



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Observaciones de decaimientos de muones en el
observatorio HAWC

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

PRESENTA:

Diego García Aguilar

TUTOR

Hermes León Vargas





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

1. Datos del Alumno

García
Aguilar
Diego
55 14 00 36 81
Universidad Nacional
Autónoma de México
Facultad de Ciencias
Física
309104355

2. Datos del tutor

Dr.
Hermes
León
Vargas

3. Datos del sinodal 1

Dr.
Nissim Illich
Frajá
Cabrera

4. Datos del sinodal 2

Dr.
Ángel
Sánchez
Cecilio

5. Datos del sinodal 3

Dr.
Ernesto José María de la Salette
Belmont
Moreno

6. Datos del sinodal 4

Dr.
David
García
Gudiño

7. Datos del trabajo escrito

Observaciones de Decaimientos
de Muones en el
Observatorio HAWC

p
2019

DEDICATORIA

Agradecimientos

Agradecemos el apoyo de los proyectos UNAM-DGAPA-PAPIIT IA102715, CONACyT 254964 y el Fondo Sectorial de Investigación para la Educación.

Índice general

1. Sobre Rayos Cósmicos	1
1.1. Componentes fundamentales de la naturaleza	1
1.2. Rayos cósmicos	8
1.3. Decaimiento de muones	13
1.3.1. Ley de decaimiento exponencial	13
1.4. Cascadas atmosféricas	15
1.4.1. Cascadas hadrónicas	15
1.4.2. Cascadas electromagnéticas	15
1.5. Observatorio HAWC	16
1.5.1. Radiación Cherenkov	17
1.5.2. Datos del observatorio HAWC	21
1.5.3. Pérdida de energía del muón en el agua	21
1.6. Muones atmosféricos	23
1.6.1. Flujo de muones a 4000 metros	25
2. Análisis de datos en HAWC	29
2.1. Software	29
2.2. Root	32
2.2.1. Análisis de datos crudos	32
2.3. Simulaciones en HAWC	33
2.3.1. GEANT4	34
2.3.2. HAWCSim	36
2.3.3. Ejemplo de simulación	37
2.3.4. Datos simulación	40
2.4. Reconstrucción de datos reales	41

3. Simulación de muones	43
3.1. Decaimiento de un muón en un tanque	43
3.2. Muones Horizontales	45
3.2.1. Muones en un tanque	45
3.2.2. Muones en una línea de tanques	47
3.2.3. Uso de distintas direcciones	48
3.3. Muones verticales	50
3.3.1. Entre PMT central y periférico	52
3.3.2. Entre dos PMT's periféricos	52
3.4. Cortes en carga	54
4. Análisis de datos crudos	57
4.1. Muones verticales	57
4.2. Muones horizontales	58
5. Resultados	61
5.1. Resultados de simulaciones	61
5.1.1. Muones entre PMT central y periférico	61
5.1.2. Muones entre PMT's periféricos	62
5.1.3. Simulaciones de muones horizontales	66
5.2. Datos reales	67
5.2.1. Muones verticales	67
5.2.2. Muones horizontales	70
6. Conclusiones	73
A. Histogramas	75
A.1. Muones verticales en datos reales	75
A.2. Tanques con afterpulse	77
A.3. Histograma muones horizontales	78
B. Señales de fondo	81
B.1. Substracción de señales de ruido	81

Capítulo 1

Sobre Rayos Cósmicos

En este capítulo hablaré sobre los experimentos y física previos al descubrimiento de los rayos cósmicos, ya que considero que es importante entender cómo se fue desarrollando la física de partículas a través de los descubrimientos experimentales y cómo el estudio de los rayos cósmicos ayudó en la construcción del modelo estándar.

1.1. Componentes fundamentales de la naturaleza

Los griegos notaron que después de frotar un pedazo de tela sobre una piedra de ámbar la piedra atraía objetos, lo que los llevó a pensar que algo debía permanecer dentro del ámbar y ese algo provocaba esta atracción, fuerza, entre objetos. A ese algo se le llamó electrón, ámbar en griego. Se localizaron otros fenómenos eléctricos naturales, por ejemplo la anguila eléctrica, los rayos eléctricos producidos en tormentas, etc. Fue hasta la era eléctrica [1] que se fueron construyendo aparatos capaces de generar electricidad de fricción, lo que dio inicio a la electro estática. Los trabajos de Alessandro Volta trajeron consigo la llamada corriente voltaica, la comunidad científica pensaba que la electricidad por fricción, la natural y la voltaica no estaban relacionados i.e. que no se trataban del mismo fenómeno físico [1]. Fue Benjamín Franklin con su famoso experimento de un cometa y una llave que logró cargar una botella de Leyden y con es-

to demostrar que la electricidad de los rayos es la misma que la voltaica. Luigi Galvani hizo experimentos con ranas y encontró que la electricidad con la que funcionan nuestras terminales nerviosas también es la misma que la electricidad voltaica. Por esto se concluyó que solo hay un tipo de electricidad.

William Gilbert en 1600 estudió los efectos de las cargas eléctricas en objetos comunes y con esto construyó el primer electroscopio. Este consistía en una aguja metálica colocada en un eje, la aguja se acercaba o alejaba al acercar un objeto cargado eléctricamente. El segundo electroscopio fue construido con dos tiras de metal juntas dentro de un recipiente de vidrio al vacío, al acercar un cuerpo cargado este atraería un tipo de carga a un extremo de las tiras y al ser del mismo tipo de carga las tiras se repelen entre si haciendo que se abran, ver Figura 1.1.



Figura 1.1: Electroscopio, figura tomada de [2]

Con el tiempo los electroscopios fueron mejorando y fue C. Coulomb, alrededor de 1785, quien descubrió que el electroscopio sufría una descarga paulatina. Muchos investigaron este fenómeno pero el químico inglés

William Crookes, famoso por la invención del tubo de rayos catódicos, en 1879 encontró que el tiempo de descarga del electroscopio aumentaba si la presión disminuía, es decir que el electroscopio se descargaba más lento en el vacío. Esto llevó a la conclusión de que la descarga del electroscopio era producto de la ionización del aire dentro de él. La ionización debería de ser causada por partículas o radiación externa al electroscopio, esta radiación o partículas se conocerían después como rayos cósmicos y hablaré de ellos en la siguiente sección.

En 1896 Henri Becquerel descubrió la radioactividad, con esto se dio inicio a la física de radiaciones. Marie Skłodowska-Curie y su esposo Pierre Curie trabajaron en el estudio del decaimiento radioactivo y encontraron que el tiempo de descarga de un electroscopio disminuía si se encontraba cerca de una fuente radioactiva, se dedicaron a estudiar el origen de esta fuerza de ionización de diferentes elementos [3].

El descubrimiento de la radioactividad trajo diversas técnicas para medir ionizaciones. Con esto la comunidad científica se dio cuenta de que el aire se ionizaba de forma inusual, se producían mas ionizaciones de las que se esperaban, la pregunta era ¿qué producía éstas ionizaciones y de dónde venía? En esa época sólo se conocían tres tipos de partículas ionizantes las partículas alfa (núcleos de Helio), partículas beta (electrones, e^+) y gammas. Como las primeras dos tienen masa se pueden detener muy fácilmente con cualquier objeto mientras que los rayos gamma pueden atravesar hojas, piel, huesos, muros o hasta montañas por esto eran los principales sospechosos.

Los fenómenos eléctricos podían ser descritos con la teoría del Electromagnetismo (EM) representada por las ecuaciones de Maxwell-Faraday y mucho se podía explicar con la mecánica clásica pero a principios del siglo XX se descubrieron varios fenómenos que no podían ser explicados de esta manera. Por ejemplo la producción de rayos X descubierta por Röntgen, la radioactividad, la foteolectricidad, las líneas espectrales del hidrógeno, el efecto Zeeman o la radiación de cuerpo negro. Para poder explicar estos fenómenos se necesitó estudiar las partículas que se conocían hasta el momento y encontrar un modelo de la estructura del átomo.

Se sabía, gracias a Crookes, que el tubo de rayos catódicos podía acelerar electrones en una dirección. El inglés J.J. Thompson usó una versión modificada de este experimento, ver figura 1.2, para medir el cociente

carga-masa e/m [4]. Este cociente nos dice que tanta carga posee la partícula comparada con su masa y este método se puede aplicar para cualquier tipo de iones. El cociente que encontró para el electrón fue mucho mayor al encontrado en los iones producidos en electrólisis con una diferencia de cientos, lo que lleva a la conclusión de que los electrones son mucho más ligeros que los iones. Thompson fue el que acuñó el nombre de electrón y propuso un modelo atómico, el famoso modelo de pudín, en el que el átomo es una esfera y los electrones están distribuidos dentro como pasas en un pudín.

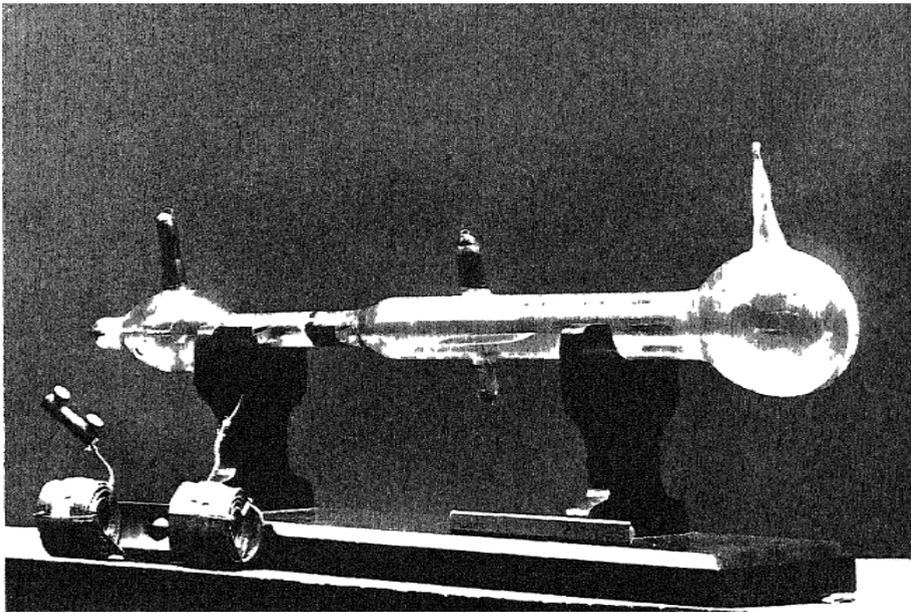


Figura 1.2: Tubo de Thompson. En el extremo izquierdo del tubo está se encuentra un ánodo el cuál emite electrones, los electrones son acelerados por un campo eléctrico generado en la arte más angosta del tubo. En medio del tubo colocó unas placas paralelas para generar un campo eléctrico con el fin de medir el signo de la carga de las partículas. En el extremo derecho se coloca la pantalla fluorescente. Figura tomada de [4]

En 1815 William Prout observó que el peso atómico de los elementos eran múltiplos enteros del peso atómico del hidrógeno por lo que propuso

como hipótesis que el hidrógeno era fundamental. En 1911 el físico inglés Ernest Rutherford al estudiar el paso de partículas alfa a través de una fina hoja de oro y medir el ángulo de deflexión notó que las partículas se deflectaban a ángulos grandes, por lo que propuso que en el núcleo debían de existir cargas positivas. Esta hipótesis fue confirmada un año después por Geiger y Marsden y la partícula fue nombrada protón en honor a W. Prout. Las partículas alfa fueron encontradas en algunos decaimientos radioactivos, su carga era dos veces la del electrón pero positiva, al medir su masa se encontró que era cuatro veces más pesado que el átomo de hidrógeno. Rutherford esperaba que la trayectoria de las partículas alfa fuera casi recta debido a la gran masa de las partículas alfa y que la fuerza de repulsión entre los átomos, en el modelo de Thomson, fuese pequeña debido al esparcimiento de las cargas positivas. Rutherford estimó que el ángulo de desviación podía ser grande en caso de que ocurrieran desviaciones en una sola dirección, pero es muy poco probable que estas condiciones se dieran y por tanto estadísticamente la distribución del ángulo de desviación debería de seguir una forma Gaussiana. Para sorpresa de Rutherford, y de todos, el ángulo de desviación era mucho mayor, incluso de casi π i.e. la partículas eran repelidas por los átomos de oro. Esto llevó a Rutherford a la conclusión de que las cargas positivas se encontraban juntas dentro del átomo formando un núcleo, y en los átomos neutros las cargas negativas están alrededor del núcleo.

Hasta este momento sólo se conocían tres partículas "fundamentales" el electrón, el protón y los fotones. Los trabajos de M. Planck sobre la interacción entre fotones (radiación) y átomos (corpúsculo), así como las contribuciones hechas por A. Einstein, llevaron al modelo atómico de Bohr; el cual es muy similar al de Rutherford pero en este caso los electrones que están alrededor del núcleo poseen órbitas muy definidas. Bohr usó la cuantización de la energía propuesta por Planck y la usó en el momento angular del átomo. Este modelo predice orbitales discretos i.e. los electrones no pueden estar fuera de estas orbitas. Este modelo es muy similar al modelo del sistema solar.

La llegada de la mecánica cuántica cambió todo, ahora las partículas podían ser vistas como ondas, algo totalmente revolucionario. Con esta idea fue más fácil entender como es que los fotones podían interactuar con la materia, ya sea por efecto Compton o incluso la fotoelectricidad. Einstein

usó esta idea de partícula-onda para demostrar el efecto fotoeléctrico [5]. L. de Broglie al ver que las partículas tenían propiedades ondulatorias se preguntó si las ondas poseían propiedades corpusculares, asumió que la longitud de onda estaba relacionada inversamente con el momento lineal. Del estudio clásico de las ondas sabemos que para que una onda interactúe con un objeto, la longitud de onda debe ser del tamaño, o menor, al objeto; esto aplica para las partículas i.e. que para que una partícula interactúe con el núcleo de un átomo su momento debe ser tal que la longitud de onda asociada sea del tamaño del núcleo. Con esto podemos saber qué partículas pueden interactuar con quienes y a qué niveles.

En 1932 Irène Curie, hija de Marie y Pierre Curie, y su esposo Frédéric Joliot replicaron un experimento en el cual se obtenía una radiación penetrante, el experimento consistía en bombardear berilio con una fuente de partículas α , polonio. Al colocar una hoja de parafina cerca del contenedor del Berilio detectaron muchos núcleos de hidrógeno. El experimento no se afectaba en la presencia de un campo magnético por lo que concluyeron que las partículas emitidas del berilio eran neutras, lo que los llevó a concluir que se trataban de fotones. Esta conclusión fue errónea, J. Chadwick quien demostró que estas partículas poseían una masa, muy similar a la de los protones, y eran los neutrones predichos por Rutherford años antes. Con el descubrimiento del neutrón se tuvo una visión más completa del núcleo del átomo, en donde los neutrones y protones se encuentran. Experimentos posteriores encontraron que la masa del neutrón es ligeramente mayor a la del protón y debido a esto debe de ser inestable dando lugar al decaimiento beta visto desde principios de siglo XX. [3]

El decaimiento beta hasta ese momento era visto como un decaimiento de dos cuerpos del tipo

$$A \rightarrow B + e^{-} \quad (1.1)$$

una característica de los decaimientos de dos cuerpos es que si el núcleo padre (A) está en reposo entonces el núcleo hijo y el electrón saldrán en direcciones opuestas y con el mismo momento lineal. Por conservación de la energía la energía del electrón está dada por

$$E = \left(\frac{m_A^2 - m_B^2 + m_e^2}{2m_A} \right) c^2 \quad (1.2)$$

esto quiere decir que la energía del electrón es fija una vez que se determinan

las masas m_A y m_B . Pero cuando se midió la energía del electrón se encontró que tenía valores menores a los previstos por la ecuación 1.2. Entonces Pauli propuso que se trataba de un decaimiento de tres cuerpos en donde el tercer cuerpo tendría la energía faltante, y además debería de ser neutro por conservación de carga [6]. Fermi encontró que la masa de esta partícula debía de ser muy pequeña por lo que la bautizó como neutrino. Su detección se realizó mucho tiempo después.

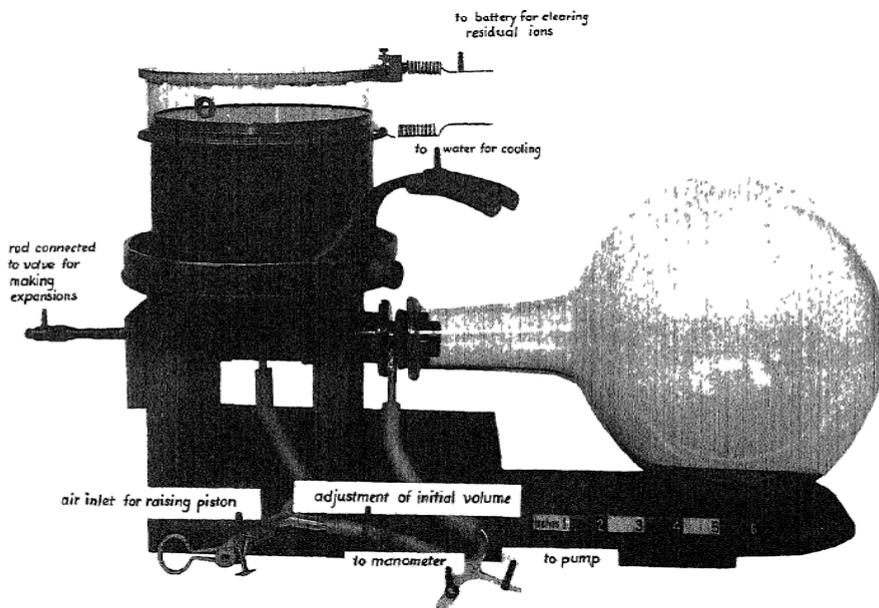


Figura 1.3: Cámara de Wilson, tomada de [4]

El descubrimiento del positrón fue posible con la cámara de Wilson. Wilson trató de imitar el efecto óptico que crea la luz del sol al atravesar una neblina espesa, cuando lo logró encontró un efecto aun más interesante. El físico escocés construyó una cámara de niebla como se muestra en la figura 1.3, en la cual se forma una espesa niebla en la cual las partículas dejan una traza al pasar. Se tomaban muchas fotografías de las partículas y se podía discernir de qué partícula se trataba al colocar un campo magnético. Fue así que en 1932 C.D. Anderson descubrió una partícula con carga positiva pero más ligera a la que llamó positrón, ver figura 1.4. Esta partícula había sido

predicha por Dirac en 1930 [7]. Encontró que para cada partícula debía de existir otra con las mismas características pero con carga opuesta, a estas partículas se les llama antipartículas. El descubrimiento de la siguiente generación de partículas se dio a partir del estudio de los rayos cósmicos, de los cuales se da una breve introducción histórica en la siguiente sección. El descubrimiento del muón, que es la partícula central de este trabajo, se da en este periodo.

