entre 30 minutos y una hora. La mezcla utilizada
 1166 para los presentes experimentos consta de 95 % freón CH_2FCF_3 (1,1,1,2 tetrafluoroetano) y
 1167 5% SF_6 (hexafluoruro de azufre).

1168 3.3.3. Paletas centelladoras con tubos PM

1169 Ambas paletas tienen dos cables en el tubo PMT. Uno de éstos es para el suministro de
 1170 voltaje (rojo) y el otro es para la señal de los PMT (negro). Se deben conectar los cables rojos
 1171 de cada paleta al módulo de suministro de voltaje (figura 3.18). Los cables son mostrados
 1172 en rojo en la parte superior izquierda de la imagen. Una vez conectados, para prender el
 1173 módulo se debe girar hacia la derecha la llave ubicada del lado derecho de las entradas.

1174 Después de conectar las paletas a la fuente de voltaje, es necesario acceder al software
 1175 Tera Term. Se debe seleccionar la opción "serial", "COM6" y dar click en "ok". Después
 1176 en el menú "Setup" seleccionar "serial port", el control de flujo (*flow control*) debe ir en
 1177 "Xon/Xoff" y luego dar click en "ok". Posteriormente presionar "enter" y con las flechas del
 1178 teclado seleccionar "Slot 1", cuando la pantalla cambie presionar D de "Display" y se verá
 1179 la pantalla de la figura 3.19.



Figura 3.16: Tarjeta NINO.



Figura 3.17: Panel frontal del sistema de suministro de gas.

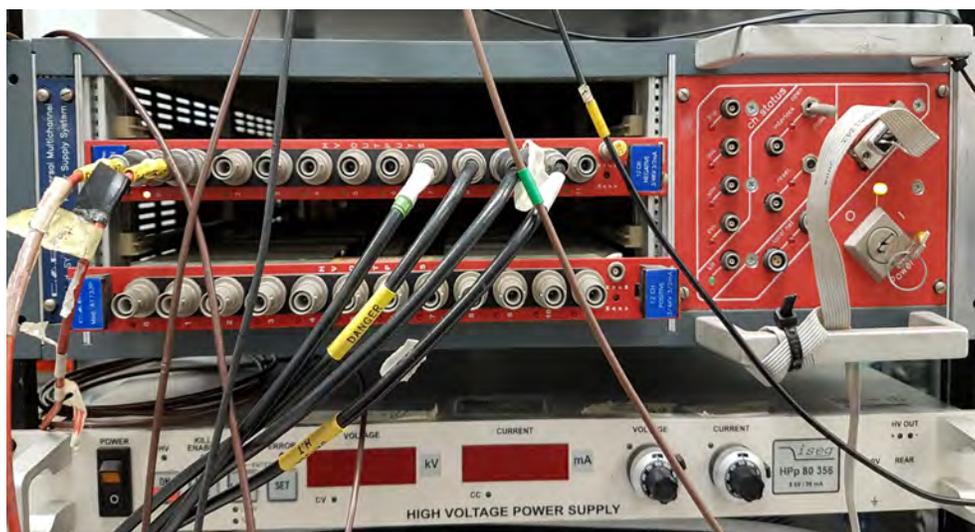


Figura 3.18: Módulo de voltaje.



Figura 3.19: Configuración del voltaje en las paletas cenetlladoras.

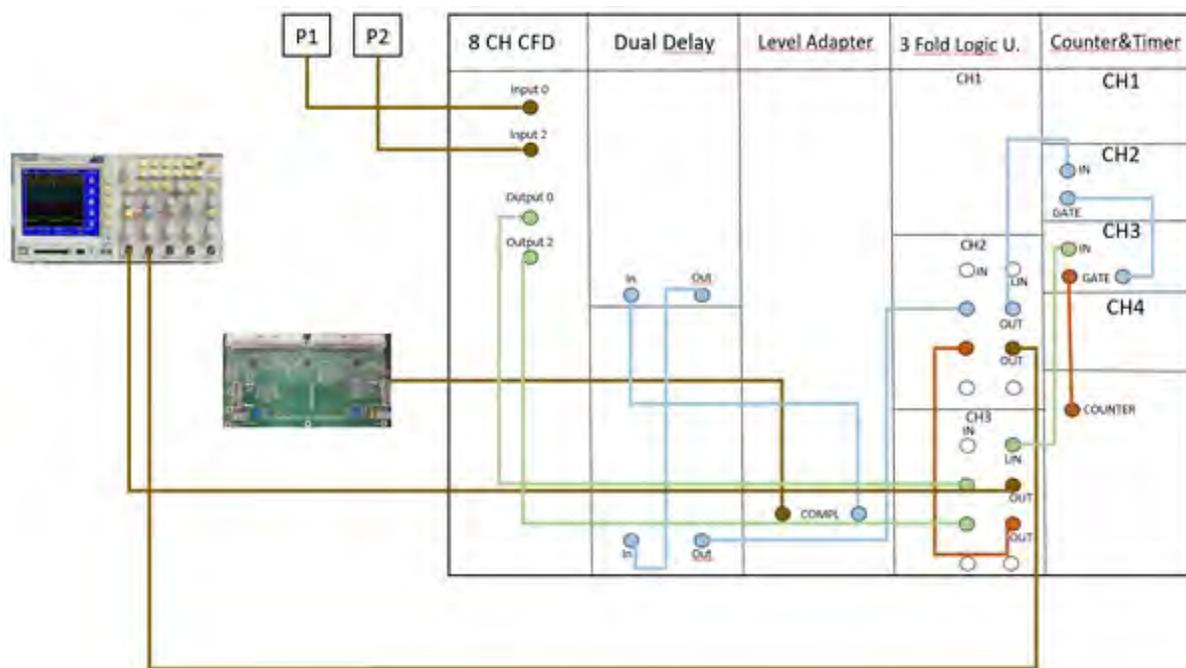


Figura 3.20: Diagrama de conexión de módulos.

1180 Como se tienen conectados los cables de alimentación de las paletas centelladoras, los
 1181 parámetros que aparecen a la derecha de donde se lee *P1* y *DRIFT* (figura 3.19) corresponden
 1182 a éstas. Aquí el parámetro que debe observarse es el de la columna *V_{0set}*, que es el voltaje de
 1183 alimentación. Nótese que en la pantalla se lee 1000 para ambas; este es el voltaje de operación,
 1184 en volts, de las paletas y el cual se mantuvo a lo largo de las pruebas desarrolladas. Para
 1185 cambiarlo sólo se debe poner el cursor con las flechas del teclado sobre este número, escribir
 1186 el valor deseado y presionar "enter" con el teclado.

1187 3.3.4. Señales de tarjeta NINO y de las paletas (conexión de los 1188 módulos)

1189 Antes de empezar a contar las coincidencias, la señal de las paletas y de la tarjeta NINO
 1190 deben estar en fase entre ellas. Debido a esto, es necesario hacer un retraso con los módulos
 1191 y con los cables específicos. El diagrama de la figura 3.20 describe la manera particular en
 1192 el cual las paletas, la tarjeta NINO y el osciloscopio deben ser conectados a los módulos
 1193 para conseguir lo anteriormente descrito. Los cables café son de 16 ns; los verdes de 3 ns;
 1194 los azules de 12 y los naranjas de 1. En el módulo de retraso dual (Dual Delay), todas las
 1195 palancas plateadas chicas en la mitad superior del módulo deben estar a la derecha (de 16ns
 1196 a 0.5 ns); mientras que en la mitad inferior, las únicas palancas hacia la derecha deben ser
 1197 la de 8 ns y la de 4 ns. Una vez hechas las conexiones, encender el switch de los módulos
 1198 localizado en la parte derecha inferior (figura 3.21). Jalar dos veces hacia abajo la palanca
 1199 de la parte inferior (figura 3.22) y luego jalarla hacia arriba para seleccionar el canal, en este
 1200 caso 0 y 2 (un canal para cada una de las paletas). Luego se debe girar la perilla negra de
 1201 la izquierda para seleccionar 20 mV en ambos canales, este voltaje es el voltaje de umbral

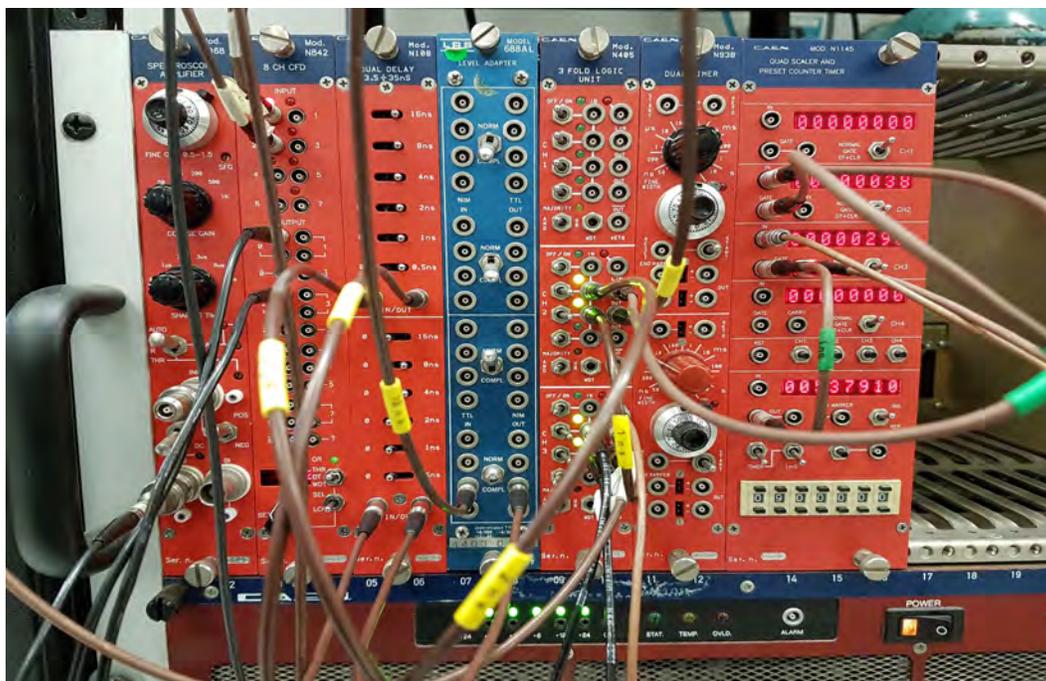


Figura 3.21: Vista frontal de los módulos requeridos para el experimento.

1202 (*threshold*) de las paletas centelladoras.

1203 3.3.5. Conteo de coincidencias

1204 Para una visualización apropiada de las señales, el osciloscopio debe estar configurado con
 1205 un disparo (trigger) de aproximadamente 150 mV en los canales 1 y 2, con una pendiente
 1206 negativa, una escala de voltaje de 200 mV y una escala temporal de 20 ns. Una vez que
 1207 la MRPC está llena de gas, se debe encender la fuente de voltaje principal y empezar a
 1208 incrementar el voltaje. Se debe de fijar un voltaje de 2.5V en el módulo de ± 6 V de la fuente
 1209 para la tarjeta NINO. Ya que hay dos fuentes de alto voltaje (la roja y la azul) la cantidad
 1210 en el multímetro es en realidad la mitad del voltaje total entre el ánodo y el cátodo dentro
 1211 de la MRPC. Estas dos fuentes estarán alimentadas desde el módulo de ± 25 V de la fuente
 1212 principal.

1213 Las pruebas fueron hechas con los voltajes de alimentación de las paletas y de "threshold"
 1214 que se mencionaron anteriormente. Este conjunto de conteos fue de 15 minutos para cada
 1215 valor de alto voltaje en el MRPC, empezando en 8 kV hasta alcanzar 15 kV en intervalos de
 1216 0.5 kV. Los pulsos típicos que se observan en el osciloscopio son como los que se muestran
 1217 en la figura 3.23.

1218 Para empezar a contar las coincidencias, seleccionar un tiempo de 900000 ms (15 minutos)
 1219 en el módulo de conteo y de tiempo (figura 3.20 y 3.21). Para empezar el temporizador,
 1220 presionar el botón negro "load". El conteo en el canal 2 corresponde a las coincidencias entre
 1221 la MRPC y las paletas, mientras que las coincidencias de las paletas se muestran en el canal
 1222 3; presionar luego los botones de canal 2 y 3 del mismo módulo para restablecer el conteo.

1223 Todos los pasos y detalles descritos desde la sección 3.3 fueron, en términos generales,



Figura 3.22: Módulo de 8 CH CFD.



Figura 3.23: Pulso típico para las paletas PMT (amarillo) y la tarjeta NINO en coincidencia con las paletas (azul). Estas son las señales ya discriminadas.

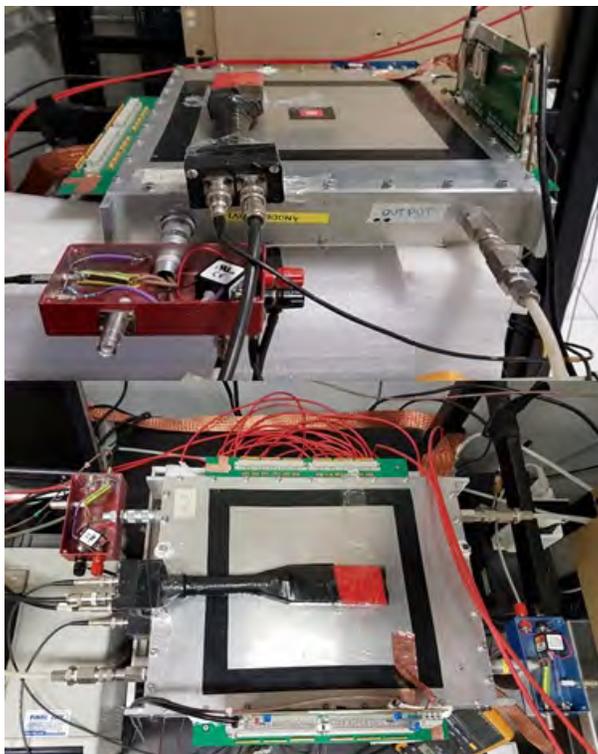


Figura 3.24: Montaje de paletas centelladoras chicas con el MRPC en medio; las paletas están colocadas en la zona trasera y central del área activa del MRPC.

1224 repetidos para llevar a cabo las pruebas de eficiencia con las paletas centelladoras chicas,
1225 las cuales también ya habían sido previamente caracterizadas. Una diferencia respecto a la
1226 prueba anterior, es que los tiempos de conteo fueron de 120 minutos en vez de 15 y ya no se
1227 utilizó un factor de escala ya que las paletas se encuentran totalmente dentro del área activa
1228 del MRPC. El voltaje de threshold para las paletas chicas siguió siendo de 20 mV, pero la
1229 alimentación de alto voltaje para éstas se fijó en 850 V, pues este es el voltaje óptimo de
1230 operación de acuerdo a los experimentos realizados para caracterizarlas; también se redujo el
1231 intervalo de valores de alto voltaje para el MRPC entre los 9.5 Y 13 kV con el mismo valor de
1232 incremento de 0.5 kV. Lo anterior se decidió debido a que se observaron muy pocos o ningún
1233 conteo en valores inferiores, y saturación del detector (trenes de pulsos que disparaban las
1234 cuentas de los módulos) después del valor máximo de alto voltaje mencionado.

1235 En la figura 3.24 se muestra el montaje experimental físicamente para las paletas cen-
1236 telladoras pequeñas. En este caso se fueron moviendo ambas paletas con el propósito de
1237 comprobar la uniformidad de detección del MRPC. Se realizaron conjuntos de mediciones
1238 en cinco zonas distintas del área activa del detector: trasera y central (como en la figura
1239 3.24), frontal y en los laterales (como en la figura 3.26); en la figura 3.25 se muestran más
1240 claramente estas cinco zonas en donde fueron colocadas las paletas pequeñas.

