



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
POSGRADO EN CIENCIAS FÍSICAS  
INSTITUTO DE FÍSICA

ANÁLISIS DE PULSOS TARDÍOS Y GANANCIA EN EL DETECTOR V0A EN EL  
EXPERIMENTO ALICE

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS (FÍSICA)

PRESENTA:  
LUCÍA PEDRAZA DÍAZ

TUTOR O TUTORES PRINCIPALES  
DR. JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA  
[INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM](#)

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR  
DR. ERNESTO JOSÉ MARÍA DE LA SALETE BELMONT MORENO  
[INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM](#)  
DR. ANDRÉS SANDOVAL ESPINOSA  
[INSTITUTO DE FÍSICA, UNAM](#)

MÉXICO, D. F. [MARZO](#) 2015



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.

## ÍNDICE GENERAL

<b>Lista de figuras</b>	<b>3</b>
<b>Lista de tablas</b>	<b>7</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>9</b>
<b>2. Antecedentes</b>	<b>13</b>
2.1. El LHC . . . . .	13
2.2. El Modelo Estándar . . . . .	16
2.3. La Cromodinámica Cuántica . . . . .	18
2.3.1. El plasma de quarks y gluones . . . . .	19
<b>3. Detectores de Radiación</b>	<b>21</b>
3.1. Interacción de la radiación con la materia . . . . .	21
3.2. Detectores de Radiación . . . . .	24
3.2.1. Detectores de centelleo . . . . .	27
3.3. Tubos fotomultiplicadores . . . . .	29
3.3.1. Multiplicación de electrones . . . . .	34
3.3.2. Tiempo de respuesta y resolución temporal . . . . .	35
3.3.3. Ruido y Pulsos tardíos en los tubos fotomultiplicadores . . . . .	37
3.4. Electrónica . . . . .	40
3.4.1. Digitalización de las señales . . . . .	42
<b>4. ALICE y el detector V0</b>	<b>45</b>
4.1. ALICE . . . . .	45
4.2. El detector V0 . . . . .	49
4.3. Sistema de trigger de ALICE y del detector V0 . . . . .	52
4.4. Calibración y desempeño del detector V0A . . . . .	55

<b>5. Metodología</b>	<b>59</b>
5.1. Generación y digitalización de las señales . . . . .	60
5.2. Curvas de ganancia de los PMT's del detector V0A . . . . .	61
5.3. Variación de la carga integrada . . . . .	62
5.4. Caracterización de pulsos tardíos . . . . .	64
5.5. Calibración del detector V0A con muones atmosféricos . . . . .	66
<b>6. Resultados y discusiones</b>	<b>69</b>
6.1. Curvas de ganancia con el LED pulsado . . . . .	69
6.2. Variación de la carga integrada . . . . .	72
6.2.1. Carga integrada en un intervalo de 50 ns en función del desfase . . . . .	73
6.2.2. Carga integrada en un intervalo de 20 ns en función del desfase . . . . .	75
6.2.3. Carga integrada en un intervalo de 10 ns en función del desfase . . . . .	77
6.3. Caracterización de pulsos tardíos . . . . .	79
6.3.1. Tasa de pulsos tardíos . . . . .	82
6.3.2. Reducción de los pulsos tardíos . . . . .	84
6.4. Calibración con muones atmosféricos . . . . .	87
<b>7. Conclusiones</b>	<b>93</b>
<b>Apéndice A.</b>	<b>97</b>
<b>Apéndice B.</b>	<b>103</b>
Referencias . . . . .	109

## ÍNDICE DE FIGURAS

2.1.	Conjunto de aceleradores que pertenecen al CERN (Lefevre, 2009). . . . .	14
2.2.	(a) Campo de color a un alcance corto se comportó como el campo en QED, (b) A largo alcance, comportamiento de flujo de tubo, (c) A muy largo alcance, se convierte más energéticamente favorable para que un nuevo par de quarks se produzca. . . . .	20
3.1.	Poder de frenado para muones positivos en Cu como función de $\beta\gamma = p/Mc$ (Beringer et al.(PDG),2014) . . . . .	22
3.2.	Distribución gaussiana centrada en el valor promedio $z_0$ . . . . .	25
3.3.	Proceso de fluorescencia. Fuente: propia, modificado de Beringer et al. (PDG) (2014). . . . .	29
3.4.	Esquema de la estructura general de un PMT. . . . .	29
3.5.	Modelo de bandas. . . . .	30
3.6.	Respuesta espectral de tres fotomultiplicadores diferentes (Hamamatsu, 2012). . . . .	31
3.7.	Cadena de resistores divisores del voltaje entre el fotocátodo y ánodo de un PMT, fuente: propia, modificada de Flyckt y Marmonier (2002). . . . .	32
3.8.	Tipos de dínodos. (a) Caja circular, (b) Caja y rejilla, (c) Enfocado lineal, (d) Persiana veneciana, (e) MCP y (f) Canal metálico, (Photomultiplier Tubes, s.f). . . . .	33
3.9.	(a) Estructura interna de tubos fotomultiplicadores tipo malla, (b) Caracteísit- cas magnéticas de los tubos fotomultiplicadores dentro de campos magnéticos intensos (Flyckt y Marmonier, 2002). . . . .	34
3.10.	Sistema óptico y electrónico de un PMT convencional. . . . .	36
3.11.	Proceso de conversión analógico-digital. Fuente: propia, modificado de Huircán (2007). 43	
3.12.	Señal eléctrica y compuerta lógica de integración generadas para un QDC. Fuente: propia, modificado de Tintori (2008). . . . .	43
4.1.	Sistema coordinado de ALICE. . . . .	46
4.2.	Sistema ITS (Scott, 2013, p.43) . . . . .	48

4.3. TPC. . . . .	48
4.4. Posición del V0 dentro de ALICE. . . . .	50
4.5. Detector V0. . . . .	51
4.6. Generación del MB trigger. . . . .	53
4.7. Alineación de tiempos para los eventos BB y BG (Cortese, P. et al.,2004). . . . .	54
4.8. Geometría de la colisión entre iones de núcleos pesados con radio R y parámetro de imapcto b (Scott, 2013). . . . .	55
4.9. Arreglo experimental de la calibración realizada en el año 2006 (León,2007). . . . .	56
4.10. Arreglo experimental utilizado para la caracterización del detector V0 en el año 2006. . . . .	56
5.1. Arreglo experimental para el registro de las señales. . . . .	60
5.2. Distribuciones de amplitud y carga de S6R0. . . . .	62
5.3. Señal de S6R0 a 1900 V, con una compuerta de integración de 20 ns. . . . .	63
5.4. Pulsos tardíos presentes en el anillo S6R0 a cuatro diferentes altos voltajes. . . . .	65
5.5. Sistema para la detección de muones atmosféricos. . . . .	67
5.6. Cadena de electrónica para la detección de muones. . . . .	67
6.1. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013. . . . .	70
6.2. Carga integrada en función del ancho de la compuerta para S6R0, S6R1 y S6R3. . . . .	73
6.3. Porcentaje de carga integrada en función del ancho de la compuerta para S6R0, S6R1 y S6R3. . . . .	74
6.4. Carga integrada en 50 ns con desfase para S6R0 y S6R1. . . . .	75
6.5. Porcentaje de carga integrada en 50 ns con desfase, para S6R0 y S6R1. . . . .	75
6.6. Carga integrada en 20 ns con desfase para S6R0 y S6R1. . . . .	76
6.7. Porcentaje de carga integrada en 20 ns con desfase para S6R0 y S6R1. . . . .	77
6.8. Carga integrada en 10 ns con desfase para S6R0 y S6R1. . . . .	77
6.9. Porcentaje de carga integrada en 10 ns con desfases, para S6R0 y S6R1. . . . .	78
6.10. Correlación tiempo-amplitud. . . . .	79
6.11. Distribuciones temporales de S6R0, S7R3, S3R1 y S1R2. . . . .	80
6.12. Grupos de pulsos tardíos observados en los 24 PMT's medidos a 2000 V (azul) y 2200 V (rojo). . . . .	81
6.13. Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para las celdas de los sectores S0 y S1. . . . .	83
6.14. Tasa y amplitud de pulsos tardíos en función del alto voltaje del sector S3 . . . . .	83
6.15. Tasa y amplitud de pulsos tardíos en función del alto voltaje del sector S7 . . . . .	84
6.16. S0R0. Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación en MIP's. . . . .	84
6.17. Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación en MIP's. . . . .	85
6.18. Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación en MIP's. . . . .	86

6.19. Diagramas de dispersión de (a) la paleta a 1600 V; (b) S0R2 y (c) S0R3 a 2200 V. . . . .	87
6.20. Correlaciones temporales entre la paleta y las celdas S0R2 y S0R3. . . . .	88
6.21. Distribuciones de amplitud de S0R2 y S0R3 a 2200V. . . . .	88
6.22. Diagramas de dispersión para la paleta a 1600 V y las celdas S0R2 y S0R3 a 2200 V	89
6.23. correlaciones de tiempo de la paleta y las celdas S0R2 y S0R3. . . . .	90
6.24. Distribución de amplitudes de las celdas S0R2 y S0R3 a 2300V. . . . .	90
6.25. Arreglo experimental para la detección de muones con dos paletas centelladoras.	91
A.1. Sector 0. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013. . . . .	97
A.2. Sector 1. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013. . . . .	98
A.3. Sector 3. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013. . . . .	99
A.4. Sector 6. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013. . . . .	100
A.5. Sector 7. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013. . . . .	101
B.1. Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación a diferentes altos voltajes para todos los anillos del sector S0. . . . .	103
B.2. Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para todos los anillos del sector S1	104
B.3. Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para todos los anillos del sector S2.	105
B.4. Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para todos los anillos del sector S3.	106
B.5. sector s6 . . . . .	107
B.6. sector s7 . . . . .	108



## ÍNDICE DE TABLAS

2.1. Parámetros para colisiones p-p (Brüning, O. S. et al., 2004) . . . . .	16
2.2. Parámetros para colisiones Pb-Pb (Brüning, O. S. et al., 2004). . . . .	16
2.3. Bosones. . . . .	17
2.4. Leptones. La carga está en unidades de la carga del positron ( $e^+$ ) $e = 1.602 \times 10^{-19}C$ , (Gasiorowicz et al., 2005) . . . . .	17
2.5. Quarks. Espín 1/2, constituyentes de los hadrones. . . . .	18
4.1. Intervalos de pseudorapidez y radios de convergencia (cm) cubiertos por los anillos del V0A y del V0C (The ALICE Collaboration, 2013). . . . .	50
5.1. Orden de las conexiones durante adquisición de datos. . . . .	61
5.2. Análisis por etapa. . . . .	64
5.3. Altos Voltajes aplicados por etapa. . . . .	68
6.1. Sector S0. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013. . . . .	69
A.1. Sector S0. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013. . . . .	98
A.2. Sector 1. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013. . . . .	99
A.3. Sector 3. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013. . . . .	100
A.4. Sector 6. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013. . . . .	101
A.5. Sector 7. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013. . . . .	102



# Capítulo 1

---

## INTRODUCCIÓN

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) es uno de los cuatro experimentos más importantes del Gran Colisionador de Hadrones (Large Hadron Collider, LHC por sus siglas en inglés). Está diseñado para estudiar las colisiones entre iones pesados. Estudia la física de las interacciones fuertes y el plasma de quarks y gluones a densidades y temperaturas extremas. El experimento consiste básicamente de un barril central, un espectrometro de muones y un conjunto de detectores delanteros. Uno de los detectores delanteros es el detector V0 formado por dos discos de plástico centellador V0A y V0C. El detector V0A fue construido en el año 2006 por el grupo experimental de Altas Energías del Instituto de Física de la UNAM y es un detector (junto con el V0C) que juega un papel central en ALICE.

El detector V0 tiene varias funciones, entre ellas las más importantes son: generar un trigger cuando ocurre una colisión haz-haz, un trigger cuando ocurre una colisión haz-gas, y un trigger de centralidad y multiplicidad de la colisión. Además de esto se utiliza para medir la luminosidad del haz y para reconstruir el plano de reacción de la colisión. Los dos discos de plástico centellador (V0A y V0C) están divididos en 32 celdas individuales. La luz producida en las celdas del V0A es transferida por fibras corredoras de frecuencia a tubos fotomultiplicadores de tipo malla fina que están colocados sobre el borde del detector. La carga de las señales eléctricas es integrada por un convertidor analógico digital de carga (Charge to Digital Converter, QDC por sus siglas en inglés) en una compuerta lógica de 20 ns de duración. Con la carga recolectada durante una colisión PbPb se genera el trigger de

centralidad de la colisión.

En el año 2006 parte de la calibración del detector consistió en medir las curvas de ganancia en función del alto voltaje de los tubos fotomultiplicadores. La ganancia se midió integrando la carga con el QDC en un intervalo definido por una compuerta lógica de 50 ns. Para que todos los canales del detector tuvieran una salida uniforme se ajustó el alto voltaje de cada PMT para que respondieran igual al paso de partículas de mínima ionización (MIP's por sus siglas en inglés) en términos de la carga. Los voltajes se ajustaron para tener 25 pC/MIP.

A finales del 2012 se observó una disminución en la amplitud de las señales de algunos tubos fotomultiplicadores. La amplitud disminuyó del 10 % al 40 % dependiendo del fotomultiplicador. A pesar de que el detector ha estado expuesto a la radiación desde el año 2009 esta disminución no se pudo asociar a efectos de radiación (The ALICE Collaboration, 2013). Se propone como una posible causa la existencia de un desfase entre compuerta lógica de integración y señal eléctrica, de forma que cuando el QDC integra la carga se pierde parte de la información. Además este estudio también es importante porque en la calibración del 2006 no se estudió como varía la carga colectada en función del ancho o desfase de la compuerta de integración. Adicionalmente ha esto se observó durante el tiempo de operación del LHC la presencia de pulsos tardíos en las señales de los tubos fotomultiplicadores. Los pulsos tardíos son un ruido generado principalmente por ionización de gases residuales que existen dentro del tubo. Es un ruido normal que esta siempre presente en las señales pero puede ser importante si la tasa de los pulsos es demasiado grande. En el caso del detector V0 se observó que este ruido podría ser capaz de contaminar la generación del trigger más de lo que se imaginaba, e incluso podría empeorar en colisiones con una frecuencia de cruce de 40 MHz (cada 25 ns).

A principios del año 2013 el LHC se apagó, iniciando un tiempo de inactividad con duración de dos años llamado *Long Shutdown 1* (LS1) durante el cual se han realizado actualizaciones en los diferentes experimentos y en diferentes partes del anillo acelerador. El LHC iniciará su actividad nuevamente en el año 2015, con una frecuencia de interacción para protones de 40 MHz, es decir un cruce de haces cada 25 ns. Otro periodo de inactividad llamado *Long Shutdown 2* está planeado para el año 2019 y durará aproximadamente tres

años. Durante estos periodos de inactividad se recomienda que se estudien los cambios observados en los fotomultiplicadores y adicionalmente se recomienda que en caso de cambiar los fotomultiplicadores, se haga un estudio previo de pulsos tardíos presentes en las señales antes de ser colocados en el detector. Se espera que los estudios presentados en esta tesis sirvan como guía para las actualizaciones.

A continuación se describe la organización de la tesis. En el capítulo dos se presentan los parámetros más importantes de las colisiones hadrónicas, junto con una descripción generalizada de la física estudiada en las colisiones de iones pesados. En el capítulo 3 se revisan las características básicas de los detectores de radiación y de los plásticos centelladores; y se describe a detalle el funcionamiento del tubo fotomultiplicador. Se discuten las posibles causas que pueden generar a los pulsos tardíos observados en las señales de los fotomultiplicadores y finalmente se hace una revisión de la electrónica utilizada durante los experimentos. El capítulo 4 introduce al experimento ALICE, se inicia por la descripción de sus diferentes componentes, siguiendo con la descripción del diseño y funcionamiento del detector V0, y finalmente se presenta un breve resumen del desempeño que ha tenido el detector en el primer periodo de actividad del LHC y algunos problemas actuales que se han observado, entre ellos la tasa alta de pulsos tardíos y la pérdida de ganancia en los fotomultiplicadores. En el capítulo 5 se describen los arreglos experimentales para la toma de datos y los análisis que se hicieron con los datos obtenidos. El capítulo 6 presenta los resultados de los análisis. Finalmente, en el capítulo 7 se exponen las conclusiones.



# Capítulo 2

---

## ANTECEDENTES

El acelerador LHC está diseñado básicamente para estudiar la estructura más interna de la materia. Los datos experimentales producidos en los experimentos pueden explicarse por el llamado Modelo Estándar de partículas elementales y sus interacciones, y del cual se dará una breve y generalizada descripción. Asimismo, se presenta de forma simplificada una breve introducción a la Cromodinámica Cuántica, teoría que estudia las interacciones fuertes entre quarks y gluones. Estos antecedentes son introductorios para el entendimiento de los experimentos presentados en capítulos posteriores.

### 2.1 El LHC

El LHC junto con el sincrotrón de protones (Proton Synchrotron, PS por sus siglas en inglés) y super sincrotrón de protones (Super Proton Synchrotron, SPS por sus siglas en inglés) forma parte de un complejo de instrumentos construidos por la Organización Europea para la Investigación Nuclear (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire, CERN por sus siglas en francés), para estudiar los constituyentes básicos de la materia: las partículas elementales. La figura 2.1 muestra el complejo de aceleradores que forman parte del CERN.

El LHC es un sincrotrón de hadrones formado por dos anillos de 26.7 km de circunferencia cada uno, localizado entre 45 a 70 m bajo tierra, en el mismo tunel de 3 m de diámetro construido originalmente para el antiguo gran colisionador de electrones y positrones (Large

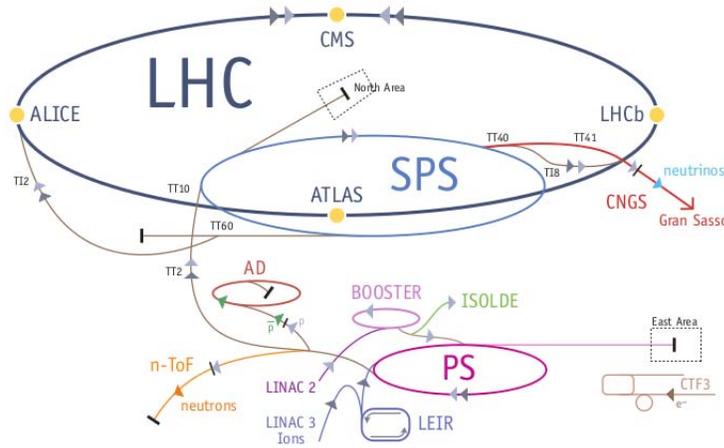


Figura 2.1: Conjunto de aceleradores que pertenecen al CERN (Lefevre, 2009).

Electron-Positron collider, LEP por sus siglas en inglés)<sup>1</sup>. Cada anillo acelerador (compuesto por secciones curvas y rectas) puede acelerar partículas (protones o iones pesados) en direcciones opuestas y hacerlas colisionar en cuatro puntos de intersección donde se encuentran grandes detectores, también llamados experimentos. Los cuatro experimentos más importantes son ALICE (A Large Ion Collider Experiment), ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoid) y LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment), construidos en diferentes puntos del anillo acelerador en grandes cavidades llamadas cavernas que se encuentran a diferentes profundidades (Scott, 2013).

Los haces son conducidos a lo largo del anillo por dipolos magnéticos, enfocados por cuadrupolos magnéticos y acelerados en una sección del anillo por un sistema de cavidades de radiofrecuencia a 400 MHz. El sistema de imanes es enfriado a una temperatura menor a 2 K, utilizando helio superfluido y operan con un campo magnético de 8.33 T (Scott, 2013).

Las colisiones altamente energéticas se producen conduciendo los haces a través de varios aceleradores del complejo antes de ser introducidos en el LHC. El proceso de aceleración difiere con el tipo de partícula. Las colisiones pp están diseñadas para seguir el siguiente proceso: protones a 50 MeV son inyectados desde el acelerador llamado Linac2 hacia el acelerador PS Booster (PSB por sus siglas en inglés), donde son acelerados a 1.4 GeV. Los protones siguen su camino hacia el acelerador PS que los acelera a 25 GeV. De ahí son conducidos

<sup>1</sup>El acelerador LEP operó de 1989 al 2000 estudiando las interacciones electrodébiles.

hacia el acelerador SPS donde deben alcanzar 450 GeV. Finalmente los haces formados por 2808 *bunches*, de  $1.15 \times 10^{11}$  protones cada uno, se transfieren al LHC donde son acelerados a 7 TeV. Aunque el LHC está diseñado para alcanzar éstas energías, en 2012 se alcanzaron energías de tan solo 4 TeV, esperando que para el 2015 se alcancen los 7 TeV.

En colisiones PbPb una muestra de plomo altamente purificada, se calienta a una temperatura aproximada de 500 °C. El vapor de plomo se ioniza mediante una corriente eléctrica para formar  $\text{Pb}^{29+}$ . Estos iones son acelerados a 4.2 MeV/u (energía por nucleón), y se produce  $\text{Pb}^{54+}$  para ser nuevamente acelerados hasta 72 MeV/u en el anillo de iones de baja energía (Low Energy Ion Ring, LEIR por sus siglas en inglés), son posteriormente transferidos al acelerador PS donde son acelerados hasta 5.9 GeV/u. Después se inyecta  $\text{Pb}^{82+}$  al SPS donde se aceleran a 177 GeV/u para después ser mandados al LHC, donde finalmente alcanzan 2.76 TeV/u.

Un parámetro importante es la luminosidad, que da información del número de partículas que pasan por un área dada en un cierto intervalo de tiempo. Para el LHC la luminosidad está dada por la ecuación 2.1.

$$L = \frac{N_a N_b n_b f_r}{A} \quad (2.1)$$

donde  $n_b$  es el número de bunches,  $N_a$  y  $N_b$  son el número de partículas por bunches,  $f_r$  es la frecuencia de revolución y  $A$  es el área de la sección transversal del haz.

En la tabla 2.1 se muestran los parámetros requeridos para las colisiones de protones y la tabla 2.2 muestra los parámetros para colisiones de iones pesados. La energía total en el sistema de centro de masa para colisiones entre protones está denotada por  $\sqrt{s}$ , mientras que la energía nucleón-nucleón en el centro de masa está denotada por  $\sqrt{s_{NN}}$ . Para el 2012 se alcanzaron los siguientes valores  $\sqrt{s} = 8$  TeV y  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV para protones y plomo respectivamente. (Scott, 2013)

Las colisiones pp están diseñadas para tener una luminosidad de  $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . La luminosidad mayor producida en 2012 fue de  $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . El espacio entre bunches de ese año fue de 50 ns, cada bunches formado por  $1.6\text{-}1.7 \times 10^{11}$  Para colisiones PbPb, el promedio de la luminosidad producida en 2012 fue de  $5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (Scott, 2013; Lamont, 2013).

Tabla 2.1: Parámetros para colisiones p-p (Brüning, O. S. et al., 2004)

Parámetro	Valor nominal	Unidades
$\sqrt{s}$	14	TeV
Luminosidad	$1 \times 10^{34}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Número bunches	2808	
Espacio entre bunches	25	ns
protones/bunche	$1.15 \times 10^{11}$	

Tabla 2.2: Parámetros para colisiones Pb-Pb (Brüning, O. S. et al., 2004).

Parámetro	Valor nominal	Unidades
$\sqrt{s_{NN}}$	5.5	TeV
Luminosidad	$1 \times 10^{27}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Número bunches	592	
Espacio entre bunches	100	ns
iones Pb/bunche	$7 \times 10^7$	

La física involucrada en estas colisiones está en buena parte descrita por el modelo estándar, que se describe brevemente en el siguiente apartado.

## 2.2 El Modelo Estándar

El Modelo Estándar es una teoría que describe las interacciones fuertes, débiles y electromagnéticas mediante el intercambio de los correspondientes campos de espín 1 (bosones): ocho gluones sin masa y un fotón ( $\gamma$ ) sin masa para las interacciones fuertes y electromagnéticas, respectivamente, y tres bosones masivos ( $W^\pm$  y  $Z$ ) para la interacción débil (Illana J. I, 2007). La tabla 2.3 muestra las características de las interacciones. El contenido de materia fermiónica consiste en tres familias de quarks y tres leptones, que serán descritos a continuación.

Los leptones se caracterizan por tener espín igual a  $1/2$ , y pueden ser cargados o neutros. Están divididos en tres familias, cada una formada por dos leptones, como se muestra en

Tabla 2.3: Bosones.

Spin	Partícula	Carga	Masa	Interacción
1	8 gluones	0	0	Interacción fuerte
	$\gamma$	0	0	Interacción electromagnética
	$W^\pm$	$\pm 1$	80.4 GeV/c <sup>2</sup>	Interacción débil
	Z	0	91.18 GeV/c <sup>2</sup>	Interacción débil
0	Higgs	0	125 GeV/c <sup>2</sup>	Origen de las masas

la tabla 2.4. El electrón ( $e^-$ ), el muón ( $\mu^-$ ), y el tau ( $\tau^-$ ) son leptones con carga eléctrica diferente de cero y experimentan interacciones electromagnéticas y débiles. El neutrino electrónico ( $\nu_e$ ), el neutrino muónico ( $\nu_\mu$ ), y el neutrino tauónico ( $\nu_\tau$ ) son leptones neutros y experimentan únicamente interacciones débiles. De acuerdo con el modelo estándar los antileptones están formados por las antipartículas de los leptones. (Gasiorowicz y Langacker, 2005)

Tabla 2.4: Leptones. La carga está en unidades de la carga del positron ( $e^+$ )  $e = 1.602 \times 10^{-19}C$ , (Gasiorowicz et al., 2005)

Generación	Partícula	Carga	Masa	Vida media
primera	$e^-$	-1	0.51 MeV/c <sup>2</sup>	$\infty$
	$\nu_e$	0	< 0.15 eV/c <sup>2</sup>	$\infty$
segunda	$\mu^-$	-1	105.7 MeV/c <sup>2</sup>	2.19703 x 10 <sup>-6</sup>
	$\nu_\mu$	0	< 0.15 eV/c <sup>2</sup>	$\infty$
tercera	$\tau^-$	-1	1777 MeV/c <sup>2</sup>	2.91 x10 <sup>-13</sup>
	$\nu_\tau$	0	< 0.15 eV/c <sup>2</sup>	$\infty$

Los quarks ( $q$ ), al igual que los leptones, son partículas con espín igual a 1/2. Experimentan interacciones fuertes, electromagnéticas y débiles; y están divididos en tres familias como se muestra en la tabla 2.5, existiendo seis tipos de quarks conocidos como *sabores*: up ( $u$ ), down ( $d$ ), charm ( $c$ ), strange ( $s$ ), top ( $t$ ) y bottom ( $b$ ). En la naturaleza los quarks se combinan para formar partículas compuestas denominadas hadrones, los cuales están divididos

en mesones y bariones. Los mesones se caracterizan por tener espín entero y están formados por un par quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ), mientras que los bariones tienen espín semientero y están formados por tres quarks ( $qqq$ ). (Gasiorowicz et al., 2005; Bird, 2010)

Tabla 2.5: Quarks. Espín 1/2, constituyentes de los hadrones.

Generación	Sabor	Carga	Masa
primera	$u$ (up)	2/3	2.3 MeV/ $c^2$
	$d$ (down)	-1/3	4.8 MeV/ $c^2$
segunda	$c$ (charm)	2/3	1.27 GeV/ $c^2$
	$s$ (strange)	-1/3	95 MeV/ $c^2$
tercera	$t$ (top)	2/3	173.5 GeV/ $c^2$
	$b$ (bottom)	-1/3	4.18 GeV/ $c^2$

### 2.3 La Cromodinámica Cuántica

La interacción entre quarks se realiza mediante el intercambio de gluones, que son los portadores de un nuevo número cuántico: el *color*. La idea del *color* fue introducida en 1964 por O.W Greenberg de la Universidad de Maryland. Dado que los quarks son partículas de espín 1/2, dos quarks del mismo tipo no pueden tener el mismo número cuántico. Sin embargo, existen tres bariones  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^-$  y  $\Omega^-$ , formados por tres quarks  $uuu$ ,  $ddd$  y  $sss$  respectivamente, por lo que se asoció un color a cada quark: rojo, azul o verde, de manera que cada quark tenga tres posibles valores diferentes. El color neto (cantidad que deriva de la suma de colores de los quarks) de las partículas debe ser neutro. Por ejemplo, un mesón formado por un quark rojo y uno anti-rojo, tienen un color neto igual a cero; o bien, un barión que contiene un quark rojo, uno azul y uno verde también tiene color neutro (Armesto y Pajares, 2011; Bird, 2010).

La teoría aceptada que describe las interacciones fuertes es la llamada Cromodinámica Cuántica (Quantum Chromodynamics, QCD por sus siglas en inglés), que asocia los colores a los quarks que interactúan mediante el intercambio de gluones. La diferencia de esta teoría con la electrodinámica y la teoría electrodébil se basa principalmente en el hecho de que los

gluones también tienen carga de color, y pueden interactuar consigo mismos, afectando las propiedades de la interacción (Armesto y Pajares, 2011; Scott, 2013).

Las partículas que interactúan fuertemente no pueden existir en la naturaleza como partículas libres, sino que están confinadas dentro de los hadrones, propiedad que se conoce como confinamiento. Cuando la distancia que separa dos quarks disminuye, la intensidad de la interacción entre ellos también disminuye. Por esta razón, cuando están muy próximos los quarks se comportan como si estuvieran libres. Una forma de verificar este comportamiento es estudiando la evolución de la constante de acoplamiento  $\alpha_S$ , con la escala de la energía del proceso.

Las líneas de campo de color se consideran en función de la separación, como se muestra en la figura 2.2. A distancias muy pequeñas, menores que el tamaño del hadrón típico de 1 fm, el potencial de QCD se comporta análogamente al potencial cuántico electrodinámico, con una dependencia de  $r^{-1}$ , como se muestra en la figura 2.2a. Para distancias mayores, cercanas al tamaño del hadrón, la interacción del gluón consigo mismo genera el intercambio de gluones entre quarks como se muestra en la figura 2.2b. Aquí la energía del campo por unidad de longitud es aproximadamente constante. El potencial fuerte  $V_S$  tiene la forma

$$V_S = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S}{r} + kr \quad (2.2)$$

donde  $\alpha_S$  es el acoplamiento fuerte,  $k$  la tensión del flujo del tubo y  $r$  es la separación entre quarks.

Para separaciones aún mayores que 1 fm, se vuelve más energéticamente favorable la formación de un nuevo par  $q\bar{q}$  del campo de energía y la cuerda de fuerza fuerte rompe, dando lugar a dos hadrones separados, que están confinados individualmente (Scott, 2013).

### 2.3.1 El plasma de quarks y gluones

La cromodinámica cuántica predice que a energías muy altas existe una transición de materia ordinaria o hadrónica a un plasma de quarks y gluones (Quark-Gluon Plasma, QGP por sus siglas en inglés) libres y capaces de propagarse por el medio. Esta misma transición ocurrió en el Universo temprano en aproximadamente  $10 \mu s$  después del Big Bang (Scott, 2013).

