

# Identificación y Caracterización de la Señal Producida por Muones en datos de los Detectores Cherenkov de Agua del Observatorio LAGO (Latinoamerican Giant Observatory)

Yorlan Arneþ Pérez Cuevas



Programa de Física  
Departamento de Física y Geología  
Facultad de Ciencias Básicas  
Universidad de Pamplona  
Pamplona, 2022

# Identificación y Caracterización de la Señal Producida por Muones en datos de los Detectores Cherenkov de Agua del Observatorio LAGO (Latinoamerican Giant Observatory)

*Trabajo de grado presentado como requisito  
para obtener el título de:*

*Físico*

Yorlan Arneth Pérez Cuevas

*Director:*

Mauricio Suárez Durán, Dr.



Grupo Integrar



Programa de Física  
Departamento de Física y Geología  
Facultad de Ciencias Básicas  
Universidad de Pamplona  
Pamplona, 2022

*“ Cualquier persona que se ha visto seriamente comprometida en el trabajo científico de cualquier tipo se da cuenta de que en las puertas de entrada del templo de la ciencia están escritas las palabras: 'debes tener fe'. Es una virtud que los científicos no pueden prescindir.”*

Max Planck.

## Agradecimientos

Primero que todo quiero darle gracias a Dios, porque sin él no hubiera cumplido unas de mis metas que era culminar mis estudios, mi familia especialmente a mi mamá Sofia Sandoval y mi papá Enrique Perez que fueron unos impulsores para que no desfallecerá nunca en mi carrera, a mi pareja Julitza Torres que con sus consejos y apoyo me dieron fuerza para terminar, profesores que en todo este largo trayecto estuvieron allí para mí, compañeros: Yesid Madrid y Jonathan Mercado en especial porque me dio un apoyo fundamental con la herramienta computacional “LATEX” para así tener un excelente trabajo de grado, a mis colegas de investigación Michel Parada y Marcel Parada que fueron un apoyo fundamental en los seminarios con el docente Mauricio. Gracias por todo, porque sin esta ayuda no me hubiera sido fácil realizarme como profesional, ya que estuvieron en todo este camino para culminar esta tan deseada etapa de mi vida. Agradezco a la universidad de Pamplona y al grupo de investigación integrar por el apoyo académico y principalmente al semillero Chitarero. De igual forma agradezco al observatorio no centralizado de fisica de partículas y astro-partículas LAGO por dejarme ser parte de esta prestigiosa red de colaboracion, y a mi tutor Mauricio Suárez Durán por abrirme las puertas, tenerme paciencia y por toda la dedicación, empeño que tuvo en este proyecto, y así yo poder realizar esta investigación y tener el título de “*Físico*”. a todos y todas gracias muchas gracias.

# Identificación y Caracterización de la Señal Producida por Muones en Detectores Cherenkov de Agua del Observatorio LAGO

Yorlan Arneth Pérez Cuevas

*Director:*

Mauricio Suárez Durán, Dr.

## RESUMEN

El Observatorio Gigante Latinoamericano (LAGO, por sus siglas en inglés) es un conjunto de observatorios de detectores Cherenkov de agua (WCD, por sus siglas en inglés), que se distribuyen por toda América Latina, desde México hasta la Antártida, con objetivos científicos por el estudio de los rayos cósmicos, los fenómenos meteorológicos espaciales, radiación del flujo de fondo de rayos cósmicos a nivel del suelo. La calidad de los datos registrados por el observatorio LAGO está garantizada con base en un protocolo que incluye el proceso de instalación y el seguimiento periódico de la calibración. Esta calibración se basa en la señal producida por partículas, tipo muon que pasa completa y verticalmente a través del WCD, Señal denominada VEM (*Vertical Equivalent Muon*); por lo tanto, la identificación del VEM es importante para la confiabilidad y la interpretación correcta de los datos del observatorio LAGO. Actualmente, el algoritmo del observatorio LAGO para procesar y analizar los datos nos permite identificar la señal VEM, pero este algoritmo falla ocasionalmente para algunos datos, principalmente porque el agua en el WCD se vuelve más absorbente para los fotones de Cherenkov, por lo que estos datos son rechazados. Aquí mostramos un análisis tanto para las señales modeladas computacionalmente, como para datos por muones en dos de los WCD de LAGO, como es en el caso del WCD Caju instalado en Campina Grande (Brasil) y WCD Chitaga instalado en Bucaramanga (Colombia), con el objetivo de recuperar los datos rechazados. Principalmente se estimó la fluencia de rayos cósmicos que ingresan a la atmósfera para las posiciones geográficas de interés, y durante un cierto tiempo por el paquete de modelos computacionales desarrollado por LAGO, ARTI. Posteriormente se modeló la señal producida por muones tipo VEM, tanto para el modelo computacional como para los datos medidos, y el pulso para la señal de muones y lo hemos probado a lo largo de simulaciones de Monte Carlo, utilizando ARTI. Para los datos, hemos utilizado una hora de datos aceptados para caracterizar las propiedades de la señal del muón, es decir, pico e integral de la señal, el tiempo de caída del pulso, entre otros.

**Palabras claves:** Radiación del flujo de fondo de rayos cósmico, Señal de muones, Detector Cherenkov de Agua, ARTI.

# Índice general

<b>Lista de Símbolos</b>	<b>2</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>4</b>
<b>2. Rayos cósmicos</b>	<b>1</b>
2.1. Espectro de energías de los rayos cósmicos . . . . .	1
2.2. Lluvias atmosféricas extendidas . . . . .	3
2.2.1. Estructura de las lluvias atmosféricas extendidas . . . . .	5
2.2.2. Modelado computacional de las EAS . . . . .	7
<b>3. Observatorio LAGO</b>	<b>12</b>
3.1. Distribución de los detectores Cherenkov del observatorio LAGO . . . . .	13
3.2. Detectores Cherenkov de agua del observatorio LAGO . . . . .	14
3.2.1. Fotomultiplicador ó PMT . . . . .	15
3.2.2. Radiación Cherenkov . . . . .	16
3.3. Calibración de detectores Cherenkov del observatorio LAGO . . . . .	17

<b>4. Respuesta simulada de un WCD a la componente muonica y componente electromagnetica</b>	<b>21</b>
4.1. Geant4 . . . . .	21
4.2. Modelado computacional de la respuesta de un WCD LAGO al fondo de radiación. . . . .	22
4.2.1. Ajuste polinomico de segundo orden al pulso tipo muon . . . . .	23
4.2.2. Ajuste exponencial modificado al pulso de todas las partículas . . . . .	24
4.2.3. Ajuste exponencial modificado al pulso de las particulas tipo Muon . . . . .	26
4.3. Discriminación de eventos a partir de la parametrización de las partículas tipo muon para el WCD Caju como para el WCD Chitaga . . . . .	27
<b>5. Estudios de la joroba del Muon en los datos del observatorio LAGO</b>	<b>29</b>
5.1. Identificación de la joroba del Muon para el detector Caju . . . . .	30
5.2. Ajuste de la joroba del Muon para el detector Caju . . . . .	32
5.3. Parametrización de eventos correspondiente a la joroba del Muon . . . . .	34
5.4. Discriminación de eventos a partir de la parametrización de la joroba del Muon . . . . .	36
5.5. Identificación de eventos a partir de la discriminación de la joroba del Muon . . . . .	37
<b>6. Análisis de resultados</b>	<b>39</b>
<b>7. Conclusiones</b>	<b>42</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>42</b>

# Índice de figuras

2.1. Espectro medido de rayos cósmicos primarios . . . . .	3
2.2. Relación entre posición y la altura . . . . .	4
2.3. Estructura general de una EAS . . . . .	6
2.4. Desarrollo longitudinal de una EAS . . . . .	7
2.5. Espectro secundarios en Bucaramanga . . . . .	9
2.6. Espectro secundarios en Campina Grande . . . . .	10
3.1. Distribución geográfica y altitudes de los detectores de agua Cherenkov de LAGO . . . . .	13
3.2. Esquema de un detector Cherenkov de agua . . . . .	15
3.3. Esquema de funcionamiento de un fotomultiplicador . . . . .	16
3.4. Esquema de producción radiación cherenkov . . . . .	17
3.5. Histograma de calibración . . . . .	19
3.6. Producción de fotones Cherenkov . . . . .	19



4.1. histograma modelado de foto-electrones Chitaga . . . . .	22
4.2. Histograma modelado de foto-electrones Caju . . . . .	23
4.3. Histograma foto-electrones para muones . . . . .	24
4.4. Ajustes para todas las partículas . . . . .	24
4.5. Residuo para los ajustes de todas las partículas . . . . .	25
4.6. Ajustes para partículas tipo muon . . . . .	26
4.7. Residuo para los ajustes de las partículas tipo muon . . . . .	27
4.8. Distribución tiempo decaimiento Caju . . . . .	27
4.9. Distribución tiempo decaimiento Chitaga . . . . .	28
5.1. Histograma carga datos Caju . . . . .	31
5.2. Histograma carga datos Chitaga . . . . .	31
5.3. Ajuste polinomico de segundo orde de la joroba del Muon . . . . .	32
5.4. Tiempo decaimiento primeros 100 pulsos . . . . .	34
5.5. Ajuste a un pulso de muon . . . . .	34
5.6. Distribución tiempo decaimiento en datos para Caju . . . . .	36
5.7. Distribución tiempo decaimiento en datos para Chita . . . . .	36
5.8. Filtrado del tiempo decaimiento para WCD Caju . . . . .	37
5.9. Filtrado del tiempo decaimiento para WCD Chitaga . . . . .	38



---

# Índice de símbolos

$A$	Número másivo
$c$	Velocidad de la luz en el medio
$CG$	Campo Geomagnético
$CORSIKA$	Cosmic Ray Simulations for Kascade
$e^+$	Positrón
$e^-$	Electrón
$Z$	Número atómico
$\theta$	Angulo cenital
$\rho$	Densidad
$\omega$	Frecuencia de oscilación
$\varphi$	Angulo azimutal
$EAS$	Cascadas atmosféricas extendidas
$EGS4$	Electrón Gamma Shower
$eV$	Electro Volt
$FE$	Foto-electrones
$GHEISHA$	Gamma Hadron Electron Interaction SHower code
$l$	Distancia
$LAGO$	Observatorio Gigante de Latinoamérica
$nT$	nano Tesla
$PMT$	Tubo fotomultiplicador
$QGSJET$	Quark Gluon String model with JETs
$RC$	Rayos cósmicos
$s.n.m$	Sobre el nivel del mar
$UV$	Ultravioleta
$VEM$	Vertical-Equivalent Muon. Unidad de señal del detector de superficie
$WCD$	Detector Cherenkov de Agua
$V_p$	Velocidad de propagación de la partícula en el medio
$\beta$	Velocidad de la luz relativa en el vacío

---

# Capítulo 1

## Introducción

Los rayos cósmicos poseen un amplio rango de energía desde  $\sim 10^4$  eV hasta un poco más allá de  $\sim 10^{19}$  eV, donde solo los rayos cósmicos con energías muy cercanas o por debajo de  $\sim 10^9$  eV son producidos por el Sol, principal fuente de estos rayos cósmicos. Los rayos cósmicos son partículas procedentes de distintas partes del universo, que constantemente bombardean a la alta atmósfera y generan lluvias de partículas que a su vez impactan la superficie terrestre. El estudio de los rayos cósmicos contribuye a comprender los fenómenos más energéticos del universo, tales como: explosiones de supernovas, pulsares, núcleos activos de galaxias, coalescencias de agujeros negros y de estrellas de neutrones [1], además, complementa las mediciones de los aceleradores en tierra, permitiendo validar los modelos de interacción. En particular, lo que es el flujo medido de rayos cósmicos de ultra alta energía (mayor  $\sim 10^{19}$  eV) revela un exceso en la producción de muones en tierra respecto del estimado con modelos derivados de los datos adquiridos en aceleradores [2].

En 1911, Víctor Franz Hess, físico austriaco, demostró que la ionización atmosférica aumenta proporcionalmente con la altura. Dedujo que estos rayos cósmicos podían proceder del espacio exterior. Para describir el resultado de la interacción de los rayos cósmicos procedentes del espacio exterior con la atmósfera terrestre surge el término de lluvias atmosféricas extendidas (EAS, por sus siglas en inglés). Estas interacciones constantes de rayos cósmicos con la atmósfera generan una lluvia o cascada, de nuevas partículas que pueden llegar a extenderse en  $\sim 35 \text{ km}^2$  a una altura cercana al nivel del mar. Acerca del estudio de estos rayos cósmicos y otro tipo de energía como son los rayos gamma (GRB).<sup>1</sup> que son eventos que pueden tardar hasta 2 segundos y en el cual se encuentran con energías superiores a  $\sim 10^{19}$  eV.

De este interés nace la colaboración LAGO, Observatorio Gigante Latinoamericano (por sus siglas en inglés) [3], LAGO es un observatorio de radiación cósmica que

---

<sup>1</sup>Gamma Ray Bursts

---

se extiende a lo largo de America latina, desde México hasta la Antártida [4, 5] y tiene como objetivos científicos estudiar la radiación cósmica de baja energía (hasta  $10^{15}$  eV ), fenómenos de clima espacial y la radiación atmosférica a nivel del suelo. Para cumplir con estos objetivos, el observatorio LAGO cuenta con una red de detectores Cherenkov de agua (WCD, por sus siglas en inglés), instalados en los 9 países asociados al observatorio: Argentina, Bolivia, Brasil, Colombia, Ecuador, Guatemala, México, Perú, Venezuela, España y 35 Instituciones académicas.

El Observatorio Gigante Latinoamericano LAGO registra estos eventos, y en particular en este tipo de eventos son fundamentales los muones porque, son la columna vertebral para la calibración de los detectores de LAGO. El presente trabajo trata sobre como el observatorio LAGO detecta los rayos cósmicos, la caracterización de las señales producidas por muones en los detectores del observatorio LAGO, la cual son la motivación para este trabajo por el rol que juegan éstas señales en la calibración de los WCD. Esto quiere decir, que una mejor identificación de muones implica una mejora en la calibración del instrumento.

La calidad de esta Señal registrada por los WCD del observatorio LAGO se garantiza a partir de un protocolo que incluye el proceso de instalación y el monitoreo periódico de la calibración del instrumento. Esta calibración está basada en la señal que producen partículas tipo muon que atraviesan completamente, y verticalmente, el WCD; señal que se denomina VEM (por sus siglas en inglés, *Vertical Equivalent Muon*) [6]. La motivación principal de usar el VEM -base del proceso de calibraciones que esta señal está muy por encima del nivel de ruido electrónico del detector, además que la geometría cilíndrica -ergo la relación base/altura- de los WCD facilita la identificación de esta señal [6].

Este trabajo de grado se ha estructurado de la siguiente manera: en el capítulo II se presentan los conceptos básicos asociados a la física de los rayos cósmicos; el capítulo III aborda y presenta el observatorio LAGO, definiendo allí qué es un WCD, su distribución y su calibración; luego, el capítulo IV se centra en la realización del modelado computacional de la respuesta de un WCD a la componente muónica como electromagnética para WCD Caju y WCD; en el capítulo V se hace el estudio de datos medidos por dos de los WCDs del Observatorio LAGO tanto para el WCD Caju como para el WCD Chitaga; en capítulo VI se hace una descripción detallada de los resultados obtenidos en el presente trabajo; finalmente, el capítulo VII se entregan las conclusiones.

