



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**IMPLEMENTACIÓN DE UN SISTEMA DE
ADQUISICIÓN RÁPIDO (FADC) PARA LA
DETECCIÓN DE MUONES ATMOSFÉRICOS EN
DETECTORES CHERENKOV DE AGUA**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICA

P R E S E N T A:

SERGIO HERNÁNDEZ CADENA



**DIRECTOR DE TESIS:
DR. JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA
2014**



Universidad Nacional
Autónoma de México



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.

Agradecimientos

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (**PAPIIT**) de la **UNAM** IN-108713 Observatorio HAWC. Agradezco a la **DGAPA-UNAM** la beca recibida.

Les agradezco a todas aquellas personas interesadas en ver que esto saliera adelante. Agradezco el apoyo y la confianza recibidos por los investigadores, los profesores, amigos y familiares.

Resumen

Se implementó un sistema de adquisición tipo **FADC** (*Flash Analagog to Digital Converter*) para el Observatorio **HAWC** con el objetivo de identificar el paso de muones (μ) que viajan en trayectorias verticales en detectores *Cherenkov* (**WCD**: *Water Cherenkov Detector*). El módulo que se usó es el módulo **FADC** n-6742 proporcionado por la compañía **CAEN** (3.3). Se realizaron diferentes análisis (ruido, 3.4, estabilidad y tipos de correcciones, 3.5) para garantizar un funcionamiento adecuado.

El **WCD** seleccionado fue el detector *L-11* el cuál mostraba consumo de voltaje y corriente estables dentro de los requisitos de funcionamiento de **HAWC** y con valores aceptables de impedancia. (4.2)

Dada la geometría que se tiene al interior de cada **WCD** (cap. 1) se usó un modelo de correlación temporal entre las señales generadas en cada uno de los fotomultiplicadores (**PMT**) en el **WCD L-11**. Los cálculos se basan en la propagación del μ con velocidad c al interior del tanque lo que favorece la emisión de radiación *Cherenkov* en el agua. Además se requiere que el μ incida sobre el **PMT** central del **WCD**. Las señales que se buscan involucran a los 4 **PMT**'s, (central y los tres periféricos) con una diferencia temporal de 5.352ns entre las señales de los **PMT**'s periféricos y la del central y una señal en coincidencia en los tres **PMT**'s periféricos. (2.7)

Los análisis buscaron eventos con señal en coincidencia para los **PMT**'s periféricos con la restricción de 3 ns debido a la resolución temporal. De estos eventos es posible observar las distribuciones de *primer fotoelectrón* (**SPE**: *Single Foto Electron*) y de μ 's verticales en los histogramas de amplitud, (5.5.1 y 5.5.2). Para el caso de los **PMT** central y **PMT-d** se observan estas estructuras con valores promedios 12.798 ± 0.105 mV y 9.929 ± 0.206 mV para el pico **SPE**, respectivamente; y 268.459 ± 2.229 mV y 41.963 ± 0.965 mV para la distribución de μ 's verticales, (5.5.6). A esto hay que agregar que los eventos están bien correlacionados, (5.5.7).

Otro hecho observado es la disminución del valor promedio de la distribución de μ 's verticales en el **PMT** central para ventanas de correlación temporal mayores entre los diferentes **PMT**'s periféricos. Esto se debe, posiblemente, a que conforme la ventana de tiempo crece se permite la selección de eventos donde las trayectorias seguidas por los μ 's tienen un ángulo de inclinación θ respecto al eje de simetría del **WCD**. Ésta parte aún está en vías de ser comprobada, (5.5.6).

Índice

Agradecimientos	III
Resumen	V
1. Introducción	1
2. Preliminares Teóricas	5
2.1. Introducción	5
2.2. Rayos Cósmicos	6
2.3. Interacciones de los rayos cósmicos	7
2.4. Rayos Cósmicos en la atmósfera	12
2.5. Producción de muones en la atmósfera	13
2.6. Detectores Cherenkov	14
2.7. HAWC y muones	18
2.8. Planteamiento del Problema	22
2.9. Conclusiones	22
3. Características técnicas del módulo de adquisición de datos	23
3.1. Introducción	23
3.2. Estándares <i>CAMAC</i> y <i>NIM</i>	23
3.3. El módulo FADC	25
3.4. Estabilidad de la señal y ruido	28
3.5. Estabilidad en el rango de voltajes de las señales digitalizadas	30
3.6. Aplicación de software <i>Wavedump</i>	32
3.7. Conclusiones	33
4. Arreglo experimental y adquisición de datos	35
4.1. Introducción	35
4.2. Arreglo experimental	35
4.3. Realizando la adquisición	37
4.4. Conclusiones	38
5. Análisis de datos y Resultados	39
5.1. Introducción	39
5.2. Compresión de la información	39
5.3. Selección de variables	40
5.4. Primer análisis de datos	41

5.4.1.	Análisis de ruido	43
5.4.2.	Inversión de la señal	43
5.4.3.	Obtención de amplitud y tiempo para cada evento	45
5.4.4.	Preselección de eventos	46
5.5.	Análisis para la obtención de gráficas. Resultados	47
5.5.1.	Espectro de amplitud para todos los eventos	48
5.5.2.	Espectro de amplitud con multiplicidad 4	49
5.5.3.	Espectros de tiempo con multiplicidad 4 para cada PMT	53
5.5.4.	Identificación precisa de distribución SPE	57
5.5.5.	Espectro de diferencias de tiempo entre PMT 's periféricos	57
5.5.6.	Espectro de amplitud para diferentes ventanas de coincidencia	59
5.5.7.	Espectro de correlación de eventos	65
5.6.	Conclusiones	67
6.	Conclusiones generales	69
6.1.	Introducción	69
6.2.	Acerca del trabajo	69
6.3.	En un futuro	70
	Bibliografía	71

Índice de figuras

1.1. Observatorio HAWC	1
1.2. Diagrama de un WCD	2
2.1. Abundancia de elementos en rayos cósmicos galácticos	7
2.2. Espectro de energía de rayos cósmicos	8
2.3. Razón temporal total de pérdida de energía para e^-	10
2.4. Razón temporal total de pérdida de energía para p^+	11
2.5. Producción de cascadas atmosféricas	12
2.6. Razón total temporal de pérdida de energía para μ 's	14
2.7. Cámara de niebla	15
2.8. Esquema de polarización de un medio producida por el paso de una partícula cargada	16
2.9. Cono de Radiación <i>Cherenkov</i>	17
2.10. Telescopio MAGIC	17
2.11. Diagrama de un WCD	19
2.12. Geometría para el cálculo de retraso temporal entre un μ y la radiación <i>Cherenkov</i> que produce en un WCD	20
3.1. Estación de trabajo. Estándar NIM	24
3.2. Módulo basado en el estándar CAMAC	25
3.3. Módulo NIM-FADC	26
3.4. Espectro de ruido sin correcciones del FADC	28
3.5. Espectro de ruido con correcciones del FADC	29
3.6. Histograma de ruido generado para el PMT periférico a del WCD-L11	30
3.7. Gráfica Canales de voltaje promedio <i>vs</i> Amplitud de la señal	31
3.8. Gráfica Canales de voltaje promedio <i>vs</i> Amplitud de la señal. Acercamiento a amplitudes bajas	31
4.1. Arreglo experimental para la toma de datos	36
5.1. Histograma de ruido todos los eventos registrados en el PMT-a	40
5.2. Ejemplos de señales 1	40
5.3. Ejemplos de señales 2	41
5.4. Ejemplos de señales 3	42
5.5. Ejemplos de señales y resultado de la búsqueda de picos 1	42
5.6. Ejemplos de señales y resultado de la búsqueda de picos 2	43
5.7. Eventos con multiplicidad 4	44

5.8. Variables guardadas de eventos con multiplicada 4	44
5.9. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-a	45
5.10. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-a . Acercamiento	46
5.11. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-b	47
5.12. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-b . Acercamiento	48
5.13. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-c	49
5.14. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-c . Acercamiento	50
5.15. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-d	50
5.16. Espectro total de amplitud 0 – 1V para el PMT-d . Acercamiento	51
5.17. Espectro de amplitud solicitando multiplicidad 4. PMT central	51
5.18. Espectro de amplitud solicitando multiplicidad 4. PMT-d	52
5.19. Espectro genérico de tiempo para los PMT's a y b	52
5.20. Espectro genérico de tiempo para los PMT's c y d	53
5.21. Espectro de tiempo <i>vs</i> Amplitud. PMT central	54
5.22. Espectro de tiempo <i>vs</i> Amplitud. PMT periférico	55
5.23. Identificación de distribución SPE . PMT central	56
5.24. Espectro de diferencia $\Delta t = t_{pmt-a} - t_{pmt-b}$	57
5.25. Espectro de diferencia $\Delta t = t_{pmt-a} - t_{pmt-d}$	58
5.26. Espectro de diferencia $\Delta t = t_{pmt-b} - t_{pmt-d}$	58
5.27. Espectro de amplitud para los PMT a y b con ventana de coincidencia	59
5.28. Espectro de amplitud para PMT central con ventana de coincidencia	60
5.29. Espectro de amplitud para PMT-d con ventana de coincidencia	61
5.30. Espectro de amplitud del PMT central para diferentes ventanas de coincidencia	61
5.31. Espectro de correlación de eventos promediando datos a 2 mV. PMT-d vs PMT central	62
5.32. Espectro de correlación de eventos promediando datos a 4 mV. PMT-d vs PMT central	63
5.33. Espectro de correlación de eventos promediando datos a 8 mV. PMT-d vs PMT central	64
5.34. Espectro de correlación de eventos. PMT-a vs PMT central	65
5.35. Proyecciones del espectro de correlación para los PMT's central y d	66

Índice de Tablas

3.1. Parámetros y registros para la configuración del FADC	27
5.1. Valores de promedio de ruido y SPE	49
5.2. Desviación estándar σ para diferencias de tiempo entre PMT 's periféricos	59
5.3. Valores promedio de la distribución de μ 's para diferentes ventanas de coincidencia	64

Capítulo 1

Introducción

El Observatorio **HAWC**¹ es un arreglo de detectores de Radiación Cherenkov en agua² localizado en Puebla, México, entre el Pico de Orizaba y el volcán Sierra Negra a 4100m de altura sobre el nivel del mar (figura 1.1). Su propósito es detectar rayos gamma (γ) de alta energía generados en los fenómenos más violentos en el Cosmos. Su construcción se halla en la última fase y consta de 300 detectores metálicos con altura de 4.1m y 7.3m de diámetro llenos con agua. En la base se encuentran cuatro fotomultiplicadores (**PMT**: *PhotoMultiplier Tube*) esféricos dispuestos en la siguiente forma y tamaño: Un **PMT** colocado en el centro (**PMT** central o **PMT-C**) con un diámetro de 10 pulgadas y tres **PMT**'s periféricos de 8 pulgadas colocados a 1.83m de distancia del **PMT** central y separados entre sí 120° (**PMT**'s *a, b* y *d*).



Figura 1.1: Vista del Observatorio **HAWC** en su última fase de construcción y que se encuentra en operación desde mediados del 2013. Es un experimento que permitirá observar el universo en energías superiores a los 100 GeV y hasta los 100 TeV.

El Observatorio **HAWC** está diseñado para detectar la radiación *Cherenkov* (2.6) producida

¹High Altitude Water Cherenkov

²Water Cherenkov Detector, **WCD**

por las partículas cargadas generadas en las cascadas atmosféricas de tipo electromagnético que llegan hasta el interior de los **WCD**.

Para realizar los diferentes análisis es necesario considerar modelos de propagación de partículas en la atmósfera donde se incluyen los parámetros macrocópicos debido a la presión y a la densidad atmosférica, así como los modelos adecuados de cadenas de decaimientos e interacciones entre partículas para conocer la energía y procedencia del rayo γ que genera la cascada. Al obtener esta información se pueden generar mapas del cielo observado a energías entre 100 GeV y 100 TeV. Si se detectan fuentes que emitan en estos intervalos de energía es posible poner a prueba modelos en física de partículas, por ejemplo, acerca de las interacciones que intervienen en ciertos procesos; o en cosmología como en la naturaleza de la materia que constituye al universo, entre otros.

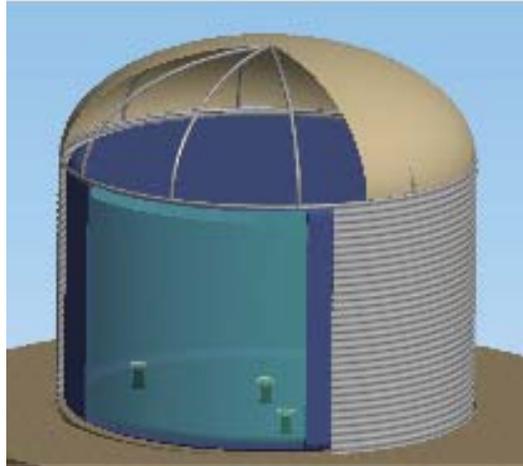


Figura 1.2: Vista de uno de los detectores (**WCD**) de HAWC. Se observa en su interior los **PMT** que se hallan en la parte de abajo y que colectan la luz *Cherenkov* generada por partículas que atraviesan el tanque.

Una de las complicaciones más importantes en este tipo de experimentos es que el flujo de rayos γ se ve superado en varios órdenes de magnitud por el flujo de partículas hadrónicas (2.2) que se propagan en el cosmos. Éstas partículas también generan cascadas de partículas secundarias que se propagan en la atmósfera al llegar a la Tierra. Productos importantes de estas interacciones son los muones, μ 's. (secciones 2.4 y 2.5)

Estas partículas se propagan a lo largo de la atmósfera sin perder tanta energía pues tienen un umbral en energía crítica hasta los 500GeV, (sección 2.5). Es esta razón la que le permite propagarse a velocidad constante en aire y agua. La identificación de estas partículas permite hacer una discriminación adecuada sobre el tipo de partícula que ha generado la cascada de partículas que llega a **HAWC**.

Esta tesis tiene por objeto implementar un sistema de adquisición de datos y tomar eventos generados en un **WCD** para, al aplicar análisis adecuados, identificar señales debido al paso de μ 's, (2.8).

La estructura de la tesis es como sigue: En el siguiente capítulo, (cap. 2) se presentan algunas de las preliminares teóricas necesarias que inician con qué son los rayos cósmicos, tipo y origen, (sección 2.2). Después se presentan los procesos que generan pérdida de energía durante el trayecto de la partícula, (sección 2.3). Aquí se define el concepto de energía crítica ϵ_c como límite entre los procesos debidos a ionización y los debidos a procesos radiativos. Entonces se presenta un

resumen breve sobre la componente hadrónica de rayos cósmicos y los productos generados en las cascadas atmosféricas al llegar a la *Tierra*, (sección 2.4). Se muestran las propiedades principales de μ 's como productos finales y la razón del porque son la componente más penetrante, (sección 2.5). Dado que estas partículas viajan esencialmente a la velocidad de la luz, c , al llegar a un **WCD** generan radiación *Cherenkov*, (2.6). Se presentan las principales características de esta radiación y las condiciones necesarias para su generación. Así se presenta el modelo de correlación temporal usado para identificar μ 's donde se muestran las características de estos eventos y los resultados a los cálculos realizados con este sencillo modelo, (2.7).

Para el capítulo 3 se presentan las características del módulo **FADC n-6742**, (cap. 3.3). También se presentan los análisis preliminares de ruido, correcciones (sección 3.4) y estabilidad (sección 3.5) del módulo para el trabajo requerido para la tesis. En el capítulo 4 se presenta el arreglo utilizado, para hacer la adquisición de datos así como las características del **WCD** seleccionado, (sección 4.2).

En el capítulo 5 se presentan las fases que se siguieron para el análisis de datos desde compactar la información, (sección 5.2), y la selección de variables adecuadas, (secciones 5.3 y 5.4) hasta la generación de los espectros de amplitud para cada **PMT** (secciones 5.5.1 y 5.5.2), tiempo (sección 5.5.3), diferencias de tiempo (sección 5.5.5) y, finalmente, los espectros generados para la amplitud de cada **PMT** solicitando una de las condiciones presentadas en el modelo de correlación temporal, (sección 5.5.6). En este caso se muestra que los espectros de amplitud para **PMT**'s diferentes están correlacionados, (sección 5.5.7).

Finalmente se escriben unas breves conclusiones acerca del trabajo, (cap. 6).

Capítulo 2

Preliminares Teóricas

2.1. Introducción

Desde siempre, el desarrollo de la Física ha considerado las contribuciones de la parte experimental y la parte teórica. Esta última abstrayendo los conceptos fundamentales para la obtención de descripciones adecuadas de la naturaleza. En cambio, la primera ha permitido el desarrollo de múltiples aplicaciones tecnológicas, tanto para la industria como para la sociedad, y además, corroborar los desarrollos teóricos e indicar, de cierto modo, el camino ha seguir en las, cada vez más profundas y complicadas, ideas para entender el Universo.

Algo en común en ambas ramas es el desarrollo de software para la obtención de información a través de análisis de torres y torres de datos o para generar simulaciones acerca de lo esperado en cierta teoría o el desarrollo de algún experimento.

Una de las ramas de la Física con mayor apogeo actualmente es la rama de Partículas elementales y de Altas Energías, rama que ha propuesto un sin fin de especulaciones teóricas acerca de la naturaleza de las interacciones de las partículas subatómicas, así como explicar los procesos que ocurren en los diversos escenarios cósmicos donde se lanzan al espacio enormes cantidades de energía y materia viajando a enormes velocidades. A estas partículas se les conoce como rayos cósmicos.

Los rayos cósmicos tras atravesar enormes cantidades de espacio, materia y campos, llegan a la Tierra interactuando con las partículas que componen la atmósfera produciendo “cascadas” de partículas secundarias cuya extensión puede llegar a abarcar enormes superficies.

El Observatorio **HAWC** está diseñado para detectar los rayos γ de mayor energía generados en los procesos más violentos del universo. El problema en esta clase de detectores es que los rayos γ al llegar a la Tierra su flujo se ve superado por el de partículas hadrónicas en cuatro órdenes de magnitud y el flujo esperado es de tan solo una partícula al día para energías mayores a 100 GeV, por ejemplo.¹

Con base a lo anterior, los análisis necesitan algoritmos adecuados para identificar y separar eventos generados por rayos γ (Componente electromagnética) y los generados por partículas hadrónicas (partículas compuestas por *quarks*, componente hadrónica) y así proseguir con los algoritmos adecuados para obtener la energía de los fotones así como su dirección.

En este trabajo se usa un sistema de adquisición para la identificación de μ 's como productos terciarios de las interacciones hadrónicas entre rayos cósmicos y los núcleos atmosféricos, lo cual permite identificar de manera indirecta que las partículas detectadas corresponden a hadrones o

¹Aunque la principal ventaja es que estos fotones viajan prácticamente en línea recta y averiguar las locaciones de las fuentes emisoras es más fácil.

μ y no a fotones de alta energía.

En este capítulo se presentan las preliminares teóricas adecuadas para poder explicar la hipótesis para el desarrollo posterior de este trabajo. Primero se da una explicación breve sobre los rayos cósmicos, sus componentes y algunas de sus fuentes. Posteriormente se mencionan los procesos de pérdida de energía que tienen que enfrentar estas partículas. Se describen someramente los procesos que ocurren en la atmósfera y la generación de μ 's en la atmósfera, así como los procesos que dominan los procesos radiativos de estas partículas.

Dado que **HAWC** está compuesto de **Detectores Cherenkov** parte de la radiación colectada por los **PMT** es a través del proceso de emisión de Radiación Cherenkov. Se explicará la razón del porque ocurre este proceso y se dará presentación al sencillo modelo que se utiliza para el análisis de datos y la presentación de los resultados para identificar los eventos muónicos.

2.2. Rayos Cósmicos

Como se mencionó, los rayos cósmicos son partículas generadas en una diversidad de eventos en el Cosmos. Su estudio se remonta a principios del siglo pasado con el descubrimiento de que las partículas atmosféricas se ionizan con bastante frecuencia. Los primeros estudios fueron realizados por *Victor Hess* quién reportó que la ionización de la atmósfera por unidad de tiempo aumenta conforme se incrementa la altura dejando la hipótesis de que los agentes causantes de dicha ionización se debe a partículas provenientes del espacio exterior.

Con el fin de refutar esta idea, *Millikan* desarrolló aparatos para medir la penetración de estas partículas en lagos ubicados en montañas. Los datos obtenidos por *Millikan* solo corroboraron la hipótesis de *Hess*. (Stanev, 2010)

Esto permitió el desarrollo de un nuevo campo de investigación conocido como **Rayos Cósmicos**. Este es un campo aún en desarrollo pues aún no todos los fenómenos se entienden; sin embargo, sus contribuciones al campo de Astrofísica y Física de Partículas han permitido corroborar varias teorías.

Los rayos cósmicos pueden clasificarse, de acuerdo con su fuente de origen, en *solares*, *galácticos* y *extragalácticos*. Su composición, de forma general, es de **fotones**, **electrones** (e^-), **positrones** (e^+), **núcleos atómicos ligeros**, como *He*, *Li*, *Be*; y **núcleos atómicos pesados**, que van desde *C*, *O*, *Ne*, *Ar*, *Mn*, *He*. (Schlickeiser, 2002) En la figura 2.1 se observa la composición química para los rayos cósmicos de origen galáctico. (Davis, 2004)

Los rayos cósmicos solares tienen por fuente el Sol los cuales se originan en procesos de llamaradas solares ("*flares*") en las cuales grandes cantidades de masa coronaria se arrojan a la *Heliosfera*.² Los rayos galácticos tienen sus fuentes al interior de la *Vía Láctea*, como pulsares y supernovas. La fuente principal es el núcleo mismo pues mediciones indirectas demuestran la existencia de un agujero negro supermasivo. Por último los rayos cósmicos extragalácticos se originan al exterior de la galaxia y sus fuentes principales son galaxias activas, *quasares*, agujeros negros, supernovas, entre otros.

Las partículas cósmicas originadas en los diferentes procesos viajan a velocidades relativistas y sus energías se encuentran en el intervalo desde los MeV's (Viento Solar) hasta los 10^{12} GeV, valor que corresponde a un posible corte en energía de los rayos cósmicos, figura 2.2. (Stanev, 2010)

Los diferentes caminos que siguen las clases de rayos cósmicos a través del espacio se encuentran rodeados de una gran variedad de campos, magnéticos, fotónicos y de materia, que interactúan con las partículas haciéndolos perder energía.

²Espacio ocupado por el Sistema Solar

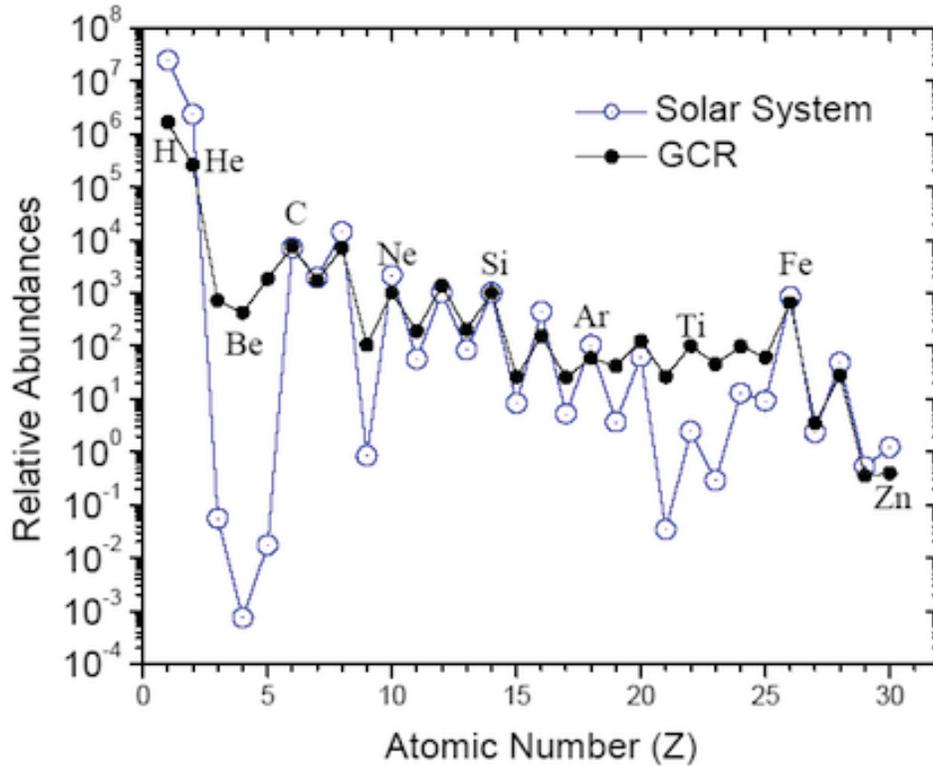


Figura 2.1: Abundancia relativa de elementos en los rayos cósmicos de origen galáctico respecto a la del sistema solar. Este tipo de gráficas regularmente se normalizan a la abundancia de un elemento local. En este caso, está normalizado a la abundancia del elemento *Si*.

2.3. Interacciones de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos, además de clasificarse de acuerdo a su origen, se separan en dos componentes: electromagnética y hadrónica. La componente electromagnética contiene fotones, además de e^- y e^+ ; los cuales reciben la influencia directa de campos electromagnéticos y de materia. La componente hadrónica, se compone de partículas más pesadas como los protones (p^+), núcleos atómicos y mesones. Estas partículas además de sentir la influencia de campos electromagnéticos, interactúan con la materia de acuerdo con los campos de fuerza fuerte y débil.

Para describir de manera adecuada las interacciones de partículas subatómicas es necesario usar la teoría Cuántica, la cual permite la descripción de interacciones mediante estados y probabilidades. De este modo, el concepto de sección eficaz (σ) permite un estudio adecuado sobre las interacciones en esta escala. La sección eficaz σ de una partícula se define de manera clásica y diferencial como el número de partículas dispersadas (N_s) a un ángulo $d\Omega$ para un flujo F de partículas que inciden sobre la partícula:

$$d\sigma = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega}$$

De manera cuántica, la sección eficaz se define como la probabilidad de dispersión de la corriente definida por un flujo de partículas en un ángulo $d\Omega$ dividida entre la probabilidad de pasar a través de un área unitaria frente a la partícula. De acuerdo con estas definiciones, la

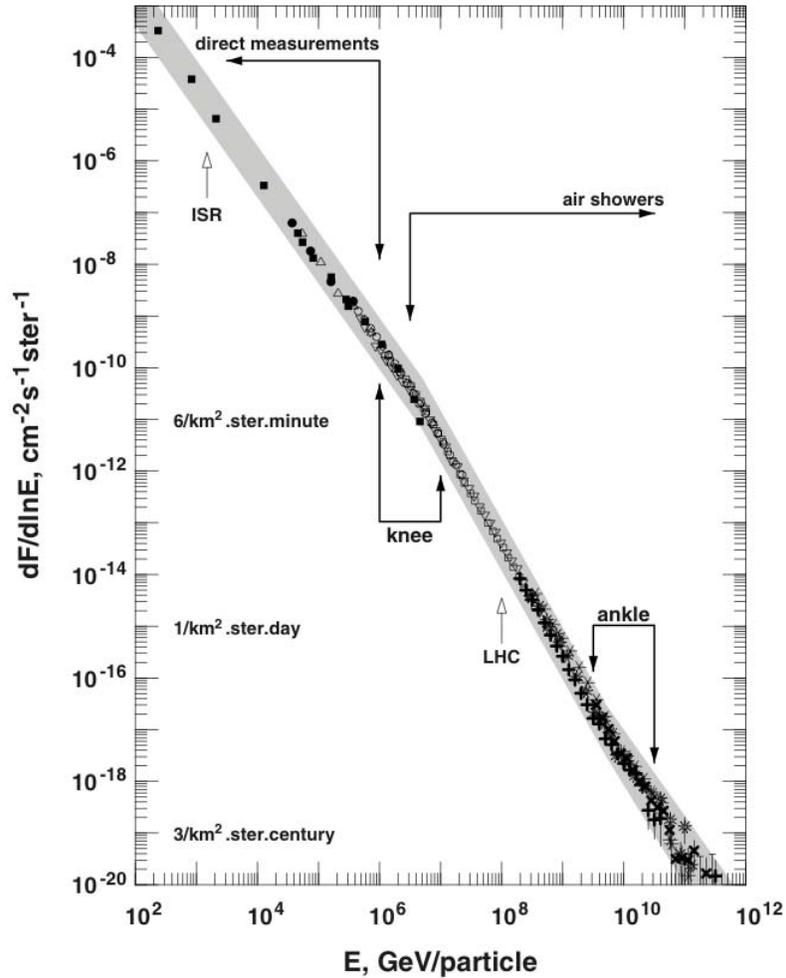


Figura 2.2: Espectro de energía de rayos cósmicos. Se grafica el flujo de partículas esperado por unidad logarítmica de energía por unidad de área por segundo por estereorradián (unidad de ángulo sólido) contra la energía de la partícula en GeV. En la gráfica además se muestran los flujos esperados para diferentes intervalos de energía. Por ejemplo para partículas muy energéticas (10^{12} GeV) se espera un flujo de solo tres [partículas por km^2 por unidad de ángulo sólido cada siglo!]. También se muestra en la parte inferior de la curva algunos de los experimentos y detectores que trabajan en ese intervalo de energía. Se pueden identificar dos regiones conocidas como la *rodilla* y el *tobillo*. Justo en esta última región es donde se halla el corte **GZK**. Este corte se debe a la fuerte modulación que sufren protones y otras partículas hadrónicas al interactuar con fotones.

sección eficaz tiene unidades de área lo que permite describirla de manera más coloquial como la sección transversal de área presentada por un objeto ante un flujo de partículas. La sección eficaz se obtiene por integrar sobre todos los ángulos. (Leo, 1987)

La sección eficaz es una función de la energía de la partícula, de su masa m y del tipo de proceso de interacción. Esto quiere decir que partículas en un cierto intervalo de energía no interactúan del mismo modo que partículas en un intervalo menor o mayor de energía.