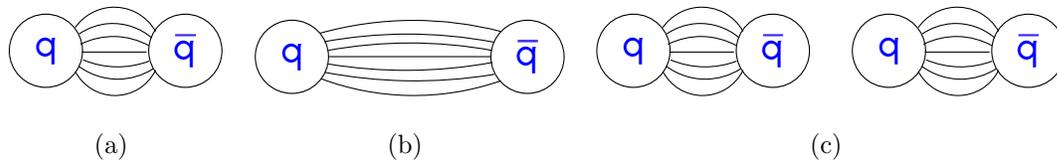


Figura 2.2: (a) Campo de color a un alcance corto se comportó como el campo en QED, (b) A largo alcance, comportamiento de flujo de tubo, (c) A muy largo alcance, se convierte más energéticamente favorable para que un nuevo par de quarks se produzca.

El estudio del QGP se intenta realizar mediante colisiones relativistas de iones pesados, como plomo y oro, donde es posible alcanzar la temperatura deseada. Por esta razón en uno de los puntos experimentales del LHC se instaló el experimento ALICE que estudia y caracteriza los productos de las colisiones entre iones (tanto pesados como ligeros). En los siguientes capítulos describiremos el funcionamiento básico de los detectores de radiación ionizante (con énfasis en los detectores de centello) y además describiremos brevemente ALICE, en particular uno de sus componentes, el detector V0A.

# Capítulo 3

---

## DETECTORES DE RADIACIÓN

Este capítulo tiene por objetivo presentar los componentes básicos de un detector de radiación, haciendo una descripción de los centelladores orgánicos, enfocada a los plásticos centelladores. Se detallan los componentes básicos del tubo fotomultiplicador (Photomultiplier Tube, PMT por sus siglas en inglés) y se describe ampliamente a los pulsos tardíos (After Pulse, AP por sus siglas en inglés), un tipo de corriente oscura presente en los tubos fotomultiplicadores y los cuales son analizados en el capítulo 5. Finalmente se exponen algunos conceptos básicos de la electrónica utilizada en los experimentos que se presentan en el capítulo 4, siendo el instrumento más importante el digitalizador analógico digital flash.

### 3.1 Interacción de la radiación con la materia

Las partículas cargadas interactúan con la materia principalmente por ionización y excitación de los átomos. Para partículas relativistas, también deben de considerarse pérdidas por Bremsstrahlung (Grupen y Shwartz, 2008).

Según la energía de la partícula, en general se pueden identificar cuatro regiones en las que se emplean distintos modelos para explicar la pérdida de energía. Los límites de estas regiones varían según la partícula incidente y el material de interacción. En la figura 3.1 se muestra un ejemplo del poder de frenado para muones positivos en cobre. En términos generales en la región III la velocidad de la partícula es mucho mayor que la velocidad de orbital de los electrones en el material, y el poder de frenado muestra un comportamiento como  $1/\beta^2$ . En la

región IV la velocidad del proyectil es tan elevada que se requiere un tratamiento relativista para describir el gradual aumento del poder de frenado. En la región I, de baja velocidad, se observa un crecimiento aproximadamente lineal con la velocidad del proyectil. Finalmente, la región II es de transición entre la I y la III (Rickards, s.f.).

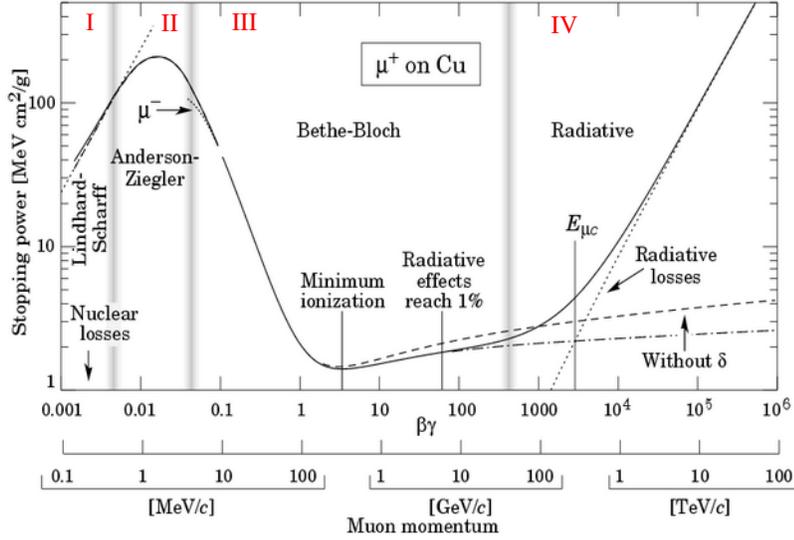


Figura 3.1: Poder de frenado para muones positivos en Cu como función de  $\beta\gamma = p/Mc$  (Beringer et al.(PDG),2014)

Nos enfocaremos a continuación a describir la región III. En esta región la alta velocidad de las partículas permite hacer la aproximación de que los electrones del material inicialmente se encuentran en reposo respecto de la partícula incidente. La energía perdida por la partícula es la energía transferida a los electrones individuales (Rickards, s.f.).

La máxima energía cinética que se puede transferir a un electrón depende de la masa  $M$  y del momento de la partícula incidente. Dado el momento de la partícula incidente

$$p = \gamma M \beta c, \quad (3.1)$$

donde  $\gamma$  es el factor de Lorentz ( $\gamma = E/Mc^2$ ),  $\beta c = v$  la velocidad, y  $M$  la masa en reposo, la energía máxima que puede ser transferida a un electrón (de masa  $m_e$ ) está dada por

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

y la energía mínima que le puede transferir a un electrón, considerando sólo la ionización, es justamente la energía de amarre del electrón en el átomo, que en promedio es la energía de ionización del átomo  $I$  (Grupe y Shwartz, 2008; Rickards, s.f.).

El promedio de la energía perdida  $dE$  por unidad de longitud  $dx$  para partículas pesadas ( $M \gg m_e$ ), está dada por la fórmula de Bethe.

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right) \quad (3.3)$$

donde

$$4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeVg}^{-1} \text{cm}^2, \quad (3.4)$$

$z$  es la carga de la partícula incidente,  $M$  la masa de la partícula incidente,  $Z$  el número de carga del medio,  $A$  la masa atómica del medio,  $I$  la energía de excitación promedio del medio,  $\delta$  la corrección de densidad. Algunos valores útiles para el cálculo son  $N_A = 6.022 \times 10^{23}$ ,  $r_e = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^2 = 2.8 \text{ fm}$ , y  $m_e = 511 \text{ keV}$  (Grupe y Shwartz, 2008).

Para bajas energías (todavía en la región III)

$$2\gamma m_e/M \ll 1 \quad (3.5)$$

y asumiendo ( $M > m_e$ ), la ecuación 3.2 puede aproximarse como

$$T_{max} \approx 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 \quad (3.6)$$

Usando esta aproximación, la fórmula de Bethe-Bloch se puede escribir como

$$-dE/dx = 2k \left( \ln \frac{T_{max}}{I} - \beta^2 - \delta/2 \right), \quad (3.7)$$

donde

$$k = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \quad (3.8)$$

La región I corresponde al caso en que la velocidad de las partículas son comparadas a las velocidades de los electrones atómicos o incluso pueden ser menores. Para estas velocidades ( $\alpha z \gg \beta > 10^{-3}$ ,  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 hc}$  : constante de estructura fina) la energía perdida es proporcional a  $\beta$ . De forma que la ecuación 3.3 es válida únicamente para velocidades  $\beta \gg \alpha z$ . Dada

esta condición, la pérdida de energía decrece como  $1/\beta^2$  en el dominio de bajas energías y alcanza un mínimo de ionización cerca de  $\beta\gamma \approx 4$ . Para partículas relativistas ( $\beta \approx 1$ ), que tienen una pérdida de energía correspondiente a este mínimo, son llamadas partículas de mínima ionización (MIP por sus siglas en inglés) (Grupen y Shwartz, 2008).

La energía perdida se incrementa nuevamente para  $\gamma > 4$  por el término logarítmico de la ecuación. El incremento sigue aproximadamente una dependencia como  $2\ln\gamma$  (Grupen,2008).

Cabe mencionar que los MIP's juegan un papel fundamental dentro de los experimentos para detectar radiación. La partícula alcanza el punto de mínima energía cuando su energía cinética es al menos dos veces mayor que su masa en reposo. Por ejemplo, electrones o protones pueden considerarse como MIP's cuando su energía cinética es mayor que 1 MeV o 1 GeV respectivamente. Como las pérdidas por ionización de estas partículas solo dependen débilmente del momento, un MIP produce una distribución uniforme de portadores libres de carga a lo largo de su trayectoria.

### 3.2 Detectores de Radiación

Como ya se había mencionado, el funcionamiento de un detector de radiación está basado en la interacción de la radiación con el material mismo del detector. Los detectores dan información sobre una o varias características de la radiación detectada, como son la masa, el tiempo, la carga, la energía o la posición.

Los detectores son únicamente sensibles a un tipo de radiación en un cierto intervalo de energía. La sensibilidad depende de varios factores, como las secciones transversales para las reacciones de ionización en el detector, la masa del detector, el ruido inherente del detector o el material protector que lo rodea (Leo, 1994).

El criterio para juzgar la calidad de un detector es por la resolución de la cantidad que se quiere medir (energía, tiempo, etc.) Si una cantidad con valor  $z_0$  es dado, los resultados medidos  $z_{meas}$  en el detector forman una función de distribución  $D(z)$  con  $z = z_{meas} - z_0$ ; el valor esperado de esta cantidad es entonces

$$\langle z \rangle = \frac{\int z D(z) dz}{\int D(z) dz}, \quad (3.9)$$

donde la integral del denominador normaliza la función de distribución. Esta función normalizada es llamada función de densidad de probabilidad (PDF por sus siglas en inglés).

La varianza de la cantidad medida es

$$\sigma_z^2 = \frac{\int (z - \langle z \rangle)^2 D(z) dz}{\int D(z) dz}. \quad (3.10)$$

Los límites de la integral se extienden en todo el intervalo de posibles valores de la función de distribución. En ocasiones los resultados experimentales siguen distribuciones normales, correspondiendo a una función de distribución

$$D(z) = \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} e^{-(z-z_0)^2 / 2\sigma_z^2}, \quad (3.11)$$

que se muestra en la figura 3.2. La varianza determinada por la ecuación 3.10 de la distribución Gaussiana implica que el 68.27 % de los resultados experimentales caen entre  $z_0 - \sigma_z$  y  $z_0 + \sigma_z$ . De esta forma, el intervalo  $[z_0 - \sigma_z, z_0 + \sigma_z]$  define lo que se conoce como intervalo de confianza, que corresponde a un nivel de confianza del 68.27 %. El valor  $\sigma_z$  se conoce como error estándar o desviación estándar.

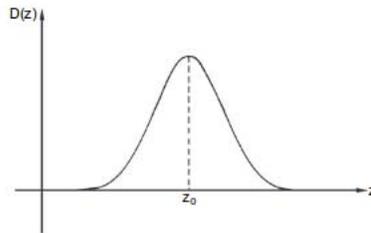


Figura 3.2: Distribución gaussiana centrada en el valor promedio  $z_0$ .

Una cantidad usada con frecuencia para la resolución es el ancho del pico a la mitad de su altura máxima (Full Width at Half Maximum, FMWH por sus siglas en inglés), que puede ser leída de los datos o del ajuste. Para una distribución normal se tiene que

$$\Delta z(FWHM) = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_z = 2,3548\sigma_z. \quad (3.12)$$

La distribución gaussiana es una función de distribución continua. Las partículas observadas en un detector siguen frecuentemente una distribución de Poisson, que es asimétrica y

discreta. Para un valor promedio  $\mu$  los  $n$  resultados individuales están distribuidos de acuerdo a

$$f(n, \mu) = \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.13)$$

El valor esperado para esta distribución es igual al valor promedio  $\mu$  con varianza  $\sigma^2 = \mu$ . Para valores grandes de  $n$  la distribución de Poisson se aproxima a una distribución Gaussiana.

En caso de determinar resoluciones o errores experimentales, uno tiene que tener en mente que el resultado promedio de un número de experimentos  $\langle z \rangle$  no es necesariamente igual al valor verdadero  $z_0$ . Para obtener la relación entre la respuesta experimental  $\langle z \rangle$  y el valor  $z_0$ , el detector debe de calibrarse. No todos los detectores son lineales, como

$$\langle z \rangle = cz_0 + d, \quad (3.14)$$

donde  $c, d$  son constantes. También puede haber detectores no lineales como

$$\langle z \rangle = c(z_0) z_0 + d \quad (3.15)$$

que pueden ser particularmente difíciles y requieren un conocimiento exacto de la función de calibración (a veces llamada función de respuesta).

Otra característica importante de los detectores es la resolución temporal. La resolución temporal caracteriza la mínima diferencia temporal donde dos eventos todavía se pueden distinguir. El término resolución temporal se utiliza frecuentemente para la precisión con que se puede registrar el tiempo de llegada de una partícula al detector. La resolución temporal para los eventos individuales definidos de esta manera puede determinarse por los retrasos temporales de los eventos. Las contribuciones a la resolución temporal se pueden asociar a tres fases en el proceso temporal: (1) variaciones temporales en las interacciones de la radiación con detectores, (2) variaciones temporales como respuesta de los detectores a la radiación, y (3) variaciones temporales asociados a la electrónica del equipo (Grupe y Schwartz, 2008; Moszyński y Bengtson, 1978).

Otra característica muy importante de los detectores es la eficiencia, que es la probabilidad

de que una partícula que pasa a través del detector sea visto por él. La eficiencia  $\varepsilon$  puede variar considerablemente dependiendo del detector y de la radiación.

Dentro de los detectores más usados por su relación costo/desempeño tanto en resolución de energía como en tiempo se tienen a los plásticos centelladores, que a continuación se describen brevemente.

### 3.2.1 Detectores de centelleo

Un centellador tiene dos funciones principales: debe convertir la energía de excitación en luz visible; y debe transferir la luz hacia un dispositivo para detectar la radiación (fotomultiplicador, fotodiodo, etc.) mediante el acoplamiento de otros elementos como una guía de luz, o bien, puede ser transferida directamente.

Las características más importantes de los centelladores son: eficiencia de centelleo, salida de luz, espectro de emisión y tiempo de decaimiento de la luz centelladora. La eficiencia de centelleo  $\varepsilon_{sc}$  está definida como la razón entre la energía de los fotones emitidos y la energía total absorbida en el centellador. La luz de salida  $L_{ph}$  es medida como el número de fotones por 1 MeV de energía absorbida en el centellador. El espectro de emisión tiene usualmente un máximo a una longitud de onda característica  $\lambda_{em}$ . Para la recolección de la luz, el índice de refracción  $n(\lambda_{em})$  y la longitud de atenuación  $\lambda_{sc}$  son importantes. El índice de refracción debe ser parecido al del vidrio  $\sim 1.5$  para permitir un acoplamiento eficiente entre la radiación del centellador con el tubo fotomultiplicador. La luz de centelleo se caracteriza por un tiempo de subida (rise time) rápido seguido por un decaimiento exponencial largo con un tiempo de bajada (decay time)  $\tau_D$  característico. El material debe ser de buena calidad óptica y debe poder manufacturarse en varios tamaños dependiendo de la aplicación. Es evidente, que no todos los detectores podrán tener todas las características mencionadas, por lo que la elección del tipo de detector depende de la aplicación (Gruppen y Shwartz, 2008; Knoll, 2000).

Los materiales centelladores pueden ser cristales inorgánicos, componentes orgánicos, líquidos y gases; y el mecanismo de centelleo es diferente para cada uno de ellos. Como el detector V0 está construido con plástico centellador nos enfocaremos únicamente en la descripción de los centelladores orgánicos, sin embargo, información de otros tipos de centelladores puede ser consultada en las referencias (Beringer et al.(PDG), 2014; Leo, 1994;

Knoll, 2000). Los centelladores orgánicos pueden ser plásticos, líquidos y algunas veces también cristales, aunque estos últimos son usados rara vez en la actualidad; todos ellos producen radiación con una longitud de onda que va del azul a 450 nm hasta el verde a 570 nm como producto de la ionización del material (Beringer et al.(PDG),2014; Grupen y Shwartz, 2008).

La densidad de un plástico centellador varia en un intervalo de 1.03 a 1.29 gcm<sup>3</sup> y la producción típica de fotones es de un fotón por 100 eV de energía depositada, por ejemplo un centellador de 1 cm de espesor que es atravesado por una partícula de mínima ionización produce  $\approx 2 \times 10^4$  fotones. La corriente resultante depende de la recolección y eficiencia en el transporte del paquete de electrones y de la eficiencia cuántica del fotodetector (Beringer et al.(PDG),2014).

En el mecanismo de centelleo una partícula cargada que atraviesa un plástico centellador excita a las moléculas del material a su paso. Cierta tipo de moléculas emite una fracción pequeña de esta energía ( $\approx 3\%$ ) en forma de fotones, mientras que el resto de la energía la disipan en forma no radiativa. La emisión de fotones en un tiempo de  $10^{-8}s$  es un proceso llamado fluorescencia y lo llevan a cabo sustancias orgánicas que contienen anillos aromáticos, como poliestireno, poliviniltolueno, y naftaleno. La longitud de la luz emitida está en el intervalo del ultravioleta y la longitud de absorción de esta radiación es corta Para obtener una luz de salida con una longitud de onda cercana a la longitud de onda de máxima sensibilidad del PMT, uno o dos (incluso tres) agentes fluorescentes son añadidos al material base y actúan como corredores de frecuencia. La diferencia entre la longitud de onda de mayor absorción y la longitud de onda de mayor emisión se llama desplazamiento de Stoke, y mientras mayor sea este desplazamiento menor es la autoabsorción. En la figura 3.3 se muestra el proceso de absorción y emisión de radiación en una molécula (Beringer et al.(PDG),2014; Grupen y Shwartz, 2008).

En la práctica los centelladores plásticos no tienen una respuesta lineal a la ionización, un modelo semi empírico que expresa la pérdida de energía por unidad de longitud es el modelo de Birk, siendo la fórmula de Birk

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \frac{dE/dx}{1 + k_B dE/dx} \quad (3.16)$$

donde  $L$  es la luminiscencia,  $L_0$  es la luminiscencia a baja densidad de ionización, y  $k_B$  es la

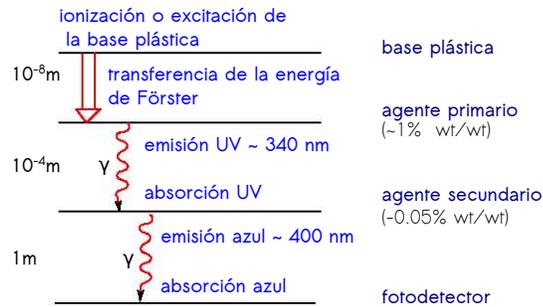


Figura 3.3: Proceso de fluorescencia. Fuente: propia, modificado de Beringer et al. (PDG) (2014).

constante de Birk, que se determina para cada centellador (Beringer et al.(PDG),2014).

### 3.3 Tubos fotomultiplicadores

El tubo fotomultiplicador es el dispositivo que hace posible convertir pulsos de radiación en una señal eléctrica medible. Un diagrama de un PMT convencional se muestra en la figura 3.4, los PMT's están formados por los siguientes cuatro elementos: (1) un fotocátodo que convierte radiación en un flujo de electrones, (2) un sistema óptico y electrónico de entrada para enfocar y acelerar el flujo de electrones, (3) un sistema de multiplicación de electrones que consiste en una serie de electrodos llamados dínodos, que son emisores de electrones secundarios, y (4) un ánodo que recolecta el flujo de electrones y facilita una señal eléctrica (Flyckt y Marmonier, 2002).

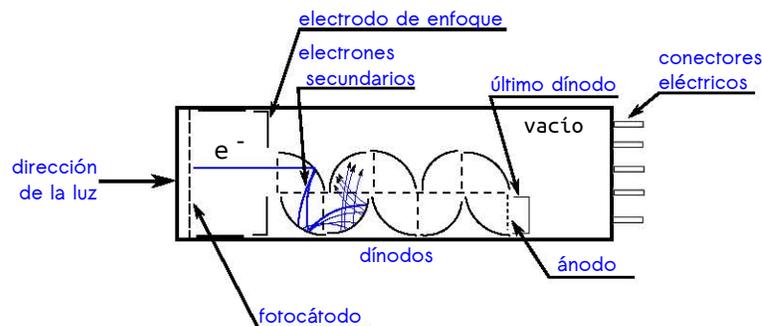


Figura 3.4: Esquema de la estructura general de un PMT.

El proceso mediante el cual se genera la señal eléctrica es el siguiente. Los fotoelectrones son creados por efecto fotoeléctrico externo, y son emitidos al vacío dentro del PMT desde el material del fotocátodo. Como el fotocátodo es un semiconductor, se puede describir usando

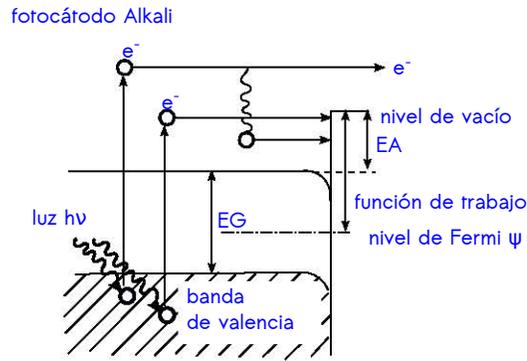


Figura 3.5: Modelo de bandas.

el modelo de bandas que se muestra en la figura 3.5.

En el modelo de bandas, existe una banda de energía (Energy Gap, EG por sus siglas en inglés) prohibida que no puede ser ocupada por los electrones. La afinidad electrónica (Electron Affinity, EA por sus siglas en inglés) es el intervalo entre la banda de conducción y la barrera de vacío, y la función de trabajo ( $\psi$ ) es la diferencia de energía entre el nivel de Fermi y el nivel de vacío. Cuando los fotones golpean el fotocátodo, electrones en la banda de valencia absorben la energía del fotón  $h\nu$  y se excitan, difundiéndose hacia la superficie del fotocátodo, perdiendo algo de energía en el trayecto por colisiones electrónicas. Si los electrones que llegan a la superficie tienen energía suficiente para vencer la barrera de vacío son emitidos como fotoelectrones. Esto puede expresarse en un proceso de probabilidad, y la eficiencia cuántica (Quantum Efficiency, QE por sus siglas en inglés), es decir, la razón de los electrones de salida y los fotones incidentes, está dada por

$$QE(\nu) = (1 - R) \frac{P_\nu}{k} \frac{1}{1 + 1/kL} P_s = \frac{\text{núm. de fotoelectrones emitidos}}{\text{núm. de fotones incidentes}}, \quad (3.17)$$

donde  $R$  es el coeficiente de reflexión,  $k$  es el coeficiente de absorción de fotones,  $P_\nu$  es la probabilidad de que la absorción de luz excite electrones a un nivel mayor que el nivel de vacío,  $L$  es la longitud de escape promedio de los electrones excitados,  $P_s$  es la probabilidad de que los electrones que alcancen la superficie del fotocátodo puedan ser liberados al vacío, y  $\nu$  es la frecuencia de la luz. Si se eligen los materiales apropiados que determinen los parámetros  $R$ ,  $k$  y  $P_\nu$ , los factores que dominan la eficiencia cuántica son  $L$  y  $P_s$  (Knoll, 2000; Engstrom, 1980).

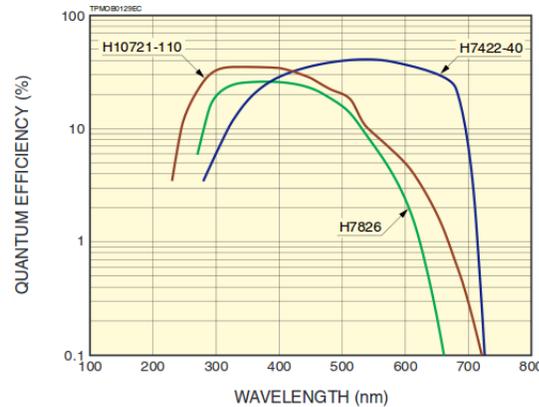


Figura 3.6: Respuesta espectral de tres fotomultiplicadores diferentes (Hamamatsu, 2012).

El fotocátodo es una película delgada que se deposita en un plato de vidrio ópticamente transparente, para su fabricación se utilizan materiales semiconductores, normalmente metales alcalinos con una función de trabajo baja. Los fotocátodos más usados son los tipo bialkali (Sb-Rb-Cs, Sb-K-Cs) y multialkali (Sb-Na-K-Cs). Los primeros son fabricados con dos metales alcalinos y tienen una respuesta espectral que va del UV hasta aproximadamente una longitud de onda de 700 nm. Los multialkali están fabricados por tres o más metales alcalinos, y su respuesta espectral va del UV hasta cerca del infrarrojo, a 850 nm. Los fotocátodos tipo bialkali pueden alcanzar eficiencias cuánticas del 25 % para una longitud de onda de 400 nm (Grupeny Shwartz, 2008; Engstrom, 1980). En la figura 3.6 se muestra un ejemplo de la respuesta espectral de tres PMT's diferentes.

La mayoría de los fotocátodos son sensibles al UV, sin embargo, al ser ésta radiación absorbida por el material de la ventana del PMT, el límite inferior de la respuesta espectral está determinado por el material. Para la fabricación de las ventanas se utiliza  $MgF_2$ , zafiro, sílice sintético, o vidrio borosilicato (Engstrom, 1980). Los PMT's utilizados para la construcción del detector V0 tienen fotocátodos tipo bialkali y ventanas de borosilicato; y sus características se describirán más adelante.

Una vez que los fotoelectrones se forman y salen del fotocátodo, son acelerados por un campo eléctrico hacia el primer electrodo donde transfieren energía a los electrones de éste, excitándolos y provocando la emisión secundaria. El ánodo está normalmente conectado a tierra y el voltaje entre el fotocátodo y el ánodo está subdividido por una cadena de resistores

como se muestra en la figura 3.7. Este divisor de tensión suministra a los dínodos de tal forma que el voltaje aplicado es subdividido linealmente (Gruppen y Schwartz, 2008).

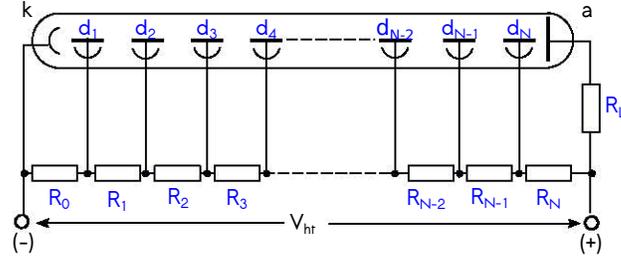


Figura 3.7: Cadena de resistores divisores del voltaje entre el fotocátodo y ánodo de un PMT, fuente: propia, modificada de Flyckt y Marmonier (2002).

El número de electrones secundarios generados depende de la ganancia de cada electrodo. Si el número de fotoelectrones que golpean el primer dínodo es  $n_k$  y la ganancia del dínodo es  $g_1$ , el número de electrones secundarios resultantes es  $n_k g_1$ . Si el segundo dínodo tiene ganancia  $g_2$ , emite  $n_k g_1 g_2$  electrones. El proceso se repite de dínodo a dínodo hasta el ánodo donde los electrones son finalmente recolectados. Si  $N$  es el número de dínodos, el número de electrones recolectados es

$$n_a = n_k \prod_{i=1}^N g_i \quad (3.18)$$

Por ejemplo, si la ganancia de cada dínodo es cuatro, la corriente amplificada  $M$  de un multiplicador de doce etapas está dada por

$$M = \frac{n_a}{n_k} = \prod_{i=1}^{10} g_i = 4^{12} \approx 1.7 \times 10^6 \quad (3.19)$$

La carga que llega al ánodo por un fotoelectrón,

$$Q = eM \approx 2.7 \times 10^{-12} \text{C}, \quad (3.20)$$

es recolectada en aproximadamente 5 ns produciendo una corriente en el ánodo de

$$i = \frac{dQ}{dt} \approx 0.5 \text{ mA} \quad (3.21)$$

Si el fotomultiplicador está terminado con una impedancia de  $50 \Omega$ , la señal de salida tendrá un voltaje de

$$V = R \frac{dQ}{dt} \approx 27 \text{ mV}. \quad (3.22)$$

Por lo que un fotoelectrón puede ser detectado (Grupe y Shwartz, 2008).

La ganancia, el tiempo de respuesta, la uniformidad, y la eficiencia en la recolección de electrones secundarios son algunas de las características principales de los dínodos y dependen del tipo de estructura y número de dínodos. El tipo de dínodos se selecciona dependiendo de la aplicación, los más utilizados son los dínodo de caja circular, caja y rejilla, de enfocado lineal, persianas venecianas, malla, placa de microcanal (MCP por sus siglas en inglés, Microchannel plate), y canal metálico. Información más detallada de los dínodos mencionados se puede encontrar en las referencias (Flyckt y Marmonier, 2002; Knoll, 2000; Leo, 1994; Engstrom, 1980 ). En la figura 3.8 se muestran figuras de diferentes tipos de dínodos (Engstrom, 1980).

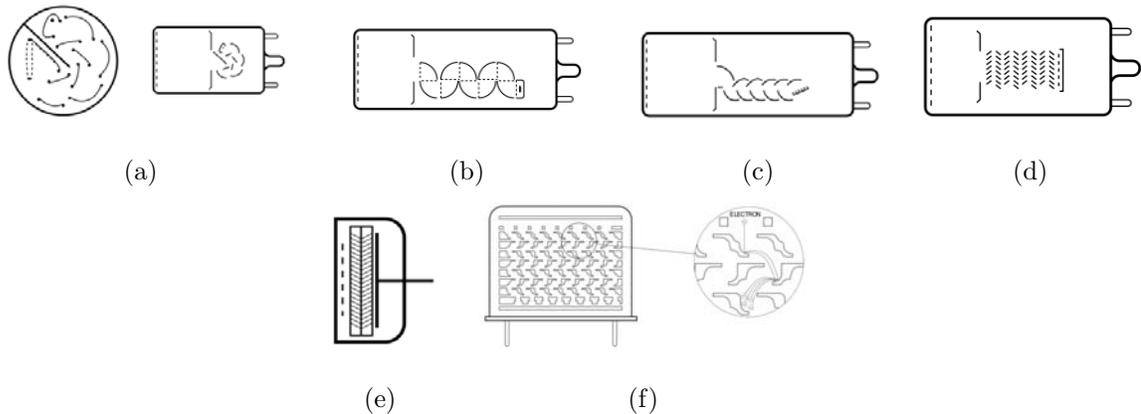


Figura 3.8: Tipos de dínodos. (a) Caja circular, (b) Caja y rejilla, (c) Enfocado lineal, (d) Persiana veneciana, (e) MCP y (f) Canal metálico, (Photomultiplier Tubes, s.f).