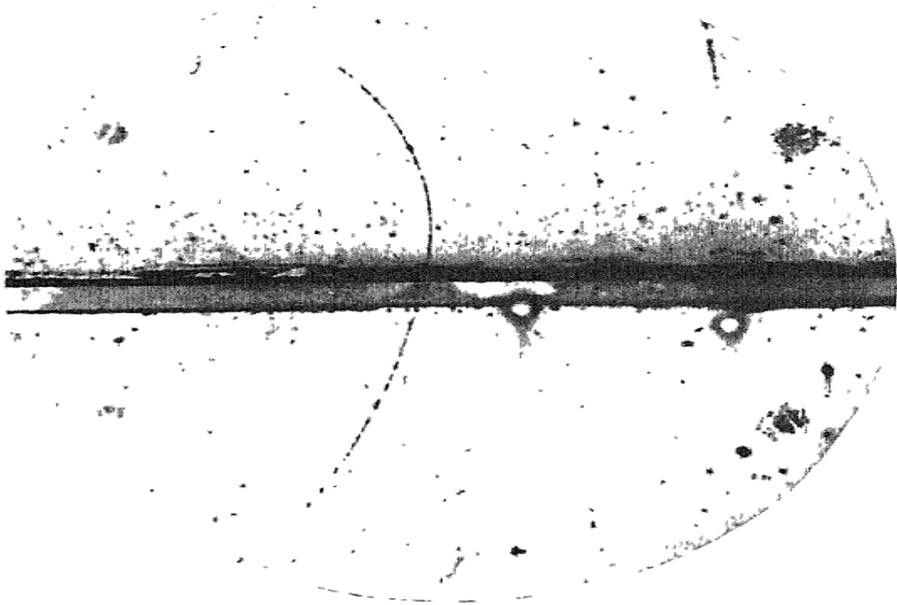


Figura 1.4: Fotografía en la que se encuentra el positrón. Un protón que viaja de abajo hacia arriba atraviesa un trozo de tela, después de esto se ve una trayectoria con una curvatura mayor de esto se deduce que tiene una masa menor al protón y tiene la misma carga, foto tomada de [7]

1.2. Rayos cósmicos

La comunidad científica se preguntaba qué originaba las ionizaciones que producían la descarga del electroscopio, discutido en la sección 1.1, y de dónde provenían. La primera pregunta era difícil de responder porque

en el momento que se realizaron las primeras investigaciones sobre este tema la instrumentación era básica y no se podía saber con certeza qué partículas entraban al electroscopio. La segunda pregunta era más fácil de investigar ya que si acercas un electroscopio a la fuente de la radiación el tiempo de descarga sería menor.

Se realizaron varias mediciones del tiempo de descarga en distintas ubicaciones y a diferentes alturas, incluso se realizaron mediciones sobre la torre Eiffel, algunos miembros de la comunidad involucrada empezaban a sospechar que provenían del espacio. Victor Hess (Austria) y Kohlhörster (Alemania) hicieron mediciones con ayuda de globos, ver figura 1.5 . Hess encontró que el ritmo de ionización del aire aumentaba con la altura, la única conclusión lógica, para él, es que las partículas ionizantes provenían del espacio exterior, esto marcó el descubrimiento de los rayos cósmicos. Hess colocó paredes gruesas alrededor del electroscopio y notó que la ionización no variaba mucho por lo que dedujo que la radiación extraterrestre debía ser, en su mayoría, altamente penetrante [8].



Figura 1.5: Hess con uno de sus globos, foto tomada de [9]

Kohlhörster también realizó mediciones con globos que alcanzaron hasta los 9 km de altitud y encontró los mismos resultados. La primera guerra mundial detuvo las investigaciones sobre el tema pero después de la rendición de Alemania se continuó investigando la relación entre la ionización y la altura.

Millikan realizó experimentos de ionización con la intención de refutar las conclusiones de Hess y Kohlhörster, pero en lugar de usar globos utilizó medidores en lagos ubicados dentro de montañas. Millikan usó el hecho de que, para una partícula, unos 10 metros de profundidad de agua es equivalente a 10 km de aire atmosférico. Su idea era demostrar que las partículas ionizantes, a las que llamó rayos cósmicos, eran en realidad los rayos gamma producidos por la nucleosíntesis dentro del Sol, estos rayos gamma tendrían que tener energía dentro de un rango de 30 a 250 MeV. Pero los resultados no favorecieron su hipótesis y los resultados de Hess fueron confirmados por más grupos de investigación [8].

Gracias a los mencionados experimentos se encontró la dirección de la que prevenían los rayos cósmicos pero qué tipo de partículas y los métodos de producción aún eran desconocidos, por lo que el estudio de los rayos cósmicos se centró ahora en resolver estas preguntas.

Los físicos S. Neddermeyer y C. Anderson estudiaron con la cámara de Wilson los rayos cósmicos (RC) y en 1937 [10], publicaron evidencia de partículas con masas mayores a las del electrón pero menores a la del protón. A estas partículas se les llamó mesones, había mesones con carga positiva y con carga negativa y había fluctuaciones en la masa registrada. La media se encontró en $173m_e$ pero encontraron partículas entre 100 y 300 veces la masa del electrón.

El físico inglés C.F. Powell desarrolló otra técnica para el estudio de los RC's la cual consiste de una emulsión especial hecha de bromuro de plata [11], en la cual cuando un ion la atraviesa produce pequeños granos a su paso, ver figura 1.6. Mientras la partícula se va frenando produce más ionizaciones, por lo que la densidad de granos es menor en la dirección de la que proviene la partícula y así se puede interpretar de manera lógica las imágenes. La curvatura de la traza nos da otra pista de qué partícula generó la traza, por ejemplo en la figura 1.6 se puede ver que la traza del lado derecho es casi recta mientras que la del lado izquierdo es más ondulada. De esta manera el equipo de Powell identificó dos partículas nuevas,



Figura 1.6: Foto del decaimiento de un pión, se puede ver la traza de un pión entrando verticalmente y el muón producto de su decaimiento , foto publicada por el equipo de Powell [11]

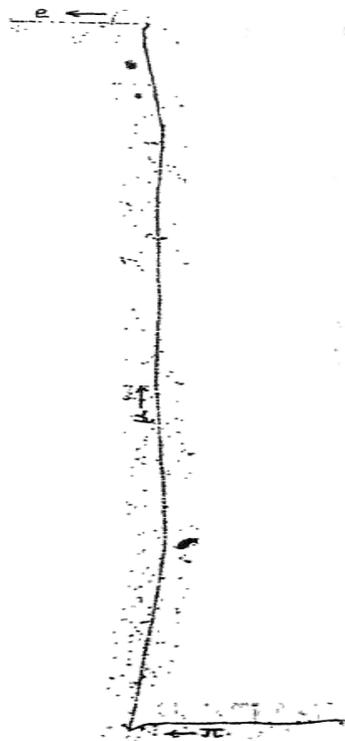


Figura 1.7: Fotografía del proceso de decaimiento de un pión y un muón. Tomada de [11]

a las cuales llamaron mesón π y μ con una masa de 273 y 207 veces la masa del electrón respectivamente. Los trabajos de M. Conversi, E. Pancini y O. Piccioni encontraron que la interacción de los mesones producidos en rayos cósmicos, vistos hasta el momento, con el núcleo atómico eran muy débiles y por tanto no podían ser producto de la fuerza nuclear fuerte, como lo había predicho Yukawa. Más tarde con el desarrollo de mejores emulsiones se lograron encontrar trazas más finas y con esto lograr detectar otro tipo de partículas como electrones, ver figura 1.7. En esta última imagen se puede ver el decaimiento de un pión y después el decaimiento del muón en un electrón. Este proceso se identificó respectivamente como sigue

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \quad (1.3)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \quad (1.4)$$

El descubrimiento del pión y del muón abrió las puertas a la teoría de Yukawa en la que el pión interactúa fuertemente con los núcleos y el muón lo hace débilmente. De las fotografías mostradas anteriormente se deduce que el pión y el muón no son estables por lo que tienen un tiempo de vida finito, se hizo una estimación de este valor con las fotografías pero hay otras técnicas que arrojan valores más precisos y de las cuales se hablará en la siguiente sección. Con la emulsión fotográfica se encontró el mesón K , el análisis fotográfico arrojó que su masa es de unas 1000 veces la masa del electrón y estudios posteriores encontraron que esta partícula interactuaba débilmente. Fue aquí que se intentó clasificar las partículas conocidas hasta el momento en familias y se creó el primer intento de modelo estándar. Las partículas que interactuaban débilmente se les llamó leptones, leptón viene de la palabra griega leptos que significa ligero y se llamó así porque el electrón fue el primer miembro descubierto de la familia y es la partícula con carga más ligera de todas. Se creó la familia de bariones en la que se introdujo el mesón π pero la definición de esta familia fue evolucionando con los años. En el modelo estándar actual se tienen tres constituyentes fundamentales: los leptones, los quarks y los bosones de norma.

La definición actual, y más sencilla, para RC es cualquier partícula cargada proveniente del espacio. Por ejemplo: electrones, positrones, protones, iones de Helio y otros núcleos. Los neutrones aunque escapan a esta definición son considerados rayos cósmicos. Los rayos gamma quedan fuera de

esta definición y no se consideran RC. Los medios de producción de estos rayos siguen sin comprenderse del todo pero se cree que la mayoría son producidos en estrellas, supernovas y otros tipos de sistemas astrofísicos. El estudio de estas fuentes sale del objetivo de esta tesis. Ya que los rayos cósmicos poseen carga son deflactados por los campos magnéticos interestelares y no es posible calcular con exactitud de donde provienen esto, en efecto, complica bastante su estudio. En cambio lo rayos gamma al no ser afectados por los campos magnéticos siguen trayectorias muy rectas y es posible, la mayor parte de las veces, localizar su lugar de origen, por esto en astrofísica se trabaja principalmente en el estudio de rayos gamma.

1.3. Decaimiento de muones

De las partículas que se habló en la sección anterior los piones, los muones y los neutrones son inestables. Los rayos gamma y los electrones son estables, en un decaimiento las partículas hijas deben de tener una masa menor a la partícula padre y los rayos gamma no tienen masa, la masa de los neutrinos es prácticamente cero y no hay partícula más ligera, con carga, que el electrón; por esta razón son estables.

El decaimiento del muón, ver ec. 1.4, es un decaimiento de tres cuerpos, en este tipo de decaimientos la energía de las partículas finales depende de la dirección que tomaron. Esta dirección varía por lo que la energía también, pero se puede calcular la energía máxima, en el caso del decaimiento del muón la energía máxima del electrón está dada por [12].

$$E_{e_{max}} = \frac{m_{\mu}^2 + m_e^2}{2m_{\mu}} = 52.85 \text{ MeV} \quad (1.5)$$

El tiempo de vida del muón, y de los núcleos radioactivos, no es el mismo siempre por lo que hay que hacer un análisis estadístico de su tiempo de vida, la vida media es el promedio del tiempo de vida. Este tipo de muestras siguen la ley de decaimiento exponencial.

1.3.1. Ley de decaimiento exponencial

La ley de decaimiento exponencial se puede obtener definiendo λ como la probabilidad de desintegración por unidad de tiempo, usualmente se le

llama constante de decaimiento. Con esto, la probabilidad de desintegración en un intervalo de tiempo dt es λdt . En una muestra radioactiva el número de núcleos que decaen dN , debe de ser igual al número de núcleos N multiplicado por la probabilidad de desintegración mencionada arriba. Esto es.

$$\begin{aligned}dN &= -N\lambda dt \\ \frac{dN}{N} &= -\lambda dt\end{aligned}$$

integrando la última ecuación obtenemos

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

donde se tomó como tiempo inicial cero y N_0 el número inicial de núcleos. Finalmente obtenemos la ley de decaimiento exponencial.

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.6)$$

N es el número de núcleos restantes de la muestra, la vida media del núcleo o partícula en cuestión es el inverso de la constante de desintegración $\tau_{\frac{1}{2}} = \frac{1}{\lambda}$ y entonces la ecuación 1.6 queda como

$$N = N_0 e^{\frac{-t}{\tau_{\frac{1}{2}}}} \quad (1.7)$$

En el laboratorio resulta complicado medir la cantidad de núcleos restantes, típicamente se mide el número de núcleos que decaen. Si tomamos la derivada temporal de 1.7 obtenemos la tasa de decaimiento i.e. el número de decaimientos por segundo

$$\frac{dN}{dt} = -R_0 e^{\frac{-t}{\tau_{\frac{1}{2}}}} \quad (1.8)$$

donde $R_0 = \frac{N_0}{\tau_{\frac{1}{2}}}$. De la ecuación 1.8 podemos ver que la distribución de eventos por segundo sigue una distribución exponencial. En particular los muones siguen esta ley y en este trabajo buscamos medir la vida media que aparece en 1.8 utilizando HAWC.

1.4. Cascadas atmosféricas

Los RC y los rayos gammas interactúan con la atmósfera de la tierra y producen una gran cantidad de partículas secundarias, a este fenómeno se le llama cascada atmosférica. La forma de la cascada es distinta para los dos casos y es debido a que son producidas por diferentes interacciones, a continuación se presenta una breve explicación de la formación de ambas cascadas.

1.4.1. Cascadas hadrónicas

Cómo su nombre refiere este tipo de cascadas es producida por hadrones provenientes del espacio exterior. Debido a la masa de estas partículas, o núcleos se producen un gran número de electrones, positrones, kaones, muones, fotones, entre otros. Una tercera parte de la energía de estas cascadas es absorbida por la componente electromagnética, el resto de la energía es disipada por positrones, electrones y neutrinos producidos por las diferentes reacciones y decaimientos [13]. Ya que estas cascadas son producidas por nucleones de alta energía al llegar a la atmósfera interactúan a nivel nuclear produciendo una gran cantidad de partículas secundarias, las cuales producen una cascada con muchas ramificaciones.

1.4.2. Cascadas electromagnéticas

Este tipo de cascadas tiene principalmente dos tipos de interacción: producción de pares y Bremsstrahlung. Los fotones interactúan con la materia de tres formas distintas y el tipo de interacción que ocurra dependerá de la energía del fotón. Si el fotón es muy energético sucederá producción de pares i.e. se producen e^- y e^+ , la energía que debe de tener el fotón debe ser la masa en reposo de las dos partículas, alrededor de 1 MeV, por esta razón este fenómeno es el dominante en las cascadas electromagnéticas. Si el fotón no tiene esta energía mínima entonces puede colisionar con alguna partícula y ceder parte de su energía, a esto se le llama efecto Compton. En cambio si la energía del fotón tiene la energía exacta a la energía de amarre de un electrón de algún átomo puede arrancarlo, este es el efecto fotoeléctrico demostrado por Einstein. Bremsstrahlung es una palabra

en alemán que se significa radiación de frenado y se trata de radiación electromagnética que se produce cuando una partícula cargada es frenada.

Debido a que las cascadas EM crecen con sólo dos tipos de interacciones el ancho de las ramas resulta ser de menor tamaño a las cascadas hadrónicas, este es un punto que se ocupa bastante para clasificar las cascadas en un detector. En este tipo de cascadas no se producen piones por lo que no hay presencia de muones.

1.5. Observatorio HAWC

HAWC (High Altitud Water-Cherenkov observatory) es un observatorio de rayos γ ubicado en el Parque Nacional Sierra Negra, entre el volcán Sierra Negra y el famoso Pico de Orizaba (Citlaltépetl). Compuesto por 300 tanques, cada uno con 200 mil litros de agua, fue terminado de construir en primavera de 2015 tras 6 años de planeación y construcción [14].

Los tanques tienen cinco metros de altura y 7.5 *m* de diámetro, la capa externa está hecha de acero mientras que por dentro llevan un cámara de plástico negra la cual es llenada de agua. Cada tanque está equipado con cuatro tubos fotomultiplicadores (PMT's), uno de 10" y tres de 8". HAWC fue construido para detectar cascadas atmosféricas producidas por rayos gamma pero también es capaz de detectar cascadas hadrónicas, existen algoritmos especializados en clasificar cada cascada.

El observatorio trabaja las 24 horas del día y obtiene alrededor de 1.5 Tbytes de información al día, esta información se almacena en discos duros en el sitio y cada semana se llevan a un cluster en el Instituto de Ciencias Nucleares para guardar los datos, luego mediante una conexión directa se transfieren los datos a otro cluster ubicado en la Universidad de Maryland para tener dos copias. HAWC utiliza una serie de librerías y programas para analizar los datos y reconstruir eventos, de esto se hablará en el siguiente capítulo. El precursor de HAWC se llamó MILAGRO (Multiple Institution Los Alamos Gamma Ray Observatory), construido a 2500 *m* de altura en Nuevo México, también usaba el efecto Cherenkov para detectar partículas de cascadas atmosféricas. Consistía en una alberca llena de agua y cubierta por una bolsa especial, en el fondo de la alberca se encontraban tubos fotomultiplicadores. MILAGRO logró medir rayos gamma en el rango de TeV por lo que fue un buen indicio de que se podía hacer investigación de



Figura 1.8: Observatorio HAWC, al fondo se puede apreciar el Pico de Orizaba [15]

altas energías con detectores Cherenkov en agua.