Los procesos de interacción de las partículas dependen de su naturaleza y de acuerdo a su masa. Los fotones interactúan perdiendo energía de acuerdo a los procesos de Producción de

Pares (**PP**), Efecto Compton Normal (**CN**) y al Efecto FotoEléctrico (**FE**). Dado que la sección eficaz mide la probabilidad de que una partícula interactúe en un cierto proceso, el proceso que se ve favorecido a muy altas energías es el de **PP**³. Conforme la energía baja, los procesos que más dominan son **CN** y **FE**. (Leo, 1987)

Antes de continuar con la descripción para partículas masivas, conviene definir algo importante. Se mencionó que la sección eficaz mide la probabilidad de interacción de una partícula en determinado proceso. De este modo, para que cierto proceso sea mayoritariamente favorecido, esto es, presente la sección eficaz más grande, debe tener ciertos valores de energía. Para el caso de los fotones, por ejemplo, esta condición se cumple para el fenómeno de **PP** en el cual el valor umbral para que un fotón interactúe en este proceso es que la energía sea mayor a dos veces la masa de la partícula que será creada. El valor umbral de energía ϵ_{th} determina, entonces, la energía mínima que necesita una partícula para interactuar en cierto proceso.

Dicho lo anterior, los procesos de interacciones para partículas masivas se describen de manera diferente para las componentes hadrónica y electromagnética.

Para el caso de la componente electromagnética se pueden definir dos tipos de procesos que provocan que una partícula pierda energía: procesos de dispersión y procesos de radiación. La energía para la cual los procesos de radiación tienen razones de pérdidas iguales a las de dispersión se define como la energía crítica ϵ_c . (Leo, 1987) Dentro de los procesos de dispersión se hallan las colisiones y procesos de dispersión *coulombiana*. Estos procesos ocurren regularmente a muy bajas energías. Por otro lado, los procesos donde la partícula emita radiación son radiación sincrotrón (**RS**)⁴, radiación bremsstrahlung (**RB**)⁵, Triple Producción de pares (**TPP**)⁶ y Efecto Compton inverso (**CI**)⁷. Los procesos de radiación ocurren para las energías en las que la partícula tiene velocidades relativistas. (Schlickeiser, 2002; Stanev, 2010) Para el caso de leptones más masivos el valor de ϵ_c aumenta respecto a ϵ_c para e^- 's. Esto se verá más adelante cuando veamos el caso de μ 's.

En la figura 2.3 puede observarse una gráfica donde se muestran las razones temporales de pérdida de energía ($\frac{dE}{dt}$) contra la energía de la partícula para el caso de e^- . (Schlickeiser, 2002)

Para el caso de la componente hadrónica, además de los procesos que se señalaron anteriormente se introducen los procesos de carácter inelástico. Estos procesos se definen como los procesos en los que una partícula al interactuar con otra produce partículas secundarias a las que se les transmite gran parte del momento de las progenitoras. Estos procesos se deben al hecho de que las partículas interactúan con el campo fuerte generado por otras partículas hadrónicas. Una característica de las partículas producidas es que son inestables decayendo a partículas más estables en intervalos de tiempo muy cortos.

Los procesos dentro de esta clase están los procesos de fotoproducción de pares (**FPP**), en el cual un hadrón al interactuar con un campo electromagnético permite la producción de pares partícula-antipartícula; proceso de fotodesintegración (**FD**), un fotón al incidir en un núcleo atómico provoca su ruptura. (Schlickeiser, 2002; Stanev, 2010) Por último se presenta el proceso de producción de piones (π) en el cual dos partículas hadrónicas interactúan fuertemente entre

³Un fotón, en presencia de un campo electromagnético y que cumple con la condición de que su energía es mayor a dos veces la masa de la partícula que es creada, produce pares *partícula-antipartícula* que se propagan en el medio

⁴Radiación emitida por una partícula cargada en presencia de un campo magnético uniforme.

⁵Radiación emitida por una partícula cargada en presencia del campo eléctrico generado por la nube electrónica de un átomo o ión.

⁶Proceso mediante el cual, a través de las colisiones con fotones, estos se aceleran y alcanzan la energía necesaria para producir pares *partícula-antipartícula*.

⁷Proceso en el cual, tras la colisión con un fotón, este último absorbe parte del momento de la partícula que colisiona

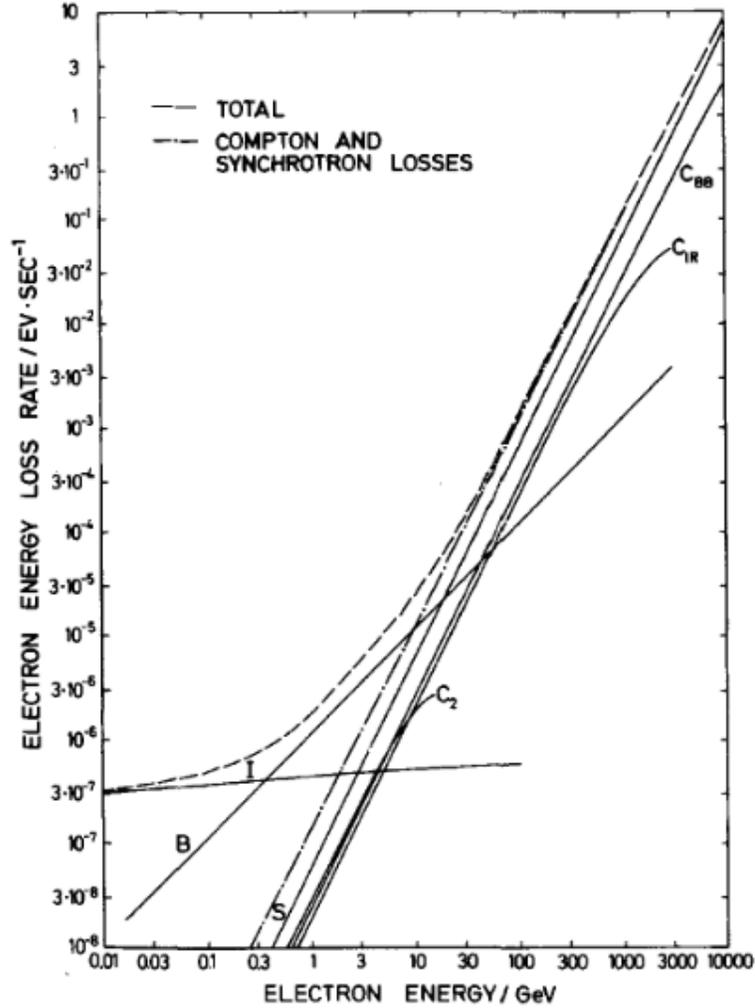


Figura 2.3: Razón temporal total de pérdida de energía para e^- . Se observan las curvas para los procesos de ionización (I), radiación sincrotrón (S), radiación bremsstrahlung (B) y radiación Compton (C). Se observa que a bajas energías el proceso que predomina es el de ionización.

sí produciendo π 's. Estas partículas son mesones con una masa $m_p = 139.57018 \pm 0.00035$ MeV (J. Beringer et al., 2012) y con un tiempo de vida media $\tau = 2.6033 \pm 0.0005 \times 10^{-8}$ s.

Los procesos que ocurren a baja energía son los procesos de ionización en los que una partícula al colisionar con un átomo cede parte de su energía cinética a uno de los e^- . Si la energía cedida es mayor a la energía de ionización I entonces el e^- es arrancado y lanzado fuera de la nube electrónica del átomo. Los procesos a bajas energías para partículas con masa mayor a la de un e^- ($m > m_e$) son bien descritos por la fórmula de *Bethe-Bloch*. Para los procesos a mayor energía, las razones temporales de pérdida de energía se describen de acuerdo al tipo de proceso.

En la figura 2.4 (Stanev, 2010) se presenta la razón temporal de pérdida de energía para p^+ en un medio con cierta densidad de átomos de hidrógeno contra la energía de los p^+ en escala $\log - \log$. En la sección anterior se estableció que los rayos cósmicos presentan un corte en el valor de energía observado en 10^{12} GeV. Esto se explica, por observar la gráfica, donde se nota

que para este valor de energías el proceso más favorecido es el de fotoproducción de π 's. Esto se debe a que los protones con esta energía interactúan fácilmente con *radiación de fondo cósmico* que son fotones generados en la recombinación de electrones en la formación de átomos de H durante la etapa de enfriamiento del cosmos.

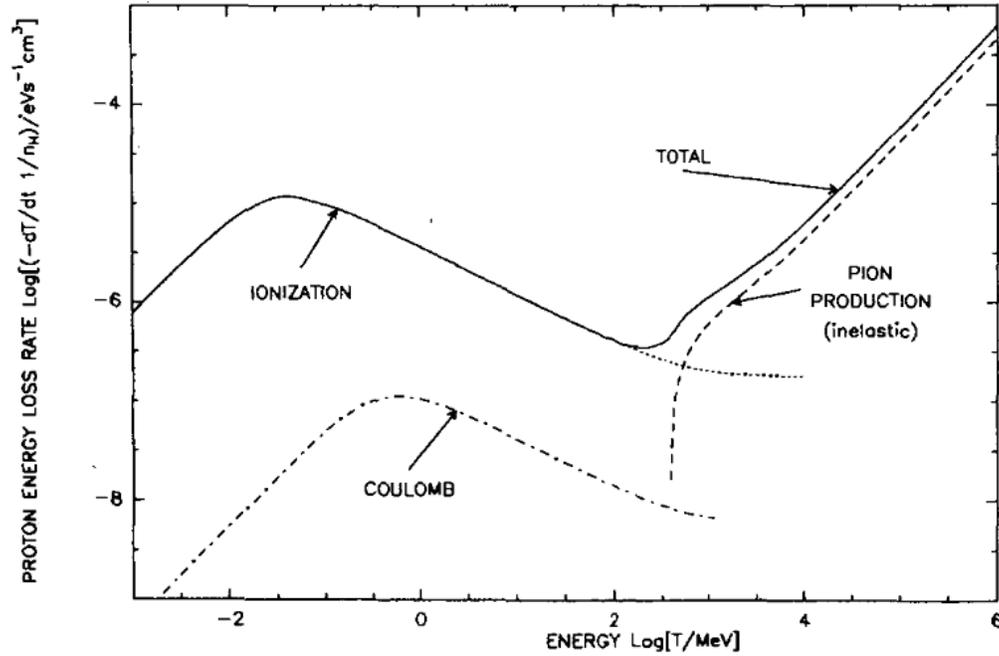


Figura 2.4: Razón temporal total de pérdida de energía para p^+ . Se observan las curvas para los procesos de ionización, dispersión coulombiana y producción de piones.

Las partículas que componen a los rayos cósmicos viajan a través del espacio y van perdiendo energía a través de toda su trayectoria de acuerdo con los procesos descritos anteriormente. Como puede entenderse fácilmente, las partículas con energías muy bajas, del orden de keV o MeV se frenan totalmente en el espacio en su paso a través de nubes intermoleculares. Las partículas más energéticas pasan con mayor facilidad a través del espacio y cubren mayores distancias en relación a las partículas con menor energía.

No existe razón alguna para que la producción de rayos cósmicos tenga una dirección preferencial, por lo que a primera aproximación el flujo de rayos cósmicos es el mismo en todas direcciones (*isotrópico*). Esto en realidad no ocurre, pues tras los procesos de radiación y dispersiones, las partículas se modulan⁸ por campos como el generado por el Sol, o por nubes moleculares al interior de la galaxia. Por ejemplo en el caso de la galaxia, los rayos cósmicos que tienen energías del orden de MeV son fuertemente moduladas por las nubes moleculares que llenan el espacio de la galaxia y solo partículas con energías mayores atraviesan dicho espacio.

Después de todos estos procesos, partículas originadas en todas las partes del universo llegan a la Tierra. Al llegar, se enfrentan a la atmósfera donde se inician una serie de procesos de interacción de acuerdo a la energía que tiene la partícula.

⁸Esto quiere decir que se frenan en ciertas direcciones y para ciertos intervalos de energías

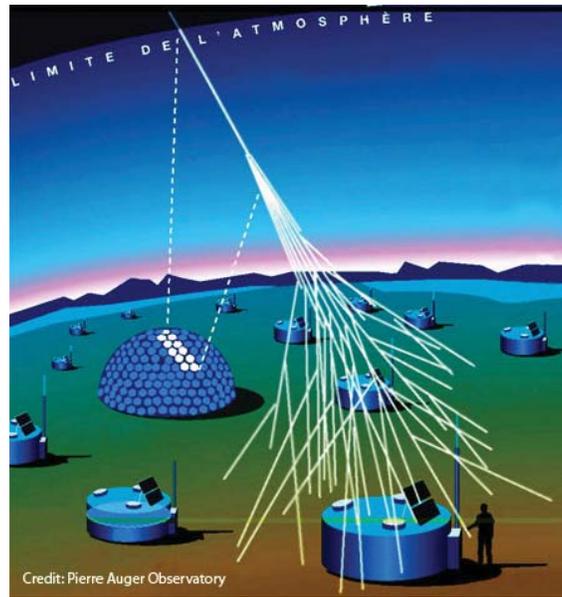


Figura 2.5: Diagrama que muestra la producción de partículas secundarias tras el impacto de un rayo cósmico primario en la parte alta de la atmósfera. También se muestran imágenes de detectores del Observatorio Pierre-Auger en Argentina.

2.4. Rayos Cósmicos en la atmósfera

Al llegar a la Tierra, las partículas cósmicas interactúan con la materia que compone a la atmósfera, principalmente nitrógeno, N , que representa el 75% de la composición química de la atmósfera. Además de interactuar con la materia, las partículas lo hacen con el campo geomagnético y sirve como una fuente de modulación para partículas que tienen energía en los miles de keV , que concuerdan con los rayos cósmicos solares o *viento solar*. Este fenómeno provoca que las partículas cargadas eléctricamente sean desviadas y conducidas a lo largo de las líneas de campo magnético terrestre a los polos magnéticos. Al llegar a estas regiones, las partículas colisionan con las partículas atmosféricas excitando los átomos y haciéndolos emitir fotones de acuerdo a los niveles de excitación. Estas luces se conocen como *auroras australes o boreales*, esto de acuerdo con los lugares donde se generan.

La distancia que atraviesa la partícula depende de los procesos de interacción y la energía de la partícula. Las partículas más energéticas logran atravesar la región de dispersión debida al campo geomagnético y penetran mayores cantidades de materia, con la cual interactúan generando una lluvia de partículas secundarias (figura 2.5) que se propagan hacia la superficie terrestre. La mayoría de las partículas producidas son inestables y decaen a lo largo de diversos canales a partículas cada vez más estables. A esta lluvia se le conoce como cascadas de partículas y tienen extensiones superficiales muy grandes de acuerdo con la energía de la partícula primaria proveniente del espacio exterior.

La generación de la cascada puede aproximarse por la solución de las ecuaciones de transporte donde es necesario incluir términos de secciones eficaces, σ y de la distancia promedio que logra penetrar cierta partícula en un medio.

Para el caso de la componente hadrónica, los procesos de interacción más probables son los procesos inelásticos, debido a la interacción con núcleos atmosféricos. En estos procesos, las partículas generadas son mesones como los π 's y *kaones*, K 's.

2.5. Producción de muones en la atmósfera

Tras las interacciones atmosféricas de tipo inelástico se generan flujos importantes de π 's y \mathbf{K} 's. Ambos tipos de partículas existen en tres especies, dos cargados y uno neutro:

$$\begin{aligned}\pi &= \{\pi^0, \pi^+, \pi^-\} \\ \mathbf{K} &= \{\mathbf{K}^0, \mathbf{K}^+, \mathbf{K}^-\}\end{aligned}$$

Los \mathbf{K} 's son partículas con masa $m_K = 493.677 \pm 0.016 \text{MeV}$ (J. Beringer et al., 2012) y con vida media $\tau_K = (1.2380 \pm 0.0021) \times 10^{-8} \text{s}$. Son partículas inestables que decaen a otras especies mediante diferentes canales, los cuales son favorecidos de acuerdo a la energía de la partícula y a los procesos con los campos que le rodean. Para estas partículas los canales más favorecidos son los modos de decaimiento a μ 's (J. Beringer et al., 2012). Para el caso de las partículas cargadas:

$$\begin{aligned}\pi^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \\ \mathbf{K}^\pm &\rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu\end{aligned}$$

Para el caso de los \mathbf{K} 's estos canales de decaimiento tienen una probabilidad de ocurrencia de $63.55 \pm 0.11 \%$, mientras que para el caso de π 's, este canal tiene una probabilidad de $99.9877 \pm 0.00004 \%$ (J. Beringer et al., 2012). En el caso de los \mathbf{K} 's neutros, los principales modos de decaimiento son:

$$\begin{aligned}\mathbf{K}^0 &\rightarrow \pi^0 + \pi^0 \\ \mathbf{K}^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^-\end{aligned}$$

con probabilidades de ocurrencia de $30.60 \pm 0.05 \%$ y de $69.20 \pm 0.05 \%$, respectivamente. Obteniendo finalmente μ 's.

Los μ 's son partículas leptónicas que pertenecen a la segunda familia. La masa de estas partículas es de $m_\mu = 105.6583715 \pm 0.000035 \text{MeV}$, ($m_\mu \approx 207m_e$) que tienen un tiempo de vida media $\tau_\mu = 2.1969811 \pm 0.0000022 \times 10^{-6} \text{s}$ (J. Beringer et al., 2012). Después de los procesos de decaimiento de π 's, los μ 's adquieren gran parte del momento de sus progenitores alcanzando velocidades cercanas a la de la luz. A estas velocidades, los fenómenos relativistas de contracción espacial y dilatación temporal son importantes, lo que permite que estas partículas penetren enormes distancias.

Otra razón por la que esta componente es muy penetrante se halla en las secciones eficaces σ_μ . Dado que las partículas son de tipo leptónico interactúan de acuerdo a lo visto en la sección 2.3. Las secciones eficaces σ dependen de la masa de la partícula. Para el caso que nos ocupa, la razón de las secciones eficaces entre μ 's y e^- 's, σ_μ/σ_e resulta en el valor de 2.3256×10^{-5} . Es decir, la sección eficaz presentada por un μ es cerca de 43000 veces más pequeña que la sección eficaz presentada por un e^- . Entonces mientras que un e^- comienza a interactuar en cierto proceso, un μ necesita ganar más energía.

Así, el valor de energía crítica ϵ_c entre procesos radiativos y no radiativos aumenta. Un modo de compararlo, de manera inexacta, es a través de la fórmula de *Bethe-Heitler* (Leo, 1987):

$$\epsilon_c \approx 1600 \frac{mc^2}{Z}$$

donde Z se refiere al número atómico promedio de las especies químicas que existen en un medio. Para el caso de e^- 's, propagándose en la atmósfera, este valor da $\epsilon_c \approx 116.8 \text{MeV}$; mientras que en el caso de μ 's, este valor aumenta hasta $\epsilon_{c,\mu} \approx 24.229 \text{GeV}$. Por esta razón los valores de penetración para la componente muónica son más altos que los que se calculan para e^- 's. Un

valor más realista de la energía crítica debe incluir la densidad del medio que están atravesando las partículas. Para el caso de μ , el valor de ϵ_c aumenta hasta el valor de 500 GeV. (Figura 2.6, (Stanev, 2010)) En esta región los μ interactúan básicamente por procesos de ionización y las pérdidas de energía son de manera continua perdiendo muy poca a lo largo de su trayectoria. Por esta razón, los μ son partículas que viajan a velocidad casi constante a través de un medio con muy poca densidad, como el aire y el agua. Para medios con mayor densidad, los procesos radiativos y de dispersión comienzan a ser más frecuentes lo que provoca que la pérdida de energía aumente. Aún con todo esto, los μ son capaces de atravesar enormes cantidades de roca. Un ejemplo en el que se aprovecha esto es en el caso de laboratorios subterráneos como el caso del SNO en *Sudbury, Canadá*.

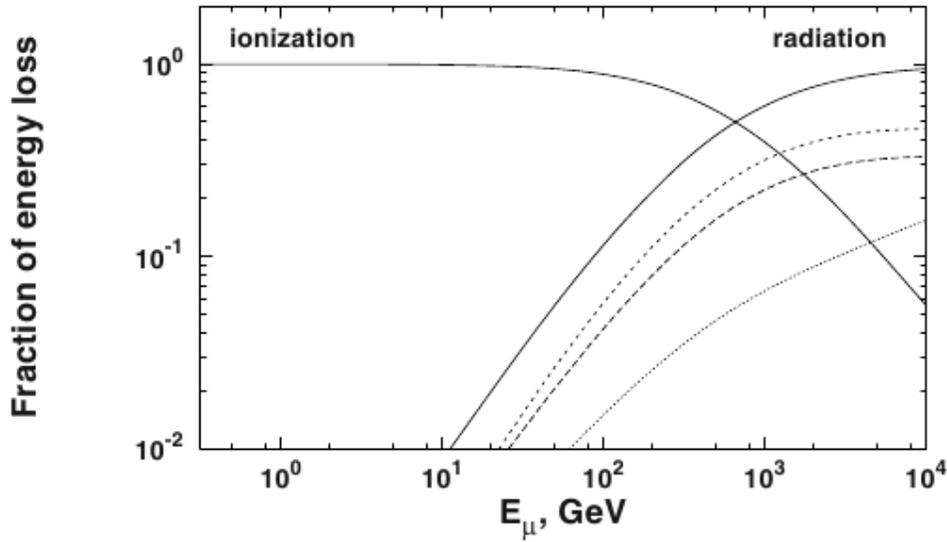


Figura 2.6: Razón total temporal de pérdida de energía para μ 's. Se observan las curvas para los procesos de ionización y las contribuciones de los diferentes procesos de radiación en las curvas punteadas. De arriba hacia abajo se muestran los procesos de producción de fotones, producción de pares y radiación bremsstrahlung. Se observa que el valor de la energía crítica ϵ_c es de 500 GeV lo que muestra esencialmente que al interactuar en aire y agua las pérdidas de energía de estas partículas son muy pequeñas y esencialmente viajan a velocidad constante al atravesar el medio.

La velocidad a la que viajan los μ 's en este intervalo de energía, es esencialmente la velocidad de la luz, c . A estas velocidades se encuentra otra clase de fenómeno de emisión de radiación, conocido como *Radiación Cherenkov*, la cual puede aprovecharse para obtener información acerca de la partícula incidente.

2.6. Detectores Cherenkov

La principal desventaja de detectar partículas subatómicas es que la mayoría de las mediciones son indirectas y se logran por conocer de manera aproximada o exacta los efectos que generan en la materia por su paso a través de un medio. Aprovechando cada uno de estos efectos se han desarrollado detectores especiales para realizar estas tareas. La construcción de un determinado tipo de detector depende del medio seleccionado, el efecto que se quiere medir y la sensibilidad de los equipos de detección.

Un ejemplo de un detector a muy bajas energías es la **cámara de niebla**, la cual aprovecha el hecho de que a este intervalo de energía, el proceso de interacción dominante es el de ionización del medio. Los puntos dentro del gas que se ionizan se convierten en centros de condensación formando pequeñas gotas alrededor. Entonces es posible observar la trayectoria de la partícula al atravesar el medio.

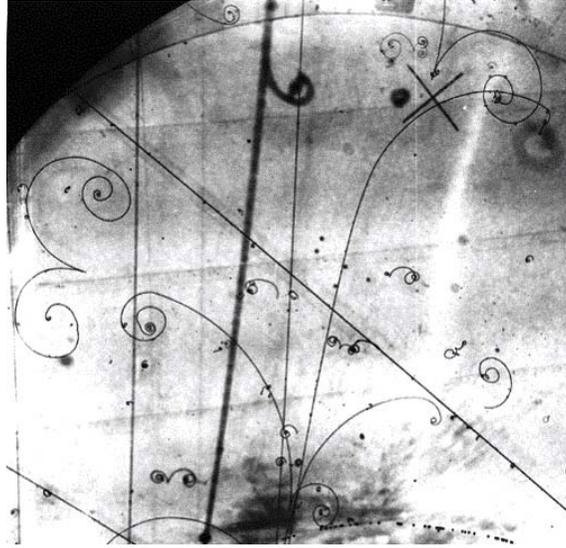


Figura 2.7: Trayectorias observadas en una cámara de niebla tras el paso de electrones e^- y positrones, e^+ . Se puede hacer la distinción entre ambas al aplicar un campo magnético que sea perpendicular a la base de la cámara de niebla. Cuando la partícula pasa en la región donde se halla el campo magnético su trayectoria se curva. El radio de curvatura es proporcional a la razón masa-carga de la partícula.

Otro tipo de detectores son los que utilizan materiales centelladores. Un material centellador es un material que tras el impacto de una partícula produce una reacción que permite la emisión de fotones, los cuales son detectados o colectados por fotodetectores. (Leo, 1987) Un ejemplo es el caso de detectores que usan soluciones de **Cl** y **Ga** para la detección de neutrinos. Otro ejemplo, son los detectores que usan el efecto de *Radiación Cherenkov*⁹. Esta clase de detectores utilizan el hecho de que una partícula al viajar a través de un medio con una velocidad v mayor a la de la propagación de la luz en el medio, c/n , genera un efecto de onda que se propaga a través del medio. Este fenómeno se presenta en cualquier medio, como en aire, agua, plásticos, etc.

A continuación se explicará el efecto de *Radiación Cherenkov* siguiendo (Jelley, 1958). Suponga que una partícula de carga e y masa m atraviesa un medio isotrópico, con densidad homogénea y no dispersivo con índice de refracción n . La velocidad de propagación de la luz en el medio es c/n . Otra suposición importante es que la longitud del medio debe ser mucho mayor que el tamaño de la partícula.

Si la partícula viaja a una velocidad v , al atravesar el medio lo polariza. Los efectos de la polarización dependen de la velocidad de la partícula y pueden ser tres. Si la partícula viaja muy lento el medio sufre una polarización \vec{P} . La distribución de esta polarización sigue una simetría esférica centrada en la posición donde se halla la partícula. La amplitud de campo eléctrico total \vec{E} es nula a grandes distancias. Cuando la partícula abandona dicha posición, el efecto de

⁹Pueden ubicarse dentro de este tipo de detectores pues, como se verá más adelante, es el medio el que emite la radiación tras el paso de la partícula, lo cual concuerda con la característica de un detector centellador.

polarización desaparece permitiendo recuperar la configuración inicial del medio.

Si la partícula viaja a velocidades menores que las de propagación de la luz en el medio, el efecto de la polarización es simétrico respecto al eje donde la partícula viaja. Debido a que la partícula pasa a una posición diferente, el efecto de depolarización es muy rápido emitiendo un pulso electromagnético que se propaga en el medio. Los frentes de onda generados viajan interfiriendo de manera destructiva entre sí, sin campo resultante a distancias lejanas. Si, por el contrario, la partícula viaja a velocidades comparables a la de la luz en el vacío, la emisión del pulso crea frentes de onda que interactúan de manera constructiva para un determinado ángulo θ permitiendo la propagación de un haz luminoso.

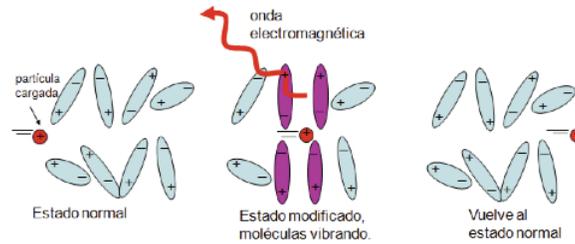


Figura 2.8: Diagrama que muestra el efecto de polarización en un medio debido al paso de una partícula cargada eléctricamente. Se puede observar que conforme la partícula pasa, las moléculas del medio vibran en torno a las posiciones de equilibrio que corresponden al estado original. Cuando la partícula abandona esa posición, el medio emite un pulso electromagnético. Si la velocidad de la partícula es mayor a la de transmisión de la luz en el medio ($v > c/n$), los pulsos interfieren de manera constructiva permitiendo la formación de un frente de onda cónico que se propaga en la dirección en la que la partícula viaja.

Lo anterior se logra sí:

- La longitud de la trayectoria de la partícula (l) es mucho mayor que la longitud de onda de la radiación emitida (λ), $l \gg \lambda$.
- La velocidad de la partícula v debe de ser constante en su paso a través del medio.

El ángulo θ para el que ocurre la propagación del haz cumple con la relación:

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (2.1)$$

donde:

- $\beta = v/c$: razón entre la velocidad de la partícula y la velocidad de la luz en el vacío
- n : índice de refracción del medio

La luz emitida en la radiación *Cherenkov* se propaga sobre la superficie de un cono con generatriz θ , donde el campo eléctrico \vec{E} debido a la polarización es perpendicular a la superficie del cono, mientras que el campo de intensidad magnético \vec{H} es tangencial a la superficie. (Figura 2.9, (Jelley, 1955))¹⁰

¹⁰De manera cuántica, el fenómeno se entiende de la siguiente forma: Al paso de la partícula el medio se polariza, haciéndolo pasar a un nivel de energía más alto que el estado base. Cuando la partícula ha dejado la región, la depolarización se entiende como un proceso de decaimiento al estado base, de manera local, permitiendo la emisión



Figura 2.9: Emisión de luz Cherenkov en un medio. Se observa la distribución de los campos eléctrico y magnético sobre la superficie donde se propaga la luz.

Los detectores *Cherenkov* hacen uso de este fenómeno para detectar de manera indirecta el paso de partículas muy energéticas en un medio. Ejemplos de estos detectores son los telescopios de generación de imágenes como **MAGIC** (figura 2.10) que detectan la radiación *Cherenkov* generada en el aire o el gran detector **SuperKAMIOKANDE** que se encuentra en Japón y que permite la detección de neutrinos mediante la radiación *Cherenkov* generada por e^- secundarios producidos en las reacciones con neutrinos.