## Capítulo 2

# Rayos cósmicos

Los Rayos cósmicos están constituidos por núcleos atómicos y partículas que provienen del espacio exterior. Su nacimiento puede estar ligado a ser galáctico o extra-galáctico, y la energía al estar en el orden de los GeV [7]. La primera detección de Rayos cósmicos fue realizada por Víctor Francis Hess en 1912, quien realizó una serie de experimentos el cual comprendía en unos ascensos en globo, llevando consigo tres electros copios. Hess descubrió que la radiación aumenta con la altitud [8]. Así determinó a partir de sus observaciones que: el origen de las tasas de ionización medidas solo puede explicarse con la existencia de una radiación que proviene del exterior de la Tierra; y que esta radiación se caracteriza por tener alta capacidad de penetración en la materia [9]. En la actualidad, el estudio de rayos cósmicos nos da pistas de como los procesos astrofísicos llegan a generar este tipo de partículas, con un espectro de energías que va desde los  $\sim 10^9$  eV hasta superar los  $\sim 10^{20}$  eV. Con el objetivo de entender la física implícita en este espectro, se han diseñado diferentes experimentos que apuntan a hacer valiosos aportes a la comprensión a los procesos de aceleración, transporte, e interacción con los campos magnéticos [9].

### 2.1. Espectro de energías de los rayos cósmicos

El origen de la radiación cósmica correspondiente a diferentes procesos físicos en el universo. La mayoría de estos procesos se caracterizan por las grandes cantidades de energía con las que se lanzan al espacio distintos tipos de partículas, tales como

---

hadrones, núcleos atómicos, fotones, neutrinos, leptones, rayos gamma. El flujo de la Radiación Cósmica que llega a la tierra provenientes del espacio exterior se caracteriza por seguir la ley de potencias de la forma.

$$\frac{dN}{dE} = E^{-\alpha}, \quad (2.1)$$

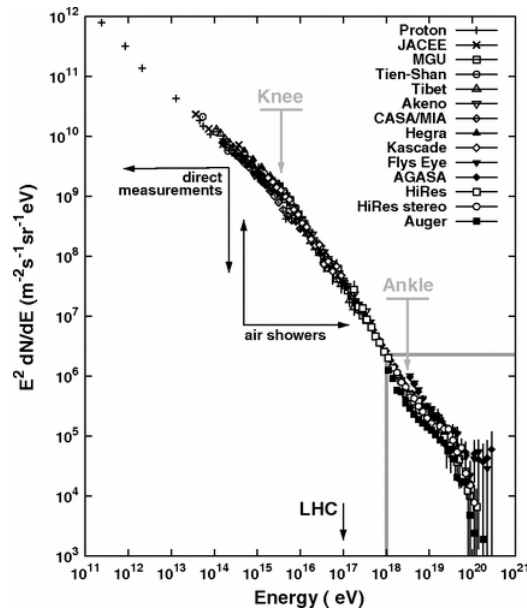
Donde  $N$  representa el número de rayos Cósmicos,  $E$  la energía de las partículas y el exponente  $\alpha$  se denomina índice espectral [10]. El estudio de rayos cósmicos se realiza en tres zonas de energía que se encuentran delimitadas por los cambios en el índice espectral: Baja con rayos cósmicos que tienen energías menores a  $\sim 10^{15}$  eV, Alta con rayos cósmicos con energías entre  $\sim 10^{15}$  eV y  $\sim 10^{18}$  eV, y Ultra alta energía con rayos cósmicos con energías superiores a  $\sim 10^{18}$  eV. El observatorio LAGO centra su estudio en la zona de baja energía es decir hasta  $\sim 10^{15}$  eV, es decir, donde el flujo de rayos cósmicos es afectado y modulado por eventos solares y cambios en el campo geomagnético. Por otra parte, los cambios del índice espectral  $\alpha$  se les conoce por el nombre de rodilla, tobillo y supresión. La figura 2.1 muestra el espectro de energías de los rayos cósmicos, donde se puede observar estos cambios de pendiente.

Dado que  $\alpha$  no es un parámetro constante, sus variaciones se catalogan como: rodilla, a  $\sim 10^{15}$  eV, tobillo a  $\sim 10^{18}$  eV, y Corte a  $\sim 10^{18}$  eV, y están asociados a los procesos físicos de aceleración y transporte de los rayos cósmicos; ver más detalles en [11].

Entonces notamos la transición entre distintos fenómenos físicos, observamos cambios en la pendiente espectral tales como:

- \*— Viento Solar  $\rightarrow \sim 10^9$  eV
- \*— Modulación Solar  $\rightarrow \sim 10^{12}$  eV
- \*— 1<sup>ra</sup> rodilla  $\rightarrow \sim 10^{15,5}$  eV
- \*— 2<sup>da</sup> rodilla  $\rightarrow \sim 10^{17}$  eV
- \*— Tobillo  $\rightarrow \sim 10^{18,61}$  eV
- \*— Supresión  $\rightarrow \sim 10^{19,46}$  eV





**Figura 2.1:** Flujo diferencial de las partículas primarias en función de la energía de la radiación cósmica. Satélites, globos y detectores de superficie, marcan las energías para la cual estos instrumentos tienen eficiencia a la hora de detectar rayos Cósmicos. Imagen extraída de [12]

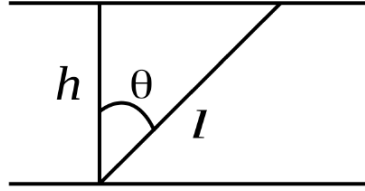
## 2.2. Lluvias atmosféricas extendidas

Los rayos cósmicos primarios son partículas compuestas mayormente de protones (y en mucha menor cantidad núcleos atómicos más pesados), que vienen del espacio exterior principalmente de nuestra galaxia. Los rayos cósmicos interactúan con la atmósfera a altitudes entre 15 km y 60 km sobre el nivel del mar, dependiendo de su naturaleza. Estos se descomponen en una serie de partículas al colisionar con los átomos de la alta atmósfera, como  $N_2$ ,  $O_2$  y Ar, los cuales son los elementos más abundantes en la atmósfera [13].

Dichas interacciones dan lugar a una reacción en cadena, la cual da como resultado una serie de partículas de menor energía, llamadas secundarias, ver figura 2.3. El número de secundarios a cierta altura sobre el nivel del mar depende principalmente de dos factores: la energía del primario y la cantidad de atmósfera atravesada [14]. Es importante tener en cuenta que el parámetro que describe la cantidad de materia atravesada por la lluvia a medida que se desarrolla en la atmósfera, se denomina profundidad atmosférica, denotada por  $X$  y definida como

$$X(l) = \int_1^{\infty} \rho(l') dl' \quad (2.2)$$

Donde  $X(l)$  representa la masa de aire por unidad de área que atraviesa una partícula a lo largo de la atmósfera desde el infinito hasta una altura  $l$  sobre el nivel del mar, que a su vez depende de la altura  $h$  sobre la superficie, y de la dirección en la que viaja la partícula.



**Figura 2.2:** Relación entre posición  $l$   $X(l)$  y la altura sobre el nivel del mar  $h$ , para el caso de una atmósfera plana. Imagen extraída de [9]

$$\rho(h) = \rho(h_0) \left( \frac{T(h_0)}{T(h)} \right) \exp \left( - \int_{h_0}^h \frac{M g(h)}{R T(h)} dh \right) \quad (2.3)$$

siendo  $T(h)$  la temperatura a la altura  $h$ ;  $R$  la constante universal de los gases,  $M$  la masa molar del aire ( $M = 0,02896 \text{ kg mol}^{-1}$ );  $g(h)$  la aceleración debida a la gravedad a la altura  $h$ , y  $h_0$  el nivel de referencia [9].

La altura  $h$  se relaciona con  $l$  por medio del ángulo  $\theta$  de la dirección de la trayectoria respecto a la vertical (despreciando la curvatura de la Tierra), expresada en unidades de ( $\text{gr/cm}^2$ ) [15].

$$h \simeq l \cos \theta, \quad (2.4)$$

En general, la curvatura de la Tierra se torna importante para ángulos cenitales  $\theta \leq 70^\circ$  [15]. Por construcción, la profundidad atmosférica medida en la dirección vertical a una altura  $h$  *s.n.m.* puede obtenerse a partir de la presión atmosférica  $\rho(h)$  a esa misma altura:

$$X(h) = \int_h^{\infty} \rho(l) dl = \frac{g(h)}{g(h)} \int_h^{\infty} \rho(l) dl = \frac{P(h)}{g(h)}, \quad (2.5)$$

En particular, la profundidad atmosférica a nivel del mar es

---


$$X(h = 0) = \frac{101325\text{Pa}}{9,8\text{ms}^{-1}} = 10332\text{kgm}^{-2} \quad (2.6)$$

La primera interacción ocurrirá a una profundidad denominada  $X_0$ , y que en general se encuentra en la zona superior de la tropósfera, o en la estratósfera, en algún punto situado entre los  $\sim 15$  Km y los  $\sim 60$  km de altura para una lluvia vertical, y dependerá de la sección eficaz de interacción entre el primario y el aire [9].

### 2.2.1. Estructura de las lluvias atmosféricas extendidas

Las EAS presentan una estructura que se define a partir del tipo de partícula: electromagnética, muónica y hadrónica. El origen de cada componente en la cascada dependerá del tipo de primario que interactúa con la atmosfera, Como se ilustra en la figura 2.3. El desarrollo de la lluvia iniciada por un fotón o un electrón-positrón, está regida por procesos electromagnéticos: Bremsstrahlung (radiación de frenado) y creación de pares en la atmosfera. Ambos procesos están acoplados, en el sentido de que aquellos fotones con energía suficiente son capaces de producir pares que a su vez experimentan radiación por frenado. Este acoplamiento de las reacciones es la razón principal para la formación de la cascada electromagnética [11]. Los fotones decaen en un par  $e^\pm$ , representando cerca del  $\sim 99\%$  del total de las partículas producidas, lo que conlleva a que la componente electromagnética contenga del orden del  $\sim 90\%$  de la energía total del primario. Adicionalmente, cuando la lluvia es iniciada por una partícula tipo hadrón, la tercera parte de la energía involucrada va a la producción de pares  $e^\pm$  provenientes de piones neutros [11], que eventualmente contribuyen a la componente electromagnética de la lluvia. Se presentan a continuación las reacciones esquemáticamente [16]:

$$\gamma \rightarrow e^\pm, \quad (2.7)$$

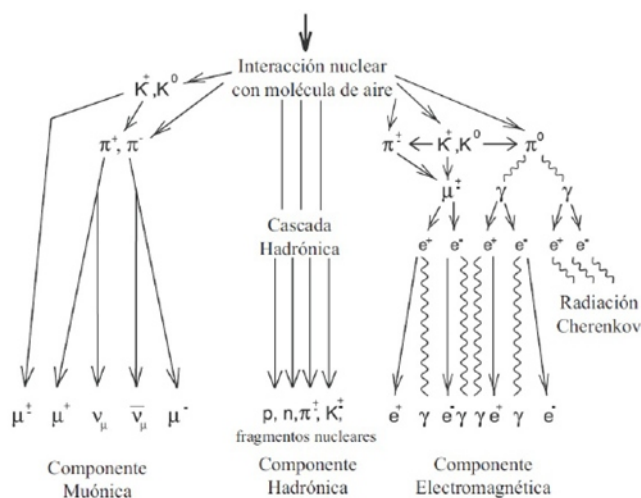
$$e^\pm \rightarrow e^\pm \gamma, \quad (2.8)$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \quad [\sim 98,8\%], \quad (2.9)$$

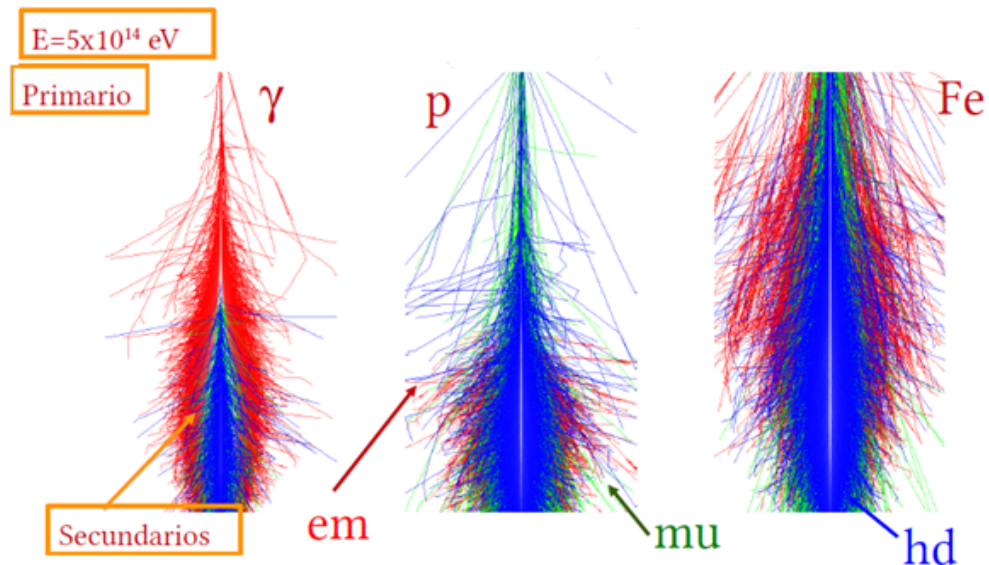
$$\pi^0 \rightarrow \gamma e^\pm \quad [\sim 1\%], \quad (2.10)$$

✱ **Componente Electromagnética:** Las interacciones electromagnéticas de las partículas de la cascada pueden ser descritas con gran precisión. Los  $\pi^0$  crean fotones ( $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ), que inician la cascada electromagnética constituida por fotones, electrones y positrones. Esta componente se lleva la mayor parte de la energía inicial, además de contar con un numero de partículas abundantes debido a la rápida multiplicación que desarrolla [17].

- \*— **Componente Hadrónica:** Contiene aproximadamente el  $\sim 1\%$  de las partículas de la cascada, está constituida por piones, kaones y bariones. Son producto de la interacción de un hadrón cósmico de alta energía (generalmente un protón) con un núcleo de la atmósfera.
- \*— **Componente Muónica:** Los mesones cargados dan lugar a muones ( $\pi^+\pi^- \rightarrow \mu^+\mu^- + \nu^+\nu^-$ ) que forman la componente muónica de la cascada. Los muones difícilmente interaccionan y solamente pierden una pequeña fracción de su energía, debido a que tienen mayor masa que los electrones, por lo que se desarrolla de manera distinta lo largo de la cascada [10].



**Figura 2.3:** Esquema de la estructura general de una EAS generada por un rayo cósmico tipo hadrón. Se observan tres componentes, que se pueden registrar con Detectores Cherenkov de Agua, para este tipo de EAS: electromagnética, hadrónica y muónica. Imagen extraída de [13].