1241 Para la zona central y trasera se tomó el intervalo de 9.5 a 13 kV con el mencionado
1242 incremento y tiempo para cada valor. Para las zonas frontal y laterales sólo se tomó una sola
1243 medición con un valor de voltaje en el MRPC de 12 kV. Es importante hacer la observación
1244 de que las señales del MRPC medidas en esta etapa, corresponden a las compuertas OR de

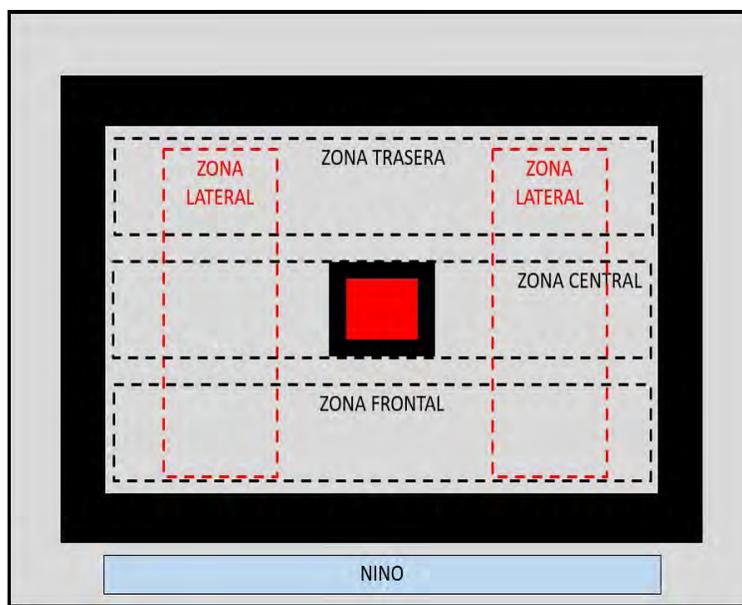


Figura 3.25: Las cinco zonas distintas en donde se colocaron las paletas centelladoras pequeñas.

1245 cada uno de los tres chips NINO (ver figura A.2 y en general el apéndice A). Las señales
 1246 diferenciales se estudian en la siguiente etapa.

1247 3.4. Monitoreo de las bandas de detección

1248 Después de caracterizar el MRPC con ambos pares de paletas, con el mismo arreglo
 1249 experimental descrito anteriormente, pero esta vez sin ningún par de paletas centelladoras,
 1250 lo que se hizo fue monitorear 16 de los 24 pares de bandas de conducción de las placas PCB.
 1251 Para esto, se utilizó el puerto J4 de la tarjeta NINO, el cual se aprecia en el rectángulo
 1252 rojo superior de la figura A.3 del apéndice A. Este puerto toma todas las señales de salida
 1253 diferenciales de cada uno de los tres chips NINO (figura A.2), las cuales corresponden a una
 1254 pareja de bandas de conducción en específico de las placas PCB. Justo al lado del puerto, en
 1255 la figura A.3, se aprecia el cable utilizado para llevar estas señales a una tarjeta diseñada en
 1256 el mismo laboratorio con el propósito de dirigirlas al módulo NIM (*Nuclear Instrumentation*
 1257 *Module*, este módulo se utiliza para convertir las señales TTL tomadas del chip NINO en
 1258 señales NIM, que son las señales estándar que se manejan en los experimentos de física de
 1259 partículas). Esta tarjeta se aprecia en la figura 3.27.

1260 Se tomaron sólo 16 canales ya que es el número máximo de éstos que pueden introducirse
 1261 al módulo NIM; haciendo un mapeo del camino que siguen las señales desde las bandas de
 1262 detección hasta la tarjeta diseñada, se determinó a qué banda corresponde cada canal en
 1263 el módulo NIM. Así, los 16 canales del módulo corresponden a los 16 pares de bandas del
 1264 centro de las PCBs del MRPC. Las ocho parejas de bandas que se excluyeron fueron las
 1265 cuatro primeras de cada lado. En la figura 3.28, se muestra el montaje experimental para
 1266 realizar la prueba descrita. Nótese que en el primer rectángulo rojo de la izquierda está la

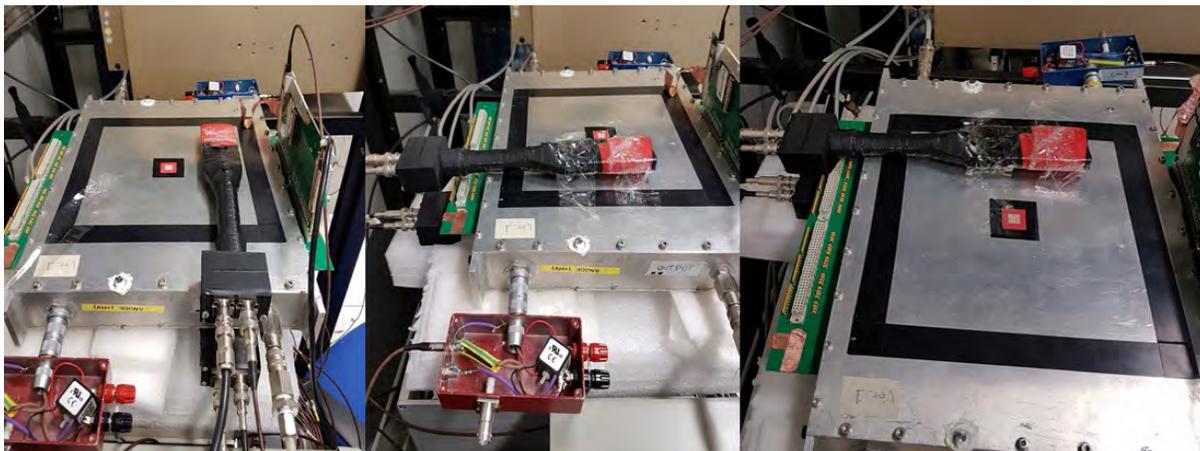


Figura 3.26: De izquierda a derecha: paletas en zona frontal y laterales.

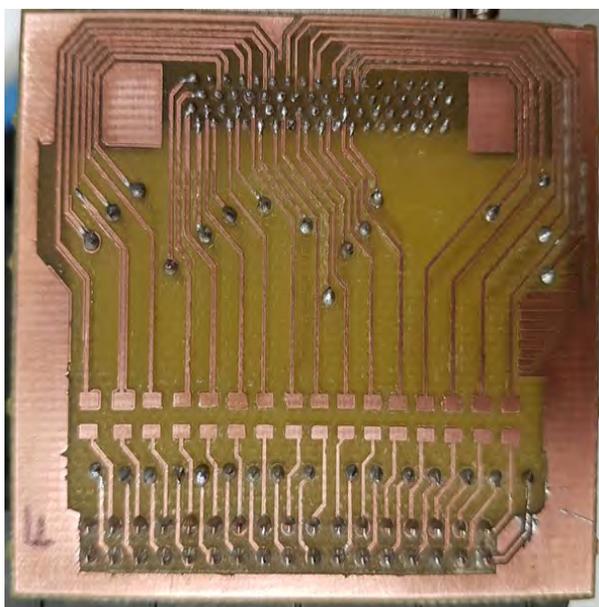


Figura 3.27: Tarjeta diseñada en el laboratorio para tomar las salidas del chip NINO y llevarlas al módulo NIM.

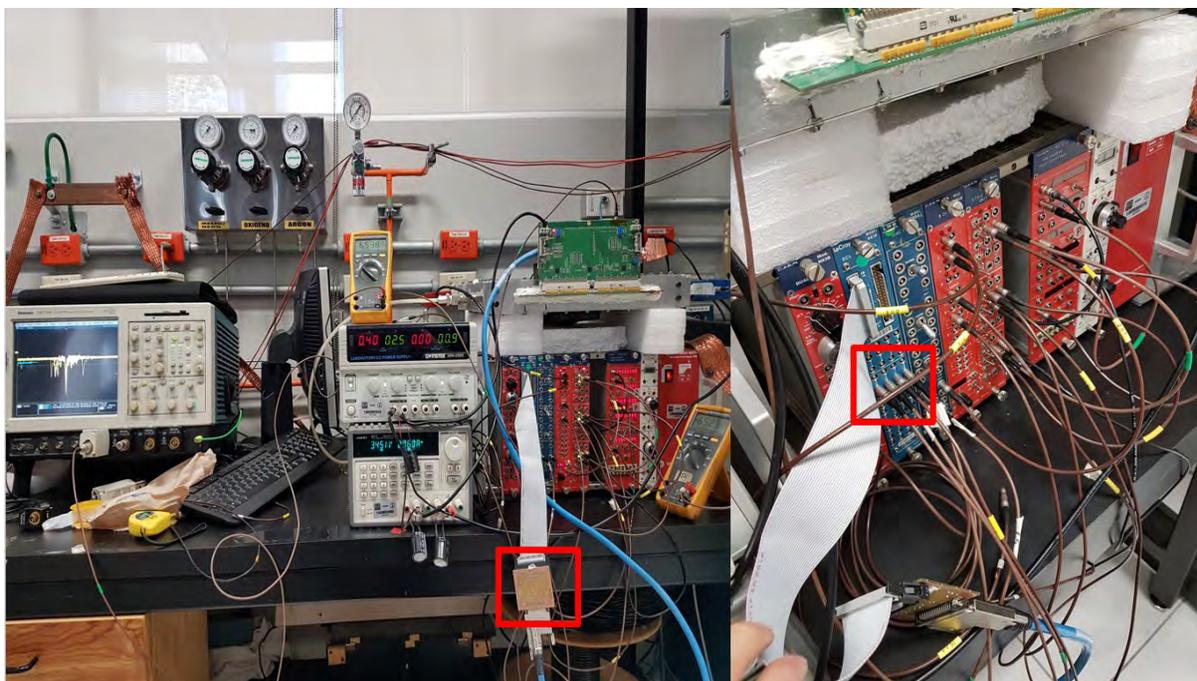


Figura 3.28: Montaje experimental para el monitoreo de 16 pares de bandas del MRPC. Este arreglo es, en esencia, el mostrado en la 3.20.

1267 tarjeta mencionada y en el segundo rectángulo se muestran las salidas del módulo NIM,
 1268 que corresponden cada uno a una pareja de bandas de detección. El voltaje suministrado al
 1269 MRPC para esta prueba fue de 12 kV.

1270 Una vez que se revisó que en efecto se visualizaban señales en los 16 canales, se procedió
 1271 a colocar nuevamente las paletas centelladoras pequeñas entre el MRPC, de tal manera que
 1272 éstas se encontraran dentro de los 16 pares de bandas correspondientes. Posteriormente, se
 1273 tomaron los siete canales que coincidían con la superficie activa de las paletas y se repitió
 1274 el procedimiento esquematizado en la figura 2.2, siendo los triggers las paletas y el detector
 1275 esta vez con los siete canales mencionados dirigiéndose a una compuerta OR dada por los
 1276 módulos. La señal que salía de ahí, va a su vez a la compuerta AND que está esquematizada
 1277 a la derecha del detector en esta misma figura (2.2).

1278 Para determinar qué bandas eran las que coincidían con la superficie activa de las paletas
 1279 centelladoras, se tomó una PCB de las mismas características a la del detector y se colocó
 1280 perpendicular a la superficie del MRPC haciéndola coincidir con la PCB que está dentro
 1281 del MRPC como se muestra en la figura 3.29. Posteriormente se hicieron nueve pruebas
 1282 de 10 minutos cada una con las mismas condiciones de las últimas pruebas con las paletas
 1283 chicas (voltaje del MRPC de 12 kV, voltaje de paletas de 850 V, y threshold de éstas en
 1284 20 mV). Primero se hicieron tres mediciones con los siete canales coincidentes con el área
 1285 activa de las paletas; luego se hicieron tres pruebas en donde se seleccionaron sólo cuatro
 1286 canales adyacentes entre sí, también del área activa de las paletas; y finalmente se realizaron
 1287 tres pruebas habilitando sólo el canal del centro (el cuarto empezando por cualquiera de los
 1288 lados). Los canales seleccionados de esta forma representan el 100 %, 57.14 % y 14.26 % de
 1289 la superficie activa de las paletas respectivamente. En los dos últimos conjuntos de pruebas

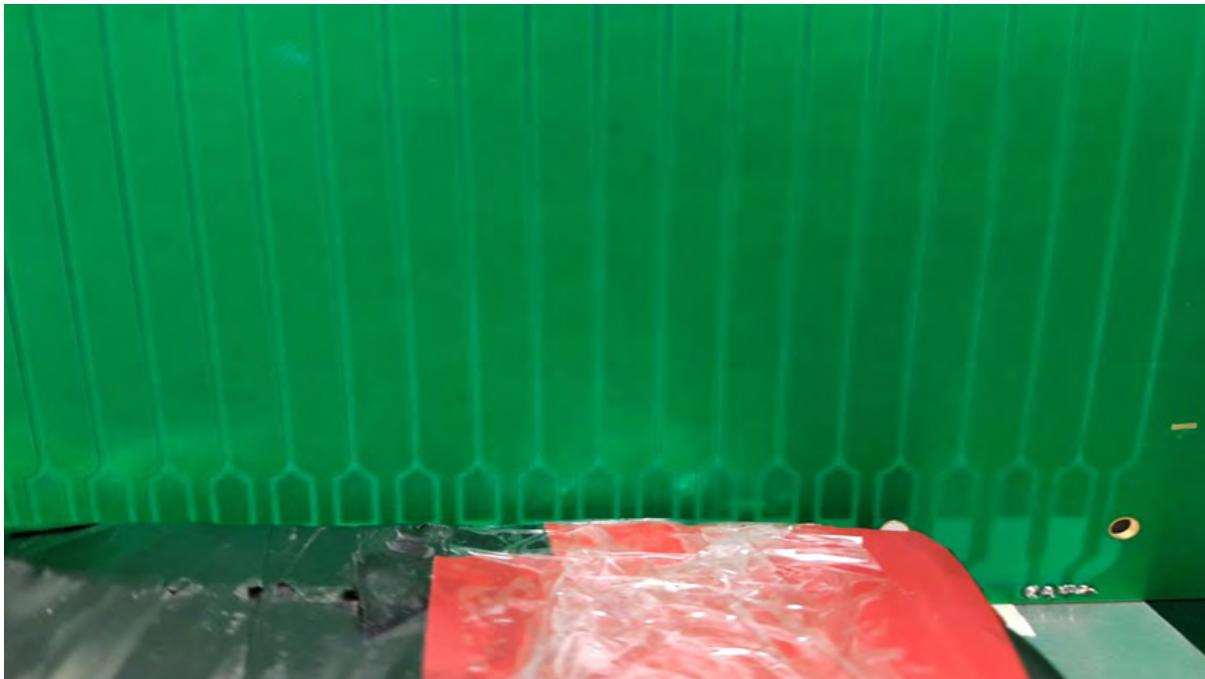


Figura 3.29: Bandas del MRPC que coinciden con la superficie activa de las paletas (marcada en rojo).

1290 (con cuatro y un canal) se optó por no utilizar un factor de escala para ajustar el conteo
1291 de las paletas como se efectuó con las mediciones con las paletas grandes, ya que lo único
1292 que se buscó observar fue la disminución proporcional de la eficiencia conforme se reduce el
1293 número de bandas activadas.

1294 Capítulo 4

1295 Resultados y discusión

1296 4.1. Mediciones con paletas centelladoras grandes

1297 En la tabla 4.1 se muestran los resultados de la primera prueba de eficiencia del MRPC
1298 con las paletas centelladoras grandes. En el valor de alto voltaje para el MRPC de 15 kV se
1299 tiene una eficiencia mayor al 100 %; físicamente esto quiere decir que el detector llegó al punto
1300 de saturación, en donde el contador se dispara abruptamente debido a trenes de pulsos que
1301 se generan a partir de cierto valor. Es importante tener en cuenta este punto de saturación
1302 porque más allá de él, si el voltaje sigue incrementándose, los vidrios que conforman los
espacios del detector pueden llegar a dañarse.