Los dínodos de los PMT'S utilizados en el V0 son de tipo malla; estos consisten de planos paralelos de mallas colocadas una sobre de otra con distancias de separación muy pequeñas, como se muestra en la figura 3.9(a). Se utilizan dos tipos de malla: gruesa y fina. Ambos tipos se caracterizan por ser casi inmunes a campos magnéticos intensos de hasta 1 T. En la realidad, la ganancia se ve reducida por campos de esta magnitud, siendo ésta de aproximadamente  $10^4$  para un PMT con 16 etapas. En la figura 3.9(b) se muestra la

salida reactiva de un tubo fotomultiplicador de 19 estados en contra del campo magnético a diferentes ángulos. Este tipo de dínodos proporcionan también un pulso de corriente grande (Flyckt y Marmonier, 2002; Engstrom, 1980).

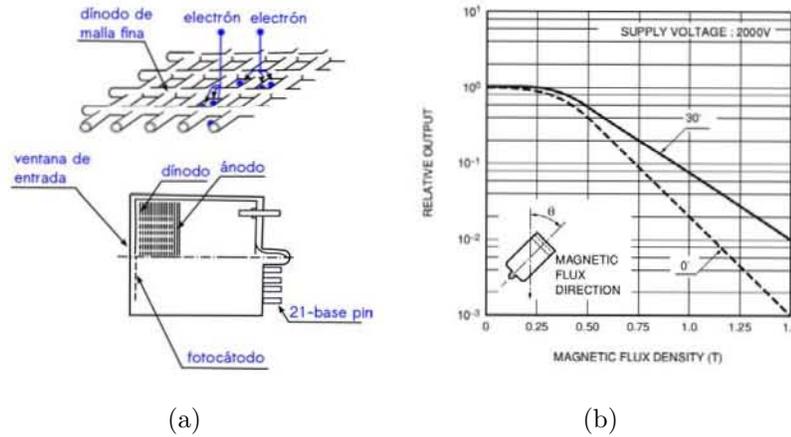


Figura 3.9: (a) Estructura interna de tubos fotomultiplicadores tipo malla, (b) Características magnéticas de los tubos fotomultiplicadores dentro de campos magnéticos intensos (Flyckt y Marmonier, 2002).

Una vez que los electrones salen del sistema de multiplicación, son recolectados por el ánodo que es un electrodo que recolecta los electrones secundarios creados por el sistema de multiplicación. El ánodo obtiene una corriente electrónica de salida y la traslada a un circuito externo. Los ánodos se diseñan con mucho cuidado para tener una estructura que permita optimizar las trayectorias de los electrones. Generalmente los ánodos se fabrica con diferentes formas, siendo las más comunes la cilíndrica, la placa y la malla. Los ánodos deben de tener las siguientes características: (1) deben recolectar todos los electrones secundarios emitidos por el último dínodo, (2) deben de asegurar que la respuesta sea lineal, y (3) su impedancia debe empatar con la impedancia de la conexión de salida.

### 3.3.1 Multiplicación de electrones

El sistema de multiplicación consiste de una serie de dínodos posicionados de tal forma que el campo eléctrico entre ellos cause que los electrones emitidos por cada dínodo lleguen hasta el próximo con una energía de algunos cientos de eV. Como resultado de la emisión secundaria el número de electrones incrementa de dínodo a dínodo, dando la multiplicación

requerida. Sin embargo, no todos los electrones emitidos alcanzan el siguiente dínodo, cada espacio entre dínodos está caracterizada por la eficiencia de recolección  $n$ . El coeficiente de emisión secundaria  $\delta_i$  de un dínodo  $i$  y la eficiencia de recolección  $n_{i-1}$  del espacio que le precede son funciones crecientes del voltaje  $V_i$  entre los dínodos  $d_i$  y  $d_{i-1}$ . El producto de  $n_{i-1}$  y  $\delta_i$  varia como una potencia del voltaje  $V_i$  aplicado

$$n_{i-1}\delta_i = k_i V_i^\alpha \quad (3.23)$$

donde  $k_i$  es una constante y el exponente  $\alpha$  normalmente tiene un valor entre 0.65 a 0.75.

Para expresar la ganancia, es más conveniente asociar el factor de emisión secundaria  $\delta_i$  del dínodo  $i$  con la eficiencia de recolección  $n_i$  del espacio entre dínodos que le sigue, la ganancia  $g_i$  del dínodo  $i$  es entonces

$$g_i = \delta_i n_i \quad (3.24)$$

y la ganancia total  $M$  del sistema de multiplicación es

$$M = \prod_{i=1}^N g_i \quad (3.25)$$

donde  $N$  es el número total de etapas (Flyckt y Marmonier, 2002). Los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo son multiplicados por el primer dínodo hasta el último, con una corriente de amplificación entre 10 a  $10^8$  veces, y son finalmente mandados al ánodo (Engstrom, 1980).

Los materiales emisivos más utilizados en los dínodos son alkali antimonide, óxido de berilio (BeO), óxido de magnesio (MgO), fosfuro de galio (GaP) y fosfuro de arseniuro de galio (GaAsP). Estos materiales son depositados sobre la superficie de los electrodos hechos normalmente de níquel, acero inoxidable, o aleaciones de cobre-berilio.

### 3.3.2 Tiempo de respuesta y resolución temporal

Existen dos factores que afectan la resolución temporal de los PMT's: (1) las variaciones del tiempo de tránsito de los electrones en el PMT, y (2) las fluctuaciones debido al ruido estadístico.

Las variaciones en el tiempo de tránsito son causadas por diferencias en las trayectorias de los electrones y por la energía que estos tienen cuando son emitidos por el fotocátodo. Los electrones que se producen cerca de las esquinas del fotocátodo viajan distancias mayores hacia el primer dínodo, que aquellos que se producen cerca del centro del fotocátodo. La figura 3.10 muestra algunas trayectorias que seguirían los fotoelectrones desde el fotocátodo. La diferencia temporal puede incrementarse debido a la asimetría del primer dínodo. Este efecto se conoce como *diferencia temporal de tránsito* y está asociado a la geometría del sistema (Leo, 1994).

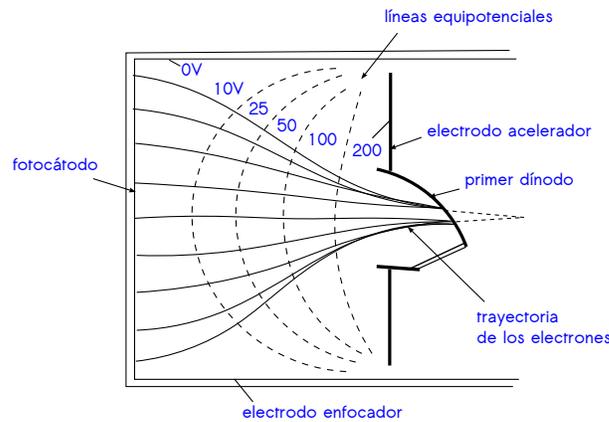


Figura 3.10: Sistema óptico y electrónico de un PMT convencional.

A parte de los efectos geométricos, también están las variaciones que dependen de la energía y dirección de los electrones emitidos, es decir, los electrones con mayor energía alcanzan el primer dínodo más rápido que los electrones con bajas energías. También si los electrones se emiten en una dirección cercana a la normal de fotocátodo, estos llegan antes que los que se emiten en una dirección paralela a la superficie. A este efecto se le llama *dispersión del tiempo de tránsito* y es independiente del punto donde el electrón sale del fotocátodo. Expresando la velocidad inicial del fotoelectrón como una suma de sus componentes perpendiculares y paralelas al fotocátodo, la velocidad es

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\perp} + \mathbf{v}_{\parallel} \quad (3.26)$$

y la dispersión del tiempo de tránsito se puede aproximar por la fórmula

$$\Delta t = -\sqrt{\frac{2m_e W}{e^2 E^2}} \quad (3.27)$$

donde  $m_e$  es la masa del electrón y  $e$  su carga,  $E$  es el campo eléctrico, y  $W$  la componente de la energía normal al fotocátodo  $v_{\perp}^2/2m_e$ .

La segunda fuente de fluctuaciones temporales en los PMT's es la fluctuación de la corriente por la naturaleza estadística del efecto fotoeléctrico y la emisión secundaria de electrones. Esto se llama ruido estadístico y es una limitación de la resolución temporal de un PMT (Leo, 1994). En la siguiente sección se describirán éste y otros tipos de ruidos presentes en los tubos fotomultiplicadores.

### 3.3.3 Ruido y Pulsos tardíos en los tubos fotomultiplicadores

Incluso cuando los fotomultiplicadores no están siendo iluminados, existe una corriente que está siempre presente. Esta corriente se llama *corriente oscura* y surge de varias fuentes: (1) emisión termoiónica de los cátodos y dínodos, (2) corriente de fuga, (3) contaminación radiactiva, (4) pulsos tardíos y (5) otros.

La componente principal de la corriente oscura es el ruido termoiónico. Este ruido lo producen los electrones termoiónicos que son emitidos por el fotocátodo espontáneamente, pudiendo ocurrir en los dínodos de la cadena de multiplicación también. Esta contribución está descrita por la ecuación de Richardson

$$I = AT^2 \exp\left(\frac{-e\psi}{kT}\right), \quad (3.28)$$

donde  $A$  es una constante,  $\psi$  es la función de trabajo,  $T$  es la temperatura en [K] y  $k$  es la constante de Boltzman. A temperatura ambiente, la emisión termoiónica de un fotocátodo con sensibilidad máxima entre 300 a 500 nm es de 10 a 1000 electrones  $\text{cm}^2\text{s}$ , e incrementa conforme la sensibilidad se extiende hacia longitudes de onda mayor. Los pulsos resultantes del proceso corresponden normalmente a un fotoelectrón y aquellos que se originan en los dínodos se amplifican menos que los del fotocátodo. Como la mayoría de los centelladores están fabricados para producir señales de algunos fotoelectrones, es suficiente un discriminador para eliminar las contribuciones de ruido termoiónico. Cuando se desean detectar señales

producidas por radiación de muy baja energía, es importante reducir este ruido pues de lo contrario es imposible distinguirlas (Flyckt y Marmonier, 2002; Leo, 1994; Knoll, 2000).

La corriente de fuga es la única causa de la componente continua de la corriente oscura y se debe a la conductividad de la superficie de los soportes de electrodos, la base y el socket. La conductividad superficial dentro del tubo se ve afectada por los metales alcalinos utilizados, y en el exterior por agentes tales como el polvo, la humedad y la grasa. La componente de la corriente oscura debida a las corrientes de fuga varía más o menos linealmente con el alto voltaje aplicado (es menos marcado que la ganancia, que varía exponencialmente con el voltaje). Este tipo de ruido es el que predomina cuando el PMT se opera a baja ganancia y cuando se opera a bajas temperaturas, donde la emisión termoiónica es menos significativa (Flyckt y Marmonier, 2002).

El siguiente tipo de ruido son los pulsos originados por la radiactividad natural de la estructura del tubo mismo. Los componentes más importantes son potasio-40 y torio contenidos en el vidrio del tubo. Una partícula beta producida en un decaimiento radioactivo da lugar a radiación Cherenkov, que puede liberar fotoelectrones del fotocátodo de forma similar a los centelladores (Knoll, 2000).

Los llamados pulsos tardíos son señales que se observan después del pulso principal y han sido estudiados desde que los PMT's se utilizan para la investigación científica y tecnológica. Akgun, Ayan, Aydin, Olson y Onel (2008) dividen los pulsos tardíos en dos categorías: pulsos tardíos con retraso corto y pulsos tardíos con retraso largo. Los primeros se forman algunas decenas de nanosegundos después del pulso principal y también son conocidos como pulsos de retraso. Los segundos se observan entre algunas decenas de nanosegundos hasta varios microsegundos después del pico principal y en ocasiones se nombran simplemente pulsos tardíos.

Los pulsos de retraso son parte del pulso principal y se forman por la retrodispersión (elástica o inelástica) de los electrones en el primer dínodo de la cadena de multiplicación. El electrón que golpea el primer dínodo puede ser retrodispersado incluso sin liberar electrones secundarios. Los electrones retrodispersados son decelerados por el campo eléctrico y vuelven a acelerar hacia el primer dínodo, produciendo electrones secundarios y generando un pulso retrasado (Lubsandorzhiev, Pokhil, Vasiliev y Wright, 2000).

Por otra parte, los pulsos tardíos o de retraso largo se generan mediante otro mecanismo. Lubsandorzhiev, et al. (2000) mencionan en la parte introductoria que estos pulsos se originan por la ionización del gas residual, ionización de los átomos absorbidos por la superficie del primer dínodo o por la luminiscencia de los dínodos o del gas residual. Los pulsos tardíos o de retraso largo están a su vez clasificados en pulsos rápidos y largos. Los primeros ocurren dentro de los 100 ns después del pico principal, mientras que los segundos ocurren entre los 100 ns a los 200  $\mu$ s. Los pulsos tardíos rápidos se generan por fotones producidos en la ionización de átomos y moléculas del gas residual y por cátodo-luminiscencia de la superficie del dínodo, fotones producidos por procesos de deceleración (rayos-X) y emisión de radiación de transición. Los pulsos tardíos largos son producidos por los iones en retraso que se forman por la ionización del gas residual (Poleshchuk, Lubsandorzhiev, Vasiliev, 2012).

Los pulsos tardíos producidos por la ionización de los gases residuales están representados por Coates (1973) por la ecuación 3.29, que representa la ionización del gas residual  $A$  por un electrón.



El ion positivo formado en el proceso se mueve en dirección inversa a los electrones, algunos iones impactan sobre el fotocátodo y liberan cientos de electrones que son nuevamente acelerados y multiplicados, resultando un pulso de amplitud considerable. Como los iones positivos son relativamente lentos el tiempo que les toma regresar hasta el ánodo es de cientos de nanosegundos a microsegundos, siendo el tiempo entre el pulso principal y el pulso tardío un tanto largo. Por otra parte, el electrón extra añadido al número de electrones ya presentes en el pulso tiene poco efecto si la ionización se origina después de los primeros dínodos. De la ecuación de movimiento para un ion en un campo eléctrico  $E=V/x$ , el tiempo  $t$  que tarda un ion en viajar una distancia  $x$  es

$$t = \sqrt{\frac{2m}{qV}} x \quad (3.30)$$

donde  $m$  y  $q$  son la masa y la carga del ion. Como la cantidad de gas residual varía entre tubos del mismo diseño es posible reducirlos cambiando de PMT (Knoll, 2000).

En varios trabajos está reportado que los pulsos tardíos se pueden asociar con los gases  $H_2$ ,  $N_2$ ,  $CO$ ,  $He$ , y otros, que se encuentran en el aire o son producto del vapor de agua. Cuando los PMT's han sido expuestos al aire por al menos dos años, se ha reportado que los pulsos tardíos asociados al  $He$  incrementan dramáticamente comparados con aquellos causados por iones pesados. La razón de esto es la permeabilidad relativamente alta del vidrio al  $He$  (Incandela et. al, 1987).

Finalmente se debe tener en cuenta que en el estudio de los pulsos tardíos que son creados por iones impactando en el fotocátodo, que la amplitud depende del tipo de ion, pero no de la amplitud de la señal principal. Por otra parte, se espera también que la tasa de los pulsos tardíos sea proporcional a la amplitud (o al número de fotoelectrones) de la señal principal (Ma, K.J. et al, 2009).

Un tipo de pulsos menos importantes presentes en las señales son los prepulsos, que se observan cuando los fotones pasan a través del fotocátodo sin interactuar con él. Los fotones interactúan mediante el efecto fotoeléctrico con la superficie del primer dínodo y los electrodos de enfoque colocados entre el fotocátodo y el primer dínodo. Las señales formadas mediante este mecanismo deben anteceder al pulso principal. El intervalo de tiempo entre prepulsos y pulsos principales es casi igual al tiempo de transición de los fotoelectrones desde el fotocátodo hasta el primer dínodo.

Una vez que se ha generado un pulso eléctrico (sea tardío o no) es necesario realizar un post-procesamiento y es necesario utilizar electrónica específica, de la cual se hablará en la siguiente sección.

Además de la corriente oscura está el ruido estadístico. Este ruido es el resultado directo de la naturaleza de los procesos de fotoemisión y emisión secundaria. Para luz de intensidad constante, el número de fotoelectrones emitidos y el número de electrones secundarios oscilan con el tiempo. La corriente obtenida por el ánodo es oscilante. A este ruido se le conoce como *shot noise* o *Schottky Effect*. (Leo, 1994).

### 3.4 Electrónica

En experimentos de altas energías se utilizan sistemas modulares estándar que definen especificaciones eléctricas y mecánicas para diferentes módulos electrónicos, como amplificadores,

discriminadores, contadores y otros. Los experimentos presentados en esta tesis se realizaron utilizando el sistema modular estándar NIM.

El sistema NIM fue desarrollado por la Comisión de Energía Atómica de los Estados Unidos en 1968, con la idea de desarrollar un sistema simple y sencillo basado en el intercambio de módulos electrónicos, usados en experimentos de física nuclear. Inicialmente, NIM fue utilizado como acrónimo de *Nuclear Instrumentation Methods* hasta que su uso se hizo nacional y entonces fue acrónimo de *National Instrumentation Methods*. Actualmente el sistema NIM se utiliza internacionalmente en experimentos tanto de física nuclear como en experimentos de física de partículas y otros (U.S NIM Committee, 1990).

Los módulos NIM se montan en un bastidor o crate que tiene capacidad para albergar 12 módulos sencillos de 222 mm de altura. Se pueden montar módulos con un ancho de 34.4 mm, 68.8 mm, o bien, con un ancho igual al triple del ancho del módulo sencillo. Los módulos son alimentados desde el crate por una fuente de alto voltaje que utiliza seis voltajes estándar NIM  $\pm 6$  V, 12 V y 24 V DC. Los módulos se interconectan mediante cables de 50 ohms y conectores estándar BNC (U.S NIM COMMITTEE, 1990; Knoll, 1989). A continuación se describen las funciones de algunos módulos electrónicos usados en los experimentos que se presentan en el capítulo 4.

**Fan-out y Fan-in.** Los módulos Fan-out son circuitos activos que permiten distribuir una señal a varias partes del sistema electrónico, repartíendola en varias señales idénticas de la misma forma y con la misma altura. El módulo Fan-in, acepta varias señales de entrada y entrega la suma algebraica a la salida. Son particularmente usados para sumar las salidas de varios detectores o las señales de un detector grande con varios PMT's. Ambos módulos pueden ser lineales o lógicos. Los lineales aceptan señales analógicas y lógicas, mientras que los lógicos solo aceptan lógicas. En el caso de un fan-in lógico, la suma algebraica se reemplaza por una suma lógica ( es decir, OR).

**Discriminador.** Es un módulo que genera una señal lógica si una señal de entrada es mayor que un cierto umbral de voltaje. El valor del umbral se ajusta manualmente desde la parte frontal de la unidad, así mismo, se puede ajustar el ancho de la señal lógica generada. Normalmente estos módulos se usan para bloquear el ruido con amplitud pequeña que está siempre presente en las señales de salida de los PMT's (Leo, 1994).

**Coincidencias.** Esta unidad determina si dos o más señales lógicas coinciden en tiempo y genera una señal lógica si existe la coincidencia, de otra forma, no genera señal. Existe varias formas de determinar electrónicamente si ha habido una coincidencia entre dos pulsos, una de ellas es haciendo uso de un compuerta, que es una señal que permite pasar señales solo si hay una segunda señal en coincidencia presente en la compuerta, de otra forma, a tiempos diferentes la señal es bloqueada. La señal de compuerta es normalmente una señal lógica cuya anchura determina el tiempo en que la compuerta se mantiene abierta. Para hacer mediciones de coincidencia, hay que asegurar que los trayectos (y el tiempo de propagación) a lo largo de los cuales dos señales viajan a la unidad de coincidencia, sean iguales (Leo,1994).

**Unidad de retrasos.** Permiten aumentar o disminuir los caminos de las señales en el circuito de coincidencias. Los módulos de retraso consisten de cables de longitudes variadas, en un módulo NIM permite un retraso de 0 a 64 ns.

### 3.4.1 Digitalización de las señales

La conversión analógica–digital es un proceso de digitalización mediante el cual una señal analógica es representada por su equivalente en estados binarios. La conversión se hace mediante un dispositivo electrónico llamado conversor analógico-digital (Analog to Digital Converter, ADC por sus siglas en inglés). Los ADC's realizan tres procesos principales para digitalizar las señales: (1) muestreo de la señal, (2) cuantización de la señal y (3) codificación de la cuantización en código binario. El proceso de conversión está representado por el diagrama de la figura 3.11. Se describirán a continuación dos tipos de conversores, el conversor de carga (Charge to Digital Converter, QDC por sus siglas en inglés) y el conversor tipo flash (Flash Analog to Digital Converter, FADC por sus siglas en inglés).

El QDC es un integrador puro que integra un pulso de corriente durante un intervalo de tiempo. El intervalo de tiempo está definido mediante la anchura de una señal lógica de compuerta, también llamada ventana de integración. La integración da como resultado la carga de la señal y es expresada en unidades de pC.

En el QDC, la compuerta de integración es generada normalmente a partir de la señal misma del detector. Se genera una señal lógica a través de un módulo de discriminación, y

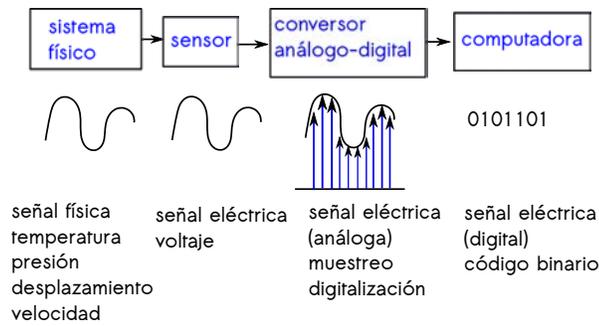


Figura 3.11: Proceso de conversión analógico-digital. Fuente: propia, modificado de Huircán (2007).

mediante un módulo de coincidencias se generará la compuerta de integración. Normalmente se añade un retraso a la trayectoria de la señal para empatarla con la compuerta de integración. En la figura 3.12 se muestra un ejemplo del proceso Tintori (2008).

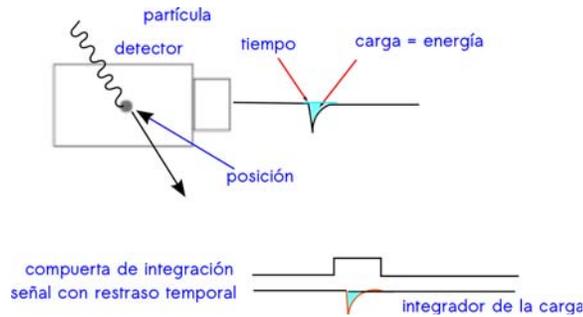


Figura 3.12: Señal eléctrica y compuerta lógica de integración generadas para un QDC. Fuente: propia, modificado de Tintori (2008).

El FADC determina cada bit del número digital simultáneamente, esto lo hace enviando la señal a un conjunto de comparadores de voltaje conectados en paralelo, con cada comparador fijado a un umbral diferente.

Uno de los parámetros más importantes de los ADC es la resolución. El número de dígitos binarios (bits) que representa el número digital determina la resolución. Por ejemplo un ADC de 12-bits tiene una resolución de una parte en 4096, donde  $2^{12}=4096$ . Un ADC que tiene un intervalo de entrada analógico de 1V tendrá 4096 niveles de voltaje, siendo el más bajo de .25 mV.

Los arreglos experimentales presentados en este trabajo se hacen usando un FADC.



# Capítulo 4

---

## ALICE Y EL DETECTOR V0

En este capítulo se abordan dos temas íntimamente relacionados: el experimento ALICE y el detector V0. Se describen brevemente los componentes de ALICE. Se explica el funcionamiento del detector V0, que junto con los detectores T0 y los detectores de la teneros de multiplicidad (Forward Multiplicity Detectors, FMD por sus siglas en inglés) forman parte de los detectores FWD (Forward Detectors, FWD por sus siglas en inglés). Así mismo, se expone el papel que juega el detector V0 dentro de ALICE, y se detallan las tareas que desarrolla. Finalmente se presenta un breve relato de la calibración del V0 realizada en el 2005, y se presentan los resultados que se obtuvieron de ésta, a partir de los cuales, se propusieron los estudios que se presentan en este trabajo, mismos que permitirán definir las actualizaciones que se harán al detector para las siguientes colisiones que se produzcan en ALICE a partir del año 2015.

### 4.1 ALICE

El experimento ALICE está ubicado cerca de St. Genis Pouilly, Francia a 40 m bajo tierra. Esta formado por un conjunto de aproximadamente 18 impresionantes sistemas de detección, que juntos miden  $16 \times 16 \times 26 \text{ m}^3$  y tienen un peso aproximado de 10,000 toneladas. ALICE como su nombre lo indica está diseñado para estudiar colisiones entre iones pesados. Explora la física de las interacciones fuertes en colisiones pp y el plasma de quarks y gluones a valores extremos de densidad de energía y temperatura en colisiones núcleo-núcleo. Este detector

mede multiplicidades altas, tres órdenes de magnitud mayor que las típicas en colisiones pp (Scott, 2103; The ALICE collaboration, 2013).

La figura 4.1 muestra la composición del detector. El origen del sistema coordinado está colocado en el punto de interacción (Interaction Point, IP por sus siglas en inglés), el eje  $z$  está definido a lo largo del tubo del acelerador, el ángulo  $\varphi$  rodea al eje del tubo,  $r$  es la distancia desde el punto de interacción y  $\theta$  es el ángulo que se forma con el eje  $z$  (Bird, 2010).

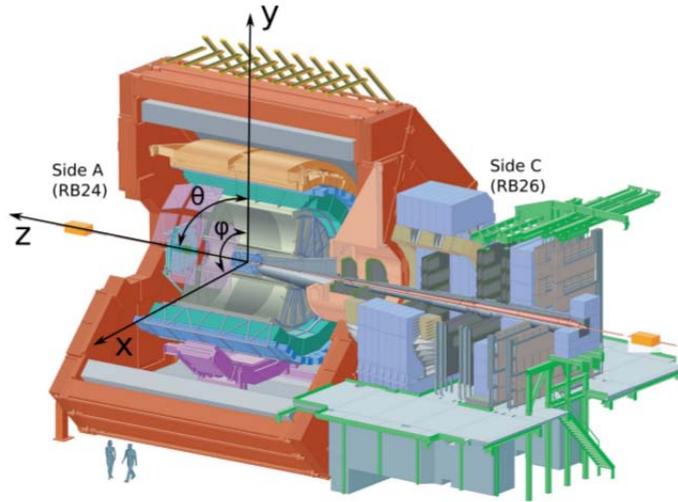


Figura 4.1: Sistema coordinado de ALICE.

En colisiones relativistas es conveniente utilizar variables cinemáticas que toman formas simples bajo transformaciones de Lorentz para el cambio de marcos de referencia. Dos de ellas son la rapidez y la pseudorapidez; la rapidez es usualmente usada en física de partículas, es una medida de la velocidad relativa al sistema de referencia, definida por la ecuación 4.1.

$$\phi = \operatorname{arctanh}(v/c) \quad (4.1)$$

Como normalmente la velocidad de las partículas no se conoce, se aproxima la masa como casi cero y la velocidad como la velocidad de la luz, para dar la ecuación 4.2 que es conocida como pseudo-rapidez y sólo depende del ángulo  $\theta$  (Bird, 2010).

$$\eta = -\ln[\tan(\theta/2)] \quad (4.2)$$

Los detectores de ALICE están diseñados para tratar con 8000 partículas por unidad de pseudo-rapidez  $dN_{ch}/d\eta$ . Sin embargo, los valores reales esperados son de 1200 a 2500.

El barril central, centrado en el punto de interacción, está contenido en un solenoide<sup>1</sup> que produce un campo uniforme de 0.5 T. El barril central está formado por una serie de detectores de rastreo que registran el momento de las partículas cargadas, midiendo la curvatura de su trayectoria dentro del campo magnético. Estas partículas son después identificadas de acuerdo a su masa y tipo de partícula por una serie de detectores para la identificación de partículas (Particle Identification, PID por sus siglas en inglés) seguidos de dos tipos de calorímetros electromagnéticos para medir fotones y jets. Cubre principalmente las regiones de  $45^\circ < \theta < 135^\circ$  o  $|\eta| < 0.9$  y todo el ángulo azimutal  $\varphi$  (Scott, 2013; Bird, 2010; Schukraft, 2012).

Adicionalmente a los detectores del barril central, existen detectores con pseudorapidez mayor para detectar partículas con trayectorias cercanas al tubo del haz, y son llamados detectores delanteros y de trigger. Fuera del barril central se encuentra otro detector, el espectrómetro de muones que consiste de un arreglo de absorbedores, un imán dipolar largo, y 14 planos de cámaras de rastreo (Schukraft, 2012).

**Detectores de rastreo** Estan divididos en: (1) Sistema de trayectorias internas (Inner Tracking System, ITS por sus siglas en inglés). y (2) Cámara de proyección temporal (Time Projection Chamber, TPC por sus siglas en inglés).

El ITS está situado cerca del eje del haz y está formado por 6 capas cilíndricas de detectores de silicio que usan tres tecnologías distintas como se muestra en la figura 4.2. Está formado por dos capas cilíndricas de detectores SPD (Silicon Pixel Detectors, por sus siglas en inglés), dos capas de detectores SDD (Silicon Drift Detectors, SDD por sus siglas en inglés) y dos capas de detectores SSD (Silicon Strip Detectors, SSD por sus siglas en inglés). La principal función del ITS es localizar el vértice primario, donde ocurre la colisión; con una resolución mejor de  $100 \mu m$ . El ITS también localiza los vértices secundarios, donde ocurren los decaimientos de las partículas inestables; y rastrea e identifica partículas cargadas con momento  $p_t < 200 MeV/c$  (Contin, 2012).

La TPC es un detector con forma cilíndrica de 510 cm de largo y 560 cm de diámetro

---

<sup>1</sup>El solenoide de ALICE perteneció al antiguo acelerador LEP.

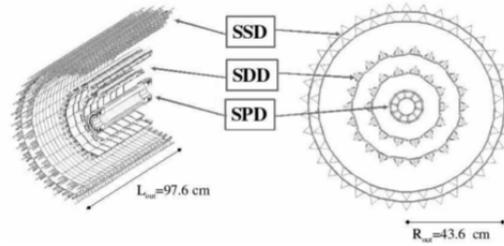


Figura 4.2: Sistema ITS (Scott, 2013, p.43)

colocado alrededor del eje  $z$  como se muestra en la figura 4.3. Dentro de la TPC se encuentra una mezcla de gases  $Ne/CO_2/N_2$ , que es ionizado por las partículas cargadas. Los electrones libres fluyen dentro de un campo eléctrico de 100 kV a lo largo de la dirección  $z$ , hacia cámaras alámbricas mediante las cuales se van registrando las trayectorias de las partículas. La curvatura de las partículas indican el momento y la carga, mientras que el número de electrones ionizados representa  $dE/dx$ . Los datos recolectados se combinan con los datos del ITS para hacerlos más precisos (Bird, 2010; Schukraft, 2010; Fabjan y Schukraft, 2009).