**Figura 2.4:** se observa el desarrollo longitudinal de tres EAS producidas a la izquierda por un fotón, en el centro por un protón y la derecha por moléculas de hierro, todas verticales y con  $E= 5 \times 10^{14}$  eV. la diferencia de colores producidas en estas lluvias nos permite identificar las componentes principales en estas: componente electromagnética (rojo), la componente muónica (verde) y la componente hadrónica (azul). Notamos como los electrones predominan en una lluvia iniciada por un fotón, mientras los hadrones empiezan a tomar relevancia con el progreso de la lluvia.. Imagen extraída de [18] .

### 2.2.2. Modelado computacional de las EAS

En esta sección se presenta el modelado de las lluvias atmosféricas extendidas. Que consistió en un modelo al espectro de rayos cósmicos que llegan a la atmósfera. El análisis de datos experimentales de EAS requiere de entender y modelar las interacciones físicas de altas energías (mayor GeV), las cuales suceden entre los rayos cósmicos y los elementos presentes en la atmósfera terrestre. Para ello se realizan modelados computacionales utilizando métodos Monte Carlo donde se consideran las interacciones fuertes a altas y bajas energías, además de las electromagnéticas.

CORSIKA (por sus siglas en inglés Cosmic ray simulations for kascade) es una

---

herramienta que se especializa en modelar las EAS iniciadas por diferentes tipos de rayos cósmicos, desde protones hasta el núcleo atómico del hierro. Existen distintos modelos (VENUS, QGSJET y DPMJET) para las interacciones hadrónicas [19], el modelo utilizado en este trabajo es QGSJET-II-4 (Quark Gluon String model with JETs, version II-4. Altas energías) y GHEISHA-2002 (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code. Bajas energías) y para las interacciones electromagnéticas se utilizó el modelo EGS4 (Electron Gamma Shower, versión 4) [20].

Es importante destacar que CORSIKA no calcula la fluencia de rayos cósmicos primarios, es decir ni el tipo ni cantidad de núcleos que ingresarían a la atmósfera en cierto tiempo y área. Por esta razón, en este trabajo se ha calculado esta fluencia, para una hora de flujo, haciendo uso de la herramienta computacional ARTI [21]; dispuesta por la colaboración LAGO para este propósito.

ARTI permite estimar el número y tipo de rayos cósmicos que ingresan a la atmósfera para una cierta posición geográfica, y durante un cierto tiempo. Para esto, se parte del espectro medido de primarios (ver figura 2.1) el cual se puede modelar como ley de potencias de la forma:

$$\Phi(E, Z, A, \Omega) = \frac{dN(E)}{dsd\Omega dt dE} \simeq j_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^{\alpha(E, Z, A)} \quad (2.11)$$

Donde  $dN$  es el número de partículas,  $dt$  es el tiempo,  $ds$  es el área,  $d\Omega$  es el ángulo sólido (definido como  $d\Omega = \sin(\theta)d\theta$ ),  $dE$  es el intervalo de energía,  $j_0$  es una constante de proporcionalidad que se ajusta al rango de energías de interés a través del índice espectral y  $\alpha(E, Z, A)$  es el índice espectral,  $Z$  es el número atómico y  $A$  el número másico.

Al integrar la ecuación 2.11 se puede obtener el número esperado de primarios por núcleo  $(Z, A)$ .

$$N(Z, A, \theta) = \mathfrak{N}(\theta) j_0(Z, A) \frac{(E/E_0)^{\alpha'(Z, A)}}{\alpha'(Z, A)} \Big|_{E_m}^{E_M} \quad (2.12)$$

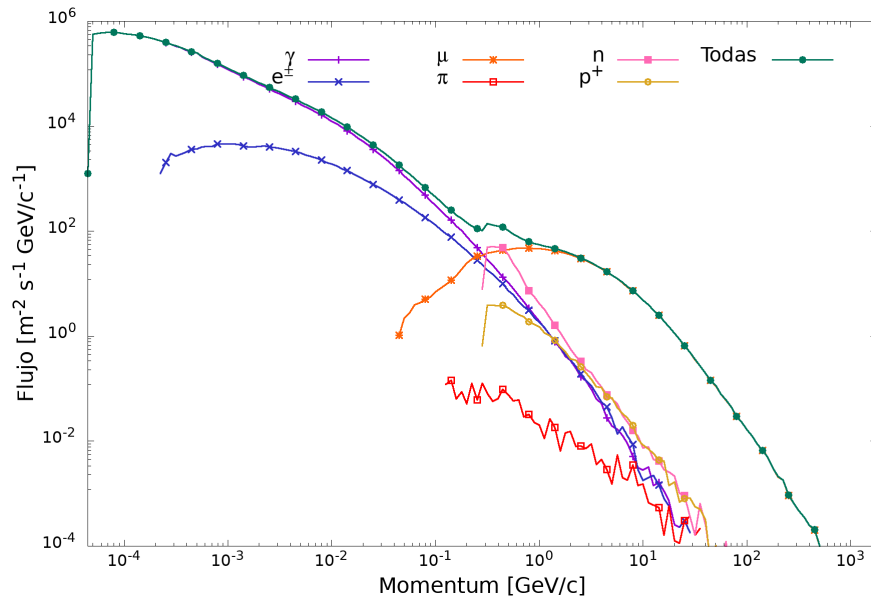
Donde  $\mathfrak{N}(\theta) = \sin^2(\theta)\pi\Delta s\Delta t$  siendo  $\theta$  el ángulo cenital,  $\alpha'(Z, A) = \alpha(Z, A) + 1$  y  $E_M - E_m = \Delta E$  es la banda de energía.

Una vez calculada la fluencia de primarios sobre el cenit de Campina Grande y Bucaramanga se estimó el flujo de secundarios producidos por estas, a las alturas, de Campina Grande (550 m s.n.m), y Bucaramanga (956 m s.n.m), Para esto, se empleó el CORSIKA desplegado en el clúster computacional ACME, administrado por el

---

CIEMAT.<sup>1</sup> y facilitado su acceso gracias a la colaboración LAGO.

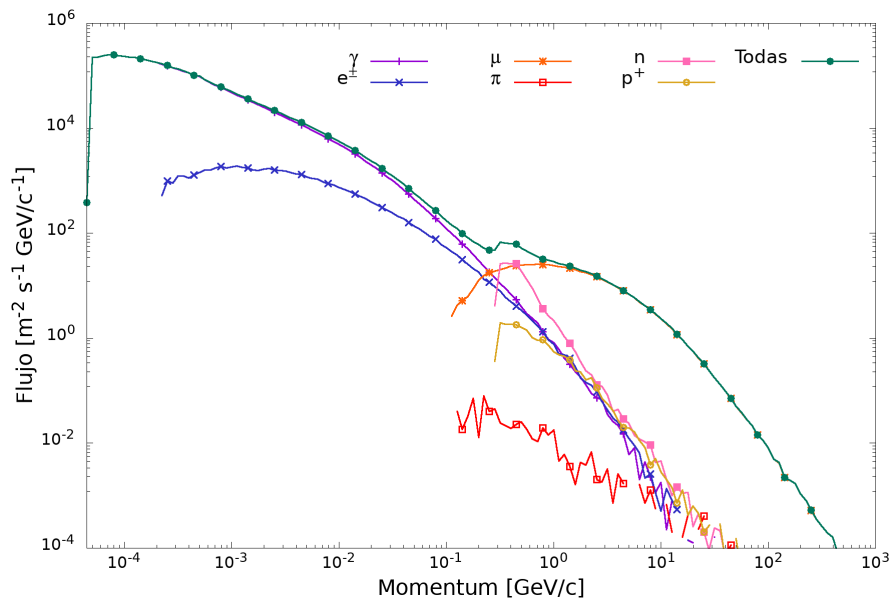
Se realizó ajustando los modelos de interacción de altas y bajas energías, además de ajustar el tipo de atmósfera (usando el modelo atmosférico MODTRAM). En principio, y como se mostrará más adelante, es razonable suponer que la cantidad de partículas secundarias al nivel del detector proviene de una unión entre el flujo de primarios y la producción de secundarios: por un lado, primarios de alta energía producirán un gran número de secundarios al suelo; mientras que, por otro, la baja producción a energías menores es compensada por el elevado flujo de primarios. Los resultados de esta estimación se presentan en las figuras 2.5 y 2.6, donde se observa la distribución del flujo de secundarios que se producen en una hora del momento por tipo secundario que arribarían a la altura de Campina Grande y Bucaramanga. Estas figuras 2.5 y 2.6 hacen parte de los resultados de este trabajo de grado, es decir, que se reprodujeron y compararon con las presentadas en [22].



**Figura 2.5:** a) Espectro de energía de los secundarios que se producen durante una hora de flujo a nivel del suelo en Bucaramanga (Colombia). Espectro de todos los secundarios total (línea verde) y las contribuciones de un solo componente (líneas de color).

---

<sup>1</sup><http://rdgroups.ciemat.es/web/sci-track/facilities>



**Figura 2.6:** a) Espectro de energía de los secundarios que se producen durante una hora de flujo a nivel del suelo en Campina Grande (Brasil). Espectro de todos los secundarios total (línea verde) y las contribuciones de un solo componente (líneas de color) .

CORSIKA requiere una serie de parámetros de entrada entre los que se encuentra un modelo atmosférico según la latitud a la cual se quiere realizar la simulación, modelos para interacciones hadrónicas de alta y baja energía, e interacciones electromagnéticas, campo geomagnético correspondiente a la ubicación deseada y cortes de energía de secundarios, los cuales representan el límite inferior donde se dejan de propagar los diferentes tipos de partículas. Los parámetros que se tienen en cuenta para realizar la simulación son:

- \*— Rango de rayos cósmicos primarios desde  $Z=1$  (Hidrógeno) hasta  $Z=26$  (Hierro).
- \*— Rango de energía de los primarios, desde 5Gev a  $1 * 10^6$  Gev.
- \*— Rango de ángulo cenital, de  $0^\circ$  a  $90^\circ$ .
- \*— Modelo atmosférico (E2) para Campina Grande y Modelo atmosférico (E3) para Bucaramanga.
- \*— Altura sobre el nivel del mar, para el detector Chitaga 959 m, y altura sobre el nivel del mar para el detector Caju 550 m.
- \*— Campo geomagnético correspondiente a la posición de Chitaga ( $7.11392^\circ$  N,  $73.1198^\circ$  W); componente norte  $BN = 26,755.8$  nT y componente vertical



---

BZ = 15,881.7 nT, calculados segun el modelo IGRF [23]. Campo geomagnetico correspondiente a la posicion de Caju (7.23072°S,35.8817° W); componente norte BN = 21,114.4 nT y componente vertical BZ = -12,811.9 nT.

✱— Detector Volumetrico ( $m^3$ ).

✱— Tiempo total 3600 segundos.

El flujo para Campina Grande es  $\sim 435.3$  particulas/ $m^2/s$  y para Bucaramanga es  $\sim 1047.2$  particulas/ $m^2/s$ . Como resultado de esta simulación en Bucaramanga, la figura 2.5 presenta el máximo de energía para los  $e^\pm$  se encuentra en el orden de las decenas de MeV con un máximo en  $\sim 1,1 \times 10^{-2}$  GeV para los  $e^-$  y de  $\sim 3,5 \times 10^{-2}$  GeV para los  $e^+$ . Es importante resaltar que los neutrones contribuyen a energías de décimas de GeV, más que las componente de muones y con cerca de un orden de magnitud por encima que los protones, sin embargo para energías superiores a un GeV, la componente muónica domina por más de dos órdenes de magnitud a la de neutrones; para más detalle de este espectro secundario consultar [9, 11].

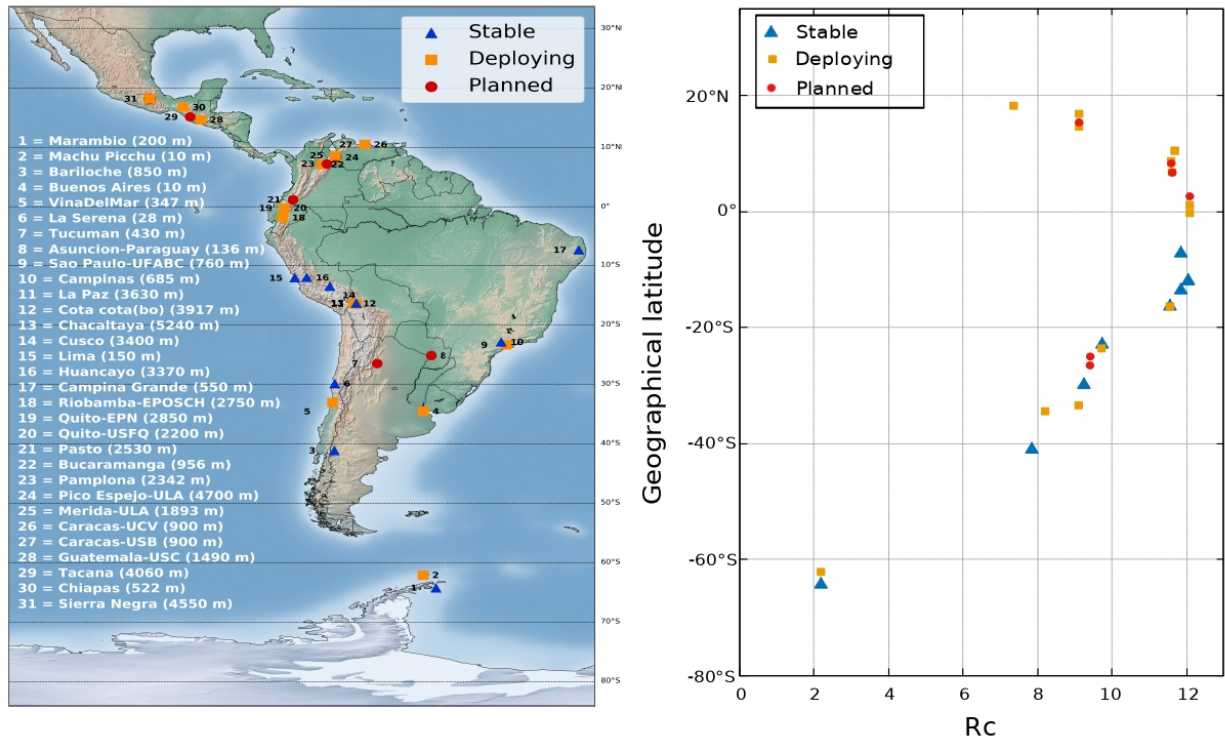
## Capítulo 3

# Observatorio LAGO

El observatorio gigante latinoamericano LAGO (por sus siglas en inglés: Latinoamerican Gian Observatory) es creado con el objetivo principal de detectar rayos cósmicos de alta energía (mayor a  $10^{15}$  eV) utilizando para llegar a este propósito los detectores Cherenkov de agua(WCD, por sus siglas en inglés) instalados en alturas de alta montaña. La red de detección del observatorio LAGO consiste en conjuntos únicos de detectores de partículas a nivel del suelo, que abarcan diferentes sitios ubicados en latitudes significativamente diferentes (actualmente desde México hasta la región antártica) y diferentes altitudes (desde el nivel del mar hasta más de 5000 metros sobre el nivel del mar), cubriendo una amplia gama de cortes de rigidez geomagnética y niveles de absorción/reacción atmosférica. Este es un observatorio internacional de astrofísica y astro partículas donde participan 9 países iberoamericanos ubicados en diferentes altitudes como se muestra en la figura 3.1 desde México hasta la Antártida, a saber, Argentina, Brasil, Bolivia, Chile, Colombia, España, Guatemala, México y Perú. Está integrado por grupos interdisciplinarios de físicos, ingenieros y estudiantes con casi 100 miembros de 25 instituciones académicas. Este Observatorio inicia en el año 2005. La Universidad de Pamplona desde el año 2019 hace parte activa de esta colaboración y el presente trabajo constituye aporte científico del observatorio LAGO para la identificación y parametrización de los pulsos tipo muón que son detectados por los WCD a nivel del suelo a raíz de la interacción de los rayos cósmicos en la alta atmósfera.