Voltaje (kV)	n_2	n_1	n_1 escalado	Eficiencia (%)	\pm	Error (%)
8	3	728	171.444	1.75	1.02	58.24
8.5	5	723	170.267	2.94	1.33	45.37
9	16	721	169.796	9.42	2.46	26.15
9.5	54	761	179.216	30.13	4.68	15.52
10	71	740	174.270	40.74	5.74	14.08
10.5	112	754	177.567	63.07	7.61	12.07
11	116	723	170.267	68.13	8.20	12.04
11.5	138	718	169.089	81.61	9.36	11.47
12	159	718	169.089	94.03	10.39	11.05
12.5	137	694	163.437	83.82	9.71	11.58
13	170	722	170.031	99.98	10.84	10.85
13.5	175	771	181.571	96.38	10.21	10.59
14	177	786	185.103	95.62	10.05	10.51
14.5	277	1270	299.085	92.62	7.72	8.34
15	790	2766	651.393	121.28	6.42	5.29

Tabla 4.1: Paletas centelladoras grandes (prueba 1).

1303 En la figura 4.1, se muestra la gráfica creada con los datos de la tabla 4.1. En general
1304 se observa un incremento gradual de la eficiencia del detector conforme se aumenta el valor
1305 de alto voltaje en éste. A partir de los 12 kV se tiene una eficiencia de más del 90%,
1306

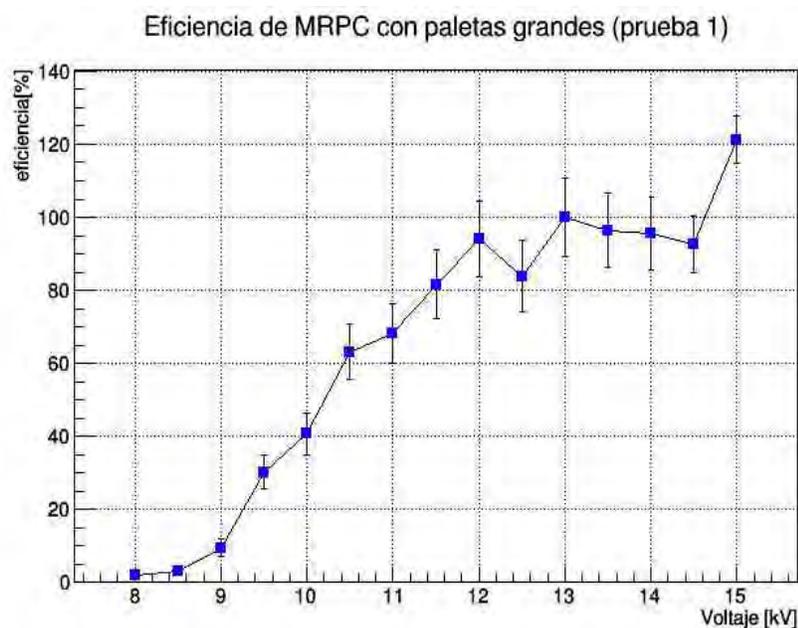


Figura 4.1: Curva de eficiencia de la prueba 1.

1307 excepto para los 12.5 kV en donde se aprecia una caída de la eficiencia a casi 84%. Este
 1308 tipo de fluctuaciones en la eficiencia se presentó a lo largo de todas las pruebas realizadas,
 1309 la razón que se le atribuye es el ruido en la red eléctrica del laboratorio. Más adelante
 1310 en las pruebas con las paletas centelladoras chicas se observará que dichas fluctuaciones
 1311 decrecieron considerablemente debido a que se utilizó un tablero independiente alimentado
 1312 por un generador a gasolina para suministrar electricidad tanto a las paletas como al resto
 1313 de los instrumentos de medición utilizados en el experimento.

1314 En la tabla 4.2 se muestran los resultados de la segunda prueba de eficiencia del MRPC
 1315 con este mismo par de paletas centelladoras. Como con la primera prueba, a partir de los 12
 1316 kV la eficiencia del detector fue superior al 90%, de hecho en esta en particular fue mayor al
 1317 95% con excepción de la repentina caída a 83.7% en los 15 kV, precedida por una eficiencia
 1318 superior al 100% para los 14 kV. Este hecho es interesante porque da pie a formular la
 1319 explicación de que el detector llegó a su punto de saturación en los 14 kV y al aumentar
 1320 aún más el voltaje se tuvo dicha caída de la eficiencia; este mismo fenómeno de caída de la
 1321 eficiencia a altos valores de voltaje se observó en otras pruebas rápidas.

1322 En la figura 4.2 se muestra la gráfica con los datos de la tabla 4.2. En esta prueba se
 1323 tuvieron dos valores de eficiencia superiores al 100% en 12.5kV y 14 kV, se atribuyen de igual
 1324 modo al ruido en la red eléctrica, pues en los valores precedentes y sucesivos las eficiencias
 1325 fueron ligeramente menores.

1326 En la tabla 4.3 se muestran los resultados de la tercera prueba. Al igual que en la primera
 1327 y segunda medición, los valores de eficiencia son directamente proporcionales a los de voltaje
 1328 y además nuevamente se presenta que a partir de los 12 kV se tiene una eficiencia superior al
 1329 90%, excepto para el caso de los 13.5 kV en donde fue de 84.26%. Justo como en la primera
 1330 prueba, a los 15 kV se tiene una eficiencia de más de 100%, reforzando la hipótesis de que
 1331 en este valor se llega ya sea al punto de saturación o bien ocurre una caída de los conteos y

Voltaje (kV)	n_2	n_1	n_1 escalado	Eficiencia (%)	\pm	Error (%)
8	1	725	170.738	0.59	0.59	100.29
8.5	4	741	174.506	2.29	1.16	50.57
9	27	753	177.332	15.23	3.15	20.66
9.5	75	723	170.267	44.05	6.10	13.86
10	94	716	168.618	55.75	7.18	12.87
10.5	113	794	186.987	60.43	7.20	11.92
11	134	723	170.267	78.70	9.09	11.55
11.5	138	740	174.270	79.19	9.02	11.39
12	172	768	180.864	95.10	10.13	10.65
12.5	173	733	172.622	100.22	10.78	10.76
13	170	754	177.567	95.74	10.27	10.73
13.5	172	767	180.629	95.22	10.14	10.65
14	193	805	189.578	101.81	10.41	10.23
14.5	181	786	185.103	97.78	10.22	10.45
15	150	761	179.216	83.70	9.26	11.07

Tabla 4.2: Paletas centelladoras grandes (prueba 2).

1332 por consiguiente de la eficiencia debido a que previamente se alcanzó ese punto. Otro valor
 1333 de eficiencia superior al 100% se dio para los 12 kV.

Voltaje (kV)	n_2	n_1	n_1 escalado	Eficiencia (%)	\pm	Error (%)
8	2	691	162.731	1.23	0.87	71.14
8.5	6	767	180.629	3.32	1.38	41.50
9	25	772	181.806	13.75	2.93	21.33
9.5	69	734	172.857	39.92	5.68	14.24
10	103	759	178.745	57.62	7.13	12.37
10.5	254	1533	361.022	70.36	5.76	8.19
11	156	798	187.929	83.01	8.99	10.83
11.5	153	787	185.339	82.55	9.02	10.92
12	180	755	177.803	101.24	10.70	10.57
12.5	169	747	175.919	96.07	10.35	10.77
13	173	758	178.509	96.91	10.34	10.67
13.5	152	766	180.393	84.26	9.28	11.01
14	182	783	184.397	98.70	10.31	10.45
14.5	164	765	180.158	91.03	9.82	10.79
15	181	750	176.625	102.48	10.84	10.58

Tabla 4.3: Paletas centelladoras grandes (prueba 3).

1333

1334

1335

1336

La respectiva gráfica de la tabla 4.3 se muestra en la figura 4.3. Aquí otro detalle que se aprecia más inmediatamente es que hay una caída en la eficiencia en los 11.5 kV; esta gráfica, si bien tiene un par de valores en los que la eficiencia supera el 100% y otro par

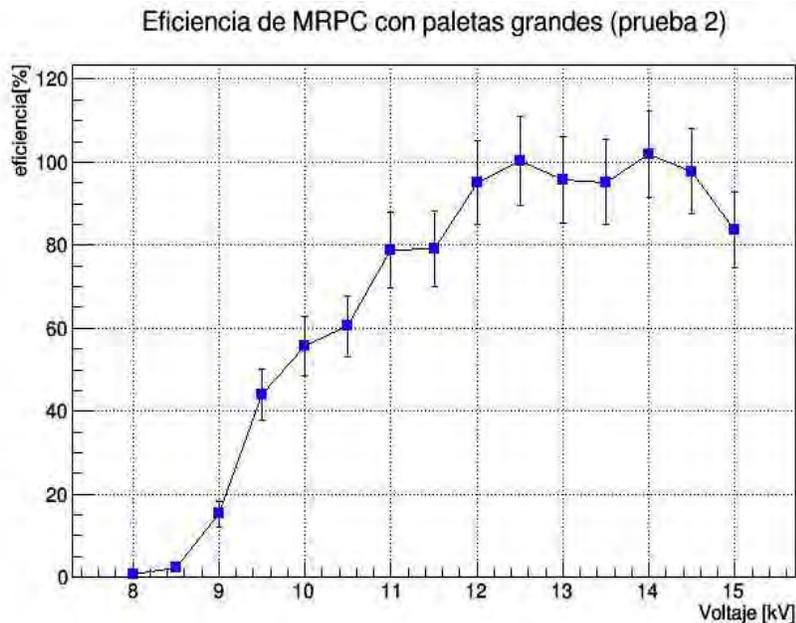


Figura 4.2: Curva de eficiencia de la prueba 2.

1337 en donde hay caídas de ésta respecto a los valores anterior y posterior inmediato, tiene un
 1338 comportamiento homogéneo similar a las curvas obtenidas con las primeras dos mediciones.

1339 En la tabla 4.4 se muestran los resultados de la última prueba con las paletas grandes.
 1340 La primera diferencia que se nota en este conjunto de datos con respecto a los anteriores, es
 1341 que los valores de eficiencia superiores al 90 % se dan un poco después: en los 12.5 kV en vez
 1342 de 12 kV como en las tres pruebas anteriores. No obstante, aquí no se presentó el decremento
 1343 de la eficiencia por debajo del 90 % después de alcanzar este voltaje, lo cual expone que
 1344 en esta medición el comportamiento fue más homogéneo que en las anteriores, pues no se
 1345 presentaron tantas fluctuaciones.

1346 En la figura 4.4 se presenta la curva con los datos de la tabla 4.4. La fluctuación más
 1347 evidente aquí se da para los 14 kV, seguida de otra justo en el siguiente valor de 14.5 kV. En
 1348 ambos voltajes la eficiencia es mayor al 100 %, y tomando en consideración el comportamiento
 1349 de las curvas de las pruebas 1 y 3 en estos valores o en puntos cercanos, se refuerza la hipótesis
 1350 de que el detector alcanza la saturación entre los 14 kV y 15 kV.

1351 En las tablas 4.1 a 4.4 se observa que el porcentaje de error estadístico es muy alto en
 1352 general (más del 10 % en la mayoría de los casos). Las gráficas de las cuatro pruebas se
 1353 observan juntas en la figura 4.5. Los valores de voltaje que mayor error presentaron fueron
 1354 los de menor magnitud (de 8 kV a 9 kV en las cuatro pruebas) llegando a ser de 50 %, 70 %
 1355 o incluso del 100 % para el caso de 8 kV en la segunda prueba. Esto se debe a que de los
 1356 tiempos de medición de 15 minutos en realidad no se obtiene suficiente estadística para evitar
 1357 la magnitud de los errores; además en estos valores de voltaje hay un conteo normal para
 1358 las paletas centelladoras, pero un conteo mínimo para el MRPC. Por lo anterior, se optó por
 1359 promediar los valores de voltaje de las 4 mediciones y obtener así una curva del promedio de
 1360 todas las pruebas anteriores con el propósito de apreciar con mayor claridad y menor error
 1361 el comportamiento de la curva de eficiencia. Estos datos están en la tabla 4.5, con los que se

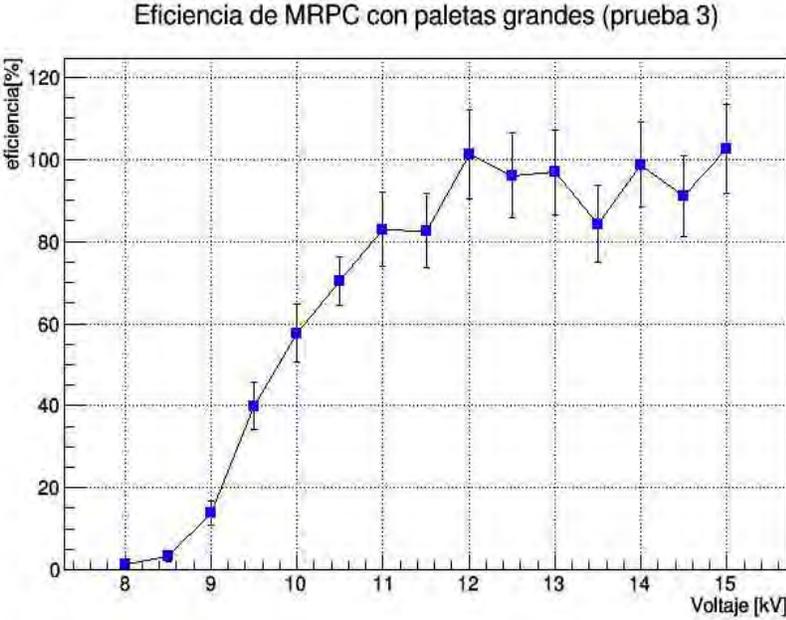


Figura 4.3: Curva de eficiencia de la prueba 3.

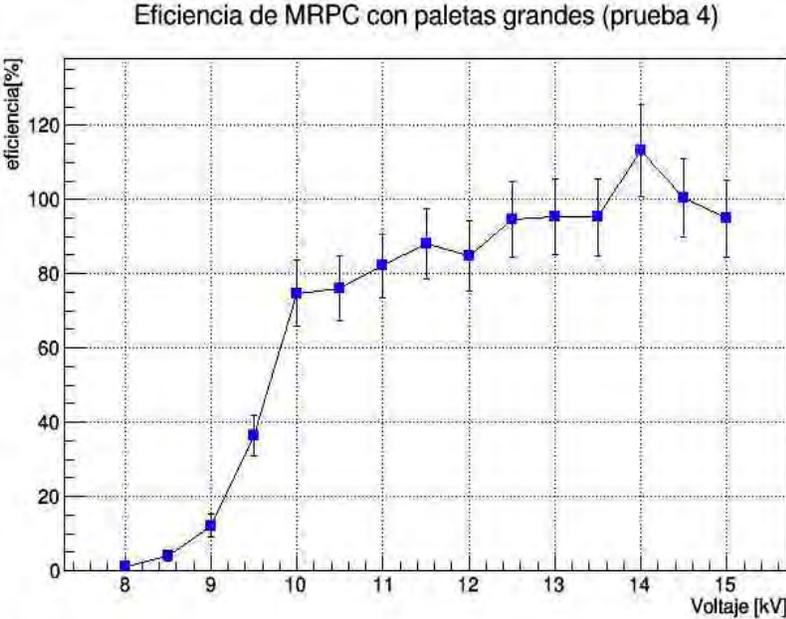


Figura 4.4: Curva de eficiencia de la prueba 4.

Voltaje (kV)	n_2	n_1	n_1 escalado	Eficiencia (%)	\pm	Error (%)
8	2	773	182.042	1.10	0.78	71.10
8.5	7	729	171.680	4.08	1.57	38.56
9	19	661	155.666	12.21	2.97	24.30
9.5	60	698	164.379	36.50	5.51	15.08
10	122	694	163.437	74.65	8.93	11.96
10.5	135	753	177.332	76.13	8.70	11.42
11	162	838	197.349	82.09	8.70	10.60
11.5	161	777	182.984	87.99	9.51	10.81
12	151	756	178.038	84.81	9.38	11.06
12.5	168	754	177.567	94.61	10.18	10.76
13	169	752	177.096	95.43	10.26	10.75
13.5	164	731	172.151	95.27	10.40	10.91
14	179	672	158.256	113.11	12.34	10.91
14.5	186	786	185.103	100.48	10.43	10.38
15	165	738	173.799	94.94	10.32	10.87

Tabla 4.4: Paletas centelladoras grandes (prueba 4).

produjo la curva de la figura 4.6.