El arreglo de los tanques, aunque a simple vista no parezca, es por filas y columnas, ver la figura 1.9. Hay 20 filas las cuales se le asigna el valor numérico desde uno a veinte de abajo hacía arriba, la línea de las filas no es completamente horizontal, el espacio entra la fila 10 y 11 se le llama la décima avenida y es un buena referencia de la dirección de la línea de filas. Hay 20 columnas, a estas se les asigna una letra de derecha a izquierda empezando por la letra **E**. Con esto podemos localizar fácilmente por ejemplo el tanque **N7** que está una fila debajo del cuarto de control del experimento, mostrado como un rectángulo gris.

1.5.1. Radiación Cherenkov

El principio de operación de HAWC es la detección de luz Cherenkov, esta se da cuando una partícula cargada se mueve más rápido que la velo-

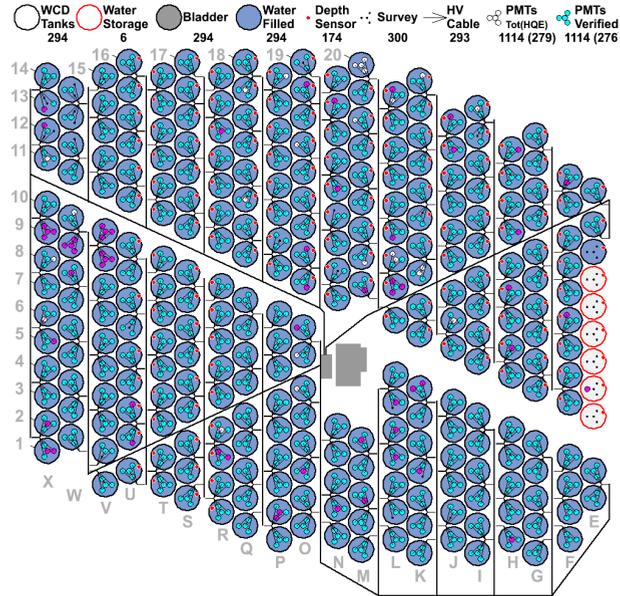


Figura 1.9: El observatorio HAWC, en esta imagen se muestra el estado de cada tanque y de cada PMT.

cidad de la luz en un medio dieléctrico. En la figura 1.10 podemos ver una representación del paso de una partícula con carga negativa moviéndose en un medio dieléctrico. Los átomos del medio dieléctrico se comportan como dipolos eléctricos, cuando la partícula atraviesa el medio los dipolos se alinean dependiendo la carga de la partícula. En este caso la partícula tiene carga negativa por tanto atrae la parte positiva del dipolo y esto rompe con la simetría sobre el eje B, el dipolo se desalinea cuando deja de sentir a la partícula cargada, esto le toma un cierto tiempo T . La distancia que cubre una partícula moviéndose a una velocidad pequeña en un tiempo T es menor a la distancia cubierta por la misma partícula a una velocidad mayor i.e. que si la partícula se mueve a una gran velocidad va a alinear a muchos dipolos, esta alineación producirá un campo eléctrico local pero como la partícula se mueve este campo también lo hará entonces se produce un pulso EM(luz). Esta luz tiene un espectro continuo pero la mayor intensidad se presenta en el rango azul o ultravioleta del espectro.

Esta radiación se propaga en forma de cono, similar al cono de choque generado alrededor de los aviones supersónicos al sobrepasar la barrera del sonido. El ángulo del cono se obtiene a través de la relación de Cherenkov [16].

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1.9)$$

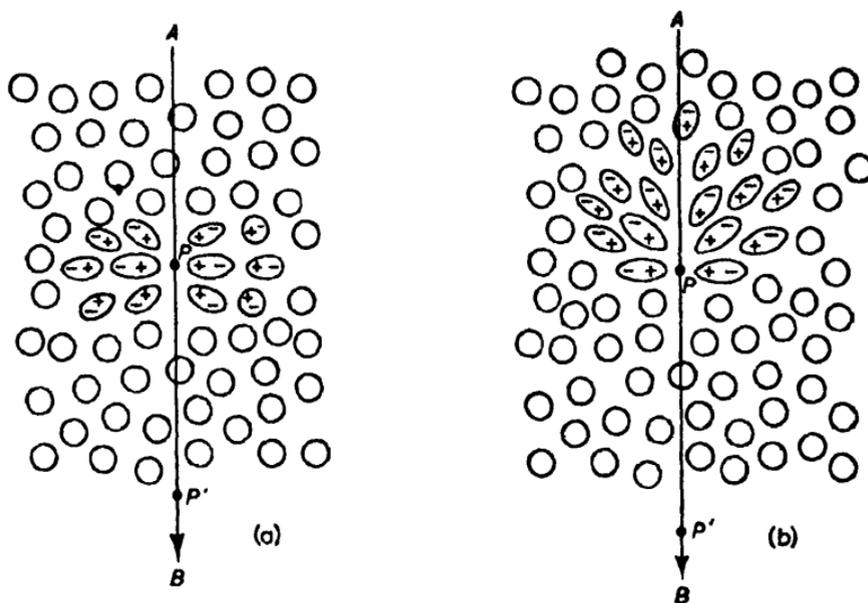


Figura 1.10: Ilustración del paso de una partícula cargada por un medio dieléctrico a una velocidad (a) menor a la velocidad de propagación (b) y a una velocidad mayor imagen tomada de [17]

El ángulo del cono, ec. 1.9, depende del índice de refracción del medio, por ejemplo para un electrón con $\beta \approx 1$ en agua el ángulo de apertura de 41° . El agua es un medio ideal para la producción de luz Cherenkov por su elevado índice de refracción 1.333 [18]. El ángulo de apertura para un muón de 180 MeV/c es de 30 grados.

La velocidad mínima que debe de tener una partícula para generar un cono de luz es

$$\beta_{min} = \frac{1}{n} \quad (1.10)$$

para que una partícula cargada produzca luz Cherenkov en agua debe de viajar una velocidad de 0.75 c mientras que para el aire con un índice de refracción $n_{aire} = 1.0003$ la partícula debería viajar a un velocidad mayor a 0.99970 c.

Podemos encontrar la energía cinética que debe de tener una partícula cargada para producir radiación Cherenkov usando la ecuación 1.10. Sabemos que el momento de una partícula es

$$P = \gamma m_0 v = \frac{m_0 \beta c}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.11)$$

con γ el factor de Lorentz, m_0 la masa en reposo, y v la velocidad. Si sustituimos 1.10 en 1.11 obtenemos

$$P = \frac{m_0 c}{n \sqrt{1 - \frac{1}{n^2}}} = \frac{m_0 c}{n \sqrt{\frac{1}{n^2}(n^2 - 1)}} = \frac{m_0 c}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.12)$$

además, sabemos que la energía cinética para altas energías es $E_c \simeq Pc$ por lo tanto la energía cinética mínima para una partícula es

$$E_c \simeq \frac{m_0 c^2}{\sqrt{n^2 - 1}} \quad (1.13)$$

usando 1.13 podemos calcular la energía que debe de tener un muón ($m_0 = 105.6583745 \pm 0.0000024 \text{ MeV}/c^2$, [19]) moviéndose en agua ($n = 1.33$), resulta

$$E_{c_\mu} = 120.48 \text{ MeV} \quad (1.14)$$

Para electrones la energía crítica es

$$E_{c_e} = 0.587 \text{ MeV} \quad (1.15)$$

veremos en la sección x que la energía máxima del electrón es 53 MeV por lo que el electrón producto del decaimiento emite luz Cherenkov y es posible detectarla en los tanques.

1.5.2. Datos del observatorio HAWC

Como se mencionó antes el observatorio HAWC genera una cantidad enorme de datos que son almacenados en clusters, hay tres tipos de archivos:

- **Datos raw** Estos son los datos registrados por todos los PMT's del arreglo sin ningún tipo de modificación o tratamiento. Con este tipo de datos no se puede identificar cascadas directamente pero la ventaja es que la electrónica de HAWC es capaz de generar estos archivos con una resolución de nanosegundos. Con este tipo de resolución podemos registrar el paso de una sola partícula. Con este tipo de datos se realizó el análisis de este trabajo.
- **Datos trig** Este tipo de archivos contienen información de eventos producidos por cascadas atmosféricas, los eventos seleccionados para crear estos archivos deben cumplir ciertas condiciones especiales.
- **Datos reco** Estos datos se obtienen a partir de los datos trig. Los datos reco poseen más información sobre la cascada registrada como su ascensión recta y declinación de origen.

1.5.3. Pérdida de energía del muón en el agua

Los muones interactúan con el aire de la atmósfera y pierden energía en su camino a la superficie terrestre, la energía que pierden se puede calcular con la ecuación de Bethe-Bloch [20]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi n_e r_e^2 m_e c^2 \frac{1}{\beta^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (1.16)$$

donde I es la energía media de excitación del medio de propagación, $n_e = Z \frac{N_A \rho}{A}$ la densidad de electrones del medio de propagación, r_e el radio clásico del electrón, m_e la masa del electrón, c la velocidad de la luz y β el factor de Lorentz. Para el caso de agua tenemos que $I=75$ eV, $n_e = 3.34 \times 10^{29}$ *electrones/m³* obtenemos

$$-\frac{dE}{dx} = (3.34 \times 10^{29} \text{ electrones/m}^3) \frac{e^2}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2 \beta^2} - \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{75 \text{ eV}}\right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right) \quad (1.17)$$

Además de 1.11 tenemos que

$$\beta = \left(1 + \left(\frac{m_\mu c^2}{P_\mu c}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.18)$$

usando 1.18 en 1.17 obtenemos

$$-\frac{dE}{dx} = 3.34 \times 10^{29} \frac{e}{m^3} \frac{e^2 \left(1 + \left(\frac{m_\mu c^2}{P_\mu c}\right)^2\right)}{4\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \left(\ln\left(\frac{2m_e c^2}{75\text{eV} \left(1 + \left(\frac{m_\mu c^2}{P_\mu c}\right)^2\right)}\right) - \ln\left(1 - \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{m_\mu c^2}{P_\mu c}\right)^2\right)} - \frac{1}{\left(1 + \left(\frac{m_\mu c^2}{P_\mu c}\right)^2\right)}\right) \right) \quad (1.19)$$

al graficar 1.19 obtenemos la siguiente figura

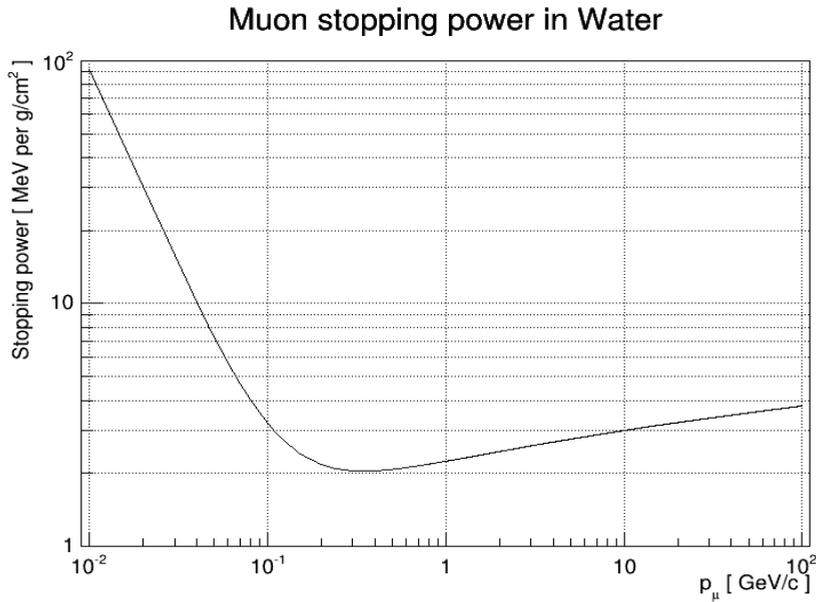


Figura 1.11: Gráfica de pérdida de energía de un muón en agua respecto a su momento [21].

de la cual podemos ver que a partir de 1 GeV/c la energía que pierde no varía mucho, por lo que podemos asumir que en este rango la pérdida

de energía es constante y es de alrededor de $2.5 \text{ MeV}g/cm^2$ si dividimos el último por la densidad del agua obtenemos que el muón pierde $2.5 \text{ MeV}/cm$ i.e. que un muón de 1 GeV puede atravesar 4 metros de agua, un muón de 700 MeV atravesará 3.5 m de agua. En el rango de energía de 100 MeV a 1 GeV también podemos aproximar la pérdida de energía como $2.5 \text{ MeV}/cm$.

1.6. Muones atmosféricos

Los muones atmosféricos abundan en la superficie terrestre ya que pierden muy poca energía al atravesar la atmósfera (2 GeV aproximadamente) los principales productores de muones atmosféricos son el pión y el kaón [22]. El canal de decaimiento del kaón es

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu} (\approx 63.5 \%) \quad (1.20)$$

Como vimos antes los muones no son estables y tienen un tiempo de vida finito y aleatorio, la técnica más utilizada para medir el tiempo de vida es con paletas centelladoras. Los materiales centelladores son capaces de transformar la energía cinética de una partícula en luz [23], esta luz es detectada por tubos fotomultiplicadores. Una paleta centelladora es una barra cuadrada y delgada hecha de un material que emite tenues destellos de luz al paso de partículas cargadas.

Para medir el tiempo de vida se colocan tres paletas centelladoras de manera paralela como se muestra en la figura 1.12. Nos interesan los muones que entran al detector, se frenan y decaen dentro de la paleta 2. El flujo de partículas no relacionadas con el decaimiento de muón es muy alto por lo que hay que seleccionar los eventos que estén relacionados con el decaimiento del muón. El evento ideal es que un muón atraviese las dos primeras paletas, se frene mas o menos a la mitad de la paleta 2 y decaiga en la misma; si esto pasa lo que veríamos con los instrumentos es que la detector 1 se activa y la paleta dos se activa dos veces. Se descartan todos los eventos que activen el detector 3 en una ventana corta de tiempo con el fin de tomar registro de partículas que atravesaron el arreglo, esta ventana es el tiempo que le toma pasar de un detector a otro. El tiempo entre las dos señales, en el detector 2, le llamaremos Δt , no siempre es el mismo por lo que se hace un histograma. Δt debe de seguir una distribución exponencial.

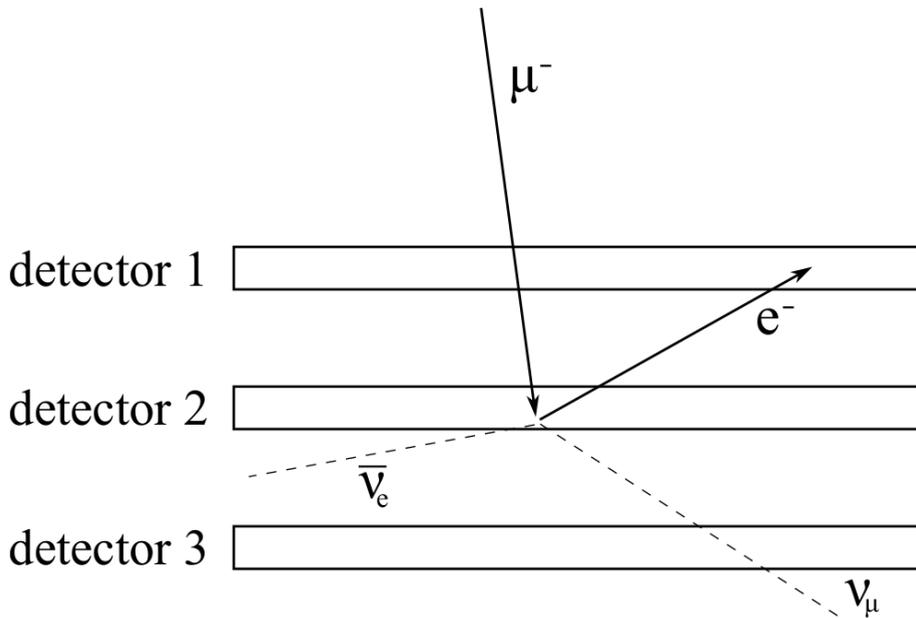


Figura 1.12: Arreglo experimental para medir la vida media del muón, usando detectores centelladores

El decaimiento que se ve en la figura 1.12 es un caso muy particular del decaimiento de un muón y que sirve para medir la vida media, pero hay otros casos en que el muón decae en el detector 2 y el electrón producido por el decaimiento no es detectado por el detector 2. Un ejemplo de este caso es cuando el decaimiento del muón se produce muy cerca del borde del detector y el electrón tome una trayectoria muy paralela tal que escape del arreglo sin ser detecta, por suerte la probabilidad que esto pase es muy pequeña y puede despreciarse. Este tipo de arreglo sirvió como motivación para hacer un arreglo experimental para detectar decaimiento de muones horizontales con HAWC.

Con el arreglo de la figura 1.12 se obtiene el valor de la vida media del muón [24].

$$T_{\mu} = 2.118(0.025)\mu s \quad (1.21)$$

Existen otras técnicas para medir la vida media más sofisticadas en las que se utiliza un haz de π^{+} para después ser detenidos por un objetivo de sulfuro, del decaimiento de estos piones se producen μ^{+} [25]. Con ayuda de paletas centelladoras se obtiene la distribución temporal para obtener la vida media, en el capítulo 3 se explica como se obtiene la vida media a partir de una distribución temporal. Con esta técnica se pueden alcanzar errores del 0.003 %.