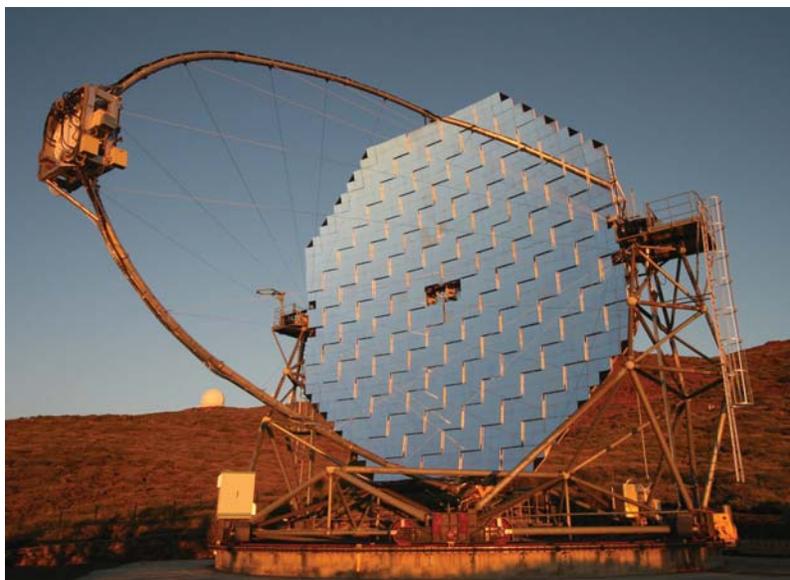


Figura 2.10: Telescopio **MAGIC** que permite la detección de radiación *Cherenkov* producida en el aire por partículas muy energéticas.

de un fotón que se propaga a lo largo del medio. La emisión de luz, tanto de manera clásica como cuántica se debe al medio y no a la partícula. Además las posibles interacciones entre la partícula que generó la emisión y la luz emitida es, en principio, nula pues los fotones solo pueden verse a lo largo de la superficie del frente de onda cónico y no al interior de la misma superficie. Aunque claro, suponiendo que la función de onda de la partícula es una propiedad del espacio y se extiende por este mismo, es posible tener interacciones con el fotón emitido.

En esta última clase se encuentra también **HAWC** que hace uso de agua como medio para permitir la generación de la radiación. El agua utilizada en **HAWC** es de transparencia y calidad muy alta tratando de obtener un índice de refracción, n_{HAWC} , de 1.33.

De la ecuación (2.1) se obtienen dos condiciones sobre la propagación de la luz en el medio. La primera se obtiene del hecho de que la velocidad límite que puede alcanzar una partícula es c , es decir $\beta = 1$. De este modo, el ángulo máximo sobre el cual se puede propagar la luz es:

$$\theta_{max} = \cos^{-1}(n^{-1})$$

que para el caso del agua, se obtiene el valor $\theta_{max} = 41.2465^\circ$. La otra condición da una velocidad mínima para que se emita la radiación *Cherenkov*. Ésta es fácil de obtener a partir del hecho de que los frentes de onda generados interactúan de manera constructiva solo para velocidades mayores a las de transmisión de la luz en el medio, por lo que la velocidad mínima de la partícula debe ser $v_{min} = c/n$.

La luz emitida por las partículas que atraviesan el medio en el *Detector Cherenkov* se colecta por fotodetectores. Los fotodetectores más usados son los tubos fotomultiplicadores o **PMT**'s. Un **PMT** consiste de una superficie con baja función de trabajo ϕ_W ,¹¹ a la que se le llama fotocátodo, y en la cual, al incidir, un fotón es capaz de "arrancar" un e^- de su superficie. El e^- libre, dependiendo de su energía, se enfrenta a la barrera de potencial que existe entre el fotocátodo y el vacío al que es sellado el **PMT**. Los e^- 's menos energéticos son incapaces de vencer esta barrera y pierden su energía en la zona del fotocátodo. Los más energéticos atraviesan esta barrera y son acelerados por colectores secundarios y terciarios, conocidos como dínodos, donde el e^- genera una cascada de e^- 's secundarios multiplicando la intensidad de la señal generada por un fotón. A la señal que se obtiene en el **PMT** por un solo e^- se le conoce como *SPE* (*Single Photo Electron*), y de manera estadística es el tipo de señal más recurrente que se registra en un **PMT**. La principal ventaja de esta clase de detectores es la ganancia final obtenida al final del proceso de la cascada tras el impacto de un solo fotón.

Como se mencionó anteriormente, **HAWC** consiste de un arreglo de 300 **WCD** para detectar la radiación generada por el paso de partículas en el detector. En la siguiente sección se presenta una breve descripción de **HAWC** y se presenta, con un modelo sencillo, lo que ocurre en el paso de un μ en el **WCD**.

2.7. HAWC y muones

HAWC es un detector de rayos γ de alta energía que se vale de los procesos de interacciones para la generación de cascadas de partículas secundarias para determinar la dirección de la cual provienen los γ 's primarios. Los **WCD** de los que consta **HAWC** son tanques con paredes metálicas que contienen una bolsa de plástica con agua. La función la bolsa de plástico es oscurecer el detector y evitar que radiación no deseable ingrese al detector.

La altura de los detectores es de 4.5m y se debe a que permite el frenado de partículas de muy baja energía garantizando que partículas muy energéticas ingresen y se detectan. Esto mismo ocurre en el caso de rayos γ de muy baja energía, que al ingresar al tanque se dispersan totalmente por el agua del detector.

Dado que los eventos de interés son los generados por rayos γ , los datos almacenados tienen que pasar un algoritmo de identificación y separación de acuerdo a la posible naturaleza de los

¹¹La función de trabajo hace referencia a la energía necesaria de un fotón para arrancar un e^- de la superficie de un compuesto metálico y suministrarle energía cinética en el efecto fotoeléctrico.

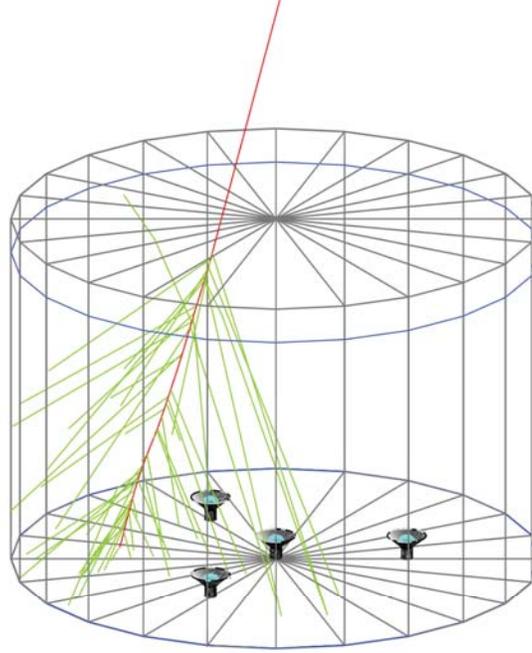


Figura 2.11: Diagrama de un **WCD** de **HAWC**. Se muestran los cuatro fotodetectores (**PMT**'s) en su base. También se observa el paso de una partícula (línea roja) la cual produce otras partículas y emite radiación *Cherenkov* la cual se colecta por los **PMT**'s.

eventos detectados. Este algoritmo se conoce como “*Hadron-Gamma Separation*”. Una manera de identificar el tipo de evento registrado es mediante la identificación de μ .

Para poder aplicar de manera adecuada un modelo para apreciar la identificación de μ se tomará un **WCD** y se supondrá que un μ pasa a lo largo de su eje de simetría impactando directamente al **PMT** que se halla en el centro del **WCD**. Como se vio anteriormente, los μ pierden muy poca energía en su paso a través del medio y su velocidad se mantiene constante durante su trayectoria. Además, como se trata de partículas muy energéticas se considerará que su velocidad de propagación es c . ($c = 2.998 \times 10^8 \text{m/s}$) Estas condiciones cumplen las impuestas para permitir la emisión de radiación *Cherenkov* en el agua.

En la emisión de radiación *Cherenkov*, la luz tiene un frente circular que se va expandiendo conforme la luz se propaga en el medio. Además, esta luz viaja con velocidad c/n , por lo que viaja más lento que la partícula. De estas dos premisas se pueden realizar algunos cálculos.

De la primera, y teniendo en mente que los **PMT**'s en **HAWC** tienen una distribución simétrica, y los **PMT**'s periféricos se hallan sobre el perímetro de un círculo de radio $r = 1.83\text{m}$, se puede calcular la altura mínima a la cual la radiación *Cherenkov* emitida por el μ llega a los **PMT** periféricos. Esta altura, h_{\min} se calcula por:

$$h_{\min} = \frac{d_{\text{pc}}}{\tan\theta} \quad (2.2)$$

donde:

- d_{pc} es la distancia de separación entre el **PMT** central y uno periférico.
- θ es la generatriz del cono donde se propaga la radiación *Cherenkov*.

Para el caso de μ con $\beta = 1$, $\theta = 41.2465^\circ$, la altura mínima es $h_{\min} = 2.0869\text{m}$ por encima de la posición del **PMT** central. Figura 2.12

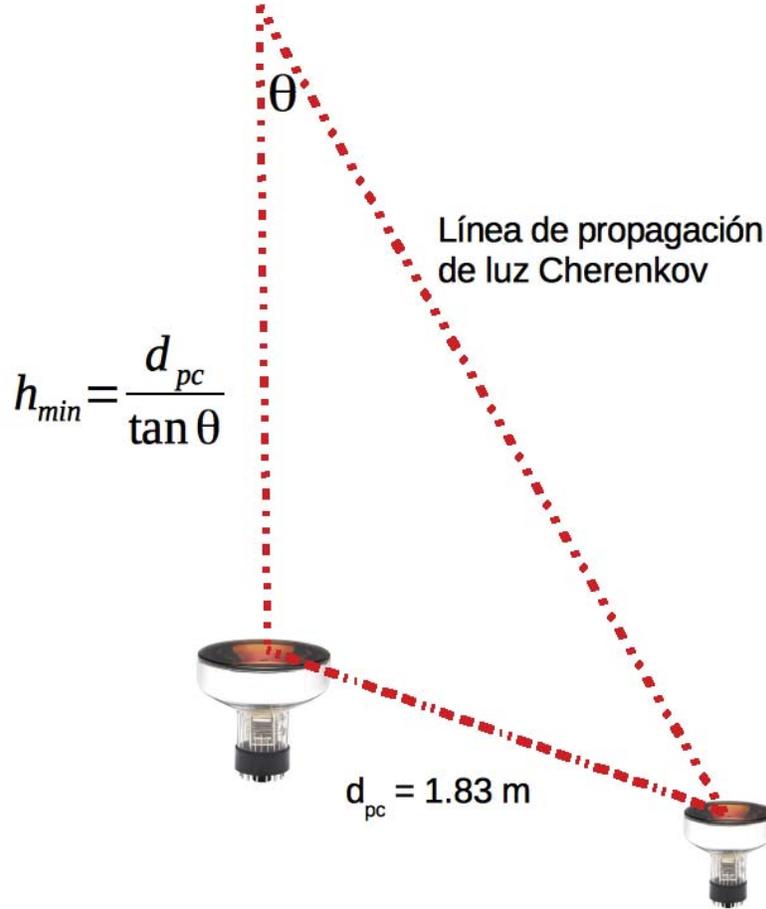


Figura 2.12: Diagrama que muestra el paso de un μ a lo largo del eje de simetría de un **WCD**. Si la partícula tiene una velocidad v mayor a la de la luz en el medio, c/n , entonces emite radiación Cherenkov. En el diagrama se observa que existe una altura mínima en la que la radiación Cherenkov emitida alcanza a los **PMT**'s periféricos. La distancia de separación d_{pc} entre el **PMT** central y uno periférico es de 1.83m. Dado que la luz viaja más lento que la partícula hay un retraso entre la llegada de la partícula y la llegada del cono de radiación Cherenkov.

De la segunda premisa, se puede calcular la diferencia temporal entre la llegada del μ al **PMT** central y la llegada de la radiación Cherenkov a los **PMT**'s periféricos. Dado que el μ viaja a la velocidad de la luz, la distancia que recorre tras la emisión de la radiación Cherenkov es h_{\min} , y el tiempo que le toma es

$$\Delta t = \frac{h_{\min}}{c} \quad (2.3)$$

Para ese mismo tiempo, la distancia que ha recorrido el frente de onda cónico proyectada sobre la trayectoria del μ se calcula por:

$$d_{\text{cono}} = \frac{c}{n} \Delta t \cos \theta \quad (2.4)$$

La diferencia entre la distancia recorrida por el frente de onda y la distancia recorrida por el μ es:

$$\begin{aligned}\Delta z' &= c\Delta t - \frac{c}{n}\Delta t \cos\theta \\ &= c\Delta t\left(1 - \frac{\cos\theta}{n}\right) \\ &= \Delta t\left(1 - \frac{1}{n^2}\right)\end{aligned}\tag{2.5}$$

Para que el frente de onda cónico iguale la distancia recorrida por el μ (h_{\min}), la luz debe recorrer la distancia $\Delta z'$ y esto lo hace en un tiempo t' :

$$\begin{aligned}t' &= \frac{\Delta z'}{\frac{c}{n}\cos\theta} \\ &= \frac{n^2}{c}c\Delta t\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \\ &= \Delta t(n^2 - 1)\end{aligned}\tag{2.6}$$

Por sustituir el valor para Δt calculado se obtiene:

$$\begin{aligned}t' &= \frac{h_{\min}}{c}(n^2 - 1) \\ &= \frac{d_{pc}}{c \tan\theta}(n^2 - 1) \\ &= \frac{d_{pc}}{c}\sqrt{n^2 - 1}\end{aligned}\tag{2.7}$$

Este tiempo es el **Retardo** del haz luminoso que se propaga en el medio respecto del μ . Por insertar valores a cada una de las variables se obtiene para el caso de un **WCD** de **HAWC** un tiempo de retardo t'_{pc} ¹² igual a 5.352ns. Este mismo análisis se puede aplicar para un μ que impacta a un **PMT** periférico y se propagó a lo largo de una línea perpendicular a la base del detector. Para este caso la diferencia temporal t' entre los **PMT**'s central y periférico permanece sin cambio. Sin embargo, para el caso de dos **PMT**'s periféricos el valor cambia y tiene que corregirse sustituyendo la distancia de separación entre ambos **PMT**. Entonces, el tiempo t'_{pp} , de retardo entre dos **PMT**'s periféricos se obtiene de la fórmula:

$$t'_{pp} = \frac{d_{pc}}{c}\sqrt{2 - \cos(120^\circ)}\sqrt{n^2 - 1}\tag{2.8}$$

Donde al sustituir valores se obtiene $t'_{pp} = 8.463\text{ns}$.

Con el análisis anterior se muestra que la señal que se espera por el paso de un μ en un **WCD** involucra a los 4**PMT**'s del **WCD**. Además, se muestra que existe una correlación temporal entre los **PMT** entre la señal de llegada de un μ y la señal que se debe a la llegada de la radiación *Cherenkov* producida en el medio.

¹²El subíndice hace referencia al retardo temporal entre un **PMT** periférico y el central suponiendo que el μ viaja a lo largo del eje de simetría del **WCD** e impacta al **PMT** central.

2.8. Planteamiento del Problema

Como ya se mencionó, la identificación y separación de eventos hadrónicos de aquellos que son de origen fotónico permite, en principio, incrementar la sensibilidad del detector y mejorar los resultados obtenidos de los análisis realizados sobre los datos derivados de eventos de rayos μ .

De este modo, conocer el comportamiento de μ individuales al interior de un **WCD** da la oportunidad de mejorar los análisis de identificación de este tipo de eventos y, por ende, mejorar también los algoritmos de separación de eventos. Esto en base al hecho de que los μ son productos de las interacciones fuertes de la componente hadrónica de los rayos cósmicos.

El trabajo de esta tesis se compone de dos partes, la primera en aplicar análisis adecuados a través del desarrollo de programas para la identificación de eventos de tipo muónico al interior de un **WCD**. La segunda tiene que ver con la implementación de sistemas adecuados para la adquisición de señales.

2.9. Conclusiones

Los rayos cósmicos son partículas que se generan en una gran variedad de procesos en el Cosmos. En todo instante, estas partículas llegan al planeta Tierra e inician una serie de interacciones que producen cascadas de partículas secundarias. La detección de estas partículas permite poner a prueba diversos modelos teóricos acerca de los procesos de interacción entre partículas, modelos astrofísicos y cosmológicos; que contribuyen de manera importante al desarrollo del conocimiento que se tiene acerca del Universo.

Uno de los productos principales de la componente hadrónica de rayos cósmicos es la presencia de μ 's, partículas que debido a su masa tienen una energía crítica ϵ_c para interactuar en procesos de radiación de 500GeV. Debido a esto tienen un enorme poder de penetración y esencialmente viajan a velocidad constante a través del medio. Típicamente interactúan con la materia a través de colisiones, dispersión coulombiana e ionización del medio. Dado que estas hipótesis se cumplen para un **WCD** de **HAWC**, el μ polariza el agua del detector permitiendo la emisión de radiación *Cherenkov*, pues la partícula viaja más rápido que la luz en el agua.

Esta radiación se capta en la base del **WCD** por **PMT**'s, de los cuales se colectan los datos y al aplicarles análisis pueden identificarse eventos generados por μ individuales y proveer información acerca de la naturaleza del detector y acerca del funcionamiento del **PMT**.

Así, el primer objetivo de la tesis es la identificación de señales debida a μ 's individuales en un **WCD** de **HAWC**. Este primer objetivo solo es posible si se selecciona de manera adecuada un dispositivo para la adquisición de datos que se apegue a los estándares de toma y manejo de datos en el desarrollo de investigaciones.

Capítulo 3

Características técnicas del módulo de adquisición de datos

3.1. Introducción

Como se vio en el capítulo anterior, la Física de Altas Energías hace uso de experimentos para generar o comprobar conocimiento. Sin embargo, antes de enfrentarse a una serie de problemas técnicos en la planeación de un experimento: diseño, elección de equipo y materiales adecuados y, principalmente, la adquisición de datos.

Este último punto es crucial, pues existen experimentos en los que los datos generados crecen de manera exponencial con el tiempo, lo cual se traduce en ocupar grandes cantidades de espacio en servidores al cabo de un par de horas. Este problema no es ajeno a este trabajo, sin embargo, más que la preocupación por el espacio ocupado por los datos, se centró en la elección de un dispositivo que permitiera adquirir los datos de las formas de las señales que se observan en los **PMT's** de **HAWC**.

Para los experimentos realizados en Física de Altas Energías y de Partículas se han desarrollado una serie de estándares que permiten la captura y el manejo de señales colectadas en detectores y la extracción de información adecuada para su posterior envío a dispositivos de almacenamiento y su análisis.

En este capítulo se presenta el modulo que se seleccionó para estas tareas. En breve se muestran sus características, su funcionamiento y las fases de implementación, calibración y demás para trabajar con este modulo. Para empezar se explican dos de los estándares más difundidos en el diseño de experimentos en esta rama de la ciencia.

3.2. Estándares *CAMAC* y *NIM*

Para el caso de la manipulación de señales en experimentos de Física de Partículas y Altas Energías se han difundido varios estándares que permiten hacer arreglos experimentales muy compactos y la realización de diversas tareas especializadas en unidades conocidas como módulos. Los dos más usados son los estándares **NIM** y **CAMAC**.

El estándar **NIM** (*Nuclear instrument Module*) es un estándar modular; es decir, las operaciones necesarias (discriminación, multiplicación, amplificación, adquisición, . . .) a realizar sobre una señal que ha sido registrada se efectúan a través de módulos conectados a una fuente común de poder. (Knoll, 2000; Leo, 1987)

Los modulos tienen las siguientes dimensiones: ancho de 3.43cm y altura de 22.225cm. (Fi-

gura 3.3, (CAEN, 2010)) Se pueden construir módulos con múltiplos del ancho dado antes. Los módulos reciben el voltaje necesario de operación conectados a la fuente de poder (“*crate*”, figura 3.1, CAEN (2010)). La conexión se realiza entre la parte trasera del módulo y el gabinete mediante bins. Los valores estandarizados de voltaje son ± 6 , ± 12 y ± 24 V, esto de acuerdo a los requisitos del módulo.



Figura 3.1: Ejemplo de una estación de trabajo usada en el estándar NIM. Se muestran los *slots* donde se insertan los módulos. El voltaje de operación lo reciben de la parte trasera del *crate*. De www.caen.it.

Una de las ventajas de este estándar es el uso de señales lógicas para realizar operaciones sobre las señales colectadas. Las señales lógicas tienen forma invariante en el tiempo y altura bien definida. Los dos tipos más usados son las señales *lógicas positivas y lentas* y las señales *lógicas negativas y rápidas*. (Leo, 1987)

Las señales positivas y lentas se usan en la manipulación de señales con tiempos de subida (“*risetime*”) con valores de decenas de ns o más. Como su nombre lo indica, son de polaridad positiva y, por lo regular, se emplean para sistemas de detectores “lentos”. Para un manejo adecuado de las señales se utilizan acoplamientos de los cables de transmisión a impedancias de $1K\Omega$.

Las señales negativas y rápidas se usan en la manipulación de señales con tiempos de subida del orden de ns o menores. Por lo regular se usan en detectores con altas razones de conteo o para permitir las coincidencias entre señales. A diferencia de las anteriores, estas señales exigen que los cables usados para la transmisión de información se acoplen a impedancias de 50Ω . Esto permite que las señales se transmitan a través de enormes distancias sin pérdidas notables de la información que lleva la señal. A este tipo de señal se le conoce como señal **Lógica NIM**.

Otros tipos de señales lógicas usadas son las señales TTL (*Transistor Transistor Logic*) de polaridad positiva, y las señales ECL (*Emitter Coupled Logic*) de polaridad negativa.

El estándar CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) es un sistema modular basado en el estándar NIM difundido en Europa y posteriormente aceptado por el resto de la comunidad científica. (Knoll, 2000) Este estándar permite la comunicación entre sistemas de cómputo y módulos a través de un *crate*. El *crate* contiene 18 estaciones donde se insertan los módulos. La comunicación entre el *crate* y una PC, por ejemplo, se realiza mediante controladores que acceden a las configuraciones de cada uno de los módulos permitiendo la extracción de información o el ajuste de parámetros para cada módulo. Este estándar permite la automatización de sistemas de control y revisión sobre el diseño experimental en cuanto a adquisición y configuración se refiere. Figura 3.2 (CAEN, 2010)



Figura 3.2: Ejemplo de un módulo usado en el estándar **CAMAC**. Este módulo calcula la carga generada en un detector tras la generación de una señal. De *www.caen.it*.

Para el desarrollo de la tesis se decidió hacer uso de un módulo **NIM**¹ de la compañía CAEN que es una empresa especializada en el diseño y fabricación de módulos para la Física Experimental y la industria. El módulo es el modelo **FADC-n6742**. (CAEN, 2012a)

3.3. El módulo FADC

El módulo seleccionado es un módulo **FADC** (*Flash Analog to Digital Converter*, Figura 3.3) que lee señales análogas tomadas del experimento, por ejemplo, y adquiere información sobre la misma, la cual se transmite como un número para su lectura y adquisición. Es un módulo basado en el estándar **NIM** que permite la comunicación directa a una computadora haciendo uso de los protocolos de fibra óptica y USB. A continuación se describen algunas especificaciones técnicas del **FADC** de acuerdo con (CAEN, 2012a).

El **FADC** es un módulo de 16(+1) canales² repartidos en dos grupos de 8 canales cada uno; que muestrea señales a frecuencias de 5, 2.5 y 1 GS/s (*Giga-Sample*, $1\text{GS} = 1 \times 10^9$ muestras.) a través de la tarjeta **DRS4** (*Domino Ring Sampler*) (Ritt, 2012). Las señales que se digitalizan deben de tener una amplitud menor o igual a $1V_{pp}$ (*Voltaje pico-pico*) acoplado a terminaciones de 50Ω .

Los parámetros de funcionamiento del módulo son programables a través de programas de software al ingresar a las *direcciones* o registros en la tarjeta madre (“*motherboard*”) e ingresar los valores adecuados para cada parámetro. En este caso se utilizó el programa **Wavedump** que proporciona CAEN. Además, esta programa permite la adquisición y escritura de datos, sincronización entre varios módulos y graficar en tiempo real las señales adquiridas.³ (CAEN,

¹De acuerdo al estándar **NIM**.

²Como veremos más adelante, la señal que se usa como *Trigger* puede digitalizarse y agregarse como un canal extra.

³Posteriormente se habla con mayor profundidad sobre esta aplicación de software. Ver sección 2.6.



Figura 3.3: Ejemplo de un módulo usado en el estándar NIM. Este es un módulo FADC y es el usado para la adquisición de datos. De www.caen.it.

2012d)

El módulo permite el manejo de señales unipolares (positivas o negativas) con amplitud máxima de $\pm 1V_{pp}$ o de señales bipolares. Otra característica es que el módulo permite la adición de un *offset* en voltaje para realizar una lectura adecuada de las señales análogas y su posterior digitalización. Este es un parámetro que se puede programar vía software.

El proceso de lectura al interior del módulo ocurre del siguiente modo. Para su funcionamiento el módulo requiere de una señal de *trigger* o disparo que le indica el momento en el cual se inicia la lectura y digitalización de una señal. Conforme la señal análoga llega al digitalizador esta se muestrea de manera continua en la tarjeta DRS4 en localidades o *buffers* de memoria análoga a las frecuencias de muestreo mencionadas anteriormente. Posteriormente, los buffers se “congelan” o retienen para su digitalización con datos a 12 bits de resolución ya en una localidad de memoria digital, la cual permite almacenar varios eventos,⁴ aún cuando la transmisión de datos no haya comenzado. Esta memoria trabaja bajo el concepto FIFO (*First In, First Out*; primero en entrar, primero en salir.) lo que permite que las actividades de lectura, transferencia y escritura no se vean afectadas. Como el proceso se realiza de manera cíclica, si no se da la indicación de escritura de los datos, estos se sobrescriben.

La tarjeta DRS4 consiste de un arreglo de condensadores que permite realizar muestreos cíclicos de ocho señales análogas simultáneas con frecuencias de hasta 6GS/s para las mejores tarjetas. El estándar comercial es de 5GS/s, con posibilidad de hacer muestreos a frecuencias menores. En el caso del módulo n-6742 el acceso a las otras frecuencias es mediante la escritura de datos en los registros. Las diferentes frecuencias de muestreo corresponden a diferentes ventanas de tiempo para observar las señales. En el caso de la frecuencia de 5GS/s la ventana temporal para observar la señal es de 200ns. Así, para la frecuencia de 2.5GS/s corresponde una ventana de 400ns y para 1GS/s, la ventana es de 1 μ s. Otro parámetro importante aquí es el “*Post-trigger*”. Este parámetro le indica al FADC la posición de tiempo más conveniente para registrar los

⁴Hasta 128 eventos, donde un evento equivale a 1024×12 bits.

datos una vez que el *trigger* inicia una adquisición. La ventaja de este parámetro es que permite “*mover*” adecuadamente la señal en la ventana de tiempo seleccionada para centrarla y observar de manera completa todo el proceso de ascenso y descenso de voltaje durante la adquisición.

La señal de *trigger* que se requiere para iniciar el proceso de lectura y transmisión de datos puede obtenerse por tres métodos:

1. El digitalizador genera su propio *trigger* y es común para todos los canales.
2. El *trigger* se obtiene por el canal de entrada **TR-IN** (*Trigger in*: canal que recibe un *trigger* externo para iniciar la adquisición) que acepta señales lógicas tipo **TTL** (polaridad positiva) o tipo **NIM** (polaridad negativa) para procesos en los que la frecuencia de generación de las señales es baja.⁵
3. El *trigger* se obtiene por medio del canal **TR-0** (Canal 0 de *trigger* rápido) y es común a todos los canales. La señal debe ser compatible con señales tipo **TTL** y **NIM**. Este *trigger* se usa para eventos con altas frecuencias de generación o para aplicaciones de alta resolución temporal.

La señal de *trigger* puede digitalizarse y guardarse en los datos en el canal extra del **FADC**. Esto permite la realización de análisis de alta resolución temporal y de coincidencias entre los canales.

Otro de los parámetros de ajuste en la adquisición de datos es la resolución con la cual se desea leer la señal. Los valores permitidos son 1024, 520, 256 y 136 datos de resolución acomodados en bins. Para este trabajo se tomó el máximo de resolución para la ventana de 200ns.

Se indicó que todos los ajustes se realizan por acceder a registros en tarjeta madre. Estos corresponden a una base de datos escrita en valores de 32 o 16 bits. En la tabla 3.1 se muestran los registros de mayor relevancia usados durante este trabajo.

Nombre del Registro	Registro
DC-Offset para el grupo n de canales	0x1n98
Temperatura de la tarjeta DRS4	0x1nA0
Frecuencia de muestreo	0x80D8
Fuente de Trigger	0x810C
Post trigger	0x8114
Grupo habilitado	0x8120
Información de la tarjeta	0x8140
Tamaño del evento	0x814C
Número del bloque de eventos transferidos	0xEF1C
n canal seleccionado	0x1nA4
Tablas de memoria de la calibración permitidas	0x1nCC
Datos de las tablas de memoria de la calibración	0x1nD0

Tabla 3.1: Ejemplos de registros usados para la programación del módulo **FADC**. Para mayor información ver (CAEN, 2012d).

Otras características del módulo las mencionaré como secciones aparte pues dan justificación a la manera en la que se implementó el digitalizador. Estas se refieren a la caracterización del módulo en cuanto a estabilidad de la señal y ruido, estabilidad en el intervalo de voltajes de

⁵Del orden de kHz y menores.

las señales digitalizadas y, no menos importante, la aplicación de software proporcionada por **CAEN**.

3.4. Estabilidad de la señal y ruido

Los puntos mencionados al final de la sección anterior son importantes pues permiten un mejor control y entendimiento de los datos adquiridos. El primero de ellos a analizar es el ruido. El ruido mostrado en las señales puede deberse a dos factores:

- Ruido de fondo generado en las señales adquiridas.
- Ruido interno del digitalizador.

La información más importante se toma del espectro de ruido generado por el digitalizador. Este ruido tiene que ver con el hecho de que la tarjeta **DRS4** trabaja de manera cíclica sobrescribiendo los datos una vez que todas las localidades de memoria se llenan. Las diferentes celdas de cada canal de la tarjeta entran en el muestreo de la señal. Una vez iniciado el proceso de transmisión de datos, las diferentes celdas contribuyen a la formación de un evento registrado por el módulo. Debido a que son diferentes celdas y, probablemente, diferentes canales para un mismo evento, esto provoca que haya partes que no acoplen de manera correcta debido a diferencias en la reconstrucción en cada chip. Estas diferencias se corrigen desde fábrica por el paso de señales de prueba que permiten escribir parámetros de ajuste en el digitalizador. Las aplicaciones de software proporcionadas por **CAEN** usan estas configuraciones que son almacenadas en la tarjeta principal del módulo.