Voltaje (kV)	Prueba 1	Prueba 2	Prueba 3	Prueba 4	Prom.	Desv. Est.
8	1.75	0.59	1.23	1.10	1.17	0.41
8.5	2.94	2.29	3.32	4.08	3.16	0.65
9	9.42	15.23	13.75	12.21	12.65	2.15
9.5	30.13	44.05	39.92	36.50	37.65	5.10
10	40.74	55.75	57.62	74.65	57.19	12.02
10.5	63.07	60.43	70.36	76.13	67.50	6.17
11	68.13	78.70	83.01	82.09	77.98	5.91
11.5	81.61	79.19	82.55	87.99	82.83	3.22
12	94.03	95.10	101.24	84.81	93.80	5.87
12.5	83.82	100.22	96.07	94.61	93.68	6.05
13	99.98	95.74	96.91	95.43	97.02	1.80
13.5	96.38	95.22	84.26	95.27	92.78	4.94
14	95.62	101.81	98.70	113.11	102.31	6.61
14.5	92.62	97.78	91.03	100.48	95.48	3.82
15	121.28	83.70	102.48	94.94	100.60	13.68

Tabla 4.5: Paletas centelladoras grandes (promedio de las 4 pruebas).

1362

1363

1364

1365

1366

Lo que destaca de la información de la tabla 4.5 es que en efecto, la desviación estándar de los valores promedio es considerablemente menor que los errores para los valores de voltaje de cada prueba. Teniendo las mayores desviaciones para los 10 kV (12.02) y 15 kV (13.68), en todos los demás valores la desviación es de menos de 10. Por otra parte la desviación

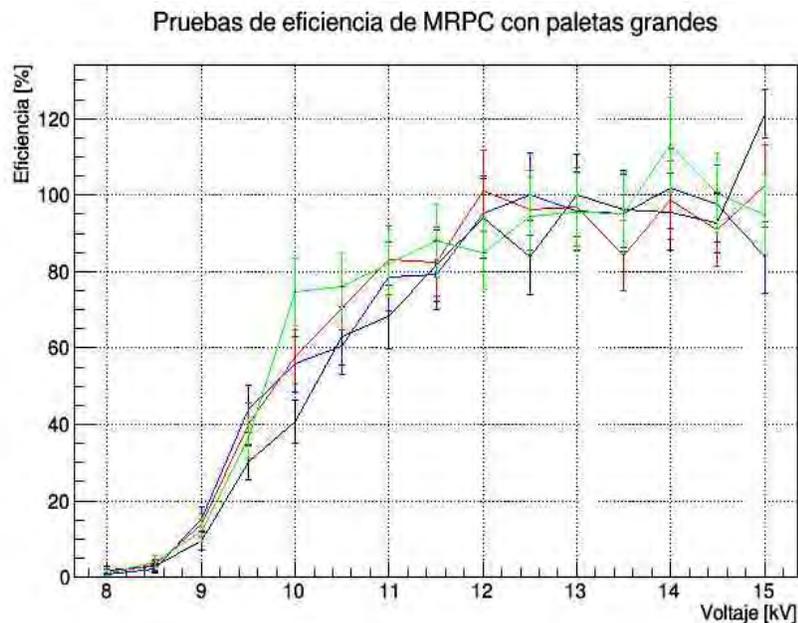


Figura 4.5: Curvas de eficiencia de las cuatro pruebas.

1367 más alta en los 15 kV indica que fue un valor de voltaje en el cual se presentaron muchas
 1368 variaciones por lo que ya se mencionó respecto a la saturación del detector.

1369 En la gráfica de la figura 4.6 se observa que en general se tiene una eficiencia de más
 1370 del 90 % a partir de los 12 kV y después de ese valor ya no se presentan muchas variaciones
 1371 además de las que ya se mencionaron. Otro aspecto que destaca en la tabla y curva del
 1372 promedio, es que en los valores de 14 kV y 15 kV las eficiencias fueron ligeramente superiores
 1373 al 100 %. Considerando que en general muchas de las eficiencias con esta característica se
 1374 presentaron entre estos valores, es plausible establecer que el detector llega a su punto de
 1375 saturación a partir de los 14 kV.

1376 Es importante también mencionar que en realidad se llevaron a cabo varios conteos de
 1377 eficiencia con el propósito de definir claramente los parámetros mencionados como el voltaje
 1378 de umbral, voltaje de las paletas centelladoras, etc. para obtener resultados consistentes y
 1379 que el experimento fuera reproducible. A lo largo de estas pruebas se fueron encontrando
 1380 y ajustando los valores apropiados de estos y varios otros parámetros relacionados con la
 1381 instrumentación.

1382 4.2. Mediciones con las paletas centelladoras pequeñas

1383 En la tabla 4.6 se muestran las mediciones para la zona trasera del MRPC como se
 1384 distingue en la parte inferior de la figura 3.24. El rango de valores de voltaje se redujo ya
 1385 que, como se observó en las pruebas con las paletas grandes, no se presentaron cambios muy
 1386 notorios en valores de bajo voltaje (8 kV a 9 kV) y para evitar llegar al punto de saturación
 1387 del detector con los valores de más alto voltaje (14 kV a 15 kV) el valor máximo medido
 1388 fue de 13 kV. Lo primero que puede mencionarse de la información de esta tabla es que si

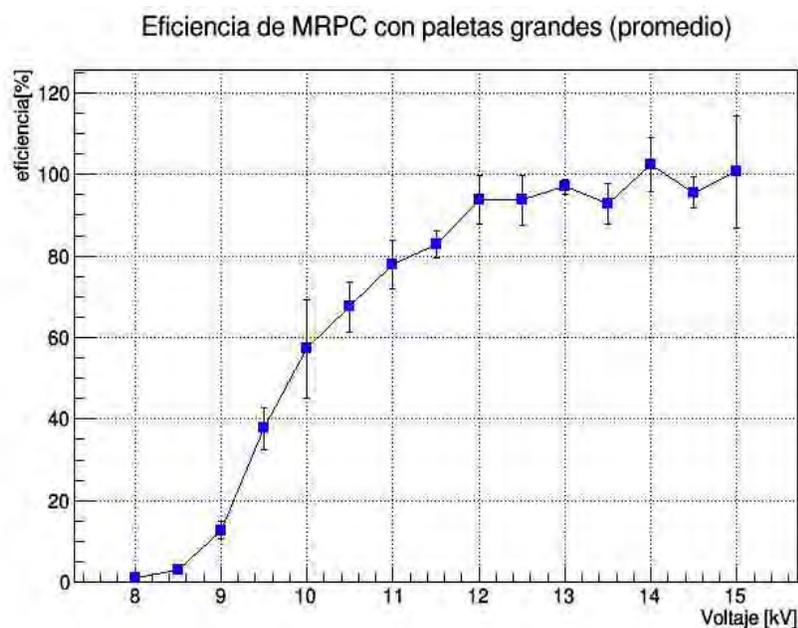


Figura 4.6: Curva de eficiencia del promedio de las 4 pruebas.

1389 se compara con los resultados anteriores, se puede apreciar que para los valores de 11.5 kV
 1390 en adelante, la eficiencia es de más del 90 %. Este comportamiento es similar al observado
 1391 en las paletas grandes, en donde generalmente a partir de los 12 kV, la eficiencia era igual o
 1392 superior a este mismo valor. Asimismo, también se cumple que conforme aumenta el voltaje
 del MRPC, también lo hace la eficiencia.

Voltaje(kV)	n_1 (MRPC+paletas)	n_2 (paletas)	eficiencia (%)	\pm	Error (%)
9.5	407	1211	33.61	1.93	5.73
10	787	1322	59.53	2.68	4.50
10.5	908	1223	74.24	3.25	4.38
11	1087	1283	84.72	3.49	4.12
11.5	1201	1286	93.39	3.75	4.01
12	1112	1230	90.41	3.74	4.14
12.5	1265	1293	97.83	3.87	3.95
13	1115	1166	95.63	4.01	4.19

Tabla 4.6: Paletas centelladoras chicas, zona trasera.

1393 En la figura 4.7, se tiene la curva obtenida con los datos de la parte trasera del MRPC.
 1394 Con respecto a las curvas obtenidas para las mediciones con las paletas grandes, en esta
 1395 se observan menos fluctuaciones de la eficiencia; sólo en los 12 kV se observa una ligera
 1396 disminución de la eficiencia respecto a su valor inmediato anterior y posterior.
 1397

1398 La tabla 4.7 muestra los resultados para la zona central del MRPC. De manera similar
 1399 que en la medición de la zona trasera, a partir de los 11.5 kV la eficiencia alcanza un valor de
 1400 95 % y se mantiene. En este caso no se presentó ninguna fluctuación en algún valor de voltaje

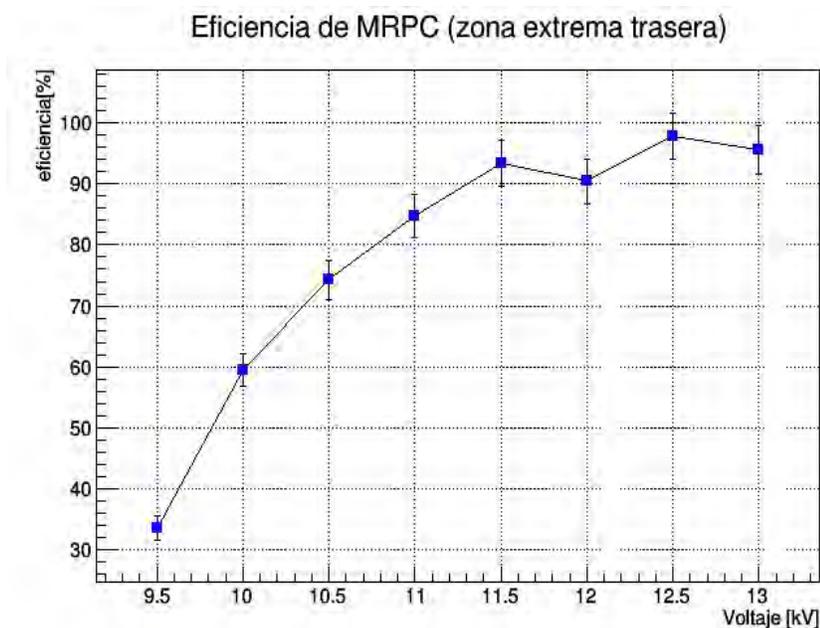


Figura 4.7: Curva de eficiencia con paletas chicas en la zona trasera del MRPC.

1401 como sí ocurrió en la zona trasera y en las pruebas con las paletas grandes. Adicionalmente
 1402 también ocurre que en esta zona del MRPC, se obtuvo un valor máximo de la eficiencia
 1403 (99.17% en los 12 kV) ligeramente mayor al valor máximo de ésta en la zona trasera (97%
 1404 en los 12.5 kV). Aunque como observa, el valor de máxima eficiencia en ambas zonas se da
 casi en el mismo valor de voltaje.

Voltaje(kV)	n_1 (MRPC+paletas)	n_2 (paletas)	eficiencia (%)	\pm	Error (%)
9.5	468	1294	36.17	1.95	5.39
10	714	1319	54.13	2.52	4.65
10.5	982	1363	72.05	3.02	4.19
11	1105	1337	82.65	3.36	4.07
11.5	1305	1372	95.12	3.68	3.87
12	1428	1440	99.17	3.70	3.73
12.5	1384	1404	98.58	3.73	3.79
13	1405	1435	97.91	3.67	3.75

Tabla 4.7: Paletas centelladoras chicas, zona central.

1405 La figura 4.8 muestra gráficamente la información de la tabla 4.7. Como se mencionó, se
 1406 observa con mayor claridad que en esta zona en general se alcanzaron eficiencias ligeramente
 1407 superiores en comparación con la zona trasera. Del mismo modo que con las paletas grandes,
 1408 en la figura 4.9 se muestran las curvas de eficiencia anteriores para las paletas chicas (zona
 1409 central y trasera). Se observa que en ambos casos el comportamiento es muy similar con
 1410 excepción del valor de 12 kV en donde hay una ligera caída de la eficiencia en la zona trasera
 1411 del MRPC.
 1412

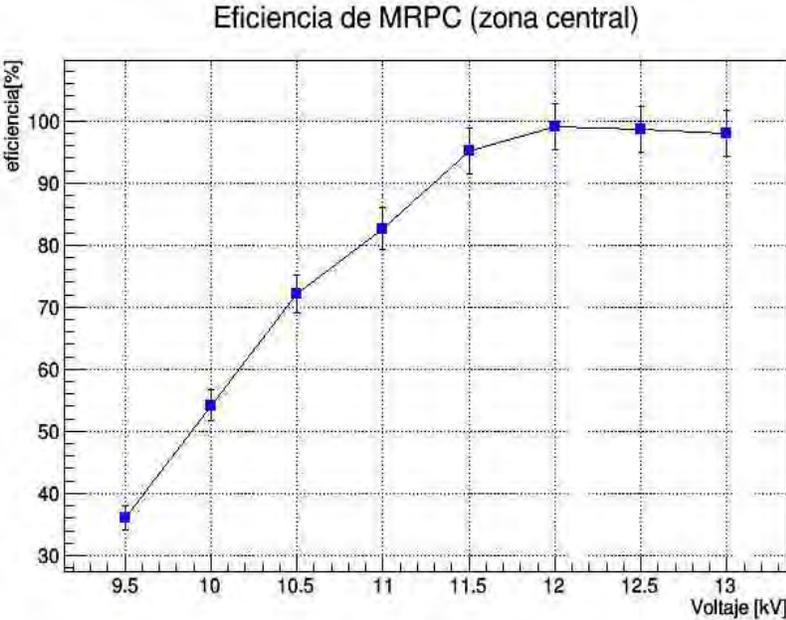


Figura 4.8: Curva de eficiencia con paletas chicas en la zona central del MRPC.

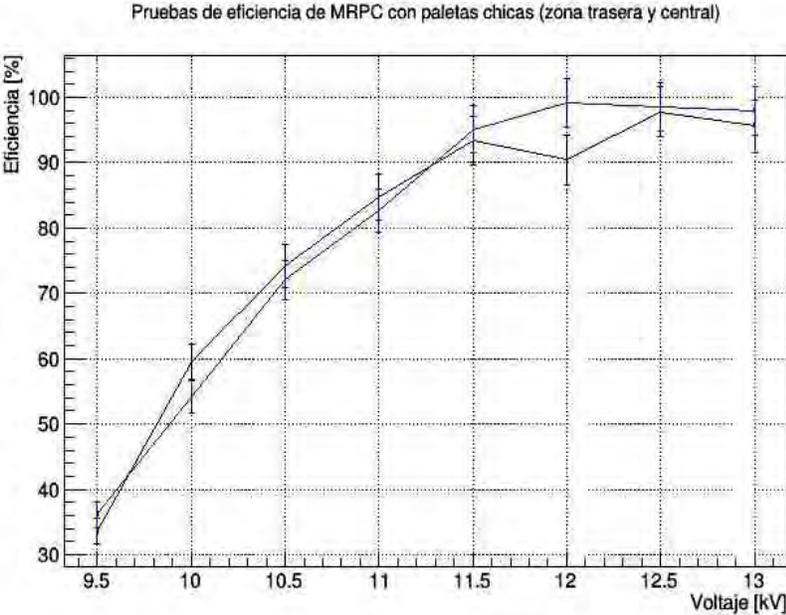


Figura 4.9: Curvas de eficiencia con paletas chicas (zona central y trasera).