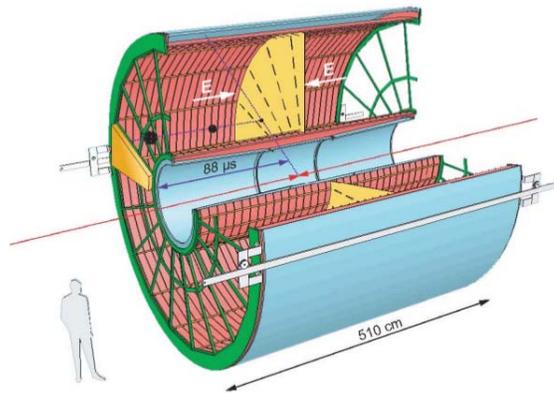


Figura 4.3: TPC.

**Detectores para la identificación de partículas.** Están divididos en: (1) Detector de tiempo de vuelo (Time-of-Flight, TOF por sus siglas en inglés), (2) Detector identificador de partículas con momentos altos (High Momentum Particle Identifier Detector, HMPID por sus siglas en inglés) y (3) Detector de transición de radiación (Transition Radiation Detector, TRD por sus siglas en inglés) (Schukraft, 2010; Bird, 2010; Fabjan y Schukraft, 2009).

El TOF mide el tiempo de vuelo de las partículas desde el punto de interacción hasta el mismo detector. Con los datos de tiempo de vuelo y el momento de las partículas se determina

la masa de las mismas. El detector cubre al barril central sobre un área de  $140 \text{ m}^2$  con 150,000 celdas individuales a un radio de aproximadamente 4 m. El detector está hecho de Multigap Resistive Plate Chamber (MRPC) capaces de diferenciar partículas con una eficiencia del 99.9% y tiene una resolución temporal mejor de 50 ns (Bird, 2010; Schukraft, 2010; Fabjan y Schukraft, 2009).

Al rededor de la TPC están colocados 18 módulos de detectores de transición de radiación capaces de identificar electrones con energías mayores a 1 GeV para estudiar la producción de quarks pesados. Cada módulo consiste de un radiador y una cámara de deriva que opera con una mezcla de gases de Xe/CO<sub>2</sub>. Las partículas pasan através del radiador, donde se genera la radiación de transición y luego pasan a la zona de conversión en la cámara de deriva, que tiene 30 mm de profundidad y un campo de deriva de 700 V/cm. La radiación de transición ioniza la mezcla de gases y el gas ionizado genera una señal eléctrica que se detecta al extremo del hilo.

**Detectores delanteros y de trigger.** Están formados por los siguientes detectores: (1) T0, (2) V0 y (3) Detector delantero de multiplicidad (Forward Multiplicity Detector, FMD por sus siglas en inglés).

Se utiliza para seleccionar los eventos o medir características globales de las reacciones un sistema de detectores pequeños y especializados. El tiempo de la colisión es medido con extrema precisión ( $< 20 \text{ ps}$ ) por el detector T0, que está formado por un conjunto de 12 contadores Cherenkov montados alrededor del tubo del haz de partículas. Se utilizan para seleccionar las interacciones y rechazar las interacciones hz-gas residual dos arreglos de detectores de plástico centellador llamados V0. El detector FMD provee información sobre el número y distribución de partículas cargadas creadas durante la colisión (Schukraft, 2012). En la siguiente sección se describe detalladamente el detector V0.

## 4.2 El detector V0

El sistema V0 (Vertex 0 detector) es un conjunto de dos detectores nombrados V0A y V0C que forman parte del Detector Delantero (Forward Detector). Los detectores están colocados a ambos lados del punto de interacción, el V0A localizado 330 cm a la izquierda y el V0C localizado 90 cm a la derecha. El primero cubre un intervalo de pseudorapidez de  $2.8 < \eta < 5.1$ ,

mientras que el segundo cubre un intervalo de  $-3.7 < \eta < -1.7$ . La figura 4.4 muestra la posición de los detectores y la tabla 4.1 muestra los valores de pseudorapidez y las dimensiones para cada anillo.

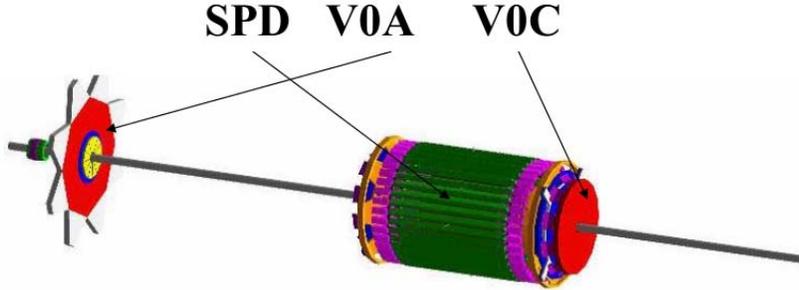


Figura 4.4: Posición del V0 dentro de ALICE.

Tabla 4.1: Intervalos de pseudorapidez y radios de convergencia (cm) cubiertos por los anillos del V0A y del V0C (The ALICE Collaboration, 2013).

Anillos	V0A	V0C	V0A	V0C
	$r_{min}/r_{max}$	$r_{min} r_{max}$	$\eta_{max}/\eta_{min}$	$\eta_{max} \eta_{min}$
0	4.3/7.5	4.5/7.1	5.1/4.5	-3.7/-3.2
1	7.7/13.7	7.3/11.7	4.5/3.9	-3.2/-2.7
2	13.9/22.6	11.9/19.3	3.9/3.4	-2.7/-2.2
3	22.8/41.2	19.5/32.0	3.4/2.8	-2.2/-1.7

En 2005 el detector V0A fue diseñado y construido por el grupo experimental de Altas Energías del Instituto de Física de la UNAM. El detector está formado por dos hemisferios o semicírculos iguales (ver figura 4.5(a)) de plástico centellador que al unirse forman un disco con 82.4 cm de diámetro y 2.5 cm de espesor. El disco tiene en el centro un orificio circular de 86 mm de diámetro que permite el paso de la tubería del haz. El detector está dividido en ocho partes iguales llamadas *sectores* y en cuatro *anillos* concéntricos al orificio central, formando un total de 32 subdetectores individuales referidos como *celdas* o *pixeles*. Una figura del detector se muestra en la figura 4.5(b). Cada celda está aislada ópticamente de las demás mediante una resina epóxica mezclada con  $TiO_2$  colocada sobre los bordes para crear paredes reflectoras difusas. Para la segmentación del detector se utilizó una técnica llamada

*megatile*, la cual se puede consultar, junto con el proceso de construcción en la referencia (León, 2007).

La luz producida dentro del detector, producto de la interacción celda–partícula, es recolectada por fibras corredoras de frecuencia (WLS) BC 9929 AMC de 1 mm de espesor que se encuentran embebidas dentro de ambas caras de cada celda centelladora como se muestra en la figura 4.5(c). Las fibras están acopladas a tubos fotomultiplicadores (un PMT por celda) colocados sobre un soporte mecánico que cubre el detector (The ALICE collaboration, 2013).

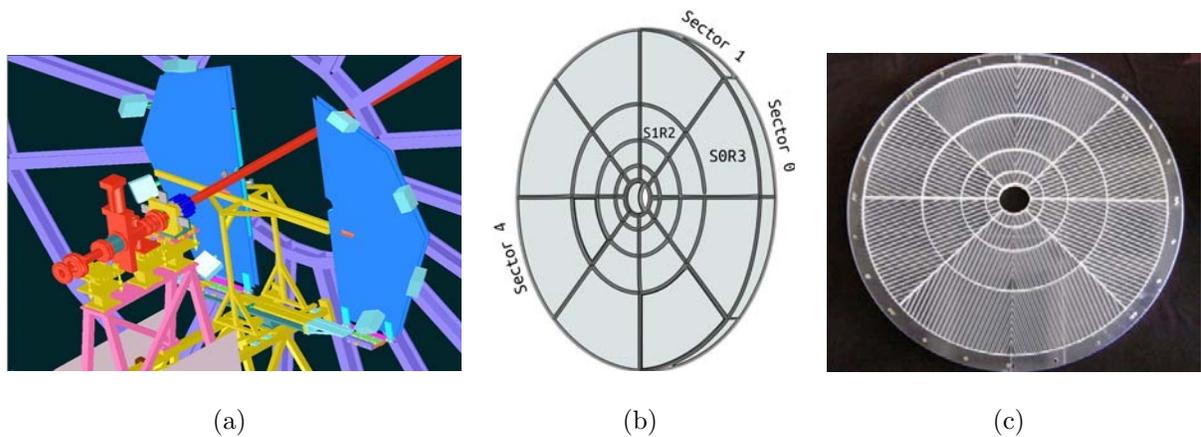


Figura 4.5: (a) Posición del detector dentro con respecto de la línea del haz (b) Sectores, anillos y celdas del detector V0; (c) Ranuras para las fibras corredoras de frecuencia (León, 2007).

Por su parte, el detector V0C fue construido en el Institut de Physique Nucléaire de Lyon, en Lyon, Francia. Es un disco centellador con 64 cm de diámetro y 2 cm de espesor con un orificio central de 90 mm de diámetro. Está dividido en 32 celdas centelladoras. La recolección de luz se hace con fibras WLS acopladas a fibras claras para transfereir la luz a los tubos fotomultiplicadores que se encuentran localizados a 3 m de distancia del detector. Una descripción más detallada del detector V0C se puede encontrar en la referencia (Cortese, et al., 2004).

Los detectores se elaboraron con plástico Bicorn BC–404 de poliviniltolueno, con desidad  $1.032 \text{ g/cm}^3$  e índice de refracción 1.58. El plástico tiene un tiempo de ascendencia de 0.7 ns y un tiempo de decaimiento de 1.8 ns, su pico de emisión está en 408 nm y tiene una longitud de atenuación de 140 cm. Se utilizaron 32 PMT's de malla fina capaces de soportar

el campo magnético de 0.5 T producido por el solenoide de ALICE. Los PMT's utilizados son modelo R5946-70 (o lo que es igual H6153-70) de Hamamatsu con 38 mm de diametro y una longitud aproximada de 50 mm. Tienen una ventana de borosilicato y un fotocátodo tipo Bialkali. Su intervalo espectral va de 300 nm a 650 nm, y su pico de respuesta máximo está en 375 nm. Están formados por 18 dínodos tipo malla fina con una superficie de emisión secundaria tipo Bialkali. El tiempo de tránsito de los electrones es de 7.2 ns.

Para hacer referencia a las disitintas celdas del detector V0A se utilizó la siguiente terminología. Se nombró S0 al sector cero, S1 al sector uno, S2 al sector dos y así sucesivamente hasta el sector siete que se nombró S7. El anillo cero se nombró R0, el anillo uno se nombró R1, el anillo dos se nombró R2, y el anillo tres se nombró R3. Para distinguir las celdas se utilizó la siguiente regla: se nombró primero el sector de la celada referida y después el anillo. Por ejemplo se nombró S0R0 al anillo cero del sector cero, S6R2 al anillo dos del sector seis y S3R3 al anillo tres del sector tres. En la figura 4.5(b) se muestran algunos ejemplos.

Es importante señalar que en cada hemisferio del detector está colocado un LED, cuya luz es transferida por fibras claras a cada una de las celdas, y el cual se puede utilizar para calibrar el detector, simulando pulsos de luz, en caso de ser necesario.

### 4.3 Sistema de trigger de ALICE y del detector V0

El sistema de triggers de ALICE está dividido en dos. El trigger de bajo nivel (low-level) es un trigger de hardware llamado Procesador Central de Trigger (Central Trigger Processor, CTP por sus siglas en inglés). El trigger de alto nivel (High-Level Trigger, HLT por sus siglas en inglés) está implementado como un trigger de software. El CTP combina las salidas de varias fuentes de trigger, es decir de varios subdetectores. El HLT permite la implementación de una lógica sofisticada para generar los triggers. A diferencia del CTP, que gobierna la lectura de los subdetectores, el HLT recibe una copia de los datos y los procesa.

El CTP combina los triggers de varios subdetectores para decidir si un evento es aceptado, es decir, si es leído y escrito en el disco. Los eventos aceptados pasan por diferentes tipos de niveles. El primer nivel, llamado L0, es entregado después de 1.2  $\mu$ s, el segundo, llamado L1, después de 6.5  $\mu$ s. El trigger final, L2, es entregado después de 100  $\mu$ s. El evento es finalmente almacenado después del trigger L2 (Sharma, 2011).

El detector V0 forma parte del trigger L0. La señal de salida de cada PMT se envía a un circuito electrónico que proporciona dos señales. La primera señal se remite a un discriminador para la generación de los triggers del detector V0. La señal se amplifica por un factor de 10. La segunda señal, no amplificada, se usa para medir la carga integrada de la señal (Zoccarato et al., 2011).

El detector V0 provee el trigger principal de interacción (minimum bias trigger, MB por sus siglas en inglés) y determina también la posición del vértice en línea. Por la coincidencia de los dos arreglos, V0A y V0C, es capaz de identificar interacciones del haz con el gas residual (beam gas trigger, BG por sus siglas en inglés). El trigger MB identifica las colisiones haz–haz, verificando en cada disco (V0A y V0C) si los eventos ocurren en el tiempo esperado, 11 ns después de la colisión para el V0A y 3 ns después de la colisión para el V0C. Este trigger requiere que al menos se dispare un canal del V0A, y uno del V0C para colisiones p-p. La detección de los canales disparados se hace por medio de dos ventanas de observación, una para el V0A (llamada BBA) y otra para el V0C (llamada BBC). La figura 4.6 ejemplifica el proceso.

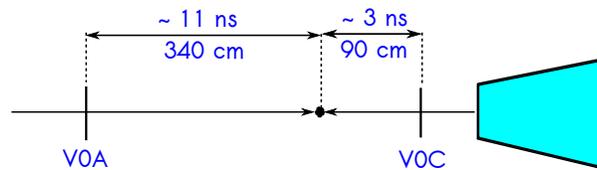


Figura 4.6: Generación del MB trigger.

El trigger BG identifica las colisiones entre el haz de partículas con el gas residual. Genera un trigger para colisiones haz–gas provenientes del lado del V0A y otro para las colisiones haz–gas provenientes del lado del V0C. La detección de estos eventos se hace usando dos ventanas de observación, BGA y BGC, asociadas con BBA y BBC respectivamente. Para el lado del detector V0C se esperan señales 3 ns antes del tiempo de cruce de los bunches, y se esperan señales 11 ns antes para el lado del V0A. La figura 4.7 muestra las ventanas de observación. (Zoccarato et al., 2011; Cortese, P. et al., 2004).

El detector V0 también genera un trigger de multiplicidad y centralidad de la colisión. Como la centralidad no se puede medir directamente se usa la multiplicidad como estimador. En colisiones entre dos núcleos, el parámetro de impacto,  $b$ , puede tomar valores de

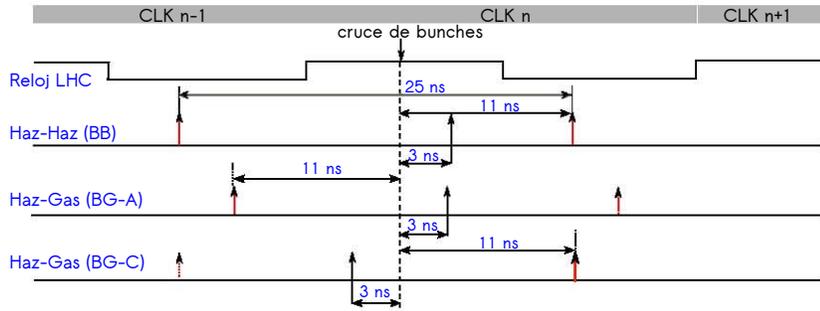


Figura 4.7: Alineación de tiempos para los eventos BB y BG (Cortese, P. et al.,2004).

0 hasta  $R_1 + R_2$ , donde  $R_1$  y  $R_2$  son los diámetros de los dos núcleos. Si  $b = 0$ , se dice que sucede una colisión central. Un parámetro de impacto,  $b$ , grande, corresponde a una colisión periférica donde una pequeña región del núcleo se traslapa. En colisiones centrales se tiene una producción extensa de partículas, mientras que para colisiones periféricas ocurre lo contrario. El detector V0 mide multiplicidades bajas para eventos con  $b$  grandes y mide multiplicidades altas cuando  $b$  es pequeño. (Nygaard, 2011; Sarkar, Satz y Sinha, 2009). La figura 4.8 muestra la colisión entre núcleos de iones pesados.

Dos tipos de trigger de centralidad están implementados. El primero puede ser generado en todos los tipos de interacción (pp, PbPb) y está basado en la integración de la carga. El procesamiento de datos consiste en comparar la carga recolectada por el detector y dos umbrales de discriminación programables, generando diferentes tipos de triggers, centrales o semicentrales. La integración de la carga se hace mediante un integrador de alta velocidad que permite la digitalización de la carga a 40 MHz en una compuerta de 25 ns. Las fluctuaciones temporales de la señal analógica respecto del disparo se deben principalmente a la localización del evento en el centellador y por el jitter de los componentes utilizados (Cortese, P. et al., 2004). La carga medida en un intervalo de 20 ns se almacena y se manda al sistema de adquisición de datos para un análisis fuera de línea

El segundo tipo de trigger de multiplicidad utiliza una ventana de observación para contar los segmentos disparados en cada disco. Este trigger es útil únicamente en interacciones con eventos de baja multiplicidad como en interacción pp, donde la probabilidad de tener varios eventos en un segmento es baja.

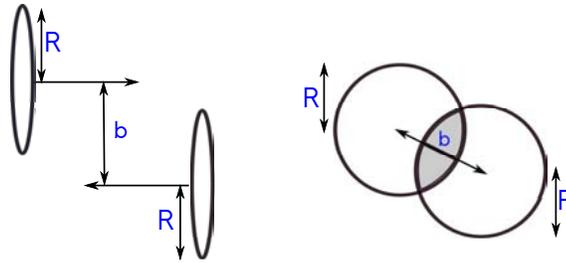


Figura 4.8: Geometría de la colisión entre iones de núcleos pesados con radio  $R$  y parámetro de impacto  $b$  (Scott, 2013).

#### 4.4 Calibración y desempeño del detector V0A

En el año 2006 se caracterizó el detector V0 con un haz secundario de hadrones negativos de 6 MeV/c generados por la colisión entre un haz primario de protones con un blanco fijo de aluminio. La caracterización se llevó a cabo en la zona experimental T10 del acelerador PS y consistió en medir las curvas de ganancia de los PMT's y la resolución temporal. El arreglo experimental que se utilizó se muestra en la figura 4.9. Los dos hemisferios del detector V0 se colocaron sobre un soporte mecánico con desplazamiento vertical y horizontal, permitiendo posicionar el haz en diferentes celdas del detector. Para la digitalización de las señales se utilizó un QDC, generando la compuerta de integración con un arreglo de tres paletas centelladoras, dos colocadas detrás del detector y una delante de él. La señal de trigger o de adquisición de datos se generó a partir de la coincidencia de las tres paletas. La electrónica implementada se muestra en la figura 4.10. Los tubos fotomultiplicadores de las celdas del detector V0A se configuraron para operar con una ganancia de 25 pC/MIP en una compuerta de integración de 50 ns. Y se obtuvo una resolución temporal menor a 1 ns para cada detector, el proceso de medición se puede consultar en León (2007).

El V0 mostró ser uno de los detectores más robustos y sumamente confiable, formó parte del trigger nivel 0 de ALICE lo que implicó poder de veto en la toma de datos, además de aportar información para calcular otros parámetros físicos como el plano de la reacción. A pesar de su excelente desempeño se observaron ciertos problemas que si bien pudieron ser solucionados en esta primera etapa de toma de datos, para la segunda etapa es necesario entender los problemas y buscar posibles soluciones sin tener que realizar grandes modificaciones al detector ya que no está planeado el removerlo del área experimental. Los

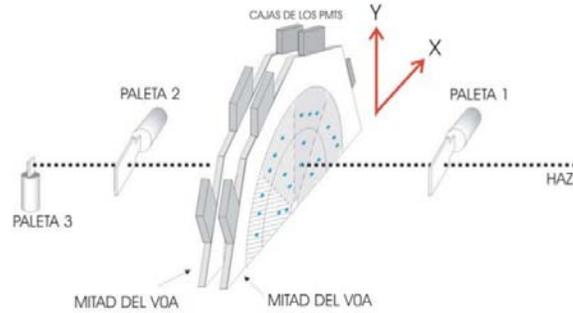


Figura 4.9: Arreglo experimental de la calibración realizada en el año 2006 (León,2007).

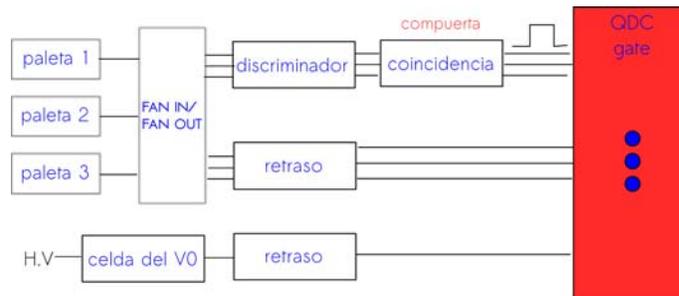


Figura 4.10: Arreglo experimental utilizado para la caracterización del detector V0 en el año 2006.

principales problemas encontrados fueron: (1) la presencia de pulsos tardíos, fenómeno normal en la operación de un PMT, sin embargo dada la alta frecuencia de interacción (40 MHz) y que el V0 es un veto para eventos espurios antes y después de una interacción es necesario minimizar los pulsos tardíos que pudieran hacer un veto falso, desechar eventos buenos y disminuir considerablemente la eficiencia del veto del V0; por ejemplo, una tasa del 3 % de pulsos tardíos (valor típico reportado por un fabricante para un PMT), suponiendo una multiplicidad de 10 en el V0A implicaría una probabilidad de 30 % de tener un pulso tardío, si este pulso tardío arriba después de 25 ns sería interpretado como contaminante y la toma de datos sería vetada, por lo tanto 1 de cada 3 eventos sería desechado. Afortunadamente el LHC no funcionó a toda su capacidad y no se tuvo la frecuencia de cruce de partículas de 40 MHz. Este problema se recrudece en colisiones Ion–Ion donde las multiplicidades son muy altas. En este último caso se redujo el voltaje de operación de los PMT's, lo que ayudó a disminuir la probabilidad de generar un pulso tardío en el PMT, caso que se estudia en el capítulo 5; (2) hacia el final de esta etapa de toma de datos se observó una pérdida de ganancia en el detector, aunque no se sabe exactamente a qué se debe esta pérdida de ganancia

(puede ser por los PMT's o por el plástico centellador). Por la uniformidad de esta pérdida en todas las celdas del detector se ha especulado que son los PMT's los que han presentado daño por radiación, de ser así una manera de comprobarlo es comparar la ganancia medida en la calibración original con un medición realizada en la actualidad. Es así que en los siguientes dos capítulos se describe la metodología y resultados de realizar medidas para caracterizar los pulsos tardíos en función del umbral y voltaje de operación para cada PMT así como para realizar una nueva calibración al detector y compararla con la realizada en el año 2007. La primera de las causas es debida al ancho de la compuerta lógica de integración, si el ancho disminuye la carga integrada por el QDC se vería modificada, o bien, si la compuerta se desfasa de la señal.



# Capítulo 5

---

## METODOLOGÍA

Para estudiar la pérdida de ganancia en los tubos fotomultiplicadores y caracterizar los pulsos tardíos observados en las señales de los tubos fotomultiplicadores se montaron dos arreglos experimentales dentro de la caverna de ALICE que se encuentra a 52 m bajo tierra. Para los experimentos se utilizó la cadena de electrónica implementada para el detector V0A dentro de la caverna de ALICE. En el primer experimento se simuló señales dentro de 24 celdas del detector con un LED pulsado y las señales se registraron con un módulo de digitalización Flash ADC. Con las señales registradas se hicieron los siguientes análisis: (1) se midieron las curvas de ganancia de los tubos fotomultiplicadores, (2) se simuló compuertas lógicas de integración con anchos variables (10 ns, 20 ns, 30 ns, 50 ns y 100 ns) y se midió la variación de la carga integrada en función del ancho de compuerta, (3) se simuló un desfase entre la señal y la compuerta lógica de integración (50 ns, 20 ns y 10 ns) y se midió la carga eléctrica integrada en función del desfase para cada compuerta y (4) se caracterizaron los pulsos tardíos presentes en las señales de los tubos fotomultiplicadores. El segundo experimento consistió en montar un arreglo experimental para calibrar las celdas del detector V0A utilizando muones atmosféricos. Todos los análisis se hicieron con rutinas escritas en C++ y haciendo uso de las librerías de ROOT, que es sistema para el manejo y el análisis de datos que ha sido desarrollado por el CERN.

## 5.1 Generación y digitalización de las señales

El diagrama del arreglo experimental se muestra en la figura 5.1. Se conectó un generador de señales a los LED's<sup>1</sup> colocados dentro de cada hemisferio del detector. Se produjeron señales cuadradas de 10 ns de ancho a una frecuencia de 2 kHz y se registraron con un módulo de digitalización FADC programado para tener una frecuencia de muestreo de 1 GS/s, o lo que es igual, una duración temporal por evento de un microsegundo. La señal para disparar la adquisición de datos o trigger en el FADC se obtuvo del mismo generador de señales.

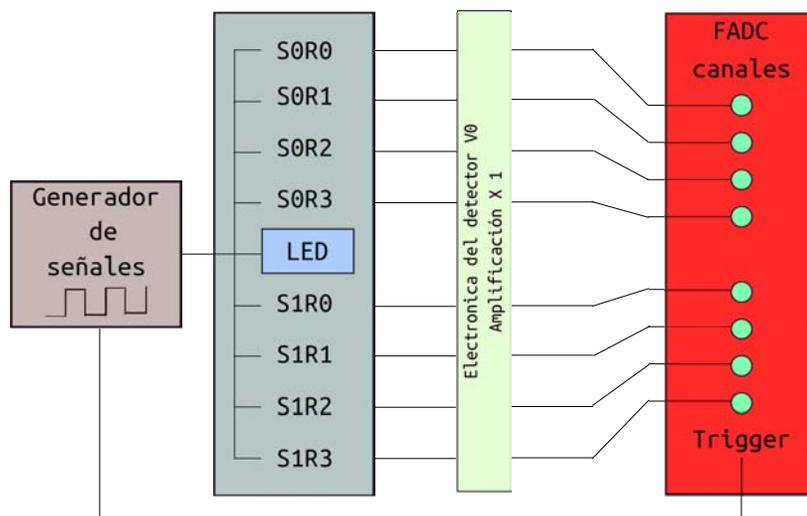


Figura 5.1: Arreglo experimental para el registro de las señales.

Para la digitalización de las señales se utilizó el módulo NIM Mod. N6742 de CAEN con 16 canales de lectura. En el proceso de digitalización una memoria analógica (1024 pixeles) muestrea la señal a una frecuencia (programable) de 5 GS/s, 2.5 GS/s o 1 GS/s. Cuando una señal de trigger llega al FADC, la información almacenada se digitaliza con una resolución de 12 bits en una memoria digital (128 eventos por canal, 1 evento = 1024 x 12 bit<sup>2</sup>.) (CAEN, 2012).

El proceso de medición se realizó en tres etapas. En la primera etapa se registraron eventos<sup>3</sup> para los sectores S0 y S1. Las celdas S0R1, S0R2, S0R3 y S0R4 se conectaron a los canales de lectura 0, 1, 2 y 3 del FADC, respectivamente; y las celdas S1R0, S1R1, S1R2 y

<sup>1</sup>Los LED's están acoplados a fibras ópticas que distribuyen la luz a todas las celdas del detector.

<sup>2</sup>1 evento lo forman 1024 puntos muestreados en un rango analógico de 1 V con 4096 niveles de voltaje

<sup>3</sup>1024 bins por evento y 1 ns por bin.

S1R3 se conectaron a los canales 4, 5, 6 y 7. De la misma forma, se registraron eventos para S2 y S3 (etapa 2) y para S6 y S7 (etapa 3). De los sectores S4 y S5 no se registraron datos pues el cable de alimentación (bajo voltaje) de la electrónica de estos sectores presentaba problemas y no los alimentaba correctamente. El alto voltaje de los fotomultiplicadores se fue variando de 1500 V a 2300 V en incrementos de 100 V. Se registraron 100,000 por voltaje aplicado para cada uno de los 24 fotomultiplicadores. En la tabla 5.1 se puede consultar la forma en que se conectaron las celdas a los canales del FADC en cada etapa. Los eventos registrados por el FADC se enviaron a la computadora de adquisición de datos, donde fueron almacenados en archivos .dat para su posterior análisis.

Tabla 5.1: Orden de las conexiones durante adquisición de datos.

<i>Etapa 1</i>	<i>Etapa 2</i>	<i>Etapa 3</i>	<i>Canales FADC</i>	<i>H.V (V)</i>	<i>Eventos por H.V</i>
S0R0	S2R0	S6R0	0	1500-2300	100,000
S0R1	S2R1	S6R1	1		
S0R2	S2R2	S6R2	2		
S0R3	S2R3	S6R3	3		
S1R0	S3R0	S7R0	4		
S1R1	S3R1	S7R1	5		
S1R2	S3R2	S7R2	6		
S1R3	S3R3	S7R3	7		

## 5.2 Curvas de ganancia de los PMT's del detector V0A

Se midieron las curvas de ganancia de los PMT's correspondientes a los anillos R0, R1, R2 y R3 de los sectores S0, S1, S2, S3, S6 y S7 del detector V0A, con las señales registradas por el FADC.

Para obtener las curvas de ganancia en terminos de la carga se simuló mediante software una compuerta lógica de 50 ns de duración para definir el intervalo de integración de la ecuación 5.1. Se crearon histogramas con los valores de la carga promedio de las señales para cada celda registrada. La figura 5.2(a) muestra el ejemplo de un histograma de amplitudes correspondiente a la celda S6R0 a 1900 V, y la figura 5.2(b) muestra el histograma de carga

para la misma celda.

$$Q = \int i(t) dt = \frac{1}{R} \int V(t) dt \quad (5.1)$$

Se ajustó a cada histograma una distribución gaussiana, siendo el valor esperado la ganancia. Se obtuvieron los valores de ganancia en función del alto voltaje para todas las celdas del detector. Los histogramas y las curvas de ganancia se generaron mediante el sistema ROOT.