La figura 3.4 muestra un histograma de ruido sin ningún tipo de corrección. Se puede observar que el ancho de la distribución, relacionado con la desviación estándar σ , es muy grande. **CAEN** proporciona tres tipos de corrección para compensar la diferencia en los datos proporcionados por diferentes partes de la tarjeta **DRS4**:

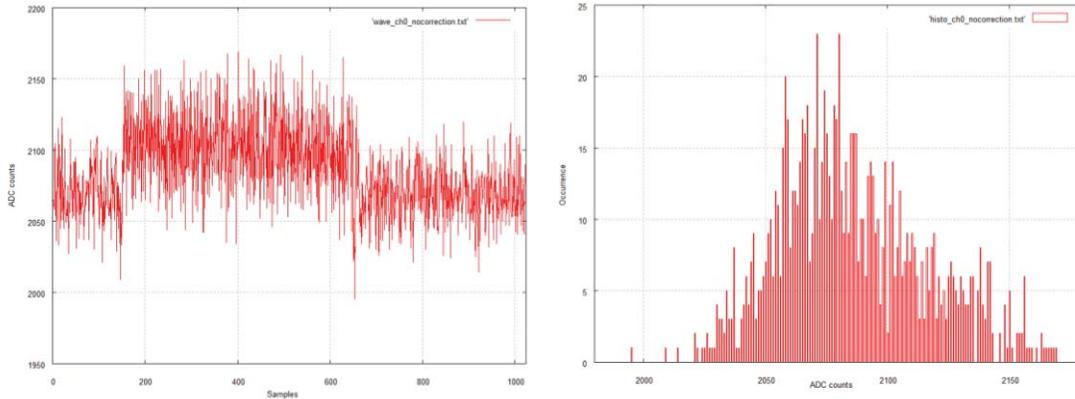


Figura 3.4: Histograma de ruido generado para un canal del **FADC** sin aplicar ninguna corrección al espectro. A la izquierda se muestra la señal que genera este espectro. Se observa que la distribución tiene un ancho muy grande lo que se traduce en una desviación estándar σ muy grande. Este espectro se debe a que un evento registrado en el **FADC** se obtiene por unir varias localidades de memoria y a los errores en el muestreo de las últimas celdas que forman al evento. Es posible corregir estos errores y disminuir los valores de la desviación estándar σ para el espectro de ruido.

1. Corrección en el offset de las celdas.
2. Corrección en el índice de muestreo.
3. Corrección temporal.

Las dos primeras correcciones son las que permiten una reducción en la desviación estándar del espectro de ruido. La corrección en el offset de las celdas es la corrección que se agrega por la diferencia entre las diferentes localidades de memoria en los datos que se originan en la tarjeta **DRS4**. Esto requiere un algoritmo de calibración de amplitud de la señal. La corrección en el índice de muestreo se refiere a la reducción que la tarjeta introduce por la generación de ruido en los últimos valores de las muestras. La corrección se realiza en aproximadamente 30 canales.

Estos dos tipos de corrección pueden llevarse por el digitalizador a diferentes valores en los valores de 0 a 7. Estos se seleccionan a través del programa de adquisición. El nivel 0 corresponde a ninguna corrección aplicada, mientras que el nivel 7 corresponde al máximo grado de corrección que aplica el digitalizador. Este es el nivel usado durante la adquisición de datos en este trabajo.

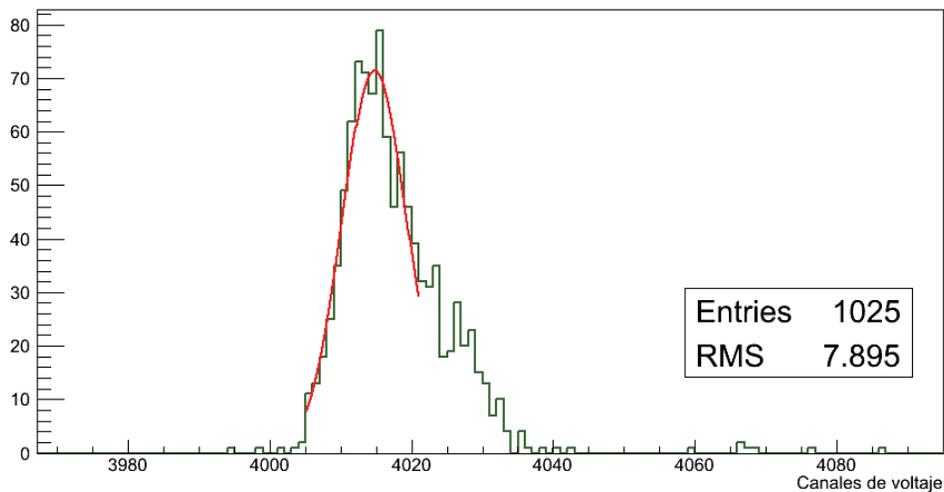


Figura 3.5: Histograma de ruido generado para un canal del **FADC** después de aplicar las correcciones de ruido en el offset de los canales y en el índice de muestreo. Estas correcciones reducen el ancho de la distribución hasta un valor σ de 1.5mV. Se muestra un ajuste realizado con el software **Root-Cern** en color rojo. El eje horizontal representa los canales de voltaje en que mide el **FADC**. El eje vertical representa la frecuencia de repetición de cada valor adquirido. El promedio representa la línea de 0mV y para este caso tiene un valor de 4014 canales.

El ruido generado en una señal tiene una desviación estándar σ que se halla en el rango de 0.75 a 1 mV y obedece una distribución gaussiana. Sin embargo, fue visto en los datos obtenidos que para señales con amplitud muy pequeña se introducen varios picos en la señal que pueden deberse al acople entre diferentes localidades de memoria para reconstruir un evento. La pregunta aquí es si la calidad de la digitalización es igual para todo el intervalo de valores de voltaje que permite el digitalizador.

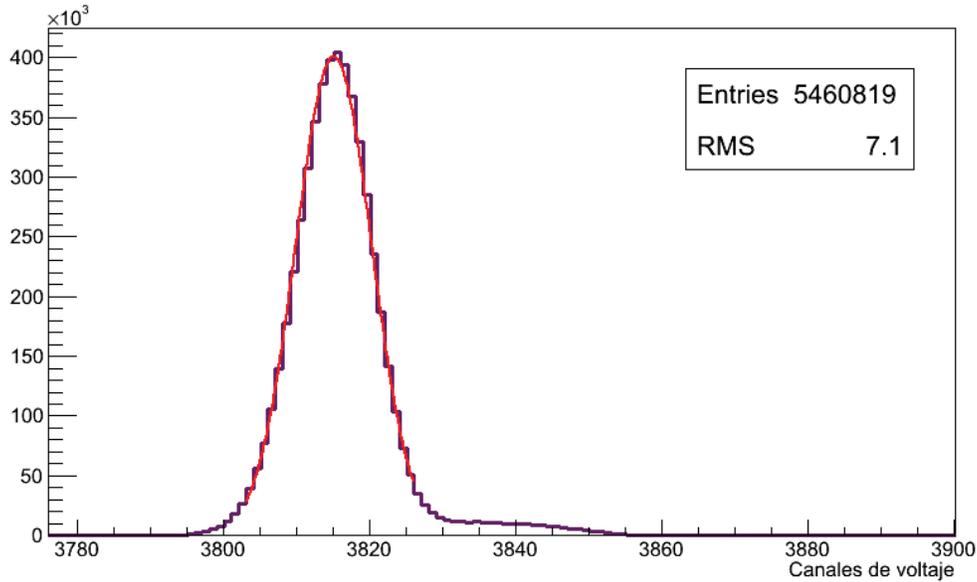


Figura 3.6: Histograma de ruido generado para el **PMT** periférico **a** del **WCD-L11**. Se muestra el ajuste de tipo “*gausiano*”. Durante la adquisición se activaron las correcciones anteriores lo que garantiza que los datos adquiridos tengan una desviación estándar σ de 2mV.

3.5. Estabilidad en el rango de voltajes de las señales digitalizadas

La respuesta a la pregunta del final de la sección anterior es importante pues en el caso de **HAWC** las señales que se esperan obtener para digitalizarse van desde los 3mv. La complicación es: si la señal de ruido que genera el digitalizador compite con la señal de interés, los datos en su mayoría contendrán poca información útil para análisis.

Para comprobar que se tiene la misma calidad en la digitalización para señales con diferentes amplitudes, se pasó una señal de polaridad negativa con amplitudes en el intervalo de -5mV hasta -900mV a una frecuencia de 60Hz. Se tomaron alrededor de 20,000 eventos para cada amplitud para los ocho canales del primer grupo del módulo.

Posteriormente se aplicó el siguiente análisis. Para cada evento se tomó el máximo de amplitud de la señal y se coloca en un histograma. La distribución de este histograma es gaussiana, por lo que puede ajustarse una curva del mismo tipo para obtener el valor promedio del máximo de la señal. Este valor corresponde a cierta cantidad de canales de voltaje. Por hacer la conversión a milivolts, el valor del máximo promedio debe de coincidir con el valor real de la amplitud de la señal. Si la calidad de digitalización es estable, la gráfica de amplitud de la señal contra el promedio de los canales de voltaje debe ser una línea recta.

En la gráfica de la figura 3.7 se puede observar que para amplitudes de 10mV la digitalización es estable para todas estas amplitudes. Para el caso de amplitudes menores se observa, a 5mV, que se obtienen dos picos en el espectro. El primer pico corresponde a la amplitud de la señal. El segundo pico se ubica a valores mayores e indica un pico probable de ruido que se debe al acople de diferentes localidades de memoria en el proceso de muestreo en la tarjeta **DRS4**.

En la gráfica se realizó un ajuste lineal para observar si la conversión de canales a mV sigue

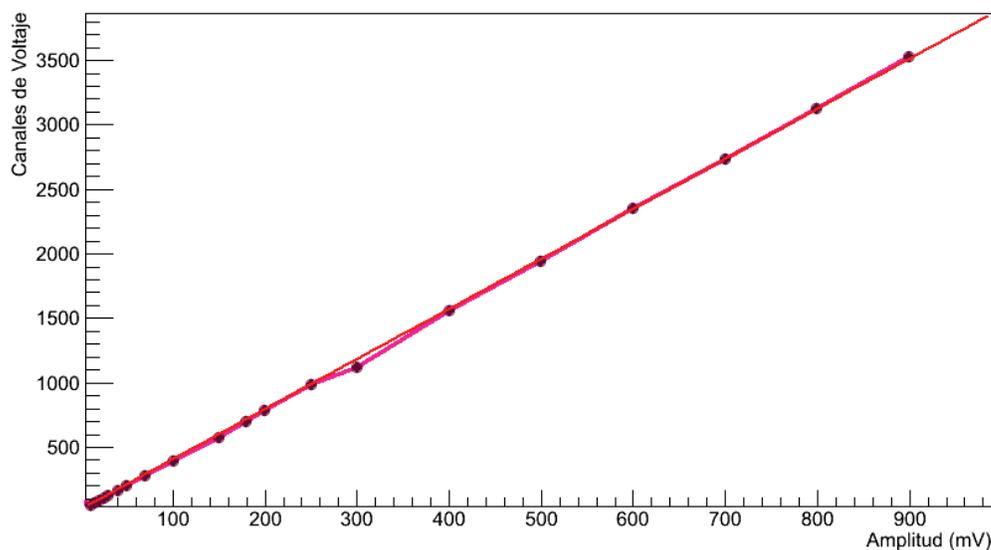


Figura 3.7: Gráfica obtenida de los promedios de canales de voltaje para la amplitud de la señal del módulo **FADC** contra la amplitud en mV. También se muestra el ajuste.

una proporción directa. El ajuste realizado con **Root-Cern** da la ecuación:

$$Ch(\mathbf{FADC}) = 17,706 \pm 5,695 + (3,879 \pm 0,015)amp(mV) \quad (3.1)$$

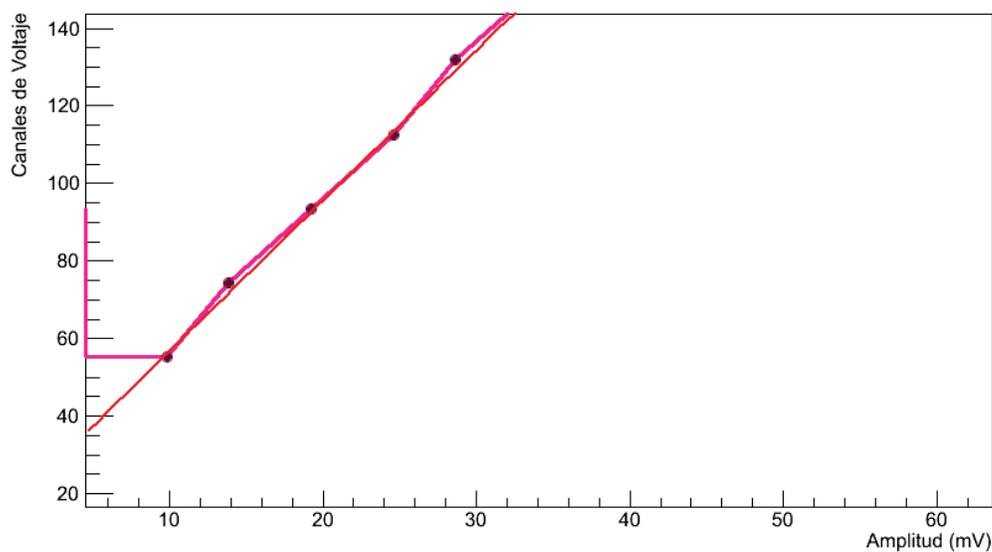


Figura 3.8: Acercamiento a la gráfica de promedio de canales de voltaje contra amplitud de la señal. Se puede observar que existen dos valores calculados para la amplitud de la señal a 5mV.

donde $Ch(\mathbf{FADC})$ se refiere a la amplitud de la señal en canales del módulo y $amp(\mathbf{mV})$ se refiere a la amplitud de la señal en mV. La pendiente de la recta ($\mathbf{m} = 3.879 \pm 0.015$) multiplicada por 1000 tiene un valor de 3879 canales aproximadamente y se refiere al valor promedio que corresponde a 0mV

3.6. Aplicación de software Wavedump

Hasta el momento se ha hecho referencia a los procesos de digitalización y transmisión de datos sin mencionar como se realiza la comunicación con la computadora. CAEN proporciona gratuitamente una aplicación que permite la comunicación directa con el módulo llamada Wavedump. (CAEN, 2012d)

La aplicación usa de dos librerías importantes: CAENComm (CAEN, 2012b) y CAEN-Digitizer (CAEN, 2012c), basadas en el lenguaje de programación C y, en particular, emplea métodos y estructuras de datos para realizar tareas sobre datos.

La implementación que realiza Wavedump es simple: ingresa a un archivo de texto donde se encuentran todos los registros y valores que se desean modificar en el módulo. En el archivo se registra el modo de comunicación entre el módulo y la computadora. Luego lee cada instrucción y accesa a los diferentes registros y modifica sus valores. Finalmente, permite que el usuario decida las operaciones a realizar con la transmisión de los datos que son tres: inicio del proceso de lectura, leer y graficar los datos, leer y escribir los datos. Estas tres tareas pueden realizarse simultáneamente gracias al principio FIFO.

La transmisión de los eventos se realiza usando estructuras de datos definidas por las librerías CAENComm y CAENDigitizer para estas tareas. Durante la transmisión de eventos, diferentes bloques pueden ser enviados, sin embargo todos ellos contienen toda la información necesaria acerca de las señales digitalizadas.

Las estructuras que se utilizan son “GetEventInfo” y “Event”. “GetEventInfo” contiene toda la información asociada a un evento alojado en las localidades de memoria. Los datos son tamaño del evento, *Board ID*, *Pattern*⁶, *Channel Mask*, (Número del canal que ha entrado en el proceso de lectura), *Event Number*, (número de evento) y *Trigger Time Tag*.⁷ La estructura “Event” almacena los datos por canal activo en la adquisición indicando la resolución y el offset que cada uno posee.

Finalmente, Wavedump emplea estas estructuras para escribir los datos de cada evento en archivos de texto. La función nativa de Wavedump presenta diversas desventajas en la escritura de estos archivos. La principal es la escritura de un archivo para cada canal del módulo y la escritura de 16 archivos en cada proceso de escritura independientemente de la cantidad de canales activos en la adquisición. Esto se traduce en un serio problema de almacenamiento de información. Por ejemplo, utilizando el protocolo USB para la transferencia de datos, la razón de escritura se mantiene a 30Mbytes por segundo para los 16 canales. Al cabo de un minuto se ocupan alrededor de 200Mbytes, mientras que para una hora el espacio es cerca de 10Gbytes. De toda esta cantidad de información, para el caso de un canal habilitado, la información útil es menos de 700Mbytes. Para corregir esto tuvieron que modificarse las funciones de escritura para escribir los datos de los canales activos durante la adquisición en un solo archivo de texto. Con estas correcciones se optimizó la escritura de eventos sin dañar los procesos de acceso a registros.

⁶Número basado en el estándar LVDS I/O (*Low Voltage Digital Signaling*) que permite la transmisión de datos a altas velocidades y grandes distancias con bajas tasas de ruido.

⁷Se refiere a la referencia de tiempo para el trigger. Este contador se reinicia cada vez que la adquisición de datos inicia.

3.7. Conclusiones

El **FADC** modelo **n-6742** es un digitalizador de señales que muestra linealidad para amplitudes en el intervalo de 10mV a 1V. Para señales con amplitudes menores, el módulo introduce un factor extra de ruido generado por el acople entre diferentes localidades de memoria para reconstruir un evento. Para esto, el digitalizador contiene una serie de algoritmos que permiten la reducción de ruido por corregir la amplitud de la señal en 8 niveles de corrección. La distribución de este ruido obedece una distribución gaussiana con lo que es fácil obtener algunos parámetros de la misma como desviación estándar y valor promedio de la distribución.

La principal ventaja de este equipo es la frecuencia de muestreo que puede mantener sin interrumpir las tareas de lectura y escritura de datos gracias al concepto **FIFO** de programación.

Para la fase final de implementación se deben de conocer ciertas funciones y características de la adquisición de datos en **HAWC**.

Capítulo 4

Arreglo experimental y adquisición de datos

4.1. Introducción

Los capítulos anteriores trataron las preliminares teóricas y técnicas para entender la realización del trabajo experimental de esta tesis. Este capítulo trata sobre la implementación del modulo **FADC** en el sitio.¹

Dadas las características de construcción de **HAWC**, el observatorio necesita contar con sistemas de preanálisis y adquisición de datos que sean rápidos; y al mismo tiempo que estos sistemas sean eficientes en el sentido de permitir que los datos almacenados no ocupen tanto espacio en memoria.

Uno de los problemas, sobre todo en la fase de preanálisis, es suponer que las condiciones colocadas no sean lo suficientemente estrictas para no medir eventos generados por partículas que no dejan señales con grandes amplitudes; pero tampoco que sean condiciones “relajadas” como para tener eventos “basura”, por decirlo de algún modo.

En el caso del **FADC** la principal ventaja es que una vez tomados los datos, los eventos pueden ser recreados cada vez que se tenga la necesidad y entenderlos al máximo. Además, aplicar diferentes análisis y decidir cuál de ellos es el más adecuado para datos posteriores.

La implementación del **FADC** requiere que también se conozca parte del funcionamiento de **HAWC**. Este capítulo presenta las fases de implementación del módulo incluyendo el arreglo experimental, el tiempo que se tomaron datos y espacio en memoria ocupado para guardar los datos.

4.2. Arreglo experimental

Cuando una partícula atraviesa un **WCD** genera luz *Cherenkov* la cual se colecta en los **PMT**'s en la base del **WCD**. Los e^- arrancados del fotocátodo generan una cascada de e^- secundarios en los dínodos. Las señales obtenidas se transmiten a lo largo de cables coaxiales que permiten el envío de señales eléctricas a través de largas distancias sin una pérdida notable de información. El camino recorrido por la señal va del detector hasta la zona de pre-análisis y adquisición de datos.

Para la toma de datos, en lugar de pasar por el centro de preanálisis se tomó directamente la señal del **PMT** y se pasó al **FADC** para iniciar la adquisición. La primera fase para iniciar la

¹Referido al lugar donde se encunetra **HAWC** que es el volcán Sierra Negra, Puebla.

adquisición fue la selección de un **WCD** con buenas propiedades y funcionamiento. Se seleccionó el **WCD-L11** que tiene una longitud de atenuación del agua aproximadamente de 10m.² Las características técnicas de este detector son un nivel estable de consumo en la corriente para cada uno de los **PMT**'s, con valores entre 80 y 105 μA .³ A lo anterior se agrega que las impedancias de los **PMT** tienen valores aceptables de 20M Ω para los **PMT**'s periféricos y 14M Ω para el **PMT** central.

Tras la selección del detector, se procedió a instalar los módulos y equipo necesario para realizar la adquisición de datos. Algunos de los parámetros para seleccionar el equipo son tomados de las discusiones en las secciones anteriores. En la figura 4.1 se presenta el arreglo experimental para la toma de datos.

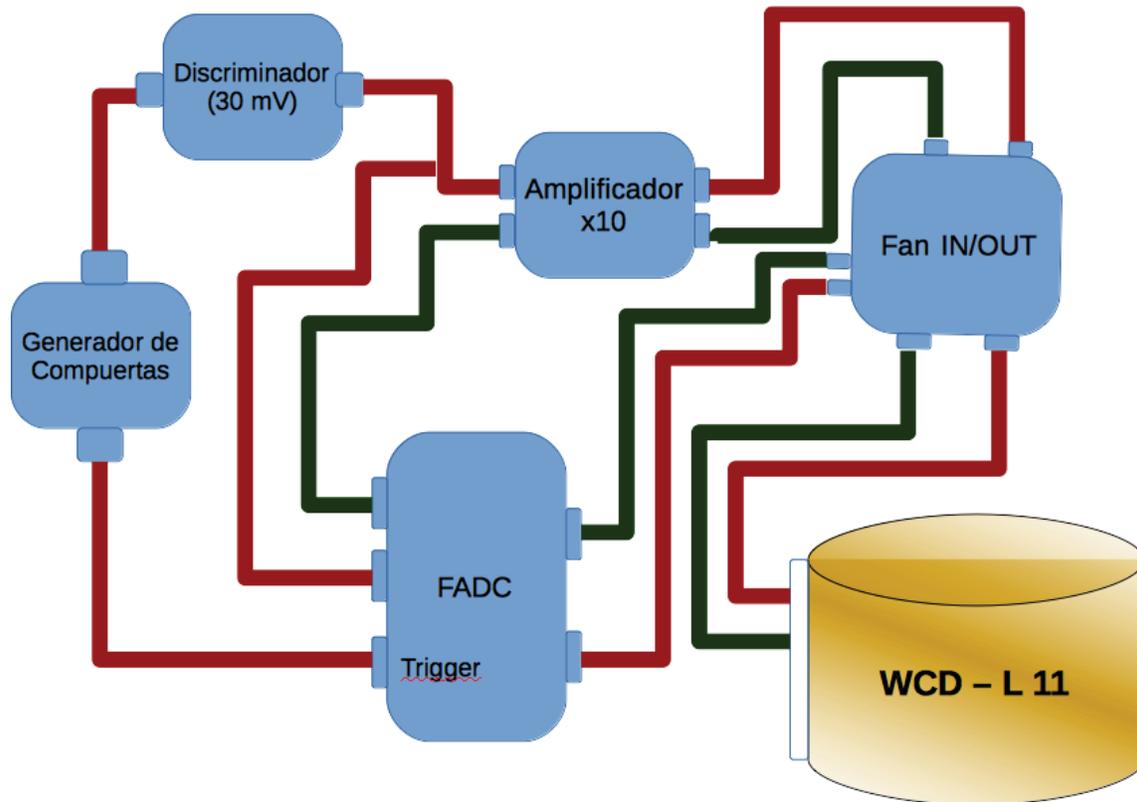


Figura 4.1: Arreglo utilizado para la adquisición de datos en el observatorio **HAWC**. En verde se muestra el recorrido de la señal de un **PMT** periférico. En rojo se observa el recorrido para la señal del **PMT** central. Para la señal del **PMT** periférico: La señal se duplica y una de las copias se amplifica diez veces. Ambas, la señal original, o sin amplificar, y la señal amplificada son digitalizadas en el **FADC**. Para la señal del **PMT** central: Después de duplicarse una de las señales se amplifica y pasa a un discriminador con un umbral de 30 mV en amplitud de la señal que genera una señal lógica que, a su vez, se transmite a un generador de compuertas para disminuir la razón de conteo hasta los 60 kHz. La señal que se obtiene del generador de compuertas es el “*trigger*” que inicia la adquisición de eventos. Después de pasar al **FADC** los datos se guardan en una computadora.

Como se pretende analizar la posibilidad de identificar eventos generados por el paso de μ verticales a lo largo del eje de simetría del detector, esto es, en el **PMT** central se registra el

²La longitud de atenuación se refiere a la distancia para la que la amplitud de un haz de luz, al entrar en un medio, decae hasta un valor de e^{-1} , donde e es el número de *Euler*.

³El valor recomendado es de 85 μA aproximadamente.

paso del μ ; y del hecho de que el μ llega antes al **PMT** central y la luz posteriormente a los **PMT**'s periféricos, (ver sección 2.7); el *trigger* de disparo para el **FADC** es la señal del **PMT** central. El umbral para disparar la adquisición es de 3mV el cual garantiza que se observarán eventos con amplitudes desde un *SPE* hasta los cientos de *SPE*.

Además, de acuerdo con la sección 3.5, el **FADC** tiene el problema de que a bajas amplitudes, del orden de 5mV y menores, la generación de los datos por unir diferentes localidades de memoria introducen un factor de ruido que compite con la señal de interés. Esto crea un conflicto con disparar la adquisición de datos, pues el mismo **FADC** puede iniciar la adquisición de datos debido al ruido. Debido a esto se decidió amplificar cada una de las señales de los **PMT** del **WCD-L11** por un factor de 10 para tener un análisis adecuado. Así se tienen 8 señales, 2 señales para cada **PMT**, la señal original y la señal amplificada $\times 10$.

HAWC es un detector que tiene altas tasas de conteo, debido a la llegada de miles de partículas provenientes del espacio que generan eventos de cascadas de partículas que pueden llegar hasta la región en la que se halla el Observatorio. Por ejemplo en el caso del **PMT** central la razón de conteo es de 60kHz aproximadamente. Estas altas razones de conteo superan los límites posibles del **FADC** saturándolo y evitando que los eventos se transmitan de manera adecuada. Después de recoger la señal de los **PMT**, de generar un duplicado para cada una,⁴ y amplificar una de ellas, la señal amplificada del **PMT** central se pasa por un discriminador. La función de este discriminador es generar una señal lógica siempre que la amplitud amplificada de la señal sobrepase la altura de 30mV. Para reducir la frecuencia de generación, la señal lógica se pasa a un **generador de compuertas**. El generador de compuertas controla el ancho de la señal lógica con el propósito de no generar ninguna otra señal durante el tiempo de duración de la primera. La apertura de la compuerta se colocó en aproximadamente 1ms lo que reduce la tasa de conteo hasta los 2kHz garantizando el funcionamiento adecuado del **FADC**.

La señal obtenida del generador de compuertas es el *trigger* para el **FADC**. Debido a la, aún, alta tasa de conteo, el *trigger* se introduce en el canal **TR-0** que corresponde al registro *fast-trigger*. (Ver sección 3.3)⁵ Las señales que van a ser adquiridas son, en el orden en que fueron ingresadas al **FADC**, las señales amplificadas $\times 10$ de cada **PMT**, canales 0 – 3 del **FADC**; y las señales sin amplificar de los **PMT** en los canales 4 – 7 del **FADC**.

Otro parámetro importante fue ajustar la ventana de adquisición del **FADC**. Esto se hace en el registro llamado *Post trigger* y que permite indicarle al módulo desde cuanto tiempo atrás o hacia adelante, una vez que el *trigger* inició, se quiere digitalizar. Para este caso la selección se hizo en ~ 50 ns con lo que la señal aparece en esta región.

Esto termina la explicación referente al arreglo para la adquisición de datos. Ahora se verá algunos de los datos generados por el envío de información a una computadora.

4.3. Realizando la adquisición

Una vez que la adquisición inicia y tomando en cuenta las modificaciones que se realizaron en **Wavedump**, (sección 3.6), cada adquisición permite solo escribir 2×10^4 eventos en un archivo con peso aproximado de 2.1GB, que es el tamaño máximo permitido para sistemas operativos como

⁴Se utiliza un módulo llamado **Fan In/Out** que permite generar copias de las señales que recibe sin tener pérdidas notables.

⁵De hecho, antes se tuvo el problema de que al iniciar la adquisición con el canal *Tr-In* en el **FADC** no se observaba ninguna señal. El problema se originó debido a que el *trigger* en este canal es un canal que debe tener bajas frecuencias, cientos de Hz y menores. Por ejemplo, para el análisis de las amplitudes de los voltajes, la frecuencia de la señal, y por tanto del *trigger* era de 60Hz. Al conectar una señal de *trigger* con una frecuencia de 2kHz el canal *Tr-In* se satura e impide una adquisición adecuada.

Ubuntu.⁶ La razón de adquisición y escritura se mantuvo con un valor aproximado de 13MB/s. A este ritmo los archivos de cada *corrida* se escribían en un tiempo aproximado de 2.8min. Del detector (**WCD-L11**) se tomaron alrededor de 4×10^6 eventos.

Wavedump tiene la desventaja de sobrescribir archivos de datos existentes con cada adquisición nueva. Para evitar esto, se escribió un *script* sencillo para instrucciones a **bash** e indicar que cada archivo creado sea renombrado para evitar perder información en cada inicio de adquisición.

4.4. Conclusiones

Para la etapa de implementación del módulo se seleccionó un **WCD** con parámetros de funcionamiento adecuados en la calidad de agua, los valores de impedancia y consumo de corriente de los **PMT**'s. El **WCD** seleccionado fue el detector L11.

