

# Índice de contenido

<b>Lista de Figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Cuadros</b>	<b>ix</b>
<b>Resumen</b>	<b>xi</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
<b>2 Objetivos</b>	<b>3</b>
2.1 Objetivo general del megaproyecto . . . . .	3
2.2 Objetivo general del módulo . . . . .	3
2.3 Objetivos específicos . . . . .	3
<b>3 Justificación</b>	<b>5</b>
<b>4 Rayos cósmicos</b>	<b>7</b>
4.1 Generalidades y descubrimiento de los rayos cósmicos . . . . .	7
4.2 Orígenes de los rayos cósmicos de ultra alta energía . . . . .	8
4.3 Modulación solar de rayos cósmicos . . . . .	8
4.4 Cascadas de área extensa de rayos cósmicos . . . . .	9
4.4.1 Distribución de energías a nivel del suelo . . . . .	10
4.4.2 Simulación de cascadas de área extensa . . . . .	12
<b>5 Detectores de superficie</b>	<b>13</b>
5.1 Detectores en sondas y globos . . . . .	13
5.2 Detectores de superficie . . . . .	13
5.3 Radiación de Vavilov-Cherenkov . . . . .	14
5.4 Latin American Giant Observatory . . . . .	16
5.4.1 Sitios de LAGO . . . . .	16
5.4.2 Detectores Cherenkov de LAGO . . . . .	17
5.4.3 Tubo fotomultiplicador . . . . .	18
5.4.4 Electrónica de LAGO . . . . .	20
5.4.5 ACQUA y ANNA de LAGO . . . . .	21
5.5 Identificación de partículas en detectores de Cherenkov terrestres . . . . .	22

5.5.1	Relación entre tiempo de subida y amplitud . . . . .	22
5.5.2	Modo Histograma en LAGO . . . . .	23
5.6	Simulación Geant4 de detectores Cherenkov en agua . . . . .	25
5.6.1	Modelos físicos y fotones ópticos . . . . .	25
5.6.2	Efectos en los bordes de volumen . . . . .	25
<b>6</b>	<b>Metodología</b>	<b>27</b>
6.1	Simulación . . . . .	27
6.1.1	Geometría . . . . .	27
6.1.2	Detección . . . . .	29
6.1.3	Generación de evento . . . . .	29
6.1.4	Datos de salida . . . . .	29
6.2	Instalación del WCD "Kinich Ahau" . . . . .	31
6.3	Calibración por histograma de datos de Kinich Ahau . . . . .	31
<b>7</b>	<b>Resultados y discusión</b>	<b>35</b>
7.1	Pulsos característicos de partículas incidentes por simulación . . . . .	35
7.2	Número de fotones producidos y detectados con un muón que atraviesa en la simulación	37
7.3	Calibración de Kinich Ahau . . . . .	39
<b>8</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>43</b>
<b>9</b>	<b>Bibliografía</b>	<b>45</b>
<b>10</b>	<b>Anexos</b>	<b>49</b>
10.1	Más detalle de la geometría en la simulación . . . . .	49
10.2	Programa utilizado para las distribuciones de fotones producidos, detectados y su cociente en la simulación . . . . .	50
10.3	Normalidad de fotones producidos y detectados en la simulación . . . . .	53
10.4	Programa utilizado para la obtención de los pulsos característicos . . . . .	54
10.5	Gráficas de los 2000 pulsos analizados para la caracterización de la simulación . . .	57
10.6	Programa utilizado para el cálculo de amplitudes y tiempo de subida . . . . .	58
10.7	Programa utilizado para la clasificación de muones, desarrollado por Miguel Novella	59
10.8	Programa utilizado para el cálculos de los máximos en los histogramas . . . . .	62

# Lista de figuras

4.1	Conteo en el detector Nahuelito durante un decrecimiento Forbush entre enero y febrero, graficado junto al conteo por el monitor de neutrones Rome . . . . .	9
4.2	Desarrollo longitudinal y lateral de cascadas de área extensa producidas por un fotón (izquierda), un protón (centro) y un átomo de hierro (derecha). Los colores indican las tres cascadas principales: la parte electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul). . . . .	10
4.3	Distribución de la energía de muones generada con números aleatorios basado en la fórmula de Geisser . . . . .	11
5.1	a) paso de una partícula cargada en un medio transparente con velocidades bajas. b) paso de una partícula cargada en un material transparente con velocidad mayor a la velocidad de la luz en ese material . . . . .	14
5.2	Geometría relevante en la radiación Cherenkov . . . . .	15
5.3	Distribución geográfica de los detectores de LAGO operacionales (triángulos), y los que comenzarán a funcionar entre 2016 y 2017 (cuadrados) . . . . .	17
5.4	Diagrama de un detector típico de la colaboración LAGO . . . . .	18
5.5	Construcción básica de un PMT . . . . .	19
5.6	Diagramas de a) la construcción básica de Photonis XP1802 con dimensiones dadas en mm y b) su espectro de radiación . . . . .	20
5.7	Diagrama de bloques de la electrónica LAGO para tres tanques, mostrando el kit de desarrollo Nexys 2 conectada a una fuente externa y la targeta digitalizadora . . . . .	21
5.8	Formato de un pulso en el archivo crudo producido con el sistema de adquisición ACQUA . . . . .	21
5.9	Diagrama esquemático del WCD y del sistema de adquisición usado en (Salazar, H. y L. Villaseñor , 2005), mostrando el uso de hodoscopio para la identificación de muones verticales . . . . .	22
5.10	Amplitud respecto al tiempo de subida 10 a 90% para la clasificación de muones arbitrarios . . . . .	23
5.11	Histograma de carga integrada en ADCq (en el eje horizontal) típico para un WCD, tomado con datos de Nahuelito . . . . .	24

5.12	Ilustración de las posibles reflexiones que el modelo <i>UNIFIED</i> calcula para la dirección de reflexión de fotones ópticos incidentes a superficies ásperas. Las áreas sombreadas ilustran la probabilidad gaussiana de cada reflexión. . . . .	26
6.1	Ilustración de la geometría general del detector en la simulación Geant4, mostrando el recubrimiento Tyvek en forma cilíndrica y las superficies de vidrio y fotocátodo del fotomultiplicador . . . . .	28
6.2	Distribución para el ángulo $\theta$ generadas por el algoritmo del muestreo por rechazo (histograma) y la curva $\cos^2(\theta)$ . . . . .	30
6.3	Tanque de polietileno, de 600L marca Talishte utilizado como base del detector . .	32
6.4	Tanque de polietileno, de 600L marca Talishte utilizado como base del detector . .	33
7.1	El promedio de todos los pulsos para cada tipo de partícula . . . . .	35
7.2	Representación gráfica de la relación entre amplitud y tiempo de subida para los diferentes tipos de partículas que generaron los pulsos en la simulación . . . . .	37
7.3	Promedio del número de fotones detectados respecto a la energía del muón vertical incidente. Las barras de error representan el intervalo de un 95% de confianza . . .	38
7.4	Histogramas ADCq de 4 horas de funcionamiento del detector, con el segundo pico identificado con una regresión cuadrática entre 140 ADCq y 240 ADCq y el punto de transición con el mismo método entre 50ADCq y 140 ADCq . . . . .	39
7.5	Histogramas ADCq de 4 horas de funcionamiento del detector para a) eventos con diferencia de 8 a 11 $\mu s$ del anterior que corresponden a muones que cruzan el tanque, b) primero de los eventos con diferencia de 1 a 3 $\mu s$ que corresponden a muones que decaen y c) segundo de los eventos con diferencia de 1 a 3 $\mu s$ que corresponden a electrones de Michael . . . . .	41
10.1	Histogramas de los fotones producidos, fotones detectados y el cociente de los fotones detectados sobre los producidos para un muón vertical de 4GeV en la simulación, con un tamaño muestral de 1000 eventos . . . . .	53
10.2	a) 1000 pulsos sobrepuestos de las detecciones de fotones para muón vertical de 4GeV, b) 500 pulsos sobrepuestos de las detecciones de fotones para partículas gamma de 100 MeV, c) 500 pulsos sobrepuestos de las detecciones de fotones para electrón de Michael de 37 MeV . . . . .	57

# Lista de tablas

6.1	Descripción de las propiedades de la superficie Agua-Tyvek asignadas para dos energías de fotón . . . . .	29
7.1	Intervalos de confianza para los valores medios de amplitud y tiempo de subida para cada tipo de partícula incidente . . . . .	36
7.2	Resultados de la regresión lineal de los valores del promedio de fotones detectados respecto a energía de muón vertical incidente . . . . .	38
7.3	Posición de los picos de los histogramas de muones que cruzan, muones que decaen y electrones de Michael, encontrados con regresiones cuadráticas alrededor de los picos . . . . .	40
10.1	Descripción de los objetos en la simulación y sus jerarquías lógicas . . . . .	49
10.2	Propiedades de material asignadas al agua en la simulación a través de la clase G4MaterialsPropertiesTable y asignadas a 32 energías de fotón . . . . .	50
10.3	Valores p para la prueba Shapiro-Wilk de normalidad de las distribuciones de los fotones producidos, detectados y el cociente . . . . .	54



# Resumen

El objetivo del módulo de física de este megaproyecto fue caracterizar las señales obtenidas del detector con una simulación Monte Carlo y calibrar el detector a través del modo histograma. Se utilizaron el sistema de adquisición ACQUA, la *suite* de análisis ANNA de LAGO y programas propios para obtener y analizar los datos del detector. Se encontró el valor VEM para Kinich Ahau, de  $(250 \pm 20)$  ADCq, con el que se clasifican los eventos por bandas por el modo histograma. La simulación del detector se realizó con Geant4, y se determinó que la cantidad de fotones detectados en la simulación Geant4 generados por muones con energías suficientes para atravesar el tanque depende de la energía de los muones, con una correlación de  $10.3 \text{ GeV}^{-1}$  y un valor p de 0.006 para la regresión lineal. Se caracterizó las señales de pulsos típicos del experimento con la simulación Geant4, obteniendo las amplitudes y tiempos de subida promedio de tres tipos de evento: muones de 4GeV que logran atravesar el tanque, partículas gamma de 100 MeV que producen pares cargados y electrones con energías típicas de la distribución de Michael en el decaimiento de un muón.





# 1 Introducción

El presente Megaproyecto tiene como objetivo diseñar y construir un detector de radiación Cherenkov de agua (WCD por sus siglas en inglés) para tomar y procesar datos en la determinación de eventos atmosféricos como consecuencia de reducción Forbush. Al culminar la realización de este proyecto se pretende promover un intercambio generacional de conocimientos de partículas de altas energías, contribuir el área de investigación de este tipo en Guatemala, colaborar con la recopilación de información por parte de observatorios LAGO, y servir como referencia para la construcción de observatorios similares a mayores altitudes en otras regiones del país.

El presente proyecto no es capaz de determinar la dirección de incidencia de las partículas secundarias. Esto se debe a que la información de esta dirección se pierde durante la captura de fotones ópticos dentro del tanque; es decir, esta captura de fotones no es suficientemente rápida y eficiente como para reconstruir información sobre la dirección de la partícula incidente. El proyecto tampoco es capaz de detectar rayos gamma, ya que el tanque no es suficientemente alto para que ocurra producción de pares y también porque el flujo disminuye considerablemente entre menor altitud: la Ciudad de Guatemala está a una altitud media de 1500 metros sobre el nivel del mar. Tampoco puede recobrar información significativa sobre partículas primarias de las cascadas extensas de rayos cósmicos, nuevamente, por la baja altitud e insuficiente área superficial del detector.

El módulo de física en este megaproyecto abarca la caracterización de señal de eventos. Esto incluye la elaboración de una simulación Monte Carlo de eventos en el tanque y la elaboración de estrategias para la calibración de datos y la identificación de partículas a partir de la señal de eventos. La simulación Monte Carlo tiene como objetivo caracterizar el conteo de fotones por el fotomultiplicador para el evento de un muón o gamma secundario, y se realizó utilizando la herramienta GEANT4 desarrollada por CERN. El resultado de esta simulación es una completa descripción de la forma esperada de la señal en el fotomultiplicador para un evento típico de muón que atravieza el tanque, muón que decae y el electrón que produce, y rayos gamma que producen pares, y esto para diferentes ángulos de incidencia y a lo largo del espectro de energético de un muón o rayo gamma como partícula secundaria proveniente de una cascada extensa.



## 2 Objetivos

### 2.1 Objetivo general del megaproyecto

Diseñar y construir un detector de radiación Cherenkov de agua para tomar y procesar datos, en la identificación de partículas secundarias provenientes de cascadas extensas de rayos cósmicos inciden en el detector de radiación Cherenkov de agua.

### 2.2 Objetivo general del módulo

Caracterizar las señales obtenidas del detector utilizando el modo histograma y con una simulación Monte Carlo utilizando Geant4.

### 2.3 Objetivos específicos

- Obtener la calibración por el muón vertical equivalente (VEM) del análisis de primer nivel de los datos de ACQUA del montaje experimental en el tanque.
- Calcular la vida media del muón a partir de una corrida del experimento en el WCD.
- Obtener la forma representativa de pulsos en el tiempo con la simulación en geant4 para muones que atraviesan, muones que decaen, electrones, sus antipartículas respectivas, y partículas gamma.



### 3 Justificación

El detector construido en este megaproyecto es capaz de realizar mediciones indirectas de la modulación de heliósfera de los rayos cósmicos. Por lo tanto, es una herramienta viable para el monitoreo de la actividad solar. Debido a que la actividad solar y eventos en el medio interplanetario tienen efectos disruptivos sobre la magnetósfera, el estudio del efecto de fenómenos solares desde diferentes posiciones en la Tierra es muy valioso para prevenir daños sobre satélites y problemas en transmisiones de radio. Esto es cada vez más importante debido a la progresiva sofisticación de los aparatos electrónicos.

Por otro lado, este es uno de los pocos proyectos de física experimental en Guatemala, por lo que su valor formativo en el trabajo científico en la comunidad es importante ya que establece una plataforma para continuar la investigación de partículas de altas energías de origen astrofísico. El intercambio generacional que originará el proyecto, así como su mantenimiento y replicación serán formativos para estudiantes de física, química e ingenierías. Además, el trabajo en la electrónica de instrumentación del proyecto será un gran avance en el desarrollo tecnológico del país.



# 4 Rayos cósmicos

## 4.1 Generalidades y descubrimiento de los rayos cósmicos

Los rayos cósmicos (RC) son partículas que se originan fuera del Sistema Solar y llegan a la Tierra o su entorno cercano, excluyendo a los fotones. Generalmente estas partículas son núcleos atómicos, desde hidrógeno hasta de hierro. Se les denomina también *primarios*, especialmente en el contexto de cascadas de área extensa (descritas en la sección 4.5). Los rayos cósmicos fueron descubiertos porque en laboratorios de física se observaba que electrómetros cargados y aislados de fuentes radioactivas se descargaban sin aparente razón, y la mejor explicación que se encontró para este fenómeno era el flujo extraterrestre de partículas de altas energías. (Asorey, H. , 2012)

Theodor Wulf desarrolló a los inicios del siglo XX un electroscoipo más sensible que los de su época y notó que en la punta de la Torre Eiffel la tasa de decaimiento era mayor de la esperada tomando en cuenta únicamente la radiación gamma, que era la única fuente relevante considerada para esa situación. Por otro lado, Domenico Pacini, realizó tres mediciones: a nivel del suelo, en la superficie del Lago Bracciano, y a tres metros de profundidad en el lago. Comparando estas mediciones, en las que se destacaba que bajo el agua la tasa disminuía, concluyó que debe de haber una fuente de radiación adicional. (Asorey, H. , 2012)

V.F. Hess en 1912 fue quien finalmente dijo que la fuente de esta radiación es de origen extraterrestre y que ingresa desde arriba de la atmósfera con gran poder penetrante. El experimento que realizó le ganó el Nobel de Física en 1936. Consistía en la medición de tasas de ionización a diferentes altitudes. Las mediciones las realizó durante 10 vuelos en globos aereostáticos hasta los 5000 m.s.n.m. La dependencia de la tasa de ionización sobre la altitud fue lo que llevó a su importante conclusión. (Asorey, H. , 2012)

Los rayos cósmicos tienen un rango de energía extremadamente amplio: desde  $10^5 eV$ , que incluye partículas del viento solar hasta  $10^{20} eV$ , partículas intergalácticas. Los rayos cósmicos de ultra alta energía son primarios con energías superiores a  $E_p \geq 10^{18} eV$ . Su medición directa es casi imposible debido al bajísimo flujo. En cambio, se infiere su existencia por la detección de las partículas secundarias producidos por la cascada de área extensa generada por el ingreso del primario. Esto fue observado por primera vez en 1934 por Bruno Rossi quien notó que equipos separados por gran distancia detectaban simultáneamente aumentos en el conteo de partículas; Pierre Auger infirió en 1938 que esto era explicado por el ingreso de una partícula primaria de energías superiores a los  $10^{15} eV$ . (Asorey, H. , 2012)

## 4.2 Orígenes de los rayos cósmicos de ultra alta energía

La explicación de rayos cósmicos de ultra alta energía es todavía un problema abierto. Los modelos de aceleración proponen que estas partículas pueden alcanzar energías tan altas por el efecto de aceleradores naturales en el universo. Un mecanismo de aceleración es cuando rayos cósmicos atraviesan una nube de gas en el medio interplanetario. El efecto de esta interacción es un aumento en la energía del RC. Sin embargo, este aumento es ineficiente a menos que la velocidad propia de la nube sea de magnitudes relativistas ( $\beta \approx 1$ ). Un ejemplo de material que cumple con esto son los frentes de choque producidos por supernovas, que sí podrían explicar grandes aceleraciones. Sin embargo, estos modelos sufren aún de sobresimplificación, ya que consideran la densidad en los frentes de choque como funciones escalón y que el frente es no relativista. (Asorey, H. , 2012)