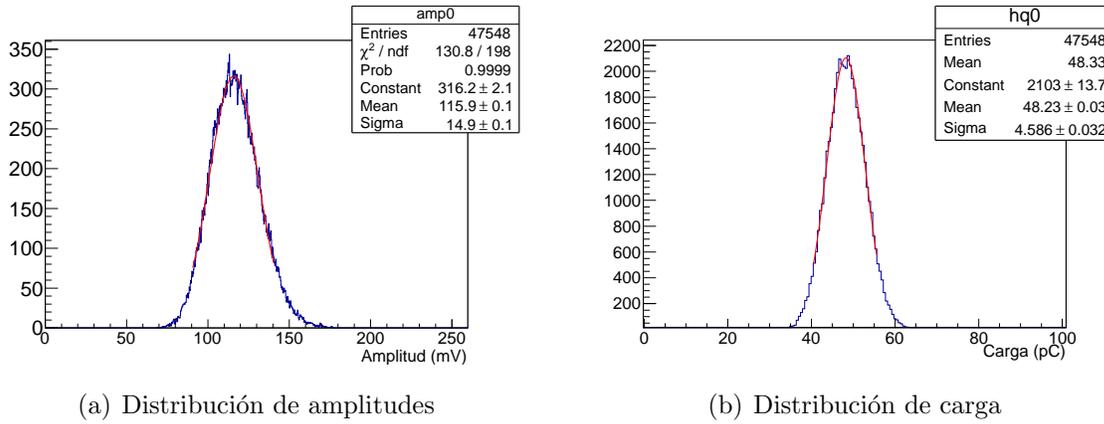


Figura 5.2: Distribuciones de amplitud y carga de la celda S6R0 a 1900 V en una compuerta de 50 ns.

Las curvas de ganancia generadas se compararon con las generadas en la calibración realizada en el año 2006, con el fin de determinar si las ganancias de los PMT's siguen teniendo el mismo crecimiento exponencial. Esto se hizo buscando un factor de escala con el cual se recuperan los valores medidos en el año 2006.

### 5.3 Variación de la carga integrada

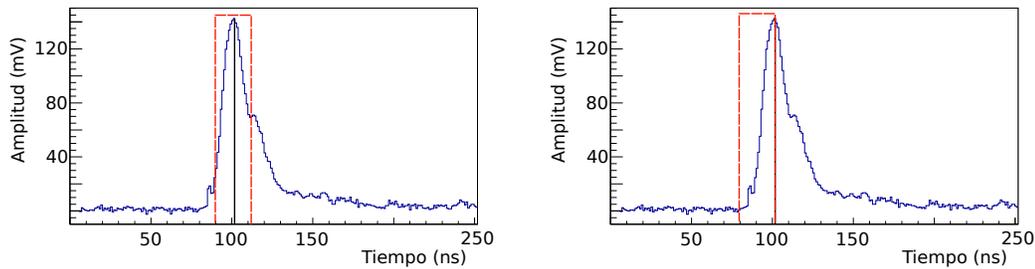
La electrónica del detector V0 integra la carga de las señales con un integrador de alta velocidad a una frecuencia de 40 MHz en una compuerta de integración de 20 ns. A continuación se presentan posibles escenarios que pueden producir fluctuaciones en el valor de la carga integrada. Los análisis tienen como objetivos: (1) determinar la variación de la carga integrada de las señales eléctricas en función del ancho de la compuerta de integración y (2) determinar la variación de la carga integrada cuando existe un desfase entre señal y compuerta.

Los análisis se realizaron haciendo uso de las señales registradas para las celdas S6R0, S6R1 y S6R3 por el proceso descrito en 5.1, y están divididos en cuatro etapas. En la primera etapa se generaron mediante software compuertas lógicas de integración de 10 ns, 20 ns, 30 ns, 50 ns y 100 ns de duración. Para cada voltaje de 1500 V a 2300 V se calculó la variación de la carga integrada en función del tamaño de la compuerta.

Si consideramos que  $n$  es el ancho de la compuerta,  $b$  es el bin correspondiente a la máxima amplitud de la señal y  $[b - n/2, b + n/2]$  es el límite de integración, la carga de la señal queda definida por la ecuación 5.2. En la figura 5.3(a) se muestra un ejemplo de una compuerta de 20 ns sin desfase y en 5.3(b) se muestra la compuerta desfasada.

$$Q = \int_{b-\frac{n}{2}}^{b+\frac{n}{2}} i(t) dt = \frac{1}{R} \int_{b-\frac{n}{2}}^{b+\frac{n}{2}} V(t) dt, \quad (5.2)$$

Para la segunda etapa del análisis se utilizaron las señales registradas para S6R0 y S6R1. Se generó mediante software una compuerta lógica de 50 ns de ancho y se desfasó de la señal por 10 ns, 20 ns y 30 ns. Se calculó la variación de la carga en función del desfase para todos los altos voltajes aplicados, de 1500 V a 2300 V.



(a) Compuerta de 20 ns centrada en la señal.

(b) Compuerta y señal desfasadas.

Figura 5.3: Señal de S6R0 a 1900 V, con una compuerta de integración de 20 ns.

En la tercera etapa, se generó una compuerta de 20 ns de duración y se desfasó de la señal por 2 ns, 5 ns, 10 ns, y 15 ns. En la cuarta y última etapa se generó una compuerta de 10 ns de ancho, y se desfasó de las señales por 2 ns, 5 ns, y 10 ns. En ambas etapas se calculó la variación de la carga en función del desfase. En la tabla 5.2 se muestra un resumen de los cuatro análisis.

La medición de la carga y su variación es una medida importante para la caracterización

Tabla 5.2: Análisis por etapa.

Etapa	Celda	Ancho compuerta (ns)	Desfase (ns)	Alto Voltaje (V)	Eventos
1	S6R0	10, 20, 30, 50 y 100	0	1500-2300	50,000
	S6R1				
	S6R3				
2	S6R0	50	10, 20 y 30	1500-2300	50,000
	S6R1				
3	S6R0	20	2, 5, 10 y 15	1500-2300	50,000
	S6R1				
4	S6R0	10	2, 5 y 10	1500-2300	50,000
	S6R1				

del detector V0, esto podría ayudar a entender los cambios de ganancia en los fotomultiplicadores. Adicionalmente a esto, el trigger de centralidad y multiplicidad del V0 esta basado en la integración de la carga por lo que es importante que este bien medida. En la calibración del 2006 no se realizó una estudio que valorara cuál era la anchura mínima aceptable de ventana, maximizando al mismo tiempo la carga colectada, esto motivo este estudio.

#### 5.4 Caracterización de pulsos tardíos

Los pulsos tardíos son señales espurias que están siempre presentes en los tubos fotomultiplicadores, sin embargo una tasa alta de pulsos tardíos puede representar un problema serio. En el caso del detector V0 los pulsos tardíos pueden confundirse con señales producidas por eventos verdaderos durante una colisión. Si la tasa de pulsos tardíos es alta, una coincidencia en tiempo puede ocurrir accidentalmente entre ambos detectores, V0A y V0C, pudiendo ser falsamente identificada como verdadera. Los pulsos tardíos pueden provocar también que los datos tomados en una colisión sean desechados por la presencia de éste ruido en los datos. La cantidad de pulsos tardíos debe ser cuidadosamente estudiada para disminuir la probabilidad de ocurrencia de estos posibles escenarios.

Como se describió en el capítulo anterior, los PMT's del detector V0 son de tipo malla fina de 38 mm de diámetro, 50 mm de longitud, y con un total de 18 dínodos; tienen la

máxima respuesta en 375 nm y un tiempo de transición de 7.5 ns.

El estudio de los pulsos tardíos se realizó utilizando las señales registradas por el proceso descrito en la sección 4.1. Los pulsos tardíos se estudiaron en una ventana temporal de 1  $\mu s$ . Algunos ejemplos de pulsos tardíos observados en la celda S6R0 a cuatro diferentes altos voltajes se muestran en la figura 5.4.

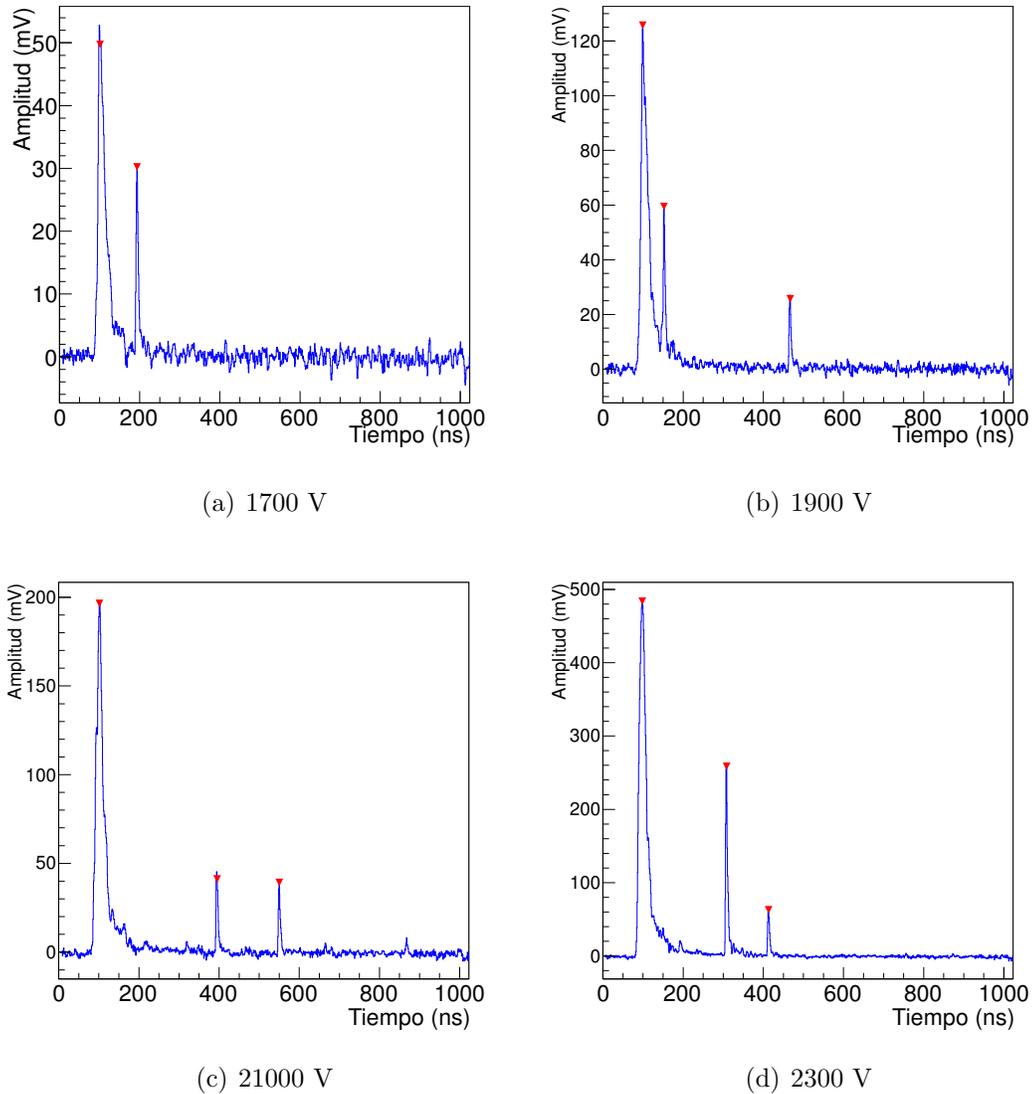


Figura 5.4: Pulsos tardios presentes en el anillo S6R0 a cuatro diferentes altos voltajes.

La relación entre los pulsos principales y los pulsos tardíos está dada por la tasa de pulsos tardíos, expresada en porcentaje y definida como

$$\text{tasa de AP (\%)} = \frac{\text{Núm. de eventos en la ventana temporal}}{\text{Núm. total de eventos}} \times 100 \quad (5.3)$$

Uno de los propósitos de este estudio es encontrar una combinación nivel de discriminación-alto voltaje con la cual se reducen la mayor cantidad de pulsos tardíos en cada uno de los PMT's. Se considera que una tasa igual o menor al 1% es aceptable para que la probabilidad de que ocurran errores en la medición sea baja.

Por otro lado se espera que observando correlaciones tiempo-amplitud y distribuciones temporales se puedan identificar diferentes tipos de gases presentes dentro de los fotomultiplicadores, sabiendo que moléculas con diferentes masas sufren una aceleración distinta.

## 5.5 Calibración del detector V0A con muones atmosféricos

Se armó un arreglo experimental para tratar de calibrar las celdas S0R2 y S0R3 con muones atmosféricos. Los muones son partículas que se caracterizan por ser altamente penetrantes. Esta característica hace que los muones puedan ser utilizados para calibrar el detector V0A que está dentro de la caverna de ALICE a 40 m bajo tierra. En (Alessandro, B et al., 2013) está reportado que el grosor de la roca sobre el detector es de 30 m y la energía mínima que deben de tener los muones en la superficie terrestre para atravesar verticalmente la roca es de 15 GeV. El detector V0 que está localizado a los costados del barril central puede detectar únicamente muones cerca de la horizontal. Estos muones deben de ser más energéticos para poder alcanzar el detector y son menos frecuentes que los que llegan verticalmente a ALICE. El número de muones registrados también dependerá del área del detector y el tiempo de toma de datos. La ventaja de calibrar el detector con muones atmosféricos radica en el hecho de que son partículas de mínima ionización, y permiten hacer una comparación directa con las curvas de ganancia generadas en el año 2006.

La figura 5.5 muestra el arreglo experimental utilizado. Una paleta centelladora de 15 cm de ancho y 20 cm de largo se colocó frente los anillos R2 y R3 del sector S0, cubriendo un área de 15 x 20 cm<sup>2</sup>. Los muones pasan a través de la paleta y las celdas del detector excitando el material centellador. Los fotones producidos en las celdas centelladoras son recolectados por las fibras WLS y dirigidos a los PMT's donde se genera la señal eléctrica que es posteriormente

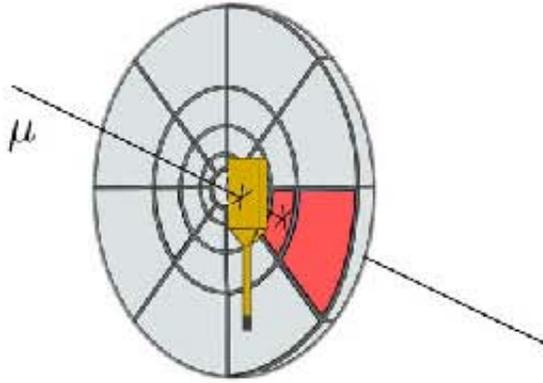


Figura 5.5: Sistema para la detección de muones atmosféricos.

registrada por el FADC. Los fotones producidos en la paleta centelladora pasan por una guía de onda que está acoplada a un fotomultiplicador donde se genera la señal que es registrada por el FADC.

En el proceso de digitalización el FADC se programó para tener una frecuencia de muestreo de 5 GS/s o lo que es igual, una ventana temporal de 200 ns por evento (1024 bins y 200 ps por bin). La figura 5.6 muestra el arreglo de la electrónica utilizada. Se copiaron las señales de las celdas y la paleta con un módulo Fan in- Fan out, estas señales se amplificaron por un factor de 10 y se discriminaron con un módulo LeCroy Modelo 821CS con un umbral ajustado a 25 mV. La señales de la celdas S6R2 y S6R3 se juntaron para formar un “OR” generando la señal de disparo en el FADC con la coincidencia entre la señal de la paleta y cualquiera de las dos celdas. Para la generación del trigger se utilizó el módulo lógico Fan-In-Fan-Out LRS modelo 429. Todas las señales no amplificadas fueron registradas por el FADC para su posterior análisis.

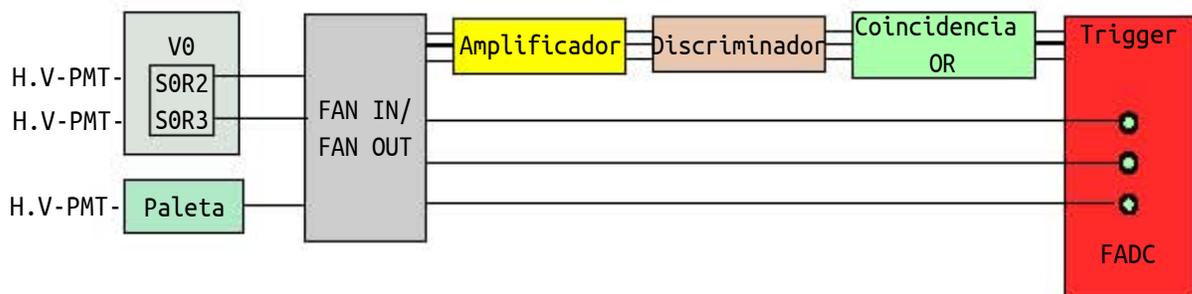


Figura 5.6: Cadena de electrónica para la detección de muones.

La toma de datos se realizó en dos etapas; en la primera, la paleta se conectó a un alto

voltaje de 1600 V y las celdas a 2200 V. En la segunda etapa la paleta se conectó a un alto voltaje de 1700 V y las celdas a 2300 V. En cada etapa se tomaron datos durante toda una noche registrando aproximadamente 250,000 eventos por centellador. La tabla 5.3 muestra un resumen de las etapas. El análisis de datos se hizo mediante el sistema ROOT.

Tabla 5.3: Altos Voltajes aplicados por etapa.

Etapa	Celda	Alto Voltaje (V)	Eventos
1	S0R2	2200	250,000
	S0R3	2200	
	paleta	1600	
2	S0R2	2300	250,000
	S0R3	2300	
	paleta	1700	

# Capítulo 6

---

## RESULTADOS Y DISCUSIONES

Este capítulo tienen por objetivo presentar y discutir los resultados de los experimentos y análisis descritos en el capítulo precedente.

### 6.1 Curvas de ganancia con el LED pulsado

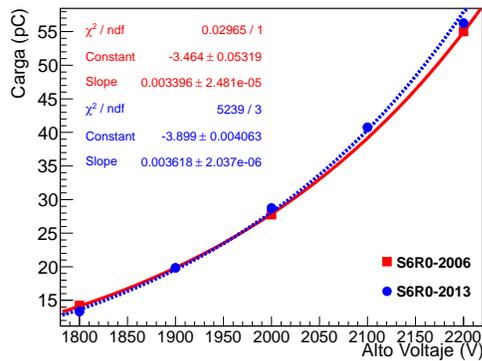
Tabla 6.1: Sector S0. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013.

Celda	Carga (pC)-2006 a:			Carga (pC)-2013 a:			Factor de escala
	1800 V	2000 V	2200 V	1800 V	2000 V	2200 V	
S6R0	14.25	27.75	55	32.48±3.11	70.02±6.55	137.1±12.94	2.42
S7R3	8	15.5	32.5	20.64±1.56	44.28±3.32	85.66±6.22	2.63
S3R1	12.6	20.25	33.18	13.47±2.01	27.47±3.91	51.29±7.23	1.07
S1R2	17	29.5	50.75	42.68±3.10	89.99±6.46	171.66±12.48	2.52

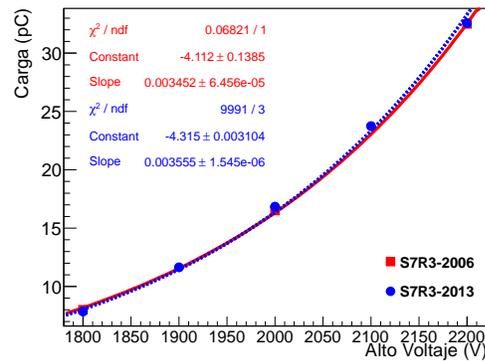
En la tabla se muestran los datos de ganancia medidos en el año 2006 y los medidos con el LED pulsado en el año 2013 para cuatro celdas del detector. Para comparar ambos conjuntos de datos se calculó un factor de escala como sigue

$$factor\ de\ escala = \frac{ganancia\ medida\ en\ 2013\ (a\ 1800\ V)}{ganancia\ medida\ en\ 2006\ (a\ 1800\ V)} \quad (6.1)$$

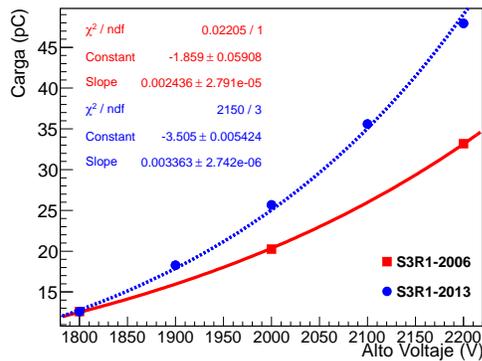
Se calcularon los factores de escala para los 24 fotomultiplicadores medidos, y dividiendo los datos obtenidos con el LED entre el factor de escala se lograron recobrar las curvas de ganancia de las celdas S0R0, S6R0, S6R1, S7R0, S7R1 y S7R3. Para el resto de las celdas no se pudo recobrar la ganancia medida en el año 2006, en todos los casos el crecimiento exponencial de la ganancia cambió.



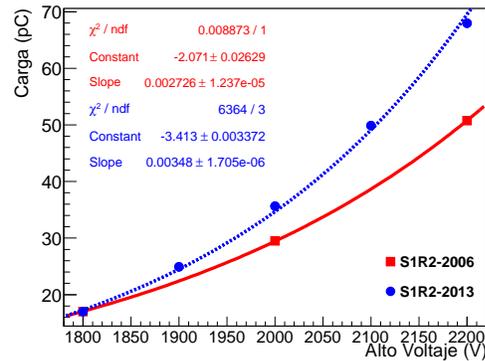
(a) S6R0



(b) S7R3



(c) S3R1



(d) S1R2

Figura 6.1: Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013.

En la figura A.1 se muestran en color rojo las curvas de ganancia medidas en el años 2006 obtenidas por el proceso descrito en la sección 4.1, y con color azul las curvas de ganancia obtenidas al dividir la ganancia medida con el LED entre el factor de escalamiento. Como ejemplo se muestra en las figuras 6.1(a) y 6.1(b) las curvas de ganancia de las celdas S6R0

y S7R3, cuyos factores de escalamiento son de 2.42 y 2.63 respectivamente, con estos valores fue posible recuperar los valores de ganancia medidos en el año 2006. En las figuras 6.1(c) y 6.1(d) se muestran las curvas de ganancia de las celdas S3R1 y S1R2 cuyos factores de rescalamiento son de 1.07 y 2.52 respectivamente y con los cuales no se pudieron recuperar las ganancias medidas anteriormente.

A cada conjunto de datos se le ajustó una función exponencial de la siguiente forma.

$$f(x) = \exp(p_0 + p_1 * x) \quad (6.2)$$

Las curvas de calibración del resto de las celdas medidas se puede consultar en el apéndice A.

## 6.2 Variación de la carga integrada

A continuación se muestran los resultados obtenidos en la primera etapa del análisis descrito en la sección 5.3. Las gráficas de la figura 6.2 muestran los valores de carga integrada a diferentes altos voltajes para compuertas de distinta duración. Se muestran únicamente los datos obtenidos para las celdas S6R0, S6R1 y S6R3.

La figura 6.2(a) muestra los datos obtenidos para la celda S6R0 con el PMT operando a diferentes voltajes de 1500 V a 2300 V en incrementos de 100 V. Se tomaron los datos medidos a 1900 V y se les ajustó (línea roja) un polinomio de segundo de la forma

$$f(x) = p_0 + p_1 * x + p_2 * x^2 \quad (6.3)$$

Este ajuste nos permitirá calcular los valores de carga integrada en compuertas cuya duración varíe entre 10 ns a 100 ns. Todos los datos obtenidos por alto voltaje muestran un comportamiento similar.

La figura 6.2(b) muestra los datos obtenidos para la celda S6R1, la línea roja representa el ajuste de un polinomio de segundo grado a los datos obtenidos a 2200 V. La última figura 6.2(c) muestra los datos obtenidos para la celda S6R3, se ajustó en este caso un polinomio de segundo grado a los datos obtenidos a 1500 V. Todos los datos tienen el mismo comportamiento, el cual se ejemplifica con los ajustes.

La figura 6.3 muestra que el porcentaje de carga integrada en función del ancho de compuerta es aproximadamente el mismo para las tres celdas, S6R0, S6R1 y S6R3.

Con una compuerta de 50 ns se integra 87 % de la carga respecto de una compuerta de 100 ns, disminuyendo la duración de la compuerta a 30 ns se integra el 74 % de la carga, con una compuerta de 20 ns la carga integrada es del 61 %, y finalmente con una compuerta reducida de 10 ns se integra únicamente el 37 %. Esto se debe tomar en cuenta en el diseño de las actualizaciones del detector V0, ya que si una simulación indica que por MIP podemos tener 50 fotoelectrones, por estos cortes en electrónica podría suceder que sólo 20 de ellos sean tomados en cuenta para la generación del trigger y por ende la resolución temporal puede ser menor a la esperada por las simulaciones.

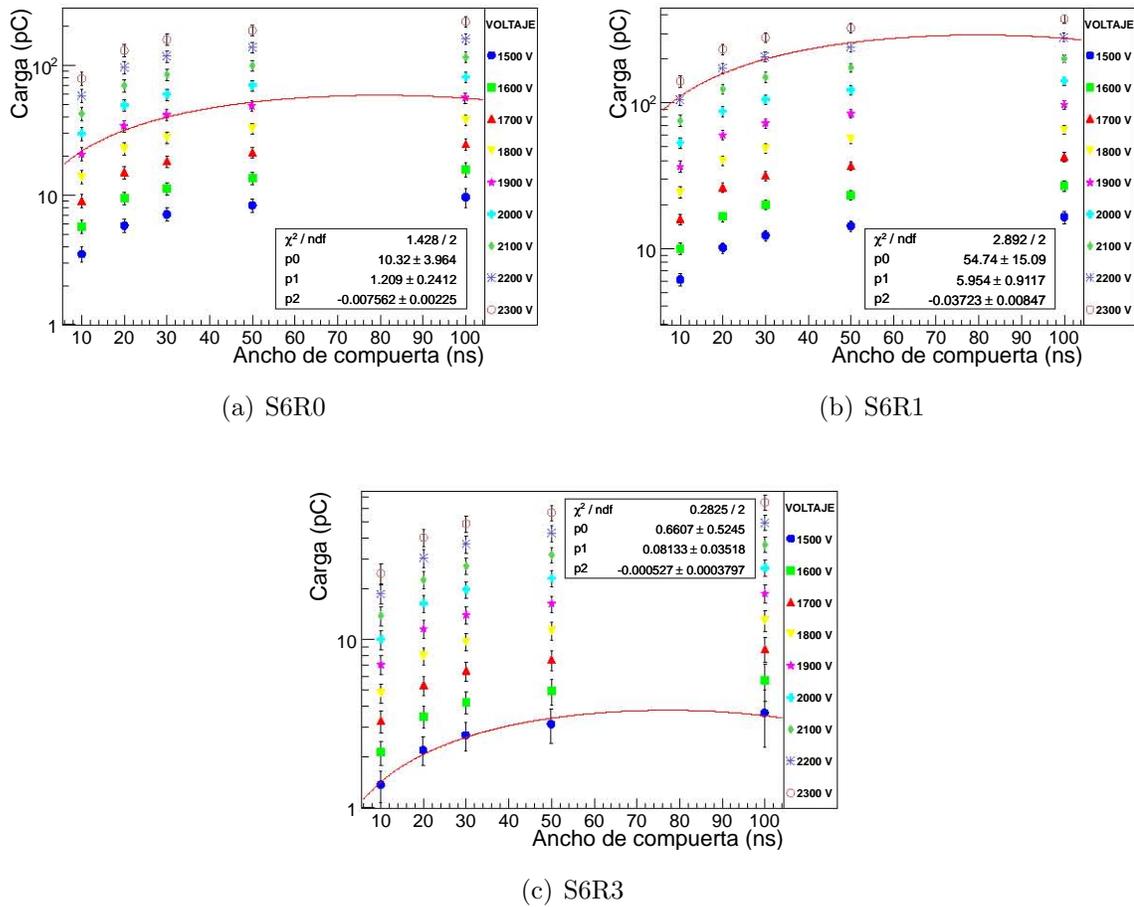
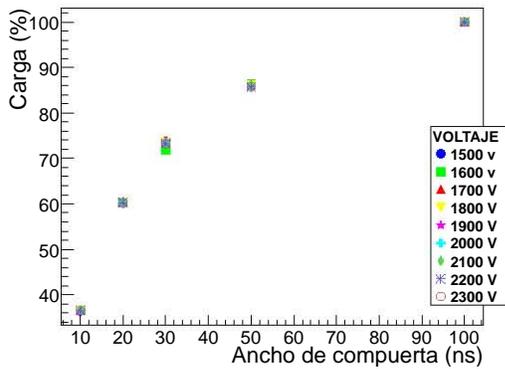


Figura 6.2: Carga integrada en función del ancho de la compuerta de integración para (a) S6R0, (b) S6R1 y (c) S6R3.

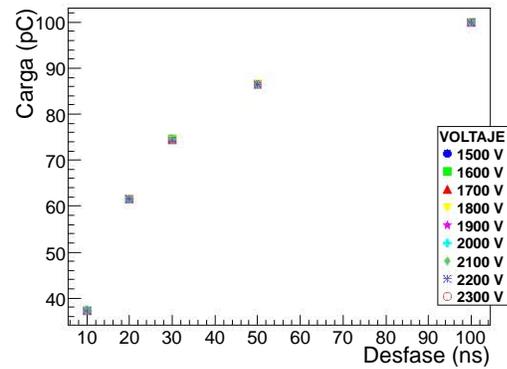
### 6.2.1 Carga integrada en un intervalo de 50 ns en función del desfase

Como vimos el ancho de compuerta es importante, pero también podemos esperar variaciones temporales en la generación del pulso eléctrico o pequeños desfases temporales debidos a ajustes de los haces que colisionan, por lo tanto también es importante tener el detector en el caso de que existieran desfases o incertidumbres respecto al momento en que ocurren las colisiones, esto motiva a medir las variaciones en la integración de la carga para dos ventanas, primero en la ventana de 50 ns que se usó en la calibración del 2006 y posteriormente de 20 ns que se usó durante la operación del detector V0.

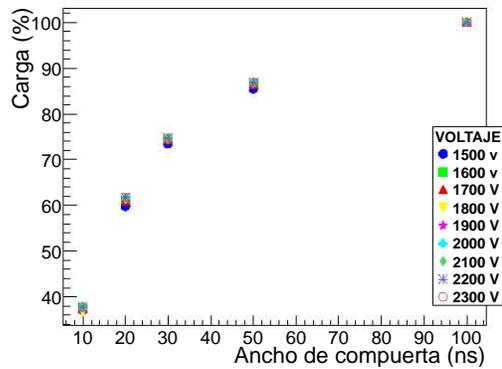
La figura 6.4 muestra la carga integrada en un intervalo de 50 ns de duración en función



(a) S6R0



(b) S6R1



(c) S6R3

Figura 6.3: Porcentaje de carga integrada en función del ancho de la compuerta de integración para (a) S6R0, (b) S6R1 y (c) S6R3.

del desfase entre compuerta y señal de las celdas S6R0 y S6R1. La figura 6.4(a) muestra los datos obtenidos para S6R0 a todos los voltajes de operación, de 1500 V a 2300 V, la línea roja representa el ajuste de un polinomio de segundo grado a los datos obtenidos a 2000 V. La figura 6.4(b) muestra los datos obtenidos para S6R1, se ajustó un polinomio de segundo grado a los datos obtenidos a 1600 V.