Para mayor información sobre los experimentos para medir la vida media del muón consultar [26]

1.6.1. Flujo de muones a 4000 metros

El espectro de rayos cósmicos nos dice cuantas partículas de cierta energía llegan a nuestro planeta, mientras más energéticas son las partículas menos comunes. Esto se cree es debido a que los mecanismos encargados de acelerar las partículas a estas energías están fuera de nuestra galaxia por lo que éstas partículas casi no alcanzan la Tierra.

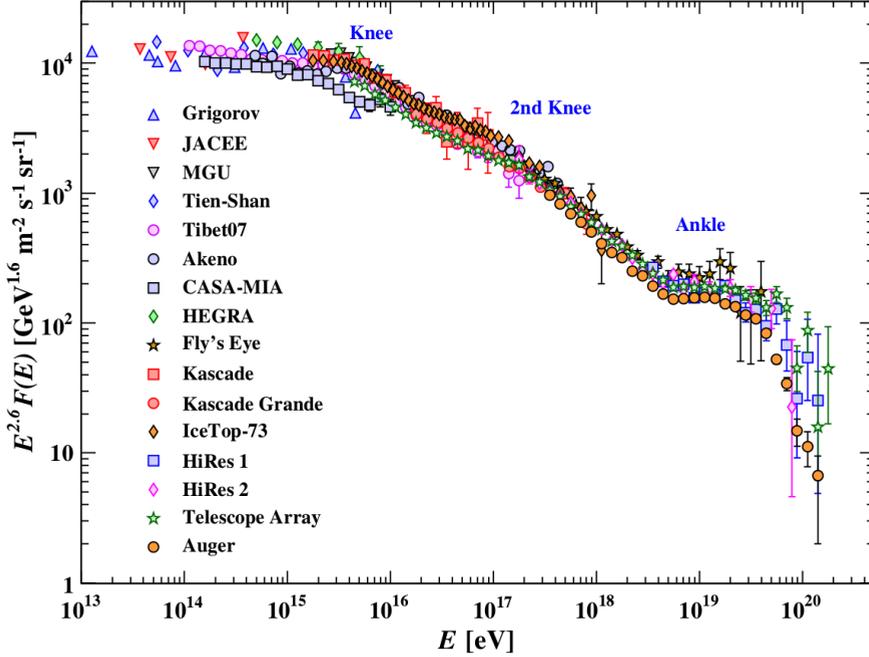


Figura 1.13: Espectro de energía de rayos cósmicos medido por distintos detectores [27]

En este trabajo queremos calcular la vida media del muón, el problema es que HAWC detectan un gran número de partículas principalmente muones verticales que no decaen. Estas partículas atraviesan el detector todo el tiempo y no están relacionadas con el decaimiento del muón, este tipo de señales alteran el valor medido por lo que lo llamaremos ruido. Queremos calcular a partir del flujo Φ de muones el tiempo que tardan dos muones verticales en pasar consecutivamente por el mismo tanque, con el objetivo de identificar si coincidencias debido a rayos cósmicos podrían inducir artificialmente un valor parecido a la vida media del muón.

El flujo de muones está dado por partículas por unidad de área por unidad de tiempo, es decir

$$\Phi = \frac{\#_{\mu}}{t * A} \quad (1.22)$$

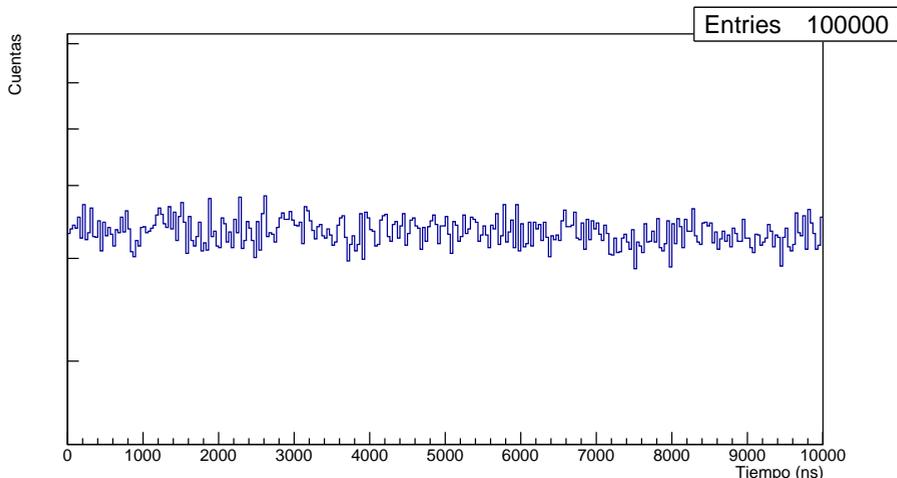


Figura 1.14: Distribución exponencial aleatoria de una simulación de 100000 muones pasando por un tanque de HAWC

resolvemos para t

$$t^* = \frac{\#_{\mu}}{\Phi A} \quad (1.23)$$

queremos el tiempo que transcurre para que atraviesen dos muones verticales por lo tanto $\#_{\mu} = 2$. El área corresponde al área de la cubierta superior del tanque i.e. de un círculo de 7.3 m de diámetro. Para un flujo de $1.4537 \times 10^{-7} \text{ 1/m}^2\text{s}$ el tiempo resulta

$$t^* = 328\,709 \text{ ns} \quad (1.24)$$

El ruido de fondo sigue una distribución exponencial [28] del estilo $e^{-\frac{t}{t_0}}$ donde t_0 es el valor promedio de la distribución. Se hizo un programa para llenar un histograma de forma aleatoria con una distribución exponencial con el valor medio 1.24, el resultado se ve en la figura 1.14. Es la distribución del tiempo que tarda en atravesar una segunda partícula. Para más información consultar [29].

Podemos ver que el histograma 1.14 es prácticamente una recta con pendiente cero por lo que al histograma que obtengamos en nuestro análisis

se le ajustará una recta con pendiente cero ($y = b$) y se restará a cada entrada del histograma el valor b . Con esto buscamos reducir el error al calcular la vida media producido por rayos cósmicos no relacionados al decaimiento del muón. También puede notarse que el tiempo promedio entre el paso de 2 muones verticales por un tanque de HAWC es mucho mayor que el intervalo de tiempo asociado a un decaimiento.

Capítulo 2

Análisis de datos en HAWC

En este capítulo se da una introducción al software utilizado en HAWC con el cual se trabajó para calcular la vida media del muón usando datos crudos. También explicaré brevemente el funcionamiento de HAWCSim con el cual se simularon muones para obtener el valor esperado de la vida media del muón con base en simulaciones.

2.1. Software

El software utilizado por la colaboración HAWC se divide en dos partes, AERIE y los externlas. AERIE por sus siglas en inglés Analysis and Event Reconstruction Integrated Environment es un ambiente utilizado para el analisis y reconstrucción de evento, por ejemplo cascadas atmosféricas. Para su correcto funcionamientos se necesitan ciertos paquetes los cuales se llaman externals(boost, fftw, gsl, root, xerces, cmake, cfitsio, healpix-cxx y photospline) los cuales se instalan antes de instalar AERIE. A continuación explicaré los pasos para realizar la instalación de los externals y AERIE, también incluiré los pasos para instalar HAWCSim aplicación para realizar simulaciones del observatorio.

- Instalación de los externals: El observatorio Pierre-Auger en Argentina creó una herramienta especial para instalar los externals llamada APE (Auger Package Environment). El primer paso es entrar a [30] y descargar la versión de ape que se quiera instalar. En este trabajo se

utilizó la versión 2.02.00p2 la cual funciona bastante bien en Ubuntu 16.04.

- El siguiente paso es descomprimir el archivo descargado en la carpeta en la que se va a realizar la instalación, en este caso se llama `hawc_software`, y creamos la variable de ambiente `$HAWC` que apunta a esta carpeta.

```
export HAWC=/home/diegoga/hawc_software/
```

- Luego hay que crear un archivo con el nombre `aperc_2.02.00p2` con las siguientes líneas en él. Después del guión bajo debe de ir la versión de ape que utilices. La sección `[DEFAULT]` indica las direcciones donde

```
[DEFAULT]
base = <carpeta>/externals/2.02.00p2/
build = /tmp/<nombre_de_usuario>-apebuild
[package externals]
dependencies.append = geant4
[APE]
jobs = 2
mirrors = mx us
```

se instalaran los externals. La sección `[package externals]` especifica que se agregue `geant4` que es el paquete en el que está hecho HAWC-Sim. Finalmente la sección `[APE]` indica el número de núcleos a utilizar, en este caso son 2, es importante no utilizar todos los núcleos de la computadora para evitar saturarla. En la última línea se especifica de que servidores bajar los archivos necesarios para la instalación, en este caso se usan los servidores en México y de Maryland.

- El siguiente paso es crear una variable de ambiente llamada `APERC` que apunte al archivo `aperc_2.02.00p2`. Después hay que ejecutar `ape` de la siguiente forma

```
./ape --rc=APERC install externals
```

- A continuación se evaluará el script `ape` contenido en la carpeta `externals` con el fin de establecer las direcciones y variables de entorno y que apunten a los `externals`, con la siguiente línea

```
eval ` $HAWC/externals/ape-hawc-2.02.00p2/ape sh externals `
```

Si la línea anterior no arroja error significa que los `externals` se instalaron correctamente.

- Ahora que tenemos los `externals` es hora de compilar `AERIE`, para esto utilizaremos la herramienta `cmake`

```
cd $HAWC/aerie/build

cmake -DCMAKE_INSTALL_PREFIX=../install ../src
make -j4
make install
```

estas líneas instalarán `AERIE`

- El siguiente paso es ejecutar el script `hawc-config`

```
eval ` $HAWC/aerie/build/hawc-config --env-sh `
```

- Ahora necesitamos instalar los archivos de configuración de `HAWC` utilizando el comando `svn`

```
cd $HAWC

svn checkout http://private.hawc-observatory.org/hawc/
workspaces/config-hawc
```

- Finalmente exportamos la variable `CONFIG_HAWC` y `HAWCSim_CONFIG`

```
export CONFIG_HAWC=$HAWC/config-hawc

export HAWCSim_CONFIG=$HAWC/aerie/src/HAWCSim/config
```

Con esto AERIE queda instalado con la configuración que utiliza HAWC, incluyendo la herramienta HAWCSim de la cual se hablará adelante.

Root es uno de los programas incluido en el paquete externals y es el software con el que se realiza el análisis de datos, a continuación explicaré más sobre sus características y uso.

2.2. Root

Root es un software desarrollado por el CERN, con el cual se pueden realizar tareas como procesamiento de datos y análisis estadístico. Se utiliza principalmente en el área de altas energías debido a su gran poder de manejo de gran cantidad de datos, su capacidad de realizar simulaciones y sus paqueterías para elaborar gráficas. Root está escrito principalmente en C++ por lo que root es un lenguaje de programación orientado a objetos. Una de las característica más importante y útil de root es que los archivos root contienen arboles, los árboles tienen ramas y las ramas hojas. Para explicar estos conceptos voy a utilizar como ejemplo el árbol obtenido de un archivo crudo.

2.2.1. Análisis de datos crudos

Los archivos root de datos crudos posee ramas, cada rama corresponde a un evento detectado por HAWC, cada rama tiene nueve hojas, ver 2.1: Tiempo, Canal HiTOT, etc. Es decir que cada hoja contiene el valor medido de Tiempo, por ejemplo, de un cierto evento. Los archivos analizados con root usualmente contienen millones de ramas, la estructura se puede complicar mucho más creando ramas en las ramas pero en este trabajo se utilizaron árboles de estructura sencilla

árbol "hits"	Tipo	Descripción
Time	Long64_t	Raw hit time (TDC Counts)
Channel	UInt_t	PMT grid ID
HiTOT	UInt_t	Time over high threshold (TDC Counts)
LoTOT	UInt_t	Time over low threshold (TDC Counts)
FLAGS	UInt_t	Hit Flags
DT	UInt_t	Raw time until next hit in array
CalibratedTime	Double_t	Calibrated Time (ns)
CalibratedCharge	Double_t	Calibrated Charge (Photo Electrons)
CalibratedDT	Double_t	Calibrated time until next hit in array

Cuadro 2.1: Obtenido de [31]

En el cuadro 2.1 podemos ver que hay un tiempo "crudo" y uno calibrado, el tiempo crudo es el tiempo en que el pulso llegó al centro de control por lo que hay un retraso del orden de cientos de picosegundos, para obtener el tiempo calibrado se mide el tiempo que tarda una señal en llegar al centro de control y se resta al tiempo crudo. En este trabajo utilicé el tiempo calibrado.

La hoja Channel contiene el ID del PMT que se activó en el evento correspondiente. El ID de PMT va desde 1 a 1200, ya que hay cuatro PMT's por tanque.

La hoja FLAGS puede tomar valores entre 0 y 20, cada valor nos indica el tipo de hit que representa la rama i.e. si fue un buen hit o si algo sucedió al guardar los datos. El valor 0 corresponde a un hit exitoso.

La carga calibrada nos dice el número de fotoelectrones producidos en el PMT en cada evento, es muy útil porque nos dice que tan intensa fue la luz producida por la partícula, y la intensidad de la luz Cherenkov está relacionada con la energía de la partícula incidente.

2.3. Simulaciones en HAWC

HAWCSim es una aplicación desarrollada internamente por la colaboración usando la herramienta GEANT4, de la cual se hablará en la siguiente sección, con el fin de realizar simulaciones de rayos cósmicos y poder analizar la respuesta del arreglo en general. En este trabajo se utilizó HAWCSim

para simular muones entrando a los tanques con el fin de detectar el electrón producido en su decaimiento.

2.3.1. GEANT4

GEometry ANd Tracking es una herramienta de simulación Monte Carlo de partículas atravesando e interactuando con la materia [32]. Se utiliza en diversas ramas de la ciencia, en el estudio de física de partículas y nuclear se usa principalmente para simular instrumentos de detección. GEANT4 contiene un conjunto de librerías hechas en C++ por lo que se puede utilizar con otras aplicaciones basadas en C++, por ejemplo ROOT que tiene esta misma base.

Librerías de GEANT4

GEANT4 provee de varias librerías con paquetes que generan clases que se utilizan para hacer la simulación, por ejemplo para agregar los modelos físicos con los que interactúa una partícula con la materia. Las clases generadas en estas librerías son fundamentales para la simulación y se pueden dividir en categorías para su fácil entendimiento [33], a continuación se enlistan.

- **Global** Esta categoría maneja las unidades del sistema, constantes físicas y la creación de números aleatorios (usados en el método Monte Carlo)
- **Materiales y partículas** En esta categoría se definen las propiedades del material y las partículas que se utilizarán en la simulación
- **Geometría** Aquí se describe la geometría del o los detectores del experimento
- **Rastreo** Esta categoría sirve para registrar el movimiento de las partículas en la simulación
- **Procesos** En esta categoría se definen los procesos físicos con los cuales van a interactuar las partículas y el detector

Nombre	Masa(GeV/c^2)	Carga	Antipartícula
proton	9.3827×10^{-1}	1.0	anti_proton
neutron	9.3956×10^{-1}	0.0	anti_neutron
e-	5.1099×10^4	-1.0	e+
mu-	1.0565×10^{-1}	-1.0	mu+
tau-	1.7768	-1.0	tau+
nu_e	0.0*	0.0	anti_nu_e
b_quark	4.1800	-0.33	anti_b_quark
t_quark	1.7321×10^2	0.66	anti_t_quark
u_quark	2.3000×10^{-3}	0.66	anti_u_quark
d_quark	4.8000×10^{-3}	-0.33	anti_d_quark
pi+	1.3957×10^{-1}	1.0	pi-
pi0	1.3497×10^{-1}	0.0	-
kaon+	4.9367×10^{-1}	1.0	kaon-
gamma	0.0	0.0	-

Cuadro 2.2: Lista de partículas en HAWCSim

- **Event** Esta categoría maneja los eventos en términos de sus trayectorias
- **Run** Administra los eventos que tienen la misma interacción inicial en el mismo arreglo experimental
- **Readout** Esta categoría permite la visualización del arreglo experimental y la interacción de las partículas con él

Partículas en GEANT4

GEANT4 nos permite simular un gran número de partículas por ejemplo leptones, bariones, mesones e iones pesados. A continuación se muestra una tabla con la nomenclatura e información de las partículas que utiliza GEANT4 para las simulaciones[34]. Podemos simular las partículas fundamentales del modelo estandar i.e. los leptones, con sus neutrinos, y los quarks. Así como los estados ligados hadrónicos: bariones y mesones. También podemos simular fotones, llevan el nombre "gamma".

Vemos que GEANT4 es capaz de simular fermiones y bosones, la lista de partículas simulables es muy extensa para más información consultar la `particle list` [35].

2.3.2. HAWCSim

HAWCSim se desarrolló principalmente con GEANT4, la colaboración utilizó las librerías y clases de este potente simulador para generar la versión virtual del arreglo HAWC y poder realizar simulaciones de cascadas y partículas en HAWC.

HAWCSim puede recibir como entrada partículas creadas con CORSIKA (COsmic Ray SIMulator KAscade) que es un programa que simula cascadas atmosféricas usando el método Monte Carlo y puede simular protones, electrones, fotones y núcleos ligeros [36]. Pero también se puede crear un archivo `.txt` especificando las partículas que se van a simular, este trabajo se centra en el estudio de muones por lo que se generaron simulaciones de HAWCSim con archivos de entrada de muones.