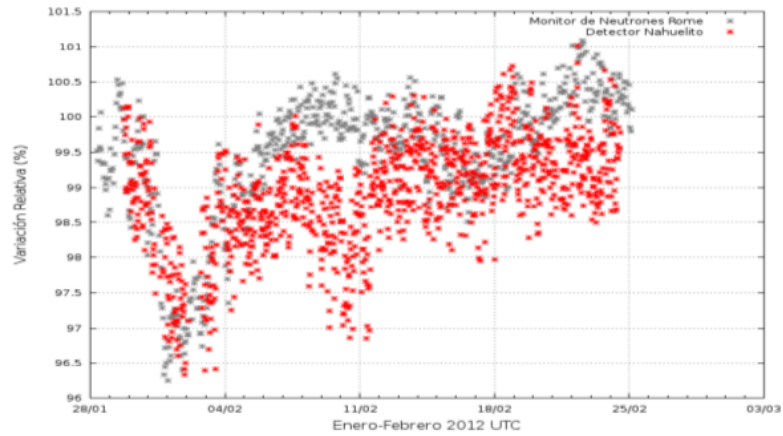
Otra explicación de los rayos cósmicos de ultra alta energía son fuentes con intensos campos magnéticos y grandes dimensiones. Fuentes extragalácticas de rayos cósmicos podrían ser los núcleos galácticos activos, blazares y púlsares son posibles candidatos. Una limitante a esta idea es el corte GZK, que es el límite teórico para la energía de rayos cósmicos extragalácticos. El límite lo establece el hecho de que rayos cósmicos que atraviesan grandes distancias interactúan con el fondo cósmico de microondas, perdiendo energía. Los RC provenientes de estas fuentes estarían viajando desde un universo isotró por lo que la distribución que los detectores observarían sería isotrópica. En cambio, si las fuentes de aceleración de rayos cósmicos de ultra alta energía están dentro de la galaxia, como en los modelos de aceleración mencionados anteriormente, la distribución de la dirección de los RC apuntaría a estas fuentes. Esto puntualiza la importancia de proyectos de detectores terrestres que sean capaces de determinar la dirección de arribo de RC, ya que darían más peso a una explicación que la otra. (Pérez, Y. , 2009)

## 4.3 Modulación solar de rayos cósmicos

La travesía de los rayos cósmicos es afectada por el campo magnético en el espacio. Cuando los rayos cósmicos entran al sistema solar, se encuentran con el campo magnético interplanetario producido por el Sol. Cuando ocurren eventos como eyecciones de masa coronal, el campo magnético interplanetario se intensifica y los rayos cósmicos son desviados. Estos fenómenos consisten en la variación rápida del flujo de rayos cósmicos en la superficie terrestre, seguida por una eyección coronal desde el Sol, llamados decrecimientos Forbush. Este efecto fue descubierto por Scott E. Forbush en 1937, que también observó que la intensidad de los RC al alcanzar la Tierra se encontraban inversamente correlacionados con los 11 años de ciclo solar de las manchas solares. Un detector que lleve la cuenta permanente de los rayos cósmicos que llegan a tierra puede dar información acerca de estos eventos solares que originan los decrecimientos Forbush. A partir de los datos residuales de los tanques de agua del Pierre Auger, han construido un análisis de modula-



ciones solares de rayos cósmicos -en los que entran los Forbush decreases- y los compararon con los mismos análisis para estos eventos estudiados en detectores de neutrones, concluyendo que es un estudio valioso, viable, y complementario en especial a las mediciones por sondas espaciales in situ que recolectan esa info en el espacio; el análisis de rayos cósmicos desde el suelo es complementario porque puede dar información de la estructura de la heliósfera y de ICME (interplanetary corona mass ejection), ya que la capacidad de las sondas de hacer esto es mínima. (Villaseñor et al , 2011)



Extraído de (Pérez, Y. , 2009)

Figura 4.1: Conteo en el detector Nahuelito durante un decrecimiento Forbush entre enero y febrero, graficado junto al conteo por el monitor de neutrones Rome

#### 4.4 Cascadas de área extensa de rayos cósmicos

Una cascada de área extensa (CAE) es la lluvia de partículas originada por la interacción de un rayo cósmico con un núcleo de elemento constituyente de la atmósfera. Lo que determina la forma de la cascada es la cantidad de materia atravesada, por lo que la densidad (y, por ende, la presión atmosférica) tiene una influencia directa sobre el flujo de partículas en el suelo. Esta anticorrelación entre presión atmosférica y flujo debe de ser corregida si se quiere obtener información sobre el flujo de partículas. En el estudio de las CAE, se define la profundidad atmosférica  $X(l)$  como la masa de aire por unidad de área que atraviesa la partícula desde el infinito hasta la posición  $l$ ,

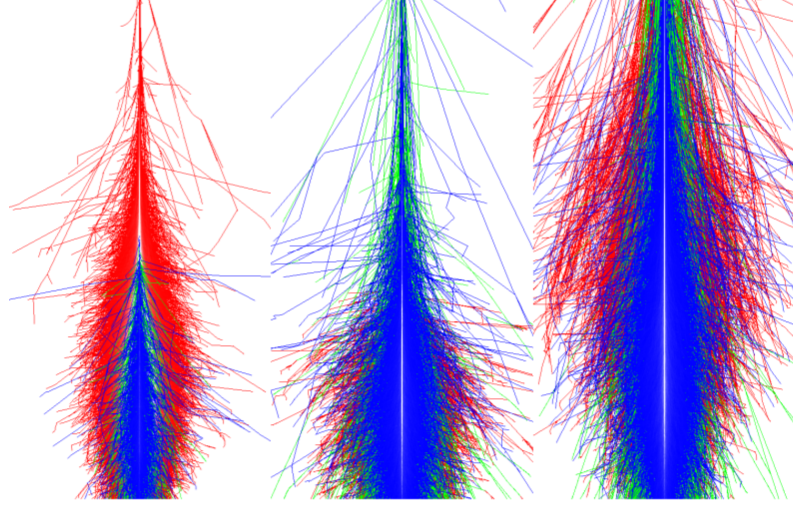
$$X(l) = \int_l^{\infty} \rho(l) dl \quad (4.1)$$

Donde, además,  $\rho(l)$  está dada por la ecuación barométrica para la densidad atmosférica con una temperatura  $T(h)$

$$\rho(h) = \rho(h_0) \left( \frac{T(h_0)}{T(h)} \right) \exp \left( - \int_{h_0}^h \frac{M}{R} \frac{g(h)}{T(h)} dh \right) \quad (4.2)$$

siendo  $R$  la constante universal de los gases,  $M$  la masa molar del aire y  $g(h)$  la aceleración

debido a la gravedad a una altura  $h$ . Por construcción, el valor  $X(0)$  se obtiene directamente de la presión atmosférica a nivel del mar con  $P_0/g_0 = 101325Pa/9.81ms^{-2} = 1033gcm^{-2}$  (Pérez, Y. , 2015)



Extraído de (Asorey, H. , 2012)

Figura 4.2: Desarrollo longitudinal y lateral de cascadas de área extensa producidas por un fotón (izquierda), un protón (centro) y un átomo de hierro (derecha). Los colores indican las tres cascadas principales: la parte electromagnética (rojo), muónica (verde) y hadrónica (azul).

La distribución lateral al eje de la lluvia tiene un máximo en algún lugar sobre el nivel del mar, típicamente entre 4 y 7 km. Luego de este punto de mayor radio de la cascada, la creación de partículas secundarias disminuye y la densidad de partículas también. Se caracteriza la edad de la cascada ( $S$ ) alrededor de este punto máximo ( $S < 1$  para antes de ese máximo,  $S = 1$  cuando ocurre ese máximo y  $S > 1$  para luego del máximo). (Asorey, H. , 2012)(Suarez , 2014)

Una cascada lleva a tres componentes: electromagnético, de muones y de hadrones; 1% es de hadrones, 10% son muones y 89% son partículas cargadas (electrones y positrones). El 90% de la energía está en el canal electromagnético. El número total de partículas secundarias depende de a) la energía de la partícula primaria (12-20 órdenes de magnitud eV) b) ángulo cenital (entre  $0^\circ$ , vertical, y  $90^\circ$ , horizontal), c) punto de primer interacción. El ángulo cenital influye en gran medida, porque una partícula que ingresa a la atmósfera con un ángulo cercano a 90 grados tiene una cascada sobre el suelo 40 veces menos energética que una que entró verticalmente. El primer punto de interacción depende además del tipo de partícula primaria. (Asorey, H. , 2012)(Suarez , 2014)

**4.4.1. Distribución de energías a nivel del suelo** Para observatorios de Cherenkov en agua, es importante conocer la distribución de energía de muones ya que los de energías mayores a 0.3 GeV son los que atraviesan los tanques y se usan para calibración. Otro

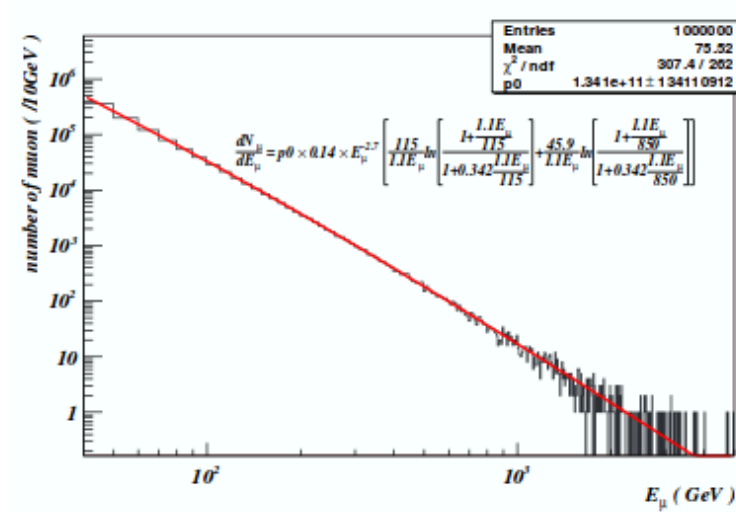
tipo de partícula que alcanzan detectores son los rayos gamma de 100 MeV, sin embargo, el flujo de rayos gamma disminuye luego del máximo de la cascada así que únicamente detectores de gran altitud los detectan apreciablemente. (Watson, A , 2002)

La fórmula estándar de Geisser describe la distribución energética de muones a nivel del suelo cuando la curvatura de la Tierra puede ser obviada y cuando el decaimiento de muones es negligible. Estas condiciones son equivalentes a tomar únicamente eventos con ángulo cenitar menor a 70 grados y considerar muones con energías mayores a  $100/\cos\theta \text{ GeV}$ . Sin embargo, la mayoría de muones encontradas a nivel del suelo tienen energías menores a este límite. El trabajo de Guan et al. extiende la fórmula de Geisser agregando parámetros ajustados por datos experimentales. La distribución energética dada es entonces

$$\frac{dN}{dE} = p_0 0.14 E^{-2.7} \left[ \frac{115}{1.1E} \ln \left[ \frac{1 + \frac{1.1E}{115}}{1 + 0.342 \frac{1.1E}{115}} \right] + \frac{45.9}{1.1E} \ln \left[ \frac{1 + \frac{1.1E}{850}}{1 + 0.342 \frac{1.1E}{850}} \right] \right] \quad (4.3)$$

donde  $\theta$  es el ángulo polar y  $E$  es la energía en  $\text{GeV}$ . Esta fórmula representa la distribución de muones de cascadas extensas a nivel del suelo. Los parámetros mencionados se ajustaron usando CORSIKA usando una densidad atmosférica de  $114.8 \text{ g/cm}^3$ . La figura 4.1 muestra esta distribución. Un ajuste de potencia a esta gráfica arroja la siguiente distribución (Guan et al. , 2006)

$$d(E) = (4.114 \pm 0.003) \times 10^{10} E^{-3.07143 \pm 0.00004} \quad (4.4)$$



Extraído de (Guan et al. , 2006)

Figura 4.3: Distribución de la energía de muones generada con números aleatorios basado en la fórmula de Geisser

**4.4.2. Simulación de cascadas de área extensa** Para realizar simulaciones cascadas de área extensa se puede utilizar el programa CORSIKA, desarrollado por el Instituto de Física Nuclear de Karlsruhe (IKP). Éste simula las distintas interacciones de las partículas que se generan a partir de una primera partícula de alta energía (partícula primaria) para así construir la cascada. (Heck, D. et al , 1998)

El modelo de Heitler es un modelo simplificado que predice el comportamiento del canal electromagnético de la cascada. Los dos mecanismos de interacción que describe son el de frenado (Bremsstrahlung) y de pares: el primero es un electrón que al encontrarse con un átomo de la atmósfera desprende un electrón de menor energía y una partícula gamma, el segundo es la generación de un electrón y positrón cuando una partícula gamma se encuentra un átomo en la atmósfera. Estas interacciones cesan cuando la energía perdida por ionización del electrón es igual a su energía en reposo (otros criterios existen para para detener el proceso dentro de una simulación). (Suarez , 2014)

Para las interacciones hadrónicas de alta energía se utilizan los modelos VENUS, QGSJET, DP-MJET y SIBYLL. Para las hadrónicas de baja energía utiliza GHEISHA. Por último las electrónicas las simula con EGS4 y NKG. CORSIKA necesita que se le ingresen los siguientes datos: datos de la atmósfera en dónde se realizará la simulación, el sistema coordenado a utilizar, el campo geomagnético del lugar a simular y el sistema de unidades que se utilizará. (Heck, D. et al , 1998)

## 5 Detectores de superficie

La modulación solar del conteo de rayos cósmicos y la posibilidad de conocer los mecanismos de aceleración y producción de RC delinea la importancia de la construcción de detectores de las partículas secundarias producidas de cascadas de área extensa. Como se describió en el capítulo 4, las primeras detecciones de rayos cósmicos se realizaron en el aire, en globos. En la actualidad, los métodos más populares de detección son sondas en el espacio, detectores en globos, y detectores en superficie terrestre. (Bernlohr, K. , 2015)

### 5.1 Detectores en sondas y globos

Algunos de los actuales experimentos en sondas y globos son

- Cosmic-ray Energetic and Mass (CREAM): experimentos de viajes ultra largos en globo que miden la composición de rayos cósmicos en la escala de energías de  $10^{15}$  GeV. El propósito es estudiar las características del espectro de rayos cósmicos en estas energías para establecer límites a mecanismos de aceleración por supernovas. (Seo, E. et al , 2004)
- Antarctic Impulsive Transient Antenna (ANITA): Circula el continente antártico a altitudes de 35-37 km. Su misión es la detección de neutrinos de ultra alta energía, y logra la detección de rayos cósmicos de  $10^{19}$  GeV. (Hoover, S. et al , 2010)
- Voyager: Su actual misión es *Voyager Interstellar Mission* encontrándose ya en la capa más externa de la heliósfera, donde la presión del gas interestelar merma los vientos solares. Estudia los campos magnéticos, las ondas de plasma y el flujo de partículas.

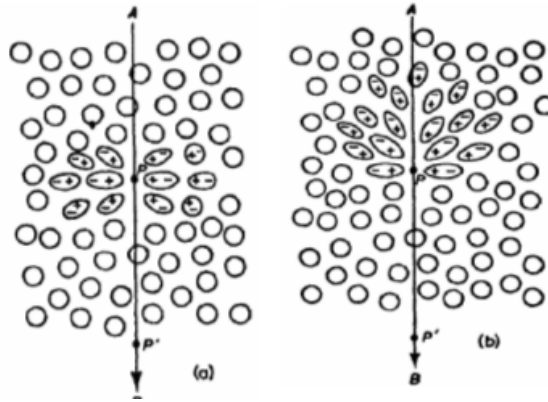
### 5.2 Detectores de superficie

- Fly's-Eye y Hi-Res: El experimento Fly's-Eye operó entre 1980 y 1993 en el desierto de Utah, en Estados Unidos. Era un arreglo de 67 espejos esféricos de 1575 mm de diámetro ubicados en dos sitios separados entre sí, usando la técnica de fluorescencia y la separación para triangular la dirección de los primarios. El experimento Hi-res fue una extensión del primero, utilizando espejos más grandes, y funcionó entre 1994 y 2006. Lograron detectar primarios de hasta  $10^{20} GeV$ .
- Observatorio Pierre Auger: La instalación más grande de detectores de agua de radiación Cherenkov es Pierre Auger, en Argentina. Consiste en 1660 tanques de agua dispuestos en una región triangular de 3000 kilómetros cuadrados, espaciados a 1500 metros. El arreglo en Pierre Auger tiene un área total de  $16000 m^2$  y funciona a  $10^8$  conteos por minuto. Algunas

especificaciones del modelo Scaler en Pierre Auger: Muestreo de 40MHz por seis 10-bit flash analog-to-digital converter (FADC), enlace de radio al CDAS (central data acquisition system), sistema GPS para sincronizar los 1660 tanques. La respuesta del detector está hecha para el resultado de un conjunto de simulaciones de cascadas de baja energía usando CORSIKA 6.980 modelo QGSJET-II para hadrones alta energía y GHEISHA para bajas. El flujo de partículas primarias a 100 km se simula como una ley de poder, cuyo exponente se obtuvo de mediciones de espectro de energías de la partícula primaria. (Villaseñor et al , 2011)

### 5.3 Radiación de Vavilov-Cherenkov

Una partícula cargada moviéndose en un material puede polarizar los átomos que la circundan ya que su campo magnético en ese instante y en ese lugar distorsiona a los átomos induciendo sus dipolos eléctricos. Esta polarización es momentánea y local, ya que cuando la partícula cargada se aleja, los átomos retornan a su forma normal. Debido a la simetría de la polarización alrededor de la carga, el campo magnético desaparece lejos de la partícula y no ocurre radiación (figura 5.1.a). (Pérez, Y. , 2009)



Extraído de (Grupe, C y B. Shwartz , 2008)