La figura 6.5 muestra que el porcentaje de carga integrada en función del desfase es el mismo sin importar la celda medida. Con un desfase de 10 ns se integra 86% de la carga, con un desfase mayor, de 20 ns se integra 60% de la carga, desfasando la compuerta 30 ns se integra únicamente 18% de la carga, finalmente aumentando el desfase a 40 ns se integra menos del 1% de la carga, lo cual es razonable pues más de la mitad de la señal se encuentra

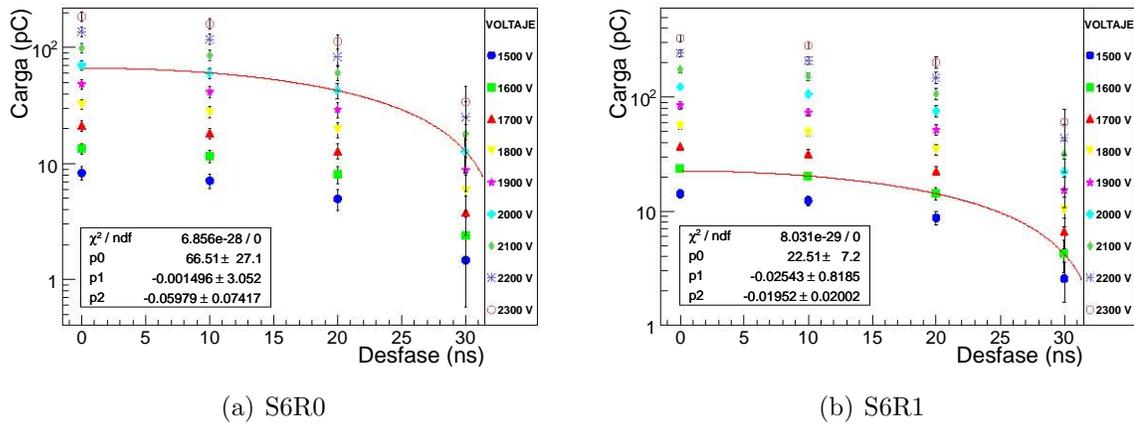


Figura 6.4: Carga integrada en una compuerta de integración de 50 ns desfasada por 10 ns, 20 ns y 30 ns para (a) S6R0 y (b) S6R1.

fuera de la compuerta.

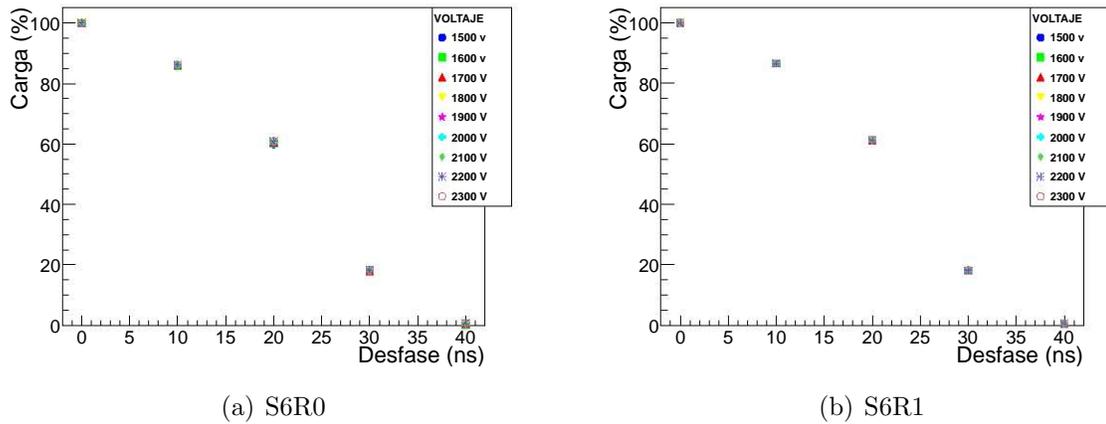


Figura 6.5: Porcentaje de carga integrada en una compuerta de 50 ns, defasada por 10 ns, 20 ns y 30 ns para (a) S6R0 y (b) S6R1.

### 6.2.2 Carga integrada en un intervalo de 20 ns en función del desfase

La figura 6.6 muestra los resultados obtenidos en la tercera etapa del análisis descrito en 5.3. Como ya habíamos dicho, estos resultados son importantes ya que la compuerta de integración utilizada por la electrónica del V0 es de aproximadamente 20 ns. La figura 6.6 muestra la carga integrada en una compuerta de 20 ns para diferentes desfases entre señal y

compuerta para S6R0 y S6R1. La figura 6.6(a) muestra los resultados obtenidos para la celda S6R0 a todos los voltajes de operación. La línea roja representa el ajuste de un polinomio de segundo grado al conjunto de datos medidos a 2000 V. En la figura 6.8(b) se muestran los datos obtenidos para la celda S6R1, de la misma forma que para la gráfica anterior se muestra el ajuste de un polinomio de segundo grado a los datos obtenidos a un voltaje de 1700 V.

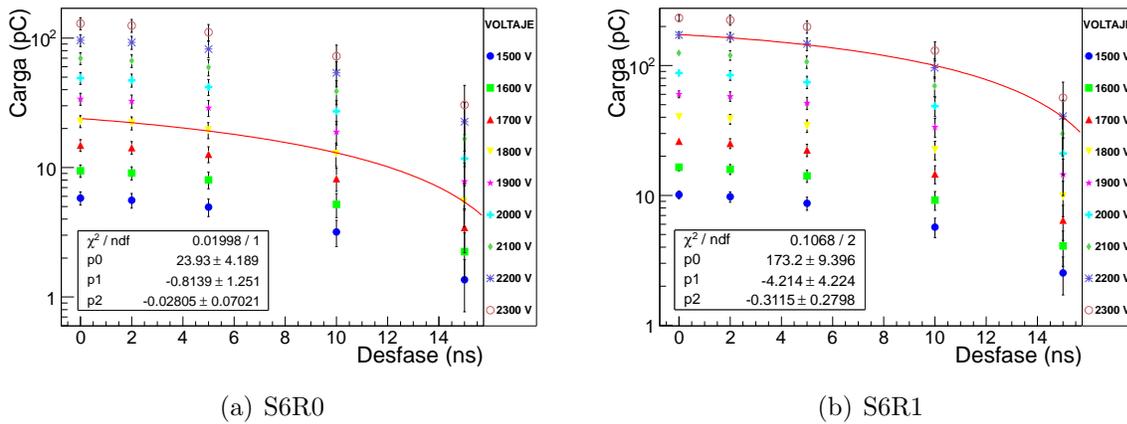


Figura 6.6: Carga integrada en una compuerta de 20 ns con desfases de 2 ns, 5 ns, 10 ns y 15 ns para (a) S6R0 y (b) S6R1.

La figura 6.7 muestra que el porcentaje de carga integrada en un intervalo de 20 ns con diferentes desfases es aproximadamente igual para ambas celdas. Con un desfase de 2 ns se integra el 96 % de la carga, con un desfase de 5 ns se integra 86 % de la carga, desfasando la ventana por 10 ns la carga integrada es de 57 %, finalmente teniendo un desfase de 15 ns se integra 26 % de la carga.

Es importante notar que aunque la ventana de integración se desfase hasta un 10 % de su anchura (es decir, 2 ns) la pérdida de carga es muy poca (alrededor del 4 %), por lo que este ancho de ventana podría tolerar hasta 2 ns de desfase. Recordemos que por reducir la ventana estamos colectando aproximadamente solo el 61 % de la posible carga, por lo tanto la carga total colectada podría disminuirse aún más si existiera un desfase de 2 ns.

Estos resultados muestran también que un desfase por pequeño que sea modifica la carga integrada y por ende modifica la ganancia medida de los fotomultiplicadores. Es probable

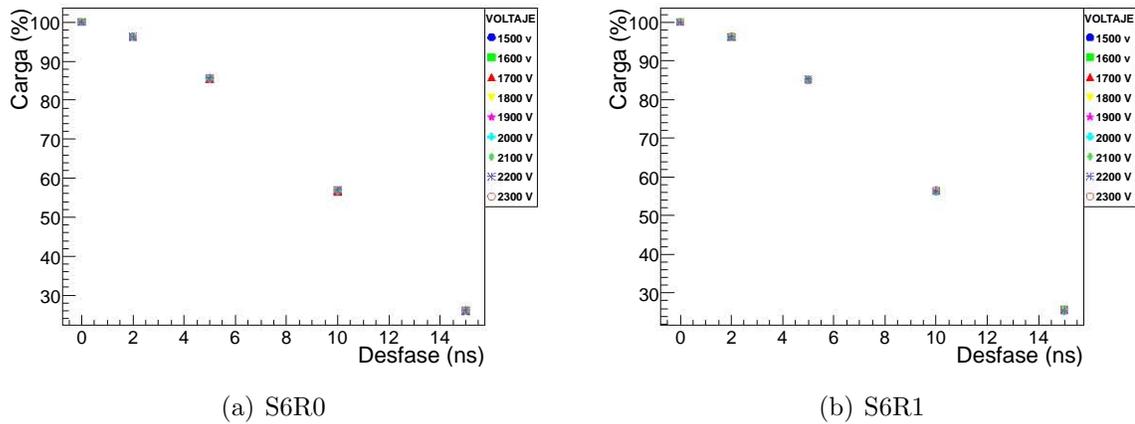


Figura 6.7: Porcentaje de carga integrada en una compuerta de integración de 20 ns, desfasada por 2 ns, 5 ns, 10 ns y 15 ns, para (a) S6R0 y (b) S6R1.

que está sea una de las causas por las cuales se ha visto modificada la ganancia.

### 6.2.3 Carga integrada en un intervalo de 10 ns en función del desfase

En la figura 6.8 se muestran los resultados de la cuarta etapa del análisis. Se muestran los valores de la carga integrada en una ventana de 10 ns como función del desfase entre señal y compuerta obtenidos para las celdas S6R0 y S6R1.

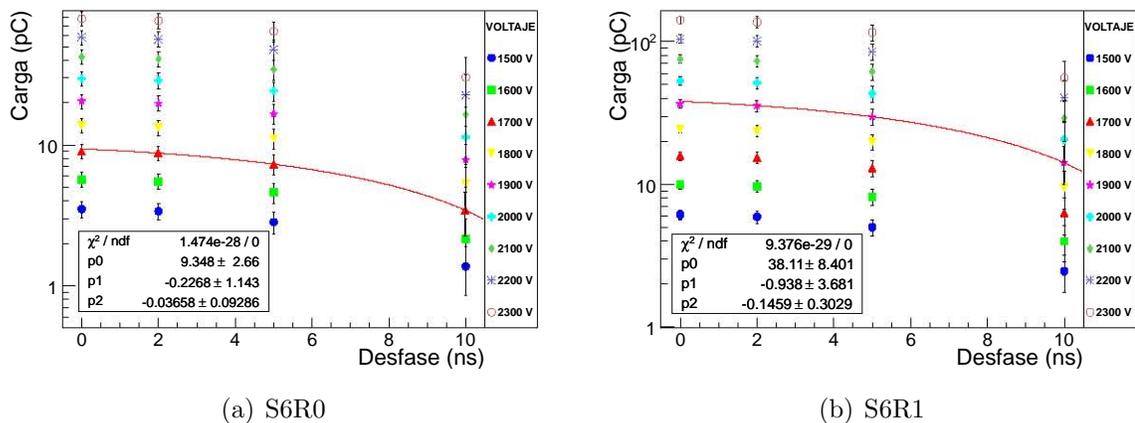


Figura 6.8: Carga integrada en una compuerta de 10 ns, desfasada por 2 ns, 5 ns y 10 ns para las celdas (a) S6R0 y (b) S6R1.

La figura 6.8(a) muestra los valores de carga obtenidos para S6R0 a todos los voltajes

de operación, se muestra con rojo el ajuste de un polinomio de segundo grado a los valores obtenidos a 1700 V. La figura 6.8(b) muestra los datos de carga obtenidos para la celda S6R1, la línea roja representa el ajuste de un polinomio de segundo grado a los datos obtenidos a 1900 V.

La figura 6.9 muestra que con un desfase de 2 ns se integra el 97 % de la carga integrada, disminuyendo únicamente el 3 %, con un desfase de 5 ns se integra 82 % de la carga, con un desfase de 10 ns, el pico principal de la señal esta fuera de la compuerta, y se integra solo el 42 % de la carga. A pesar de ser una ventana muy reducida, un desfase de 2 ns sólo implica una disminución en la carga de 3 %, lo que implica que esta ventana podría ser utilizada en la electrónica de una posible mejora del V0 de ser necesario intervalos de tiempo más cortos por una frecuencia de interacción más alta. Sin embargo, el reto sería tener señales menos extendidas en tiempo (rise y decay time más rápidos) y lograr que con este ancho de ventana se colecte mayor cantidad de carga. Con las actuales señales del detector V0 sólo se lograría coleccionar el 37 % respecto de una ventana de 100 ns, como se discutió en la sección 6.3.

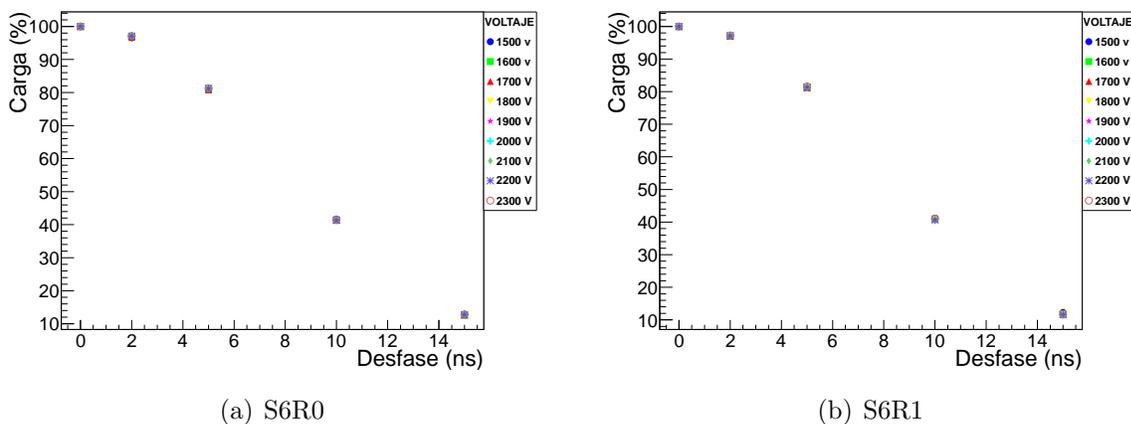


Figura 6.9: Porcentaje de carga integrada en una compuerta de 10 ns, desfasada por 2 ns, 5 ns y 10 ns obtenidos para (a) S6R0 y (b) S6R1.

### 6.3 Caracterización de pulsos tardíos

La figura 6.10 muestra los diagramas de dispersión de tiempo-amplitud de los pulsos tardíos registrados para las celdas S6R0, S7R3, S3R1 y S1R2 a 2000 V. Las señales producidas por los pulsos principales se han removido de los diagramas de dispersión para tener mayor claridad de los pulsos tardíos. Las señales principales de todas las celdas se observaron centradas en aproximadamente 110 ns. De esta forma el tiempo real de llegada de los pulsos tardíos es la diferencia entre el tiempo de llegada de la señal principal y el tiempo de cada pulso tardío leído del diagrama de dispersión. En todos los diagramas de dispersión los pulsos tardíos se observan distribuidos a lo largo de toda la ventana temporal.

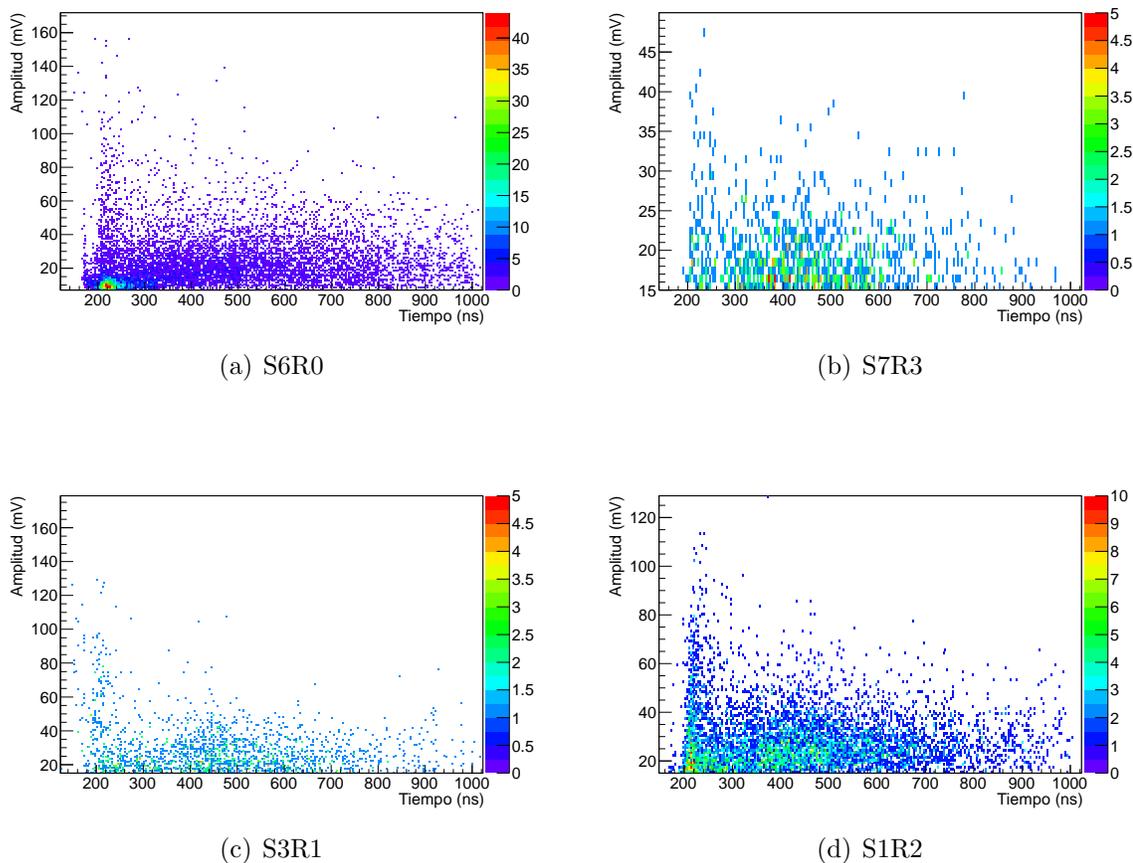
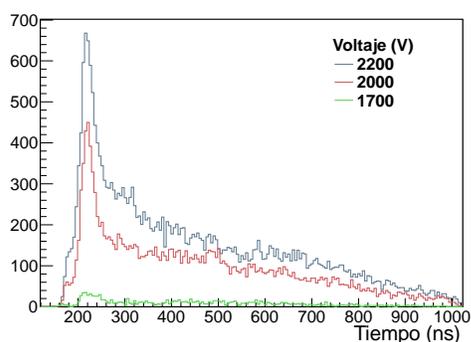


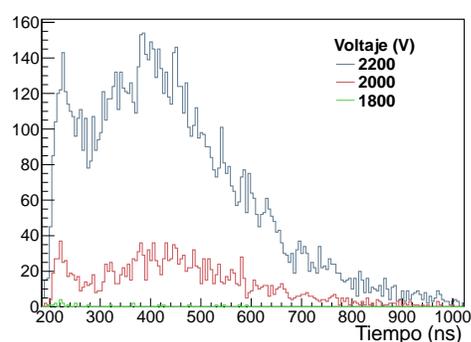
Figura 6.10: Correlación tiempo-amplitud.

Las distribuciones temporales de los pulsos tardíos de las celdas anteriores se muestran

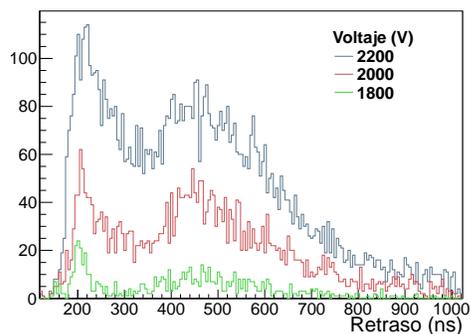
en la figura 6.11. En cada gráfica de la figura se muestran tres espectros tomados a diferentes altos voltajes. En todos los gráficos es posible observar que el número de pulsos tardíos incrementa con el aumento del alto voltaje y disminuye con el tiempo. En las cuatro gráficas se puede distinguir un grupo de pulsos tardíos centrado en aproximadamente 210 ns con una distribución temporal angosta. En las gráficas 6.10(b), 6.10(c) y 6.10(d) se puede observar un segundo grupo de pulsos tardíos centrado entre 400 ns y 450 ns con una distribución temporal más ancha.



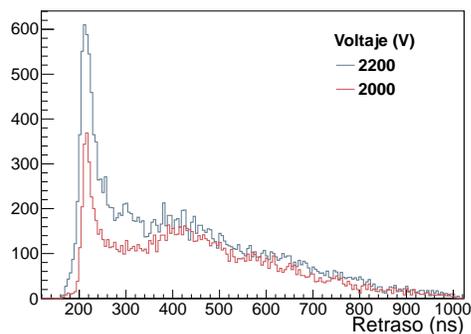
(a) S6R0



(b) S7R3



(c) S3R1



(d) S1R2

Figura 6.11: Distribuciones temporales de S6R0, S7R3, S3R1 y S1R2.

En (Hori, M. et al, 2003) se menciona que el campo eléctrico en los fotomultiplicadores de enfoque lineal es tal que el tiempo que tarda un ion con masa  $m$  y carga  $q$  en alcanzar el fotocátodo es aproximadamente independiente del punto donde se origina, como los iones llegan al fotocátodo simultáneamente, un pulso nítido con ancho corto se produce, en éstos

fotomultiplicadores los iones más ligeros forman pulsos tardíos con amplitudes mayores que los producidos por los iones más pesados. En los fotomultiplicadores de malla fina los pulsos tardíos son más anchos con amplitudes más pequeñas. Aunque estas diferencias no están bien entendidas en (Hori, M. et al, 2003) se menciona que una posible explicación es que en los fotomultiplicadores de malla fina los iones producidos llegan al fotocátodo con una distribución temporal más ancha debido al campo eléctrico paralelo entre los electrodos.

El resumen de los grupos de pulsos tardíos observados en cada uno de los 24 PMT's medidos del detector V0 se muestra en la figura 6.12. Se muestran los grupos de pulsos tardíos medidos a 2000 V (azul) y 2200 V (rojo). En algunos PMT's se identificó únicamente un grupo de pulsos tardíos, mientras que en la mayoría de los fotomultiplicadores se pudieron identificar dos grupos de pulsos y únicamente en la celda S0R0 se identificaron tres grupos de pulsos tardíos. Los grupos tardíos del segundo grupo entre 350 ns y 500 ns tienen un retraso temporal más corto conforme el alto voltaje incrementa de 2000 V a 2200 V, característica que deben de tener los pulsos tardíos producidos por iones. Los pulsos tardíos del primer grupo, centrado entre 200 ns y 240 ns parecen depender poco del alto voltaje puesto que el tiempo de llegada no se acorta conforme se incrementa el alto voltaje.

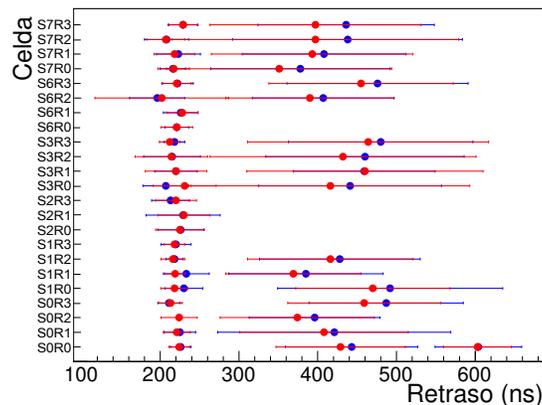


Figura 6.12: Grupos de pulsos tardíos observados en los 24 PMT's medidos a 2000 V (azul) y 2200 V (rojo).

El tiempo de recorrido de los iones desde el primer dínodo hasta el fotocátodo depende de la distribución de potencial eléctrico dentro del fotomultiplicador. De forma simplificada podemos definir el tiempo de llegada  $t$  de la siguiente manera

$$t = \sqrt{\frac{2m}{qV}}x \quad (6.4)$$

donde  $m$  es la masa de la molécula ionizada,  $x$  es la distancia desde el primer dínodo hasta el fotocátodo,  $q$  es la carga del ion y  $V$  es el la diferencia de potencial. Hamamatsu El voltaje entre el primer dínodo y el fotocátodo es de 400 V cuando el PMT tiene un alto voltaje de 2300 V. Con éstos parámetros se podría hacer un cálculo simple de los tiempos de llegada de los iones al fotocátodo, sin embargo es importante conocer de manera más precisa el comportamiento de los iones en los fotomultiplicadores tipo mesh.

### 6.3.1 Tasa de pulsos tardíos

Todos los pulsos tardíos observados representan una fuente de ruido en las señales de los tubos fotomultiplicadores es por eso que es importante medir la tasa de pulsos sin hacer distinción entre grupos. A continuación se presenta la tasa de pulsos tardíos presentes en los PMT's en función del alto voltaje. La figura 6.13(a) muestra la tasa de pulsos tardíos presentes en las celdas del detector S0. Se observa que la tasa crece con el incremento del alto voltaje. Las líneas son únicamente para tener un seguimiento de los puntos y no representan ningún tipo de ajuste. Si los PMT's se operaran con el mismo alto voltaje con que fueron operados durante las colisiones pasadas en ALICE, la celdas S0R0 y S0R3 tendrían una tasa de pulsos tardíos de 4.19 % y 9.55 % a 1800 V, y las celdas S0R1 y S0R2 tendrían una tasa de 1.46 % y .07 % a 2000 V.

La figura 6.13(b) muestra la tasa de pulsos para las celdas del sector S1. Se observa que a 1700 V todas las celdas del sector S1 tienen una tasa de pulsos tardíos menor al 1 %, sin embargo, a 2100 V la tasa es cercana o superior al 10 %. La celda S1R0 operó aproximadamente a 1800 V durante las colisiones pasadas, por lo que tendría una tasa de 3.62 %, las celdas S1R1, S1R2 y S1R3 operaron a 1900 V aproximadamente, con una tasa de pulsos tardíos de 3.7 %, 3.8 %, 3.74 % respectivamente.

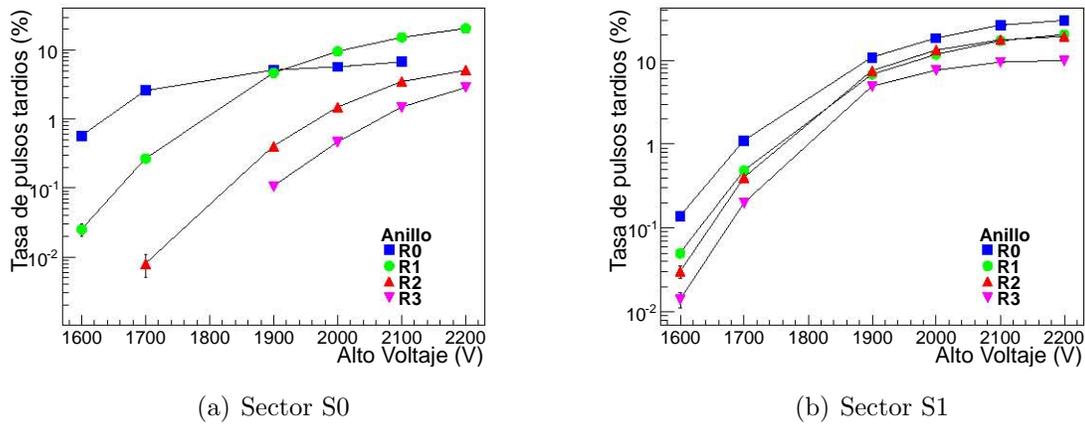


Figura 6.13: Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para las celdas de los sectores S0 y S1.

La figura 6.14(a) muestra la tasa de pulsos tardíos para las celdas del sector S2. La tasa de pulsos tardíos en S2R2 es siempre menor al 1%, para el resto de las celdas la tasa de pulsos a 1700 V es menor al 1%, mientras que a 2200 V superan el 10%. La figura 6.14(b) muestra la tasa de pulsos tardíos para las celdas de S3. Los anillos R0, R1 y R2 del sector S3 a 1800 V tienen una tasa menor al 1%, mientras que después de 2200 V la tasa incrementa por encima del 10%.

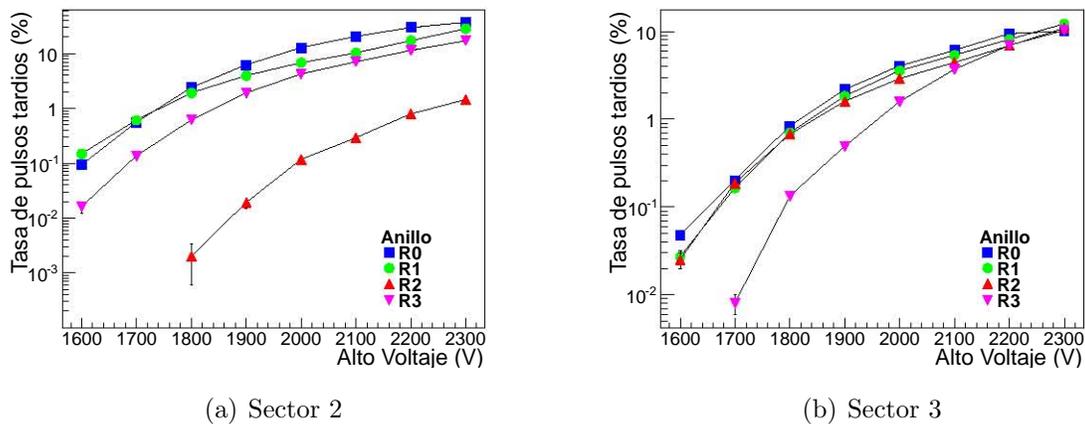


Figura 6.14: Tasa y amplitud de pulsos tardíos en función del alto voltaje del sector S3

La figura 6.15(a) muestra la tasa de pulsos tardíos de las celdas del sector S6. Los anillos R0 y R1 del sector S6 tienen una tasa de pulsos tardíos del 1% a 1700 V, mientras que R2 y

R3 tienen una tasa de 1 % a 2000 V. La tasa de pulsos tardíos para las celdas del sector S7 se muestran en la figura 6.15

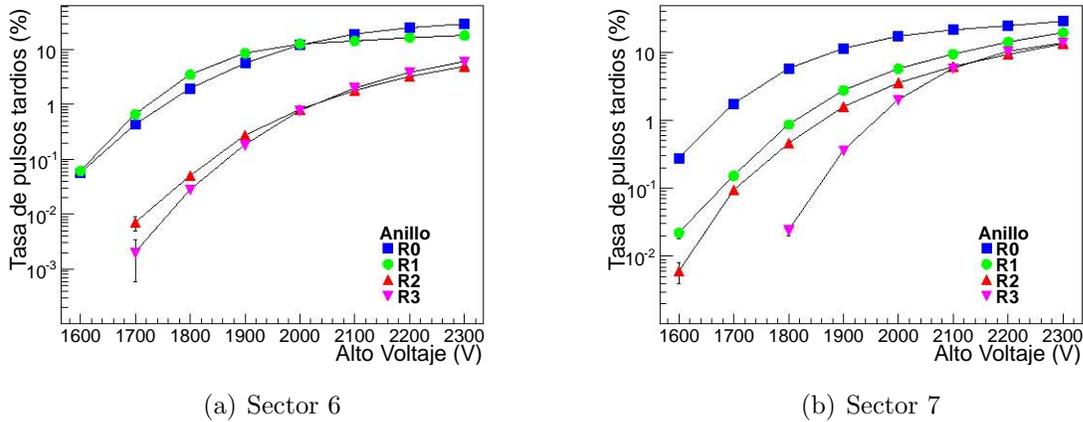


Figura 6.15: Tasa y amplitud de pulsos tardíos en función del alto voltaje del sector S7

### 6.3.2 Reducción de los pulsos tardíos

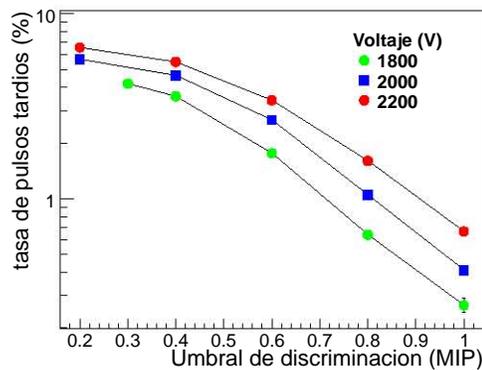
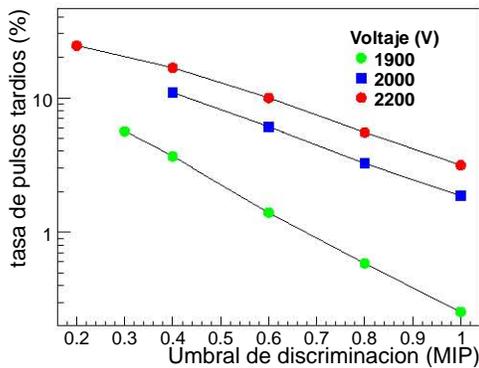


Figura 6.16: S0R0. Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación en MIP's.