El arreglo experimental se muestra en la figura 4.1. De acuerdo al modelo presentado en la sección 2.7, los eventos generados por μ 's verticales que inciden sobre el **PMT** central llegan primero a este **PMT** y la luz generada a ≈ 2.1 m sobre el **PMT** alcanza los fotodetectores periféricos del **WCD** 5.352ns después. Debido a esto, la señal de *trigger* para iniciar la adquisición es la proveniente del **PMT** central.

Además, las señales adquiridas fueron 8, cuatro que corresponden a las señales sin amplificar de los **PMT**'s (canales 4–7 en el **FADC**); y cuatro señales amplificadas para evitar el problema de mala digitalización a bajas amplitudes del **FADC**. También se tuvo que reducir la razón de generación de *trigger*, pues esto saturara al módulo y propicia que los datos sean mal digitalizados.

Realizando estos cambios, se obtuvieron cerca de 4×10^6 eventos. Estos fueron analizados para poder identificar de manera adecuada los eventos generados por μ 's.

⁶En principio la restricción no existe para otros sistemas operativos, sin embargo la ventaja de este es permitir que la lectura de archivos sea más fácil.

Capítulo 5

Análisis de datos y Resultados

5.1. Introducción

Los datos recolectados tras la implementación del **FADC** se guardaron en 200 corridas para su análisis y verificar si es posible identificar eventos generados por el paso de μ verticales que inciden sobre el **PMT** central en **WCD** individuales.

Los programas de análisis se realizaron usando el lenguaje de programación **C++** y la paquetería **Root-Cern** (CERN, 2013) que utiliza el concepto de programación orientada a objetos y clases para realizar operaciones sobre datos.

El análisis se dividió en tres etapas:

1. Compresión de archivos y escritura sobre árboles. (Ver sección 5.2)
2. Selección de parámetros útiles para el análisis y búsqueda en los eventos. (Ver secciones 5.3 y 5.4)
3. Aplicación de condiciones en tiempo para realizar gráficas y obtención de resultados. (Ver sección 5.5)

En este capítulo se describen de cada una de estas etapas y los resultados obtenidos.

5.2. Compresión de la información

El espacio total ocupado por los datos obtenidos de los eventos registrados es de 420GB. Esto representa un serio problema en cuanto a lectura de archivos se refiere. Para agilizar este proceso se usó **Root-Cern** que define una clase llamada **TTree** que compacta y almacena datos. Además, agrega rapidez a los procesos de lectura y realizar análisis toma menor cantidad de tiempo. Esta clase permite almacenar todo tipo de variables, inclusive arreglos y estructuras de datos, lo que permite que sea bastante atractiva para su uso.

Usando esto, se escribió un programa para almacenar la información en árboles de **Root-Cern**.¹ Los datos que se pasan a este objeto muestran la cantidad de canales del **FADC** que corresponden a la amplitud alcanzada en mV. La razón de compresión fue hasta 10 veces reduciendo el espacio en memoria hasta 4.3GB.

¹Se escribe árboles, pero es claro que hace referencia a un objeto de la clase **TTree**.

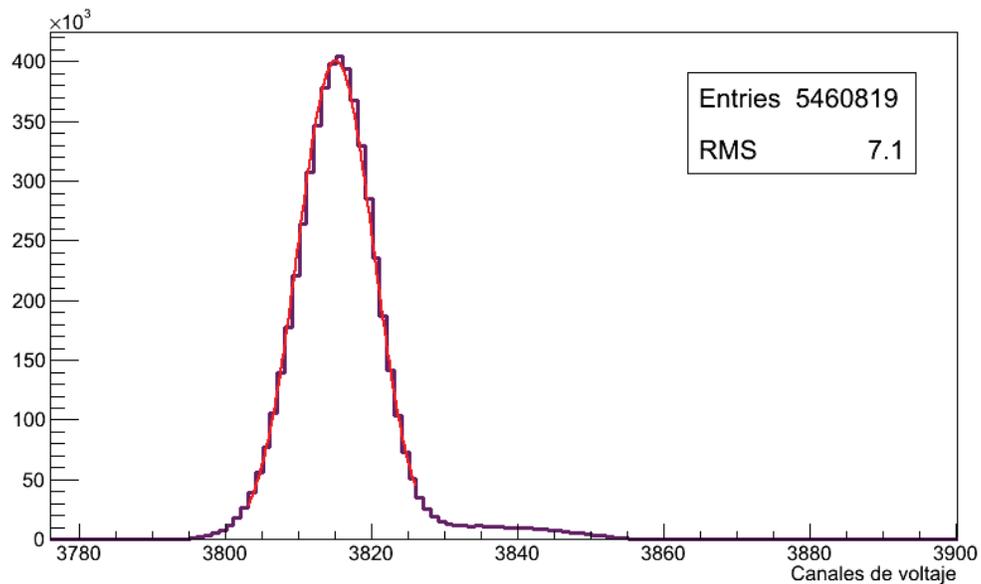


Figura 5.1: Histograma de ruido obtenido para una corrida de 2×10^4 eventos para el **PMT-a**. Se muestra también el ajuste realizado en color rojo. Una de las ventajas de este análisis es que los histogramas de ruido se realizan para cada evento y para cada canal pues el nivel promedio de 0 mv es diferente para cada canal.

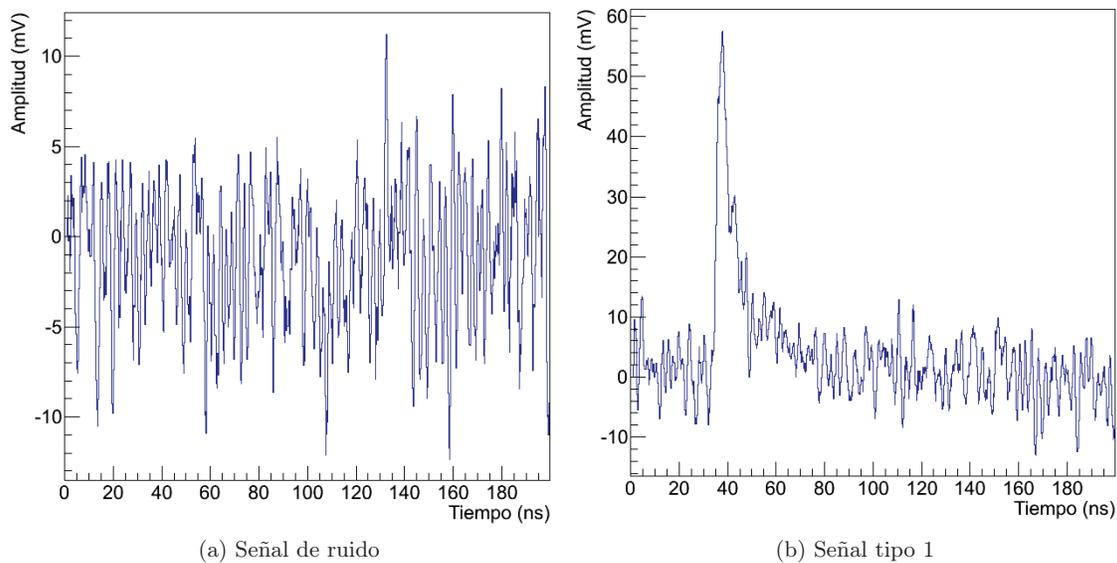


Figura 5.2: Dos tipos de señales registradas en los **PMT's** durante la adquisición de datos.

5.3. Selección de variables

La siguiente fase es la selección de las variables adecuadas para obtener la información a partir del modelo presentado en la sección 2.7 y de acuerdo al funcionamiento de cada **PMT**.

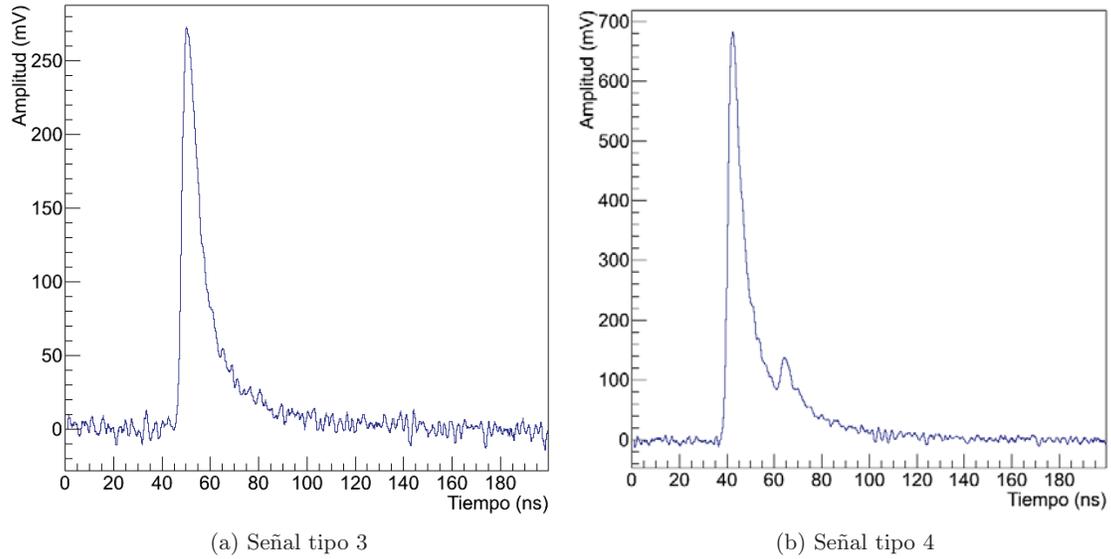


Figura 5.3: Dos tipos de señales registradas en los **PMT**'s durante la adquisición de datos.

Para esto, cabe recordar que en el modelo es importante considerar el tiempo en el que la señal ocurre pues la selección de eventos *muónicos* depende de la correlación temporal existente entre los **PMT**'s periféricos y el central o entre los **PMT**'s periféricos solamente.

Otra variable importante es la amplitud de la señal pues puede relacionarse con el valor promedio en mV de la distribución **SPE** para cada **PMT** y además, mediante esta se busca encontrar la amplitud de la señal generada por un μ en el fotodetector central y la amplitud de la señal originada por la colección de luz en los **PMT** periféricos.

Así se eligió utilizar una estructura de datos que contenga esta información para las ocho señales digitalizadas.

5.4. Primer análisis de datos

Con la estructura de datos seleccionada se procedió a la ejecución de un primer análisis para obtener dichos valores para cada evento utilizando los métodos de **Root-Cern** para llenar histogramas, buscar picos, ajustar funciones y algunos otros cálculos. Este análisis se dividió en las siguientes etapas:

1. Obtención del valor de ruido y del valor promedio en el cual se coloca el nivel de 0 mV para cada canal del **FADC**.
2. Inversión de la señal para cada **PMT**.²
3. Búsqueda de picos para obtener los valores de amplitud y el tiempo de ocurrencia de la señal.
4. Escritura de todos los datos en un árbol de **Root-Cern**.

²Esto es necesario debido a que la señal generada en el **PMT** es de polaridad negativa y algunos de los métodos utilizados en **Root-Cern** están diseñados y optimizados para funciones positivas.

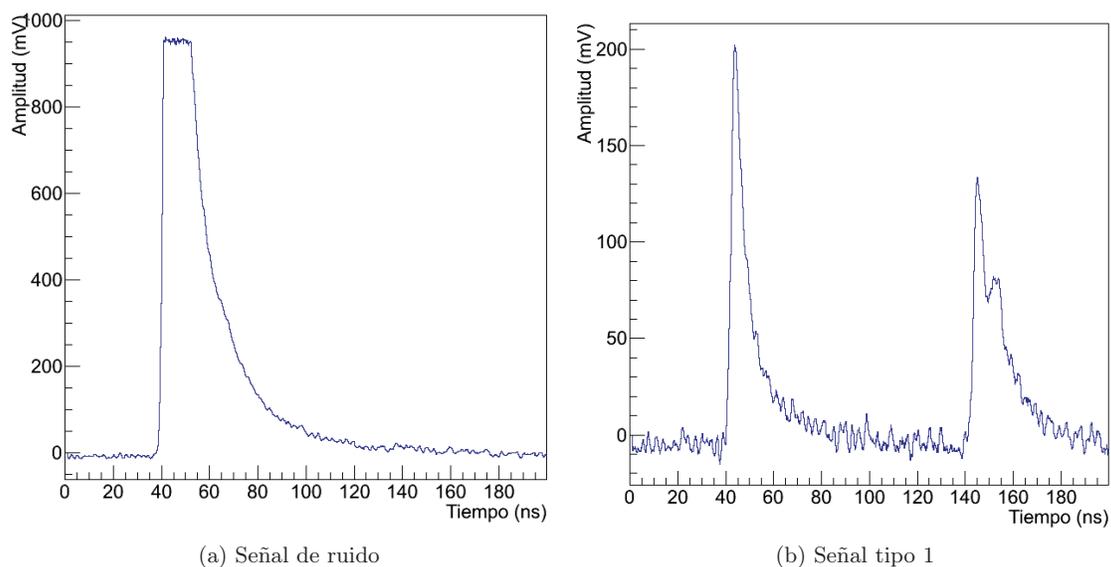


Figura 5.4: Dos tipos de señales registradas en los **PMT** durante la adquisición de datos.

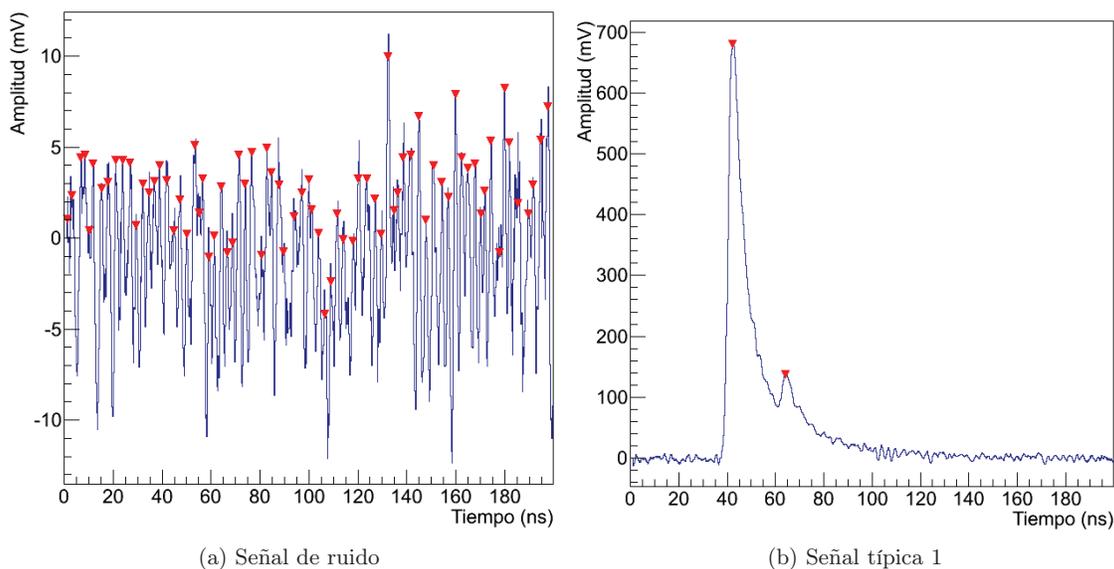


Figura 5.5: Resultados de la búsqueda de picos en diferentes señales registradas. En 5.5a se observa que se obtienen un gran número de picos en una señal de ruido. Para el caso de 5.5b se observa que la función distingue de manera adecuada los picos de señales dobles.

5. Primera selección de eventos y escritura de datos a un segundo árbol de **Root-Cern**.

A continuación se explica cada etapa.

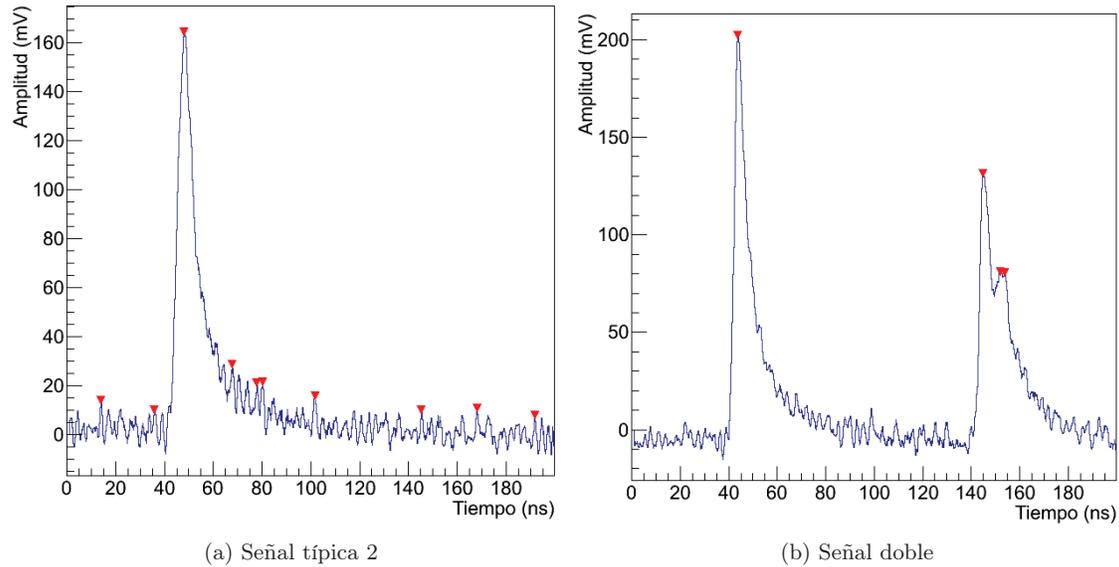


Figura 5.6: Resultados de la aplicación de la función **Search** miembro de la clase *TSpectrum*. En 5.6a se observa que, para señales de baja amplitud, aún se distinguen diversos picos registrados a nivel del ruido de fondo en el **PMT**. Para 5.6b se observa la distinción de picos para un evento multi señal garantizando que los parámetros de la función de búsqueda son adecuados.

5.4.1. Análisis de ruido

El análisis inicia con los procesos de lectura de cada evento. Después se realiza un análisis para obtener la amplitud de ruido en cada evento y para obtener el valor promedio de canales que corresponde a la línea de 0mV. Para esto se usaron las funciones miembro de la clase *TH* de **Root-Cern**. (CERN, 2013), ³

Este análisis se realiza como sigue:

En cada evento se seleccionan los datos que se encuentran la parte final de la ventana de adquisición ya que, por estadística, se registra el ruido de fondo del **PMT** y el que genera el **FADC**. Con estos datos se llena un histograma para medir la distribución de ruido.

Se supuso que la distribución que sigue el ruido corresponde es *gaussiana*, la cual caracteriza a ruido blanco o azaroso. Esta distribución es proporcional a e^{-x^2} y se describe por el ancho de la distribución y el promedio de los valores de la distribución. En este caso, el valor del ancho de la distribución es proporcional al ancho de ruido y el valor promedio se refiere al número de canales que equivalen a 0mV. **Root-Cern** permite obtener estos valores al ajustar una curva *gaussiana* a la distribución y guardarlos valores en un árbol. La figura 5.1 muestra uno de estos histogramas.

5.4.2. Inversión de la señal

En la siguiente etapa se invierte la polaridad de la señal, la cual es negativa, y se convierten canales de **FADC** a mV. Para cambiar la polaridad cada dato se multiplica por -1 y se suma al valor promedio calculado de los histogramas de ruido para cada canal.

En el **FADC** 4096 canales equivalen a 1000 mv. Entonces la conversión de datos a mv se

³Clase referida a histogramas la cual contiene funciones y métodos de análisis.

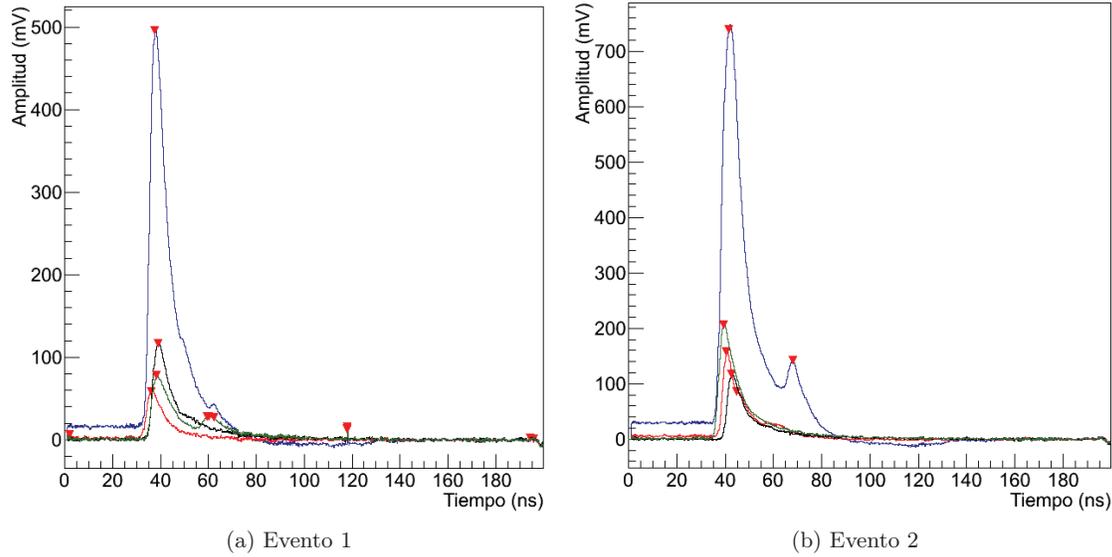


Figura 5.7: Ejemplos de eventos que cumplen con la condición de sobrepasar los valores umbrales en las señales amplificadas para cada **PMT**. En color azul se muestra la señal registrada en el **PMT** central.

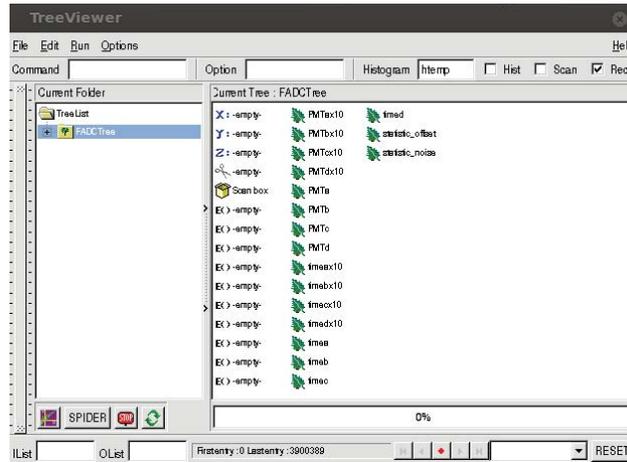


Figura 5.8: Ventana que muestra la organización de los datos obtenidos en árboles de la paquetería **Root-Cern**. Se muestra el árbol para todos los eventos registrados. Los datos adquiridos fueron la amplitud máxima de la señal de los cuatro **PMT** y el tiempo en que se registra el máximo de amplitud.

obtiene al dividir entre 4096 canales y multiplicar por 1000 mv:

$$d_{mV} = \frac{1000}{4096} \times (P_{noise} - d_{ch})$$

donde d_{mV} se refiere al dato en mV, P_{noise} es el valor promedio, en canales, del ruido en cada señal; y d_{ch} es el dato expresado en canales del **FADC**.

Por último, se llena un histograma para mostrar la señal de cada **PMT** en su versión amplificada y no amplificada. El eje de tiempo mostrado en cada histograma tiene un ancho de 200 ns dividido en 1024 *bins* que corresponden a la cantidad de datos que se registran en cada evento.

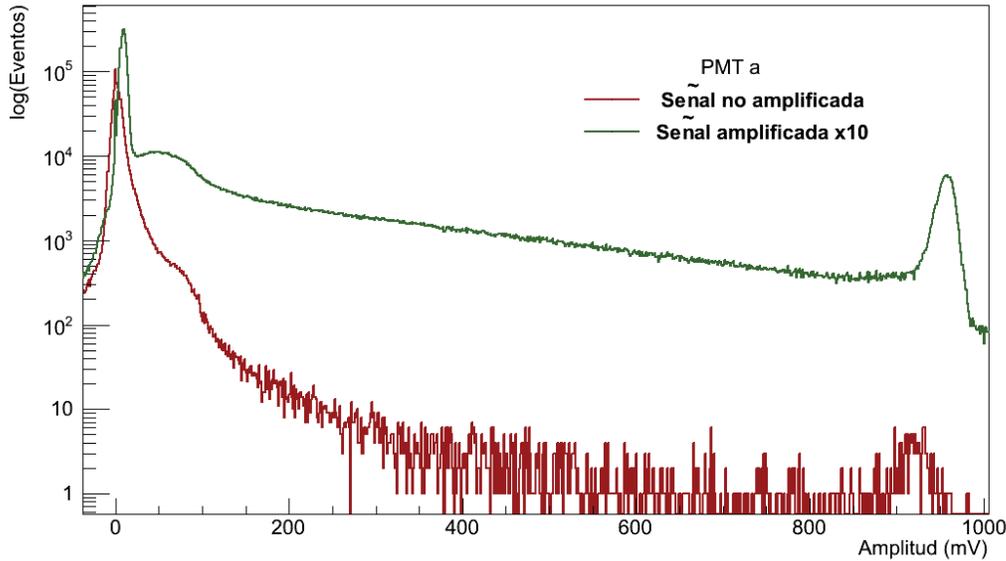


Figura 5.9: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-a**. Se observa el espectro para la señal sin amplificar y para la señal amplificada. En ambos espectros se observan tres distribuciones. Para la señal amplificada, de izquierda a derecha, son ruido, señal **SPE** y saturación. Para la señal no amplificada, de izquierda a derecha, son ruido, acumulación en el intervalo 50-100 mV y saturación.

Cada bin tiene un ancho de $200 \text{ ns}/1024 = 193.53 \text{ ps} \sim 0,2 \text{ ns}$.

En la figura 5.2 se muestran dos señales típicas registradas en los **PMT's** periféricos. En el caso de la señal mostrada en la figura 5.2a se observa una señal de ruido generado por la corriente oscura del **PMT**. El significado de este evento se refiere a que mientras en el **PMT** central se registra una señal, el **PMT** periférico no registra ningún evento de interés mas que el ruido del propio **PMT**. En el caso de la señal mostrada en la figura 5.2b se observa una señal de muy baja amplitud que corresponde a la llegada de radiación o de una partícula producida al interior del **WCD** en una cascada de partículas.

En la figura 5.3 se observan dos señales de mayor amplitud. La figura 5.3b corresponde a un caso muy típico de señales que muestran un segundo pico en el descenso de la señal. Éstas se explican porque varias partículas inciden sobre el **PMT**. Para la figura 5.4a se observa una señal con amplitud mayor a 1V la cual satura al **FADC**, al sobrepasar la amplitud máxima permitida. En la figura 5.4b se observa una señal doble. Este tipo de señales se debe a que en ese momento al interior del **WCD** está pasando una cascada de partículas y varias de éstas inciden sobre el **PMT** en un intervalo muy corto de tiempo.

5.4.3. Obtención de amplitud y tiempo para cada evento

El siguiente paso fue buscar picos (máximos de amplitud) en los eventos registrados para cada **PMT**. Para esto se usó una función de búsqueda (*Peak-finder*) de la clase *TSpectrum* de **Root-Cern** (Morháč, 2012) llamada **Search()**. La función aplica un algoritmo basado en segundas diferencias para hallar máximos locales y da como resultado la posición en la que se encuentra el pico. Los parámetros mínimos que necesita la función son el ancho del pico, valor

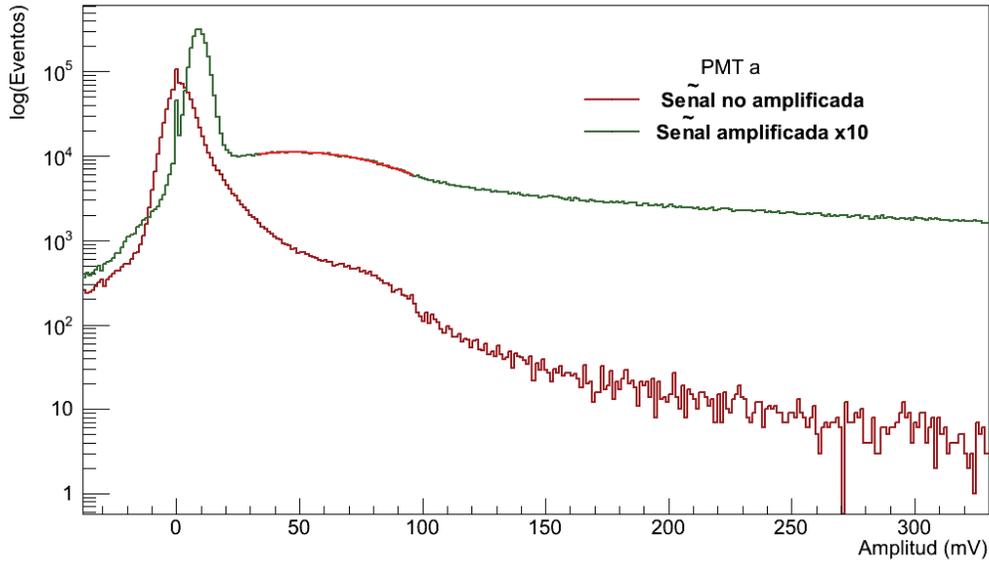


Figura 5.10: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-a**. Se realiza un acercamiento a la región de bajas amplitudes. Para la señal amplificada se observan las distribuciones de ruido y de **SPE**. En esta última se muestra en rojo el ajuste para obtener el valor promedio de amplitud de esta señal. Para la señal sin amplificar se observan la distribución de ruido y una región de acumulación en el intervalo de 50 a 100 mV.

umbral de búsqueda⁴, cantidad de picos a buscar y “suavizado” del ruido de fondo.