La idea base del observatorio es operar detectores Cherenkov en agua de bajo costo en altas montañas para intentar detectar destellos gamma, y estudiar la actividad solar a través de la modulación que ésta produce sobre el flujo de RC primarios de baja energía (en el orden de  $\sim 10^{12}$  eV); usando para esto WCD ubicados en diferentes alturas s.n.m. El método empleado por el observatorio LAGO para detectar estos eventos consiste en la técnica de partícula única, que permite medir la energía y dirección de procedencia

de estos eventos, a partir de los subproductos que se generan por la interacción con la atmósfera terrestres.



**Figura 3.1:** En la izquierda encontramos distribución geográfica y altitudes de los detectores de agua Cherenkov de LAGO: los que están en funcionamiento están representados con triángulos azules, los cuadrados naranjas son los que están en despliegue y los sitios planificados están indicados en círculos rojos. A la (derecha) corte de rigidez vertical en cada sitio del observatorio LAGO. Imagen extraída de [21].

### 3.1. Distribución de los detectores Cherenkov del observatorio LAGO

Casi todos los detectores pertenecientes al Observatorio LAGO están instalados en zonas remotas y poco accesibles, por lo que el uso de la red facilita la recolección de datos y las pruebas de eficiencia de cada detector. Antes de instalar cada detector, se deben de realizar modelos computacionales que nos den alguna idea de los parámetros que esperamos o para establecer el diseño de los detectores. Este tipo de observatorio que se basa en la utilización de detectores Cherenkov en agua, están situados en la superficie terrestre y son capaces de detectar rayos cósmicos y rayos gamma de forma

---

indirecta, La forma en que los detectores cherenkov están distribuidos Actualmente es en Chacaltaya (Bolivia, 5300 msnm), Sierra Negra (México, 4650 msnm), entre otros [3].

El observatorio LAGO, partiendo del hecho que, a mayor altura sobre el nivel del mar, el área de detección requerida es menor, comparada con bajas alturas, tiene como objetivo aportar información relevante y de alta calidad científica sobre el flujo y la naturaleza de la Radiación Cósmica, instalando un menor número de detectores por encima de los 4000 m s.n.m.

## 3.2. Detectores Cherenkov de agua del observatorio LAGO

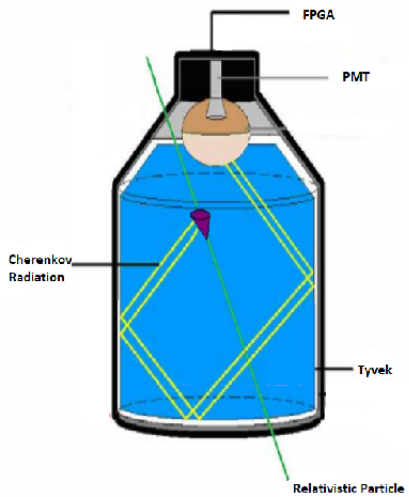
Los detectores Cherenkov de agua (WCD, por sus siglas en inglés) del observatorio LAGO consiste en un tanque de forma cilíndrica cubierto por una capa plástico o de polietileno que envuelve y protege que actúa como una barrera previniendo el ingreso de luz externa. El volumen de agua purificada.<sup>1</sup> son contenidos por una bolsa fabricada de Tyvek<sup>®</sup> (ver figura 3.2), con el fin de aumentar la reflectividad de la radiación Cherenkov en el interior del tanque. En el interior se instala un dispositivo foto sensible denominado fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés). Este PMT se ubica de tal forma que apunte hacia el agua, permitiendo de esta forma la mayor captación posible de los fotones que se generan por radiación Cherenkov. Estos fotones son debidos al paso de partículas cargadas relativistas por el volumen de agua, como se explicará con más detalle en la sección 3.2.2.

La radiación cherenkov producida por la propagación de partículas relativistas por el tanque es reflejada por el Tyvek<sup>®</sup> y adquiridas desde abajo por un fotomultiplicador, colocado en el centro del tanque en la parte superior, acoplado al Tyvek<sup>®</sup> lo mejor posible para minimizar las pérdidas de luz Cherenkov. El PMT transforma estos fotones Cherenkov en señales eléctricas que son leídas por la electrónica de adquisición, para luego procesarlas y transformarlas en señales digitales que se almacenan en un disco rígido. La electrónica de adquisición está conformada por: almacenamiento local de datos, digitalizadora y el PMT [24]. Actualmente la colaboración LAGO está implementando nuevas tecnologías de adquisición de datos, basadas en tarjetas integradas como RedPitaya STEMLab<sup>2</sup> [25].

---

<sup>1</sup>La calidad del agua se mide en términos del coeficiente de absorción. La colaboración LAGO permite que cada país aplique el protocolo que mejor se adapte a las condiciones particulares de cada lugar.

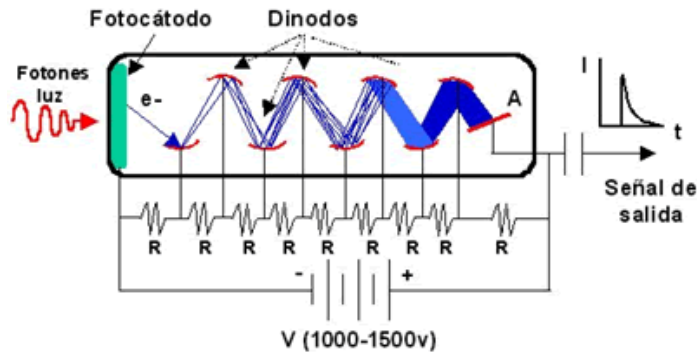
<sup>2</sup><https://redpitaya.com/>



**Figura 3.2:** Esquema de un detector Cherenkov de agua. El trazo verde representa un secundario que arriba al tanque y los amarillos son el frente de onda de los fotones generados por radiación Cherenkov. Imagen extraída de [26].

### 3.2.1. Fotomultiplicador ó PMT

Es un dispositivo extremadamente sensible a la hora de detectar la radiación electromagnética (luz), usualmente en azul y, ultravioleta. El PMT es un tubo de vidrio al vacío que contiene un fotocátodo, varios dínodos, y un ánodo. La incidencia de fotones en el fotocátodo produce fotoelectrones por el efecto fotoeléctrico. El alto voltaje entre cada dínodo provoca una avalancha secundaria de electrones, literalmente amplificando dicha señal. Típicamente se detectan en el ánodo  $\sim 10^6$  millones de electrones de un fotón que incide sobre el fotocátodo. Las señales provenientes del ánodo y del último dínodo, amplificada ésta última por un factor  $\sim 40$ , con lo cual se logra una relación dínodo/ánodo de  $\sim 32$  [27].



**Figura 3.3:** Esquema de funcionamiento de un fotomultiplicador. Generación de flujo de electrones llamados fotoelectrones por efecto fotoeléctrico. Consta de un fotocátodo donde se producen electrones que se aceleran por una serie de electrodos, o dinodos, conectados a una serie de diferencias de potencial en cascada. Estos electrones, al llegar al último dinodo, denominado ánodo, se convierten en un pulso de tensión. Imagen extraída de [18].

### 3.2.2. Radiación Cherenkov

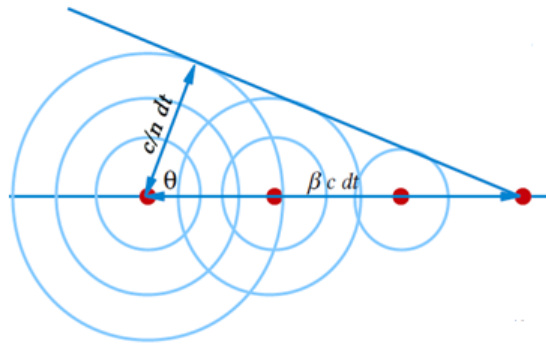
Cuando una partícula cargada atraviesa un medio dieléctrico a una velocidad superior a la velocidad de la luz en el medio, puede ocurrir el llamado efecto o radiación Cherenkov [28]. Los átomos del medio emiten una onda de radiación coherente a un ángulo dado por la relación entre la velocidad de la luz en el medio y la velocidad de la partícula. La figura 3.4 muestra la radiación cherenkov que se produce.

Esta radiación solo será observada bajo un ángulo  $\theta$ . Empleando la construcción de Huygens, el fenómeno de la coherencia tiene lugar cuando la partícula se desplaza desde el punto inicial al final de la trayectoria en el mismo tiempo que la luz viaja desde el mismo punto inicial al punto resultante de la intersección de la recta tangente al frente de ondas y el segmento perpendicular a esta que pasa por el punto inicial. En un tiempo  $t$  la partícula habrá viajado una distancia  $\beta cdt$  siendo  $\beta = V_p/c$  velocidad relativa a la de la luz en el vacío,  $V_p$  velocidad de propagación de la partícula en el medio,  $c$  velocidad de la luz en el medio,  $n$  índice de refracción del medio [29].

Partiendo de la relación que expresa en la figura 3.4, obtenemos que:

$$\cos \theta = \frac{c/ndt}{\beta cdt} = \frac{1}{\beta n}, \quad (3.1)$$

Esta expresión se le conoce como relación de Cherenkov o Angulo de Cherenkov, de la cual es posible extraer una serie de conclusiones:



**Figura 3.4:** Una partícula cargada (roja) viaja en un medio con velocidad constante produciendo un campo eléctrico (azul), cuando su velocidad  $V_p$  es mayor que  $c$ , el campo eléctrico interfiere constructivamente consigo mismo produciendo la emisión de una radiación coherente en el ángulo  $\theta$ . Imagen extraída de [28].

- \*— Para un medio de índice de refracción  $n$ , existe una velocidad umbral  $\beta_{\min} = 1/n$  por debajo de la cual no observamos radiación.
- \*— Para una partícula ultra relativista,  $\beta_{\min} = 1$ , el Angulo máximo de emisión viene dado por  $\theta_{\max} = \cos^{-1} \left( \frac{1}{n} \right)$
- \*— La radiación de Cherenkov tiene lugar principalmente en el espectro visible y en las regiones próximas a este, en las cuales  $n > 1$ . Para regiones donde  $n < 1$ , como en la banda de rayos x la relación cherenkov no puede ser satisfecha [29].

### 3.3. Calibración de detectores Cherenkov del observatorio LAGO

Para poder hacer uso de los datos provenientes de un detector cherenkov es necesario poder cuantificar la señal producida en el mismo ante el paso de las partículas usando alguna unidad característica. Estas señales dependen de diversos parámetros asociados tanto a la producción de la luz cherenkov dentro del agua como a la adquisición específicamente. Algunos de los parámetros son: dimensión del detector, la calidad del agua, la reflectividad del Tyvek®, la ganancia de los PMTs, el acople óptico entre éstos y la ventana a través de la cual reciben la radiación producida en el agua y el manejo

---

de las señales por la electrónica del detector. Para calibrar el detector se hace uso del flujo natural de muones en la superficie terrestre. Estos muones y su flujo tiene una distribución a nivel del suelo que decae como  $\cos^2 \theta$  [27].

La calibración de un WCD se realiza en base a la carga depositada por un muon que lo atraviesa de manera vertical entrando por la parte superior y saliendo por la parte inferior, a esto se le conoce como VEM (por sus siglas en inglés, Vertical Equivalent Muon) [6]. Esto se debe a factores principales como: el poder de frenado y la distancia recorrida al interior del detector. Puesto que el poder de frenado en agua para partículas que yacen en la componente electromagnética y la componente muónica es  $\sim 2$  MeV/cm, sus energías típicas no lo son (20 MeV y 3 GeV respectivamente), lo que le permite al muon atravesar completamente el detector, mientras que el electrón deposita toda su energía después de recorrer  $\sim 10$  cm de agua. Como el número de fotones producidos es directamente proporcional a la distancia recorrida, el muon produce mayor cantidad de fotones que el electrón, esto significa más carga depositada en el detector [30].

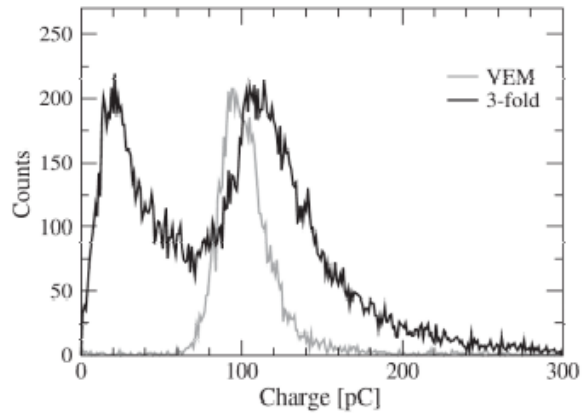
Como por ejemplo podemos ver la señal mostrada en el grafico 3.5 para un detector del observatorio Pierre Auger [31], donde a partir del VEM calibran sus WCD. Esta calibración le permite pasar de señal a energía depositada y así distinguir muones de electrones-positrones. Para este tipo de detectores existe una ecuación que relaciona las señales registradas con la energía depositada en el detector

$$E_{d,i} = S_i(ADC_q) \frac{2\text{MeV} * h}{1\text{VEM}_q(ADC_q)}, \quad (3.2)$$

donde  $S_i$  representa la señal del canal,  $ADC_q$  son las cuentas  $ADC$  (Analog-to-digital Converter por sus siglas en ingles) de carga,  $h$  es la altura del WCD en estudio y  $VEM_q$  es la carga total depositada por un muon que atraviesa completamente el detector en forma vertical, En el capítulo 4 se presentan más detalles de este procedimiento. [11].

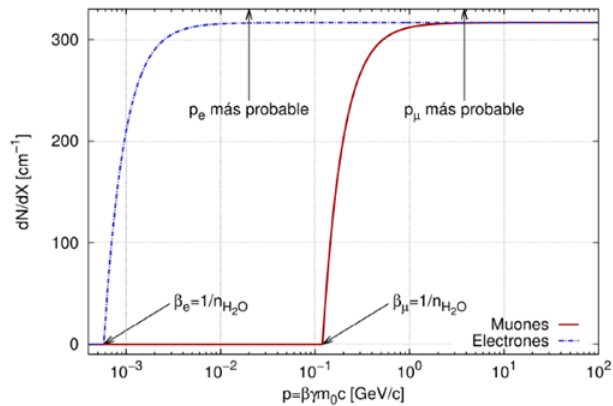
La relación entre el poder de frenado y la creación de fotones Cherenkov, permite diferenciar partículas tipo electrón y muon en un WCD como se muestra en la figura 3.5. En la gráfica se aprecia en negro el histograma de carga debido a todas las partículas que pasan por el detector, y en gris el histograma de la carga colectada para los VEM. El histograma en negro fue resultado de un WCD, mientras que el gris fue la señal obtenida del WCD más un detector de centelladores plásticos ubicados en la parte superior e inferior de este, con el fin de poder identificar únicamente la señal de los VEM y compararlo con la señal debida al flujo total de partículas en el WCD; para más detalle consultar [6].