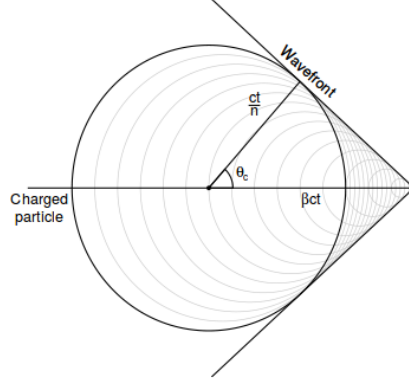
Figura 5.1: a) paso de una partícula cargada en un medio transparente con velocidades bajas. b) paso de una partícula cargada en un material transparente con velocidad mayor a la velocidad de la luz en ese material

La simetría mencionada se rompe si la partícula cargada se mueve a una velocidad mayor a la velocidad de la luz en ese medio (figura 5.1.b). Es decir,

$$\beta > \frac{1}{n} \quad (5.1)$$

donde  $\beta$  se refiere a la partícula incidente y  $n$  es el índice de refracción del material. En este caso, las ondas radiadas por el paso de la carga produce interferencia constructiva a ciertas posiciones respecto a la carga. Dado un tiempo  $t$ , la coherencia en la onda está delimitada por

la distancias que la luz y la partícula recorren en ese tiempo, como mostrado en la figura 5.2. La distancia que recorre la luz sería  $ct/n$  y la que recorre la partícula sería  $\beta ct$ . El ángulo  $\theta_c$  formado se relaciona con esas distancias por



Extraído de (Baldini, L. , 2014)

Figura 5.2: Geometría relevante en la radiación Cherenkov

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n} \quad (5.2)$$

Notando aquí que el índice de refracción depende de la longitud de onda de la radiación. Para el agua, la radiación ocurre en el intervalo de longitudes de onda entre 300 y 570 nm. (Pérez, Y. , 2009)

Debido a que existe simetría en el ángulo azimutal, la forma del frente de onda es un cono. Usando el caso crítico cuando en la ecuación 5.2  $\cos \theta = 1$ , se puede obtener una expresión para la energía mínima de una partícula para producir radiación Cherenkov.

$$E_c = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1 - n^{-2}}} \quad (5.3)$$

Para el agua, con  $n = 1.33$ , toma un valor aproximado de  $E_c \approx 1.52m_0$ . (Pérez, Y. , 2009)

El espectro (doble diferencial) de los fotones producidos por unidad de longitud  $x$  y de longitud de onda  $\lambda$  lo describe

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2} \left( 1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)} \right) \quad (5.4)$$

donde  $z$  es la carga de la partícula y  $\alpha$  es la constante de estructura fina. (Baldini, L. , 2014)

La radiación de Cherenkov no es importante en términos de la energía perdida. En cambio, la existencia de un umbral de generación de radiación y la dependencia del ángulo  $\theta$  y del espectro sobre la velocidad de la partícula hacen la detección de radiación Cherenkov útil para la iden-

tificación de partículas (evidenciado en la ecuación 5.3) y medición de velocidades. (Baldini, L. , 2014)

En el contexto de los detectores de rayos cósmicas terrestres en agua, las propiedades de la radiación de Cherenkov importantes son: la existencia del umbral dado por la ecuación 5.1; la cantidad de fotones emitidos por unidad de longitud tiende rápidamente a una constante que depende de  $\lambda$ ,  $n$  y la longitud recorrida. Es decir que la señal del detector se relaciona con la cantidad de fotones producidos, y no con la energía depositada. De hecho, muy poco porcentaje de la energía depositada en un detector de agua es por radiación de Cherenkov; alrededor del 1 % en gases de número atómico mayor a 7. En lugar, la mayor parte de la energía se pierde a través de otras interacciones de ionización y excitación. (Pérez, Y. , 2009) (Grupe, C y B. Shwartz , 2008)

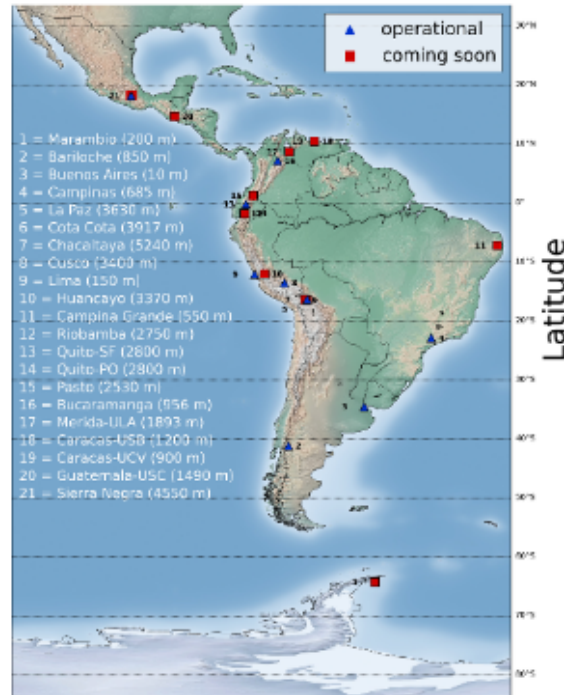
Para obtener el número total de fotones emitidos en un contador de Cherenkov, se integra la ecuación 5.4 sobre toda la región en la cual se cumple  $\beta n(\lambda) > 1$ , y se convoluciona con la función de respuesta del sistema de recolección de luz. En el caso de los detectores de rayos cósmicos por radiación Cherenkov en agua (WCD por sus siglas en inglés, de ahora en adelante), el sistema de recolección de luz es un tanque de agua purificada con paredes hechas de material altamente reflector.

## 5.4 Latin American Giant Observatory

**5.4.1. Sitios de LAGO** LAGO (Latin American Giant Observatory, por sus siglas en inglés) es un proyecto internacional con más de ochenta científicos de ocho países latinoamericanos que empezó en 2005. Está orientado principalmente a la investigación básica de tres ramas de la astrofísica de partículas: el universo en condiciones extremas, clima interplanetario y radiación atmosférica a nivel del suelo. La red de detectores de LAGO consiste en pequeños tanques de agua a nivel de tierra sobre diferentes localidades y latitudes a lo largo del continente latinoamericano, abarcando desde México hasta el cono sur de América. El proyecto LAGO se ha dividido en dos estudios objetivos dependiendo de la altitud del detector. Los detectores en altitudes superiores de 4,500m sobre el nivel del mar permiten detectar GRB con mayor sensibilidad; y los detectores de altitudes menores son utilizados para estudios físicos del Sol (decrecimientos Forbush). (Asorey, H. y S. Dasso , 2015)

LAGO tiene como objetivo observar Gamma Ray Bursts (GRB) (destellos de rayos gamma) utilizando WCD. Los detectores de LAGO pueden ser utilizados para medir el flujo de rayos cósmicos en la tierra ya que su modulación es una medición directa de la actividad solar. Por último, los detectores instalados en universidades sirven para enseñar a estudiantes sobre física de partículas y astropartículas. Existen ya varios observatorios de LAGO en operación. Uno de ellos está en Sierra Negra, México, a 4550 metros sobre el nivel del mar. Tiene funcionando tres





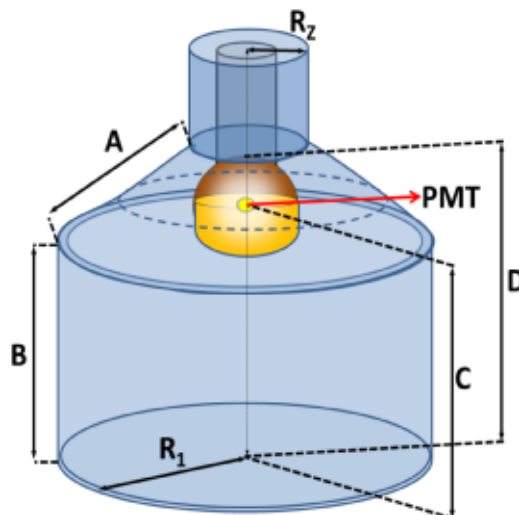
Extraído de (Asorey, H. y S. Dasso , 2015)

Figura 5.3: Distribución geográfica de los detectores de LAGO operacionales (triángulos), y los que comenzarán a funcionar entre 2016 y 2017 (cuadrados)

tanques de 4 metros cuadrados de superficie y dos de un metro cuadrado. Otro está en Chacaltaya, Bolivia, a 5250 metros sobre el nivel del mar, el detector a mayor altitud de la estructura LAGO. Tiene tres tanques en operación, dos de 4 metros cuadrado y uno de 1 metro cuadrado. El otro está en Marcapomacocha, Perú, a 4450 metros sobre el nivel del mar, con un tanque de dos metros cuadrados en operación desde el 2010. En Guatemala, ya dio inicio el proyecto en la Universidad San Carlos de Guatemala, pero aún no está en operación. (Villaseñor et al , 2011)

**5.4.2. Detectores Cherenkov de LAGO** La base de los detectores en LAGO es un tanque cilíndrico de material como resina de polietileno. Está recubierto en el exterior por una capa de material que evita el ingreso de luz externa, como manto asfáltico o plástico de polietileno negro. La superficie interior está recubierta por una manta de Tyvek, que es un material altamente reflectivo. La superficie del Tyvek consiste en fibras de polietileno de alta densidad de 5-10  $\mu\text{m}$  orientadas de forma aleatoria y no direccional. Dentro, se llena con agua purificada. (Pérez, Y. , 2009) (DuPont. , 2009)

Algunas ventajas del Tyvek es que no se degrada en mayor manera en contacto con agua y tiene buena resistencia mecánica, pero su propiedad más importante es que tiene una reflectividad en aire en el espectro visible del 90%, y disminuye a 86% a 360nm y al 78% a 320nm; rangos en los



Extraído de (Pérez, Y. , 2009)

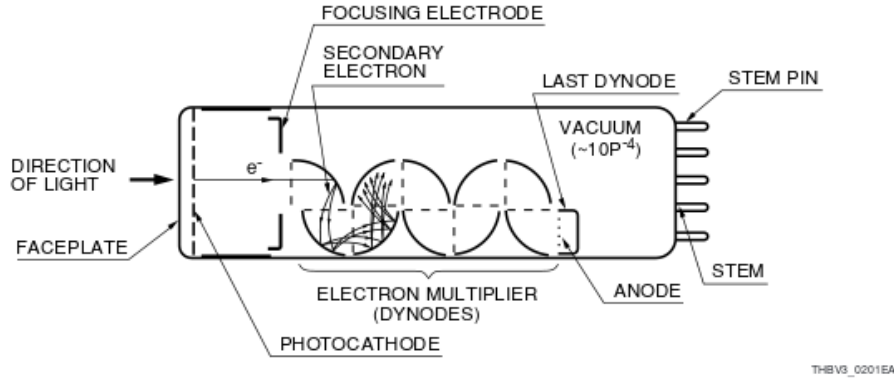
Figura 5.4: Diagrama de un detector típico de la colaboración LAGO

que se encuentra la longitud de onda de emisión de radiación Vavilov-Cherenkov y la sensibilidad normal del fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés, de ahora en adelante). Generalmente se coloca el PMT en la tapa superior del tanque. El agua entra en contacto únicamente con el Tyvek y con el vidrio de detección del fotomultiplicador. (Pérez, Y. , 2009)

El agua, junto al Tyvek y el fotomultiplicador, constituyen el sistema de recolección de fotones de la radiación Cherenkov que ocurre en el agua. Estos fotones son reflejados en las paredes del Tyvek hasta alcanzar el fotomultiplicador. De hecho, un bajo porcentaje de fotones logra alcanzar el fotomultiplicador. Este porcentaje se aproxima como el cociente del área de detección y el área superficial interna del tanque. La cantidad de fotones detectados son suficientes para generar una señal distinguible en el detector. El constante mantenimiento de la calidad del agua facilita la calibración de los tanques, ya que se ha observado que la degradación de la calidad de agua disminuye la capacidad del sistema de recolección de fotones. (Pérez, Y. , 2009)

**5.4.3. Tubo fotomultiplicador** Los tubos fotomultiplicadores son detectores al vacío extremadamente sensibles a luz en el rango visible, ultravioleta e infrarrojo. Logran amplificar la corriente producida por luz incidente hasta 100 millones de veces, por lo que son capaces de detectar pocos fotones incidentes. Consisten en una ventana de ingreso (un vidrio de borosilicato, por ejemplo), un fotocátodo, un electrodo para enfocar, un multiplicador de electrones (dínodos en secuencia) y un ánodo, todo sellado en un tubo de vidrio al vacío. El diagrama en la figura 5.5 muestra la construcción básica de un PMT. (Hamamatsu , 2007)

Primero, la luz ingresa por la ventana de vidrio. Al chocar con el fotocátodo, los fotones excitan y desprenden fotoelectrones por efecto fotoeléctrico hacia el vacío del tubo. El electrodo acelera y



Extraído de (Hamamatsu , 2007)

Figura 5.5: Construcción básica de un PMT

dirige esta corriente hacia los dínodos. Estos constituyen el multiplicador de electrones: entre los dínodos se coloca un alto voltaje, que provoca que los electrones incidentes sean multiplicados por efecto de emisión secundaria de electrones. (Hamamatsu , 2007)

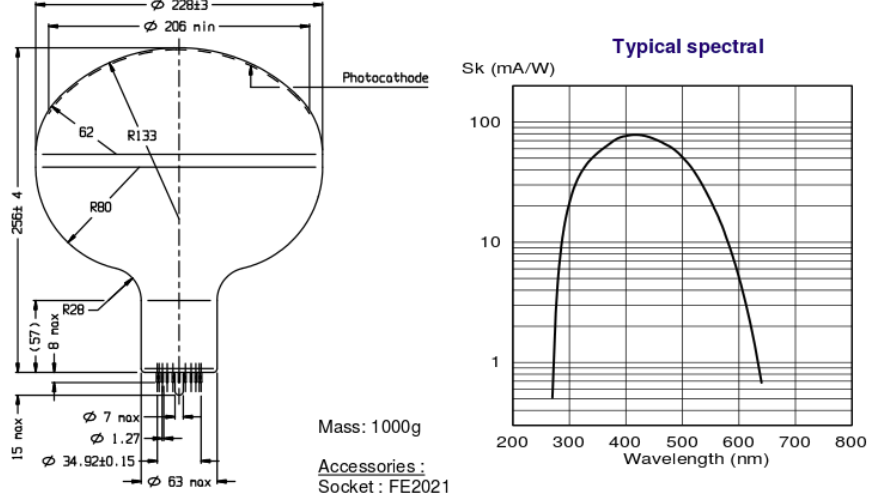
El multiplicador de electrones es el responsable de producir la dramática amplificación de corriente, porque cada dínodo contribuye a una cascada multiplicativa de electrones: para un fototubo de  $N_d$  dínodos, la corriente final habrá tenido una ganancia de  $\delta^{N_d}$ , con  $\delta$  siendo típicamente alrededor de 6-7 electrones. En LAGO, se usan fototubos con un área de detección de alrededor de 9 pulgadas y multiplicadores de electrones de 10-12 dínodos. El ánodo es un electrodo que recolecta los electrones secundarios multiplicados en el proceso de cascada y arroja la corriente a un circuito externo. Lo más importante en el diseño del ánodo es una diferencia de potencia adecuada entre el último dínodo y el ánodo para obtener la mayor corriente de salida. (Hamamatsu , 2007)

Una propiedad importante de un PMT es su eficiencia cuántica o su espectro de radiación. Ambos miden la eficiencia del PMT de convertir la energía de los fotones en corriente. La eficiencia cuántica mide el cociente entre la cantidad de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo y el número de fotones incidentes, expresado en porcentaje. El espectro de radiación mide la corriente de electrones producido por el fotocátodo dividido el flujo de radiación para alguna longitud de onda, y se mide en amperios por vatio. La conversión entre eficiencia cuántica ( $QE_\lambda$ ) y espectro de radiación ( $R_\lambda$ ) es

$$QE_\lambda = R_\lambda \frac{E_\lambda}{e} = \frac{R_\lambda}{\lambda} \frac{hc}{e} \quad (5.5)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la luz incidente,  $E_\lambda = \frac{hc}{\lambda}$  es la energía del fotón incidente,  $e$  es la carga elemental,  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío y  $h$  es la constante de Planck.