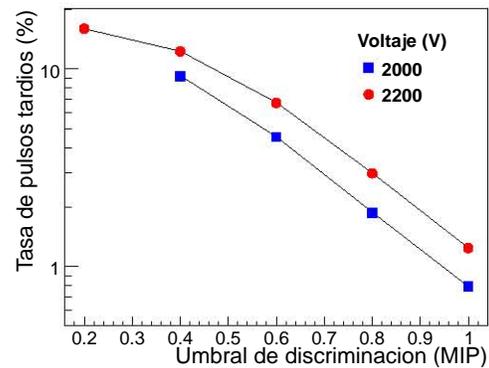
Dado que la calibración que se efectuó con el LED pulsado pudo ser escalada a la calibración hecha en el 2006 con MIP's para las celdas S0R0, S6R0, S6R1, S6R3, S7R1 y S7R3, se puede asociar el valor de discriminación en mV al valor de MIP equivalente. A continuación se presenta la tasa de pulsos tardíos obtenida fijando diferentes umbrales de dicriminación para las celdas ya mencionadas. Para el resto de las celdas la tasa de pulsos en función del umbral

de discriminación en mV se puede ver en el anexo.

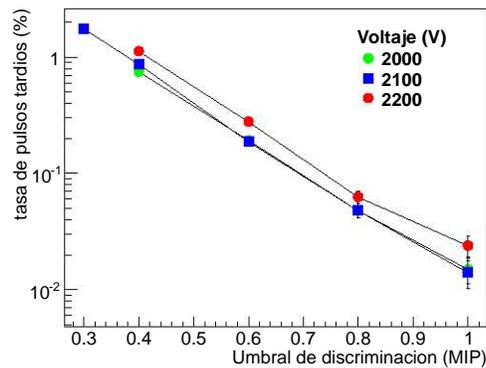
La figura 6.16 muestra la tasa de pulsos tardíos de la celda S0R0. Los pulsos principales de la celda S0R0 tienen una amplitud promedio de 5.88 MIP's, y con un umbral de .8 MIP's a 2000 V se logran disminuir a menos el 1%.



(a) S6R0



(b) S6R1



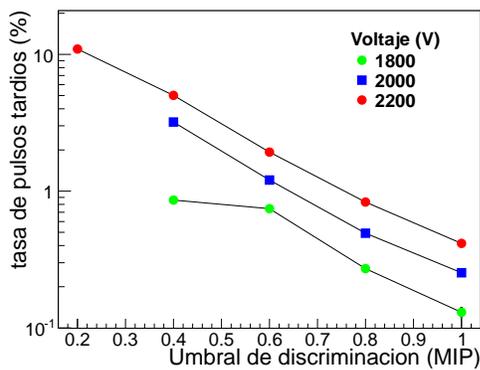
(c) S6R3

Figura 6.17: Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación en MIP's.

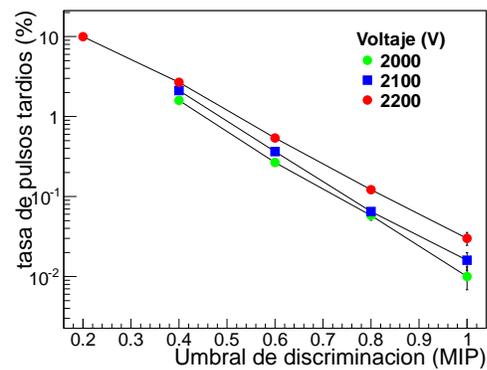
La figura 6.17 muestra la tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación para las celdas S6R0, S6R1 y S6R2. Los pulsos principales registrados para la celda S6R0 tienen una amplitud promedio de 2.42 MIP's, la tasa de pulsos a 2000 V va de 1 hasta 10. Con un umbral de 1 MIP la tasa de pulsos es aproximadamente de 1%. A 2200 V se necesitan umbrales de discriminación mayores a 1 MIP para que la tasa de pulsos sea menor al 1%. Los pulsos principales de la celda S6R1 tienen una amplitud de 4.6 MIP's, a 2000 V y con un umbral de .9 MIP's la tasa de pulsos tardíos es menor al 1%. La amplitud de pulsos

principales de la celda S6R3 tienen en promedio una amplitud de 1.5 MIP's, la tasa de pulsos tardíos a 2000 V y 2200 V son prácticamente menores al 1% para todos los umbrales de discriminación.

La figura 6.18 muestra la tasa de pulsos tardíos en función del umbral de las celdas S7R1 y S7R3. Los pulsos tardíos registrados para la celda S7R1 tienen una amplitud de 1.8 MIP's, con un umbral de aproximadamente .6 MIP's la tasa de pulsos se reduce al 1% a 2000 V, mientras que a 2200 se alcanza la misma tasa de pulsos con un umbral de aproximadamente .8 MIP's. Los pulsos principales de S7R3 tienen una amplitud de 2.63 MIP's, y aproximadamente con un umbral de 4 MIP's la tasa de pulsos es del 1% a 2000 V y 2200 V.



(a) S7R1



(b) S7R3

Figura 6.18: Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación en MIP's.

### 6.4 Calibración con muones atmosféricos

A continuación se muestran los resultados obtenidos en la primera etapa del experimento descrito en la sección 5.5. La figura 6.19 muestra el diagrama de dispersión tiempo vs. amplitud obtenido para la paleta a 1600 V y los diagramas de dispersión obtenidos para las celdas a 2200 V. En 6.19(b) y 6.19(c) se observa un grupo de señales entre 40 ns y 50 ns que se extiende en amplitud hasta más allá de los 250 mV. Existe una densidad de puntos mayor entre 10 mV y 25 mV para S0R2, y entre 25 mV y 50 mV para S0R3.

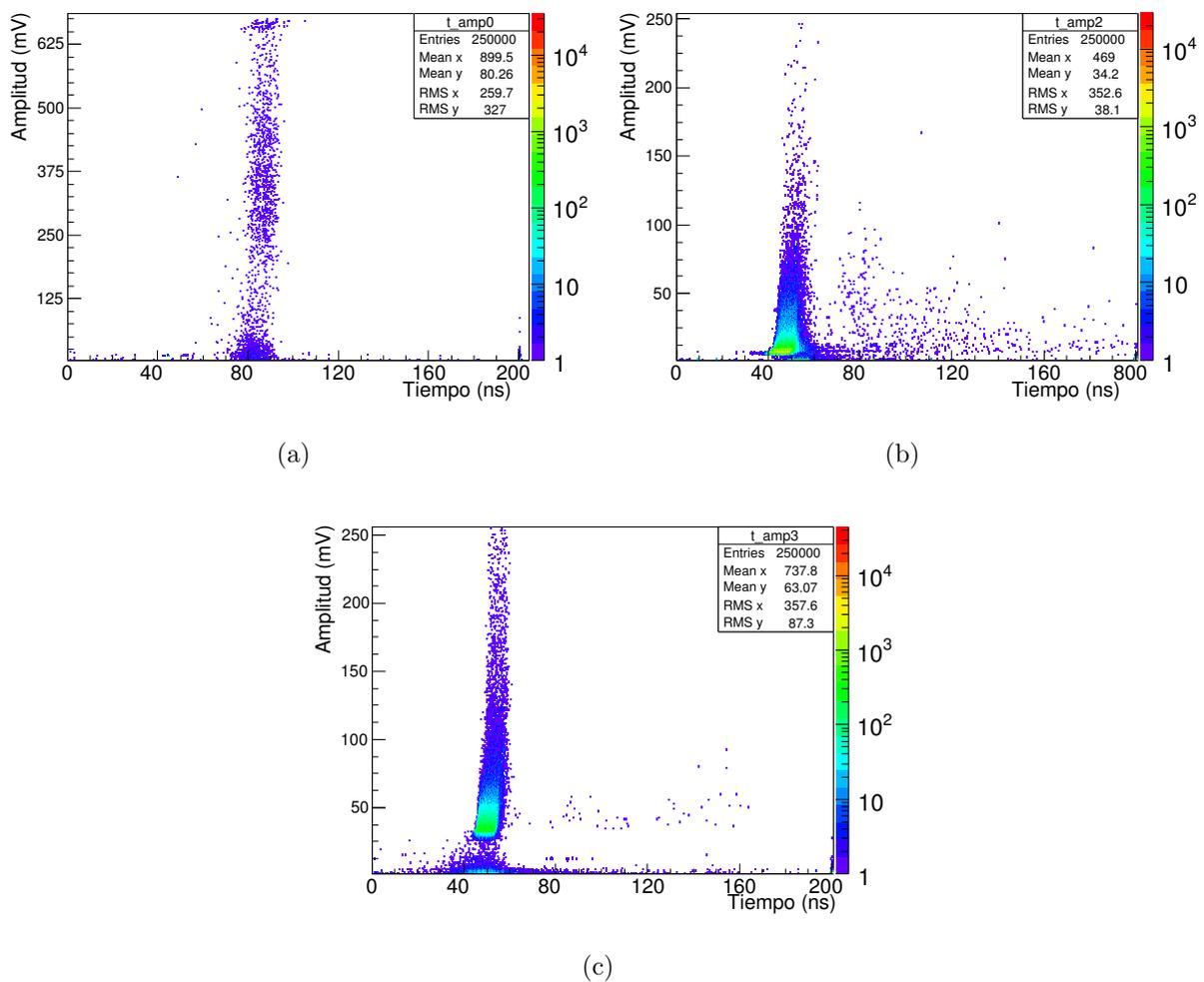


Figura 6.19: Diagramas de dispersión de (a) la paleta a 1600 V; (b) S0R2 y (c) S0R3 a 2200 V.

La figura 6.23(a) muestra el tiempo de las señales registradas en la paleta vs. el tiempo de las señales registradas para la celda S0R2 a 2200 V, la figura 6.23(b) muestra el tiempo

de las señales registradas en la paleta vs. el tiempo de las señales registradas para las celdas S0R3 a 2200 V. En ambas gráficas se observa una zona de posibles correlaciones donde la densidad de puntos es más alta.

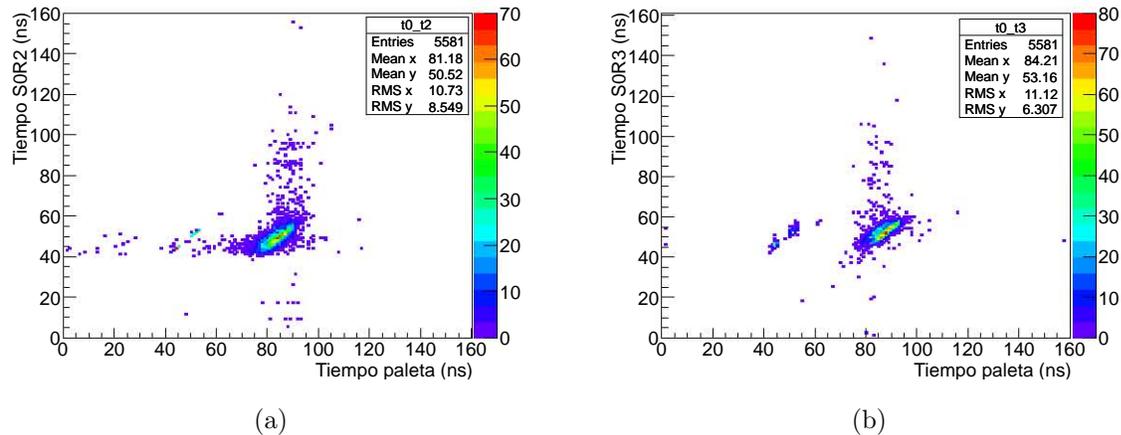


Figura 6.20: Correlaciones temporales entre la paleta y las celdas S0R2 y S0R3.

La figura 6.21 muestra la distribución de amplitudes de los pulsos de las celdas y la paleta, en ella no se observa ningún tipo de pico y se puede observar que no se puede identificar la distribución típica de muones.

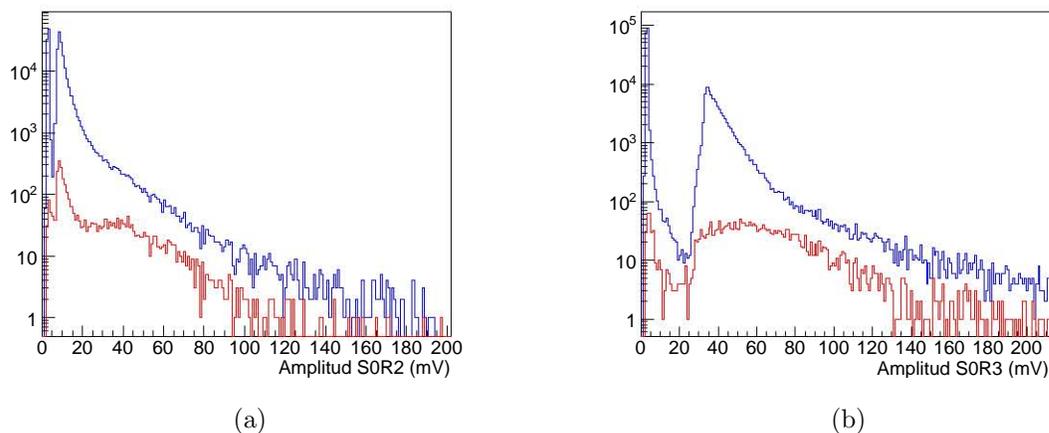
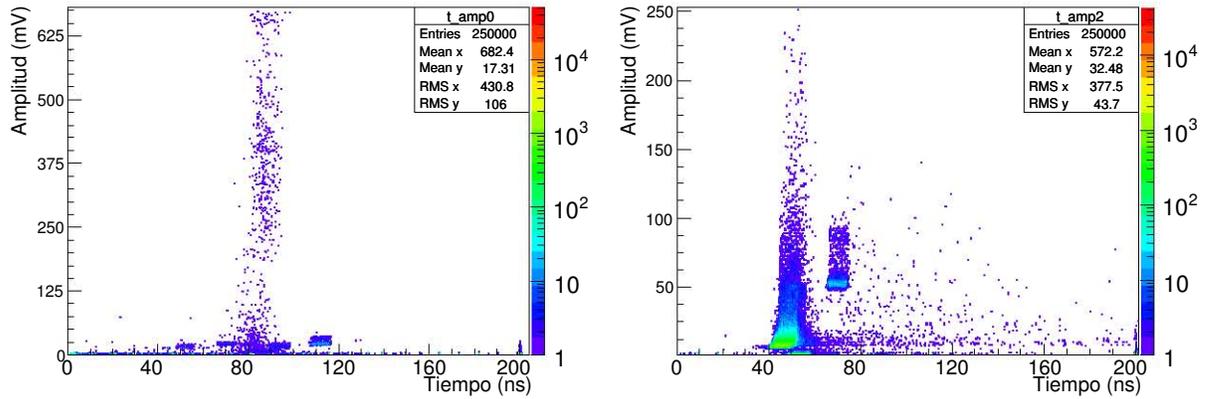


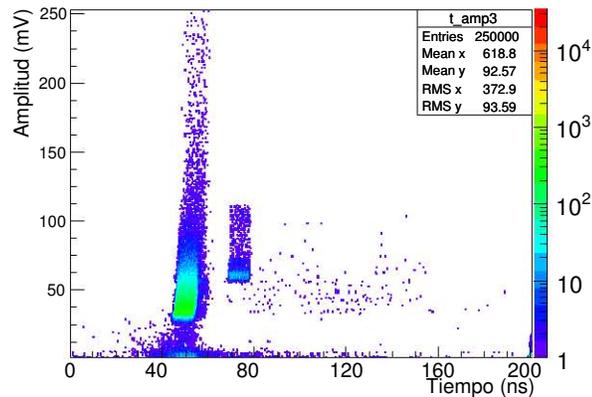
Figura 6.21: Distribuciones de amplitud de S0R2 y S0R3 a 2200V.

La figura 6.22 muestra los resultados obtenidos en la segunda etapa del experimento. La figura 6.22(a) muestra el diagrama de dispersión de las señales registradas para la paleta

operada a un alto voltaje de 1700 V. En las figuras 6.22(b) y 6.22(c) se muestran los diagramas de dispersión generados para las celdas S0R2 y S0R3 respectivamente, a 2300 V.



(a) Correlación tiempo vs. amplitud para la paleta a 1700 V. (b) Correlación tiempo vs. amplitud para S0R2 a 2300 V.



(c) Correlación tiempo vs. amplitud para S0R3 a 2300 V.

Figura 6.22: Diagramas de dispersión para la paleta a 1600 V y las celdas S0R2 y S0R3 a 2200 V

La figura 6.23 muestra las correlaciones entre los tiempo de las señales registradas por la paleta y los tiempos registrados por las celdas centelladoras. En ambas se observan posibles zonas de correlaciones. Las amplitudes de estos pulsos se muestran en la figura 6.24.

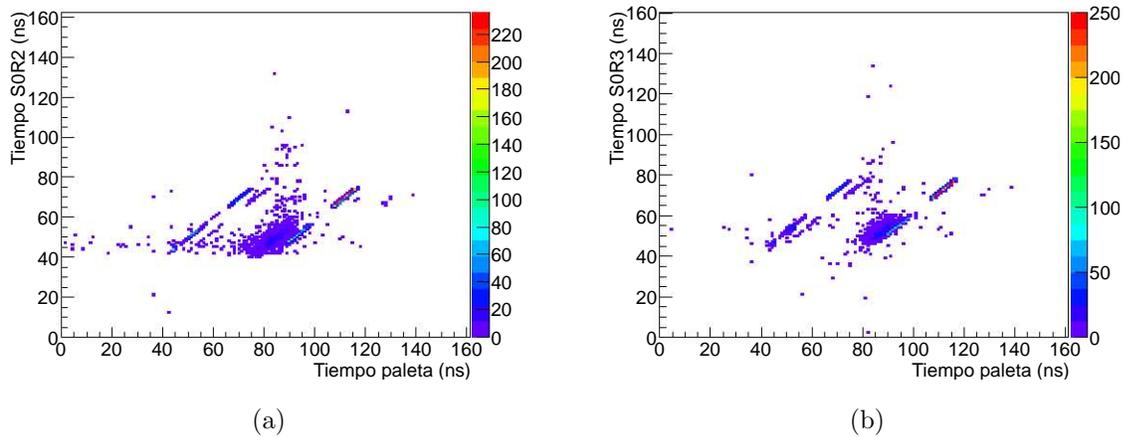


Figura 6.23: correlaciones de tiempo de la paleta y las celdas S0R2 y S0R3.

La figura 6.24 muestra la distribución de amplitudes de la paleta y las celdas a 2300 V. En las distribuciones de las celdas se puede distinguir un pico, pero con diferentes cortes temporales y en amplitud es posible observar que no tiene la distribución típica para muones.

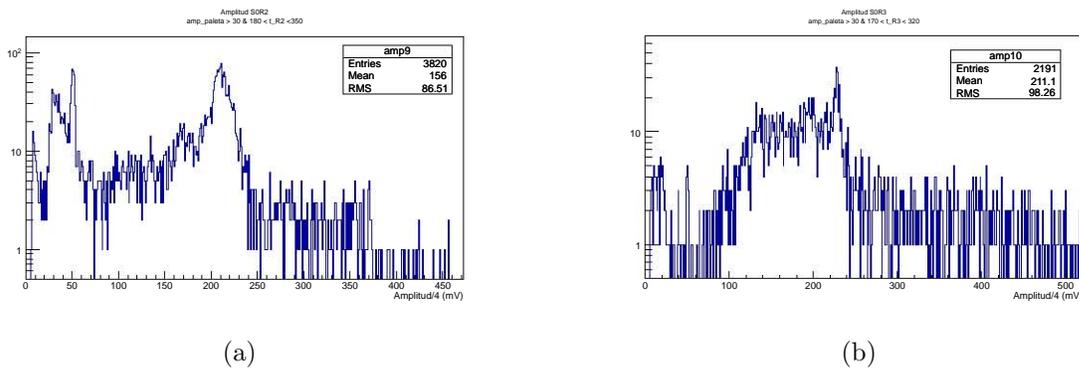


Figura 6.24: Distribución de amplitudes de las celdas S0R2 y S0R3 a 2300V.

La gran cantidad de señales registradas indican que el arreglo experimental utilizado no es suficiente para asegurar la detección única de muones. La alta activación radiactiva de los materiales dentro de ALICE, genera partículas con la energía suficiente para atravesar el sistema de detección de muones, generando gran ruido de fondo y haciendo difícil la localización de los mismos. Se propone colocar una tercer paleta centelladora por detrás del V0,

como se muestra en la figura 6.25; y hacer la coincidencia entre las dos paletas y las celdas del detector, para asegurar la detección de muones y eliminar el gran ruido de partículas de fondo. La posición del V0 dentro de ALICE, y el espacio reducido que tiene para su manipulación son un problema que habrá que resolver para poder montar el arreglo experimental propuesto.

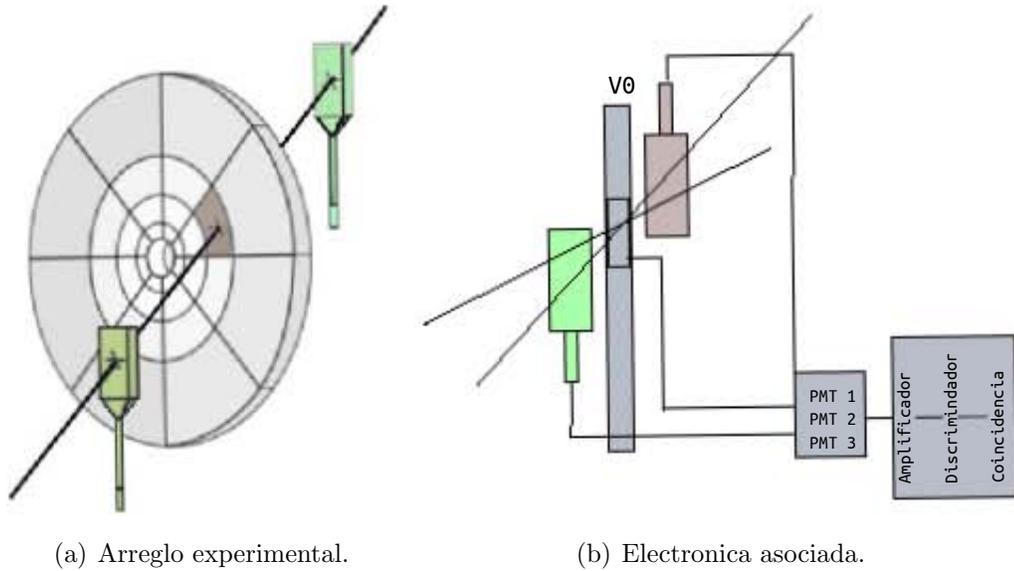


Figura 6.25: Arreglo experimental para la detección de muones con dos paletas centelladoras.



# Capítulo 7

---

## CONCLUSIONES

Este capítulo tiene por objetivo resumir brevemente el trabajo presentado en esta tesis y resaltar los resultados más importantes de la misma.

Se diseñaron dos experimentos para estudiar la ganancia de los tubos fotomultiplicadores, las causas que modifican la medición de la carga de las señales y para el estudio de pulsos tardíos. Los dos experimentos se implementaron dentro de la caverna de ALICE haciendo uso de la electrónica asociada al detector V0. En el primer experimento se simularon señales con un LED pulsado dentro de las celdas del detector. Las señales producidas fueron registradas por el FADC en una ventana temporal de  $1 \mu s$ . El FADC mostró ser una herramienta importante para el análisis de datos offline. Con los datos registrados se calcularon las curvas de ganancia en función del alto voltaje de 24 de los 32 fotomultiplicadores. Haciendo uso de un factor de escala se logró recobrar la calibración realizada en el año 2006 de 7 de los 24 fotomultiplicadores.

Con los mismos datos se midió la variación de la carga en función del diferentes anchos de compuerta de integración. Se mostró que con una ventana de 50 ns (igual a la utilizada en la calibración realizada en el año 2006) se integra únicamente 87 % de la carga con respecto de una ventana de 100 ns, mostrando que un porcentaje considerable de carga se está perdiendo.

Con una ventana de integración de 20 ns (igual a la utilizada para generar el trigger de centralidad) se mostró que se integra únicamente el 61 % de la carga. Si la ventana de inte-

gración estuviera desfasada por 10 ns la carga integrada sería del 57 % perdiéndose el 43 % de la carga. Si el desfase fuera de 5 ns se integraría 86 % de la carga perdiéndose el 14 %. Esto implica que para que se observe una pérdida de ganancia en los tubos fotomultiplicadores del 10 % al 40 % se necesitaría un desfase de entre 5 ns a 10 ns. A pesar de esto con las curvas de ganancia generadas no es posible conocer en que medida se ha visto disminuida la ganancia. Adicionalmente se hicieron pruebas en algunos fotomultiplicadores del detector V0 retirándolos del detector y midiendo la ganancia y se observó la misma disminución en la amplitud de las señales (The ALICE Collaboration, 2013). Aún así éstos datos son importantes para tomarlos en cuenta durante la siguiente etapa de operación del LHC. El ancho de ventana de 20 ns podría tolerar un desfase de 2 ns puesto que la carga no integrada es alrededor del 4 %.

Una ventana de 10 ns podría ser utilizada en la electrónica de una posible mejora del V0 de ser necesarios intervalos de tiempo más cortos por una frecuencia de interacción más alta, considerando que se deben tener señales menos extendidas en tiempo (rise y decay time más rápidos) y lograr que con este ancho de ventana se colecte mayor cantidad de carga.

Con los mismos datos registrados durante el experimento 1 se realizaron los análisis de pulsos tardíos (estudiados en  $1\mu s$ ). Este estudio es particularmente importante considerado que en las próximas colisiones dentro del LHC el tiempo de cruce de los haces será de 25 ns, por lo que es importante que los PMT's estén bien caracterizados.

Los análisis mostraron que los pulsos tardíos se observaron en todas las señales de los fotomultiplicadores estudiados. En todos los casos la cantidad de pulsos tardíos depende del voltaje y disminuyen con el tiempo.

Las distribuciones temporales de los pulsos mostraron la presencia de dos grupos de pulsos tardíos, el primer grupo de pulsos tardíos se observó después de 100 ns de la señal principal. Este grupo de pulsos tiene una distribución temporal angosta y bien definida. El retraso temporal entre la señal principal y los pulsos de éste grupo no depende del aumento del alto voltaje por lo que con esto no se puede asegurar que pertenezcan a señales producidas por ionización de los gases residuales. Adicionalmente a esto la amplitud de estos pulsos es mayor que la amplitud de los pulsos del segundo grupo. La amplitud de los pulsos producidos por los iones más ligeros está reportado que es siempre mayor comparada con la amplitud de los

pulsos producidos por los iones más pesados. El cálculo del tiempo que le toma a los iones llegar al fotocátodo podría ayudar a aclarar la procedencia de éste grupo de pulsos tardíos.

Los pulsos tardíos pertenecientes al segundo grupo se observaron 200 ns a 400 ns después de la llegada de la señal principal. Este grupo tiene una distribución temporal más ancha. Las distribuciones anchas son características de los fotomultiplicadores de malla fina (Hori,2003). En este caso el retraso temporal entre la señal principal y los pulsos tardíos si depende del aumento del alto voltaje. Los pulsos tardíos llegan más rápido al fotocátodo conforme el voltaje aumenta, y esto es característico de los pulsos tardíos generados por iones dentro del tubo. Es posible que varios tipos de iones esten formando la distribución temporal tan ancha. Para entender bien a este grupo de pulsos tardíos es importante estudiar la forma del campo dentro del tubo fotomultiplicador.

Ambos grupos de pulsos representan ruido en las señales del detector V0. Se mostró que la tasa de los pulsos tardíos depende del alto voltaje, es mayor conforme el voltaje crece. La tasa de pulsos de las celdas es diferente y variada para cada una. Se encontraron celdas cuya tasa se mantiene por debajo del 1% para voltajes de 1600 V a 2200 V. Otros fotomultiplicadores tienen tasas que pueden alcanzar hasta el 10%. Esto mostró que los pulsos tardíos no siguen ninguna sistemática, de forma que es preciso calibrar los tubos fotomultiplicadores individualmente antes de ser utilizados.

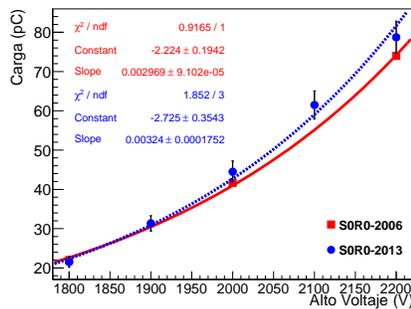
Para las celdas S0R0, S6R0, S6R1, S6R3, S7R1 y S7R3 se mostró que la tasa de pulsos tardíos se puede disminuir hasta el 1% (que es aceptable) utilizando umbrales de discriminación menores a 1 MIP (que es un requerimiento para no perder las señales de 1 MIP) por lo que fue posible reducir la tasa de pulsos tardíos al valor requerido haciendo uso de umbrales de discriminación. Esto demuestra una vez más que es necesario calibrar los fotomultiplicadores para encontrar un balance entre el voltaje de operación y el nivel de discriminación, para minimizar el ruido y maximizar la ganancia.