HAWCSim necesita de 8 archivos para funcionar adecuadamente, estos archivos contienen la información específica del arreglo HAWC. Estos archivos se encuentran en la carpeta `config`, cuya ruta definimos en la variable `$CONFIG_HAWC`, en la sección 2.1. Los archivos son los siguientes:

- **settings.dat** Este archivo contiene los parámetros físicos con los que se realizará la simulación
- **geometry.dat** Aquí se declara la geometría de los tanques y detectores de HAWC

El archivo `geometry.dat` utiliza tres archivos `.xml` que son

- **Survey.xml** En este archivo se almacenan las coordenadas de cada tanque y sus detectores
- **ChannelStatus.xml** Este archivo contiene el estado de funcionamiento de cada detector
- **materials.dat** Aquí se detallan las características de los materiales de los detectores

Estos últimos necesitan tres archivos para su funcionamiento, los cuales son

- **DetectorLayout.xcd**
- **HAWCStatusMap.xcd**
- **HAWCSchemaTypes.xcd**

El archivo Survey.xml debe de ser sustituido por el archivo HAWCRealSurvey-newnorth.xml que se encuentra en la carpeta config-hawc/survey/gen, se debe de cambiar el nombre a Survey.xml. El antiguo Survey.xml tiene las coordenadas de los tanques cuando se diseñó el observatorio, en cambio, HAWCRealSurvey-newnorth.xml contiene las coordenadas reales de los tanques. Para evitar algún problema con estos archivos debido a la versión instalada de AERIE y de HAWCSim, se recomienda actualizarlos bajándolos del siguiente repositorio.

```
svn checkout https://private.hawc-observatory.org/svn/hawc/
workspaces/aerie/tags/v2-01-00 .
```

2.3.3. Ejemplo de simulación

En esta sección mostraré los pasos para realizar una simulación en HAWCSim. Se simularán muones horizontales que irán sobre la columna **P**, ver figura 1.9, de tanques con la energía adecuada para que decaigan antes de atravesar todo el arreglo.

Para ejecutar HAWCSim hay que utilizar el comando HAWCSim-exe especificando algunas opciones que se muestran y explican a continuación

```
HAWCSim-exe --input /dirección/de/Entrada.txt --itype ascii
--output /dirección/de/salida.xcdf --otype xcdf --seed 1284129413
```

- **-input** apunta al archivo que contiene la información de las partículas a simular.
- **-itype** indica el tipo de archivo de entrada.
- **-output** se declara la ubicación y nombre del archivo de salida.

- **-otype** define el tipo de archivo de salida.
- **-seed** semilla para generar números aleatorios usados en la simulación.

El archivo de entrada debe de estar en formato ascii y especifica qué partícula se va a simular, la posición inicial y el momento inicial, en ese orden. La posición y el momento inicial tienen tres componentes (x,y,z). Las unidades de la posición inicial es en centímetros y el momento en GeV/c.

Vamos a simular cinco muones atravesando la columna **P** desde la fila 18 hacia la fila uno. Vamos a calcular la posición inicial del muón el cual situaremos a 10 metros del tanque P18, para esto necesitamos calcular el vector \hat{v} unitario que apunta del tanque P18 al P2, \vec{v} simplemente es la resta de $\vec{P18}$ y $\vec{P2}$, las coordenadas de los tanques las encontramos en el archivo Survey.xml, ver cuadro 2.3.

	P18 (cm)	μ (cm)
x	797.34	4374.15
y	30654.22	17792.30
z	-6.36	7.34

Cuadro 2.3: Coordenadas del tanque P18 y del muón a simular.

Obtenemos el vector v que al normalizar resulta en

$$\hat{v} = (0.2679, -0.9634, 0.000073) \quad (2.1)$$

El vector de posición inicial \vec{r} es la suma del vector \vec{w} , el cual apunta en la dirección opuesta de la línea **P18-P2**, y el vector $P18$. Pedimos \vec{w} con magnitud 10 ya que queremos que esté a 10 m del tanque P18. Esto es

$$\begin{aligned} \vec{w} &= -10\hat{v} = (-26.79, 96.34, 0.0073) \\ \vec{r} &= \vec{w} + \vec{P18} \\ \vec{r} &= (770.55, 30750.56, 100) \end{aligned} \quad (2.2)$$

en la coordenada z de \vec{r} colocamos 100, ya que queremos que atraviese a un metro.

El sistema de referencia con el que trabaja HAWCSim O' no coincide con el sistema de referencia del Survey.xml O . El vector que une a O con O' es

$$\vec{s} = (9065.23, 25936.63, 0.0)cm \quad (2.3)$$

la coordenada z queda igual. Por tanto un vector en el sistema de referencia O' se vería como

$$\vec{r}' = \vec{r} - \vec{s} \quad (2.4)$$

luego las coordenadas del tanque P18 serán

$$\vec{r}' = (-8294.68, 4813.93, 100)cm \quad (2.5)$$

El momento de la partícula es simplemente el vector \vec{v} multiplicado por el momento que queramos que tenga el muón a simular, en este caso queremos que tenga un momento de 10 GeV/c por tanto

$$\vec{P} = 10\hat{v} = (2.679, -9.634, 0.000073) GeV/c \quad (2.6)$$

El archivo .txt se vería así

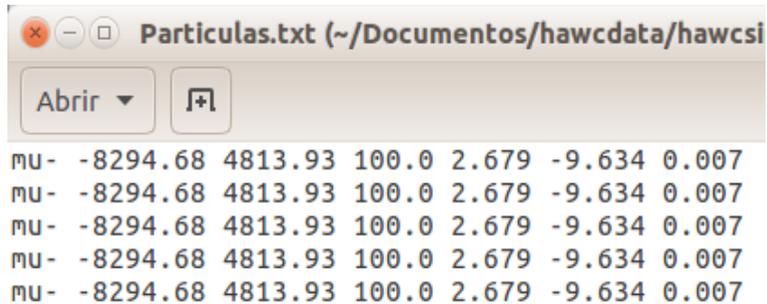


Figura 2.1: Archivo de entrada para HAWCSim

Después de ejecutar el comando HAWCSim-exe se obtendrá un archivo de salida en formato xcdf el cual hay que reconstruir usando el comando

```
offline-reconstructor --extended --config-file HAWCSimConfig.xml
--input salida.xcdf --output reco.xcd
```

el archivo HAWCSimConfig.xml debe de estar en la carpeta donde se está ejecutando el comando o bien especificar en donde se encuentra. Este último devuelve un archivo en formato .xcd el cual hay que convertir a archivo root

```
xcdf-root -o reco.root -input reco.xcd
```

el archivo reco.root contiene la información de la simulación guardado con la estructura de árboles root, de estos datos se hablará en la siguiente sección,

2.3.4. Datos simulación

El archivo final que se obtiene de la simulación anterior está en formato root por lo que podemos ver su contenido usando ROOT. El árbol generado en la simulación se llama "XCDF", cada partícula simulada genera una rama en el árbol XCDF y se le llama evento, los eventos están enumerados empezando desde cero, por lo que en nuestra simulación tenemos 5 eventos del 0 al 4. Para ver el contenido de cada rama usamos el comando Show

```
XCDF->Show(1,5)
```

aquí estamos especificando que muestre el evento 1. Algunas de las hojas son arreglos de números por lo y su tamaño es variable por lo que en el segundo argumento del comando Show especifica el número de elementos del arreglo que se van a mostrar. Para ver el árbol XCDF y sus hojas de forma gráfica hay que abrir el buscador con el siguiente comando.

```
TBrowser a
```

A continuación muestro una tabla con las hojas más importantes del árbol XCDF y sus unidades.

Hoja	Unidades	Descripción
event.eventID	int	número de evento
event.nHit	int	número de hits (de eventos registrados por algún PMT)
event.nCh	int	número de PMT's que se activaron
event.nTank	int	número de tanques en el que se activo al menos un PMT
event.hit.gridId	int	PMT que se activó en la numeración del Survey
event.hit.tankId	int	Tanque del PMT activado en la numeración del Survey
event.hit.time	ns	tiempo al que se activo el PMT
event.hit.charge	pe	carga registrada por el PMT

Cuadro 2.4: Hojas del árbol XCDF resultado de la simulación

Las variables que se muestran en la tabla 2.4 se utilizan para calcular la vida media del muón, la manera en que se realiza esto se explicará en el siguiente capítulo.

2.4. Reconstrucción de datos reales

En la sección 2.2.1 vimos las hojas de los archivos root obtenidas de los datos crudos registrados por HAWC, los datos crudos están formato .dat y están almacenados en los clusters de la colaboración (ICN, Maryland), se tienen que convertir en archivo root usando el comando `online-hit-dump`. Este comando toma las entradas del archivo .dat y las ordena en una estructura de árbol en la que cada pulso producido es una rama y las propiedades del pulso son las hojas.

```
online-hit-dump -c $CONFIG_HAWC -o hits_run006211_00.root --input
/storage/hawc/hawcroot/data/hawc/data/2017/01/run006211/
raw_run006211_00001.dat
```

- el argumento `-c` indica la ruta del archivo de configuración de AERIE
- el argumento `-o` especifica nombre el del archivo de salida en formato root

- `-input` apunta al archivo que se va a reconstruir

Cada uno de estos archivos `.dat` contiene datos de 250 ms, la vida media del muón es de $2.17 \mu\text{s}$ por lo que los archivos son lo suficientemente grandes para poder realizar esta medición. Cada día se suben archivos `subruns`, hay algunos días que tienen unos 600 `subruns`. Cada archivo reconstruido de un `subrun` tiene un peso alrededor de los 320 MB por lo que si se reconstruyen 600 archivos se ocupan 192 GB de ROM y el tiempo total de estos archivos es de 150 segundos, un poco mas de dos minutos. El análisis realizado en los datos de las simulaciones y en los datos crudos se explica en el siguiente capítulo.

Capítulo 3

Simulación de muones

En esta sección se explican las simulaciones que se realizaron con el fin de estudiar la reacción de los tanques al paso de muones con distintas trayectorias y a diferentes energías. Este estudio se dividió principalmente en dos secciones, el estudio de muones con trayectorias horizontales y el estudio de muones con trayectorias verticales.

3.1. Decaimiento de un muón en un tanque

El objetivo de este trabajo consiste en medir la vida media del muón por lo que necesitamos simular muones que entren al tanque y decaigan ahí mismo, como discutimos antes el tiempo de vida del muón sigue una distribución exponencial por lo que hay que simular muchas partículas para poder tener una buena estimación de la vida media.

Supongamos que un muón entra en un tanque como en la figura 3.1 el muón entrará emitiendo luz Cherenkov y será detectado por alguno de los PMT's del tanque con un tiempo t_1 y carga C_1 , luego el muón decae en un electrón y dos neutrinos. Debido a la diferencia de masas entre el muón y el electrón, el electrón sale con energía suficiente para emitir luz Cherenkov y puede ser detectado por los PMT's con un tiempo t_2 y carga C_2 . La trayectoria del electrón es aleatoria por lo que en algunos casos la luz Cherenkov que emite no puede ser detectada. El decaimiento del muón es un decaimiento de tres cuerpos por lo que la energía del electrón

resultante varia, depende de la dirección y de la energía con la que salgan los neutrinos, pero tiene un máximo de 53 MeV [37], como vimos en la sección 1.3.

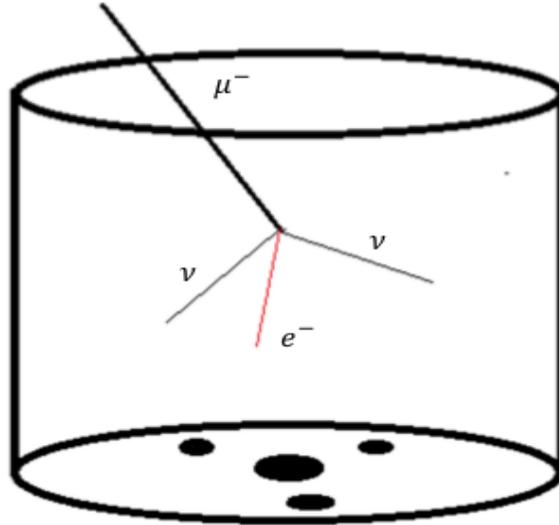


Figura 3.1: Decaimiento de un muón dentro de un tanque de HAWC, los círculos en el fondo indican las posiciones de los PMT's

Si calculamos el tiempo entre los dos eventos $\Delta t = t_2 - t_1$ corresponde al tiempo transcurrido en que el muón fue detectado hasta el tiempo en que se detectó el electrón, esto es proporcional al tiempo de vida del muón, por lo que si hacemos un histograma de diferencia temporal de los eventos debería de seguir una distribución exponencial y con un valor medio igual a la vida media del muón. La trayectoria del muón incidente juega un papel importante ya que hay secciones en el tanque en las que no se puede detectar el paso de un muón, Por lo que se realizaron simulaciones de muones incidiendo con distintas trayectorias, verticales y horizontales.

Además se realizaron simulaciones para determinar la energía que pierde un muón al atravesar un tanque para tener un mayor control de la energía en las simulaciones y poder restringir el tanque en el cual se quiere estudiar el decaimiento.

3.2. Muones Horizontales

En la sección 2.3.3 se mostró el procedimiento para simular 5 muones atravesando la columna P, sin embargo para tener una buena estimación de la vida media necesitamos simular muchos muones. Al inicio de este estudio se realizaron simulaciones con 50 000 muones en una sola simulación pero el tiempo de ejecución, 2 días, nos obligó a hacer muchas simulaciones de 1 000 partículas.

Se realizaron simulaciones para que los muones decayeran en el tanque E10 y en el tanque P12 respectivamente, a continuación se describe el procedimiento y análisis que se hizo para cada uno.

3.2.1. Muones en un tanque

En las primeras simulaciones se lanzaron muones muones horizontalmente hacia el tanque E10 el cual se encuentra en la última columna (derecha a izquierda) del arreglo, ver figura 3.2. Se simularon 20 000 muones con momento de 1 GeV/c a 20 metros de distancia del PMT central a una altura de 100 cm. La energía de estos muones es tal que apenas logran alcanzar el tanque E10 y decaen dentro de él ver figura 3.3, gracias a que solo activa un solo tanque el tiempo de simulación de tres millones de muones es de un día.

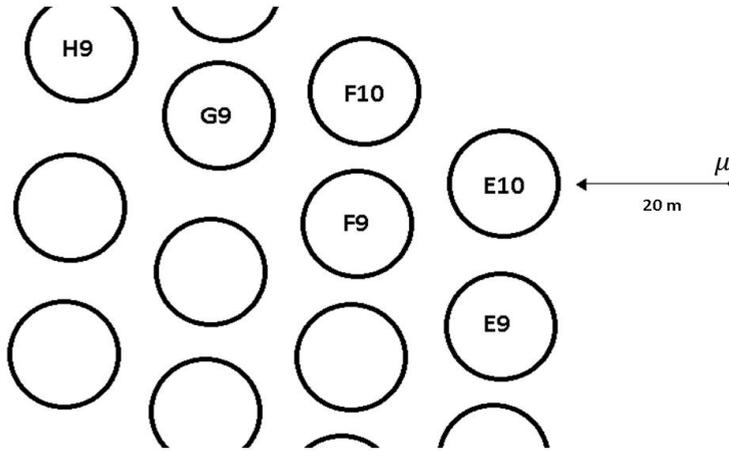


Figura 3.2: Esquema vista aérea de simulación de muón con momento de 1 GeV/c en dirección al tanque E10 a una distancia inicial de 20 metros

Cada entrada del archivo root corresponde a un muón lanzado por lo que se desarrollo código para analizar las señales que dejó cada muón, en este caso sólo deja señales en el tanque E10. El código obtiene los tiempos en los que se activaron los PMT's del tanque E10 y guarda el tiempo menor y el tiempo mayor. Idealmente el tiempo menor corresponde al muón entrando al tanque y el tiempo mayor al electrón producto del decaimiento, este caso es el ideal pero hay eventos en los cuales el muón decae fuera del tanque o que el electrón salió en una trayectoria en la cual no pudo ser detectado. Se realizó un histograma de la diferencia entre el tiempo mayor y el tiempo menor, como se explicó en la sección 3.1.

Además se verificó que los tanques F10, F9 y G9 no se activaron, esto para estar seguros que el muón decayó en el tanque E10 o alrededor de este.

Cómo la trayectoria del electrón es aleatoria hay casos en los que no pudo ser detectado por lo que se realizaron muchas simulaciones de muones incidiendo horizontalmente a diferentes alturas: 50 cm, 75 cm, 85 cm, 95 cm, 100 cm, 125 cm, 150 cm y 200 cm.

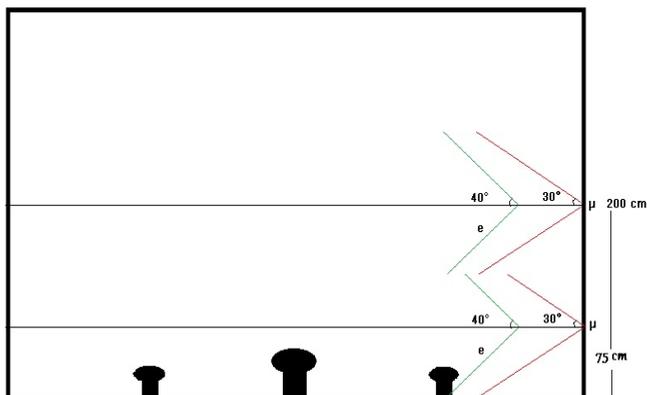


Figura 3.3: Esquema de un muón entrando al tanque de derecha izquierda a 75 y 100 cm, produciendo un cono Cherenkov de 30° y después un cono producido por el electrón de 40° , suponiendo que el electrón sigue la misma dirección que el muón inicial.

Los muones simulados a dos metros sólo pueden ser detectados con el PMT central y por el de la izquierda, ver figura 3.3. Los muones simulados arriba del metro de altura ya no pueden ser vistos por el PMT central y únicamente los detecta el PMT de la izquierda por lo que es menos probable que sea detectado. Además el electrón hijo está lejos del PMT por lo que es difícil que se detecte. Por esto esperamos que la rutina para calcular la vida media del muón no sea buena para los muones arriba de dos metros.