Por el efecto fotoeléctrico, la probabilidad de emisión aumenta para longitudes de onda más bajas (ya que estos fotones poseen más energía). Por esto, la eficiencia cuántica está dada respecto



Extraído de (Photonis , SF)

Figura 5.6: Diagramas de a) la construcción básica de Photonis XP1802 con dimensiones dadas en mm y b) su espectro de radiación

a la longitud de onda de los fotones incidentes. En este megaproyecto se utilizó un PMT marca Photonis XP1802, cuyo espectro de radiación y construcción básica están dados en la figura 5.6. La eficiencia cuántica de este PMT es de 23 % a una longitud de onda de 420nm. (Hamamatsu , 2007) (Photonis , SF)

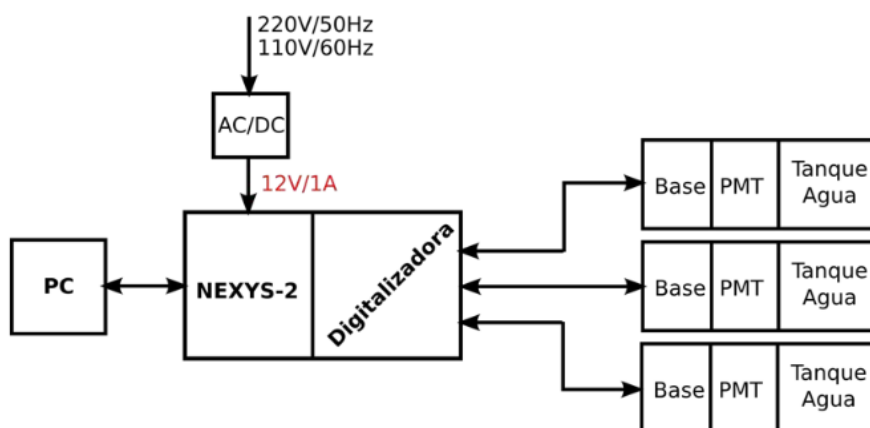
**5.4.4. Electrónica de LAGO** La señal análoga del PMT es digitalizada por conversores analógico-digital (FADC por sus siglas en inglés) de 10 a 14 bits a una velocidad de muestreo de 40MHz. Esta velocidad de muestreo define la resolución de la electrónica por

$$1bin \equiv \frac{1}{40MHz} = 25ns \quad (5.6)$$

Con el FADC, la señal en voltaje se convierte en una medición de cuentas digitales,  $ADC$ . El valor de  $ADC$  pico,  $ADC_p$  corresponde al valor de salida del FADC, en un rango de 0 a  $2^{10} - 1 = 1024$  cuentas. El rango de entrada para esto es entre 0 a 2 V. A partir de esto, se tiene la equivalencia

$$1ADC_p \equiv \frac{2V}{2^{10}} = 1.95mV \quad (5.7)$$

La digitalización ocurre en la placa digitalizadora, que puede procesar señales simultáneamente en tres canales y utiliza conversores AD9203 marca Analog Devices. La señal digitalizada es tratada por la Nexys-2, de la empresa Digilent, que es un kit al que se pueden montar sensores como el sensor HP03S que miden la presión absoluta y temperatura y sistema GPS. (Arnaldi, H. , 2011) (Pérez, Y. , 2009)



Extraído de (Sofo, M. , 2011)

Figura 5.7: Diagrama de bloques de la electrónica LAGO para tres tanques, mostrando el kit de desarrollo Nexys 2 conectada a una fuente externa y la tarjeta digitalizadora

**5.4.5. ACQUA y ANNA de LAGO** ACQUA es un sistema de adquisición de datos desarrollado para el proyecto LAGO que tiene como objetivo estandarizar el formato de los datos y su análisis adquiridos por las diferentes estaciones. Cada estación del proyecto LAGO puede utilizar este código además para subir sus datos al repositorio central. El código sirve para operar la electrónica, identificando los datos adquiridos con las características importantes de la estación. Estas incluyen la posición geográfica, altitud, institución, modelo de PMT, número de detectores, geometría del detector y otras especificaciones de electrónica.

```
# x h 08:47:41 23/08/2016 1471942061
50 51 50
50 51 50
50 50 314
50 50 281
51 50 110
51 50 71
50 50 63
50 50 52
50 50 52
50 50 53
50 50 53
50 50 52
# t 4 584
# c 1038
```

(Fuente propia)

Figura 5.8: Formato de un pulso en el archivo crudo producido con el sistema de adquisición ACQUA

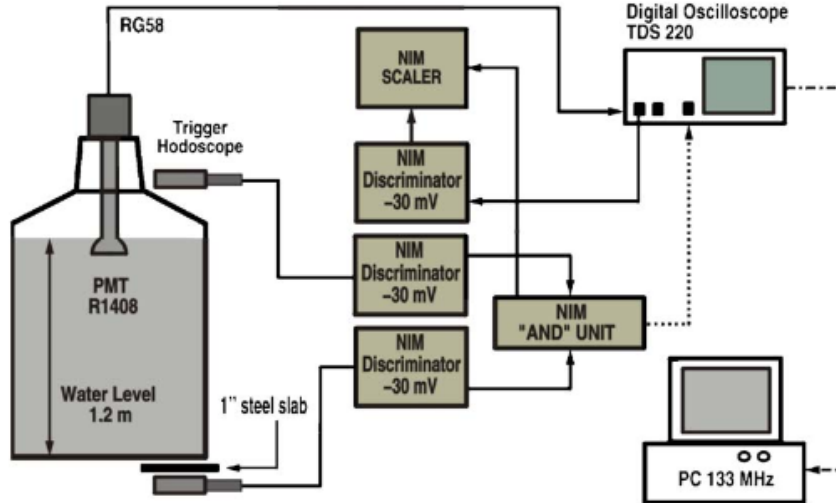
La figura 5.8 muestra el formato de los pulsos en los datos crudos. El primer pulso en la figura es el primero de la adquisición. La línea al inicio da el tiempo en que comenzó el proceso, lo toma

del GPS o, en ausencia del GPS, del tiempo de la computadora. Un pulso se almacena cuando la señal supera un umbral dado. Las filas siguientes de tres columnas muestran la cuenta en ADC para cada canal, en la configuración mostrada, se usó únicamente el canal 3, con una línea base de 50 ADC. Las últimas dos líneas del pulso tienen información del tiempo en que se almacenó el pulso (en unidades de *bin*, como dado en la ecuación 5.5) y el identificador interno de pulso (un contador).

ANNA es la *suite* de análisis de datos oficial de LAGO. El código principal es "raw.cc", que convierte los datos crudos adquiridos por el código de ACQUA al primer nivel de datos pre-analizados. Los resultados del código pueden ser archivos con la carga integrada temporalmente de los pulsos, archivos de histogramas de la diferencia de tiempos, archivos con el conteo total por segundo, entre otros. La documentación entera de ACQUA y ANNA se puede encontrar en la wiki oficial de LAGO, en [wiki.lagoproject.org](http://wiki.lagoproject.org).

## 5.5 Identificación de partículas en detectores de Cherenkov terrestres

**5.5.1. Relación entre tiempo de subida y amplitud** En (Salazar, H. y L. Villaseñor, 2005), se desarrolló un procedimiento experimental para identificar muones verticales y muones arbitrarios. Los muones verticales se seleccionan cuando coinciden dos hodoscopios colocados como en la figura 5.9, y muones arbitrarios se escogen cuando la señal superaba un umbral de 30mV.

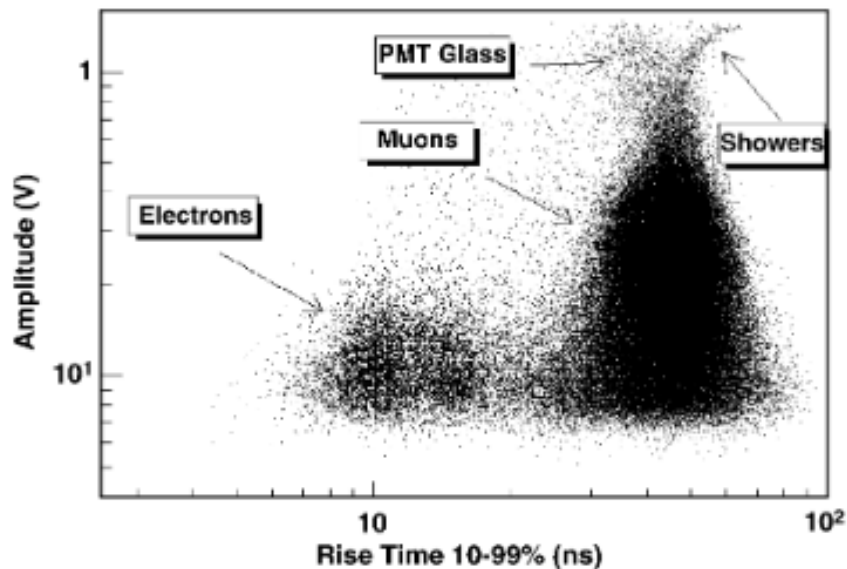


Extraído de (Salazar, H. y L. Villaseñor, 2005)

Figura 5.9: Diagrama esquemático del WCD y del sistema de adquisición usado en (Salazar, H. y L. Villaseñor, 2005), mostrando el uso de hodoscopio para la identificación de muones verticales

Los hodoscopios tienen una pieza centelladora que produce luz y señal (a través de un diodo o un PMT) cuando una partícula cargada lo atraviesa. Eventos identificados como producidos por electrones eran en su mayor medida generados por el decaimiento de muones al chocar con paredes de concreto en el laboratorio. Los electrones producidos en el decaimiento de muones siguen una distribución de Michael, con un valor promedio de energía de 37 MeV. (Allison, P. et al. , 2005)

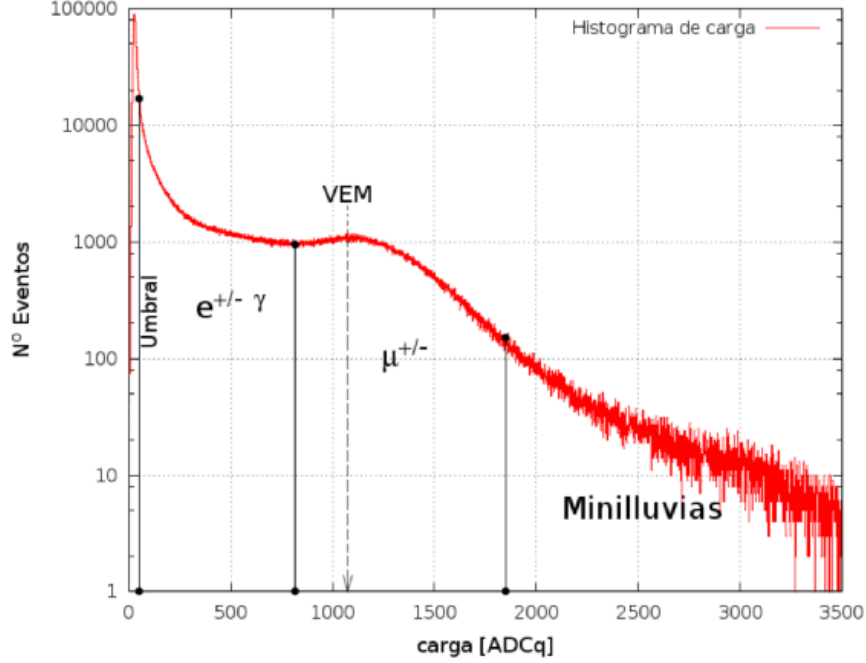
La importancia de esta clasificación es que se generó la gráfica mostrada en la figura 5.9, que muestra la relación entre tiempo de subida y amplitud para los diferentes fuentes de pulso. Para validar esta interpretación, graficaron los eventos que aparecen cuando el hodoscopio se alinea con el vidrio del PMT. La propiedad más importante a destacar en esta gráfica son las posiciones generales de los eventos de electrones comparadas con las de muones: los eventos de electrones generados por decaimiento tienen tiempos de subida menores y amplitudes iguales o mayores que los de muones. (Salazar, H. y L. Villaseñor , 2005)



Extraído de (Salazar, H. y L. Villaseñor , 2005)

Figura 5.10: Amplitud respecto al tiempo de subida 10 a 90% para la clasificación de muones arbitrarios

**5.5.2. Modo Histograma en LAGO** Las partículas secundarias que entran al tanque producen radiación de Cherenkov en su recorrido que finalmente se detecta como pulsos medidos en unidades ADC. Una medida de la cantidad de fotones de radiación Cherenkov detectados es la carga integrada ADCq. Esta se calcula tomando el pulso medido en ADCq, restando el valor de la línea base, e integrando temporalmente. Un histograma de los eventos ADCq revela cierta estructura del tipo de partículas que ingresan al tanque y una manera independiente de identificarlas. (Pérez, Y. , 2009)



Extraído de (Pérez, Y. , 2009)

Figura 5.11: Histograma de carga integrada en ADCq (en el eje horizontal) típico para un WCD, tomado con datos de Nahuelito

La propiedad más importante de histogramas de carga integrada en ADCq es la presencia de un segundo máximo, por sobre la acumulación de señales que podrían interpretarse como ruido. Esto se muestra en la figura 5.10, obtenida de datos de Nahuelito en (Pérez, Y. , 2009). La ubicación de este máximo corresponde a pulsos generados por el paso de muones verticales. Este valor en ADCq es utilizado para calibrar el detector. El modo histograma presentado en (Pérez, Y. , 2009) establece un procedimiento para clasificar eventos a partir de puntos críticos del histograma de ADCq.

Los tres valores críticos que utiliza son el primer máximo  $em_{peak}$ , el primer mínimo (llamado punto de transición) y el VEM antes mencionado. El VEM además define un punto de ADCq mayor, dado por muones que atraviesan el detector en su diagonal. Este valor  $mu_{max}$  se calcula mediante

$$mu_{max} = 0.9 \times VEM \times \sqrt{1 + \left(\frac{d}{h}\right)^2} \quad (5.8)$$

donde  $d$  es el diámetro del tanque,  $h$  es su altura y el factor 0.9 es para tomar en cuenta la contaminación por eventos no muónicos.

Estos dividen los eventos en tres bandas: la banda electromagnética para eventos con carga integrada menor al del punto de transición, la de componente muónica entre el punto de transición



y  $\mu_{max}$ , y de minilluvias para los de mayor ADCq. La banda electromagnética corresponde a electrones, positrones y fotones de alta energía que por interacción producen electrones y positrones. La componente muónica son los muones provenientes de cascadas de área extensa que atraviesan el tanque por la tapa superior. La banda de minilluvias son partículas secundarias de las cascadas de área extensa cuya diferencia temporal es mayor a la resolución del detector. (Pérez, Y. , 2009)

La clasificación de partículas por el modo histograma permite un análisis más detallado de la modulación solar sobre el conteo de rayos cósmicos. Esto se logra estudiando la evolución temporal del conteo de eventos por clasificación para encontrar decrecimientos Forbush. La diferencia entre las evoluciones temporales relativas de cada banda de eventos revela interacciones de las eyecciones de masa coronal interplanetarias con la magnetósfera terrestre. (Pérez, Y. , 2009)

## 5.6 Simulación Geant4 de detectores Cherenkov en agua

Para realizar las simulaciones de GEANT4 se siguieron las guías de desarrollador de aplicación y se tomaron de referencias otros artículos con simulaciones parecidas, (Nielsen, C. , 2010), (Chen, M. et al. , 2006), (Calderon, R., H. Asorey y L. Núñez , 2005).

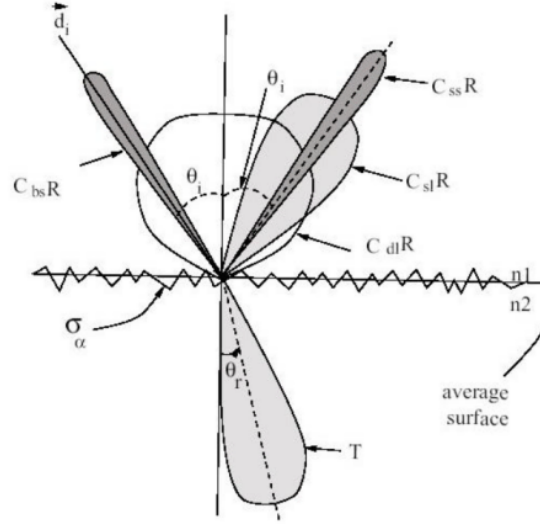
**5.6.1. Modelos físicos y fotones ópticos** Los fotones ópticos (*opticalphotons*) en la simulación Geant4 son fotones con longitudes de onda mucho mayores que el espacio típico entre átomos, o sea,  $\lambda \geq 10nm$ . La producción de fotones ópticos se debe principalmente al efecto Cherenkov y procesos de centellos. Las tres interacciones para fotones ópticos son la dispersión elástica (Rayleigh), absorción e interacciones en superficies. La primera usualmente no es importante, ya que la distancia de camino medio es alrededor de 1.7 km para longitudes de onda de radio. La absorción, en cambio, sí es importante, ya que determina el límite inferior de longitud de onda para la transparencia del material. La última interacción se describe en la siguiente sección.

La simulación trabaja el efecto Cherenkov primero calculando el número de fotones por unidad de longitud, dada por la ecuación 5.4, y de acuerdo al umbral de velocidad y el ángulo en la ecuación 5.2 genera fotones ópticos por cada paso de la simulación.

**5.6.2. Efectos en los bordes de volumen** El comportamiento de un fotón cuando arriba al borde de un material depende de la naturaleza de los dos materiales que se unen en el borde. El primer caso es dos materiales dieléctricos, en el que el fotón puede ser transmitido o reflejado. El segundo es cuando pasa de un material dieléctrico a uno que se comporta como metal, entonces puede ser absorbido (y detectado, según la superficie) o reflejado. El tercer caso es cuando arriba a un material para el cual no se ha especificado ninguna propiedad óptica, en ese caso el fotón es absorbido.

Los modelos *UNIFIED* y *GLISUR* son modelos que integran las principales características de modelos ópticos geométricos y físicos para reflexión y transmisión en superficies en diferentes longitudes de onda y aspereza. La diferencia entre los modelos está en cómo dan la distribución de la dirección de la reflexión de fotones.

- *UNIFIED* modela esta distribución como proporcional a la gaussiana de un parámetro de aspereza (llamado *sigma\_alpha* y medido en radianes).
- *GLISUR* toma un parámetro de aspereza diferente *polish*, que toma valores de 0 (máxima aspereza) a 1 (mínima aspereza), crea una esfera con radio *polish*, escoge un punto al azar en su superficie y agrega el vector de la normal en ese punto a la dirección de reflexión.



$C_{bs}R$ : Reflexión por retrodispersión  
 $C_{dl}R$ : Reflexión Lambertiana interna  
 $C_{ss}R$ : Reflexión con la normal de la superficie promedio  
 $C_{sl}R$ : Reflexión con la normal de la rugosidad  
 $\theta_i$ : Ángulo de incidencia  
 $T$ : Transmisión  
 $\theta_r$ : Ángulo de transmisión  
 $\sigma_\alpha$ : Aspereza

Extraído y modificado de (Gumplinger , 2002)

Figura 5.12: Ilustración de las posibles reflexiones que el modelo *UNIFIED* calcula para la dirección de reflexión de fotones ópticos incidentes a superficies ásperas. Las áreas sombreadas ilustran la probabilidad gaussiana de cada reflexión.

Geant4 incluye la radiación Cherenkov como un proceso físico que puede implementarse desde los archivos de procesos físicos. Calcula las secciones eficaces a partir de la descripción molecular del material refractor.