El segundo arreglo experimental consistió de montar un arreglo con dos celdas y una paleta centelladora para detectar muones atmosféricos con la coincidencia de las celdas con la paleta. Esto se hizo con el fin de generar las curvas de ganancia con muones atmosféricos (MIP's) para tener una comparación directa con las generadas en el año 2006. Se mostró que para detectar muones atmosféricos dentro de la caverna de ALICE es necesario un arreglo experimental más

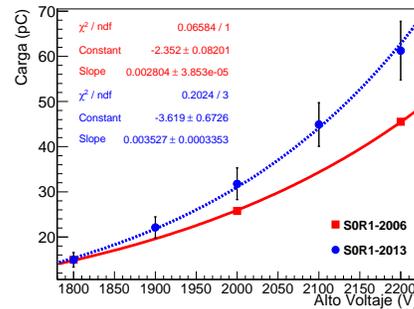
elaborado para eliminar el ruido de fondo producido por partículas emitidas por los materiales activados dentro de ALICE. Se propone un arreglo de dos paletas centelladoras para asegurar la detección única de MIP's.

# Apéndice A

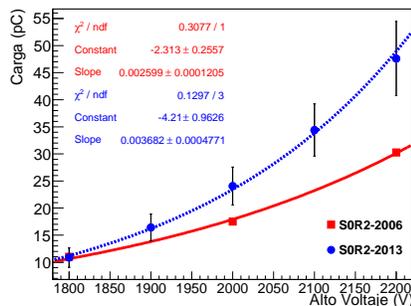
En las siguientes gráficas se muestran las curvas de ganancia medidas en el año 2006 y las medidas con el LED pulsado divididas por el factor de escalamiento para los fotomultiplicadores medidos por el FADC.



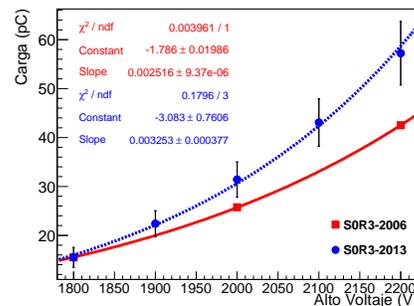
(a) SOR0



(b) SOR1



(c) SOR2



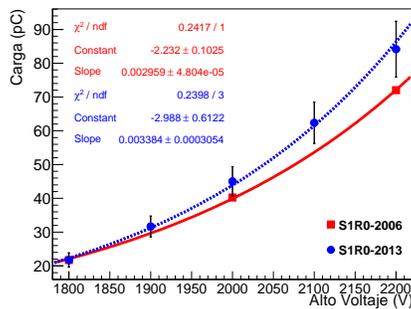
(d) SOR3

Figura A.1: Sector 0. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013.

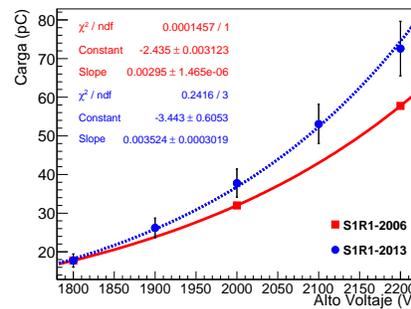
Tabla A.1: Sector S0. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013.

Celda	Carga (pC)-2006 a:			Carga (pC)-2013 a:			Factor de escala
	1800 V	2000 V	2200 V	1800 V	2000 V	2200 V	
S0R0	22	41.67	74	129.25±7.71	267.08±15.91	427±24.32	5.90
S0R1	14.97	25.75	45.5	23.61±2.56	50.22±5.55	96.77±10.3	1.58
S0R2	11	17.5	30.25	7.178±1.18	15.8±2.19	31.42±4.5	.66
S0R3	15.5	25.75	42.5	8.9±1.15	18.04±2.08	32.79±3.75	.575

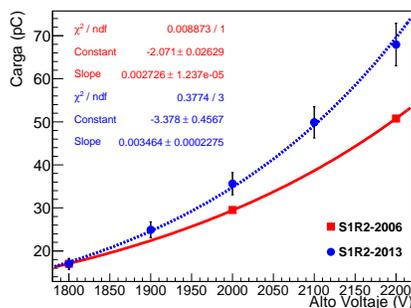
La tabla A.2 muestra los valores obtenidos en ambos años para el sector S1 y la figura A.2 muestra las curvas de ganancia para las celdas del sector S1. Los datos obtenidos para las celdas S1R0, S1R1, S1R2 y S1R3 están divididos por 1.71, 1.8, 2.47 y 2.69 respectivamente. La ganancia de los cuatro PMT's correspondientes ha cambiado.



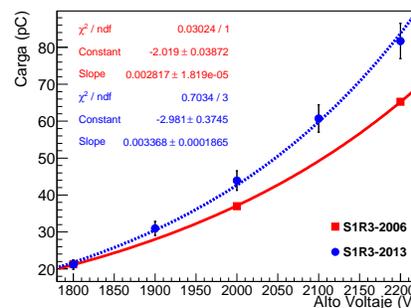
(a) S1R0



(b) S1R1



(c) S1R2

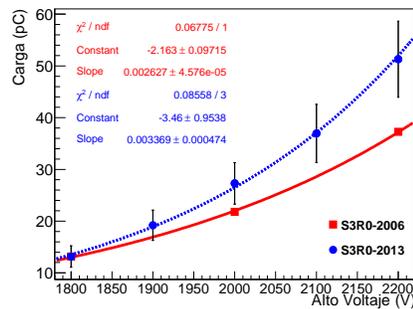


(d) S1R3

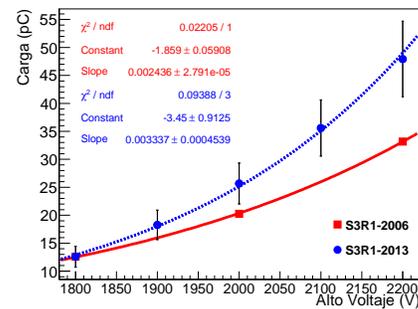
Figura A.2: Sector 1. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013.

Tabla A.2: Sector 1. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013.

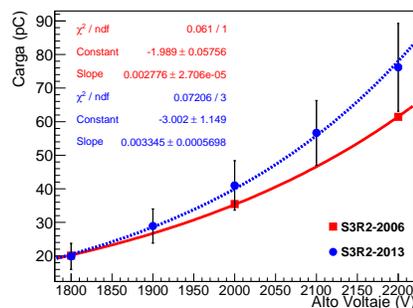
Celda	Carga (pC)-2006 a:			Carga (pC)-2013 a:			Factor de escala
	1800 V	2000 V	2200 V	1800 V	2000 V	2200 V	
S1R0	21.75	40.25	72	37.17±3.59	77.45±7.54	144.92±14.5	1.72
S1R1	17.75	32	57.75	31.95±3.08	68.47±6.57	131.74±12.59	1.81
S1R2	17	29.5	50.75	42.68±3.10	89.99±6.46	171.66±12.48	2.52
S1R3	21.25	37	65.25	57.03±3.48	118.1±7.11	219.79±12.86	2.69



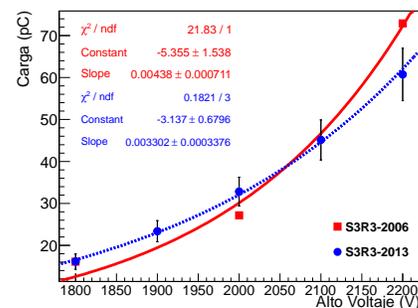
(a) S3R0



(b) S3R1



(c) S3R2

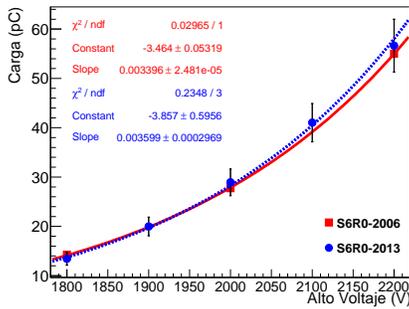


(d) S3R3

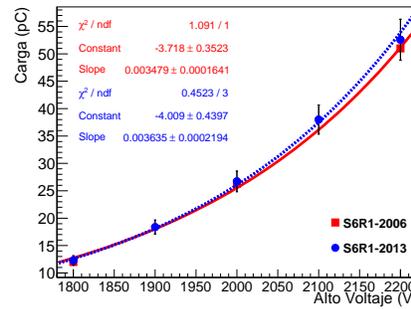
Figura A.3: Sector 3. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013.

Tabla A.3: Sector 3. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013.

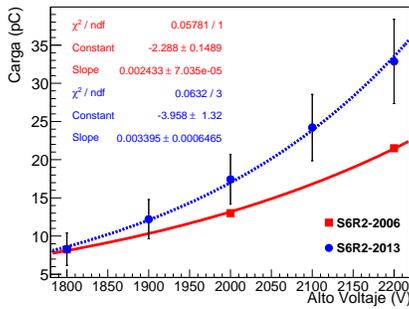
Celda	Carga (pC)-2006 a:			Carga (pC)-2013 a:			Factor de escala
	1800 V	2000 V	2200 V	1800 V	2000 V	2200 V	
S3R0	13.17	21.8	37.25	13.87±2.17	28.75±4.22	54.01±7.73	1.05
S3R1	12.6	20.25	33.18	13.47±2.01	27.47±3.91	51.29±7.23	1.07
S3R2	20.1	35.48	61.45	8.56±1.66	17.63±3.16	32.76±5.63	.43
S3R3	16.1	27.15	72.93	14.35±1.63	29.22±3	54.06±5.57	.89



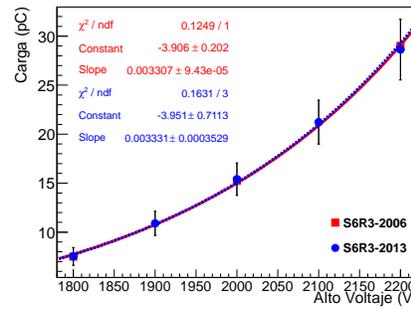
(a) S6R0



(b) S6R1



(c) S6R2

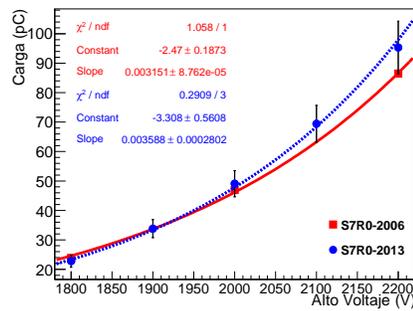


(d) S6R3

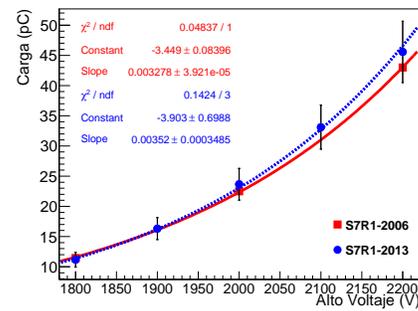
Figura A.4: Sector 6. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013.

Tabla A.4: Sector 6. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013.

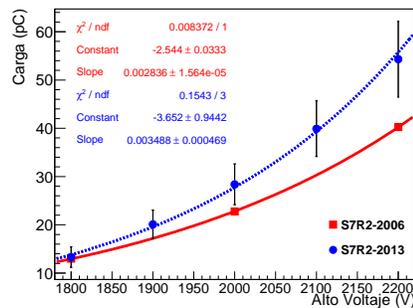
Celda	Carga (pC)-2006 a:			Carga (pC)-2013 a:			Factor de escala
	1800 V	2000 V	2200 V	1800 V	2000 V	2200 V	
S6R0	14.25	27.75	55	$32.48 \pm 3.11$	$70.02 \pm 6.55$	$137.1 \pm 12.94$	2.42
S6R1	12	26.25	51	$56.54 \pm 3.97$	$122.9 \pm 8.62$	$241.9 \pm 17.16$	4.6
S6R2	8.25	13	21.5	$3.57 \pm .91$	$7.5 \pm 1.4$	$14.13 \pm 2.37$	.43
S6R3	7.5	15.25	29	$11.29 \pm 1.35$	$23.11 \pm 2.48$	$42.94 \pm 4.63$	1.5



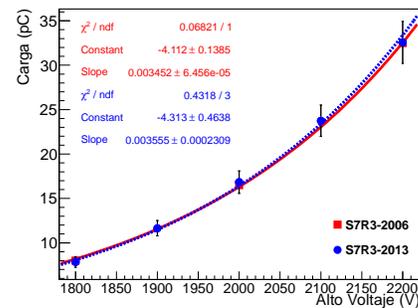
(a) S7R0



(b) S7R1



(c) S7R2



(d) S7R3

Figura A.5: Sector 7. Curvas de ganancia medidas en los años 2006 y 2013.

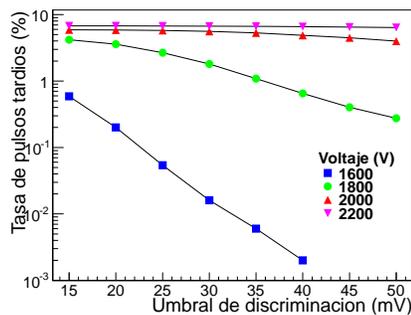
Tabla A.5: Sector 7. Valores de carga medidos en una compuerta de integración de 50 ns en los años 2006 y 2013.

Celda	Carga (pC)-2006 a:			Carga (pC)-2013 a:			Factor de escala
	1800 V	2000 V	2200 V	1800 V	2000 V	2200 V	
S7R0	23.89	46.9	86.5	47.82±4.26	103.08±9.31	200.22±18.71	2.1
S7R1	11.45	22.5	43	18.99±2.10	40.23±4.46	77.47±8.64	1.7
S7R2	13	22.75	40.25	8.79±1.39	18.74±2.79	35.85±5.17	.66
S7R3	8	16.5	32.5	20.64±1.56	44.28±3.32	85.66±6.22	2.63

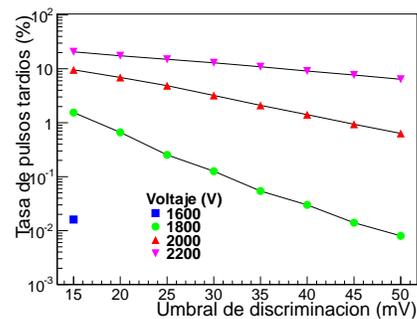
# Apéndice B

---

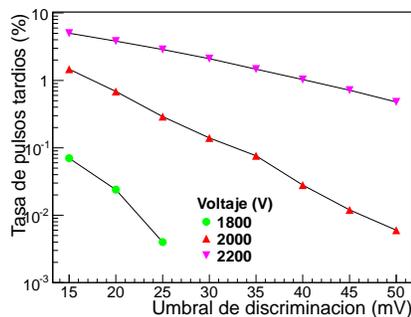
En esta sección se presenta la tasa de pulsos tardíos obtenida para todas las celdas estudiadas fijando diferentes umbrales de discriminación.



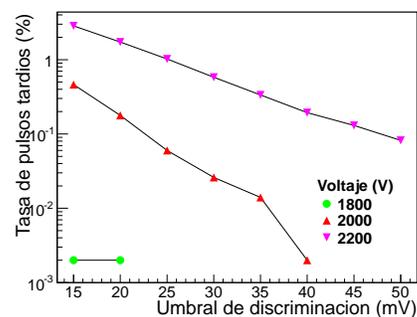
(a) R0



(b) R1

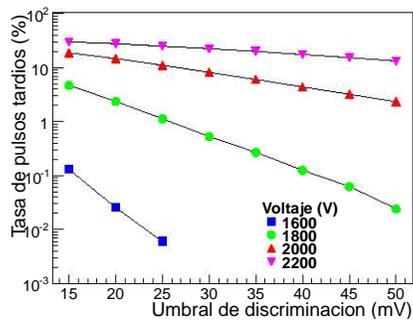


(c) R2

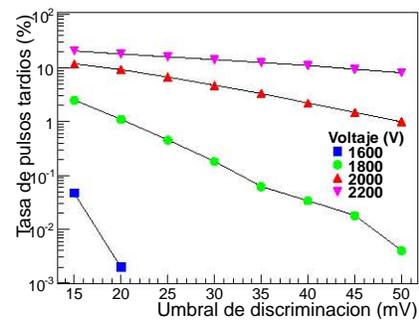


(d) R3

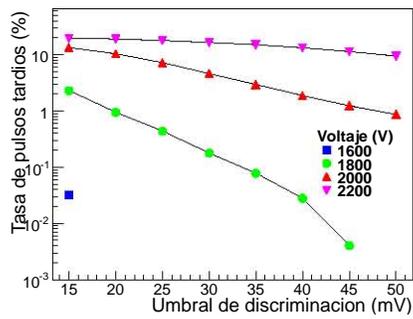
Figura B.1: Tasa de pulsos tardíos en función del umbral de discriminación a diferentes altos voltajes para todos los anillos del sector S0.



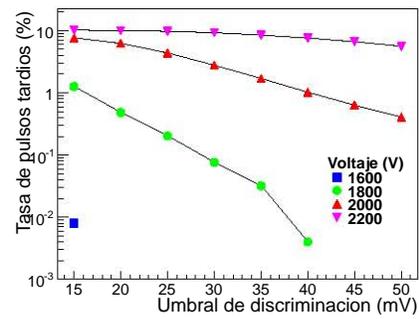
(a) R0



(b) R1

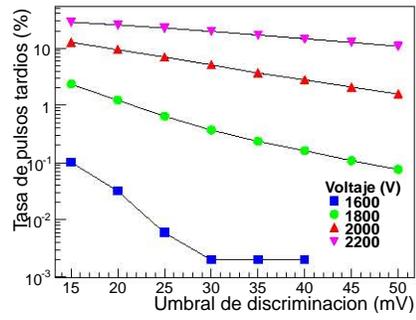


(c) R2

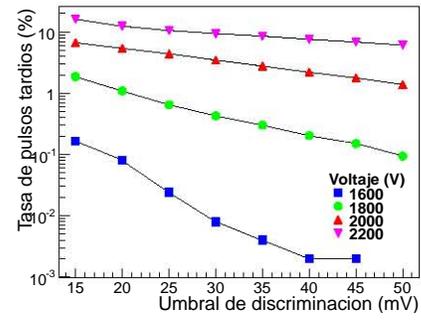


(d) R3

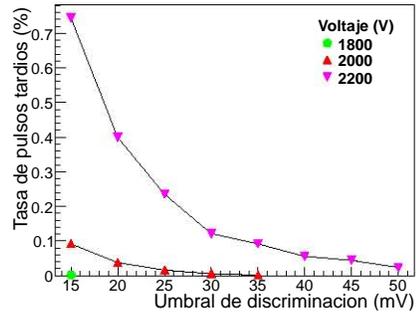
Figura B.2: Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para todos los anillos del sector S1



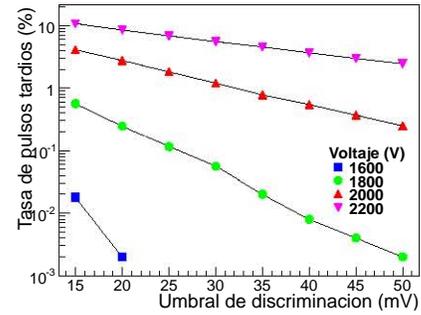
(a) R0



(b) R1

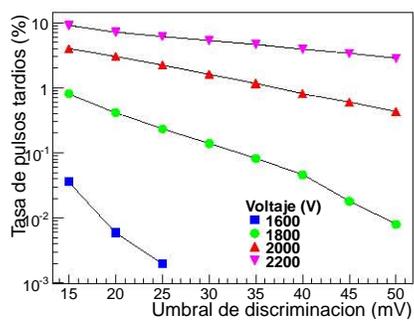


(c) R2

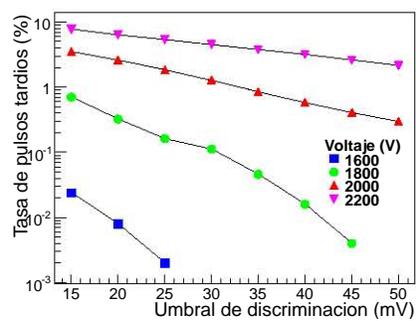


(d) R3

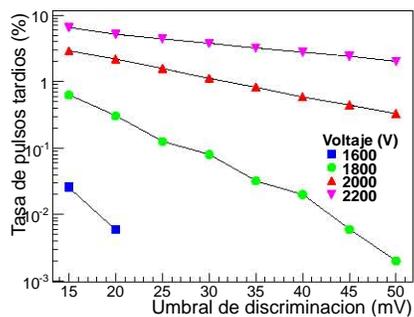
Figura B.3: Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para todos los anillos del sector S2.



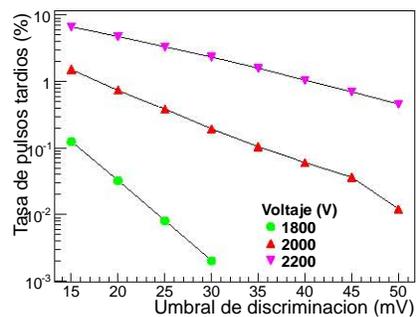
(a) R0



(b) R1

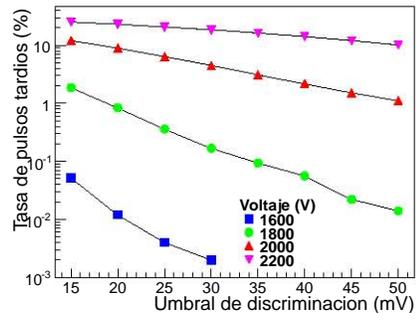


(c) R2

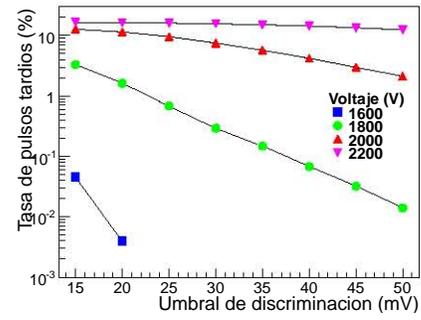


(d) R3

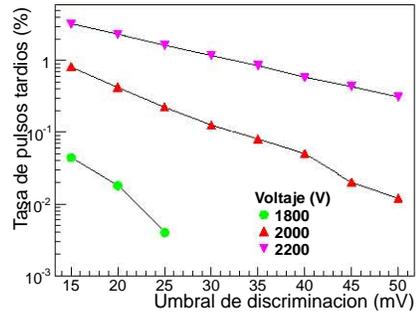
Figura B.4: Tasa de pulsos tardíos en función del alto voltaje para todos los anillos del sector S3.



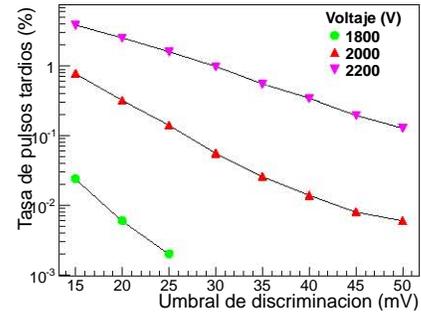
(a)



(b)

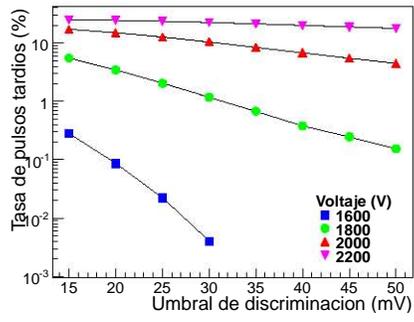


(c)

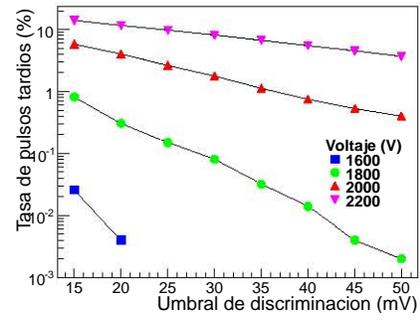


(d)

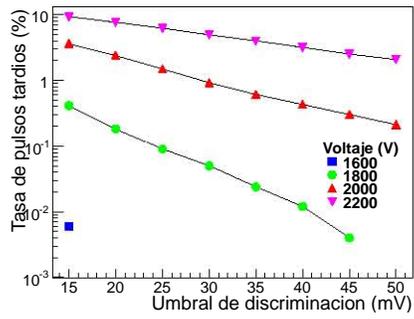
Figura B.5: sector s6



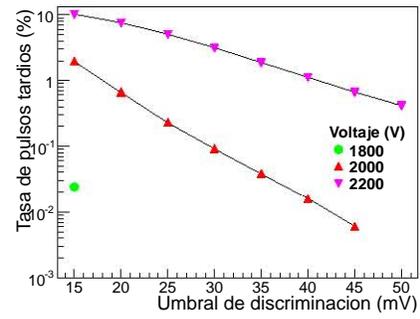
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura B.6: sector s7

## Referencias

- Akchurin, N. y Kim, H.-J. (2007). A Study on ion initiated photomultiplier afterpulses. *Nucl. Instrum. Methods A*, 574, 121-126.
- Akgun, U., Ayan, A. S., Aydin, G., Duru, F., Olson, J., y Onel, Y. (2008). Afterpulse timing and rate investigation of three different hamamatsu photomultiplier tubes. *Journal of Instrumentation*, 3(01), T01001.
- Alessandro. B. (2013). Analysis of High Muon Multiplicity Cosmic Events with the ALICE Experiment. *Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro. The Astroparticle Physics Conference*.
- Analog to digital conversion* (Inf. Téc.). (s.f.). Computin Measurement.
- Armesto, N. y Pajares, C. (2011). Cromodinámica cuántica. *Revista española de física*, 25, 19-31.
- Beringer, J. et al (PDG). (2014). Review of particle physics. *Chinesse Physics C*, 38(9), 1676.
- Bird, Thomas (2010). *An Overview of the ALICE Experiment*. Disponible en: <http://static.thomasbird.com/files/the-alice-experiment.pdf>
- Brüning, O. S., Collier, P. Lebrun, P., Myers, S., Ostojic, R., Poole, J. et al. (2004). *LHC design report*. Geneva: CERN.
- Coates, P. B. (1973). The origins of afterpulses in photomultipliers. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 6(10), 1159. Disponible en: <http://stacks.iop.org/00223727/6/i=10/a=301>
- Contin, G. (2012). Performance of the present ALICE inner tracking system and studies for the upgrade. *Journal of Instrumentation*, 7 (06), C06007. Disponible en <http://stacks.iop.org/1748-0221/7/i=06/a=C06007>
- Engstrom, R. y RCA Corporation. (1980). *Photomultiplier handbook*. RCA Corp.
- Flyckt, S. O. y Marmonier, C. (2002). *Photomultiplier tubes: Principles and applications* (Segunda ed.). Francia: Philips Photonics.
- Gasiorowicz, S. y Langacker, P. (2005). Elementary particle in physics. En R. C. Lerner y G. L. Trigg (Eds.), *Encyclopedia of physics* (Tercera ed., p. 671). Wiley-VCH.

- Gruppen, C. y Shwartz, B. (2008). Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology particle detectors. En T. Ericson y P. V. Landshoff (Eds.), (Segunda ed., Vol. 27, cap. Particle detectors). Cambridge.
- Hori, M. et al. (2003). Analog Cherenkov detectors used in laser spectroscopy experiments on antiprotonic helium. *Nucl. Instrum. Methods A* 496 (2003) 102–122.
- Huircán, J. I. (2007). Conversores análogo-digital y digital-análogo: Conceptos básicos. Disponible en <http://quidel.inele.ufro.cl/jhuircan/>
- Illana, J. I. (2007). *El modelo estándar y su fenomenología*.
- Incandela, J., Ahlen, S., Beatty, J., Ciocio, A., Felcini, M. et al. (1987). The performance of photomultiplier exposed to helium. *Nucl. Instrum. Methods A*, 269 (1), 237-245.
- Knoll, G. F. (2000). *Radiation detection and measurement* (Tercera ed.). Estados Unidos de América: John Wiley & Sons, Inc.
- Lamont, M. (2013) Status of the LHC. *Journal of Physics: Conference Series* 445 012201.
- Lefevre, C. (2009, Febrero). *LHC: the guide (english version). guide du lhc (version anglaise)*.
- Leo, W. L. (1994). *Techniques for nuclear and particles physics experiments* (Segunda ed.). Springer-Verlag.
- León, H. (2007). *El detector VOA del experimento ALICE-CERN*. Tesis de Maestría no publicada, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Lubsandorzhiev, B., Pokhil, P., Vasiljev, R., y Wright, A. (2000). Studies of prepulses and late pulses in the 8" electron tubes series photomultipliers. *Nucl. Instrum. Methods A*, 442 (1-3), 452-458. Disponible en <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299012723>
- Ma. K.J (2009). Time and Amplitude of Afterpulse Measured with a Large Size Photomultiplier Tube. *Nucl.Instrum.Meth.A* 629:93-100, 2011.
- Moszyński, M. y Bengtson, B. (1978). Status of timing with plastic scintillation detector. *Nucl. Instrum. Methods A*, 158, 1-31.
- Nygaard, C. (2011). *Charge particle multiplicity distributions into forward pseudorapidities in pp an PbPb collisions at the LHC*. Tesis Doctoral no publicada, Niels Bohr Institute, University of Copenhagen.

Perkins, D. H. (1987). *Introduction to high energy physics*. Estados Unidos de América: Addison-Wesley.

*Photomultiplier tubes*(Inf. Téc.). (s.f.). Hamamatsu. Disponible en <http://www.bo.infn.it/ams/Hamamatsu-PMT.pdf>

Poleshchuk, R. V., Lubsandorzhiev, B. K., y Vasiliev, R. V. (2012). An observation of a new class of afterpulses with delay time in the range of 70-200  $\mu$ s in classical vacuum photomultipliers. *Nucl. Instrum. Methods A*, 695 , 362-364.

Rickards, J. (s.f.). *La física de las radiaciones en materia*.

Schukraft, J. (2012). Heavy-ion physics with the ALICE experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 370 (1961), 917-932.

Scott, P. A. (2013). *Search for medium effects with jet-like hadron correlations at ALICE at the LHC*. Tesis Doctoral no publicada, Nuclear Physics Group, School of Physics and Astronomy, Unversity of Birmingham.

Sharma, N. (2011). *Study of light nuclei (antinuclei) production and photon multiplicity detector in ALICE at the LHC*. Tesis Doctoral no publicada, Faculty of Science, Panjab University, Chandigarh.

The ALICE collaboration (2013). Performance of the ALICE VZERO system. *Journal of Instrumentation*, 8 (10), of theP10016.

Tintori, C. (2008). *WP2081 digital pulse processing in nuclear physics* (Inf. Téc.). CAEN.

U.S.NIM Committe. (1900). *Standard NIM instrumentation system* (Inf. Téc.). U.S Department of Energy.

Zoccarato, Y. et al. (2011). Front end electronics and first results of the ALICE V0 detector. *Nucl. Instrum. Methods A*, 626-627 , 90-96.