3.2.2. Muones en una línea de tanques

Adicionalmente se realizaron simulaciones de muones horizontales de mayor energía con el fin de que atravesasen mas tanques y ver si aún es posible detectar el decaimiento del muón. Estos muones se lanzaron en dirección de la línea P del arreglo de HAWC.

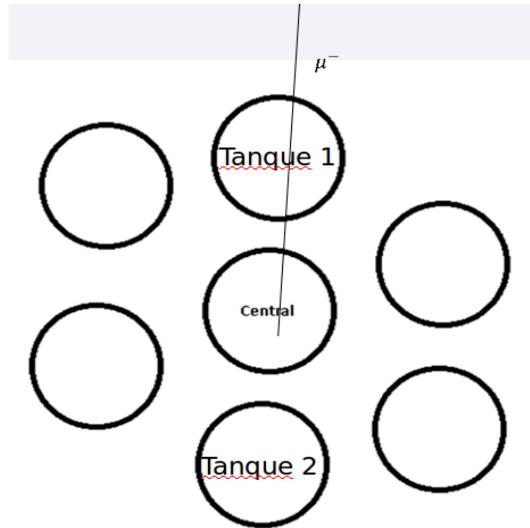


Figura 3.4: Diagrama de muón horizontal activando el Tanque 1 y el central

La ventaja de los muones horizontales es que podemos desarrollar una rutina muy similar a la que se utiliza en el método de las paletas centelladoras (sección 1.6), si el tanque 1 y el tanque central se activan pero el tanque 2 no entonces podemos inferir que el muón decayó en algún punto entre el tanque central y el tanque 2. Esta condición es muy importante para aislar eventos de decaimientos y de eventos producidos por cascadas atmosféricas en los datos reales que se verán mas adelante.

3.2.3. Uso de distintas direcciones

Al ejecutar el programa que calcula el tiempo entre pulsos y la vida media del muón en los archivos obtenidos de las simulaciones E10 y el tanque P12 se encontraron diferencias temporales entre pulsos mayores a 100 ns, lo cual es de esperarse si el muón decayó dentro del tanque, pero la cantidad de pulsos menores a 100 ns era muy grande. La conclusión de esto es que muchos de los electrones producidos en el decaimiento no eran detectados debido a la trayectoria inicial del muón utilizada no era conveniente para la detección del electrón. Por esto se calcularon distintas trayectorias de incidencia.

Las trayectorias se calcularon con el fin de poder realizar el mismo análisis explicado en las secciones anteriores i.e. que el muón active el tanque 1 y no el tanque 2. Queremos simular muones que hayan atravesado el tanque 1 (en este caso el tanque E10) y se dirijan al PMT central del tanque central (tanque F10), ver figura 3.5. De la figura podemos ver que se forma el triángulo OPQ del cual podemos calcular el ángulo α ya que conocemos la distancia entre los tanques y el radio del tanque.

$$\alpha = \arctan \frac{7.3 \text{ m}}{2 \cdot 7.89 \text{ m}} = 24.8^\circ \quad (3.1)$$

Ahora calcularemos la posición inicial y momento de 10 trayectorias que se encuentren dentro de este ángulo. La coordenada en x quedará igual, sólo la posición en y cambiará. De la Figura 3.5 podemos ver que la posición en y de la primera trayectoria es $y'_1 = 2000 \cdot \text{sen}(2.4^\circ) \text{ cm}$. Para la n -ésima trayectoria, en el sistema de referencia del tanque F10 tenemos (ver Figura 3.5).

$$y'_n = 2000 \cdot \text{sen}(2.4^\circ \cdot n) \text{ cm} \quad (3.2)$$

en el sistema de referencia de HAWCSIM es

$$y_n = [2000 \cdot \text{sen}(2.4^\circ \cdot n) - 4173.94] \text{ cm} \quad (3.3)$$

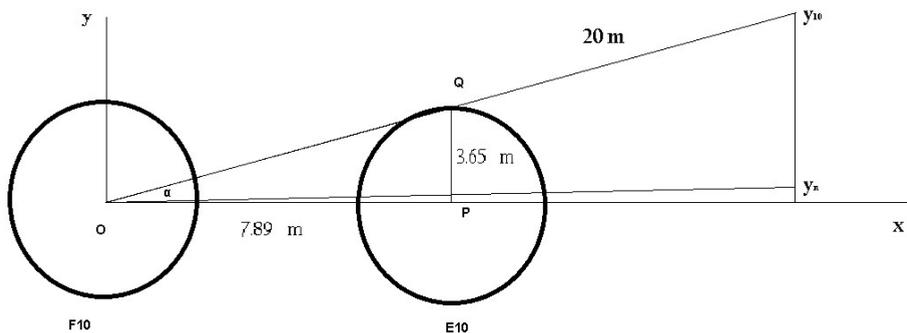


Figura 3.5: Diagrama en el que se ilustra el cálculo de las coordenadas iniciales del muón

El momento de los muones se calculó en el sistema de referencia del Survey. Necesitamos el vector \vec{S} que va del punto (x_n, y_n) al centro del tanque F10. De la figura vemos que este vector es simplemente $\vec{S} = F\vec{10} - \vec{P}_n$ donde \vec{P}_n son las coordenadas iniciales de la n-ésima dirección, después hay que normalizar \vec{S} y multiplicarlo por la energía deseada que en este caso será 2.5 GeV.

El archivo con el que se realizó la simulación tenía las siguientes líneas:

```

MU- 5470.49 -4093.9613316267 200 -2.4629988122 0.4285287049 0.0
MU- 5470.49 -4014.1106120617 200 -2.474209058 0.3581752887 0.0
MU- 5470.49 -3934.5155854222 200 -2.48345171 0.2871717329 0.0
MU- 5470.49 -3855.3035867715 200 -2.4906683466 0.2158035852 0.0
MU- 5470.49 -3776.6013384099 200 -2.4958283233 0.1443640554 0.0
MU- 5470.49 -3698.5347471457 200 -2.4989296206 0.0731488307 0.0
MU- 5470.49 -3621.2287028718 200 -2.4999987987 0.002450815 0.0
MU- 5470.49 -3544.8068787678 200 -2.4990900694 -0.067444977 0.0
MU- 5470.49 -3469.3915334498 200 -2.4962835444 -0.1362661578 0.0
MU- 5470.49 -3395.1033153827 200 -2.4916827697 -0.203757147 0.0

```

Figura 3.6: Archivo de configuración de simulación de muones horizontales en distintas direcciones

3.3. Muones verticales

Los muones que mas llegan a HAWC son los verticales ya que atraviesan menos cantidad de atmósfera, por esto simulamos muones verticales para caracterizar el tipo de señal que generan en el tanque y así poder desechar señales que no nos interesan en los datos reales. Inicialmente se simularon muones con posición inicial justo arriba del PMT central pero el muón incidente o el electrón tienen una gran probabilidad de golpear el PMT central y generar una señal no relacionada al decaimiento del muón. Por esto se lanzaron muones en dos posiciones iniciales distintas, entre el PMT central y un PMT periférico, y entre dos periféricos. En el último caso el momento de los muones se varió desde 90 MeV/c hasta 900 MeV/c para estudiar las señales producidas a cada momento.

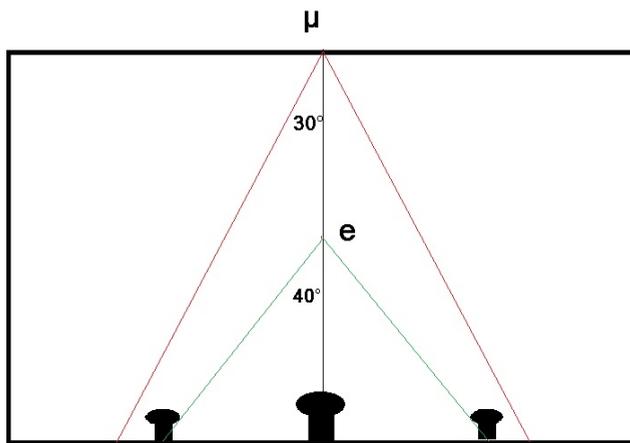


Figura 3.7: Esquema de muón incidiendo verticalmente justo arriba del PMT central produciendo un cono Cherenkov de 40° y el electrón produce uno de 30° .

3.3.1. Entre PMT central y periférico

La posición inicial de los muones se calculó tomando el punto medio de las coordenadas del PMT central y el PMT periférico, a una altura de 6 m y con un momento de 180 MeV/c se simularon 50 000 muones. Esta simulación nos ayuda a estudiar la respuesta del PMT central y el periférico a la señal del electrón producto del decaimiento.

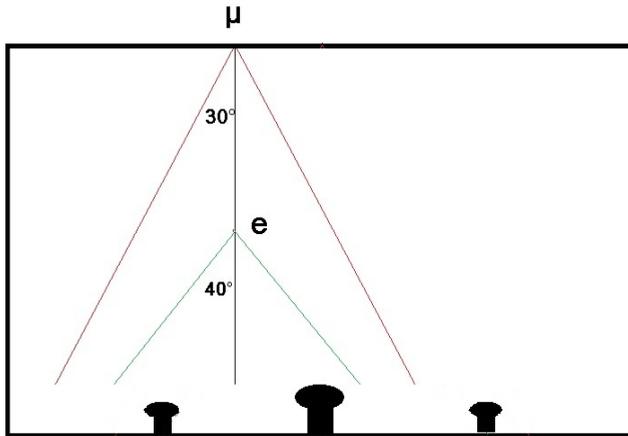


Figura 3.8: Esquema de muón incidiendo verticalmente entre el PMT central y un PMT periférico, el muón decae a los dos metros de profundidad el cono Cherenkov del electrón se indica con líneas verdes

De la figura 3.8 podemos ver que el electrón hijo, producido a 2 m, puede activar el PMT central y el periférico más cercano a él. Para muones que decaigan debajo de esta altura la detección en dichos PMTs será menos probable.

3.3.2. Entre dos PMT's periféricos

También se hicieron simulaciones de muones incidiendo verticalmente entre dos PMT's periféricos. En este caso se realizaron simulaciones de

muones desde 90 MeV hasta 1 GeV de energía con el fin de analizar la vida media obtenida en cada caso.

En la figura 3.9 podemos ver el esquema de un muón incidiendo el tanque desde arriba, se usa la notación de flecha, el círculo azul representa el área que ilumina el cono Cherenkov producido por el electrón producido en el decaimiento a dos metros de altura. Para muones que decaigan debajo de los dos metros será poco probable que sean detectados por los PMTs.

Además se realizó un histograma de dos dimensiones de tiempo vs carga registrado en cada PMT, con este histograma podemos ver la cantidad de carga depositada y el tiempo en que esto ocurrió. Los electrones producto del decaimiento del muón se deben de registrar mayormente arriba de 100 ns después del pulso producido por el muón, entonces los eventos en el histograma con tiempo mayor a 100 ns son producidos por electrones y los eventos con tiempo menor a 100 ns son producidos por muones, con esto podemos identificar la carga que deposita un muón y un electrón.

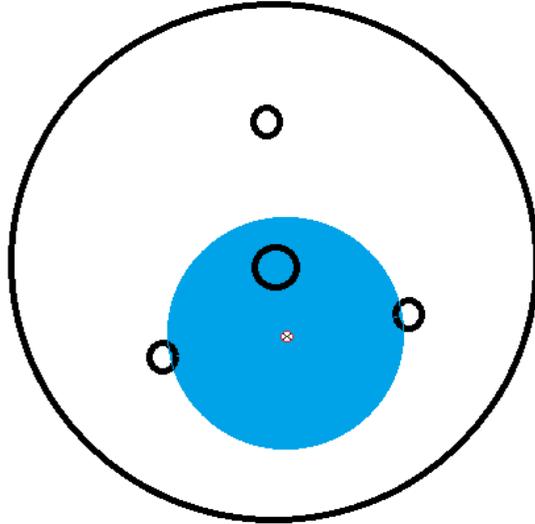


Figura 3.9: Esquema de un muón incidiendo en el tanque en medio de dos PMTs periféricos visto desde arriba y como Cherenkov que llega al fondo del tanque producido por el decaimiento de un muón a dos metros de altura.

3.4. Cortes en carga

Con el histograma de carga vs tiempo explicado en la sección anterior podemos identificar la carga que deja un muón y un electrón en cada simulación respectivamente. Al macro que calcula la vida media del muón se le agregó la condición de que el primer pulso tuviera un valor mayor a x número de fotoelectrones (PE) y que el segundo pulso tuviese menos de y numero de PE. Al aplicar estos cortes se pierde un poco de estadística porque hay eventos que no cumplen estas condiciones, estos eventos pueden ser casos especiales por ejemplo que el electrón haya salido en la dirección de uno de los PMT's y por tanto el segundo pulso superó el límite de PE impuesto.

En la Figura 3.10 podemos ver un ejemplo de cuatro histogramas de carga vs tiempo, uno para cada PMT, producido por un muón incidiendo

entre el PMT A y B con un momento de 150 MeV/c. Los eventos por debajo de los 20 ns corresponden a la señal producida por el muón ya que 20 ns es el tiempo que le toma al muón entrar al tanque y ser detectado, las señales después de este tiempo corresponden al electrón producto del decaimiento.

El PMT central al ser el más eficiente es el que tiene mayor número de entradas en todo el histograma. Si observamos el valor medio en el eje x del histograma del PMT B es 18.31, esto quiere decir que el PMT B tiene un gran número de entradas pero la mayoría corresponde a señales producidas por muones en el rango de tiempo menor a 20ns. Los PMT's A y D registran más eventos tardíos (arriba de 20 ns) esto se puede verificar viendo el valor medio en el eje x, 112.4 y 109.9 para PMT A y D respectivamente.

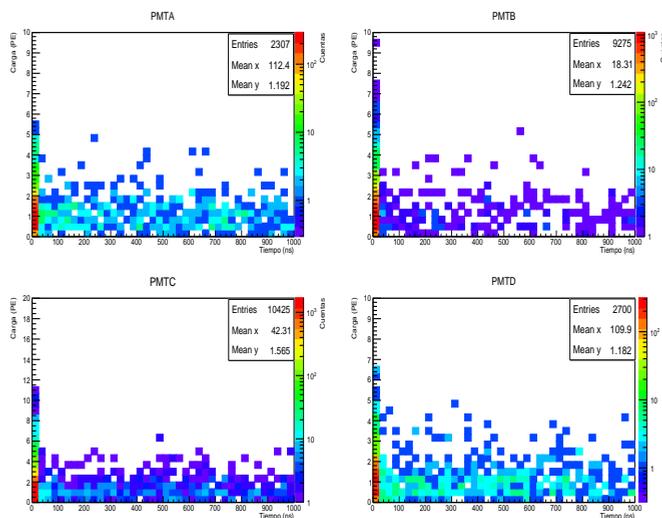


Figura 3.10: Histograma de Carga vs Tiempo generado por muones incidiendo entre el PMT A y PMT B con un momento de 150 MeV/c

De la Figura 3.10 se obtienen los cortes de carga que se emplean en el macro para calcular la vida media en las simulaciones y en el macro que calcula la vida media en los datos reales. Nos fijamos en el valor de la carga de eventos tardíos y notamos la carga en la mayoría de los casos es menor que 5 PE, entonces podemos definir nuestro corte de carga de la siguiente

manera: si el evento tiene tiempo menor a 20 ns y carga mayor a 5 PE entonces corresponde a un pulso producido por un muón, si el evento es tardío (mayor a 20 ns) y tiene carga menor a 5 PE entonces el evento fue producido por un electrón y se puede realizar la diferencia de tiempo entre estos dos eventos.

Revisando datos reales nos damos cuenta que los cortes obtenidos con el histograma 3.10 no son suficientes para garantizar que el primer pulso se debe a un muón y el segundo a un electrón. Por ejemplo puede darse el caso de que un muón o cualquier partícula produzca un pulso débil (menor a 5 PE) debido que produjo luz Cherenkov en la parte superior del tanque y se estaría tomando como el pulso del electrón del decaimiento del muón, lo cual no es cierto. Por esta razón no se utilizarán estos cortes, pero se muestra aquí para alguna futura referencia que lleve a mejorar este tipo de corte.

Capítulo 4

Análisis de datos crudos

En este capítulo se explica el análisis realizado con los datos crudos (datos reales), principalmente la estructura e idea de funcionamiento del código desarrollado. El objetivo de esta sección es medir la vida media de muones verticales y horizontales usando lo que aprendimos con las simulaciones. Como la estructura de los árboles de los datos crudos y de las simulaciones no son iguales entonces no podemos usar el mismo macro para calcular la vida media del muón, en los datos crudos los eventos están ordenados conforme se produjeron. Usaremos esto para encontrar el tiempo de pulsos consecutivos en un tanque.

Debido a que los PMT's tienen propiedades distintas, por ejemplo que un electrón con cierta energía puede producir un pulso mayor en un PMT que en otro, es necesario realizar el cálculo de la vida media en distintos tanques para verificar que ven el mismo comportamiento.

4.1. Muones verticales

Los muones verticales son los más abundantes ya que son los que menos cantidad de atmósfera atraviesan. Por lo que esperamos que la cantidad de estadística sea grande.

Igual que en las simulaciones buscamos que el muón produzca una señal al entrar al tanque, en cualquiera de los PMT's, el electrón produzca otro cierto tiempo después, calcular la diferencia temporal entre estos pulsos y

llenar un histograma con este valor.

Para esto se creó un algoritmo que va de evento en evento hasta que llega a uno que activó el tanque central y registra a este evento como el tiempo t_1 , a partir de este busca en los eventos siguientes el tiempo en que se activa el tanque central por segunda vez y el tiempo en que se activan los tanques vecinos. El tiempo en el que se activo el tanque central por segunda vez lo registra como t_2 . Si el evento cumple con las condiciones que a continuación se explican entonces se hará calculará la diferencia temporal $\Delta t = t_2 - t_1$ y se llenara un histograma.