# 6 Metodología

## 6.1 Simulación

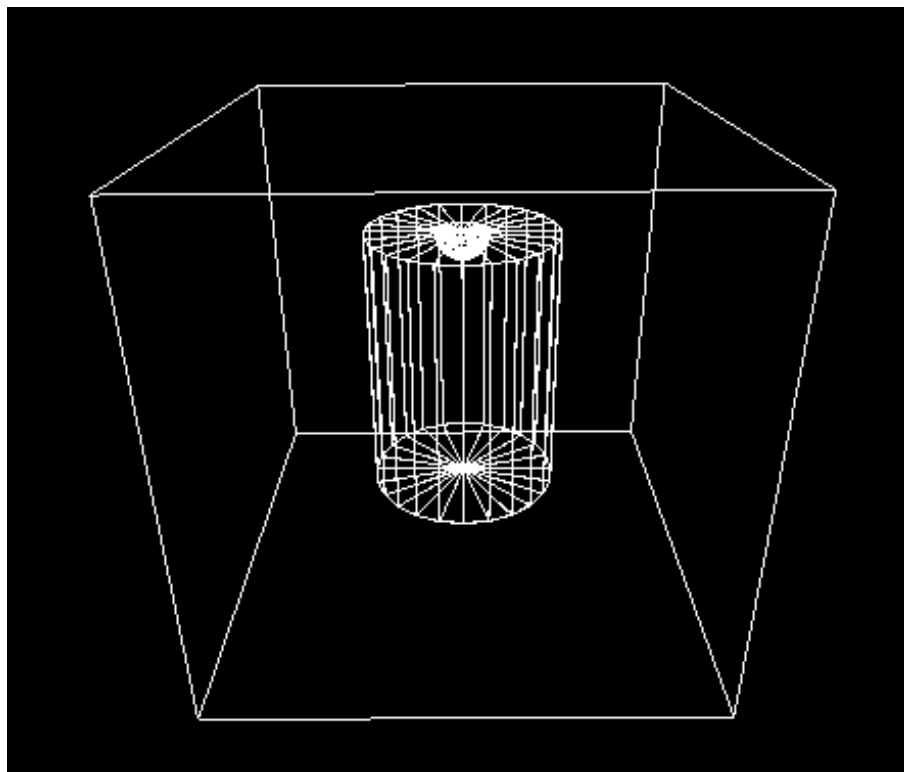
El objetivo del experimento fue caracterizar las señales de partículas que inciden en el tanque. Para la simulación, se decidió analizar los pulsos de muones de alrededor de 4 GeV de energía, rayos gamma de 100 MeV de energía y electrones de 37 MeV de energía. Los primeros son muones provenientes de la cascada muónica, que por su alta energía no decaen dentro del tanque. Los rayos gamma son partículas que se obtendrían con mayor frecuencia en el tanque a mayores altitudes, por lo que servirá para futuros proyectos. Los electrones de 37 MeV son electrones con la energía promedio de la distribución de Michael, producidos por el decaimiento de muones dentro del tanque. Estos electrones depositan toda su energía dentro del tanque y según (Allison, P. et al. , 2005) sirven para calibrar el instrumento debido a que su energía ocurre en el primer pico en los histogramas de carga del experimento.

Para la simulación se utilizó el programa Geant4, desarrollado por CERN para simulación de experimentos de partículas. El paquete de descarga incluye ejemplos básicos y avanzados de experimentos que se utilizaron de referencia para el desarrollo del presente. En particular, mucho del código se basó en los ejemplos OpNovice (que implementa la radiación Cherenkov) y HitLXE (que utiliza fotomultiplicadores). El desarrollo del programa fue auxiliado por el trabajo de Héctor Pérez durante todo el proceso; ambos programas están disponibles en el repositorio <https://github.com/hepfpeh/Geant4-WCD.git>.

### 6.1.1. Geometría

**6.1.1.1. Objetos y colocación** Los objetos de la construcción del detector relevantes para la simulación son los objetos con los que interactúan los fotones ópticos y los secundarios incidentes dentro del tanque. Estos objetos son el recubrimiento de Tyvek, que se toma como un capa cilíndrica, el agua dentro del Tyvek, la superficie de vidrio borosilicato del fotomultiplicador y el fotocátodo de aluminio, ambos tomados como semiesferas. Geant4 permite organizar objetos según jerarquías: el cuadro 10.1 en el capítulo de Anexos describe la forma, dimensiones y colocación de los objetos y sus jerarquías bajo los respectivos volúmenes madre. Las dimensiones del Tyvek y de las semiesferas que conforman la parte del fotomultiplicador en contacto con el agua fueron medidas directamente del tanque del experimento. Esta geometría se expone visualmente en la figura 6.1.

**6.1.1.2. Materiales** Los materiales se tomaron del catálogo de NIST de Geant4, y con la clase G4MaterialsPropertiesTable se asignaron valores de índices de refracción



(Fuente propia)

Figura 6.1: Ilustración de la geometría general del detector en la simulación Geant4, mostrando el recubrimiento Tyvek en forma cilíndrica y las superficies de vidrio y fotocátodo del fotomultiplicador

y largo de atenuación al agua correspondientes a una lista de energía de fotón (para las tablas completas, ver el cuadro 10.2 en Anexos) y el índice de refracción del borosilicato se tomó como 1.50. El vacío se modeló como gas hidrógeno a una temperatura de 0.1 kelvin y con la densidad promedio del universo.

**6.1.1.3. Superficies** Se especificaron dos superficies: la superficie entre el agua y el recubrimiento de Tyvek, y el borde del fotocátodo. Ambos bordes se crearon con la clase `G4OpticalSurface`, y son

- Agua-Tyvek: El tyvek se colocó como volumen madre del agua para que ambos estuvieran completamente en contacto en el borde del volumen del agua (a excepción del contacto del agua con el vidrio de borosilicato). Esta superficie es de tipo dieléctrico-metal (reflexión o absorción), terminado *ground* por la aspereza del Tyvek, y se le asignó el modelo *unified* de Geant4. Los detalles de las propiedades que se especificaron para esta superficie se asignaron usando una tabla de propiedades de material (*G4MaterialPropertiesTable*), que se resumen en el cuadro 6.1.
- Fotocátodo: El fotocátodo es el volumen de detección de la simulación, por lo que en su

superficie se especificó una eficiencia de 1 (la eficiencia cuántica se tomó en cuenta luego en forma de la respuesta espectral para la generación de pulsos). Se creó de tipo dieléctrico-metal (reflexión o absorción), con terminado *polished* y se le asignó el modelo *glisur* de Geant4 (sin embargo, debido a que se tomó como superficie lisa, los efectos de superficie no son relevantes y el modelo no es usado)

Cuadro 6.1: Descripción de las propiedades de la superficie Agua-Tyvek asignadas para dos energías de fotón

Energía del fotón(eV)	Reflectividad	Eficiencia	Coefficiente de refracción	Constante especular	Constante retrodispersión
2.034	0.2534	0	1.333	0.3	0.2
4.136	0.2534	0	1.333	0.3	0.2

Los valores de reflectividad del Tyvek y el índice de refracción del agua fueron obtenidos por Karen Guárcax para este megaproyecto en el módulo de "Medio de distribución de detector de radiación Vavilov-Cherenkov" mediante un experimento de reflectividad del Tyvek sumergido en jarras con agua y con la refracción en agua de la luz de una lámpara de sodio.

**6.1.2. Detección** Se definió al fotocatodo como detector asignándolo como el *SensitiveDetector*. Con la clase *ProcessHits* se registró cada vez que un fotón entra en contacto con el fotocatodo y se guardó el tiempo de detección de cada fotón y el conteo total.

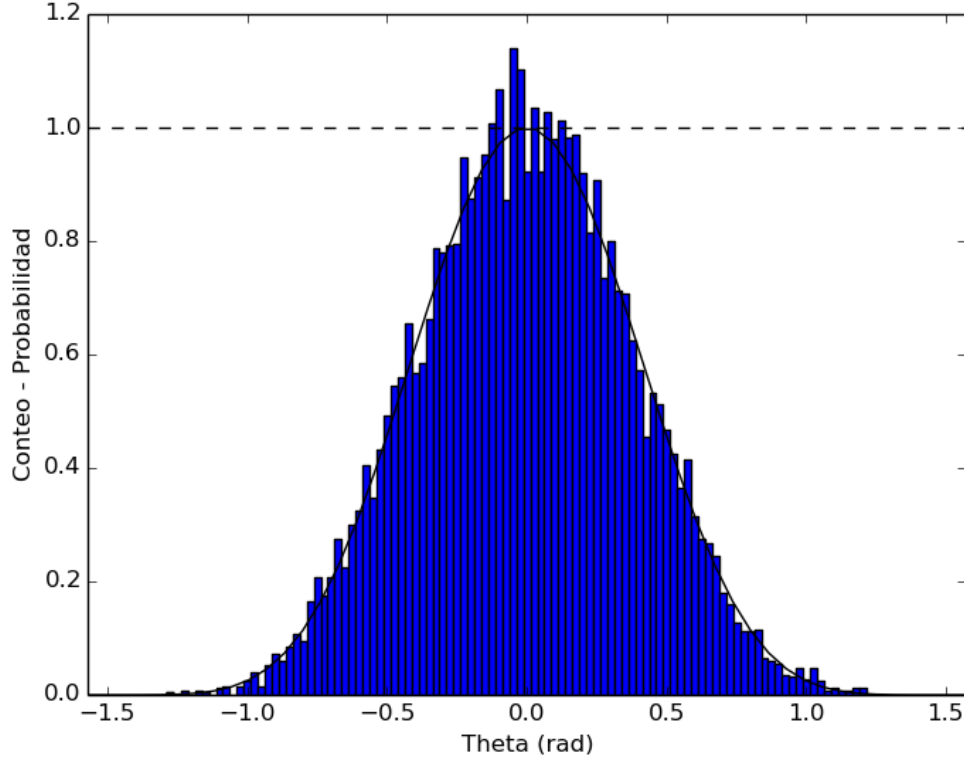
### 6.1.3. Generación de evento

**6.1.3.1. Procesos físicos** Se utilizó el modelo de fotones ópticos. Los procesos físicos y las clases respectivas se incluyeron en el archivo "KinichAhauPhysicsList".

**6.1.3.2. Posición y dirección** La simulación consistió en dos partes, una para obtener los pulsos característicos de cada tipo de partícula incidente y otra parte para obtener la cantidad de fotones detectados; esta última es proporcional a la medida de carga integrada (ADCq) del WCD. Para la primera se definieron la posición y dirección de las partículas incidentes como constantes de tal manera que atravesaran el tanque completo verticalmente.

En la segunda parte del experimento se utilizó una distribución uniforme sobre la tapa superior del tanque para definir la posición, una distribución uniforme para el ángulo azimutal (medido paralelo a la horizontal), y una distribución dada por  $\cos^2(\theta)$  para el ángulo polar (medido respecto a la vertical). Para definir  $\theta$ , se utilizó muestreo por rechazo para obtener valores de theta según la distribución.

**6.1.4. Datos de salida** Los tres tipos de salida principales fueron el número total de fotones producidos por evento, el número total de fotones detectados por evento, y el tiempo de cada detección. La cantidad de fotones producida se obtuvo con el archivo "KinichAhauStackingAction" verificando la producción de fotones ópticos secundarios en cada paso del *track*. El número total de fotones detectados y su tiempo de detección se obtuvo imprimiendo el valor



(Fuente propia)

Figura 6.2: Distribución para el ángulo  $\theta$  generadas por el algoritmo del muestreo por rechazo (histograma) y la curva  $\cos^2(\theta)$

de *GetGlobalTime()* del *track* cada vez que un fotón óptico entra en contacto con el fotocátodo y agregando un contador. Todos estos datos se imprimían por *event*; usando el modo *batch* de Geant4 desde la terminal, se guardaron directamente a un archivo ".txt".

Los primeros dos tipos de datos de salida se utilizaron para investigar cómo son sus distribuciones para eventos repetidos y para determinar si la energía de muones verticales incidentes está correlacionada con la cantidad de fotones detectados. La literatura predice que la señal obtenida del fototubo para muones verticales que atraviesan depende principalmente de la longitud del tanque.

El tercer tipo de salida se utilizó para la caracterización de los pulsos generados por a) muones verticales que atraviesan (4GeV), b) partícula gamma de 100 MeV (detectable a grandes altitudes) y c) electrones de Michael producidos por el decaimiento de muones en el tanque (37 MeV). Cada fotón excita una cantidad de electrones en el fotocátodo, produciendo corriente en el fotomultiplicador. Esta corriente está dada por la respuesta espectral del PMT, que para la longitud de onda de interés es de 80 mA/W para una longitud de onda de 405 nm. Cada detección carga al

multiplicador y la corriente producida decae como en un circuito RC.

$$I(t) = I_0 e^{t/\tau} \quad (6.1)$$

Donde  $\tau$  se determinó experimentalmente alimentando el osciloscopio directamente del fotomultiplicador, arrojando un valor  $18.76 \pm 0.03$ . Se desarrolló un programa para generar pulsos del PMT a partir de los tiempos de detección (el programa está completo en la sección de Anexos). Se calcularon los intervalos de confianza (95%) del valor de amplitud para cada tiempo de todos los pulsos respectivos para cada tipo de partícula y así obtener los pulsos característicos. También se realizaron gráficas de amplitud (valor máximo del pulso) versus tiempo de subida (tiempo en nanosegundos en que toma la señal desde 0% a 100%) para cada tipo de evento, para investigar diferencias visibles en las gráficas de cada uno y compararlo con lo encontrado en (Salazar, H. y L. Villaseñor, 2005)

## 6.2 Instalación del WCD "Kinich Ahau"

Se bautizó al tanque como Kinich Ahau. Se utilizó como base del detector un tanque bicapa de polietileno de 600L marca Talishte. Se limpió y procedió a colocar el Tyvek en el interior, sujetado con una estructura de PVC. Se ajustó la estructura de tal manera que la distribución del difusor fuera uniforme dentro del tanque. Se enjuagó con agua municipal, para remover posibles contaminantes en la parte interna del tanque. Se recubrió la parte externa del tanque con vinilo de fibra de carbono DI-NOC marca 3M, para eliminar cualquier posible entrada de radiación electromagnética que se encuentre en el rango de detección del PMT (300nm a 650nm). Para las primeras corridas durante agosto del 2016, se utilizó agua municipal.

Luego se instaló la electrónica según la guía oficial de electrónica de LAGO, elaborada (*LAGO Official Electronics guide*) por M. Sofo, H. Arnaldi, G. Asorey y M. Gomez. Se utilizó únicamente el tercer canal de la tarjeta digitalizadora. El voltaje aplicado y el *trigger* en la corrida utilizada para el análisis fue de 1500 V y 100. La figura 6.4 muestra la configuración final del detector.

## 6.3 Calibración por histograma de datos de Kinich Ahau

El VEM se determinó a partir de los histogramas de carga integrada obtenidos de los programas "cal.cc" de ACQUA aplicados a datos crudos obtenidos de "raw.cc" de ACQUA. El valor de VEM es el de la de carga integrada (medida en ADCq) que corresponde al segundo máximo del histograma generado por los datos de carga integrada en los archivos de salida de cal.cc. Este máximo, a su vez, corresponde a la energía de un muón vertical.

Para la calibración, se siguió el procedimiento descrito en (Allison, P. et al., 2005). Luego de obtener el valor VEM, se clasificaron los eventos del experimento en dos: a) eventos separados del evento anterior por 1 a 3  $\mu s$  y b) eventos separados del anterior entre 8 a 11  $\mu s$ . La separación de tiempo del primer tipo de eventos está centrada en el valor de la vida media del muón, por lo que

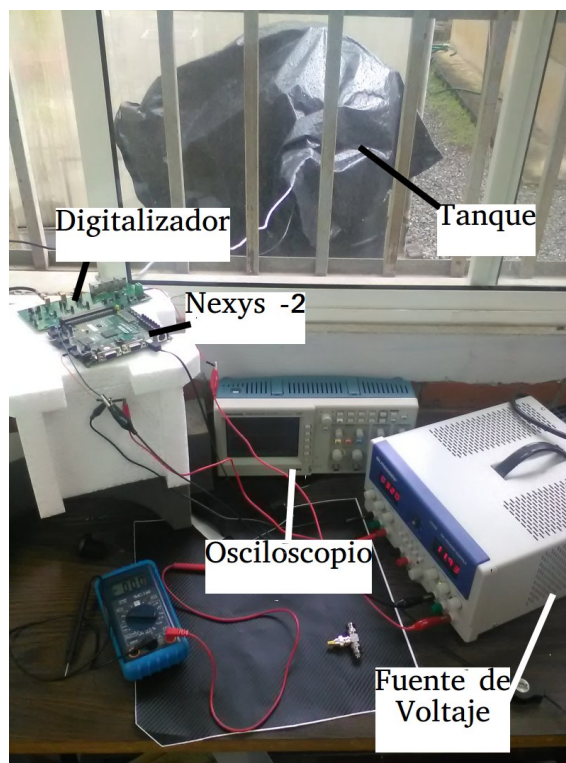


(Fuente propia)

Figura 6.3: Tanque de polietileno, de 600L marca Talishte utilizado como base del detector

estos eventos corresponderían a muones que decaen. La segunda clasificación recoge muones que atraviesan el tanque (no decaen). Las posiciones en ADCq de los máximos de cada histograma se compararon para concluir si son iguales o hay diferencias. El valor en VEM del primer máximo se comparó con el cociente entre los pulsos característicos integrados del muón y electrón de Michael generados en la simulación.





(Fuente propia)

Figura 6.4: Tanque de polietileno, de 600L marca Talishte utilizado como base del detector



## 7 Resultados y discusión

### 7.1 Pulsos característicos de partículas incidentes por simulación

Se calcularon los pulsos para 1000 eventos de muones, 500 eventos de partículas gamma de 100MeV y 500 eventos de electrones de 37MeV. Las gráficas de los 2000 pulsos se pueden encontrar en la sección de anexos. El valor p de la prueba Shapiro de la distribución de la amplitud en cada tiempo hizo descartar que las distribuciones fueran normales. Sin embargo, el cálculo del intervalo de confianza es robusto ante el supuesto de normalidad. La forma característica del pulso de cada tipo de partícula dada por el promedio de cada amplitud se ilustra en la figura 7.1.