**Figura 3.5:** En negro, histograma de carga de todas las partículas que pasan por el detector. En gris histograma de carga debido a muones que atraviesan el detector de manera vertical (VEM). Imagen extraída [6].

Una propiedad física importante para entender el uso del VEM, como unidad de calibración, es la producción de fotones Cherenkov en agua. Esta producción es constante a partir de un cierto valor del momento de la partícula, tal y como se observa en la figura 3.6. Allí, se puede observar que para los  $e^\pm$  esta saturación se presenta alrededor de  $\sim 10$  MeV, mientras que para los electrones se presenta en  $\sim 2$  GeV. Esto se traduce en que la mayoría de electrones del fondo de radiación, pierden toda su energía luego de recorrer 10 cm de agua, mientras los muones pueden atravesar verticalmente un detector de más de 100 cm de alto.



**Figura 3.6:** Producción de fotones Cherenkov como función del impulso de un electrón (azul) y de un muon (rojo), luego de haber recorrido 1 cm en agua líquida. Imagen extraída [11].

---

Suponiendo que un detector tiene un 1.0 m de altura y es luego atravesado por un muon de forma vertical, donde el poder de frenado en el agua es de  $\sim 2$  MeV/cm, se tiene entonces que la energía depositada por este muon es de  $\sim 200$  MeV. De esta manera, la identificación de la joroba del muon nos permite convertir de unidades relativas de la electrónica a unidades físicas, ya que podemos establecer una relación de correspondencia entre la señal medida por el instrumento y una unidad física como la carga depositada por el muon [30]. De esta manera, una partícula que se propaga al interior de un WCD generará una señal que se interpreta, en primera aproximación, como la convolución entre: la distancia recorrida en el detector, la producción de fotones Cherenkov y la respuesta del PMT.

## Capítulo 4

# Respuesta simulada de un WCD a la componente muonica y componente electromagnetica

Con el objetivo de caracterizar el pulso que produciría un muon al atravesar un WCD de LAGO, y las diferencias de éste respecto del producido por partículas electromagnéticas ( $e^\pm, \gamma$ ) se realizó el modelado computacional de dos WCD de LAGO usando el paquete de simulaciones desarrollado en Geant4 [32] por la colaboración LAGO: Caju, ubicado en Campina Grande, Brasil; y Chitaga, ubicado en Bucaramanga, Colombia.

### 4.1. Geant4

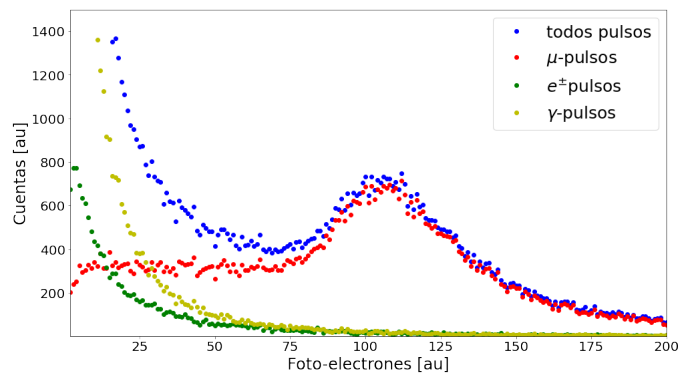
Geant4 es un conjunto de herramientas computacionales para modelar la interacción de la radiación con la materia. Incluye una gama completa de funciones que incluyen seguimiento, geometría, modelos físicos y aciertos [32]. Los procesos de física incluyen los procesos electromagnéticos, hadrónicos y ópticos, diferentes tipos de partículas, materiales y elementos de larga duración, en un amplio rango de energía a partir, en algunos casos, de y extendiéndose en otros al rango energético TeV. El conjunto de herramientas es el resultado de una colaboración mundial de físicos e ingenieros de software. Ha sido creado aprovechando la ingeniería de software y la tecnología orientada a objetos e implementado en el lenguaje de programación C++. Se ha utilizado en aplicaciones en física de partículas, física nuclear, diseño de aceleradores, ingeniería espacial y física médica.

---

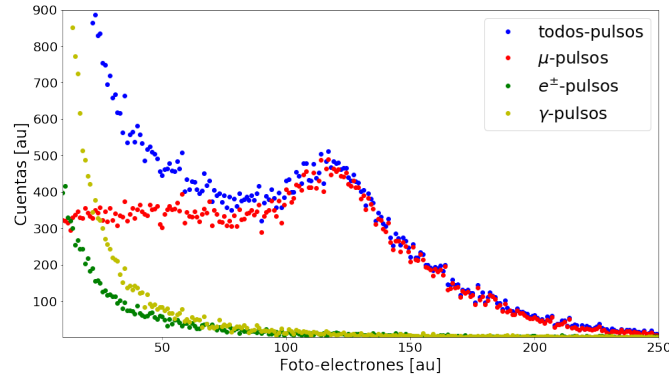
## 4.2. Modelado computacional de la respuesta de un WCD LAGO al fondo de radiación.

Implementando un código en el software computacional Geant4 que permita utilizar como entrada los resultados obtenidos de la estimación de números de secundarios al nivel del suelo producidos por la interacción de los rayos cósmicos que inciden en la atmósfera, y simular la respuesta de un WCD al paso del flujo de partículas.

Una vez obtenido el espectro de secundarios a nivel del suelo para donde se encuentran los WCD Chitaga que el caso de Bucaramanga y WCD Caju que es caso de Campina Grande, se procedió a modelar la repuesta de cada WCD a este flujo de radiación. Donde se obtiene el número de fotones detectados por el PMT, es decir, fotoelectrones debido al flujo total a la altura de Bucaramanga y Campina Grande al igual que la contribución de cada una de las diferentes partículas de este histograma de carga, como se muestra en las figuras 4.1 y 4.2 vemos que de todas las partículas detectadas la que predomina y tiene mayor detección son los muones, no obstante, los fotones Cherenkov asociados a partículas tipo gamma son debido a aquellos fotones en que la energía en la producción de pares  $e^\pm$  es lo suficiente haciendo que se genere efecto Cherenkov, proceso conocido como indirecto.



**Figura 4.1:** *Histograma de carga característico para WCD Chitaga: en azul tenemos todos los pulsos, en rojo las partículas tipo muon, en verde las partículas electromagnéticas y en amarillo correspondiente a las gamma.*



**Figura 4.2:** Histograma de carga característico para WCD Caju: en azul tenemos todos los pulsos, en rojo las partículas tipo muon, en verde las partículas electromagnéticas y en amarillo correspondiente a las gamma.

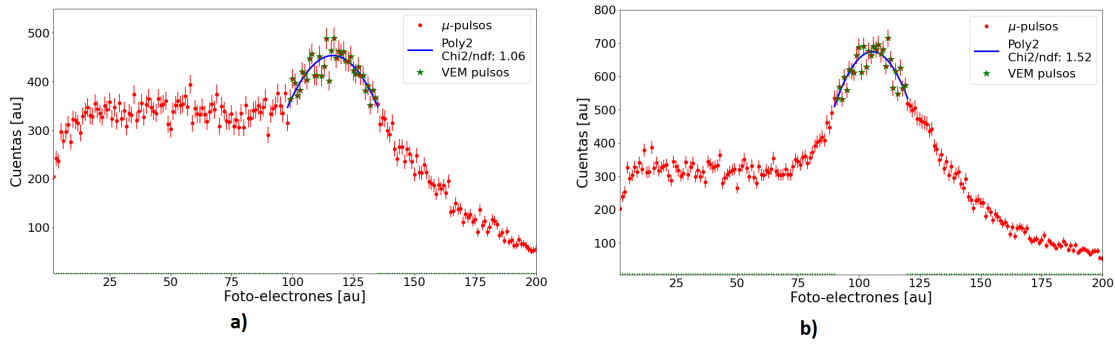
### 4.2.1. Ajuste polinómico de segundo orden al pulso tipo muon

Dado que, al tener el histograma de carga simulado se tienen todos los pulsos para luego interesarnos todos los pulsos que se encuentren en la joroba del muon, se le ajusta un polinomio de segundo grado y a partir de ese ajuste vamos a determinar el ancho de lo que se le dominara la joroba del muon.

$$a(x) = a_1 * x^2 + a_2 * x + a_3, \quad (4.1)$$

Donde  $a_1$ ,  $a_2$  y  $a_3$  son constantes, la figura 4.3 se muestra el ajuste de un polinomio de segundo grado a la joroba de los muones.

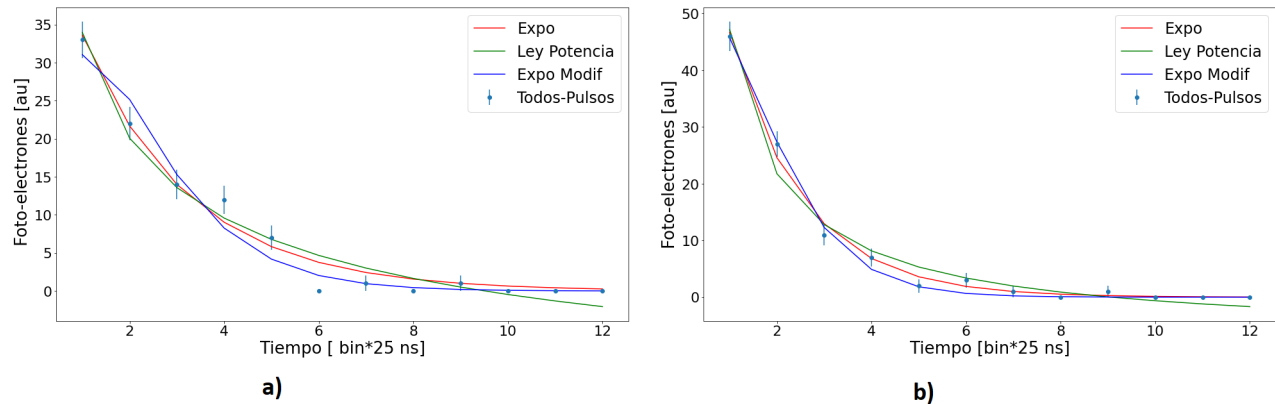
Las estrellas verdes son los muones cuyo pulso tiene una carga entre el rango del ajuste, a esos menos se los denomina muones y/o pulsos tipo VEM.



**Figura 4.3:** a) Histograma de fotoelectrones debido al flujo de secundarios para las partículas tipo muon para WCD Cajú. b) Histograma de fotoelectrones debido al flujo de secundarios para las partículas tipo muon para WCD Chitaga. La joroba con ajuste polinómico de segundo grado en azul, designa la mayor cantidad de muones que atraviesan los WCDs en estudio de manera vertical.

#### 4.2.2. Ajuste exponencial modificado al pulso de todas las partículas

Partiendo de las respuestas de los WCD Cajú y WCD Chitaga, nos centramos en cada uno de los pulsos que se registraron con el WCD modelado y eventualmente se procedió a ajustar unas funciones características como: función exponencial, función potencia y función exponencial modificada a un pulso de todas las partículas con el fin de obtener el tiempo de decaimiento medio como se ve en la figura 4.4



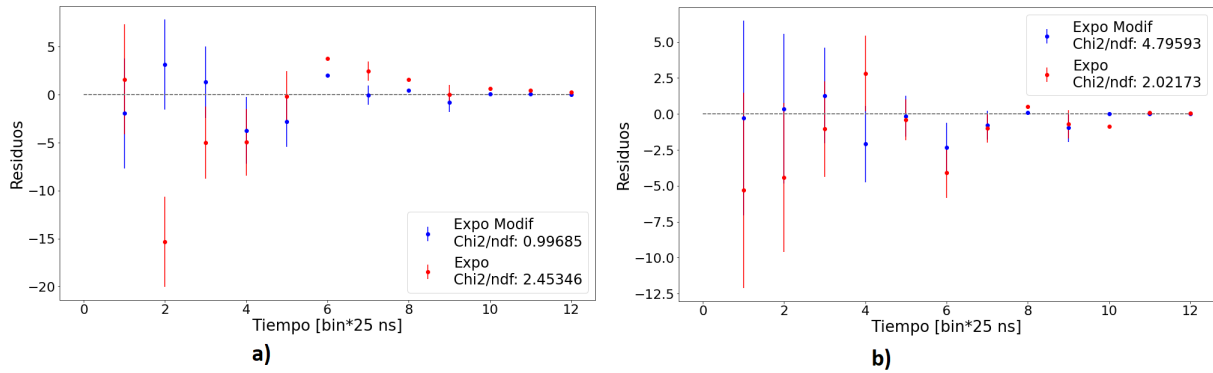
**Figura 4.4:** a) Ajustes a un pulso para todas las partículas simuladas con Gean4 para el WCD Cajú. Para el ajuste exponencial en rojo, para la ley de potencias en verde y la exponencial modificada en azul. b) Ajustes a un pulso para todas las partículas simuladas con Gean4 para el WCD Chitaga. Para el ajuste exponencial en rojo, para la ley de potencias en verde y la exponencial modificada en azul.

---

La función exponencial modificada es una función que se denota de la forma:

$$P(t) = a * \Psi e^{-\Psi t}, \quad (4.2)$$

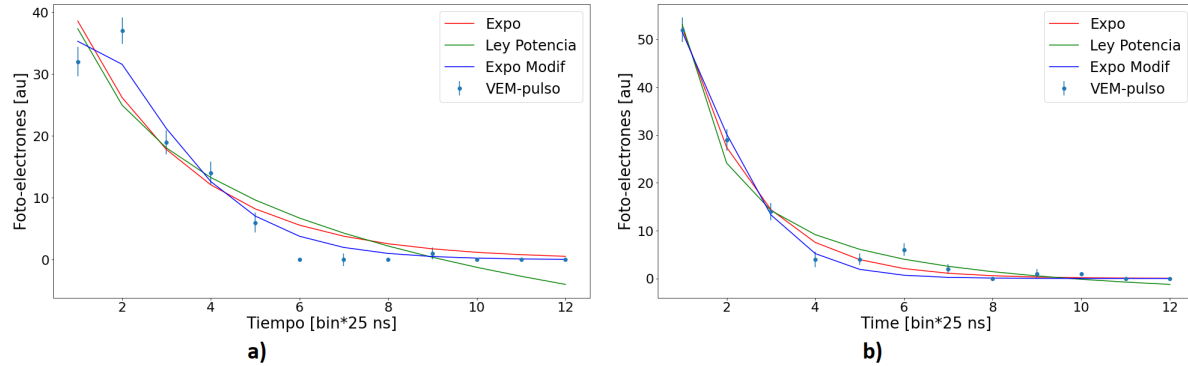
donde  $a$  es una constante de proporcionalidad para los pulsos, y  $\Psi$  se denota como el ajuste a los pulsos de todas las partículas. La figura 4.5 presenta los residuos para los ajustes de las funciones exponencial modificada y exponencial, ambas a los pulsos obtenidos en la simulación. De esta manera podemos corroborar qué ajuste describe mejor el comportamiento de los pulsos, tanto para el WCD Caju como para Chitaga. Evidenciando un mejor ajuste de la forma exponencial.