1413 Como se mencionó en la metodología, para las zonas laterales y frontal sólo se llevó a
 1414 cabo una medición con los mismos parámetros que las demás pruebas para las paletas chicas,
 1415 pero con un voltaje del MRPC fijado a 12 kV. Esto se realizó con el propósito de mapear la
 1416 homogeneidad del área activa del MRPC; es decir, qué tan parecidas son los valores obtenidos
 1417 de eficiencia para un valor fijo de voltaje, dependiendo de la zona que se esté analizando. En
 1418 la tabla 4.8 está esta información. Las zonas mencionadas son las que están indicadas en la
 figura 3.26.

Voltaje(kV)	n_1 (MRPC+paletas)	n_2 (paletas)	eficiencia (%)	\pm	Error (%)
12	1056	1070	98.69	4.28	4.34
12	1338	1365	98.02	3.77	3.85
12	1024	1071	95.61	4.18	4.37

Tabla 4.8: Paletas centelladoras chicas. De arriba a abajo: zona frontal, lateral izquierda y lateral derecha.

1419 De las tablas 4.6 a 4.8 es notable que el error para cada uno de los valores de voltaje
 1420 es mucho menor en comparación a aquellos obtenidos en las mediciones con las paletas
 1421 grandes. Si se analizan todas las mediciones de las tres tablas mencionadas, se puede notar
 1422 que el máximo porcentaje de error es de 4.28 % para el caso del valor de 12 kV de la zona
 1423 frontal. Incluso este valor es menor al porcentaje de error mínimo obtenido para las cuatro
 1424 mediciones con las paletas grandes (exceptuando el promedio de estas mediciones), que fue
 1425 de 5.29 % para los 15 kV en la primera prueba; aún así, este valor fue uno de los que
 1426 presentó una eficiencia mayor al 100 %, entrando en el rango de saturación del detector.
 1427 Este rasgo se debe al mayor tiempo de medición que se consideró para las pruebas con las
 1428 paletas chicas. En realidad se esperaba tener un porcentaje de error mucho menor en este
 1429 conjunto de mediciones teniendo en cuenta que los tiempos fueron de dos horas contra los 15
 1430 minutos tomados para las mediciones con las paletas grandes. Adicionalmente otro factor que
 1431 contribuyó a la diferencia de las magnitudes de los errores, fue que el voltaje de alimentación
 1432 de la instrumentación y de las paletas estuvo dado por un generador independiente en estas
 1433 pruebas, con lo cual se comprueba que en efecto hay un factor de ruido que juega un papel
 1434 importante al obtener los conteos en el montaje experimental descrito.

1435 En general, si se compara el comportamiento de las curvas de eficiencia obtenidas tanto
 1436 para el promedio de las mediciones con las paletas grandes como para las pequeñas, con las
 1437 curvas que se obtuvieron en otros experimentos, (apéndice C figura C.1) la forma y evolución
 1438 es muy similar incluso si se considera que en el caso citado se utilizó un RPC con una mezcla
 1439 de tres gases, dos de ellos distintos a los que se utilizaron en el detector estudiado en esta tesis,
 1440 y con proporciones diferentes. Las curvas de eficiencia presentan el mismo comportamiento
 1441 de llegar a cierto valor de voltaje en el que la eficiencia se acerca al 100 % tal y como sucede
 1442 con las pruebas efectuadas con el MRPC.

1443 Otro ejemplo relacionado con la similitud del comportamiento de las pruebas de eficiencia
 1444 y las curvas obtenidas con otros casos, es el que se muestra en la figura 4.10. La eficiencia de
 1445 este detector corresponde a la detección de muones en un MRPC de cinco gaps de 300 μm
 1446 dados por hilo de pesca de nylon con vidrios internos de 150 μm de espesor. Los electrodos
 1447 externos son igualmente placas de vidrio de 1 mm de espesor. Este MRPC también está
 1448

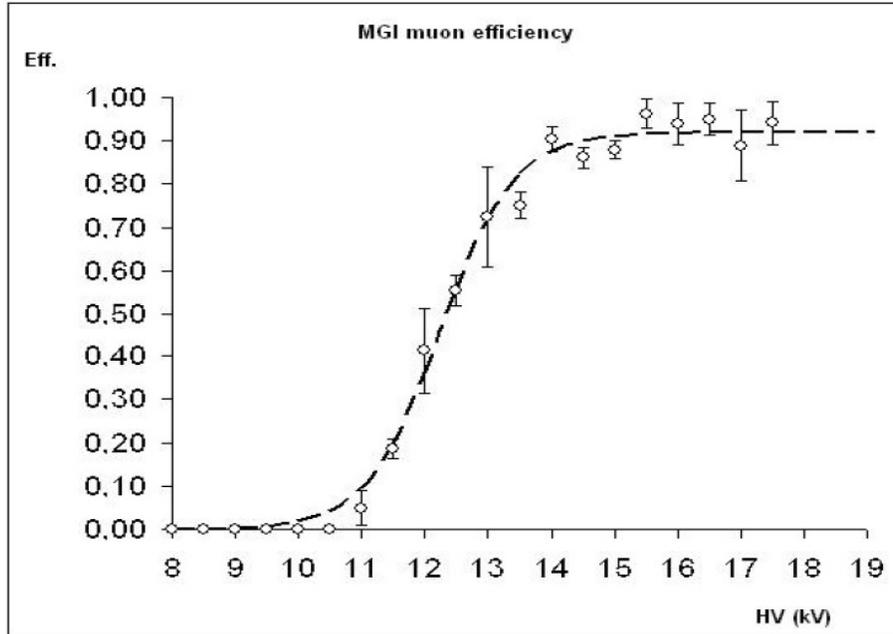


Figura 4.10: Curva de eficiencia de MRPC de 5 gaps para detección de muones.

1449 contenido en una caja de aluminio sellada, y la mezcla de gas utilizada consiste en tetra-
 1450 fluoroetano ($C_2H_2F_4$ al 92.5%), isobutano (iC_4H_{10} al 5%) y hexafluoruro de azufre (SF_6) al
 1451 2.5% [8].

1452 Como habrá de notarse, las características físicas entre este MRPC y el utilizado en los
 1453 experimentos son muy parecidas. La mayor diferencia radica en el mecanismo de disparo
 1454 (trigger), pues este detector se colocó entre un plástico centellador acoplado a dos PMTs
 1455 (abajo) y dos RPCs de baquelita de un sólo gap (arriba) [8].

1456 Si bien en esta imagen se aprecia que la prueba se llevó a voltajes más altos que los
 1457 utilizados en el presente experimento, se puede observar que entre los 13.5 y 14 kV aproxi-
 1458 madamente, la curva empieza a estabilizarse para lograr una eficiencia de poco más del 90%.
 1459 Estos valores son similares a los que arrojaron las pruebas descritas anteriormente; incluso
 1460 un detalle casi idéntico entre esta prueba y las efectuadas en el laboratorio, es que en valores
 1461 de voltaje inferiores a los 10 kV, casi no se presenta conteo de partículas.

1462 4.3. Homogeneidad del área activa del MRPC

1463 Con la información de las diferentes zonas de detección de la sección anterior a un voltaje
 1464 fijo de 12 kV, se hicieron un par de gráficas para observar con mayor claridad qué tan
 1465 homogénea es el área activa del MRPC. Se estableció un sistema de coordenadas (x, y) en
 1466 dicha superficie, siendo el centro el origen. Así, se tienen la siguientes gráficas para el eje x
 1467 (figura 4.11), que está conformado por los valores de eficiencia de la zonas laterales izquierda
 1468 y derecha y la central; y el eje y (figura 4.12), que está formado por las zonas trasera, central
 1469 y frontal.

1470 Analizando las dos gráficas mencionadas, La homogeneidad en x fue ligeramente mayor

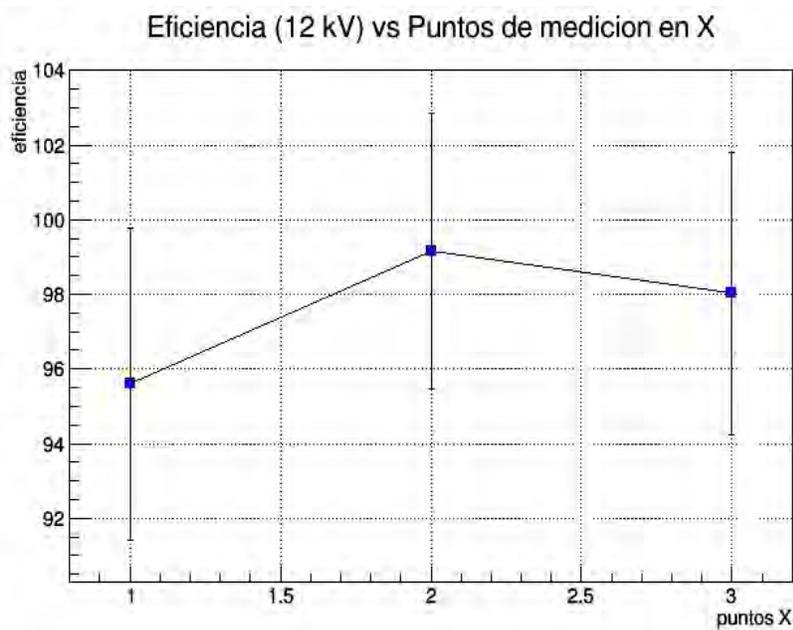


Figura 4.11: Homogeneidad de detección en el eje x formado por (de izquierda a derecha) la zona lateral derecha, central y lateral izquierda.

1471 ya que para los valores que conforman el eje, la eficiencia se encuentra en un rango de
 1472 95.61 % (zona lateral derecha) a 99.17 % (zona central). Por otra parte, para los valores que
 1473 conforman el eje y , la eficiencia se situó en un rango de 90.41 % (zona trasera) a 99.17 %
 1474 (zona central). Con excepción del valor de eficiencia más bajo en la zona mencionada, en
 1475 general el resto de valores para las diversas zonas fue muy similar entre sí, lo cual indica que
 1476 en efecto el área activa del detector presenta una muy buena homogeneidad.

1477 4.4. Pruebas con canales independientes

1478 Las siguientes tablas presentan los datos de las pruebas de conteo con siete canales
 1479 activados, cuatro canales activados y finalmente con sólo un canal activado. En la tabla 4.9,
 1480 los siete canales representan el 100 % del área activa de las paletas centelladoras chicas. Con
 1481 las tres mediciones tomadas para cada conjunto de canales se hizo el promedio de la eficiencia
 1482 obtenida y se comparó con la eficiencia promedio de los siete canales activados para obtener
 1483 qué proporción de éste representan las pruebas con cuatro y un sólo canal. En esta tabla se
 1484 tiene que la eficiencia promedio fue de 38.16 %; comparada con cualquiera de las pruebas de
 1485 eficiencia anteriores y considerando que se tienen los siete canales que coinciden con el área
 1486 activa de las paletas chicas, este valor es muy bajo y se atribuye principalmente al modo
 1487 en que funcionan las compuertas lógicas de los módulos de instrumentación utilizados, pues
 1488 éstas no captan las señales con la misma rapidez con las que se producen, por lo que muchos
 1489 conteos podrían estar perdiéndose.

1490 En la tabla 4.10, están los resultados para las pruebas de eficiencia con cuatro canales
 1491 activados. La eficiencia promedio resultó de 19.69 %, que en proporción respecto a la efi-

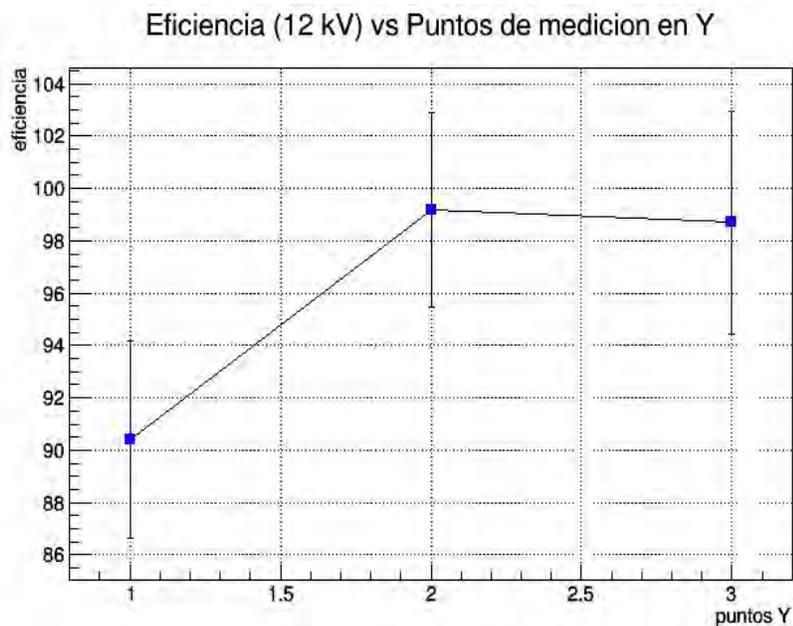


Figura 4.12: Homogeneidad de detección en el eje y formado por (de izquierda a derecha) la zona trasera, central y frontal.

n_2 (Paletas)	n_1 (7 canales+paletas)	eficiencia (%)	\pm	Error (%)
116	37	31.90	6.02	18.88
117	37	31.62	5.96	18.86
104	53	50.96	8.60	16.88
	Promedio	38.16	Prop.	100.00

Tabla 4.9: Coincidencia de paletas chicas con siete canales (100% del área activa).

1492 ciencia promedio con los siete canales, representa un 51.61%. Este valor es muy cercano al
 1493 porcentaje de área efectiva que representan cuatro de siete bandas de conducción (57.14%).
 1494 Si comparamos a ambas cantidades, la similitud entre ellas es de más del 90%. Con esto, se
 1495 observa que aún y cuando pudieran estarse perdiendo datos por el detalle antes mencionado,
 1496 los conteos se redujeron en una proporción muy aproximada conforme a la sección del área
 activa que conforman cuatro canales.

n_2 (Paletas)	n_1 (4 canales+paletas)	eficiencia (%)	\pm	Error (%)
67	16	23.88	6.64	27.83
63	11	17.46	5.71	32.68
62	11	17.74	5.80	32.72
	Promedio	19.69	Prop.	51.61

Tabla 4.10: Coincidencia de paletas chicas con 4 canales (57.14% del área activa).

1497

1498

1499

En la tabla 4.11, se muestran finalmente los resultados cuando se desactivan todos excepto el canal central respecto a la posición de las paletas centelladoras. Como se esperaba, los



Figura 4.13: Señales de salida diferenciales de cuatro canales de la tarjeta NINO.

1500 conteos y por lo tanto también las eficiencias, disminuyeron dando una eficiencia promedio
 1501 de 8.29 %, que representa un 21.73 % de la eficiencia promedio de los siete canales. El valor
 1502 esperado, dado que cada uno de los siete canales proporciona en teoría un 14.26 % de las
 1503 detecciones, sería este mismo valor; no obstante, la eficiencia promedio fue mayor. Por otra
 1504 parte, debe considerarse que los conteos se realizaron durante tiempos únicamente de 10
 1505 minutos, por lo que en general para estas últimas pruebas, los errores serán considerablemente
 grandes. En la figura 4.10, se muestran el tipo de señales de salida diferenciales de la tarjeta

n_2 (Paletas)	n_1 (1 canal+paletas)	eficiencia (%)	\pm	Error (%)
66	5	7.58	3.51	46.38
100	11	11.00	3.49	31.77
111	7	6.31	2.46	38.97
	Promedio	8.29	Prop.	21.73

Tabla 4.11: Coincidencia de paletas chicas con 1 canal (14.26 % del área activa).