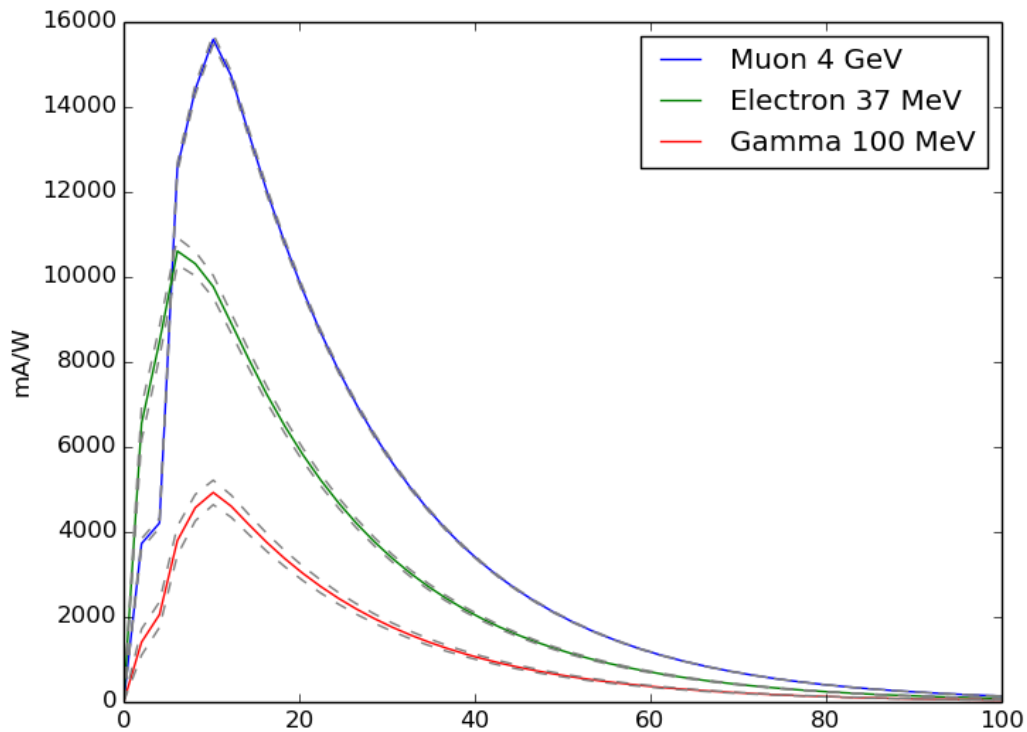


Figura 7.1: El promedio de todos los pulsos para cada tipo de partícula

El área bajo estas curvas representa una medida proporcional a la carga integrada que se

obtiene del experimento con el WCD. Por lo tanto, tomando al pulso característico del muón de 4GeV (que atraviesa el tanque), se obtiene una definición análoga de  $VEM_s$  en términos de la respuesta inmediata del fotocatodo (en  $mA$ ). La utilidad de esto es que se pueden expresar las cargas integradas del electrón de 37 MeV y de partículas gamma en términos de esta definición de  $VEM_s$ . Calculando el área del pulso del muón con el método de trapecio, se define entonces  $VEM_s \equiv 123813mA \times s$ . Las áreas del electrón de Michael y de la partícula gamma de 100MeV serían  $0.680542VEM_s$  y  $0.317576VEM_s$ . Estos valores pueden ubicarse en los histogramas de carga obtenidos de una corrida de Kinich Ahau luego de haber definido el VEM del tanque.

El cuadro 7.1 y la figura 7.2 exponen los resultados de analizar la amplitud máxima (valor discreto más grande en los datos) y tiempo de subida (tiempo en que la señal toma desde 0% hasta su amplitud máxima) para los pulsos generados de cada partícula en la simulación. Estos resultados de la simulación se comparan con los obtenidos por Miguel Novella para el presente megaproyecto, quien desarrolló este análisis para los datos del experimento.

Cuadro 7.1: Intervalos de confianza para los valores medios de amplitud y tiempo de subida para cada tipo de partícula incidente

Tipo de partícula	Amplitud (A/W)	Tiempo de subida (ns)
Muón vertical 4GeV	(15.5, 15.9)	(10.15, 10.19)
Electrón de Michael 37MeV	(10.5, 11.9)	(6.63, 6.94)
Partícula Gamma 100 MeV	(4.5, 6.0)	(8.66, 9.19)

Dado que los intervalos de confianza de amplitudes entre los tres tipos de partículas no coinciden, se acepta la hipótesis alterna de que las amplitudes de los pulsos son diferentes. Esto es bastante claro a partir de la figura 7.1 pero vale la pena resaltar. De manera análoga, se acepta la hipótesis alterna de que los tiempo de subida son diferentes para cada pulso.

La gráfica 7.2 se realizó para evidenciar que las relaciones entre amplitud y tiempo de subida para cada pulso son diferentes entre sí. Los puntos rojos se ubican en una región diferente en el plano que los puntos azules. Esta distinción se puede comparar con el experimento con el tanque, ya que el modo de calibración de histograma permitió la clasificación de tipos de eventos de manera independiente. Por otro lado, la figura 7.2 muestra cierta correspondencia con la referida en la figura 5.8 de la sección 5.3.1. La diferencia más importante es la escala de tiempo de subida: mientras que los electrones en la simulación tuvieron tiempos de subida centrados alrededor de (6.63, 6.94)ns, los de (Salazar, H. y L. Villaseñor , 2005) lo están alrededor de los 10ns, y la diferencia es aún mayor para los muones. Sin embargo, esto podría explicarse por la diferencia en las dimensiones del tanque: el utilizado en (Salazar, H. y L. Villaseñor , 2005) tenía un diámetro de 1.54 m mientras que Kinich Ahau tiene un diámetro de 0.42 m, ambos con el mismo alto.

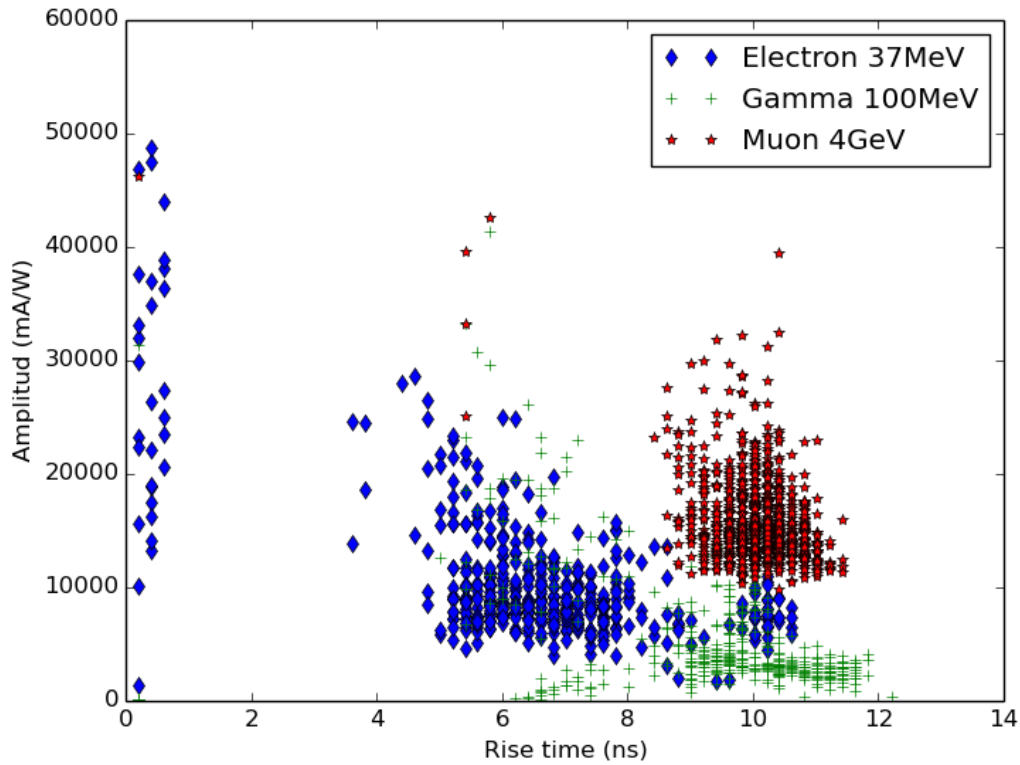


Figura 7.2: Representación gráfica de la relación entre amplitud y tiempo de subida para los diferentes tipos de partículas que generaron los pulsos en la simulación

## 7.2 Número de fotones producidos y detectados con un muón que atraviesa en la simulación

La cantidad de fotones producidos por muones que entran al tanque es proporcional principalmente a la distancia que recorre en el tanque cuando los muones no decaen. En esta sección se investiga también la dependencia de los fotones producidos y detectados sobre la energía de los muones incidentes para eventos en la simulación.

Primero se investigó la normalidad de los fotones producidos, detectados y el cociente de estos valores para el evento de un muón vertical de 4GeV. Los detalles de este análisis se encuentran en anexos. Se compararon las cantidades de fotones detectados para diferentes energías de muones verticales. Esto para poner a prueba las hipótesis:

- $H_{4o}$ : No hay relación entre la energía de un muon vertical que atraviesa y el número de fotones detectados.
- $H_{4a}$ : Hay relación entre la energía de un muon vertical que atraviesa y el número de fotones

detectados

El análisis de la normalidad de las distribuciones revela que la distribución de los fotones detectados para una energía no sigue una distribución normal, sin embargo, el análisis ANOVA para la diferencia de dos medias es robusto ante la suposición de normalidad, en especial porque el tamaño muestral es grande ( $n=1000$  o  $500$ ). Por lo tanto, se prosigió a calcular la media de fotones detectados para diferentes energías. Su representación gráfica se muestra en la figura 7.3.

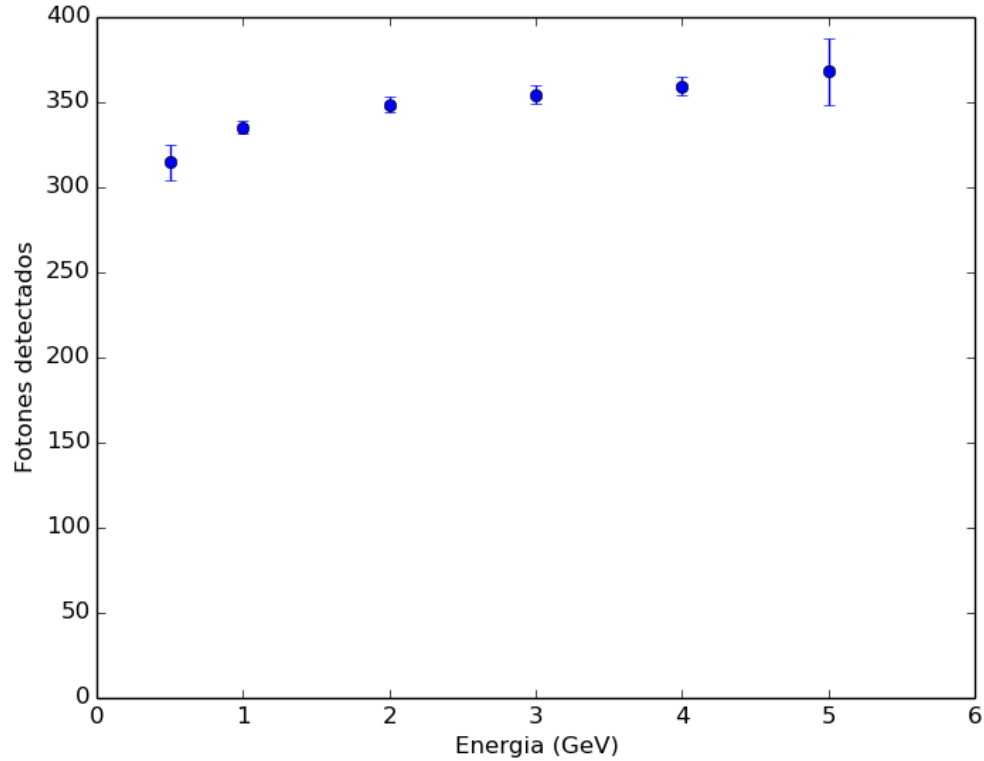


Figura 7.3: Promedio del número de fotones detectados respecto a la energía del muón vertical incidente. Las barras de error representan el intervalo de un 95% de confianza

Cuadro 7.2: Resultados de la regresión lineal de los valores del promedio de fotones detectados respecto a energía de muón vertical incidente

Pendiente	$10.3 (GeV)^{-1}$
Intercepto	320
Coefficiente de correlación ( $r^2$ )	0.876
Valor p	0.006006693

Debido a que el valor p es menor a  $\alpha = 0.05$ , se acepta la hipótesis alterna con un 95% de confianza. Es decir, el número de fotones, y por lo tanto, carga integrada, depende de la energía del muón incidente que atraviesa el tanque incluso si este atraviesa por completo el tanque. Sin

embargo, esta dependencia parece ser suficientemente pequeña (10.3 fotones adicionales por GeV extra del muón), lo que es consistente con las observaciones en (Asorey, H. , 2012) de que el poder de frenado para muones es pequeño. Aún así, resultado evidencia que el valor del VEM no solo depende de la geometría del detector sino que también está relacionado con el espectro de energía de muones incidentes.

### 7.3 Calibración de Kinich Ahau

Se capturaron datos durante 4 horas con el tanque Kinich Ahau. Primero se utilizó la extensión -c del archivo "raw.cc" para obtener las cargas integradas de todos los pulsos. Luego, se graficaron estas cargas integradas en forma de histograma. La posición del segundo máximo corresponde a la carga integrada generada por un muón vertical, ya que la dirección de los muones que inciden provenientes de cascadas de área extensa sigan una distribución dada por  $\cos^2(\theta)$ , donde  $\theta$  es el ángulo medido respecto a la vertical y cuyo valor esperado es justo en  $\theta = 0$ . Se realizó una regresión cuadrática en el intervalo [140,240]ADCq (escogido visualmente) y se determinó el valor del VEM de  $190 \pm 20$ . De la misma manera, se obtuvo el punto de transición (el valor mínimo antes del VEM) de  $101 \pm 20$ .

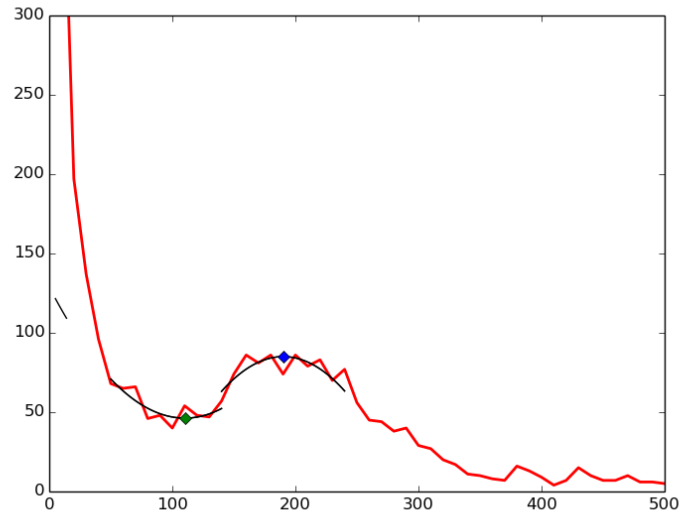


Figura 7.4: Histogramas ADCq de 4 horas de funcionamiento del detector, con el segundo pico identificado con una regresión cuadrática entre 140 ADCq y 240 ADCq y el punto de transición con el mismo método entre 50ADCq y 140 ADCq

No existe un primer pico para los eventos de la banda electromagnética debido a que estos son los datos crudos, que incluyen todo el posible ruido de *afterpulses*. Usando el valor de VEM, se clasificaron los eventos por bandas de acuerdo al modo histograma. El valor máximo de muones que cruzan corresponde a la diagonal en el tanque. Usando las dimensiones de Kinich Ahau ( $114 \pm 1$

cm de altura y  $41 \pm 1$  cm de diámetro), se obtiene un valor de carga máxima por muones que cruzan de  $1.06 \pm 0.04$  VEM, o  $201 \pm 7$  ADCq. Este valor no es diferente al encontrado para el VEM, lo que se puede interpretar como el hecho de que no hay diferencia apreciable entre la carga integrada por muones verticales (que atraviesan  $114 \pm 1$  cm) y muones diagonales (que atraviesan  $121 \pm 4$  cm).

Por otro lado, se realizó otra clasificación de eventos de acuerdo a lo descrito en metodología: eventos cuya diferencia de tiempo con el anterior fue entre  $1\mu s$  y  $3\mu s$  y eventos entre  $8\mu$  y  $11\mu$ . Los datos clasificados se tomaron directamente de los archivos generados por "raw.cc" de ACQUA. A partir de ellos, se generaron dos archivos con todos los pulsos que califican según la clasificación, respectivamente. Los archivos registran por fila el valor de carga integrada de cada pulso. Se generaron histogramas de carga para cada clasificación de eventos, dados en la figura 7.5. Los programas que se utilizaron para la clasificación y la generación de histogramas fueron desarrollados por Miguel Novella para el presente megaproyecto, y están descritos en la sección de anexos.

Las posiciones de los picos se encontraron con regresiones polinomiales alrededor de 0-100 ADCq para el primer pico y 200-300 ADCq para el segundo pico. Los resultados se resumen en el cuadro 7.3, y el programa que se utilizó se puede encontrar en la sección 9.8 del capítulo Anexos.

Cuadro 7.3: Posición de los picos de los histogramas de muones que cruzan, muones que decaen y electrones de Michael, encontrados con regresiones cuadráticas alrededor de los picos

Histograma	Primer pico (ADCq)	Segundo pico (ADCq)
Muones que cruzan	$57 \pm 8$	$260 \pm 20$
Muones que decaen	$58 \pm 5$	$331 \pm 182$
Electrones de Michael	$57 \pm 7$	$231 \pm 20$
Promedio	$58 \pm 7$	$250 \pm 20^*$

No se tomó en cuenta el segundo pico del segundo histograma

La posición del segundo pico en el histograma de muones que decaen tiene una incertidumbre mayor al intervalo sobre el que se buscó; evidentemente a partir de la figura 7.4 también se ve observa que este segundo pico no aparece. Esto quiere decir que el criterio de clasificación para los eventos de este histograma parece excluir por completo eventos de muones que atraviesan el tanque.