En las figuras 5.5 y 5.6 se muestran los resultados de aplicar la función de búsqueda para diferentes señales. En el caso de eventos que son ruido (figura 5.5a) la función encuentra un número grande de picos. En esta clase de eventos los picos de máxima amplitud se hallan hacia el final de la ventana de adquisición y se debe al hecho de que en esta región se unen diferentes localidades de memoria para completar un evento. Sin embargo, la función utilizada muestra ser estable y confiable para la búsqueda de picos, pues permite la distinción de picos registrados en señales dobles como los mostrados en las figuras 5.5b y 5.6b.

Con la posición del bin de tiempo se obtiene y guarda la amplitud máxima y el tiempo de ocurrencia para cada señal. Lo anterior se realiza para todos los eventos y se escribe un primer archivo con la información de la distribución de ruido y las amplitudes y tiempos de cada **PMT**.

5.4.4. Preselección de eventos

Los datos obtenidos hasta el momento corresponden a todos los eventos registrados en los cuatro **PMT** y en los que se obtienen señales de todo tipo, desde ruido hasta señales con amplitudes mayores a 1V. Sin embargo, los eventos que generan μ 's al atravesar un **WCD** tienen como característica principal tener señal en los cuatro **PMT** diferente a ruido de fondo.

La condición fue que la amplitud máxima de las señales amplificadas no sobrepasará el valor de 25 mv, es decir, 2.5 mV en la señal real del **PMT**. De cada evento que cumple esta condición se guardó la amplitud máxima y el tiempo de ocurrencia de la señal.

⁴Este valor permite ignorar picos que tengan amplitudes menores.

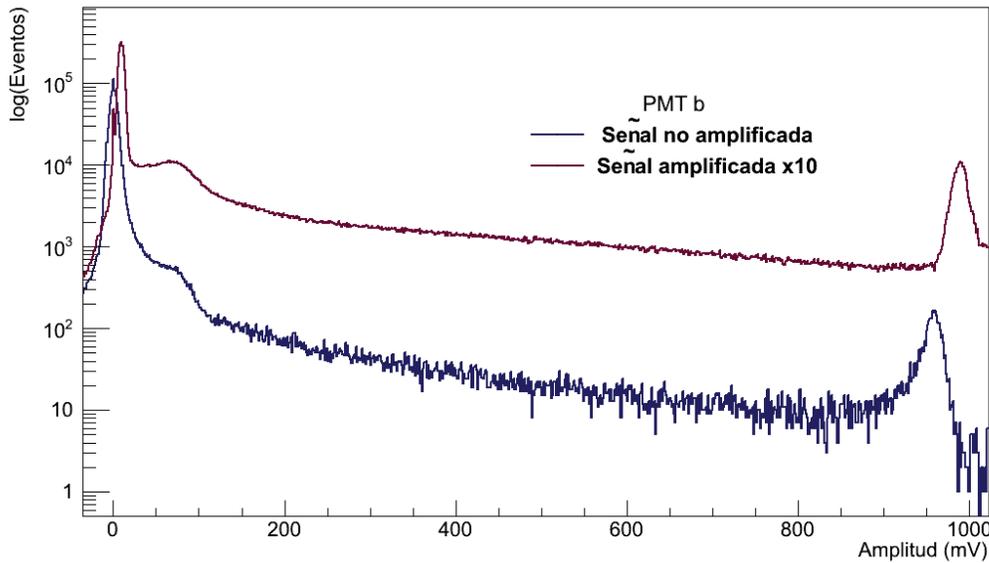


Figura 5.11: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-b**. Se observa el espectro para la señal sin amplificar y para la señal amplificada. En ambos espectros se observan tres distribuciones. Para la señal amplificada, de izquierda a derecha, son ruido, señal **SPE** y saturación. Para la señal no amplificada, de izquierda a derecha, son ruido, acumulación en el intervalo 50 a 100 mV y saturación.

Ejemplo de esta pre-selección de eventos se muestra en la figura 5.7 que representa eventos que posiblemente se deben al paso de μ 's en el **WCD**.

Esto termina el primer análisis de datos.

5.5. Análisis para la obtención de gráficas. Resultados

Después de obtener todos los datos relevantes el factor de compresión final pasó de 450GB a tan solo 630MB, es decir cerca de 750 veces, lo que muestra lo viable de usar **Root-Cern** para análisis de datos.

Además **Root-Cern** provee una serie de métodos y funciones simples que permiten realizar análisis de variables, mostrar histogramas y realizar ajustes para obtener los valores de las variables deseadas.

Tras la selección de eventos y guardar los datos de las variables de interés se usó **Root-Cern** para mostrar los histogramas de las amplitudes y los tiempos de las señales en cada **PMT**. Además, se identificaron las distribuciones más importantes de cada histograma y los valores promedio que los caracterizan.

Los histogramas de las variables obtenidas en el análisis previo fueron los siguientes:

- Espectro de amplitud para los cuatro **PMT** sin ningún corte ni multiplicidad.⁵ Esto incluye las señales amplificadas y no amplificadas.
- Espectro de amplitud para los cuatro **PMT** solicitando multiplicidad 4.

⁵Aquí multiplicidad se refiere a que haya señal en más de un **PMT**. Por ejemplo multiplicidad 2 indica que hay señal en dos de cuatro **PMT** sin importar cuales sean.

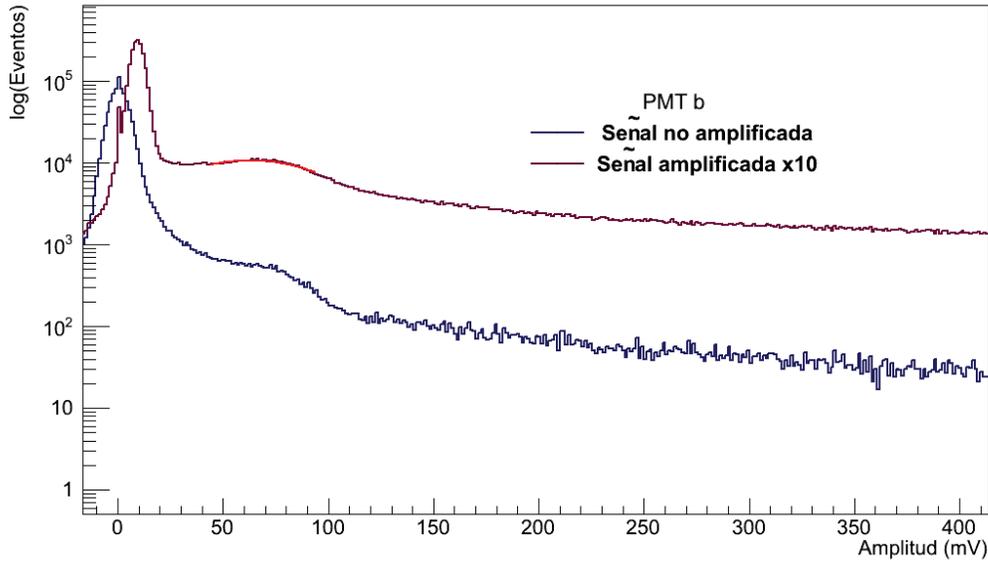


Figura 5.12: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-b**. Se realiza un acercamiento a la región de bajas amplitudes. Para la señal amplificada se observan las distribuciones de ruido y de **SPE**. En esta última se muestra en rojo el ajuste para obtener el valor promedio de amplitud de esta señal. Para la señal sin amplificar se observan la distribución de ruido y una región de acumulación en el intervalo de 50 a 100 mV.

- Espectro de tiempos para cada **PMT** con multiplicidad 4.
- Espectro de amplitud para identificar distribución **SPE** de cada **PMT**.
- Espectro de diferencias de tiempo entre **PMT** periféricos con multiplicidad 4
- Espectro de amplitud para cada **PMT** solicitando diferentes ventanas de coincidencia.
- Espectro $2D$ de correlación de eventos con el **PMT** central.

A continuación se presenta cada uno de estos y se da la discusión necesaria presentando los resultados obtenidos.

5.5.1. Espectro de amplitud para todos los eventos

Se obtuvo el espectro de amplitud máxima de las señales adquiridas para cada **PMT**. Los espectros generados dan información acerca del funcionamiento de cada **PMT** por ubicar las distribuciones debido a ruido y al **SPE**.

Para cada espectro se calcula el valor promedio de la distribución de ruido y de **SPE** por suponer que los datos siguen distribuciones “*gaussianas*”. Utilizando **Root-Cern** se aplicó el ajuste y los valores obtenidos se muestran en la tabla 5.1. El ajuste se hizo sobre la señal amplificada pues es donde se separa completamente la distribución del **SPE**. Visualmente se observa en los valores $< 200\text{mV}$. El valor reportado en la tabla se obtiene por dividir entre 10.

Otras características que pueden observarse de estos histogramas son las zonas de saturación y amplitudes con valores negativos. El primero corresponde al hecho de que la amplitud máxima

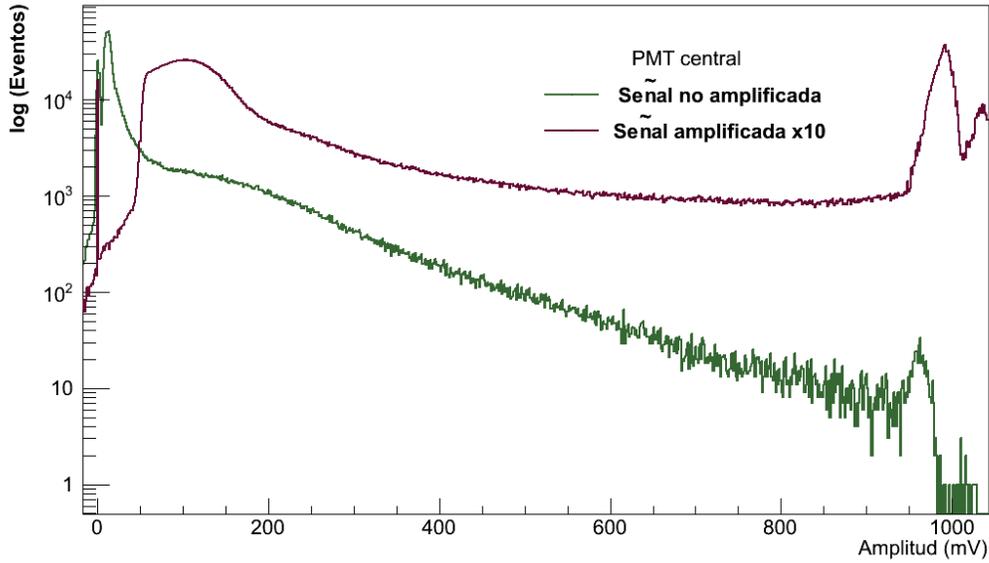


Figura 5.13: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-c**. Se observa el espectro para la señal sin amplificar y para la señal amplificada. Para la señal amplificada, de izquierda a derecha, se observan las distribuciones de **SPE**, acumulación debido al cambio en la pendiente en la región de 200 mV y dos regiones de saturación al final del espectro. Para la señal no amplificada, de izquierda a derecha, se observan las distribuciones de ruido, acumulación en la región de 200 mV y saturación al final del espectro.

PMT	Pico de ruido (mV)	SPE (mV)
A	~ 1	4.78 ± 0.33
B	~ 1	6.29 ± 0.29
C	—	12.80 ± 0.11
D	~ 1	4.31 ± 0.06

Tabla 5.1: Valores de promedio de ruido y **SPE**.

permitida para una señal que se va a digitalizar es 1V. Los valores “negativos” para amplitudes se obtienen por la función que realiza la búsqueda de máximos. Para las señales que son disparadas en ruido, se encuentran diversos picos. Además se presenta el efecto de acoplamiento de diferentes localidades de memoria para un solo evento. Esto provoca que haya zonas donde los valores de la señal caigan por debajo del valor 0 y se consideren como posibles valores.

Por último, para el caso del espectro de amplitudes para la señal sin amplificar se observa una región de acumulación entre los valores 50 y 70 mV en los **PMT** periféricos. Esta distribución se genera posiblemente por la radiación Cherenkov emitida por μ 's que llegan al **PMT** central. En el caso del **PMT** central, esta misma acumulación se observa hasta el valor de ~ 200 mV.

5.5.2. Espectro de amplitud con multiplicidad 4

Una de las fases del análisis de datos consiste en encontrar los datos de amplitud de la señal y el tiempo de ocurrencia para eventos con multiplicidad 4, es decir, eventos detectados por

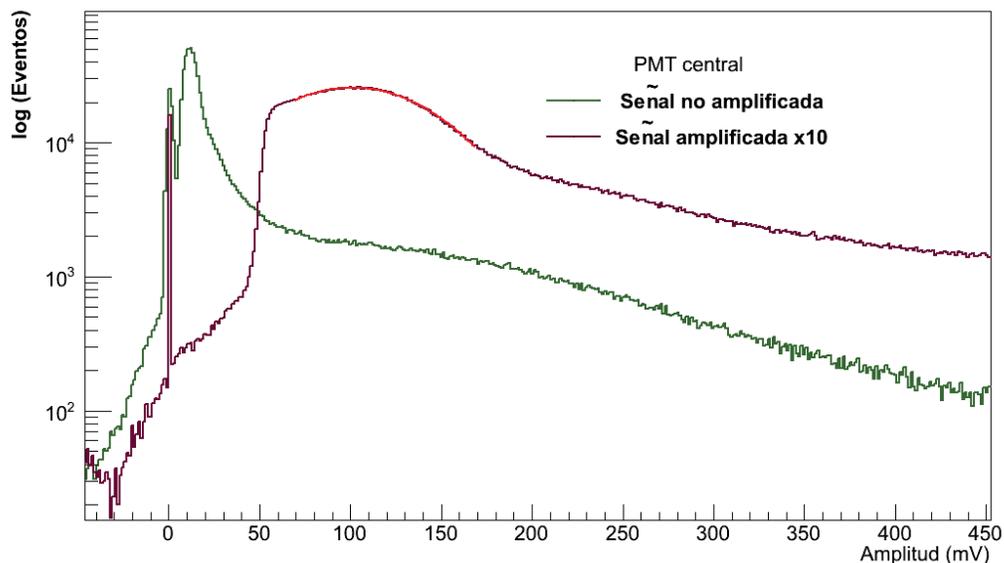


Figura 5.14: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-c**. Se realiza un acercamiento a la región de bajas amplitudes. Para la señal amplificada se observa la distribución de **SPE**. En esta última se muestra en rojo el ajuste para obtener el valor promedio de amplitud de esta señal. Para la señal sin amplificar se observan la distribución de ruido y una región de acumulación en el intervalo de 150 a 250 mV.

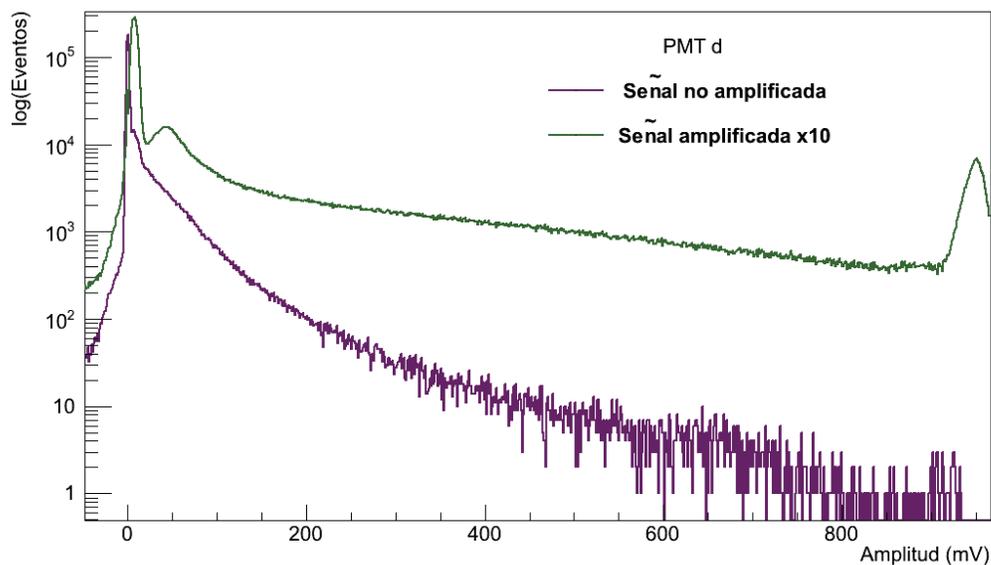


Figura 5.15: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-d**. Se observa el espectro para la señal sin amplificar y para la señal amplificada. Para la señal amplificada, de izquierda a derecha, se observan las distribuciones de ruido, señal **SPE** y saturación. Para la señal no amplificada, de izquierda a derecha, las distribuciones de ruido y **SPE**.

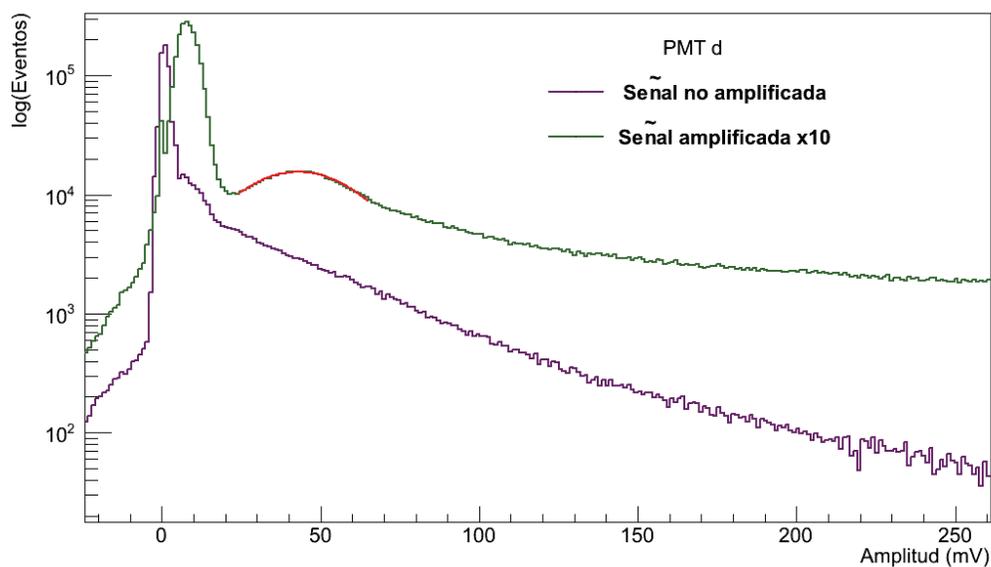


Figura 5.16: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT-d**. Se realiza un acercamiento a la región de bajas amplitudes. Para la señal amplificada se observan las distribuciones de ruido y de **SPE**. En esta última se muestra en rojo el ajuste para obtener el valor promedio de amplitud de esta señal. Para la señal sin amplificar se observan la distribución de ruido y **SPE**.

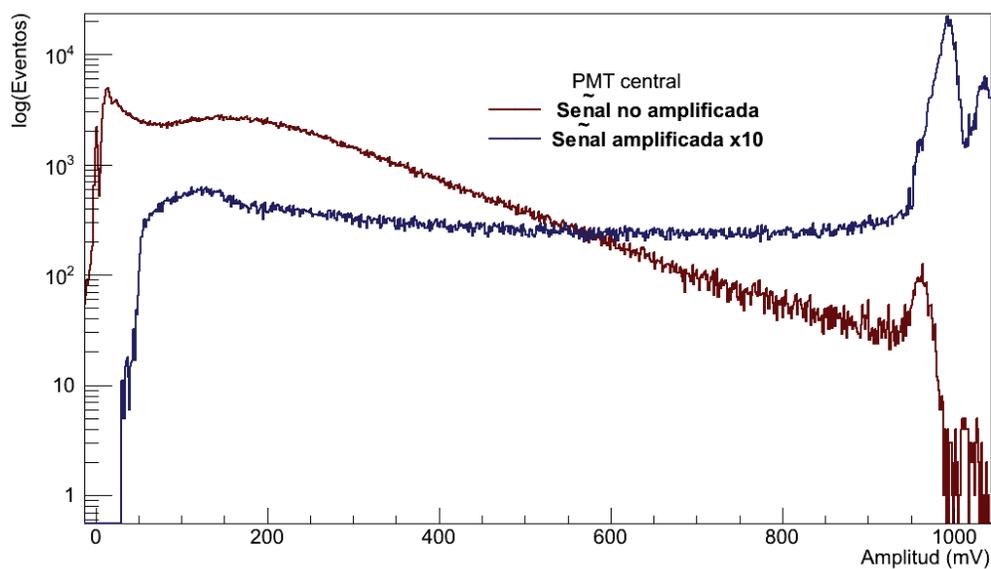


Figura 5.17: Espectro de amplitud obtenido para el **PMT central** bajo la condición de multiplicidad 4 como requisito para ser considerado como un evento generado por el paso de un μ .

los cuatro **PMT** del **WCD**. En las figuras 5.17 y 5.18 se presentan los espectros de amplitud máxima de la señal bajo esta condición para los **PMT's** central y **d**.

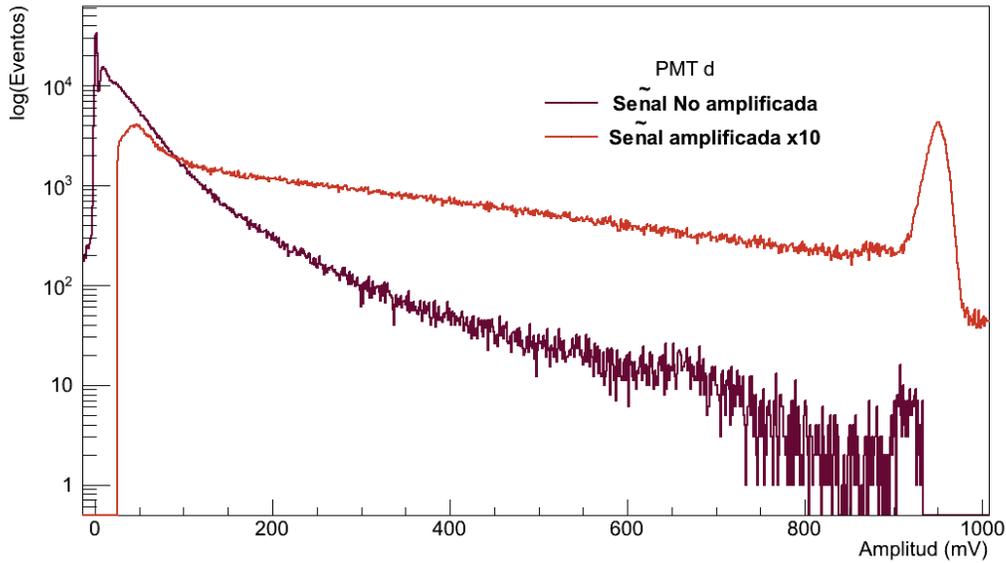


Figura 5.18: Espectro de amplitud obtenido para los **PMT-d** bajo la condición de multiplicidad 4 como requisito para ser considerado como un evento generado por el paso de un μ .

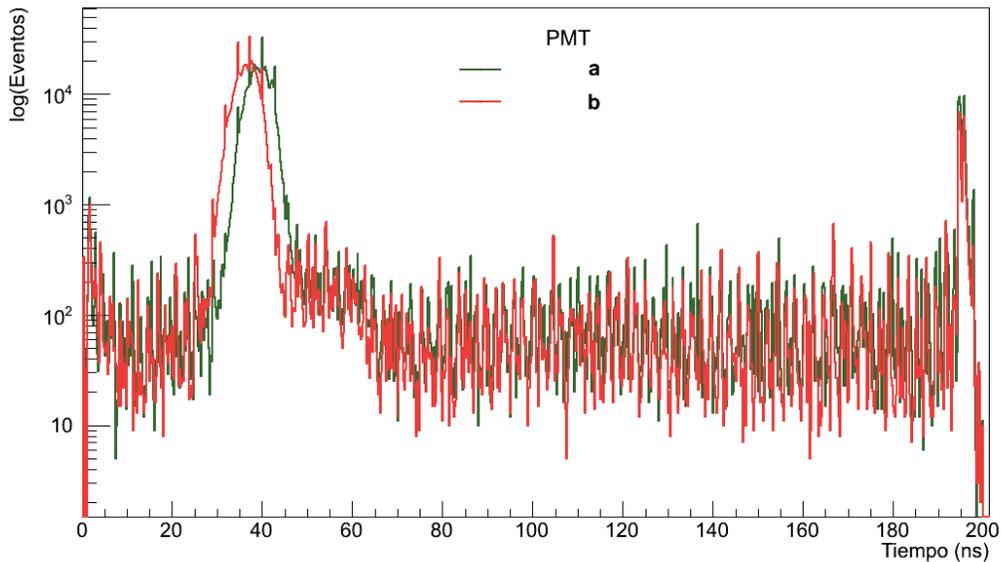


Figura 5.19: Espectro de tiempo para los **PMT's a y b** bajo la condición de multiplicidad 4. Se observa que muchos de los eventos se concentran en la región comprendida entre 20 y 60 ns aproximadamente.

Para el caso del **PMT** central, figura 5.17, en el espectro de amplitud para la señal amplificada se observa un corte en los eventos en la parte inicial del espectro. Este corte se debe al umbral colocado en 30mV para iniciar la adquisición de eventos. La primera distribución que se observa

se debe al **SPE** y posteriormente se observan dos regiones de saturación para las señales con amplitudes mayores a 100mV. Para la señal sin amplificar, en color rojo oscuro, se observan varias distribuciones en la región de bajos voltajes correspondientes al **SPE**. Además, es posible observar una acumulación muy prominente para la región de 200mV y que corresponde a la distribución generada por el paso de μ 's en el **WCD** en todas las direcciones.

En el espectro presentado de la señal amplificada del **PMT-d**, figura 5.18, se presentan solamente las distribuciones de **SPE** y de saturación del **FADC**. Para la señal sin amplificar se observa una distribución de ruido y de **SPE**. En este caso no es posible observar una acumulación similar a la del **PMT** central.

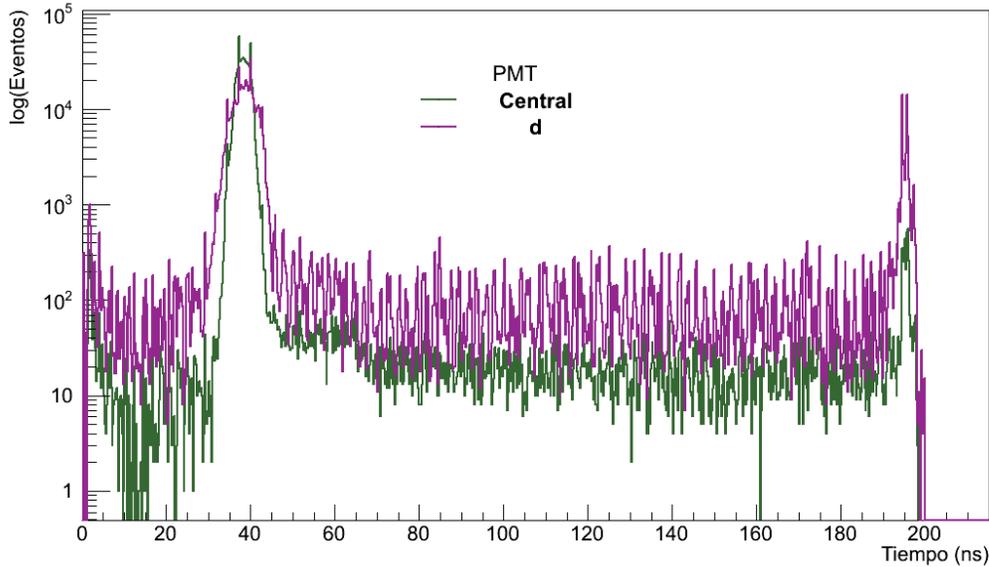
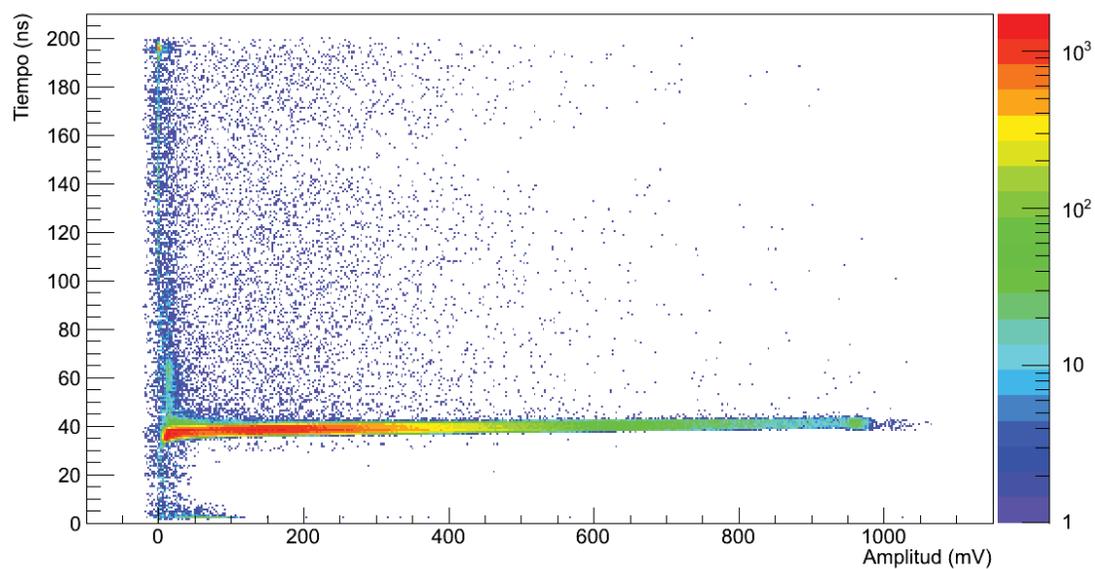


Figura 5.20: Espectro de tiempo para los **PMT's c y d** bajo la condición de multiplicidad 4. Se observa que muchos de los eventos se concentran en la región comprendida entre 20 y 60 ns aproximadamente.