1506 NINO. Cada una de estas señales representa una pareja de bandas de las PCB del MRPC
 1507 siendo excitada por el paso de una partícula cargada.
 1508

1509 Es muy importante tener muy en claro que a lo largo de todas las pruebas realizadas,
 1510 y como ya se mencionó en más de una ocasión a lo largo de la metodología y análisis de
 1511 los resultados, un problema siempre presente fue el ruido generado por la red eléctrica del
 1512 laboratorio. La evidencia más sólida que se tiene de éste es que en muchas ocasiones conteos
 1513 que se generaban con las mismas condiciones y montaje experimental, variaban de un día a
 1514 otro o incluso de una hora del día a otra. Al respecto se tomaron varias medidas, como por
 1515 ejemplo aterrizar cada componente del equipo e instrumentación utilizados para realizar los
 1516 experimentos, correr las pruebas a una hora del día en donde hubiera poca o nula actividad

1517 tanto en el laboratorio como en las zonas aledañas a éste o utilizar otras fuentes de voltaje.
1518 Sin embargo, lo que resultó más efectivo y benéfico para los experimentos, fue alimentar
1519 todo lo relacionado al montaje de manera independiente (el generador que se mencionó en
1520 las secciones anteriores).

1521 El aspecto anterior va muy de la mano con la necesidad de llevar a cabo pruebas por
1522 largos periodos de tiempo para generar una estadística aceptable con errores bajos (de no
1523 más del 5% como se observó en las pruebas con las paletas centelladoras pequeñas). Así
1524 que si hay presente ruido eléctrico aleatorio, los conteos en algún punto de estas pruebas
1525 de alta duración pueden dispararse y el tiempo invertido en una prueba determinada habrá
1526 sido en vano. A pesar de lo anterior, se obtuvieron resultados aceptables para las curvas de
1527 eficiencia del detector tanto con las paletas grandes como con las pequeñas. Aún y cuando
1528 en el primer caso los tiempos de muestreo fueron mucho menores respecto a los tiempos de
1529 medición con las paletas chicas, la evolución de las curvas de eficiencia para las mediciones
1530 con ambos pares de paletas fue similar y consistente con lo que se esperaba encontrar.

Capítulo 5

Conclusiones

Como ya se mencionó, las curvas de eficiencia obtenidas fueron muy similares en ambos pares de paletas: el comportamiento y los valores en donde se llegó a una eficiencia del 90 % o mayor no tuvo una variación significativa (entre 11.5 y 12 kV). Incluso comparando dichas curvas con otras obtenidas en otros experimentos, éstas resultan ser muy parecidas entre sí. Por ejemplo para un RPC (figura C.1 del apéndice C) con una mezcla de gases diferentes, se encontró que hay ciertas similitudes en cuanto a su comportamiento y evolución, como el hecho de que en determinados voltajes, la eficiencia llega a cierto valor y se mantiene (valores entre 10 y 11 kV para el caso *a* de la figura). De manera similar, si se comparan las curvas de eficiencia del MRPC analizado en el laboratorio con las curvas de eficiencia de un MRPC también de cinco gaps empleado para el detector TOF del experimento ALICE, en donde también se utilizó una tarjeta NINO (figura C.2 del apéndice C) para la adquisición de datos, se aprecia que igualmente entre los 11 y 12 kV éste alcanza una eficiencia mayor al 90 %.

La razón de tomar un tiempo de muestreo de 15 minutos para las pruebas con las paletas grandes fue que en esa etapa se tuvieron muchas fluctuaciones en la red eléctrica del laboratorio, por lo que considerar tiempos de muestreo mayores, equivalía a una mayor probabilidad de sufrir en cualquier momento un incremento repentino en los contadores digitales empleados. Asimismo, algunas veces y dadas las características internas de los módulos empleados, los conteos se congelaban y la medición tenía que volver a repetirse desde el principio.

En cuanto a la construcción del nuevo MRPC en el laboratorio, algo que es definitivamente recomendable para el proceso es mandar a cortar previamente las placas de vidrio al tamaño deseado, puesto que en esta ocasión se invirtió demasiado tiempo y esfuerzo en dicha actividad. En segundo lugar, otro aspecto que no se mencionó con tanto detalle en la sección de construcción, fue el diseño de las placas PCB y de la tarjeta pequeña para los canales individuales (figura 3.27) en el software ALTIUM. Dado que fue la primera vez que se utilizaba este software, hay ciertas consideraciones a tener en cuenta al estar diseñando este tipo de tarjetas con el objetivo de hacerlo más eficientemente y en menor tiempo. Antes de empezar como tal el diseño, se deben tener en cuenta todos los elementos que contendrá dicha tarjeta y cómo estarán conectados entre sí, ya que añadir o modificar alguna conexión a la mitad del proceso resulta ser una tarea de mucha complejidad; y en segundo lugar, dar una nomenclatura práctica y sencilla a cada elemento y conexión de dichos elementos para que sean más fáciles de identificar. Las dos etapas descritas anteriormente fueron las que

1565 mayor tiempo demandaron, pero si se tienen estas consideraciones, es muy probable que la
1566 construcción de un detector sea notablemente más sencilla y rápida.

1567 Otro factor muy importante en el proceso de construcción, es lo pertinente al recubri-
1568 miento de grafito en los electrodos (placas) exteriores. Esta es una etapa que debe mejorarse
1569 en términos de la homogeneidad de la aplicación del grafito; una idea podría ser pedir ayuda o
1570 recomendaciones a laboratorios en donde se trabajen películas delgadas de diversos materia-
1571 les. Asimismo, para las futuras pruebas que se le efectúen al nuevo MRPC, es muy necesario
1572 y recomendable que el equipo de medición, instrumentación y alimentación de voltajes esté
1573 protegido tanto como sea posible del ruido en la red eléctrica. En último término, pero no
1574 menos importante, se podrían utilizar mezclas de gases distintos y observar los resultados
1575 que se obtienen en cuanto a la eficiencia del detector. Lo anterior es un punto importante
1576 considerando que en otros laboratorios como el CERN, ya están optando por dejar de utilizar
1577 el freón en este tipo de experimentos debido a que es un gas demasiado contaminante.

1578 La construcción de dispositivos como el MRPC, así como las pruebas llevadas a cabo
1579 para determinar su correcta operación, son muy importantes en los experimentos de física de
1580 partículas y altas energías, puesto que desempeñan un papel fundamental en la identifica-
1581 ción de partículas en dichos experimentos de una manera rápida y eficaz. Identificar nuevas
1582 partículas es, de hecho, el principal propósito de estos experimentos, por lo tanto los avances
1583 y mejoramientos de todo sistema cuya tarea esté relacionada con lo anterior, son de primera
1584 importancia para el desarrollo de esta área de la física.

1585 Capítulo 6

1586 Agradecimientos

1587 Al Dr. Antonio Ortiz Velásquez por su gran y constante apoyo, recomendaciones y su-
1588 pervisión a lo largo del desarrollo de todo el presente proyecto. Al Dr. Guy Paic por su
1589 colaboración en la supervisión de los experimentos, la elaboración de la tesis y los conse-
1590 jos respecto a ésta. Al Ing. Enrique Patiño por su constante ayuda en todos los detalles
1591 técnicos de las pruebas y elaboración de los experimentos. Al Instituto de Ciencias Nuclea-
1592 res de la Universidad Nacional Autónoma de México y al proyecto PAPIIT IN102118, por
1593 proporcionar todo el material, equipo y recursos necesarios para que estos experimentos pu-
1594 dieran realizarse. Finalmente, a todos aquellos que ayudaron con cualquier conocimiento o
1595 herramienta que facilitara la realización de esta tesis.

1596 Apéndice A

1597 Tarjeta NINO

1598 La tarjeta para procesar la señal contiene un chip NINO ASIC, ya que para aprovechar
1599 al máximo las propiedades temporales de un MRPC se necesita electrónica con determina-
1600 das características, que son: una entrada diferencial para aprovechar la señal diferencial del
1601 MRPC (que está dada por las bandas de cobre de una PCB y su correspondiente compañera
1602 en la otra placa), debe poder operar con una capacitancia de entrada de 30 pF, salida LVDS
1603 (*Low Voltage Differential Signal*), pulsos de salida dependientes de la carga de la señal de
1604 entrada, un amplificador rápido con tiempo de pico de menos de 1 ns (el tiempo de pico es
1605 el tiempo en el que un sistema tiene su oscilación máxima), umbral (threshold) del discrimi-
1606 nador ajustable en un rango de entre 10 y 100 fC y medición de carga de entrada [11]. Para
1607 lograr lo anterior se diseñó el chip NINO en el CERN, el cual cuenta con un discriminador y
1608 amplificador de 8 canales. Una de las ventajas de este chip es su bajo consumo de potencia
1609 por canal (40 mW).

1610 Se muestra a continuación un diagrama de bloques del chip NINO que muestra sus princi-
1611 pales componentes (A.1). Después de la etapa de entrada hay cuatro etapas de baja ganancia
1612 del amplificador diferencial de ancho de banda alto. Hay un circuito lento de retroalimenta-
1613 ción que suministra corriente para asegurar que la etapa de entrada permanezca polarizada
1614 correctamente. Adicionalmente, en este punto se agrega una compensación (offset) que sirve
1615 para ajustar el umbral (threshold). Hay también un ensanchador (stretcher) justo antes del
1616 controlador (driver) de la salida LVDS. El ancho de pulso antes del ensanchamiento varía
1617 entre 2 y 7 ns; después de éste el ancho de pulso es de 10 ns [11].

1618 En esencia, el chip NINO es un convertidor de corriente-voltaje que discrimina, amplifica
1619 y ajusta las señales que recibe. En la siguiente imagen se muestra el diagrama de bloques
1620 más detallado (A.2) del chip NINO [13]. El voltaje de operación de la tarjeta completa es de
1621 2.5 V. Cada tarjeta tiene tres chips NINO (figura A.3) ya que en total se tienen 24 bandas
1622 de cobre que segmentan las PCBs del MRPC. Para las pruebas de eficiencia con los dos
1623 pares de paletas centelladoras se utilizó la salida proporcionada por la compuerta OR de los
1624 chips NINO; es decir, cualquier excitación que se detectara en cualquiera de las bandas, era
1625 registrada por la tarjeta. Para las últimas pruebas en donde se activaron 16 de los 24 canales
1626 (representando a 16 pares de bandas de detección de las PCB) se utilizó la salida diferencial
1627 de cada canal (cuadro azul de la figura A.2).

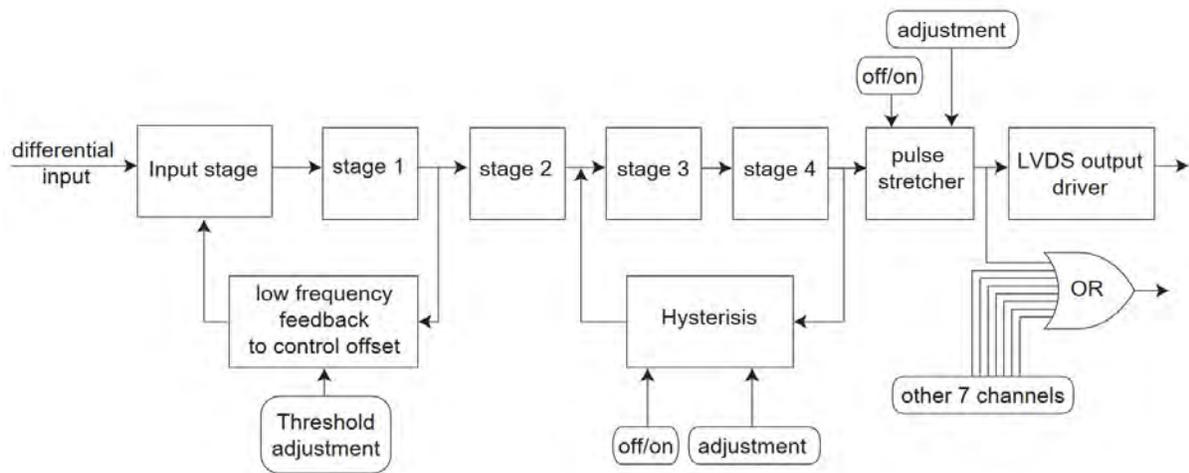


Figura A.1: Diagrama de bloques del chip NINO ASIC.

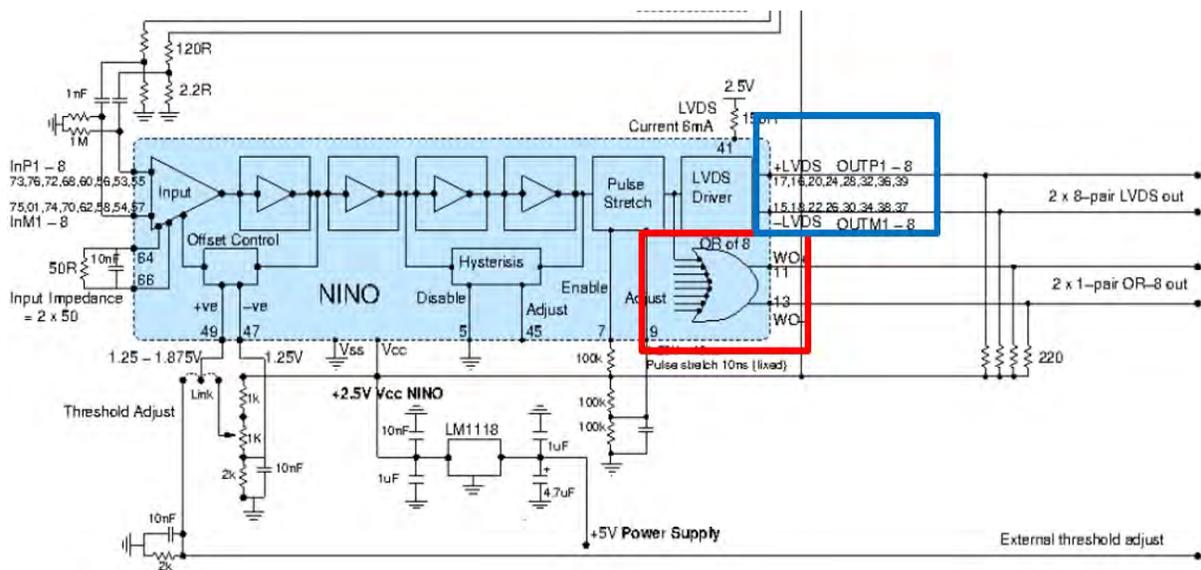


Figura A.2: NINO ASIC. En el recuadro rojo se observa la compuerta OR de ocho entradas que tiene cada chip; en el recuadro azul se muestran las señales de salida diferenciales.

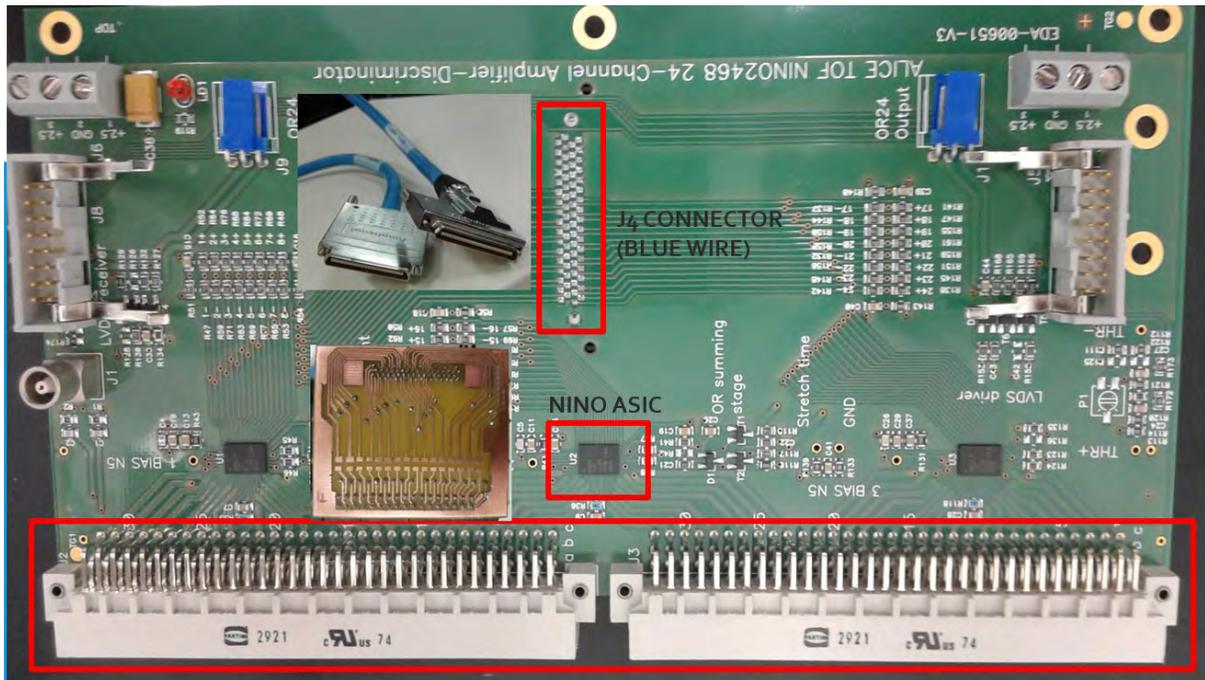


Figura A.3: Tarjeta electrónica con 3 chips NINO (señalado uno en un recuadro rojo) y el conector para el MRPC (recuadro rojo inferior).