Como vimos en las sección 1.4 las cascadas producen diversas partículas, a la altura de HAWC llegan principalmente fotones, muones y electrones. La gran cantidad de partículas producidas es perjudicial para nuestro análisis ya que supongamos que entra un muón al tanque y antes de que decaiga atraviesa otra partícula entonces el tiempo tomado entre los dos pulsos no está relacionado con el decaimiento del muón y afecta nuestro cálculo de la vida media. Por esto debemos eliminar los eventos producidos por cascadas atmosféricas, esto es fijándonos que los tanques vecinos al tanque en que estamos realizando el análisis no tengan señal. En otra palabras estamos buscando muones aislados.

La condición para que se llene el histograma de diferencia temporal es $t_{vecino} - t_1 > 1000$ ns, esto es que el tiempo transcurrido entre que se activó el tanque central y el tiempo en que se activó el tanque vecino sea menor a 1000 ns. Se utilizó 1000 ns porque una cascada activaría los dos tanques casi al mismo tiempo, 1000 ns debe de ser mayor a este tiempo.

Mientras más aumentamos este tiempo, al que llamaremos ventana, menos estadística se obtiene porque es menos probable encontrar un evento en el cual los tanques vecinos no se hayan activado en un periodo grande de tiempo.

Este análisis se realizó en varios tanques para comparar los resultados en cada uno de ellos y confirmar que el resultado no depende del tanque que se use.

4.2. Muones horizontales

Este análisis busca medir la vida media de muones que inciden horizontalmente en el observatorio, y fue inspirado en la técnica para medir la vida

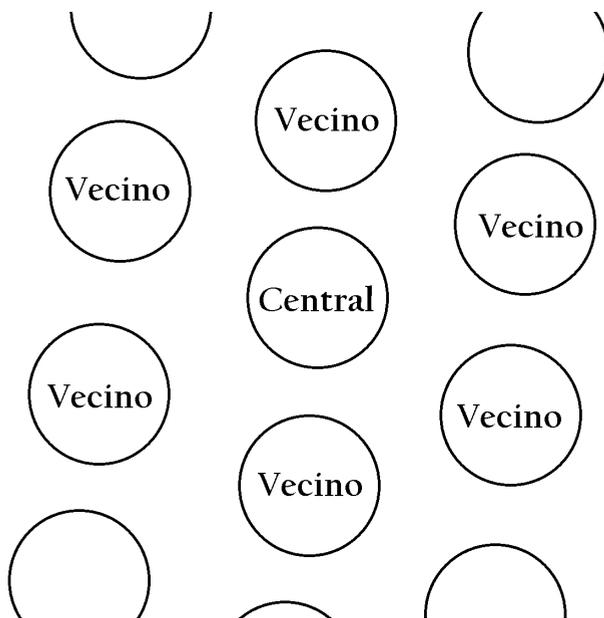


Figura 4.1: Esquema de tanque central y vecinos

media del muón usando paletas centelladoras mencionado en la sección 1.6. La forma de identificar muones horizontales es igual a la explicada en la sección 3.2.2 en la que se espera que el muón active el tanque 1 y el central, decaiga en el central produciendo un segundo pulso tardío y el tanque 2 no se active.

Para este análisis tomamos un evento en el tanque central y nos fijamos que el tanque 1 se haya activado en una ventana de 100 ns, el tanque 2 no se active en una ventana de 100 ns y los tanques vecinos (ver Figura 4.1) no se activen en una ventana de 1000 ns. Si estas condiciones se cumplen entonces el tiempo del evento del tanque central se guarda como t_1 y se busca el siguiente evento producido en el tanque central del cual se obtiene el tiempo t_2 , finalmente se hace la resta $t_2 - t_1$ y se llena un histograma.

Capítulo 5

Resultados

En esta sección se muestran los resultados obtenidos de las simulaciones de muones verticales y muones horizontales, así como los resultados obtenidos del análisis de los datos crudos (reales). En la siguiente sección se discutirá cada uno de ellos.

Los histogramas obtenidos en las simulaciones y en los datos reales tienen dos regiones de las cuales hablaremos bastante, la región instantánea y la región tardía. La región instantánea comprende entre 0 y 100 ns mientras que la región tardía se encuentra de 100 ns en adelante. Le nombro región instantánea porque dos pulsos que se producen con menos de 100 ns de diferencia se producen prácticamente al mismo tiempo y muy probablemente son producidos por la misma partícula. Caso contrario a la región tardía en la que el tiempo entre los dos pulsos es mayor y es más probable que hayan sido producidas por diferentes partículas.

5.1. Resultados de simulaciones

5.1.1. Muones entre PMT central y periférico

El resultado de simular muones entre el PMT central y el PMT periférico se muestra en la figura 5.1. En este caso se simularon 450 000 muones y solo se detectaron 353 281, por lo que no se detectó un segundo pulso en 96 719 casos lo que corresponde al 21.49 %.

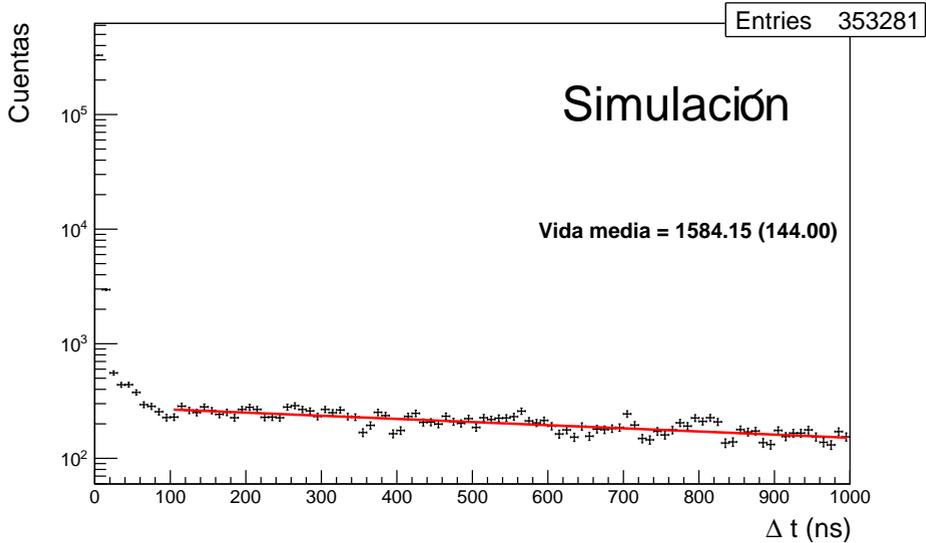


Figura 5.1: Histograma tiempo entre eventos consecutivos de muones verticales entre el PMT central y el periférico.

En la figura 5.1 podemos apreciar un mayor número de entradas, estos eventos fueron producidos mayormente por dos casos. El primero es en el que el muón atravesó el tanque sin decaer y produjo dos pulsos casi simultáneos. El segundo cuando el electrón producto del decaimiento no fue detectado por algún PMT.

5.1.2. Muones entre PMT's periféricos

Como se explicó en la sección 3.3.2, se realizaron simulaciones de muones incidiendo verticalmente a distintas energías, a continuación se muestran los histogramas que presentan diferencias notables entre ellos. Para 90 MeV se simularon 50 000 muones y en la Figura 5.2 vemos que se detectaron 11 386, apenas el 22 % y todos están en la región de pulsos instantáneos. Esto es debido a que el muón no tiene la suficiente energía para producir radiación Cherenkov en agua que como vimos es 120.48 MeV, ver ec. 1.14. Hay detección en la parte instantánea porque algunos muones pudieron golpear directamente alguno de los PMT's.

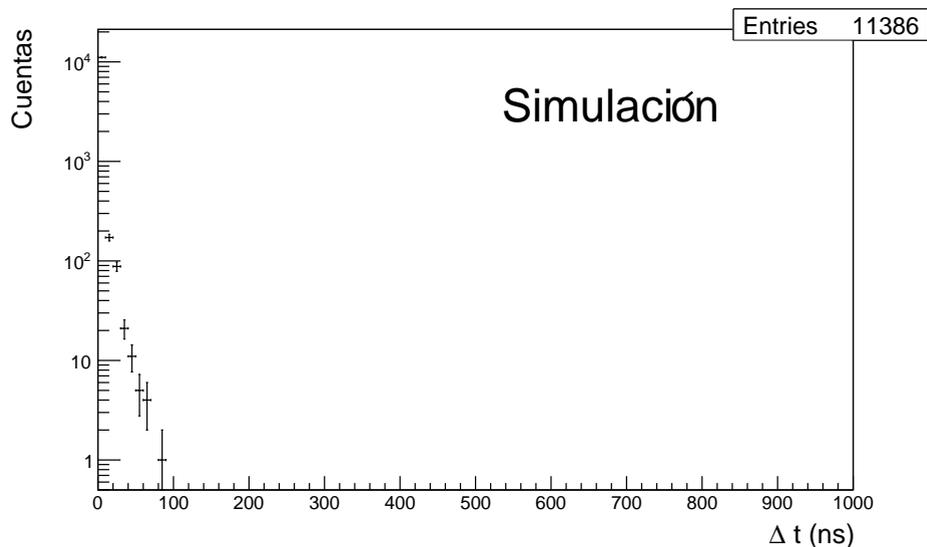


Figura 5.2: Simulación de muones verticales incidiendo entre PMT A y B a 90 MeV.

En la simulación a 180 MeV se obtienen 41 047 eventos, lo que representa el 82 % del total de muones simulados. Además contiene bastantes entradas en la región de pulsos retardados, ver Figura 5.3, por lo que en este caso si se puede apreciar el decaimiento del muón. También podemos ver que el $\chi^2/ndf = 0.83$ lo que nos dice que es un buen ajuste.

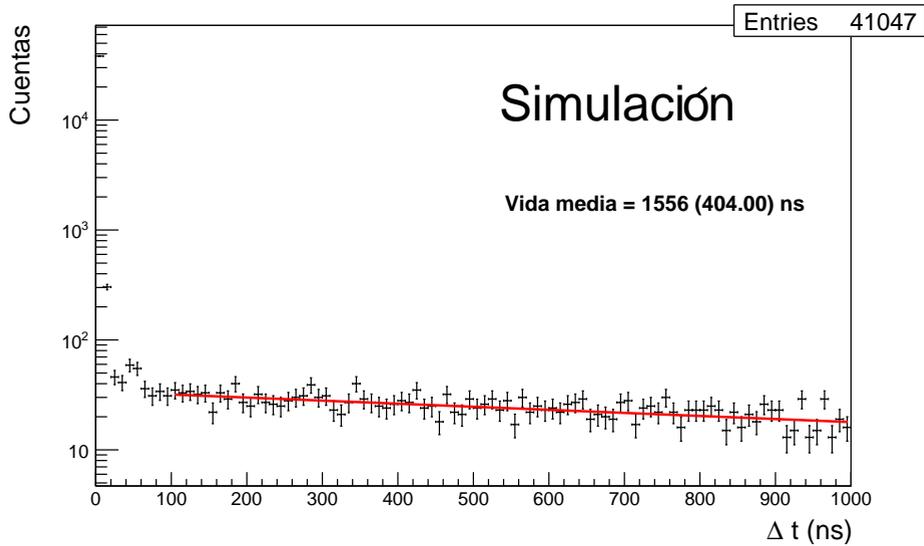


Figura 5.3: Histograma de diferencia temporal de muones incidiendo verticalmente entre PMT A y B a 180 MeV

El histograma Δt producido por muones a 540 MeV se puede ver en la figura 5.4, tiene 49 994 entradas lo que es prácticamente el 100% de los muones simulados. Esto era de esperarse ya que mientras más energía tienen los muones mayor es la distancia que pueden recorrer y aumentan su probabilidad de ser detectados.

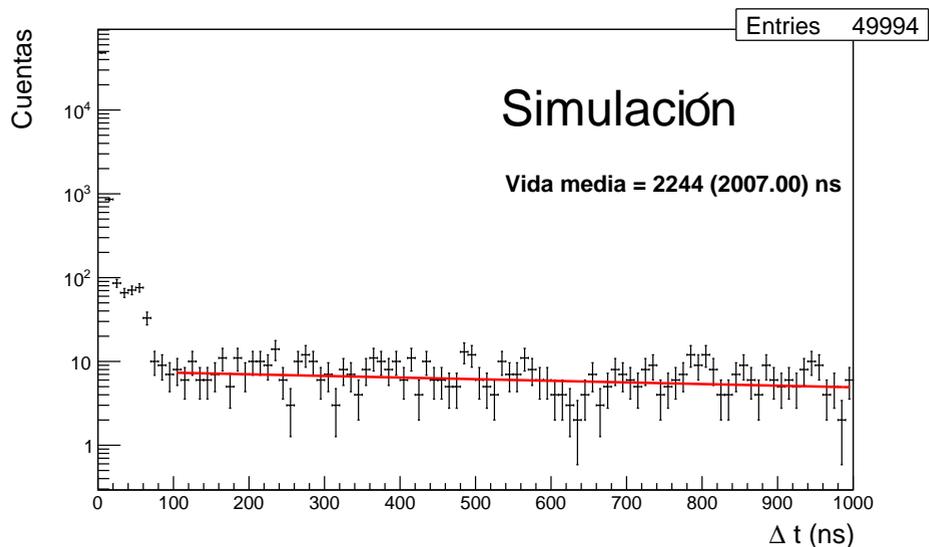


Figura 5.4: Histograma de diferencia temporal de muones incidiendo verticalmente entre PMT A y B a 540 MeV

El histograma que se obtuvo para muones a 900 MeV, ver figura 5.5 no tiene entradas en la parte tardía. También esperábamos esto ya que en este caso los muones tienen tanta energía que atraviesan el tanque y ninguno decae dentro. Podemos ver que el histograma tiene 49 999 entradas por lo que solo faltó detectar un muón, todas las entradas se encuentran en la región instantánea del histograma.

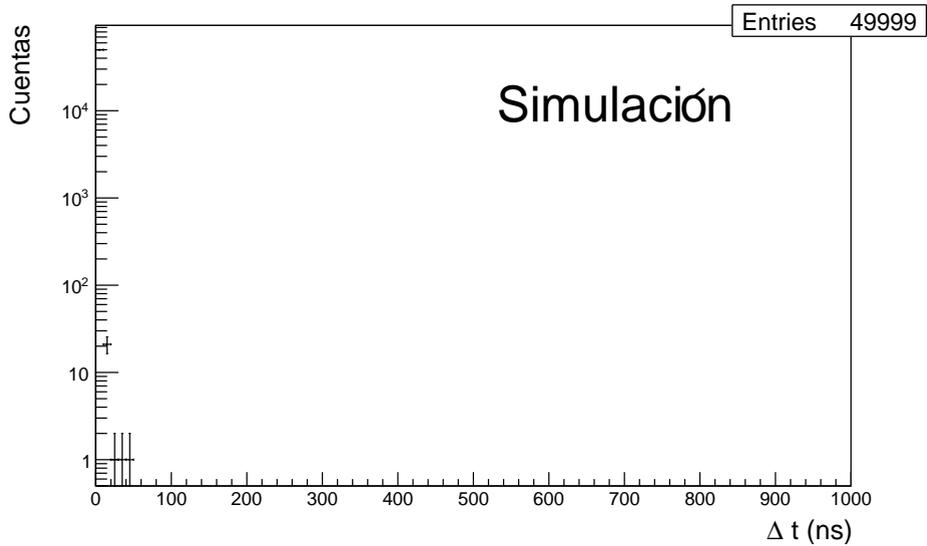


Figura 5.5: Histograma de diferencia temporal de muones verticalmente entre PMT A y B a 900 MeV

5.1.3. Simulaciones de muones horizontales

Se obtuvieron histogramas de diferencia temporal producidas por muones horizontales como se explica en la sección 3.2.3. Debido a que los histogramas presentan demasiadas fluctuaciones estadísticas al usar bins de 10 ns se utilizaron bins de 100 ns. El resultado lo podemos ver en la figura 5.6.

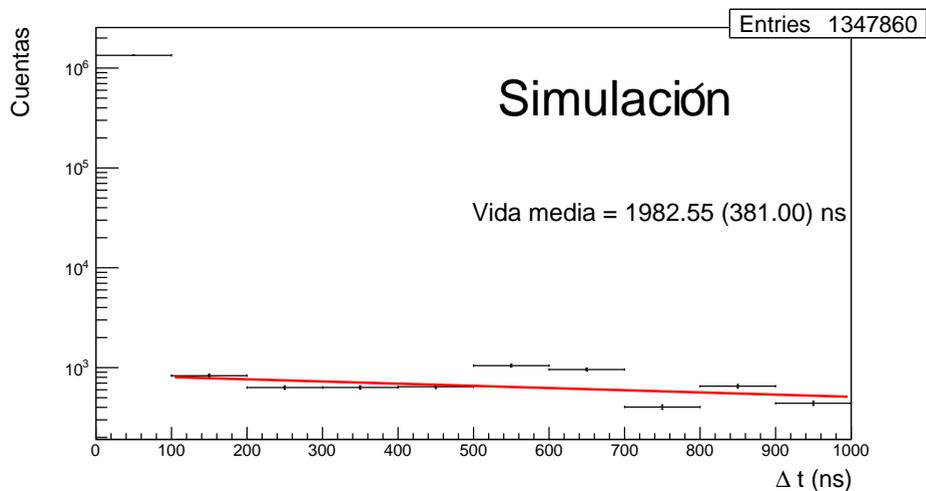


Figura 5.6: Histograma de diferencias temporales producido por muones incidiendo horizontalmente en distintas direcciones a 200 cm y 250 cm de altura

5.2. Datos reales

5.2.1. Muones verticales

Se analizaron varios tanques como se explica en la sección 4.1 con el fin de obtener una distribución de la vida media en el arreglo. A continuación se muestra el histograma de diferencia temporal obtenido en el tanque R7, en el cual podemos encontrar el ajuste hecho y el valor de la vida media obtenido.