El valor de VEM para Kinich Ahau obtenido del segundo máximo de estos histogramas es de  $230 \pm 20$ . Este valor es diferente al obtenido en la gráfica de la figura 7.4. Se utiliza el valor obtenido en el cuadro 7.3 como valor del VEM ya que la ausencia del máximo VEM para los eventos de muones que decayeron da confianza de que los máximos en el histograma de muones que atraviesan sí es de muones que atraviesan por completo el tanque. Con este valor, se clasificaron los eventos por bandas de acuerdo al modo histograma.

El valor del primer pico expresado en unidades del VEM sería  $0.232 \pm 0.019$  VEM. Las integrales



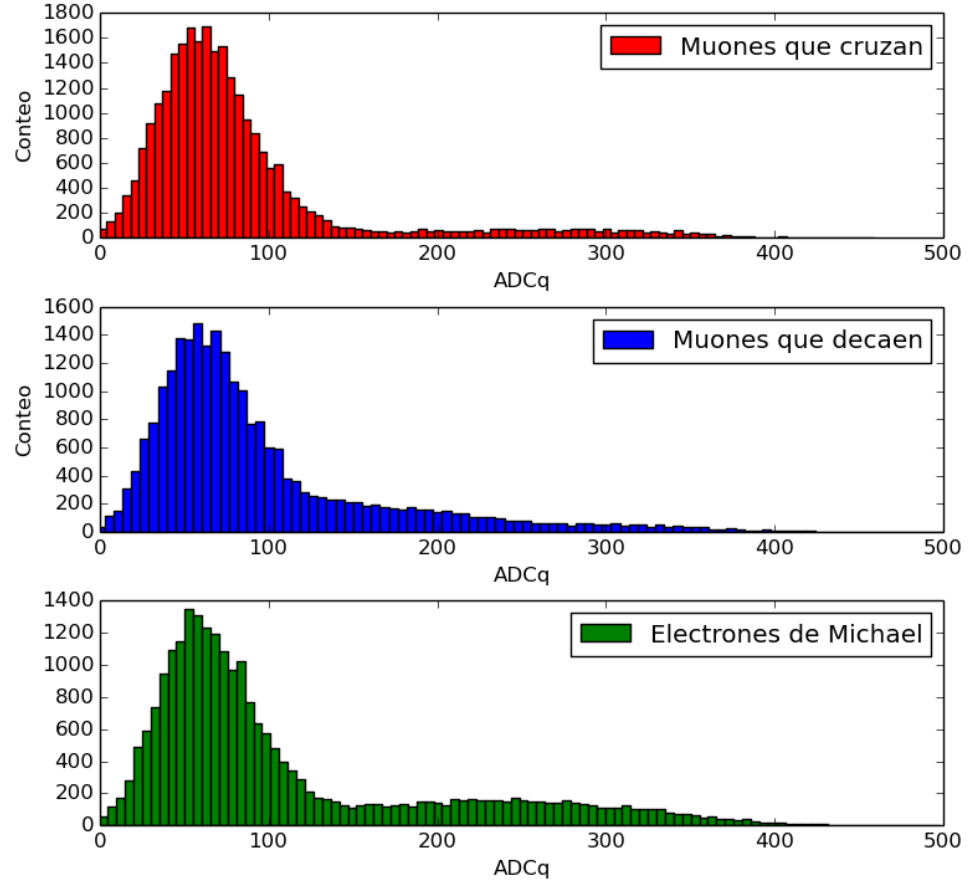


Figura 7.5: Histogramas ADCq de 4 horas de funcionamiento del detector para a) eventos con diferencia de 8 a 11  $\mu s$  del anterior que corresponden a muones que cruzan el tanque, b) primero de los eventos con diferencia de 1 a 3  $\mu s$  que corresponden a muones que decaen y c) segundo de los eventos con diferencia de 1 a 3  $\mu s$  que corresponden a electrones de Michael

de los pulsos característicos del muón que atraviesa y el electrón de Michael de la simulación son  $VEM_s \equiv 123813 mA \times s$  y  $84260 mA \times s$ , respectivamente. El segundo, expresado en el valor definido  $VEM_s$  es  $0.680542 VEM_s$ ; este número debería de ser equivalente al valor en VEM del primer pico de los hisgoramas de la figura 7.4. Estos valores no coinciden, lo que es evidencia de que el primer pico de los histogramas no corresponde a la energía de electrones de Michael.



## 8 Conclusiones

Se caracterizaron las señales de pulsos típicos del experimento, obteniendo las amplitudes y tiempos de subida promedio de tres tipos de evento: muones de 4GeV que logran atravesar el tanque, partículas gamma de 100 MeV que producen pares cargados y electrones con energías típicas de la distribución de Michael en el decaimiento de un muón. La relación entre amplitud y tiempo de subida muestra correspondencia con la referencia utilizada, y se encontró que es posible identificar partículas utilizando este parámetro porque los promedios de cada uno son distintos entre sí.

Se encontró también que la cantidad de fotones detectados en la simulación por muones con energías suficientes para atravesar el tanque depende de la energía de los muones, con una correlación de  $10.3 \text{ GeV}^{-1}$  y un valor p de 0.006 para la regresión lineal. Este valor es pequeño, y es consistente con las observaciones de que el poder de frenado de los muones en agua es suficientemente bajo para considerar que todos los muones verticales depositan aproximadamente la misma energía en un WCD.

Se encontró el valor VEM para todos los pulsos de una corrida de 4 horas de Kinich Ahau, de  $(190 \pm 20)$  ADCq, mientras que el mismo procedimiento realizado para eventos separados entre 8-11 y 1-3 microsegundos entre sí resulta en un valor de  $(250 \pm 20)$  ADCq. Se utiliza el segundo valor ya que la ausencia del máximo VEM para los eventos de muones que decayeron da confianza de que los máximos en el histograma de muones que atraviesan sí es de muones que atraviesan por completo el tanque. El valor máximo en los histogramas de carga de los eventos clasificados para la banda electromagnética es  $0.232 \pm 0.019 \text{ VEM}$  que no coincide con el valor  $0.680542 \text{ VEM}_s$  de la simulación de electrones de 37 MeV de energía, lo que es evidencia de que el primer pico de los histogramas no corresponde a la energía de electrones de Michael.



## 9 Bibliografía

- Alarcón, M. et al. 1999. *Calibration and monitoring of water Cherenkov detectors with stopping and crossing muons*. Nuclear Instruments and Methods in Physics. Research A 420: 39-47. Disponible en: [http://www.ung.si/public/pao/bibl/nim\\_420\\_ma.pdf](http://www.ung.si/public/pao/bibl/nim_420_ma.pdf) [con acceso el 16 de noviembre del 2015]
- Allison, P. et al. 2005. *Observing muon decays in water Cherenkov detectors at Pierre Auger Observatory*. 29th International Cosmic Ray Conference Pune 00, 101-104. Disponible en: <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0509238.pdf> [tomado el 16 de noviembre del 2015]
- Asorey, H. 2012. *Los detectores Cherenkov del observatorio Pierre Auger y su aplicación al estudio de fondos de radiación*. Tesis Universidad Nacional de Cuyo. 286 páginas.
- Asorey, H. y S. Dasso. 2015. *LAGO: the Latin American Giant Observatory*. The 34th International Cosmic Ray Conference. The Hague, Países Bajos.
- Arnaldi, H. 2011. *Interfaces LAGO*, Laboratorio de Detección de Partículas y Radiación, Centro Atómico Bariloche.
- Baldini, L. 2014 *Space-Based Cosmic-Ray and Gamma-Ray Detectors: a Review*. Universidad de Pisa. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/1407.7631v2.pdf> [con acceso el 24 de octubre del 2016]
- Bernlohr, K. 2015. *Cosmic Ray / Gamma ray / Neutrino and similar experiments*. Disponible en: <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/CosmicRay/CosmicRaySites.html#cosmic-ray+gamma-ray> [con acceso el 24 de octubre del 2016]
- Calderon, R, H. Asorey y L. Núñez *Geant4 based simulation of the Water Cherenkov Detectors of the LAGO project*. Disponible en: <http://arxiv.org/pdf/1503.07270.pdf> [consultado el 4 de julio 2016]
- Chen, M. et al. 2006. *A study of the water Cherenkov calorimeter*. Preimpresión presentada a Eliver Science. Disponible en: <http://arxiv.org/pdf/physics/0602169.pdf> [consultado el 15 de marzo del 2016]
- Cherenkov, P. 1958. *Radiation of particles moving at a velocity exceeding that of light, and some of the possibilities for their use in experimental physics*. Nobel Lecture. P. 15.
- Dasso, S. y H. Asorey. 2012. *he Scaler Mode in Pierre Auger Observatory to study heliospheric modulations of cosmic rays*. arXiv:1204.6196

- Dupont. 2009. *Material Safety Data Sheet: DuPont Tyvek Spunbond Polyethylene*. Estados Unidos. Disponible en: [http://www.dupont.com/content/dam/assets/products-and-services/construction-materials/assets/DuPont\\_Tyvek\\_Spunbond\\_Polyethylene\\_MSDS\\_2009-04-21.pdf](http://www.dupont.com/content/dam/assets/products-and-services/construction-materials/assets/DuPont_Tyvek_Spunbond_Polyethylene_MSDS_2009-04-21.pdf)
- Geant4. 2015. *Geant4 User's Guide For Application Developers* -. Disponible en: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/G4UsersDocuments/UsersGuides/ForApplicationDeveloper/html/index.html> [consultado el 15 de mayo del 2016]
- Grupen, C y B. Shwartz. 2008 *Particle Detectors*. Segunda edición. Cambridge University Press, Reino Unido.
- Guan, M. et al. 2006. *Muon Simulation at the Daya Bay site*. Disponible en: <http://www.osti.gov/scitech/servlets/purl/1006397> [con acceso el 17 de octubre del 2016]
- Gumplinger, P. 2002. *Optical Photon Processes in GEANT4*. Users' Workshop en SLAC, Universidad de Stanford. Disponible en: <http://geant4.slac.stanford.edu/UsersWorkshop/PDF/Peter/OpticalPhoton.pdf> [con acceso el 19 de octubre del 2016]
- Hamamatsu. 2007. *Photomultiplier Tubes Basics and Applications*. Tercera edición. Disponible en: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT\\_handbook\\_v3aE.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf) [con acceso el 19 de octubre del 2016]
- Heck, D. 1998. *CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate Extensive Air Showers*. Disponible en: [https://web.ikp.kit.edu/corsika/physics\\_description/corsika\\_phys.pdf](https://web.ikp.kit.edu/corsika/physics_description/corsika_phys.pdf) [con acceso el 18 de marzo del 2016]
- Hoover, S. et al. 2010. *Observation of ultra-high-energy Cosmic Rays with the ANITA Balloon-borne Radio Interferometer*. Disponible en: <https://arxiv.org/pdf/1005.0035v2.pdf> [con acceso el 24 de octubre del 2016]
- Lukens, J., B. Reid y A. Tuggle. 2010. *Experiment in muon Decay*. Universidad de Alabama.
- Nielsen, C. 2010. *Calibration Through Simulation of a Low-Energy Cherenkov Detector*. Tesis University of California, Santa Barbara. Disponible en: <http://www.physics.ucsb.edu/sites/secure.lsit.ucsb.edu/phys.d7/files/sitefiles/education/Nielsen.pdf> [con acceso el 2 de junio del 2016]
- Pérez, Y. 2009. *Caracterización de Detectores Cherenkov en el Proyecto LAGO*. Trabajo especial de grado. Universidad de los Andes.

- Pérez, Y. 2015. *Aplicación en meteorología espacial de los datos del proyecto LAGO (Latin American Giant Observatory)*. Tesis de postgrado. Universidad de los Andes.
- Photonis. (SF). *Photomultiplier XP1802 Datasheet*. Disponible en: <http://www.qsl.net/k0ff/016%20Manuals/PMT/Photonis/XP1802.pdf> [con acceso el 2 de octubre del 2016]
- Seo, E. et al. 2004. *Cosmic-ray energetics and mass (CREAM) balloon project*. Advances in Space Research 33. Disponible en: <http://cosmicray.umd.edu/cream/images/stories/files/frontpage/seo.pdf> [con acceso el 24 de octubre del 2016]
- Salazar, H. y L. Villaseñor (2005) *Separation of cosmic-ray components in a single water Cherenkov detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 553: 295298.
- Sofo, M. 2011. *Electrónica LAGO: Guía de conexión de Hardware*, Laboratorio de Detección de Partículas y Radiación, Centro Atómico Bariloche.
- Suarez, M. 2014. *Seminario Cascadas Aéreas Extensas (EAS) para la colaboración LAGO, Sesión 2*. Disponible en: <https://www.youtube.com/watch?v=AP9i5pdbJNc> [con acceso el 2 de septiembre del 2015]
- Villaseñor, L. y et al. 2011. *Search for Gamma Ray Bursts and Forbush Decreases in the LAGO Observatory*. International Cosmic Ray Conference, Beijing. (10): 314.
- Watson, A. 2002. *Extensive Air Shower and Ultra High Energy Cosmic Rays*. Disponible en: <http://www.ast.leeds.ac.uk/Auger/augerthesis/mexlects3.pdf> [con acceso el 21 de octubre del 2016]





# 10 Anexos

## 10.1 Más detalle de la geometría en la simulación

Cuadro 10.1: Descripción de los objetos en la simulación y sus jerarquías lógicas

Nombre	Volumen madre (posición)	Material	Tipo	Dimensiones
World	ninguno	Aire	G4Box	1 metro por lado
Tyvek	World (0,0,0)	Tyvek	G4Cons	Radio interno a = 0m Radio interno b = 0m Radio externo a = 40.1m Radio externo b = 40.1m Altura = 57.1cm Ángulo mínimo = 0° Ángulo máximo = 360°
Agua	Tyvek (0,0,0)	Agua	G4Cons	Radio interno a = 0m Radio interno b = 0m Radio externo a = 40.0m Radio externo b = 40.0m Altura = 57.0cm Ángulo mínimo = 0° Ángulo máximo = 360°
Vidrio PMT	Agua (0,0,57cm)	Borosilicato	G4Sphere	Radio interno = 0.0m Radio externo = 11.4cm Ángulo $\phi$ mínimo = 0° Ángulo $\phi$ que abarca = 360° Ángulo $\theta$ mínimo = 0° Ángulo $\theta$ que abarca = 360°
Fotocátodo PMT	Vidrio PMT (0,0,0)	Aluminio	G4Sphere	Radio interno = 0.0m Radio externo = 11.1cm Ángulo $\phi$ mínimo = 0° Ángulo $\phi$ que abarca = 360° Ángulo $\theta$ mínimo = 0° Ángulo $\theta$ que abarca = 360°
Vacío dentro PMT	Fotocátodo PMT (0,0,0)	Vacío	G4Sphere	Radio interno = 0.0m Radio externo = 11.0cm Ángulo $\phi$ mínimo = 0° Ángulo $\phi$ que abarca = 360° Ángulo $\theta$ mínimo = 0° Ángulo $\theta$ que abarca = 360°

Cuadro 10.2: Propiedades de material asignadas al agua en la simulación a través de la clase G4MaterialsPropertiesTable y asignadas a 32 energías de fotón

Energía del fotón (eV)	Índice de refracción	Largo de atenuación (m)	Energía del fotón (eV)	Índice de refracción	Largo de atenuación (m)
2.034	1.3435	3.448	2.757	1.3522	55.556
2.068	1.344	4.082	2.82	1.353	52.632
2.103	1.3445	6.329	2.885	1.3535	52.632
2.139	1.345	9.174	2.954	1.354	47.619
2.177	1.3455	12.346	3.026	1.3545	45.455
2.216	1.346	13.889	3.102	1.355	41.667
2.256	1.3465	15.152	3.181	1.3555	37.037
2.298	1.347	17.241	3.265	1.356	33.333
2.341	1.3475	18.868	3.353	1.3568	30
2.386	1.348	20	3.446	1.3572	28.5
2.433	1.3485	26.316	3.545	1.358	27
2.481	1.3492	35.714	3.649	1.3585	24.5
2.532	1.35	45.455	3.76	1.359	22
2.585	1.3505	47.619	3.877	1.3595	19.5
2.64	1.351	52.632	4.002	1.36	17.5
2.697	1.3518	52.632	4.136	1.3608	14.5

## 10.2 Programa utilizado para las distribuciones de fotones producidos, detectados y su cociente en la simulación

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
```

```
Created on Tue Oct 11 12:31:45 2016
```

```
@author: daniel
"""
```

```
from numpy import *
import os, glob
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.stats as stat
import plotly.plotly as py
import plotly.tools as tls
```

```
IC = []
energia = []
```

```
# valor para diferenciar el valor de producidos de detectados
```

```

cutoff = 5000

# Teniendo un archivo por energ\ 'ia, donde la energ\ 'ia est\ 'a dada en una
# l\ 'inea con el formato "# 'valor de energ\ 'ia' GeV"
for file in glob.glob("*.txt"):
    infile = open(file, 'r')
    producidos = []
    detectados = []
    cociente = []
    for line in infile:
        a = (line.split(' ')[0])
        u = line.split(' ')[0]
        if a != '#' and a != '/':
            b = float(a)
            if b > cutoff:
                producidos.append(b)
            else:
                detectados.append(b)
        elif u == '/':
            energia.append(float(line.split(' ')[1]))

    for i in range(0, len(producidos)):
        cociente.append(detectados[i]/producidos[i])

    IC.append(stat.t.interval(0.95, len(detectados)-1, loc=np.mean(detectados),
                             scale=stat.sem(detectados)))

    DetectadosP = stat.shapiro(detectados)
    ProducidosP = stat.shapiro(producidos)
    CocienteP = stat.shapiro(cociente)

#fig2 = plt.subplot(311)
#set_ylabel("Conteo")
#set_xlabel("\nFotones producidos")
#fig1.hist(producidos, 50, color="blue")