1628 Apéndice B

1629 Ecuaciones para obtención del error 1630 estadístico

1631 En las mediciones de caracterización del MRPC con las paletas centelladoras grandes y
1632 chicas, se utilizó la siguiente ecuación:

$$\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\partial r}{\partial n_1}\right)^2 \epsilon_{n_1}^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial n_2}\right)^2 \epsilon_{n_2}^2} \quad (\text{B.1})$$

1633 En donde $r = n_1/n_2$, con n_1 como los conteos de las tres coincidencias (paletas más MRPC),
1634 n_2 como los conteos de las coincidencias entre las paletas únicamente (chicas y grandes),
1635 $\epsilon_{n_1} = \sqrt{n_1}$ y $\epsilon_{n_2} = \sqrt{n_2}$. Finalmente la ecuación obtenida para calcular el error es:

$$\epsilon = \sqrt{\frac{n_1}{n_2^2} + \frac{n_1^2}{n_2^3}} \quad (\text{B.2})$$

1636 Las ecuaciones anteriores pueden utilizarse dado que n_1 y n_2 tienen una correlación míni-
1637 ma, ya que los conteos que se obtienen en las paletas grandes o pequeñas en un determinado
1638 intervalo de tiempo, son los mismos independientemente de si el MRPC está o no colocado
1639 entre ellas.

1640 Apéndice C

1641 Curvas de eficiencia adicionales

1642 Aquí se presentan cuatro curvas de eficiencia para un RPC con una mezcla de tres gases:
1643 tetrafluoroetano ($C_2H_2F_4$ al 95.2 %), isobutano (iC_4H_{10} al 4.5 %) y hexafluoruro de azufre
1644 (SF_6) en cuatro diferentes proporciones que se muestran en la misma figura [9]. También se
1645 aprecia en la última curva de la imagen la generación de streamers y la eficiencia que éstos
1646 alcanzan cuando no se agrega SF_6 .

1647 En la figura C.2, se muestra la curva de eficiencia de un mrpc utilizado en el experimento
1648 ALICE, en específico para el TOF [17].

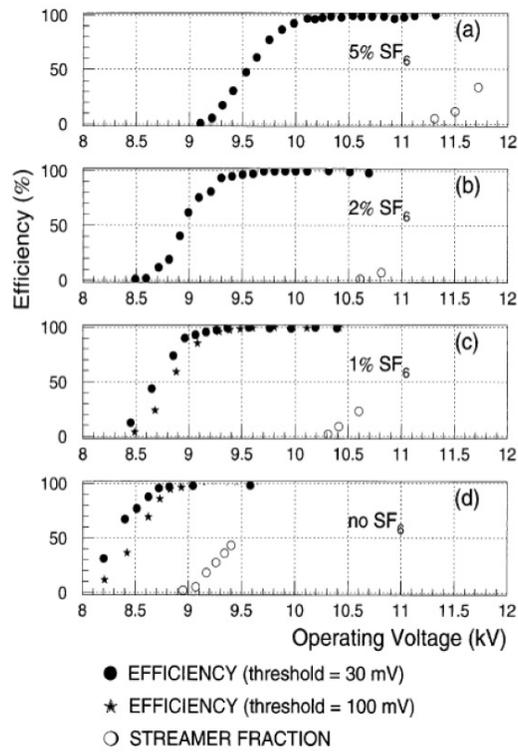


Figura C.1: Diferentes curvas de eficiencia dependiendo de la proporción de SF₆ usada en la mezcla de gases [9].

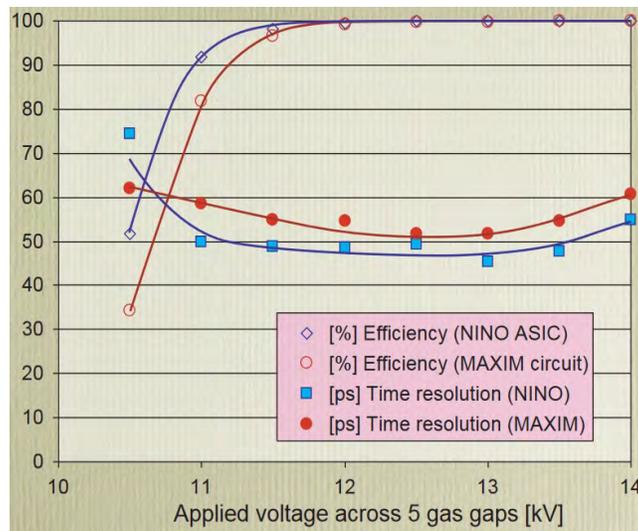


Figura C.2: Curva de eficiencia de un MRPC con 5 espacios utilizando tarjeta NINO [17].

1649 Apéndice D

1650 Las primeras partículas: electrón, 1651 protón, neutrón, fotón y los mesones

1652 La gran mayoría de los físicos, consideran que la física de partículas como tal, empezó
1653 en 1897 con el descubrimiento del electrón por J.J. Thomson [2], quien sabía que los rayos
1654 catódicos emitidos por un filamento a alta temperatura podían ser desviados con un imán,
1655 lo cual sugirió que éstos poseían carga eléctrica. Parecía, por lo tanto, que éstos eran algún
1656 tipo de partícula. Haciendo pasar el haz a través de campos eléctricos y magnéticos cruzados
1657 y ajustando la fuerza del campo hasta que la desviación neta fuera cero, Thomson logró
1658 determinar la velocidad de dichas partículas (aproximadamente $1/10$ de la velocidad de la
1659 luz), así como la razón carga-masa. Esta razón resultó ser demasiado grande en compara-
1660 ción con cualquier ion, lo cual indicaba que la carga era extremadamente grande o la masa
1661 extremadamente pequeña; la evidencia mostró que se trataba del segundo caso. Thomson
1662 llamó a estas partículas *corpúsculos*. En 1891, George Johnstone Stoney había introducido
1663 el término *electrón* para la unidad fundamental de carga, nombre que se tomaría de aquí en
1664 adelante para las partículas descubiertas por Thomson.

1665 Como se sabía que los átomos son eléctricamente neutros y que éstos son mucho más
1666 pesados que los electrones, Thomson pensó de qué forma podrían estar distribuidos dentro
1667 de los átomos para lograr una carga neutra y la masa de éstos. Fue así como propuso el
1668 modelo del pudín de pasas, en el que los electrones (papas) estaban distribuidos dentro
1669 de una masa cargada positivamente (pudín). El modelo fue descartado dada la evidencia
1670 proporcionada por el experimento de dispersión de Rutherford, pues mostraba que la carga
1671 positiva y la mayoría de la masa de los átomos, está concentrada en el núcleo ubicado en
1672 el centro del átomo. El núcleo del átomo más ligero (hidrógeno) fue nombrado *protón* por
1673 Rutherford. En 1914 [2] Niels Bohr propuso un modelo para el hidrógeno que consistía en
1674 un electrón orbitando al protón, tal y como lo hacen los planetas con el sol, manteniendo la
1675 órbita gracias a la atracción mutua de las cargas opuestas de estas dos partículas. De esta
1676 forma Bohr pudo calcular el espectro del hidrógeno, obteniendo resultados muy similares a
1677 los de los experimentos. Fue normal entonces pensar que los núcleos de átomos más pesados
1678 estaban conformados por dos o más protones enlazados y con un número similar de electrones
1679 orbitándolos. Desafortunadamente se descubrió que el helio, el siguiente elemento más ligero,
1680 si bien cuenta con dos protones y dos electrones, pesa cuatro veces más que el hidrógeno;
1681 este fenómeno ocurrió con el resto de los elementos. El dilema se resolvió en 1932 [2] cuando

1682 Chadwick descubrió el neutrón (el gemelo eléctricamente neutro del protón). Se observó
 1683 que en general los átomos tienen un número similar de protones y neutrones, descubriendo
 1684 adicionalmente los isótopos (átomos de un mismo elemento con mismo número de protones
 1685 pero diferente número de neutrones).

1686 Una vez definido el trío de partículas que conforman el átomo, se tiene ahora otra partícu-
 1687 la igual de importante aunque no tan parecida en características a las tres anteriores: el fotón.
 1688 La primera contribución de importancia respecto al fotón fue hecha por Max Planck en 1900
 1689 [2]. Planck estaba intentando explicar el famoso espectro de radiación del cuerpo negro para
 1690 la radiación electromagnética emitida por un objeto a alta temperatura. La mecánica esta-
 1691 dística había tenido éxito demostrando otros fenómenos termodinámicos, pero en este caso
 1692 arrojó resultados sin sentido cuando se aplicó a campos electromagnéticos; particularmente
 1693 se llegó a la *catástrofe ultravioleta*, prediciendo que la potencia total radiada tendría que ser
 1694 infinita. Planck encontró que podía escapar de esta catástrofe (y ajustar los resultados a la
 1695 curva experimental) si suponía que la radiación electromagnética es *cuantizada* en pequeños
 1696 "paquetes" de energía dados por:

$$E = h\nu \tag{D.1}$$

1697 en donde ν es la frecuencia de la radiación y h es la constante de Planck. Sin embargo, Planck
 1698 no dio ninguna explicación de por qué la radiación estaba cuantizada, pues sencillamente
 1699 pensó que se trataba de alguna peculiaridad en el proceso de emisión.

1700 En 1905 [2], Einstein argumentó que la cuantización de la energía era una característica
 1701 del campo electromagnético como tal y que no tenía nada que ver con el mecanismo de
 1702 emisión. Con este argumento, Einstein tomó la idea de Planck para explicar el famoso *efecto*
 1703 *fotoeléctrico*, un fenómeno que consiste en que al haber radiación electromagnética incidente
 1704 en una superficie de metal, algunos electrones que la conforman son expulsados. Einstein
 1705 sugirió que un cuanto de luz incidente golpeaba un electrón en el metal, dándole su energía
 1706 ($h\nu$), entonces el electrón excitado se abría paso a través de la superficie, perdiendo una
 1707 energía w en el proceso (la llamada *función trabajo*, una constante empírica cuyo valor
 1708 depende del material). Por lo tanto, el electrón emerge de la superficie con una energía:

$$E \leq h\nu - w \tag{D.2}$$

1709 (la razón de la desigualdad es que el electrón puede perder algo de energía antes de llegar a la
 1710 superficie). La ecuación D.2 propuesta por Einstein tiene una implicación muy importante:
 1711 la energía máxima del electrón es independiente de la intensidad de la luz incidente, ésta
 1712 más bien depende sólo de la frecuencia. Un haz de luz más intenso lo que hará es expulsar
 1713 un mayor número de electrones, pero sus energías serán las mismas.

1714 Lo que finalmente concretó la idea del fotón (y la luz) como una partícula, fue el expe-
 1715 rimento llevado a cabo por Compton en 1923 [2], quien encontró que la luz dispersada por
 1716 una partícula en reposo es desplazada en su longitud de onda de acuerdo a la ecuación:

$$\lambda' = \lambda + \lambda_c(\cos\theta) \tag{D.3}$$

1717 en donde λ es la longitud de onda incidente, λ' es la longitud de onda dispersada y θ es el
 1718 ángulo de dispersión; así entonces:

$$\lambda_c = h/mc \tag{D.4}$$

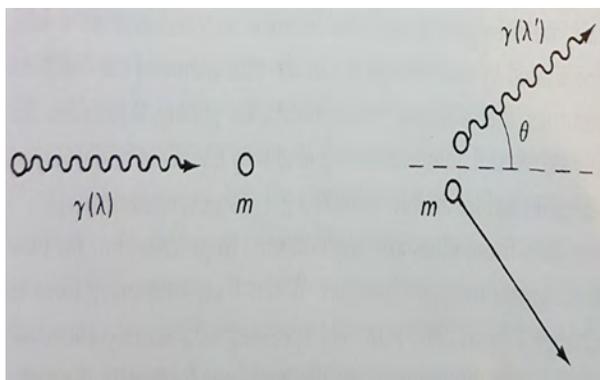


Figura D.1: Dispersión Compton. Un fotón de longitud de onda λ dispersa a una partícula de masa m , inicialmente en reposo. El fotón dispersado tiene longitud de onda λ' dada por la ecuación D.3.

1719 es la *longitud de onda de Compton* de la partícula blanco de masa m . Esta es precisamente
 1720 la ecuación que se obtiene si se trata a la luz como una partícula con masa en reposo de cero,
 1721 con energía dada por la ecuación D.1 y aplicando luego las leyes de conservación de energía
 1722 (relativista) y momento justo como se haría para una colisión elástica ordinaria (figura D.1).

1723 De esta forma se obtuvo evidencia experimental de que la luz se comporta como una
 1724 partícula en las escalas subatómicas. Así, el fotón encontró de modo natural un lugar en
 1725 la teoría cuántica de campos, y ofreció toda una nueva perspectiva de las interacciones
 1726 electromagnéticas. En la electrodinámica clásica, se atribuye la repulsión eléctrica de dos
 1727 electrones al campo eléctrico que los rodea; cada electrón contribuye y responde al campo. Sin
 1728 embargo, en la teoría cuántica de campos, el campo eléctrico está cuantizado, precisamente,
 1729 en forma de fotones, y por ello la interacción puede describirse como un flujo de fotones
 1730 pasando entre dos cargas, cada electrón emitiendo y absorbiendo fotones continuamente.
 1731 Este mismo caso puede extrapolarse a cualquier fuerza en donde no se ejerza contacto.
 1732 En donde clásicamente se interpreta una acción a distancia mediada por un campo, ahora
 1733 puede decirse que en realidad está mediada por un intercambio de partículas (los *cuantos*
 1734 del campo).

1735 Volviendo a los tres constituyentes básicos del átomo, surgió otro problema con los mo-
 1736 delos atómicos propuestos: ¿cómo es que el núcleo de los átomos podía mantenerse unido?,
 1737 los protones cargados positivamente deberían repelerse entre sí de manera intensa debido
 1738 a las distancias tan cercanas a las que se encuentran. Esto llevó a los físicos a pensar en
 1739 que debía haber una fuerza más intensa que la fuerza de repulsión eléctrica y que mantiene
 1740 unidos a los protones y neutrones juntos en el núcleo; a esta fuerza se le conoce hoy en
 1741 día como fuerza o *interacción fuerte*. No obstante, ya que en el mundo macroscópico no se
 1742 siente esta fuerza aún siendo tan intensa (a nivel macroscópico somos regidos por las fuerzas
 1743 gravitacional y electromagnética), se supuso también que dicha interacción tiene un rango
 1744 de acción muy limitado (del orden de las distancias entre protones, es decir del orden de
 1745 10^{-15} m), a diferencia de las fuerzas electromagnética y gravitacional, cuyo rango de acción
 1746 es infinito.