**Figura 4.5:** a) Residuos para los ajustes exponencial y exponencial modificado para todas las partículas en Caju. b) Residuos para los ajustes exponencial y exponencial modificado para todas las partículas en Chitaga.

---

### 4.2.3. Ajuste exponencial modificado al pulso de las partículas tipo Muon

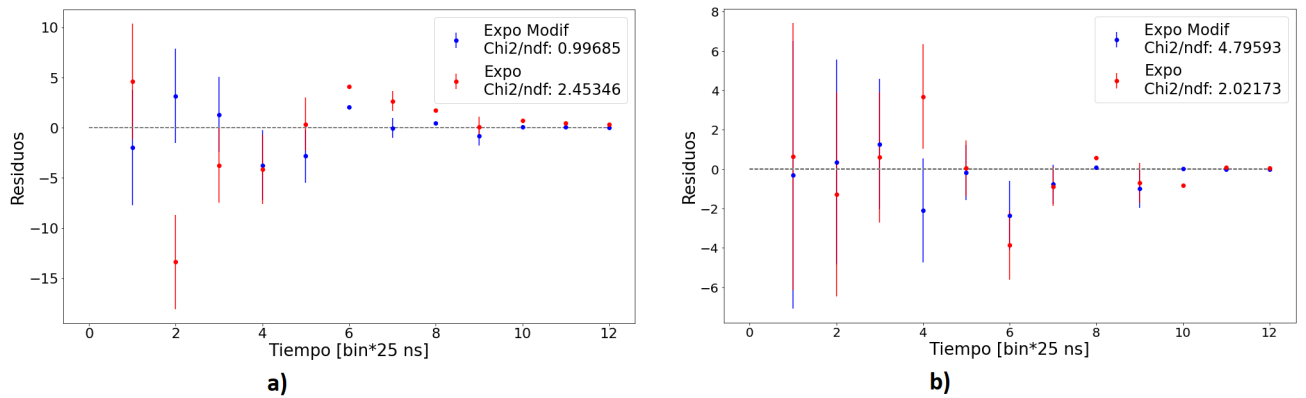


**Figura 4.6:** a) Ajustes a un pulso para las partículas tipo muon simulados con Gean4 para el WCD Caju. Para el ajuste exponencial en rojo, para la ley de potencias en verde y la exponencial modificada en azul. b) Ajustes a un pulso para las partículas tipo muon simulados con Gean4 para el WCD Chitaga. Para el ajuste exponencial en rojo, para la ley de potencias en verde y la exponencial modificada en azul.

Dado que las simulaciones nos permiten identificar qué pulsos provienen de qué tipo de secundario, la figura 4.6 presenta una muestra de un pulso generado por un muon, tanto en el WCD Caju, figura a, como para el WCD Chitaga, figura b.

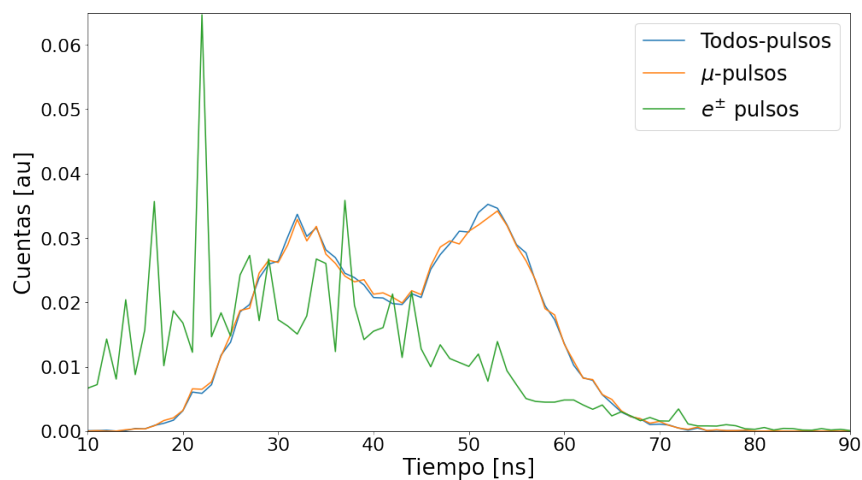
A continuación, se muestra la figura 4.7, la comparación de los residuos de los ajustes de forma exponencial modificado y exponencial con los pulsos simulados anteriormente para corroborar que ajuste se optimiza más a la hora de caracterizar estos pulsos de tipo muon.



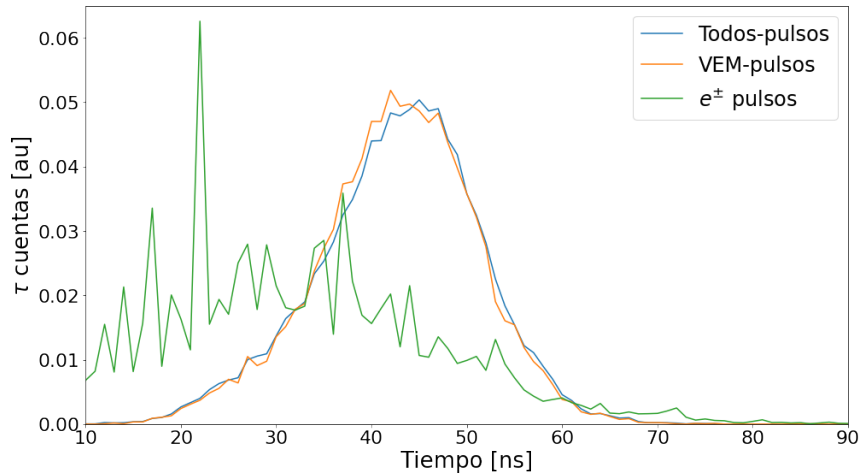


**Figura 4.7:** a) Residuos para los ajustes exponencial y exponencial modificado para las partículas tipo muon en Caju. b) Residuos para los ajustes exponencial y exponencial modificado para las partículas tipo muon en Chitaga

### 4.3. Discriminación de eventos a partir de la parametrización de las partículas tipo muon para el WCD Caju como para el WCD Chitaga



**Figura 4.8:** Distribución del tiempo de decaimiento en Caju tanto para la componente muónica como para la componente electromagnética. Azul todos los pulsos, en naranja para los muones y verde los electrones.



**Figura 4.9:** *Distribución del tiempo de decaimiento en Chitaga tanto para la componente muónica como para la componente electromagnética. Azul todos los pulsos, en naranja para los muones y verde los electrones.*

Finalmente, una vez obtenidos los valores del tiempo de decaimiento de todos los pulsos y los pulsos tipo muon modelados por Geant4 para WCD Caju y WCD Chitaga tanto la componente electromagnética y muónica se procede a realizar el conteo del tiempo de decaimiento de estas partículas como se muestra en las figuras 4.8, y 4.9.

La figura 4.9 para estas geometrías específicas como es el caso del WCD Chitaga uno puede caracterizar los pulsos del muon a partir  $\sim 38$  ns, y para el caso de la figura 4.8 del WCD Caju se presenta dos picos característicos en la distribución del tiempo de decaimiento para los muones. Cabe resaltar que en estas simulaciones no se modela la electrónica del WCD, simplemente se estima cuantos foto-electrones se pueden llegar a producir, es decir, no se simula el voltaje, corriente, PMT, etc. A pesar de esto, si se evidencia el comportamiento descriptivo en la distribución del tiempo de decaimiento .

## Capítulo 5

# Estudios de la joroba del Muon en los datos del observatorio LAGO

En principio, en los detectores cherenkov de agua del observatorio LAGO no es posible identificar la dirección de arribo de los muones que atraviesan completamente al detector, lo que dificulta la diferenciación de los muones que llegan de forma vertical y central, y por lo tanto del VEM. Sin embargo, estos muones producen en la distribución total de carga depositada por los muones atmosféricos un pico o joroba del muon, Con el fin de obtener una mejora en la calibración, el pico de muones que llega de todas las direcciones tiene que ser determinado para el detector usando la electrónica del observatorio.

Lo primero es la adquisición de los datos, los WCD producen un archivo por hora cada archivo varía entre 2 y 8 millones de eventos, estos archivos descomprimidos pesan entre 400 y 800 MB. Por lo que no es factible bajar todo a la vez. La transferencia de los datos se hizo a través de los repositorios del observatorio LAGO a través de una conexión ssh.<sup>1</sup> que me permite automáticamente bajar los archivos almacenados de los servidores de LAGO y se baja uno por uno, es decir, hora por hora y posteriormente procesar estos archivos específicos a analizar en este caso una hora de datos para 5 junio 2019 a las 03:00 am hora local para el WCD Caju y 5 septiembre 2016 Chitaga 15hr hora local.

---

<sup>1</sup>ssh es un protocolo que garantiza el ingreso a un servidor remoto para acceder a información de manera segura y dinámica

---

## 5.1. Identificación de la joroba del Muon para el detector Caju

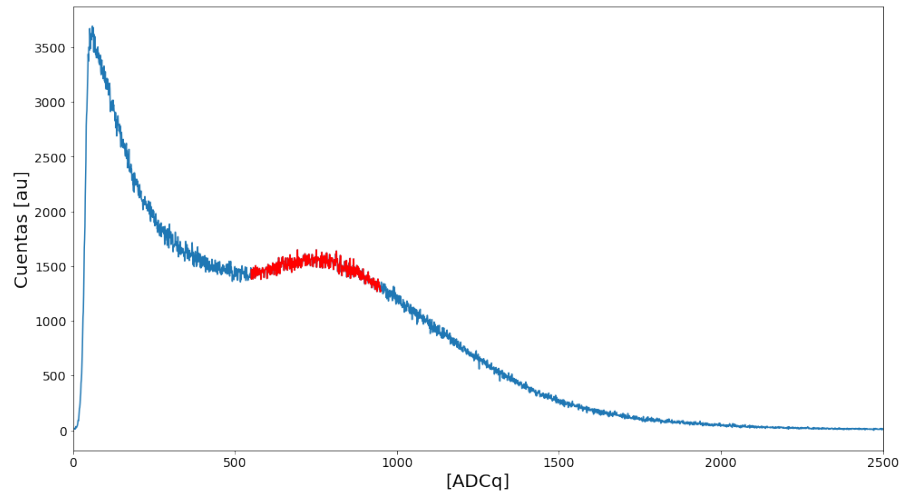
Las señales que son registradas por el arribo de las partículas secundarias en los detectores tienen valores discretos tanto en amplitud como en tiempo, esto se debe a que las electrónicas del observatorio LAGO tienen una velocidad de muestreo de 40 MHz y un convertidor análogo digital de 10 bits. La duración temporal de cada pulso es de 300 ns (12 bins de 25 ns), con una amplitud de 1024 ADC y rango dinámico de 0 V a 2 V. Por otra parte, cada ADC para cada bin temporal, es causado por los fotones ópticos que producen un flujo de electrones en el PMT. Así, por ley de Ohm, se tiene que la carga eléctrica (número de electrones) producidos en la salida del PMT por el paso de una partícula que atraviesa el WCD es [24]

$$Q = \frac{1}{R} \int_{t_0}^t V(t) \cdot dt, \quad (5.1)$$

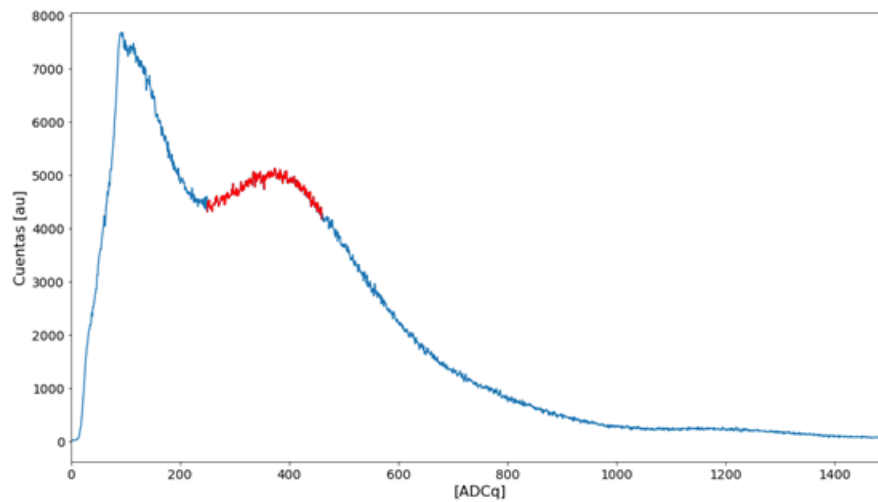
Donde  $V(t)$  es el voltaje registrado por el fotomultiplicador y  $R$  la resistencia por la que pasa el flujo de corriente, correspondiente a la base electrónica del fotomultiplicador, la figura 5.1 muestra el histograma de carga característico del detector Caju, primero se identifica la joroba del muon que a partir de esta selección en la joroba ajustaremos unos parámetros adecuados, como lo es el ajuste polinómico de segundo orden. La respuesta del detector al paso de una partícula se caracteriza por los parámetros: amplitud máxima y la integral del pulso, denominada en adelante  $ADC_q$  y definida como

$$ADC_q = \sum_{i=0}^{i=n} ADC_i, \quad (5.2)$$

donde el índice  $i$  corresponde al valor en ADC del  $i$ -ésimo bin temporal [24]. Presenta el pulso típico producido por el WCD, en la ciudad de Campina Grande, Brasil. En el histograma de carga se deben identificar dos picos, donde uno de ellos debe corresponderse a las partículas tipo muon. Lo anterior es debido a que los  $e^\pm$  y los  $\mu$  son las partículas que predominan al nivel del suelo. Para hacer el análisis estadístico de los datos del detector caju lo primero que se hace es la reconstrucción de un histograma característico de carga depositada por partícula en unidades de  $ADC_q$ , calculada de la forma  $ADC_q$ , ver detalles del histograma en [30]



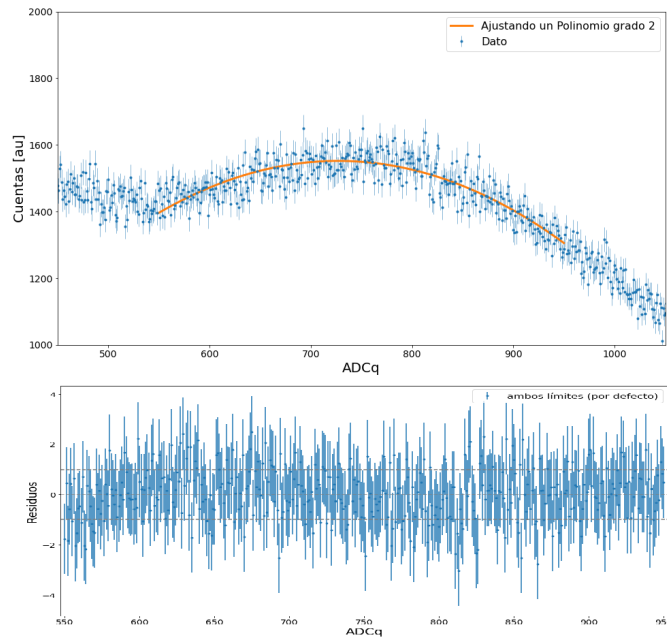
**Figura 5.1:** *Histograma de carga para el detector Caju para una hora de datos del día 5 de junio 2019. En rojo se identifica la joroba donde se encuentran partículas provenientes de la componente muónica.*



**Figura 5.2:** *Histograma de carga para el detector Chitaga para una hora de datos del día 5 de septiembre 2016. En rojo se identifica la joroba donde se encuentran partículas provenientes de la componente muónica.*

---

## 5.2. Ajuste de la joroba del Muon para el detector Caju



**Figura 5.3:** *Ajuste polinómico de segundo orden de la joroba del Muon para el detector Caju. En la figura superior la línea naranja muestra el ajuste, y la figura inferior el residuo a raíz del ajuste del polinomio de segundo orden.*

Luego de tener plenamente identificada la joroba donde se presentan eventos por partículas tipo muon, pasamos a la limpieza o la optimización de las señales producidas en esta joroba, notamos ruido que tienen parámetros interesantes pues la idea es que como se tienen muchos datos (pulsos) el criterio de esta limpieza, es que si un dato (pulso) no era muy bueno pues se ignora, para luego caracterizar la joroba del muon donde se realiza mediante el ajuste de la forma polinómica de segundo orden. Los criterios de limpieza dependen de factores como ultimo bin saturado, doble pico, pulso saturado y múltiples picos.

$$p(x) = p_0 + p_1 * x + p_2 * x^2, \quad (5.3)$$

Donde  $p_0$ ,  $p_1$  y  $p_2$  son constantes, este ajuste se presenta en la parte superior de la figura 5.3. En este Ajuste encontramos una curva que contenga una serie de puntos y que posiblemente cumpla una serie de restricciones adicionales, una vez teniendo como base el ajuste polinómico de segundo orden se obtiene la función de residuo para notar que tan bueno o malo es este ajuste polinómico a la joroba del muon teniendo como

---

base la ecuación residuo (Rsd) y el número de grados de libertad  $\chi^2$ , mostrado en la parte inferior de la figura 5.3 .