#fig2 = plt.subplot(312)

```

```

#fig2.set_title("\nFotones detectados")
#fig2.set_ylabel("Conteo")
#fig2.hist(detectados,50,color="red")
#
#fig3 = plt.subplot(313)
#fig3.set_title("\nFotones detectados / Fotones producidos")
#fig3.set_ylabel("Conteo")
#fig3.hist(cociente,50,color="green")
#plt.show()

## Graficando los promedios y observando si hay dependencia con energia
means = []
error = []
for i in IC:
    means.append(mean(i))
    error.append(mean(i)-i[0])

plt.figure()

plt.xlabel("Energia_(GeV)")
plt.ylabel("Fotones_producidos")
plt.xlim(0,6)
plt.ylim(0,400)

# Las barras de error se calcularon por el error de los intervalos de confianza
plt.errorbar(energia, means, yerr = error, fmt = 'o')
regresion = stat.linregress(energia,means) # Valores de la regresion lineal

```

### 10.3 Normalidad de fotones producidos y detectados en la simulación

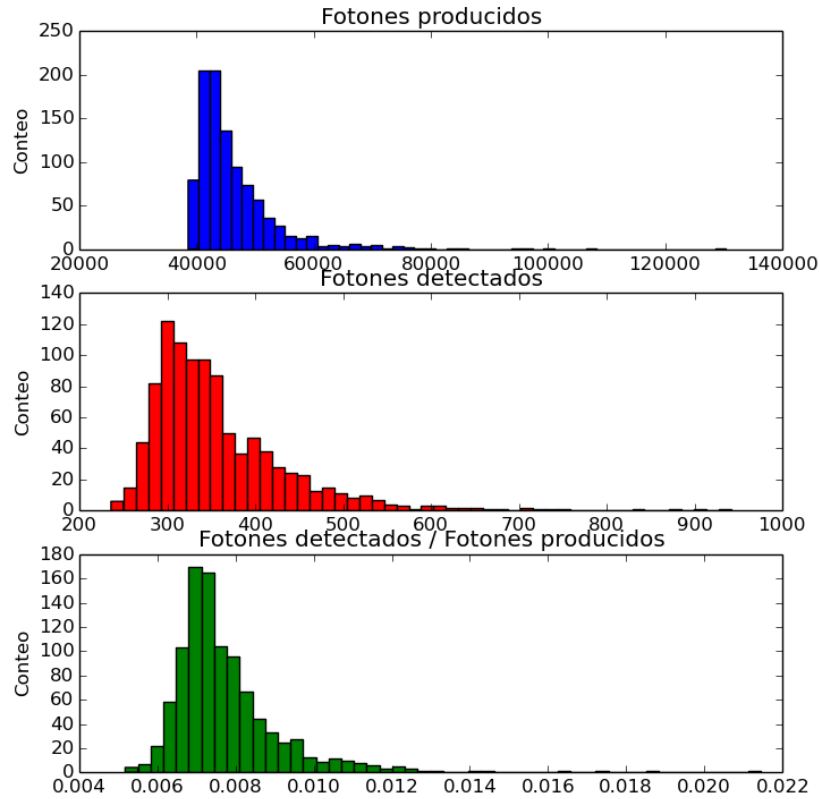


Figura 10.1: Histogramas de los fotones producidos, fotones detectados y el cociente de los fotones detectados sobre los producidos para un muón vertical de 4GeV en la simulación, con un tamaño muestral de 1000 eventos

Los histogramas en la figura 7.1 sugieren que las distribuciones no siguen una distribución normal. Como complemento se usó la prueba Shapiro-Wilk para las hipótesis:

Fotones producidos

- $H_1o$ : La distribución de fotones producidos para el evento de un muón vertical tiene normalidad
- $H_1a$ : La distribución de fotones producidos para el evento de un muón vertical no tiene normalidad

Fotones detectados

- $H_{2o}$ : La distribución de fotones detectados para el evento de un muón vertical tiene normalidad
- $H_{2a}$ : La distribución de fotones detectados para el evento de un muón vertical no tiene normalidad

Cociente de fotones detectados sobre fotones producidos

- $H_{3o}$ : La distribución del cociente de fotones detectados sobre fotones producidos para el evento de un muón vertical tiene normalidad
- $H_{3a}$ : La distribución del cociente de fotones detectados sobre fotones producidos para el evento de un muón vertical no tiene normalidad

Cuadro 10.3: Valores p para la prueba Shapiro-Wilk de normalidad de las distribuciones de los fotones producidos, detectados y el cociente

Distribución	valor p de la prueba
Fotones producidos	5.922653054979643e-32
Fotones detectados	1.7184711613370248e-39
$\frac{Fotones\ detectados}{Fotones\ producidos}$	9.682787576723116e-34

Por los valores dados en el cuadro 7.1 por la prueba Shapiro-Wilk y por la forma de los histogramas en la figura 7.1, se concluye que ninguna de las distribuciones tiene normalidad.

## 10.4 Programa utilizado para la obtención de los pulsos característicos

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
```

```
Created on Tue Oct 11 12:31:45 2016
```

```
@author: _daniel
```

```
"""
```

```
from numpy import *
import re
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.stats as stat
```

```
# Este par de funciones toman una lista con todos los tiempos de detección de
# un pulso y "cargan" al fotomultiplicador, cada carga decae exponencialmente
```

```

# como en un circuito RC

def step(x,a):
    return 1*(x>a)

def V(x,t,photons):
    V = 0
    for i in photons:
        if i!="#":
            V = V + qe*step(x,i)*exp(-x/t)
    return(V)

## Par metros ##
# tiempo dado por inductancia total
t = 18.76
# eficiencia cu ntica del fotomultiplicador para 405 nm en A/mW
qe = 25

# El archivo .txt deber a de tener por fila el valor del tiempo de detecci n
# de cada foton, y cada pulso separado al final por una fila con un "#"
infile = open('pulsos.txt', 'r')

# Los elementos en la lista "pulsos" son cada uno una lista de los tiempos de
# detecci n de un pulso
pulsos = [[]]

npulso = 0 # empieza en cero porque el primer pulso no tiene "#" al inicio
for line in infile:
    if line.split(' ')[0] == "#\n":
        pulsos.append([])
        npulso = npulso + 1
    elif line.split(' ')[1] == "ps": # algunas deteccioens las da en "ps"
        pulsos[npulso].append(float(line.split(' ')[0])/1000)
    else:
        pulsos[npulso].append(float(line.split(' ')[0]))

```

```

x = linspace(0,100)

# en y se guardan los pulsos como se ven en el PMT, seg n la funci n V
y = []
for i in range(0,len(pulsos)-1):
    y.append(V(x,t,pulsos[i]))

# yins es la transpuesta de y, cada elemento es una lista de las amplitudes
# por unidad de tiempo
yins = map(list,zip(*y))

shapiros = []
yins_means = []
yins_std = [] # incertidumbre de la media
yins_max = []
yins_min = []

for i in yins:
    yins_means.append(mean(i))
    shapiros.append(stat.shapiro(i)[1])
    yins_std.append(std(i)/(npulso)**(0.5))
    yins_max.append(mean(i)+std(i))
    yins_min.append(mean(i)-std(i))

plt.plot(x,y)
plt.plot(x,yins_max,'--',color="grey")
plt.plot(x,yins_min,'--',color="grey")

# Para graficar todos los pulsos como en las figuras, descomentar esto
#fig3 = plt.subplot(313)
#fig3.plot(x,yins)
#fig3.legend()
#fig3.set_title("Electrones 37MeV")
#fig3.set_ylabel("Amplitud (A/mW)")

plt.show()

```



## 10.5 Gráficas de los 2000 pulsos analizados para la caracterización de la simulación

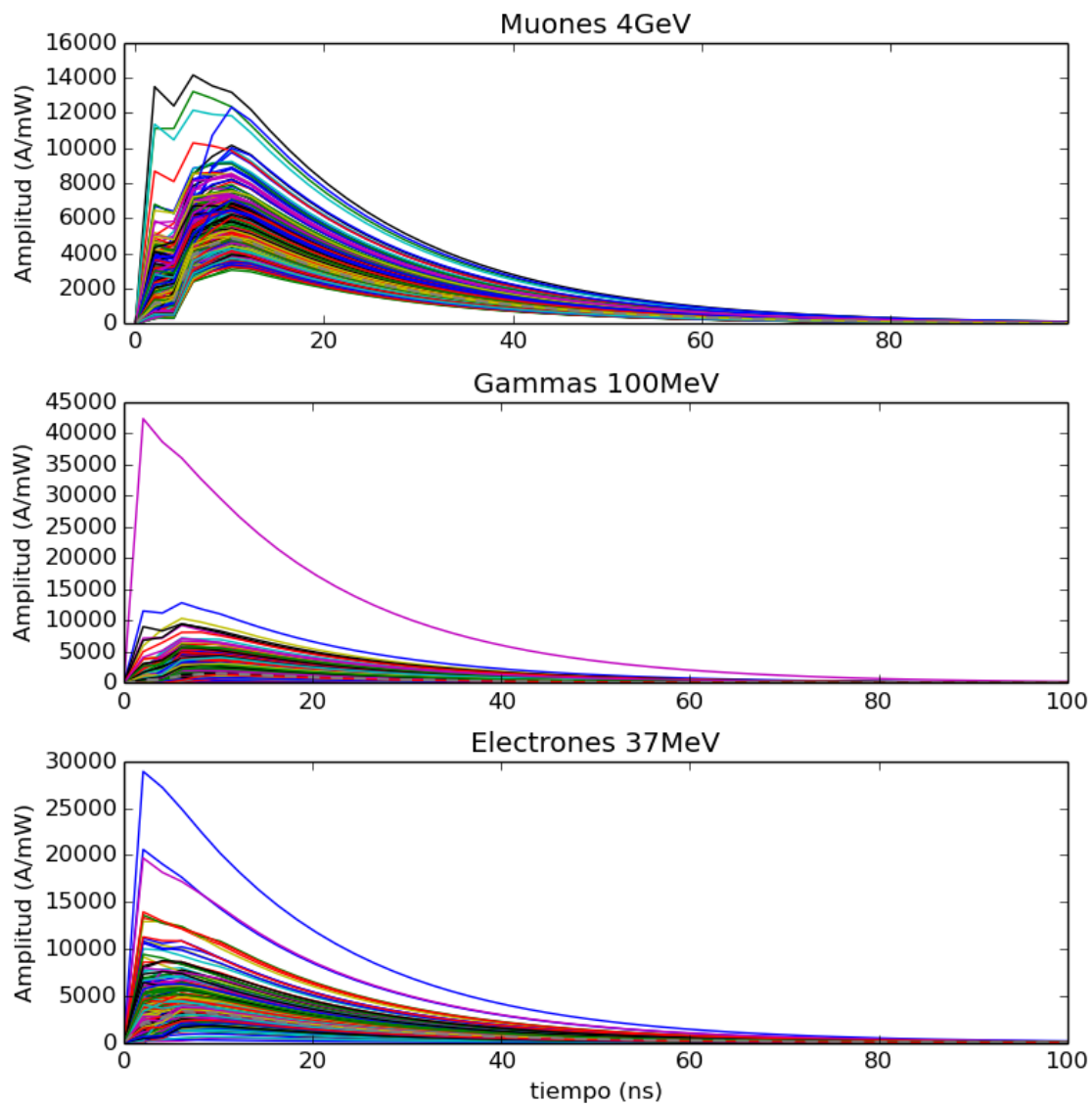


Figura 10.2: a) 1000 pulsos sobrepuestos de las detecciones de fotones para muón vertical de 4GeV, b) 500 pulsos sobrepuestos de las detecciones de fotones para partículas gamma de 100 MeV, c) 500 pulsos sobrepuestos de las detecciones de fotones para electrón de Michael de 37 MeV

## 10.6 Programa utilizado para el cálculo de amplitudes y tiempo de subida

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
Created on Tue Oct 11 12:31:45 2016

@author: daniel
"""

from numpy import *
import re
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.stats as stat

# utilizando la lista y generada por el programa de la sección 10.3

amp      = []
rise_time = []

for k in y:
    a      = amax(k)
    mean   = stat.nanmean(k)
    std    = stat.tstd(k)
    amp.append(a)
    rise_time.append(x[list(k).index(a)])

print(stat.t.interval(0.95, len(rise_time)-1, loc=np.mean(rise_time),
                    scale=stat.sem(rise_time)))
print(stat.t.interval(0.95, len(amp)-1, loc=np.mean(amp), scale=stat.sem(amp)))

# cambiando el 'label' seg\un tipo de part\icula
plt.plot(rise_time, amp, '+', label="Electron_37MeV")
plt.xlabel("Rise_time_(ns)")
plt.ylabel("Amplitud_(A/mW)")
plt.legend()
```

```
plt.show()
```

## 10.7 Programa utilizado para la clasificación de muones, desarrollado por Miguel Novella

```
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
```

```
Created on Fri Aug 26 14:26:56 2016
```

```
@author: Anai
"""
```

```
#Programa que cuenta la cantidad de muones que cruzan y decaen
#Escribe un archivo con dichas columnas
```

```
#Los muones que decaen se separan entre [1,3] micro segundos [40,120]
#Los muones que cruzan se separan entre [8,11] micro segundos [320,440]
```

```
#LAGO muestrea a 40MHz, por lo que cada feature es 1/40,000,000
#1 micro segundo = 40 Sigmas (cuentas de LAGO)
```

```
#La carga se obtiene con np.trapz(data), restandole 50 a cada feature
```

```
#El archivo a leer se buscan varias cosas:
```

```
# los elementos "# x h <HH:MM:SS>" indican inicio de un segundo nuevo
# Los elementos "# t 4 <(0 ; 40,000,000)>" indican la fraccion del segundo actual
# Los elementos de datos de los canales "ch1 ch2 ch3", actualmente se usa el ch3
```

```
import bz2
```

```
import numpy as np
```

```
dat_files = 10 #cuantos archivos .dat se analizaran
chan = 3
```

```
#tmp = open("CrossingEvents.txt", 'a')
```

```

for i in range(dat_files):

    #Iniciar lista de eventos
    crossing_muons = [] #8-11 micro
    decaying_muons = [] #1-3 micro
    michel_electron = [] #derivado de muon que decae

    f = bz2.BZ2File("C:\Users\Anai\Desktop\lagodata\Eventos"+str(i+1)+".dat.bz2")
    #leer el archivo comprimido
    print("ya_leyo_"+str(i))

    prev_clock = 0 #clock count anterior
    curr_clock = 0 #clock count actual
    prev_sec = 0 #segundo correspondiente al evento anterior
    curr_sec = 0 #segundo correspondiente al evento actual
    prev_event = [] #evento anterior
    curr_event = [] #evento detectado en el canal indicado

    for l in f:
        #inicio de nuevo segundo
        if(l.startswith("#_x_h")):
            curr_sec = curr_sec +1 #incrementar segundo

        #fin de evento y cuenta de reloj
        elif(l.startswith("#_t")):
            data = l.split("_")
            #actualizar clock actual
            curr_clock = int(data[3]) #3er elemento es el clock

            #comparar con evento anterior
            delta = curr_clock - prev_clock
            #en caso sean eventos entre segundos agregar 40M a delta
            if(curr_clock < prev_clock):
                delta = delta + 40000000
            #verificar si es un muon que decae

```

```

if(delta >=40 and delta <= 120):
    #calcular carga y almacenarla
    #El primer evento es el muon
    tmp = [x - 50 for x in prev_event]
    michel_electron.append(np.trapz(tmp))

    #el segundo evento es el Michel Electron
    tmp = [x - 50 for x in curr_event]
    decaying_muons.append(np.trapz(tmp))
#verificar si es muon que atraviesa
elif(delta >= 320 and delta <= 440):
    #calcular carga y almacenar
    #El segundo evento es el que se captura
    tmp = [x - 50 for x in curr_event]
    crossing_muons.append(np.trapz(tmp))
#actualizar evento anterior
    prev_clock = curr_clock +0
    prev_event = list(curr_event)
    prev_sec = curr_sec + 0
    curr_event = [] #limpiar evento

#otros comentarios que no nos interesan
elif(l.startswith("#")):
    pass
#datos de adc
else:
    data = l.split("_")
    if(len(data) == 3): #si no es error
        curr_event.append(int(data[chan-1])) #lee el canal indicado y lo gu

with open("Crossing.txt", 'a') as result:
    for item in crossing_muons:
        result.write("%s\n" % int(item))

with open("Decaying.txt", 'a') as result:
    for item in decaying_muons:

```

```

        result.write("%s\n" % int(item))

with open("Michel.txt", 'a') as result:
    for item in michel_electron:
        result.write("%s\n" % int(item))

#Cerrar archivo de eventos antes de reiterar
f.close()

```

## 10.8 Programa utilizado para el cálculos de los máximos en los histogramas

```

# -*- coding: utf-8 -*-
"""
Created on Sun Oct 23 16:42:19 2016

@author: daniel
"""

# Correr este programa luego de correr el clasificador de Muones

# primer pico est entre el bin 6 al bin 20
# segundo pico est entre el bin 40 al bin 80

from numpy import *

ADCqMax1 = []
ADCqMax1Inc = []

listas = [Data]

for i in [[14,24],[5,14]]:
    #y, x = histogram(i, bins = 100)
    z, cov = polyfit(x[i[0]:i[1]],Data[i[0]:i[1]], deg = 2, cov = True)
    xmax = -z[1]/(2*z[0])
    errores = sqrt(diag(cov))

```

```

xmaxInc = xmax*sqrt((errores[0]/z[0])**2+(errores[1]/z[1])**2)
ADCqMax1.append(xmax)
ADCqMax1Inc.append(xmaxInc)
xi = linspace(10*i[0],10*i[1])
plt.plot(xi,z[0]*xi**2+z[1]*xi+z[2],color="black")
plt.plot(xmax,z[0]*xmax**2+z[1]*xmax+z[2],"D")

print(ADCqMax1, ADCqMax1Inc)

```