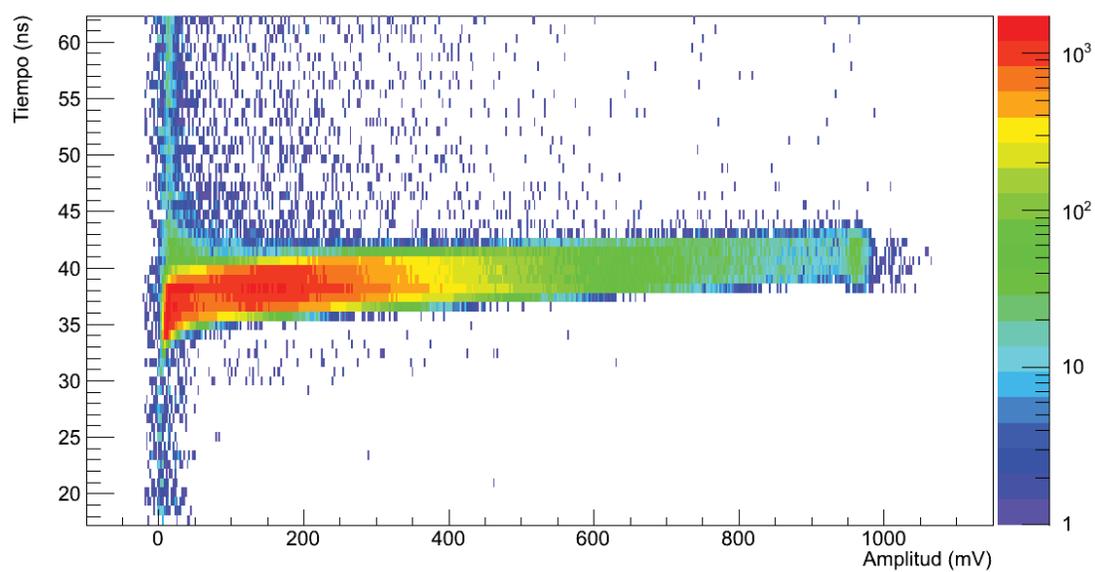
5.5.3. Espectros de tiempo con multiplicidad 4 para cada PMT

Los espectros de tiempo se presentan en este análisis pues permiten realizar selecciones más cuidadosas de eventos para hallar el valor promedio de **SPE** y la región de acumulación debida a μ 's verticales.

En las figuras 5.19 y 5.20 se observa el espectro de tiempo para los cuatro **PMT's** del **WCD-L11**. Se distinguen, en principio, dos acumulaciones. La primera se halla al final de la ventana de adquisición y su valor promedio es ~ 190 ns. Este valor se obtiene de los eventos que son disparados en ruido y cuyo valor máximo se encuentra al final de la ventana de adquisición debido a que en esta región se unen diferentes localidades de memoria. Esto se ejemplifica en la figura 5.5a. En este caso se muestra que el tiempo reportado como máximo de amplitud se halla en un valor aproximado a 120ns. La acumulación más importante es la que se halla en el intervalo de 20 a 60 ns. En esta región se hallan la mayor cantidad de eventos y corresponden a señales con amplitudes que van desde 1SPE hasta las amplitudes de saturación del módulo. Esto se observa en las figuras 5.5b y 5.6a donde el máximo de la amplitud ocurre justamente en ese intervalo. Se concluye de esto que los eventos de interés se encuentran en este intervalo de



(a) Espectro completo

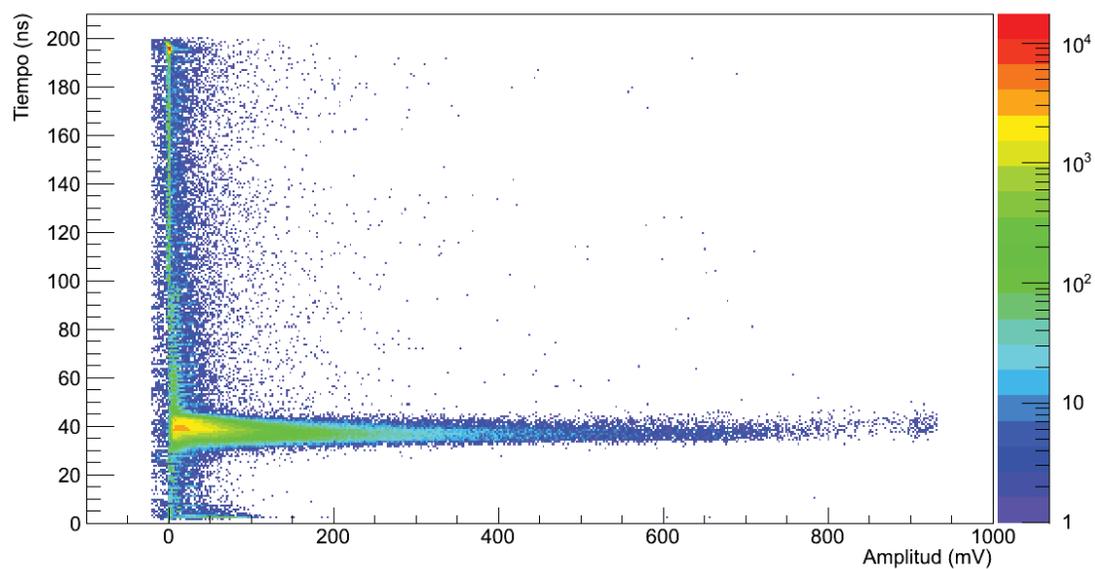


(b) Acercamiento

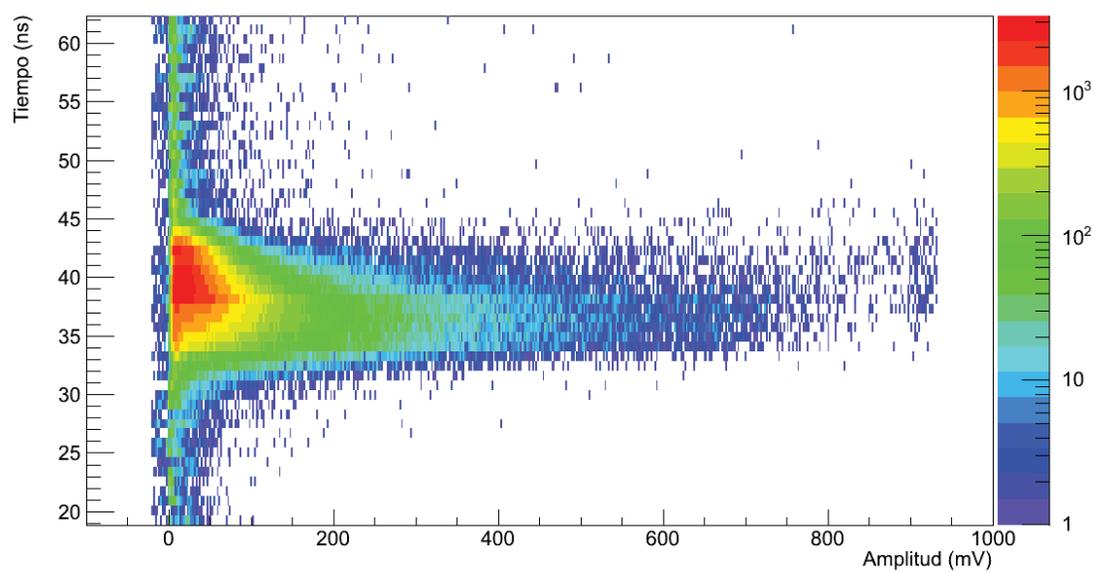
Figura 5.21: Espectro de tiempo contra amplitud de la señal para el caso del **PMT** central. Se presenta también un acercamiento a la región de mayor concentración.

tiempo.

En las figuras 5.21 y 5.22 se presenta un espectro 2–dimensional del tiempo de ocurrencia



(a) Espectro completo



(b) Acercamiento

Figura 5.22: Espectro de tiempo contra amplitud de la señal para el caso de un **PMT** periférico. Se presenta también un acercamiento a la región de mayor concentración.

de la señal relativo a la ventana de adquisición de 200ns⁶ contra la amplitud de la señal en el **PMT**. Las figuras muestran el caso del **PMT** central y el espectro genérico para un **PMT**

⁶Este tiempo es el medido en el **PMT** central.

periférico. El espectro presenta diferentes puntos de color que corresponden a cierta cantidad de eventos de acuerdo a la paleta de colores presentada a la derecha. Los puntos con colores que se acercan al violeta representan el intervalo que va de 1 a 9 eventos, mientras que los puntos con colores que se acercan al rojo representan los eventos con mayor estadística.

En el caso del **PMT** central se observa una acumulación en una banda muy pequeña de la ventana de adquisición así como eventos fuera de esta región con muy poco conteo. Éstos últimos no se consideran poco adecuados para los análisis a realizar, sin embargo representan muy poca estadística en comparación a la región de acumulación. La banda de interés se extiende en el intervalo, figura 5.21b, comprendido entre 30 y 45 ns de la ventana de adquisición y contiene eventos en todos los rangos de amplitud. La ventaja de centrarse en esta región es que los eventos debidos a ruido se reducen en un enorme porcentaje y distinguir las regiones de **SPE** y la generada por el paso de μ 's verticales será un proceso más sencillo.

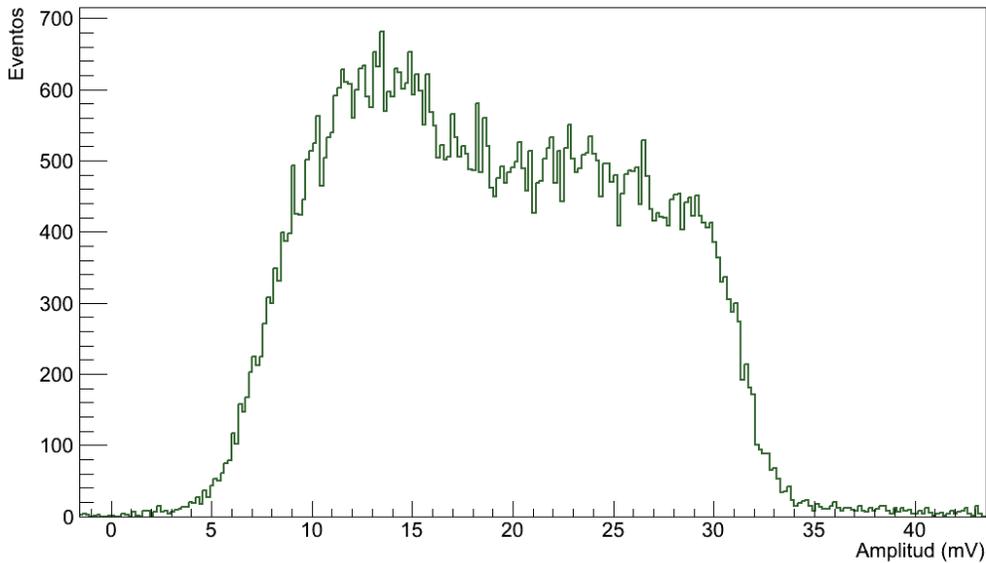


Figura 5.23: Espectro de amplitud para el **PMT** central solicitando el corte sobre los eventos ocurridos en la región temporal de 30 a 45 ns y en el intervalo más pequeño de amplitudes.

El espectro que se presenta en la figura 5.22a corresponde a un espectro genérico para los **PMT**'s periféricos del **WCD**. Se pueden observar las mismas características que en el espectro del **PMT** central. Sin embargo, a diferencia de lo visto en el **PMT** central, muchos de los eventos registrados en la región de interés solo tienen amplitudes menores a 200mV. Otro hecho interesante de ambos espectros es que el valor promedio de tiempo en esta banda es prácticamente el mismo. Para el **PMT** central es de 38.3ns, mientras que para los **PMT**'s periféricos se halla en un valor promedio de 38.1ns.

Del espectro genérico para los **PMT**'s periféricos, además, puede verse que la distribución no es completamente simétrica, figura 5.22b, y que se halla un poco corrida hacia arriba. Justamente estos son los eventos de mayor interés y que contribuyen a la identificación de eventos generados por μ 's.

Para concluir esta subsección, por aplicar como condición la revisión de eventos que se hallan en estas regiones de tiempo, se presentan a continuación los espectros de amplitud obtenidos

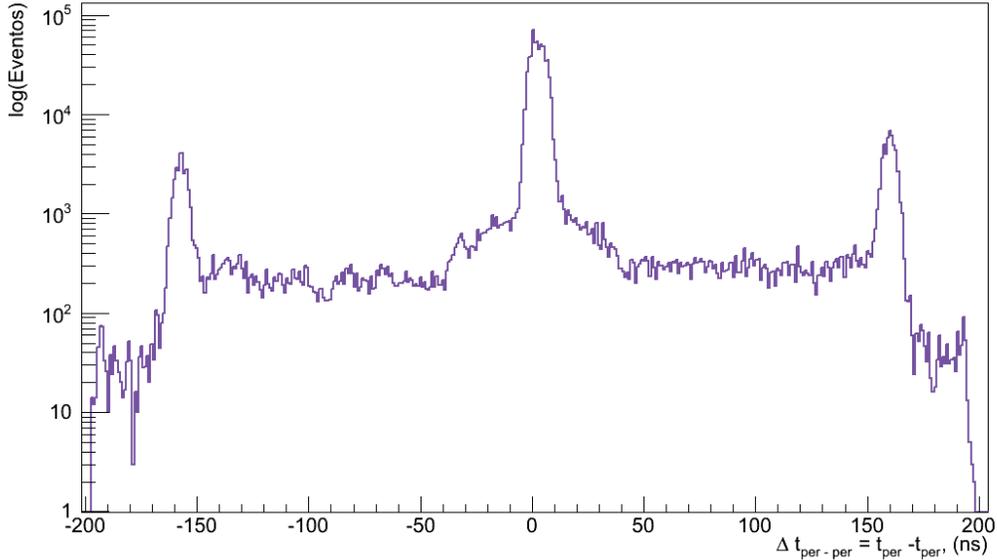


Figura 5.24: Espectro de diferencia $\Delta t = t_{pmt-a} - t_{pmt-b}$ de tiempos de ocurrencia de las señales para los **PMT a** y **b**.

para el **PMT** central cortando los eventos con amplitudes muy altas y los eventos generados por ruido.

5.5.4. Identificación precisa de distribución SPE

Como se mencionó arriba, se realizó un corte en el espectro de amplitud por seleccionar los eventos registrados en el intervalo de tiempo de 30 a 45 ns. Esta selección permite identificar de manera apropiada distribución que se debe al **SPE**.

En la figura 5.23 se presenta el histograma obtenido para el **PMT** central. La distribución presenta dos picos bien diferenciados. El primero corresponde al **SPE**. El valor promedio en esta distribución es de 13.86mV. El segundo tiene un valor promedio de 23.00mV. Con este espectro es posible verificar el valor obtenido en la sección 5.5.1 donde se calculó el valor de **SPE** en 12.80mV.

5.5.5. Espectro de diferencias de tiempo entre **PMT's** periféricos

En las figuras 5.24, 5.25, 5.26 se presentan los espectros de diferencias en tiempo $\Delta t = t_p - t_{p'}$ entre dos **PMT's** periféricos los cuales se calculan bajo la premisa de que μ 's verticales que inciden sobre el **PMT** central generan señales correlacionadas temporalmente detectadas por los tres **PMT's** periféricos.

En general, en estos histogramas se distinguen cuatro regiones de acumulación. Las dos regiones externas se deben a eventos que en un **PMT** se hallan en la región de disparo adecuada, discutida en la sección 5.5.3, y en el otro se presenta un evento que solo representa ruido de fondo del **PMT**. Por ejemplo para la figura 5.24, en la zona de la izquierda del espectro hay eventos que solo fueron vistos por el **PMT** central y el **PMT-a** pero no por el **PMT-b**. Como se discutió en la sección 5.4.3, los eventos de ruido registran máximos de amplitud hasta

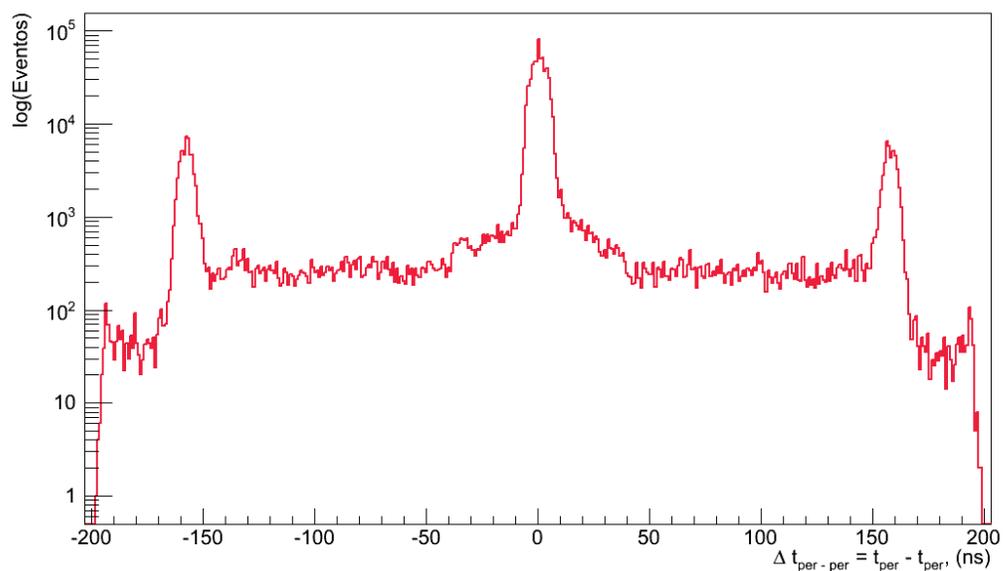


Figura 5.25: Espectro de diferencia $\Delta t = t_{pmt-a} - t_{pmt-d}$ de tiempos de ocurrencia de las señales para los **PMT a** y **d**.

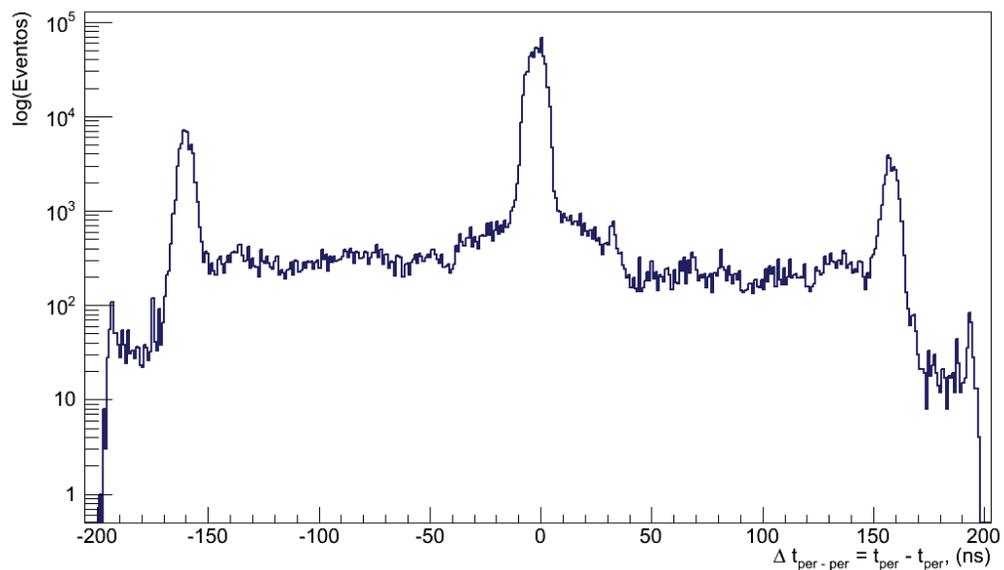


Figura 5.26: Espectro de diferencia $\Delta t = t_{pmt-b} - t_{pmt-d}$ de tiempos de ocurrencia de las señales para los **PMT b** y **d**.

los tiempos ~ 190 ns

Siguiendo hacia las zonas interiores, se presenta una meseta de eventos en la región que va de -150 ns a -50 ns y su simétrico, de 50 ns a 150 ns. Estos eventos se registran fuera de la banda

presentada en la figura 5.21. La tercera región contiene muy cercanos entre sí y que se hallan en la ventana de tiempo de -50 a 50 ns. Finalmente se hallan los eventos que corresponden a la región de interés y que muestran una distribución *gaussiana*. El ancho de la distribución indica cuál es la resolución temporal en los datos obtenidos y permite seleccionar las ventanas de coincidencia en tiempo para la identificación de μ 's. Los valores obtenidos para cada diferencia se registran en la tabla 5.2.

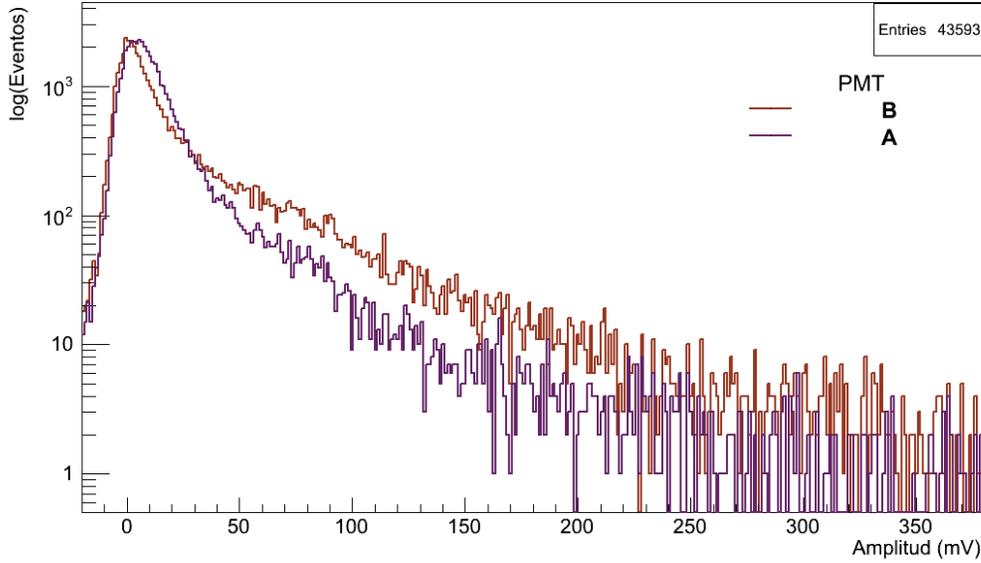


Figura 5.27: Espectro de amplitud para los **PMT a** y **b** solicitando una ventana de coincidencia entre los tres **PMT** periféricos en el intervalo $(-1.5, 1.5)$. Se observa solo un pedestal y un cambio sensible de pendiente para la región entre 50 y 100 mV.

$\Delta t = t_p - t_{p'}$ (ns)	σ (ns)
$t_{pmt-a} - t_{pmt-b}$	3.4
$t_{pmt-a} - t_{pmt-d}$	3.3
$t_{pmt-b} - t_{pmt-d}$	3.3

Tabla 5.2: Desviación estándar σ presentada en la distribución centrada en cero en las figuras 5.24, 5.25 y 5.26. Esta cantidad se relaciona con la ventana temporal más pequeña permitida para seleccionar eventos.

De la tabla 5.2 se observa que la ventana temporal de coincidencia más pequeña debe ser mayor a 3 ns.

5.5.6. Espectro de amplitud para diferentes ventanas de coincidencia

De acuerdo al modelo descrito en la sección 2.7, los eventos producidos por el paso de μ 's a lo largo del eje de simetría de un **WCD** y que impactan directamente al **PMT** central genera una señal que involucra a los cuatro **PMT** del detector. Además la señal cumple con dos condiciones temporales en los **PMT**'s. La primera es que la señal en el **PMT** central se genera primero respecto de los **PMT**'s periféricos y la diferencia en este tiempo es de 5.352ns. La segunda

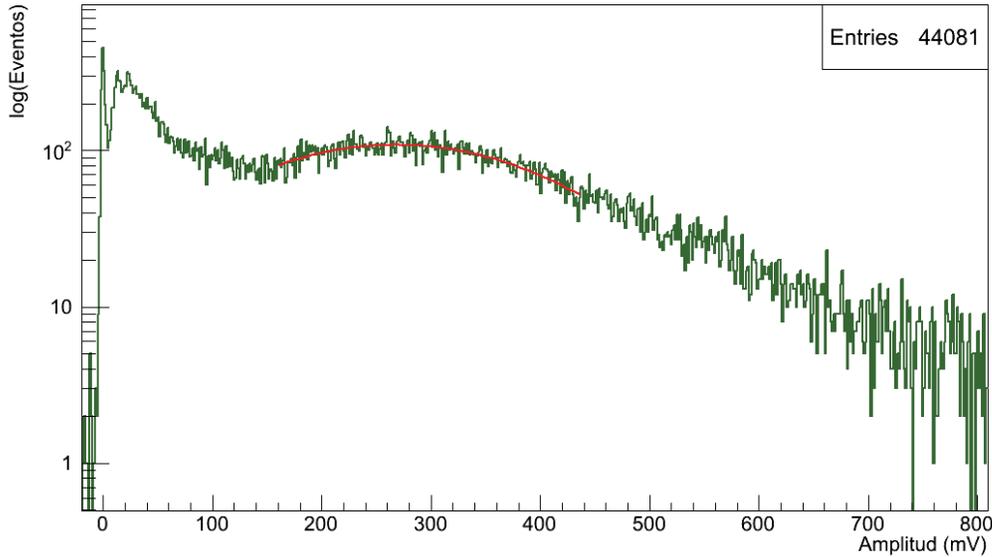


Figura 5.28: Espectro de amplitud para el **PMT** central solicitando una ventana de coincidencia entre los tres **PMT** periféricos con un ancho de 3ns. Se observan los pedestales de ruido y de **SPE** y la zona de acumulación que corresponde a μ 's verticales.

condición es que la señal que se registra en los **PMT**'s periféricos no tiene ningún retraso temporal entre éstos pues el cono de radiación *Cherenkov* alcanza a los tres **PMT**'s al mismo tiempo. Se toma la segunda condición para mostrar que pueden identificarse eventos debidos a μ . Tomando en cuenta lo discutido en la sección 5.5.5, la ventana de coincidencia temporal más pequeña que puede seleccionarse debe de tener un ancho mayor a 3ns para argumentar coincidencia en las señales.

Los espectros de amplitud de los **PMT**'s periféricos **a** y **b** son mostrados en la figura 5.27. En el caso del **PMT-a** se observa una distribución tipo *gaussiana* que es la que mayoritariamente predomina. Esta distribución corresponde a la amplitud de **SPE** y tiene un valor promedio de $5.09 \pm 0.01\text{mV}$ que se aproxima al valor reportado en la tabla 5.1. El espectro muestra que, estadísticamente, todos los eventos tienen amplitud comparable al valor de **SPE**. Por esta razón, los eventos de mayor amplitud quedan ocultos por la parte final de esta distribución. En el espectro, también es posible distinguir un cambio en la pendiente para el intervalo de 50 a 100 mV. Ésta región posiblemente corresponda a señales generados por la detección de radiación *Cherenkov* debida al paso de un μ en el **WCD**.

Para el **PMT-b** se observa el mismo tipo de estructuras que en el espectro que presenta el **PMT-a**. Sin embargo, el primer pico presentado es más bien ruido con valor promedio de $1.69 \pm 0.06\text{mV}$. Esta distribución domina todo el espectro y solo permite identificar una posible zona de eventos generados por μ 's por el cambio en la pendiente en la misma región reportada para el **PMT-a**. En estos dos espectros es lo único que puede ser discutido.

El espectro presentado en la figura 5.28 corresponde al **PMT** central para la ventana de coincidencia en los **PMT** periféricos con un ancho mayor a 3ns. En este caso se observan las distribuciones de ruido y de **SPE**. El valor promedio obtenido para la amplitud de **SPE** es $13.98 \pm 0.48\text{mV}$. Este espectro además muestra una zona de acumulación en la región que va de 200 a 300 mV. Esta región corresponde a los eventos generados por la llegada de μ 's verticales al

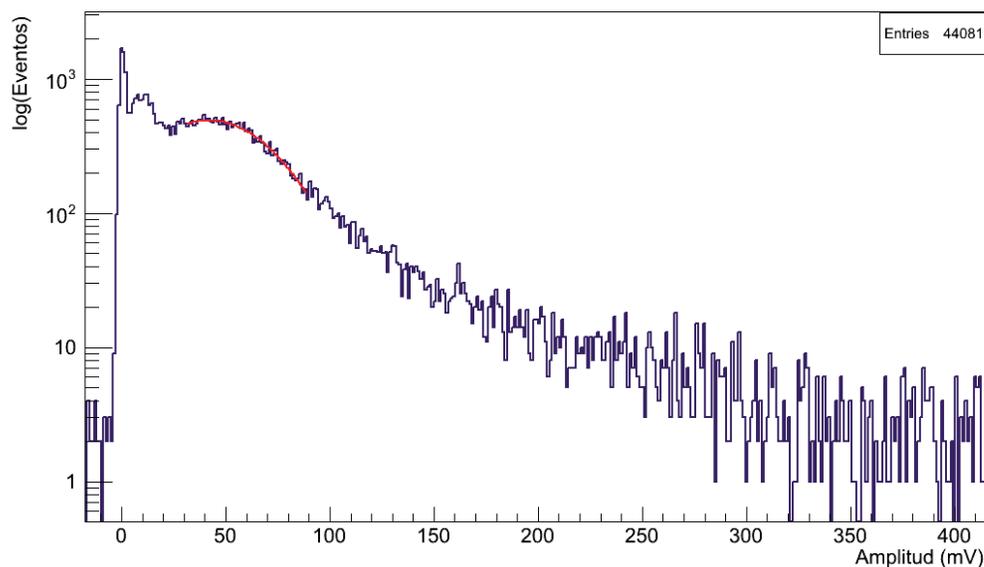


Figura 5.29: Espectro de amplitud para el **PMT-d** solicitando una ventana de coincidencia entre los tres **PMT** periféricos en el intervalo $(-1.5, 1.5)$. Al igual que en el caso del **PMT** central se observan los pedestales de ruido y del primer **SPE** así como la acumulación debida a la radiación *Cherenkov* producida en el paso del μ .