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Y_i - Y_i^{\text{model}})^2}{\text{Err}_i}, \quad (5.4)$$

$$\text{Rsd} = \frac{Y_i^{\text{model}} - Y_i}{\sqrt{Y_i}}, \quad (5.5)$$

Donde  $Y_i^{\text{model}}$  en este caso, corresponde a las cuentas y  $Y_i$  es el valor para la función que deseamos ajustar sobre el número de grados de libertad.

A partir del ajuste polinómico de segundo orden a la joroba del muon seleccionamos que eventos están presentes en función de la carga que se deposita en el detector. La línea amarilla es el ajuste polinómico de segundo orden, y los puntos son los datos con sus respectivas barras de error como se presenta en la parte superior de la figura 5.3, para obtener error en el residuo del ajuste anterior.

$$\text{Rsd}^{\text{Err}} = \frac{\sqrt{Y_i^{\text{Errmodel}} + Y_i^{\text{Err}}}}{Y_i^{\text{Err}}}, \quad (5.6)$$

Donde notamos en la parte inferior de la figura 5.3, el valor que arroja el ajuste menos el valor real del dato sobre el valor del punto; a eso lo llamamos como residuo.

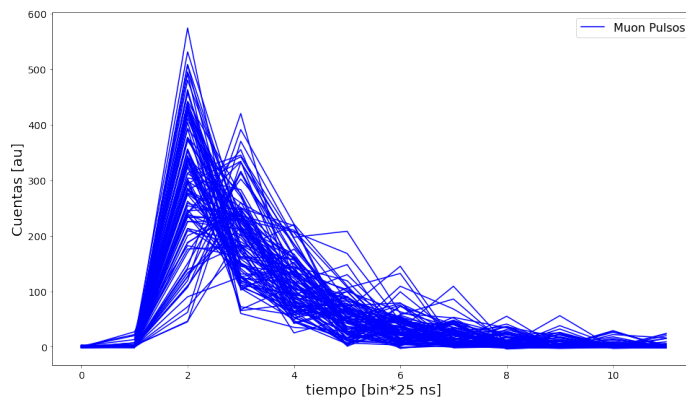


Figura 5.4: Tiempo de decaimiento de los primeros 100 pulsos de la componente muónica.

### 5.3. Parametrización de eventos correspondiente a la joroba del Muon

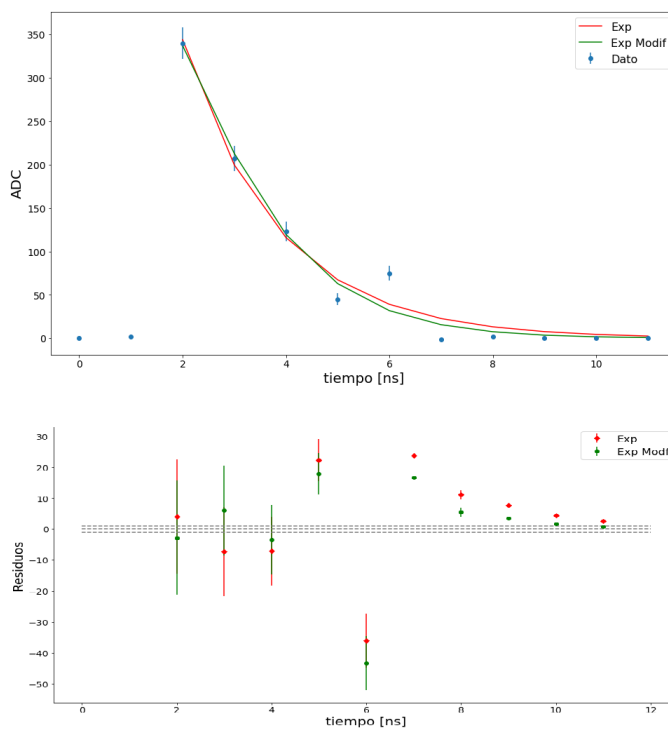


Figura 5.5: Ajuste para evidenciar el tiempo de decaimiento de un pulso de Muon. En la figura superior notamos en rojo el ajuste de una función exponencial, y en verde el ajuste de una función enxponencial modificada. En la figura inferior el residuo.

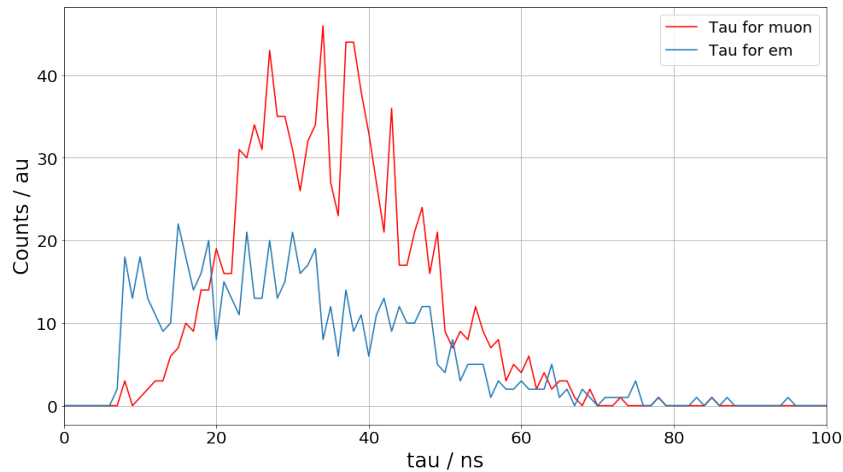


---

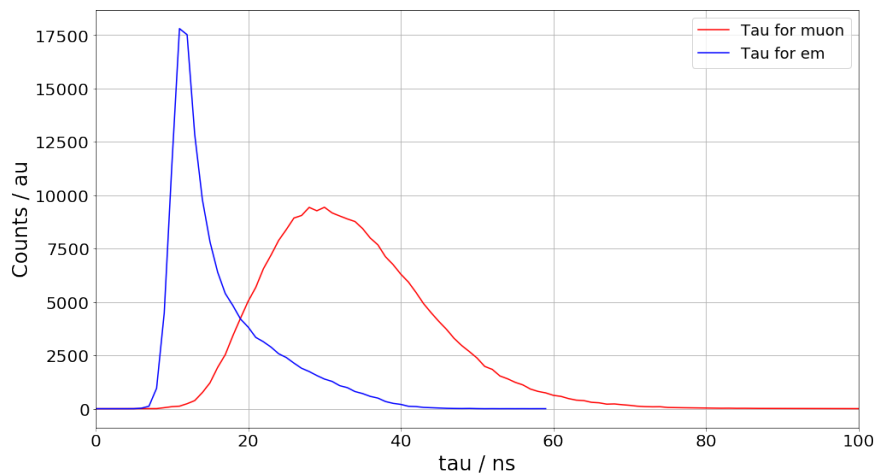
Una vez se tiene como base la región de estudio donde se encuentra la joroba del muon para parametrizar eventos que allí puedan estar ocurriendo, y luego ver como son los primeros 100 pulsos para estos eventos allí presentes como lo muestra la figura 5.4, se encuentra el tiempo medio de decaimiento de la joroba del muon de cada uno de estos pulsos. Como por ejemplo para verificar que, si se ajusta ese tiempo promedio, lo hacemos pasar ese tiempo para un solo pulso que este en la región de la joroba del muon, como se evidencia en la parte superior de la figura 5.5. Lo que se hace básicamente es que se identifica el pico con mayor amplitud, y el bin en el cual se encuentre y se ajusta unas funciones de tipo exponencial y exponencial modificado para saber cuál de estas funciones obtiene el tiempo de decaimiento más optimo. Por consiguiente, miramos la parte inferior de la figura 5.5 el residuo, para notar punto a punto cual de estos dos ajustes es bueno o más optimo, según como se vea la distribución de los datos con sus respectivas barras de error.

---

## 5.4. Discriminación de eventos a partir de la parametrización de la joroba del Muon



**Figura 5.6:** Distribución del tiempo de decaimiento tanto para la componente muónica como para la componente electromagnética obtenido a partir de los datos registrados por el detector Caju. Rojo para los muones y azul para los electrones.

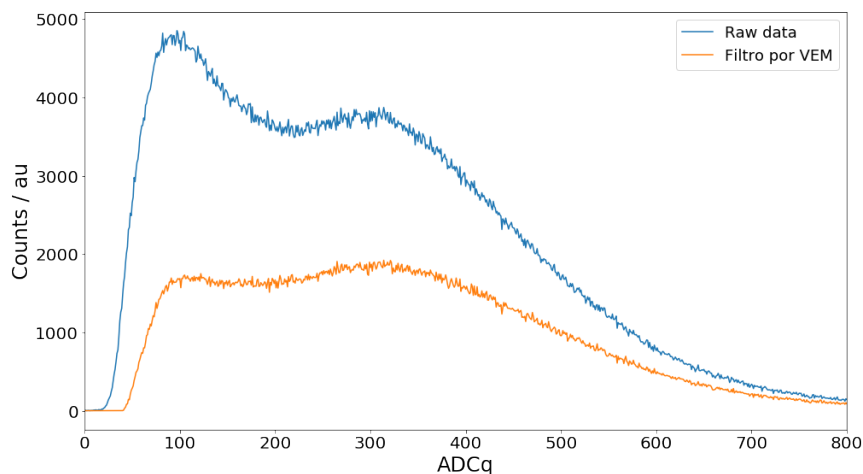


**Figura 5.7:** Distribución del tiempo de decaimiento tanto para la componente muónica como para la componente electromagnética obtenido a partir de los datos registrados por el detector Chitaga. Rojo para los muones y azul para los electrones.

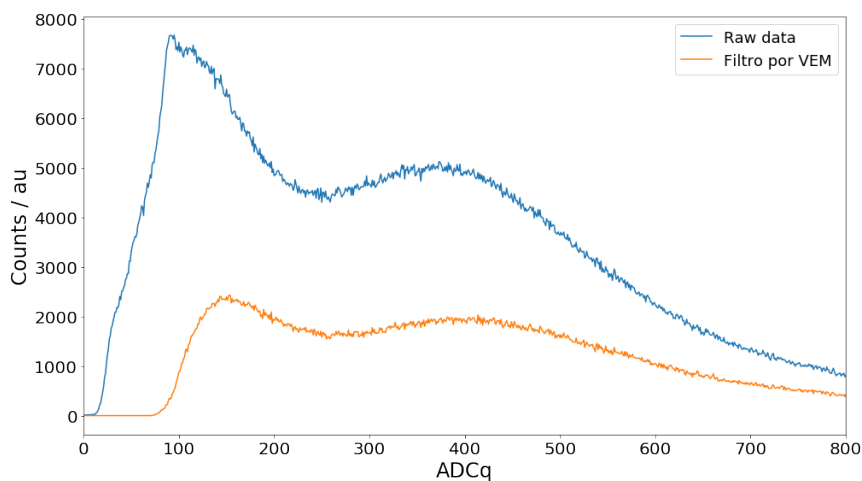
---

Una vez se tienen los parámetros del tiempo de decaimiento para de los eventos presentes, tanto para las partículas que llegan de la componente electromagnética ( $e^\pm$ ,  $\gamma$ ), como para la componente muónica, se obtiene el conteo del tiempo de decaimiento en los datos, para 5 septiembre 2016 tanto para WCD Chitaga como para el 5 junio 2019 en el WCD Caju, como se puede ver en las figuras 5.6, y 5.7. luego de graficar las distribuciones de los taos roja para los muones, y azul para los electrones se selecciona 20 ns como criterio que tiene todos los pulsos que vienen de la componente muónica.

## 5.5. Identificación de eventos a partir de la discriminación de la joroba del Muon



**Figura 5.8:** filtro Histograma de carga para el detector Caju para una hora de datos del día 5 de junio 2019. En azul todos los datos y en naranja el filtro por VEM.



**Figura 5.9:** *Histograma de filtro de carga para el detector Chitaga para una hora de datos del día 5 de septiembre 2016. En azul todos los datos y en naranja el filtro por VEM.*

Se muestra un ajuste exponencial en azul todos los pulsos de la data y el naranja corresponde aquellos pulsos con taos iguales o superiores a 20 ns. Cabe resaltar que para el filtro utilizado para los datos de Chitaga no es tan limpio como para el caso de Caju, pero sin embargo se sigue observando la joroba correspondiente a eventos tipo muon.

## Capítulo 6

# Análisis de resultados

La respuesta de un detector cherenkov de agua está asociada a la convolución de la energía depositada por la partícula, la producción de fotones Cherenkov y la geometría del detector. Una de las motivaciones para la identificación de la joroba del muon es poder parametrizarla y así tener una mejor calibración de estos instrumentos, la calibración de los detectores cherenkov de agua se realiza en función de la energía que depositan los muones que atraviesan verticalmente el detector, esto es que entran por la tapa y salen por la base VEM.