1747 La primera teoría de la fuerza fuerte fue propuesta por Yukawa en 1934 [2], quien supuso
 1748 que el protón y el neutrón se atraen mutuamente por un campo de algún tipo. Este cam-

1749 po tendría que ser cuantizado, por lo que Yukawa se preguntó cuáles tendrían que ser las
1750 propiedades del cuanto (partícula análoga al fotón en el electromagnetismo) que describiría
1751 a la interacción fuerte. Por un lado, el corto alcance de la fuerza indicaba que tendría que
1752 ser pesado; Yukawa calculó que su masa debía ser cerca de 300 veces la del electrón, o cerca
1753 de un sexto de la del protón [2]. La partícula de Yukawa fue conocida en ese entonces como
1754 *mesón* (que significa de masa media). Con el mismo razonamiento, al electrón se le llama
1755 *leptón* (de poca masa), mientras que el protón y el neutrón son *bariones* (de gran masa).

1756 Yukawa sabía que una partícula con estas características nunca había sido observada en el
1757 laboratorio, por lo que pensó que su idea era incorrecta. Sin embargo, en 1937 experimentos
1758 de rayos cósmicos llevados a cabo por dos grupos distintos (Anderson y Neddermeyer en la
1759 Costa Oeste y Street y Stevenson en la Este) [2], identificaron partículas que correspondían
1760 con la descripción de Yukawa. Pero conforme más estudios de rayos cósmicos se efectuaban,
1761 empezaron a aparecer discrepancias, pues las partículas encontradas tenían un tiempo de
1762 vida distinto y parecían ser considerablemente más ligeras de lo que él había predicho. En
1763 1946 se realizaron experimentos decisivos en Roma que demostraron que las partículas que
1764 conforman los rayos cósmicos interactúan muy débilmente con los núcleos atómicos. El dilema
1765 finalmente se resolvió en 1947, cuando Powell y sus colaboradores en Bristol descubrieron
1766 que en realidad hay dos partículas de masa media en los rayos cósmicos, a los que llamaron
1767 partículas π (o piones) y μ (o muones). Así, el verdadero mesón de Yukawa es el π , que es
1768 producido abundantemente en la alta atmósfera, y se desintegra mucho antes de llegar al
1769 suelo. Uno de los productos de decaimiento es precisamente el μ que es más ligero, con mayor
1770 tiempo de vida y que puede ser observado a nivel del mar. Fue así que en la búsqueda del
1771 mesón de Yukawa se descubrió al muón, el cual no tiene nada que ver con las interacciones
1772 fuertes, porque de hecho se comporta exactamente igual a una versión más pesada del electrón
1773 y pertenece por lo tanto a la familia de los leptones.

1774 Apéndice E

1775 Antipartículas y la nueva propiedad de 1776 "extrañeza"

1777 La historia de las antipartículas empieza con la ecuación de Dirac en 1927 [2]. Ésta descri-
1778 be a electrones libres con energía dada por la fórmula relativista $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$, pero había
1779 un problema con esto ya que para cada solución de energía positiva ($E = +\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$),
1780 había una solución correspondiente con energía negativa ($E = -\sqrt{p^2c^2 + m^2c^4}$). Esto im-
1781 plicaba que debido a la tendencia de cada sistema de evolucionar en la dirección de menor
1782 energía, el electrón debería "moverse" a estados más negativos, radiando energía infinita en
1783 el proceso. Para salvar su ecuación, Dirac propuso que todos los estados de energía negativa
1784 están ocupados por un "mar" infinito de electrones. Ya que este mar está siempre presente y
1785 es perfectamente uniforme, no ejerce una fuerza neta sobre nada. Luego Dirac usó el principio
1786 de exclusión de Pauli (que establece que dos electrones no pueden ocupar el mismo estado
1787 cuántico) para tratar de explicar por qué los electrones que se observan están confinados a
1788 los estados de energía positiva. Sin embargo, si esto es cierto queda el detalle de qué es lo
1789 que sucede cuando se le da a alguno de los electrones de ese mar una energía suficiente para
1790 pasar a un estado de energía positiva. La "ausencia" del electrón en el mar puede interpre-
1791 tarse como una carga neta positiva en esa posición, y la ausencia de su energía negativa sería
1792 entonces vista como energía positiva neta. Por lo tanto un "agujero en el mar" funcionaría
1793 como una partícula ordinaria con energía y carga positivas. Dirac pensó que tales partículas
1794 tendrían que ser los protones, pero luego se dio cuenta de que éstos debían tener la misma
1795 masa del electrón. Para este momento no se conocía ninguna partícula con estas caracte-
1796 rísticas; no fue hasta 1931, cuando Anderson descubrió el *positrón*, el gemelo del electrón
1797 cargado positivamente, que Dirac vio su teoría triunfar .

1798 A pesar de esto, muchos físicos no estaban del todo convencidos con la idea del "mar" de
1799 Dirac, por lo que en los años 40 Stueckelberg y Feynman [2] proporcionaron una interpretación
1800 más simple de los estados de energía negativa. En su formulación, las soluciones de energía
1801 negativa son reexpresadas como estados de energía positiva de una partícula diferente (el
1802 positrón). El electrón y el positrón aparecen en un mismo escenario y no hay necesidad de
1803 un mar de electrones o de agujeros. Por otra parte, fue muy evidente que la dualidad en la
1804 ecuación de Dirac es una característica profunda y universal de la teoría cuántica de campos,
1805 pues por cada partícula debe existir su correspondiente antipartícula, con la misma masa
1806 pero carga eléctrica opuesta. Así, el positrón es el *antielectrón*. El antiprotón fue observado

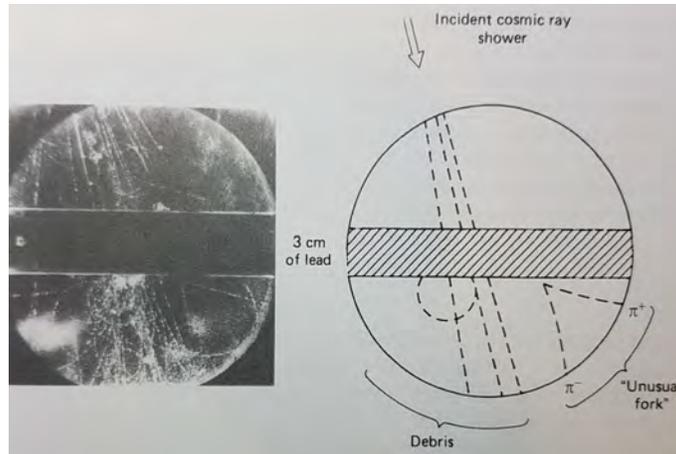


Figura E.1: La primera partícula con la propiedad de extrañeza. Los rayos cósmicos inciden sobre una placa de plomo produciendo un K^0 , que posteriormente decae en un par de piones cargados.

1807 por primera vez en el Bevatron de Berkley en 1955, y el antineutrón fue descubierto en el
 1808 mismo laboratorio al año siguiente. Es importante mencionar que algunas partículas son su
 1809 propia antipartícula. Por ejemplo el fotón: $\gamma = \bar{\gamma}$.

1810 Hasta este punto es normal preguntarse cómo es que el antineutrón difiere del neutrón si
 1811 ambos son eléctricamente neutros. La respuesta es que los neutrones tienen otros números
 1812 cuánticos además de la carga (en particular el número bariónico), el cual cambia de signo
 1813 para su antipartícula. Adicionalmente, aunque la carga neta es cero, el neutrón tiene una
 1814 estructura de carga (positiva en el centro y cerca de la superficie y negativa entre ambas
 1815 regiones) y un momento magnético; éstos también tienen un signo opuesto para el caso de
 1816 \bar{n} .

1817 Después del descubrimiento de las partículas mencionadas y sus respectivas antipartícu-
 1818 las, les siguieron muchas otras en las décadas venideras. En diciembre de 1947, Rochester y
 1819 Butler [2] publicaron la fotografía de la cámara de niebla mostrada en la figura E.1. En esta
 1820 imagen los rayos cósmicos entran desde la parte superior izquierda e inciden en una placa de
 1821 plomo produciendo una partícula neutra; se sabe de la existencia de dicha partícula cuando
 1822 decae en otras dos partículas cargadas, formando así la "V" en la parte inferior derecha.
 1823 Posteriormente se sabía que estas partículas eran dos piones: un π^+ y un π^- . Así fue como
 1824 se encontró una nueva partícula neutra con al menos el doble de la masa del pión, a la cual
 1825 se le llamó K^0 (kaón):



1826 Luego en 1949 [2], Brown y sus colaboradores mostraron el decaimiento del kaón cargado
 1827 en una fotografía parecida:



1828 En cierta forma, puede decirse que los kaones son como piones pesados, por lo que la familia
 1829 de mesones fue extendida para incluirlos. En los años siguientes, muchos otros mesones fueron
 1830 descubiertos (como por ejemplo el η , el ϕ , el ω , el ρ , etc.). Mientras tanto en 1950 [2], una
 1831 nueva partícula neutra había sido descubierta por el grupo de Anderson en el Cal Tech. Las

1832 fotografías eran similares a la figura E.1, pero esta vez los productos eran un protón p^+ y
 1833 un π^- . Los productos de decaimiento indicaban que esta partícula era sustancialmente más
 1834 pesada que el protón; a ésta se le llamó Λ :

$$\Lambda \rightarrow p^+ + \pi^- \quad (\text{E.3})$$

1835 Esta nueva partícula pertenece (junto con el protón y el neutrón) a la familia de bariones.

1836 Conforme se iban descubriendo estas nuevas partículas, los físicos empezaron a deno-
 1837 minarlas como extrañas debido a que éstas se producían de manera abundante (en una
 1838 escala de tiempo del orden de 10^{-23} segundos), pero su decaimiento era relativamente lento
 1839 (del orden de 10^{-10} segundos). Lo anterior sugirió a Pais y otros [2] que su mecanismo de
 1840 producción es completamente diferente del de desintegración. Actualmente se sabe que las
 1841 partículas extrañas son producidas por la fuerza fuerte, pero el decaimiento se rige por la
 1842 fuerza *débil* (que explica el decaimiento beta). Los detalles del esquema de Pais requerían
 1843 que las partículas fueran producidas en pares (la llamada producción asociada). En 1953 [2]
 1844 Gell-Mann y Nishijima encontraron una manera simple y exitosa de implementar y probar
 1845 la idea de Pais; asignaron a cada partícula una nueva propiedad a la que Gell-Mann llamó
 1846 *extrañeza* que, como la carga, el número leptónico y bariónico, es una cantidad conservada
 1847 en cualquier interacción fuerte, pero no así en una interacción débil. Por ejemplo, en una
 1848 colisión pión-protón, pueden producirse dos partículas extrañas:

$$\begin{aligned} \pi^- + p^+ &\rightarrow K^+ + \Sigma^- \\ &\rightarrow K^0 + \Sigma^0 \\ &\rightarrow K^0 + \Lambda \end{aligned} \quad (\text{E.4})$$

1851 Aquí, los kaones tienen una extrañeza $S = +1$, las sigmas y la lambda tienen $S = -1$ y las
 1852 partículas "ordinarias" (pión, protón y neutrón) tienen $S = 0$. También hay que tener en
 1853 cuenta que en realidad nunca se produce una única partícula extraña:

$$\begin{aligned} \pi^- + p^+ &\rightarrow \pi^+ + \Sigma^- \\ &\rightarrow \pi^0 + \Lambda \\ &\rightarrow K^0 + n \end{aligned} \quad (\text{E.5})$$

1856 Por otra parte, cuando estas partículas decaen, la extrañeza no se conserva:

$$\begin{aligned} \Lambda &\rightarrow p^+ + \pi^- \\ \Sigma^+ &\rightarrow p^+ + \pi^0 \\ &\rightarrow n + \pi^+ \end{aligned} \quad (\text{E.6})$$

1859 Estos son procesos *débiles*, los cuales, como se mencionó, no respetan la conservación de la
 1860 extrañeza.

1861 Este zoológico de partículas que parecía muy ordenado en 1947, había crecido en una
 1862 jungla para 1960; la física de hadrones estaba resultando ser muy caótica. La gran variedad
 1863 de partículas que interactuaban con la fuerza fuerte fue dividida en dos grandes familias, los
 1864 mesones y los bariones. Los miembros de cada familia fueron distinguidos por su carga, masa
 1865 y extrañeza; pero más allá de ello no había alguna razón del por qué tenía que ser así, por
 1866 lo que para 1960, las partículas elementales estarían acomodándose en una especie de "tabla
 1867 periódica" .

1868 Bibliografía

- 1869 [1] COUGHLAN, G. D., DODD, J. E. y GRIPAIS, B. M. *The ideas of particle physics*,
1870 third edition, Cambridge University Press, USA, New York, 2009.
- 1871 [2] GRIFFITHS, D. *Introduction to Elementary Particles*, second revised edition, WILEY-
1872 VCH, Federal Republic of Germany, 2010.
- 1873 [3] NAGASHIMA, Y. *Elementary Particle Physics. Volume I: Quantum Field Theory and*
1874 *Particles* WILEY-VCH, Federal Republic of Germany, 2010.
- 1875 [4] LOZANO LEYVA, M. *Los rayos cósmicos, las energías más extremas del universo*, RBA
1876 Contenidos Editoriales y Audiovisuales, S.A.U., España, Navarra, 2016.
- 1877 [5] GRUPEN, C., SHWARTZ, B. *Particle Detectors*, second edition, Cambridge Monographs
1878 on Particle Physics, Nuclear Physics, and Cosmology, USA, New York, 2008.
- 1879 [6] DEPPNER, M., *Development of a fully differential Multi-gap Resistive Plate Chamber*
1880 *for the CBM Experiment*, Combined Faculties of the Natural Sciences and Mathematics
1881 of the Ruperto-Carola-University of Heidelberg. Germany, 2013.
- 1882 [7] LIPPMANN, C., *Detector Physics of Resistive Plate Chambers*, Departamento de Física
1883 de la Universidad Johann Wolfgang Goethe, Frankfurt, Alemania, 2003.
- 1884 [8] NECCHI, M., *Resistive Plate Chambers: from high energy physics to biomedical appli-*
1885 *cations*, Universidad de Pavia, Departamento de Física Nuclear y Teórica, Pavi, Italia,
1886 2008.
- 1887 [9] LOTERMAN, D., *Development of a Glass Resistive Plate Chamber for the Phase-2 Up-*
1888 *grade of the CMS Detector at the Large Hadron Collider*, Universidad de Gante, Flandes,
1889 Bélgica, 2014.
- 1890 [10] ALICE COLLABORATION, *Precision measurement of the mass difference between light*
1891 *nuclei and anti-nuclei*, Nature Physics, Volumen 11, Agosto 2015.
- 1892 [11] ANGHINOLFI, F., JARRON, P., MARTEMIYANOV, A.N., ET AL, *NINO: an ultra-fast*
1893 *and low-power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive*
1894 *plate chamber*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, ELSEVIER, Julio,
1895 2014.

- 1896 [12] ANGHINOLFI, F., JARRON, P., KRUMMENACHER, F., ET AL, *NINO, an ultra-fast,*
1897 *low-power, front-end amplifier discriminator for the Time-Of-Flight detector in ALICE*
1898 *experiment*, Universidad de Glasgow, IEEE, 2008.
- 1899 [13] ANNAND, J.R.M., *Status of the NINO-Based Discriminator*, Escuela de Física y As-
1900 tronomía de la Universidad de Glasgow, Junio 2013.
- 1901 [14] YING, J., YE, Y.L., ET AL, *Study of an avalanche-mode resistive plate chamber*, De-
1902 partment of Technical Physics, Peking University, Beijing, China, 2000.
- 1903 [15] GLENN, F., *Radiation Detection and measurement*, John Wiley and sons, Inc., 4ta
1904 edición, E.U.A., 2010.
- 1905 [16] THE CMS COLLABORATION, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with*
1906 *the CMS experiment at the LHC*, European Organization for Nuclear Research (CERN),
1907 CERN-PH-EP, 29 de enero de 2013.
- 1908 [17] WILLIAMS, C., ALICE COLLABORATION, *Development of high time resolution Multi-*
1909 *gap RPCs for the TOF detector of ALICE*, Advanced Technology and Particle Physics,
1910 p. 563-568 (2002).