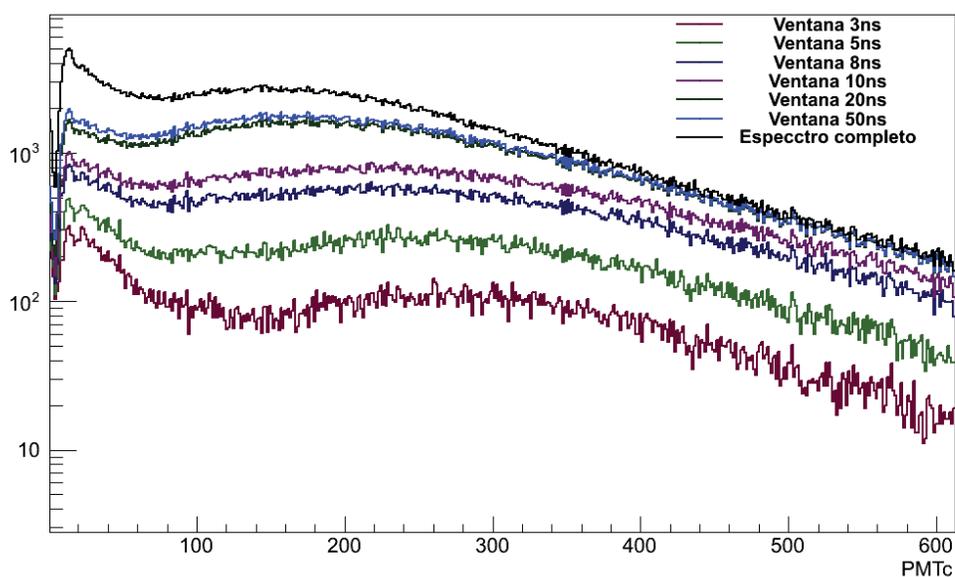


Figura 5.30: Espectro de amplitud para el **PMT** central solicitando diferentes ventanas de coincidencia temporal en los **PMT**'s periféricos. Se grafica en el eje horizontal la amplitud en mv de la señal y en el eje vertical, en escala log, los eventos registrados.

PMT central. El valor promedio obtenido es 268.46 ± 2.23 mV o $\sim 19\text{SPE}$. Este valor se obtiene por restar el valor promedio de ruido y dividirlo entre el valor promedio de la zona de **SPE**.

En el caso del **PMT-d**, presentado en la figura 5.29, se observan las mismas estructuras del espectro del **PMT** central. En este espectro, el valor promedio de **SPE** es 9.93 ± 0.21 mV. La región de acumulación para eventos que son generados por la radiación *Cherenkov* producida por los μ 's verticales da un valor de 41.96 ± 0.96 mV o $\sim 4\text{SPE}$.

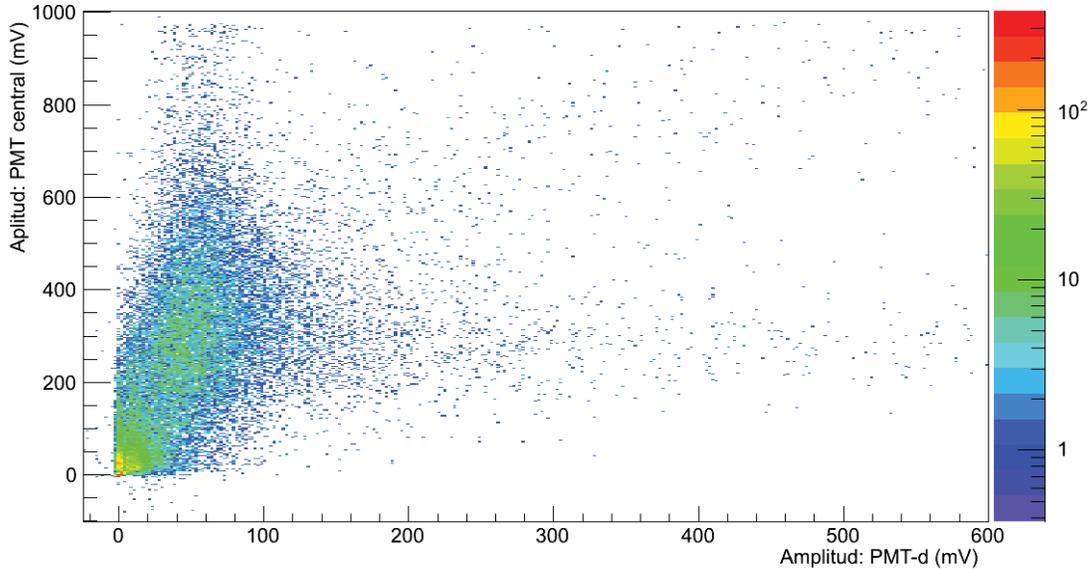


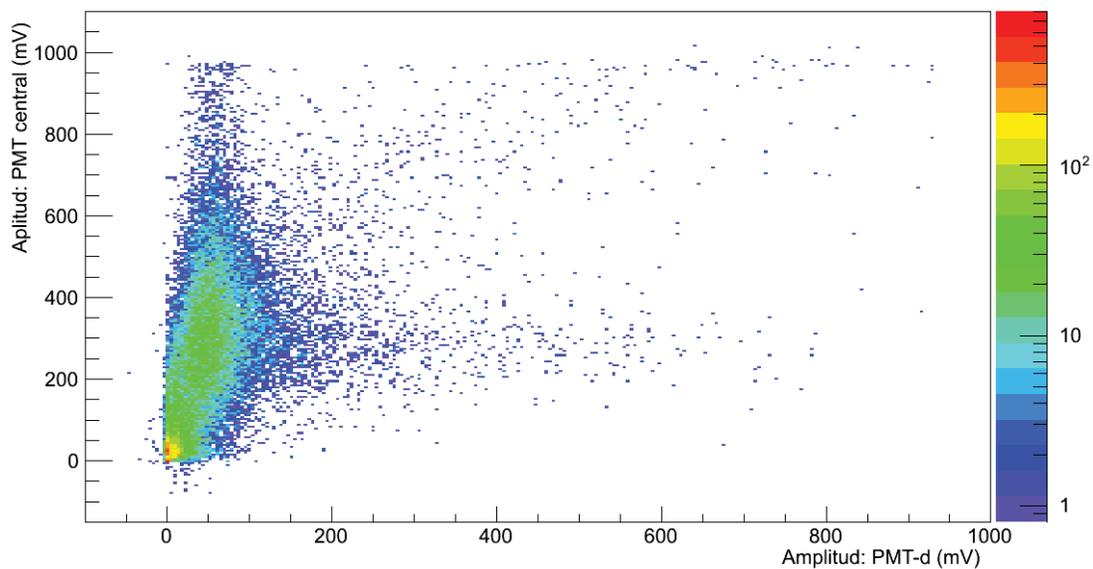
Figura 5.31: Espectro de correlación entre eventos registrados en el **PMT** central y el **PMT-d** realizando un promedio de 2 mV. En colores se muestra el número de eventos en escala log.

Al observar los espectros de los cuatro **PMT**'s puede plantearse la pregunta de por qué los espectros de los **PMT**'s periféricos **a** y **b** no muestran la distribución de eventos debido a la radiación *Cherenkov* que generan μ 's en su paso por un **WCD** tal como lo presenta el **PMT-d**. No hay una respuesta satisfactoria a este hecho y es un tema abierto todavía pero las posibles causas de esto se deben a dos factores. El primero se refiere a los parámetros de consumo de corriente de ambos **PMT**'s con valores de $105 \mu\text{A}$ cuando el valor recomendado es de $85 \mu\text{A}$ lo que puede representar una pérdida de ganancia en las señales registradas en estos **PMT**'s.

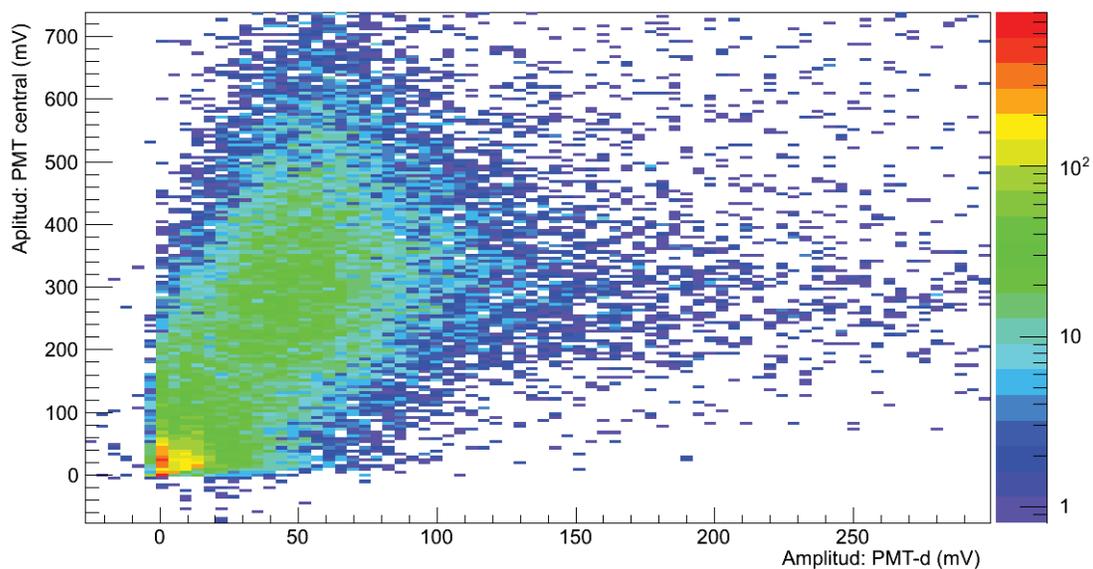
La segunda posible causa se debe a que la señal es transmitida a lo largo de cables coaxiales. Este tipo de cables permiten la transmisión de información a través de grandes distancias sin pérdida de información en todo el trayecto. También se transmite una segunda señal debido a la construcción del cable. Ambas señales tienen que desacoplarse en el punto de adquisición para obtener la señal de interés. En este caso, se hizo por usar un arreglo de condensadores que, en principio, no deben de introducir factores de ruido ni pérdidas de ganancia en las señales. Esto no se asegura completamente para el caso de los **PMT**'s **a** y **b**.

Además, por observar los espectros de los **PMT**'s central y **d** puede, también, cuestionarse si los eventos están correlacionados entre sí. La respuesta a esta pregunta se presenta en la siguiente sección.

Se termina esta subsección por presentar el espectro de amplitud para el **PMT** central para diferentes ventanas temporales de coincidencia. La razón para presentar estos espectros es ver



(a) Espectro completo



(b) Acercamiento

Figura 5.32: Espectro de correlación entre eventos registrados en el **PMT** central y el **PMT-d** realizando un promedio de 4 mV. En colores se muestra el número de eventos en escala log.

como la distribución de μ 's cambia para diferentes selecciones de eventos. El hecho de que la región de acumulación cambie se debe a que mientras mayor es la apertura de la ventana se permite la selección de eventos generados por μ 's provenientes de diferentes direcciones. Por

ejemplo para los eventos que se registran en la ventana temporal más pequeña se obtiene el espectro de μ más verticales. Mientras que el espectro completo para multiplicidad 4 muestra todas las contribuciones obtenidas de μ provenientes de todas direcciones. El espectro se presenta en la figura 5.30.

Ventana de coincidencia (ns)	Promedio distribución de μ (mV)
(-1.5,1.5)	269.13 ± 2.48
(-2,2)	257.29 ± 2.19
(-2.5,2.5)	247.52 ± 2.16
(-3,3)	233.08 ± 2.26
(-3.5,3.5)	218.76 ± 1.55
(-4,4)	214.90 ± 1.51
(-4.5,4.5)	211.77 ± 1.36
(-5,5)	209.63 ± 1.27

Tabla 5.3: Valores obtenidos para el máximo de la distribución de μ para diferentes ventanas de coincidencia. Esto se refiere a que la diferencia temporal entre los tiempos de ocurrencia de las señales en los **PMT** periféricos está en el intervalo (-1.5ns,1.5 ns), por ejemplo. La razón para que esta distribución se mueva es que se toman las contribuciones de los μ que llegan en diferentes direcciones y la radiación *Cherenkov* llega en diferentes intervalos de tiempo a los **PMT**'s periféricos.

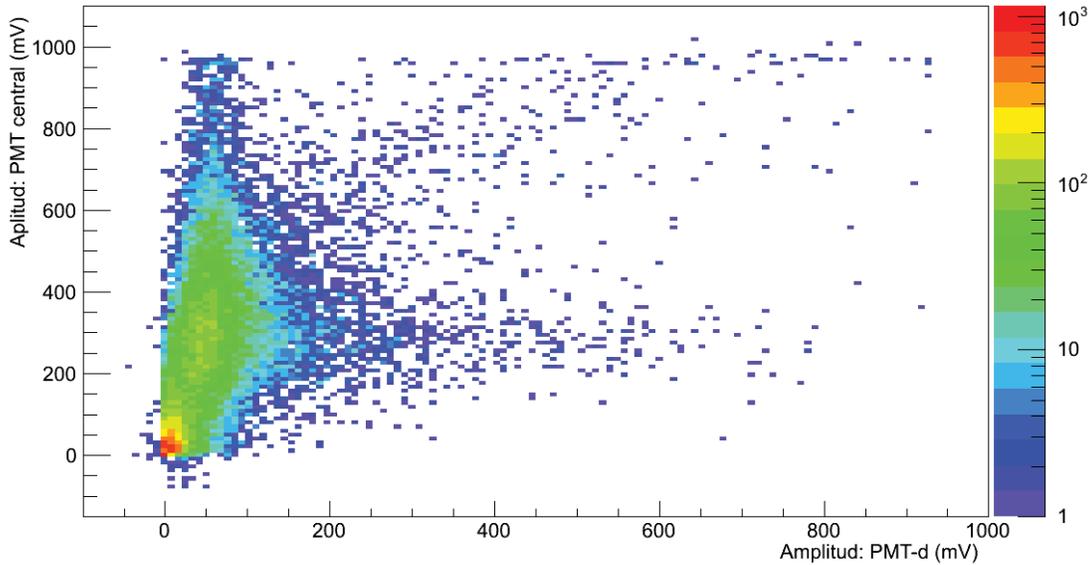


Figura 5.33: Espectro de correlación entre eventos registrados en el **PMT** central y el **PMT-d** realizando un promedio de 8 mV. En colores se muestra el número de eventos en escala log.

Finalmente, en la tabla 5.3 se puede observar cuantitativamente como la región de acumulación cambia su valor para las diferentes ventanas de coincidencia. Estos cambios permitirían identificar μ que provienen de diferentes direcciones y cuantificar la luz que se produce a su paso.

5.5.7. Espectro de correlación de eventos

La última parte de este análisis tiene que ver con la pregunta planteada en la sección anterior y es observar si existe una correlación en los eventos registrados por los **PMT**'s de acuerdo a lo observado en los espectros de amplitud con ventana de coincidencia. Para esto se realizaron los espectros 2-dimensional de amplitudes entre un **PMT** periférico y el **PMT** central que se obtienen por tomar de cada evento las amplitudes de cada **PMT** y colocarlos en un histograma lo que permite mostrar la correlación entre los eventos registrados.

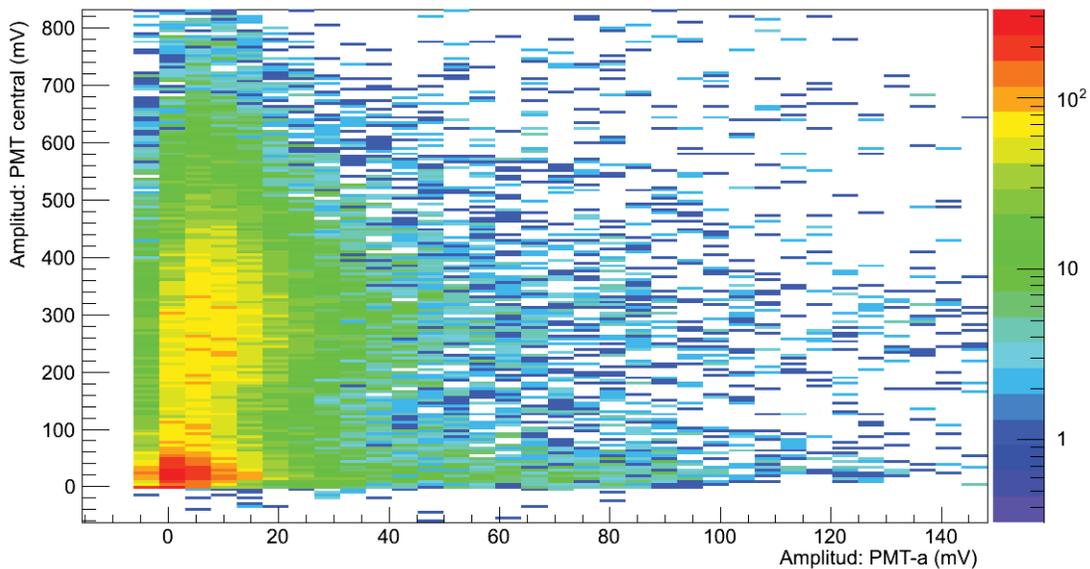


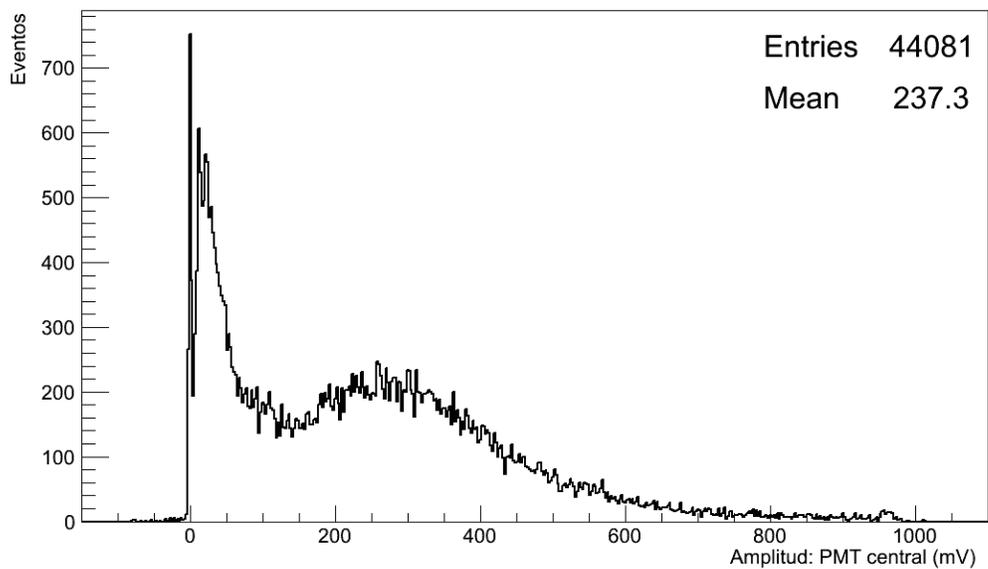
Figura 5.34: Espectro de correlación entre eventos registrados en el **PMT** central y el **PMT-a** realizando un promedio de 4 mV. En colores se muestra el número de eventos en escala log.

En las figuras 5.31, 5.32 y 5.33 se observan los espectros que se obtienen para el **PMT-d**. Las gráficas son el resultado de promediar los datos a 2 mV, 4 mV y 8 mV. En la figura 5.31 se observa el resultado de promediar a 2 mV. Puede observarse en colores el número de eventos en escala log. Se distinguen dos zonas en la región cercana a 0 mV y en la región de 200 mV para el **PMT** central. La primera región se extiende hasta cerca de los 40 mV, se muestra en color verde brillante y puede observarse que ambos **PMT**'s registran señales con amplitudes similares a la de un **SPE**. Éstos son los eventos que ocurren con mayor frecuencia. La segunda región forma una isla y corresponde a la acumulación generada por eventos generados por μ verticales reportada en secciones anteriores para ambos **PMT**'s.

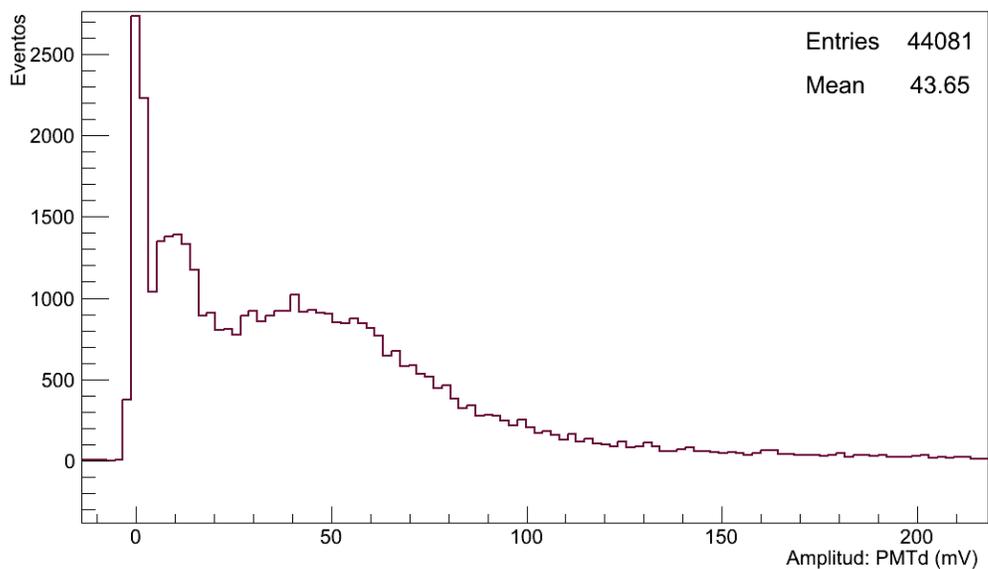
Los espectros mostrados en la figura 5.32 se obtienen de promediar a 4 mV. Se observan las mismas regiones que en la figura 5.31, sin embargo la región de acumulación que corresponde a μ 's verticales en ambos **PMT** se distingue mejor en el acercamiento, figura 5.32b. Finalmente, en la figura 5.33 se observa el espectro que se obtiene al promediar los datos a 8 mV. El espectro muestra el mismo resultado que en las anteriores corroborando que los eventos registrados en el **PMT** central y el **PMT-d** están correlacionados bajo la condición de coincidencia temporal en los tres **PMT**'s periféricos.

En la figura 5.34 se muestra el espectro obtenido para el **PMT-a**. En este puede observarse que los eventos que corresponden a μ 's verticales en el **PMT** central se correlacionan a eventos

en el **PMT-a** con amplitudes en la región de **1SPE**.



(a) **PMT** central



(b) **PMT** d

Figura 5.35: Espectro de amplitud en los **PMT** central y **d** obtenidos de realizar las proyecciones sobre los dos ejes en el espectro de la figura 5.31.

Para terminar, se presentan los espectros de amplitud que se obtienen al proyectar el espectro de la figura 5.31 sobre los dos ejes. Ambos espectros debieran coincidir a los que se presentan en

las figuras 5.28 y 5.29. El resultado se muestra en la figura 5.35.

En los dos espectros se distinguen dos regiones de acumulación que corresponden a las señales de **SPE** y a la debida al paso de μ 's verticales en el **PMT** central. Por realizar un ajuste tipo "gaussiano" sobre esta región se obtienen los valores promedio de 266.73 ± 2.73 mV y 40.99 ± 1.68 mV para los **PMT** central y **d** respectivamente, valores que coinciden con los valores presentados en la sección 5.5.6.

5.6. Conclusiones

Al aplicar los análisis descritos en este capítulo se verifica que es posible identificar eventos en detectores individuales debido al paso de μ 's que viajan a lo largo del eje de simetría de un **WCD** de **HAWC**.

Los análisis muestran, que para el caso de los **PMT**'s central y **d**, la señal generada corresponde a **19SPE** y **4SPE**, respectivamente. Para el caso de los otros dos **PMT** periféricos los resultados muestran que las señales registradas tienen amplitudes muy bajas y el espectro es dominado por ruido y por la distribución de **SPE**.

Otro resultado importante es que el espectro de amplitud para el **PMT** central varía conforme se ensancha la ventana de coincidencia entre los otros **PMT**'s. Esto se debe a que se permite la selección de eventos generados por μ 's que se propagan en trayectorias que tienen un ángulo θ respecto al eje de simetría del tanque. Esto aún está en proceso de comprobarse.

Capítulo 6

Conclusiones generales

6.1. Introducción

Este breve capítulo muestra las conclusiones generales obtenidas tras realizar el trabajo de programación, análisis de datos y discusión de los resultados. Se centra sobre la importancia de este trabajo y acerca de lo que viene en un futuro y lo que se realiza actualmente en este problema.

6.2. Acerca del trabajo

El trabajo realizado en esta tesis permite, entre otras cosas, cuantificar cuán viable es instalar un módulo **FADC** para la adquisición de señales y su posterior análisis. El módulo cumple ciertos estándares que le permiten ser confiable para señales que tengan amplitudes por encima de 10 mv. En este caso, la resolución máxima, 1024 datos por evento registrado, permite realizar análisis con enorme precisión. Sin embargo, lo mismo no se puede decir para eventos que registran señales con amplitudes menores a 5 mv pues la tarjeta utilizada, tarjeta **DRS4**, para realizar los muestreos continuos de las señales, introduce factores de ruido que compiten con las amplitudes de las señales. Este factor extra de ruido se debe a los acoplamientos que tienen que realizarse entre diferentes localidades de memoria para generar un evento completo.

Por otro lado, los procesos de análisis desarrollados para identificar eventos generados por el paso de μ 's verticales solo fue posible para dos de los cuatro **PMT**'s, **PMT** central y **PMT-d**, del **WCD-L11**. El saber porqué los otros dos **PMT**'s no observan lo mismo es un hecho todavía inconcluso.

Para el caso de los **PMT**'s central y **d** donde se observan las regiones de acumulación se obtienen valores promedio de 19 y 4 **SPE**. Estos resultados se obtuvieron de aplicar el modelo descrito en la sección 2.7 para calcular el retraso de la señal entre la llegada de un μ al **PMT** central y la llegada de la luz *Cherenkov* a los **PMT**'s periféricos.

Estos resultados muestran que es posible identificar eventos debido al paso de μ 's en el interior de un **WCD**. De hecho, de los resultados obtenidos en la sección 5.5.6 se observa que es posible identificar la contribución de μ 's provenientes de diferentes direcciones al observar como se desplaza el valor promedio de la distribución de μ 's para diferentes ventanas de coincidencia entre **PMT**'s periféricos. La explicación a este corrimiento es que conforme el μ se propaga a lo largo de una trayectoria con una inclinación θ respecto al eje de simetría del **WCD**, la sección eficaz σ presentada por los **PMT**'s periféricos disminuye y por lo tanto colectan menor cantidad de luz. Además, las señales en estos **PMT**'s ya no son simultáneas sino que tienen diversos

retrasos.

Esto, muestra además que es posible aplicar este tipo de análisis para mejorar el algoritmo de separación de eventos de tipo hadrónico de los eventos generados por la componente electromagnética permitiendo aumentar la eficiencia de **HAWC** y mejorar los análisis para la identificación de fuentes emisoras de γ 's de alta energía.

6.3. En un futuro

Este problema no está completamente cerrado y se han hecho adquisiciones nuevas para permitir identificar de manera más precisa eventos por el paso de μ 's al interior de un **WCD** por agregar al arreglo un **PMT** "ciego"¹ colocado a un costado del **PMT** central. También se colocaron dos placas de material centellador con una placa de plomo encima la cual permite que solo lleguen μ 's al interior del **WCD** y se propaguen hasta el **PMT** ciego. Los resultados preliminares se muestran muy similares a los obtenidos en este trabajo.

Otra de las cosas a futuro, es ver como se aplican estos resultados para la mejora del algoritmo de identificación y separación de eventos.

Otros trabajos que se pueden realizar es aplicar métodos más exhaustivos para identificar el tiempo en que ocurre la señal al aplicar el método que se utiliza en los discriminadores de fracción constante y aumentar la resolución de los análisis desarrollados. Otro hecho a mejorar es calcular la carga de la señal generada y no tomar el valor de amplitud del pico de la señal.

Por último, este análisis puede aplicarse a diferentes **WCD**'s y corroborar los resultados registrados para el caso del **WCD-L11**.

¹Este **PMT** tiene una cubierta de plástico en la parte del fotocátodo que no permite que partículas de baja energía y fotones lo alcancen. Solo partículas con poca pérdida de energía atraviesan el material y son capaces de generar señales.

Bibliografía

- CAEN. Caen. 2010. Disponible en <http://www.caen.it> (último acceso, Mayo, 2014).
- CAEN. *Technical Information Manual, Revision n. 7, Mod.N6742*. Caen, Tools for discovery, 2012a.
- CAEN. *UM1934 CAENComm User & Reference Manual. Rev.5-13 July 2012*. Caen, Tools for discovery, 2012b.
- CAEN. *UM1935 CAENDigitizer User & Reference Manual. Rev.4-10 December 2012*. Caen, Tools for discovery, 2012c.
- CAEN. *UM2091 WaveDump User Manual, Rev.6-7 June 2012*. Caen, Tools for discovery, 2012d.
- CERN. *User's Guide. ROOT. An Object-Oriented Data Analysis Framework*. 2013.
- DAVIS, A. An Overview of Cosmic-Ray Elemental Composition. Caltech University, 2004. Disponible en <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ACENews/ACENews83.html> (último acceso, Octubre, 2009).
- J. BERINGER ET AL. Particle data group. *Physical Review D*, vol. 86, 2012.
- JELLEY, J. V. Cherenkov radiation and its applications. *British Journal of applied physics*, vol. 6, 1955.
- JELLEY, J. V. *Cherenkov Radiation and its applications*. Pergamon Press, 1958.
- KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement, third edition*. John Willey & Sons Inc., 2000.
- LEO, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics, a How to approach*. Springer-Verlag, 1987.
- MORHÁČ, M. *Processing and Visualization Functions*. 2012.
- RITT, S. *DRS4, 9 Channel 5 GSPS Switched Capacitor Array*. Paul Scherrer Institute, 2012.
- SCHLICKEISER, R. *Cosmic Ray Astrophysics*. Springer-Verlag, 2002.
- STANEV, T. *High Energy Cosmic Rays, second Edition*. Springer-Verlag, 2010.