En el marco del presente trabajo se planteó como hipótesis que es posible caracterizar lo que es un pulso de Muon para obtener información y tener una mejor calibración de los WCD, teniendo como resultado una optimización a la hora de captar fenómenos que puedan estar ocurriendo a través de la detección de esta, desde el suelo, de rayos cósmicos. Esto nos llevó en dos vías fundamentales para el desarrollo de este trabajo de grado: modelado y datos. Partiendo principalmente a el modelado de la respuesta de un WCD a la componente muónica y electromagnética con Geant4, tanto para los WCD Chitaga como para el WCD Caju. En segunda medida, el análisis de datos del observatorio LAGO de Caju una hora de datos para el 5 junio de 2019 ubicado en Campina Grande Brasil y una hora de datos para 5 septiembre del 2016 ubicado en Bucaramanga, para luego comparar la distribución del tiempo medio de decaimientos obtenidos con las simulaciones y los datos.

En primera instancia se realizó el Modelado computacional de las EAS, logrando estimar el espectro y tipo de secundarios que se producen en el suelo, para una cierta posición geográfica, como lo fue el caso Bucaramanga, como para el caso de Campina Grande, esto se evidencia en las figuras 2.5, y 2.6. Esto es clave para inferir la física de los rayos cósmicos y extender la medición de este tipo de radiación a otros estudios.

---

Como segunda medida mostramos en el capítulo 4 la estimación del modelado del histograma de carga característico de rayos cósmicos que llegan a un WCD instalado en Campina Grande (Brasil) y en Bucaramanga (Colombia) implementando Geant4 como se muestra en las figuras 4.1, y 4.2. El ajuste del polinomio de grado dos como se ve en la figura 4.3 es clave para parametrizar el ancho de carga de la joroba del muon. El primer pico correspondiente a los electrones tanto para la respuesta WCD Caju como para WCD Chitaga para luego caracterizar esos pulsos tanto para todas las partículas, como las partículas tipo muon, con dos ajustes importantes como: una función exponencial y otra función exponencial modificada como lo dice la ecuación 4.2 resaltando un análisis importante a la hora del ajuste de las dos formas antes mencionadas como se ven en la figura 4.4 notando un mejor ajuste a la forma exponencial. La gráfica 4.5 muestra los residuos de los ajustes exponencial y exponencial modificado para WCD Chitaga y WCD Caju verificando que se ajusta mejor una función exponencial, mostrando punto a punto el residuo encontrado cuando los dos ajustes se le aplican a los pulsos simulados con Geant4. Referente al ajuste exponencial a la componente de los pulsos tipo muon como se muestra en la figura 4.6, un mejor ajuste a este tipo de función que las antes mencionadas corroborándolo con las figuras 4.7, que son los residuos que obtenemos al aplicarle los ajustes exponencial y exponencial modificado valor que entre más se acerque al cero este ajuste es más óptimo para obtener el parámetro del tiempo de decaimiento.

Como tercera medida en el capítulo 5, trabajamos una hora de datos aceptados para WCD Caju del mes de junio 2019, para luego tomar como punto de referencia una hora de datos más específicamente 03:00 am hora local para el día 5 de junio 2019. Como podemos notar en los resultados mostrados en este capítulo, se resalta como se obtiene el histograma característico de carga para una hora de datos como se presenta en la figura 5.1, identificando plenamente la joroba de muon para luego, a través de una serie de análisis, poder parametrizar los eventos que puedan estar ocurriendo en este rango de cargas. El ajuste del polinomio de segundo orden a la joroba del muon, me permite trabajar con los pulsos que estén en la zona del ajuste, al aplicar la ecuación 4.2 sobre los pulsos y así poder comprobar que este tiende a ajustarse mejor como se ve en la figura 5.5.

Por último, la Discriminación de eventos a partir de la parametrización de la joroba del muon tanto para las simulaciones ver figuras 4.8, y 4.9. como para una hora de datos medidos en WCD caju 5 junio 2019, como para el WCD Chitaga 5 septiembre 2016 ver figuras 5.6, y 5.7. La distribución del tiempo de decaimiento para la discriminación de las respuestas modeladas encontramos que para WCD Chitaga tiempos de decaimiento entre  $\sim 38$  ns y  $\sim 60$  ns la componente muónica es la que más contribuye respecto a la componente electromagnética que es lo que en realidad uno esperaría. Para distribución del tiempo de decaimiento en WCD Caju encontramos algo interesante no se espera que se vean dos picos para la componente muónica una entre  $\sim 28$  ns y  $\sim 40$  ns y otro pico  $\sim 42$  ns y  $\sim 67$  ns.

---

Mas sin embargo podemos observar el mismo comportamiento para cierto valor, en ns la componente muónica predomina sobre las demás, este caso sería  $\sim 40$  ns este comportamiento en la distribución del tiempo de decaimiento está fuertemente ligada al tipo de simulación que se realizó.

El filtro encontrado como se puede observar en las figuras 5.8 y 5.9 nos permite descontar todo un montón de eventos y poder mirar la joroba del muon, el filtro por ajuste exponencial ayuda a tener una plena identificación de los eventos provenientes de la componente muónica siempre y cuando se tome como punto de referencia taos más grandes mejor se verá la joroba del muon.

## Capítulo 7

# Conclusiones

A partir de los resultados como se observa en las figuras 4.8, 4.9, 5.8 y 5.9 el algoritmo implementado para la lectura, limpieza y análisis de este, permite la parametrización e identificación de la señal tanto para las simulaciones implementadas como para los datos en estudio que son producidos por partículas tipo muon por la interacción de rayos cósmicos en un detector del observatorio LAGO.

A partir de los resultados encontrados en este trabajo, encontramos que la parametrización en términos del tiempo de vida media de los pulsos es un parámetro que permite diferenciar los pulsos que son generados por tipo muon como por los tipo electrón, por lo tanto este parámetro sirve como discriminador.

Los resultados, códigos y procedimientos desarrollados en este trabajo complementan la cadena de simulaciones de la Colaboración LAGO y sirven como punto de partida para el estudio de futuros trabajos.

A partir de los resultados de este trabajo la Universidad de Pamplona, y el programa de Física, sigue aportando al desarrollo de los objetivos científicos del observatorio LAGO.

Los resultados obtenidos fueron presentados en los siguientes eventos académicos:

- \*— VI Encuentro Departamental de Semilleros de Investigación RedColsi Nodo Norte de Santander 2020. Fecha: 7 de octubre de 2020.
- \*— 5th ComHEP: Colombian Meeting on High Energy Physis. Fecha: 4 de diciembre de 2020.



# Bibliografía

- [1] A. Nuñez-Castiñeyra, “Sensibilidad del proyecto lago a señales gamma proveniente del centro de la galaxia,” *Bachelor Thesis, Physics Department, Faculty of Science, Universidad de los Andes, Mérida, Venezuela*, 2015.
- [2] A. Aab, P. Abreu, M. Aglietta, E. Ahn, I. Al Samarai, I. Albuquerque, I. Allekotte, J. Allen, P. Allison, A. Almela, *et al.*, “Testing hadronic interactions at ultrahigh energies with air showers measured by the pierre auger observatory,” *Physical review letters*, vol. 117, no. 19, p. 192001, 2016.
- [3] D. Allard, I. Allekotte, C. Alvarez, H. Asorey, H. Barros, X. Bertou, O. Burgoa, M. G. Berisso, O. Martínez, P. M. Loza, *et al.*, “Use of water-cherenkov detectors to detect gamma ray bursts at the large aperture grb observatory (lago),” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 595, no. 1, pp. 70–72, 2008.
- [4] P. K. Grieder, “Lluvias de aire extensivas: fenómenos de alta energía y aspectos astrofísicos: un tutorial, un manual de referencia y un libro de datos,” *Springer Science and Business Media*, 2010.
- [5] A. H, L. Núñez, S.-D. M, T.-N. LA, R.-P. M, R.-M. AJ, and M.-G. R, “El observatorio gigante latinoamericano: Una colaboración exitosa en américa latina basada en rayos cósmicos y dominios de las ciencias de la computación,” in *2016 16<sup>o</sup> Simposio Internacional IEEE / ACM sobre Computación en Clúster, Nube y Grid (CCGrid)*, 2016.
- [6] A. Etchegoyen, P. Bauleo, X. Bertou, C. Bonifazi, A. Filevich, M. Medina, D. Melo, A. Rovero, A. Supanitsky, and A. Tamashiro, “Muon-track studies in a water cherenkov detector,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section*

- 
- A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 545, no. 3, pp. 602–612, 2005.
- [7] A. Letessier-Selvon and T. Stanev, “Ultrahigh energy cosmic rays,” *Reviews of modern physics*, vol. 83, no. 3, p. 907, 2011.
- [8] J. J. Mesías Meza, *Transporte de rayos cósmicos en la heliosfera y en el entorno terrestre*. PhD thesis, Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, 2017.
- [9] M. S. Duran, *Modulación de rayos cósmico secundario a niveldel suelo por cambios en el campo geomagnético*. PhD thesis, Escuela de Física, Universidad Industrial de Santander, 2015.
- [10] J. W. Cronin, T. K. Gaisser, and S. P. Swordy, “Cosmic rays at the energy frontier,” *Scientific American*, vol. 276, no. 1, pp. 44–49, 1997.
- [11] H. Asorey, “Los detectores cherenkov del observatorio pierre auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación,” *Universidad Nacional de Cuyo, Comisión Nacional de Energia Atómica, Argentina*, vol. 125, p. 131, 2012.
- [12] H. Asorey, “Muon lifetime measurements using the lago water cherenkov detectors,” *ResearchGate*, 2015.
- [13] M. S. Durán, “Instalación de un detector cherenkov de agua para la detección de trazas de rayos cósmicos a 956 metros sobre el nivel del mar,” Master’s thesis, Universidad industrial Industrial de Santander, 2011.
- [14] A. A. Tamashiro, *Espectro y composición de los rayos cósmicos en el rango de energía de la transición galáctica-extragaláctica*. PhD thesis, Universidad de Buenos Aires. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, 2010.
- [15] M. Spurio, *Particles and astrophysics*. Springer, 2014.
- [16] K. Nakamura, C. Amsler, P. D. Group, *et al.*, “Particle physics booklet,” *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 37, no. 7A, p. 075021, 2010.
- [17] I. A. Minaya Flores, “Composición de la radiación cósmica de ultra-alta energía a partir de los datos del observatorio pierre auger (composition of ultra-high energy cosmic radiation from the pierre auger observatory data),” *Nuclear and particle Physics Proceedidngs*, pp. 399–402, 2011.
- [18] C. G. Jarne, *Estudios de composición primaria en base a distribuciones temporales en el detector de superficie del Observatorio Pierre Auger*. PhD thesis, Universidad Nacional de La Plata, 2015.
- [19] D. Heck, J. Knapp, J. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, *et al.*, “Corsika: A monte carlo code to simulate extensive air showers,” *Report fzka*, vol. 6019, no. 11, 1998.

- 
- [20] W. Nelson, H. Hirayama, and D. Rogers, “The egs4 code system, report slac-265,” 1985.
- [21] C. Sarmiento-Cano, M. Suárez-Durán, R. Calderón-Ardila, A. Vásquez-Ramírez, A. Jaimes-Motta, S. Dasso, I. Sidelnik, L. A. Núñez, and H. Asorey, “Performance of the lago water cherenkov detectors to cosmic ray flux,” *arXiv preprint arXiv:2010.14591*, 2020.
- [22] H. Asorey, L. A. Núñez, and M. Suárez-Durán, “Preliminary results from the latin american giant observatory space weather simulation chain,” *Space Weather*, vol. 16, no. 5, pp. 461–475, 2018.
- [23] C. C. Finlay, S. Maus, C. Beggan, T. Bondar, A. Chambodut, T. Chernova, A. Chulliat, V. Golovkov, B. Hamilton, M. Hamoudi, *et al.*, “International geomagnetic reference field: the eleventh generation,” *Geophysical Journal International*, vol. 183, no. 3, pp. 1216–1230, 2010.
- [24] M. Suárez-Durán, *Variaciones del flujo de radiación cósmica en distintos escenarios geofísicos*. PhD thesis, doctoral thesis, Universidad Industrial de Santander, Santander, Colombia, 2019.
- [25] A. Alberto, W. Alvarez, L. Ancari, M. A. Uzieda, R. Arceo, O. Areso, L. Arnaldi, H. Asorey, M. Audelo, E. Berazaín, *et al.*, “Contributions of the lago collaboration to the 36th icrc,” *arXiv preprint arXiv:1909.10039*, 2019.
- [26] F. Navarro, E. Carrera, R. Escobar, D. Cazar, *et al.*, “Earthquake studies using a lago water cherenkov detector in ecuador,” *Semantic scholar*, 2017.
- [27] T. E. de Grado, *Caracterización de Detectores Cherenkov en el Proyecto LAGO (Large Aperture GRB Observatory)*. PhD thesis, Universidad de Los Andes, 2009.
- [28] J. D. Jackson, “Classical electrodynamics,” 1999.
- [29] A. Ganfornina Andrades, “Aplicaciones de la radiación cherenkov,” Tesis de Pregrado, Universidad de Sevilla, 2017.
- [30] A. E. J. Motta, “Estimación de la respuesta de un detector cherenkov de agua al fondo de rayos cósmicos en bucaramanga,” Tesis de Pregrado, Universidad Industrial de Santander, 2018.
- [31] P. A. Collaboration *et al.*, “The pierre auger cosmic ray observatory,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 798, pp. 172–213, 2015.
- [32] S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, S. Chauvie, J. Chuma, R. Chytracik,

---

G. Cooperman, G. Cosmo, P. Degtyarenko, A. Dell'Acqua, G. Depaola, D. Dietrich, R. Enami, A. Feliciello, C. Ferguson, H. Fesefeldt, G. Folger, F. Foppiano, A. Forti, S. Garelli, S. Giani, R. Giannitrapani, D. Gibin, J. Gómez Cadenas, I. González, G. Gracia Abril, G. Greeniaus, W. Greiner, V. Grichine, A. Grossheim, S. Guatelli, P. Gumplinger, R. Hamatsu, K. Hashimoto, H. Hasui, A. Heikkinen, A. Howard, V. Ivanchenko, A. Johnson, F. Jones, J. Kallenbach, N. Kanaya, M. Kawabata, Y. Kawabata, M. Kawaguti, S. Kelner, P. Kent, A. Kimura, T. Kodama, R. Kokoulin, M. Kossov, H. Kurashige, E. Lamanna, T. Lampén, V. Lara, V. Lefebure, F. Lei, M. Liendl, W. Lockman, F. Longo, S. Magni, M. Maire, E. Medernach, K. Minamimoto, P. Mora de Freitas, Y. Morita, K. Murakami, M. Nagamatu, R. Nartallo, P. Nieminen, T. Nishimura, K. Ohtsubo, M. Okamura, S. O'Neale, Y. Oohata, K. Paech, J. Perl, A. Pfeiffer, M. Pia, F. Ranjard, A. Rybin, S. Sadilov, E. Di Salvo, G. Santin, T. Sasaki, N. Savvas, Y. Sawada, S. Scherer, S. Sei, V. Sirotenko, D. Smith, N. Starkov, H. Stoecker, J. Sulkimo, M. Takahata, S. Tanaka, E. Tcherniaev, E. Safai Tehrani, M. Tropeano, P. Truscott, H. Uno, L. Urban, P. Urban, M. Verderi, A. Walkden, W. Wander, H. Weber, J. Wellisch, T. Wenaus, D. Williams, D. Wright, T. Yamada, H. Yoshida, and D. Zschesche, "Geant4—a simulation toolkit," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 506, no. 3, pp. 250–303, 2003.