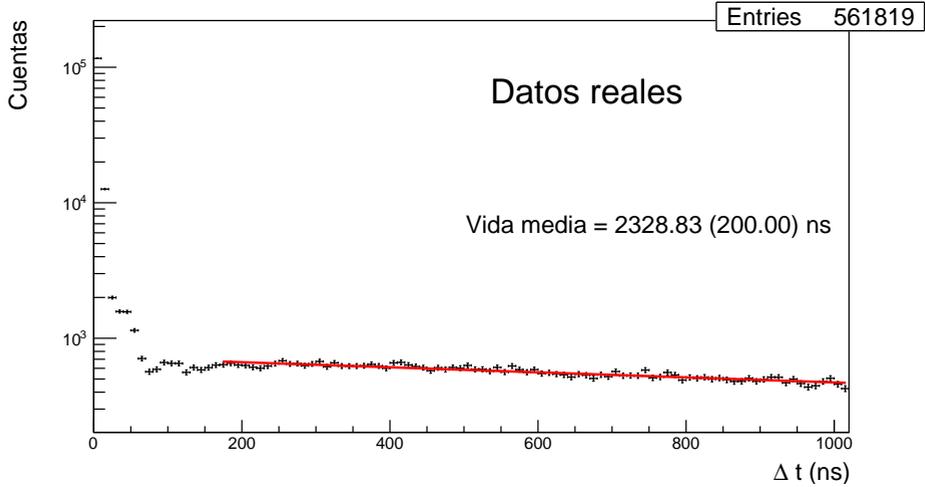


Figura 5.7: Histograma Δt obtenido del tanque R7 usando datos reales

El histograma Δt es distinto en diferentes tanques. Hay algunos que presentan un pico en el histograma alrededor de 2 000 y 2 500 ns. En la figura 5.8 podemos ver un histograma que presenta este pico. Este pico puede ser producido por dos fenómenos los cuales se explican a continuación

El primero es debido a que la impedancia de los cables que conectan los PMT's a la caseta de control no está bien acoplada, esto genera que parte de la señal se refleje y genere un pulso extra, el tiempo que le toma al pulso reflejado ir y regresar es dos veces la distancia de los cables entre la velocidad de propagación del pulso en el cable. Los cables que conectan los PMT's a la caseta de control tienen la misma longitud (150 m) para que todos los pulsos tengan el mismo retraso al llegar a la caseta [38]. Los PMT's se conectan con cables coaxiales modelo RG-59 Belden 8241 que tienen velocidad de propagación de $66\%c = 1.98 \times 10^8 \frac{m}{s}$ [39]. El tiempo de propagación será

$$t = \frac{(2) 150 \text{ m}}{1.98 \times 10^8 \frac{m}{s}} = 1515 \text{ ns} \quad (5.1)$$

El segundo posible candidato es un afterpulse, es decir pulso tardío. Puede ser producido por reacciones luminosas en los cátodos o por ioniza-

ciones por partículas de gas dentro del PMT [40]. El tiempo característico del afterpulse por reacciones luminosas es de 20 a 100 ns. El tiempo por ionizaciones en el tubo fotomultiplicador es de 1 a varios μs . Por lo que este es el que probablemente produzca el pico de la Figura 5.8.

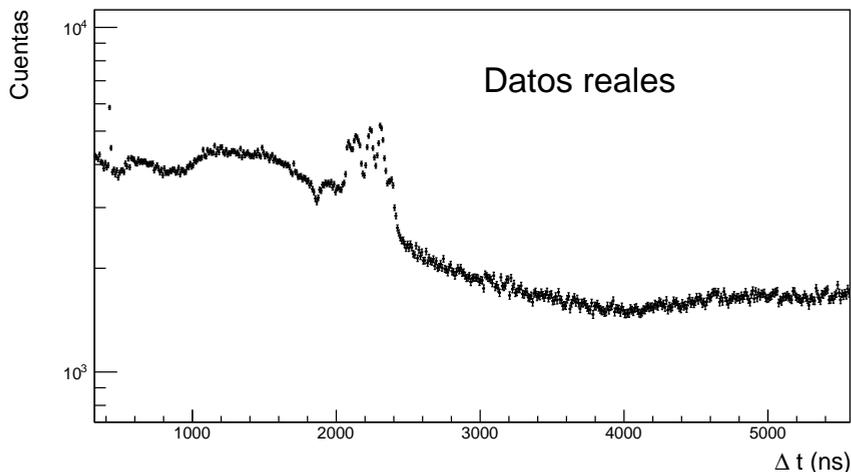


Figura 5.8: Histograma Δt con afterpulse, obtenido del tanque J16

Hay varios tanques que presentan este afterpulse, en el Apéndice A.2 se muestra una lista de dichos tanques.

En el apéndice A.2 se muestran los histogramas realizados en otros tanques que no presentan afterpulse. La Figura 5.9 muestra un histograma de las vidas medias obtenidas en dichos tanques, y el ajuste de una función gaussiana.

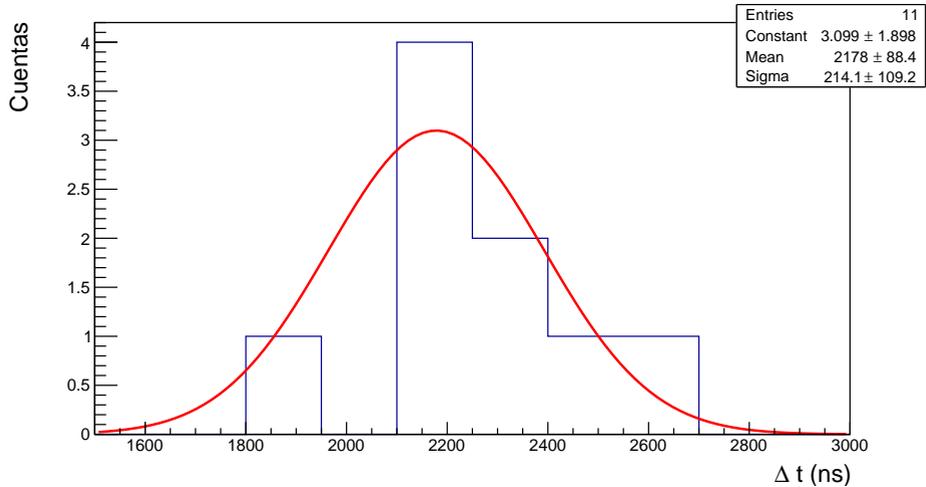


Figura 5.9: Histograma de vida media obtenido del análisis de muones verticales en datos reales

El valor obtenido del análisis de muones horizontales en distintos tanques arroja un valor medio de 2178 (88) ns. El valor reportado por el Particle Data Group es de 2196 (0.0000022) ns [26], podemos ver que este valor se encuentra dentro del valor obtenido con nuestro análisis.

5.2.2. Muones horizontales

En esta sección se muestran los resultados obtenidos al ejecutar el análisis descrito en la sección 4.2. En este análisis la estadística obtenida por run es menor debido a que las condiciones de selección de eventos son más difíciles de cumplir. Además este análisis demora más tiempo que el de muones verticales porque el macro tiene un tiempo de ejecución mayor y porque para obtener una estadística confiable se necesita analizar más datos.

En la figura 5.10 se muestra el histograma obtenido al ejecutar el macro de análisis sobre el tanque H17.

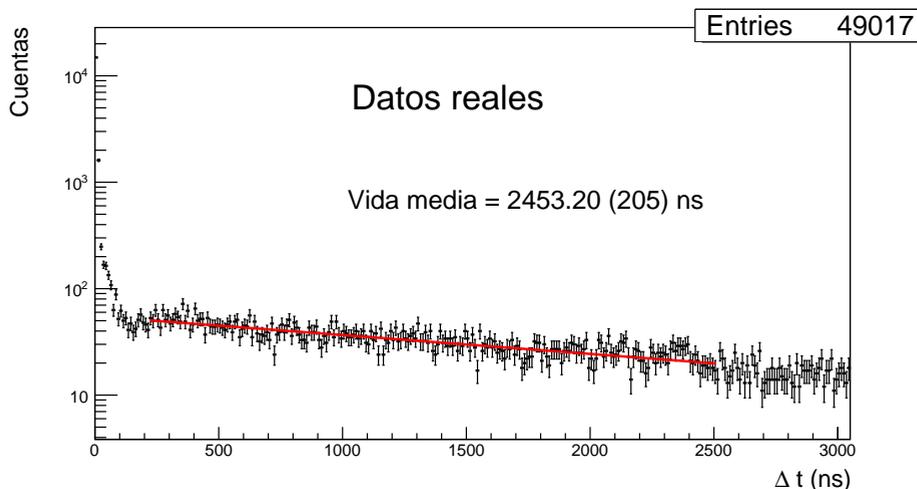


Figura 5.10: Histograma de diferencia temporal para muones horizontales en el tanque H17

En el apéndice A.3 se muestran los histogramas obtenidos al ejecutar el análisis en los tanques J15 y G15. El valor en cada histograma es distinto pero se obtiene una vida media promedio de

$$\tau_{\frac{1}{2}} = 3090.87 (300) \text{ ns} \quad (5.2)$$

Aún con las condiciones establecidas en este análisis se pueden agregar al histograma eventos no relacionados al decaimiento del muón, aunque son pocos afectan la vida media.

La vida media reportada en el PDG es de $2.19 \mu\text{s}$, la diferencia es del 41%. Como vimos en los muones verticales la vida media varía en cada tanque por lo que realizar el análisis en más tanques nos daría un valor mejor estadísticamente mejor.

Capítulo 6

Conclusiones

De los resultados de las simulaciones en ambas propuestas de análisis vemos que la trayectoria del muón incidente es importante porque determina la geometría del sistema y por lo tanto de la cantidad de electrones que pueden ser detectados. La diferencia de la vida media vista en las simulaciones se debe a que algunos electrones no se detectaron y otros se pudieron detectar con un desfase de tiempo lo suficientemente grande para ser asignados a otro bin.

Para obtener una medida más precisa con este tipo de simulaciones se necesita aumentar el número de trayectorias del muón con el fin de cubrir el mayor número de casos posibles en los que se puede detectar el decaimiento. Por ejemplo la vida media reportada en el PDG está dentro del valor obtenido en la simulación con distintas trayectorias 5.6, en las otras simulaciones se encuentra cerca pero fuera. El error depende de la cantidad de muones simulados por lo que si simulamos mas podemos esperar que el error decrezca.

De los histogramas de carga contra tiempo, figura 3.10, podemos ver que es complicado distinguir entre el pulso generado por un electrón y el generado por muón fijándonos en la carga nada más.

La ventaja en los datos reales es la gran cantidad de estadística que hay y, si nos fijamos en el intervalo de tiempo en la que podemos ver el decaimiento (1000 ns) el valor de la vida media en el análisis para muones verticales es consistente con el valor reportado por el PDG. Es muy probable que al aplicar el análisis de muones verticales a mas tanque el valor de

la vida media mejore.

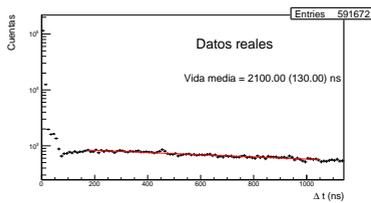
La fluctuación en los valores de la vida media en el análisis de muones verticales también ocurre en el análisis de muones horizontales, la diferencia es que solo se realizó el análisis en tres tanques por lo que el valor no es tan preciso ni tan cercano al valor obtenido en el análisis de verticales y al valor del PDG.

Con los resultados obtenidos podemos concluir que con este análisis podemos medir la vida media del muón con una incertidumbre alta si se compara con la incertidumbre reportada en el PDG, pero recordemos que HAWC no está construido para detectar decaimientos de muones.

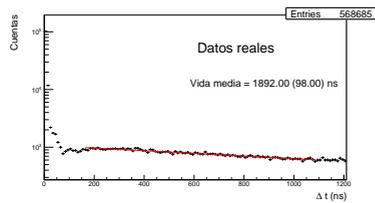
Apéndice A

Histogramas

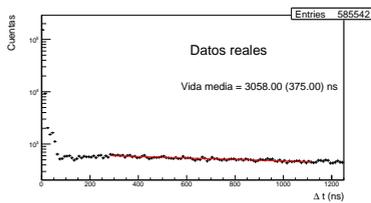
A.1. Muones verticales en datos reales



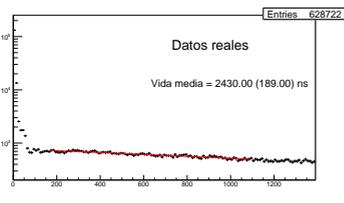
(a) Histograma Δt obtenido del tanque L15 usando datos reales



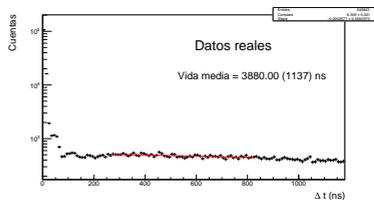
(b) Histograma Δt obtenido del tanque I13 usando datos reales



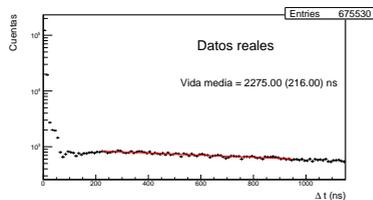
(c) Histograma Δt obtenido del tanque S7 usando datos reales



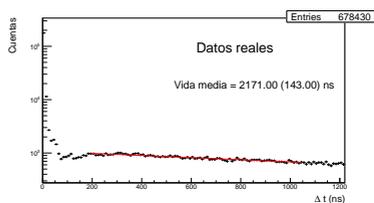
(d) Histograma Δt obtenido del tanque O5 usando datos reales



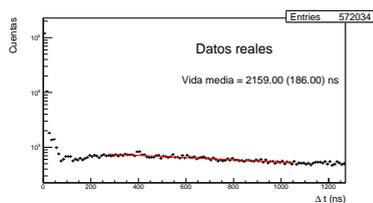
(e) Histograma Δt obtenido del tanque T6 usando datos reales



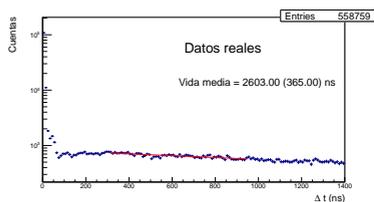
(f) Histograma Δt obtenido del tanque M5 usando datos reales



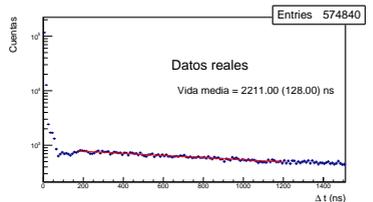
(g) Histograma Δt obtenido del tanque P5 usando datos reales



(h) Histograma Δt obtenido del tanque N15 usando datos reales

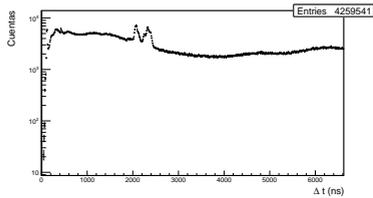
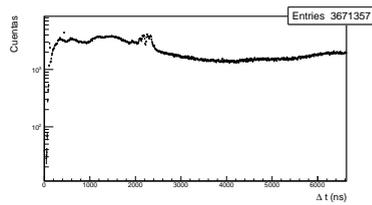
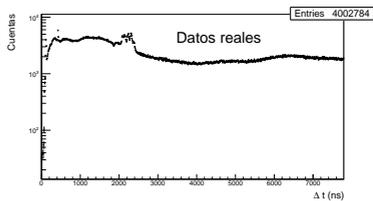
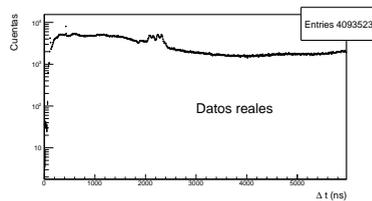


(i) Histograma Δt obtenido del tanque K16 usando datos reales



(j) Histograma Δt obtenido del tanque J8 usando datos reales

A.2. Tanques con afterpulse

(k) Histograma Δt obtenido del tanque H12 usando datos reales(l) Histograma Δt obtenido del tanque G3 usando datos reales(m) Histograma Δt obtenido del tanque J16 usando datos reales(n) Histograma Δt obtenido del tanque K15 usando datos reales

A.3. Histograma muones horizontales

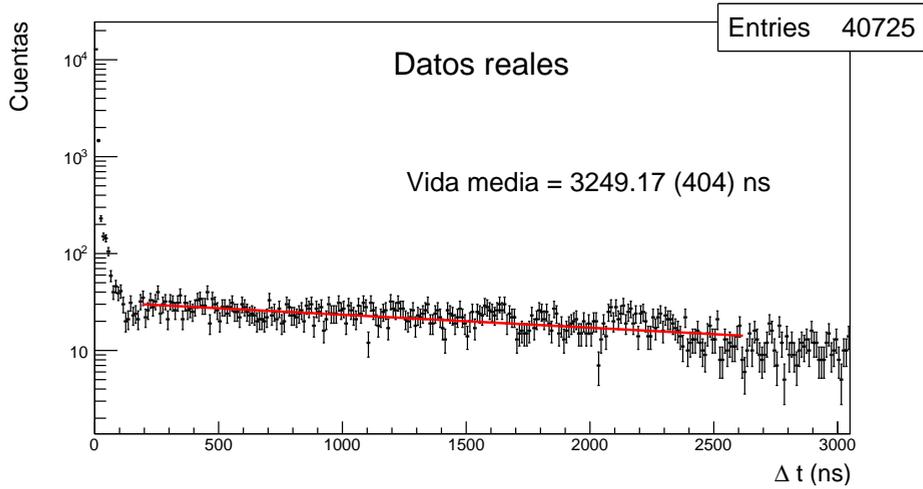


Figura A.1: Histograma Δt muones horizontales en tanque J15

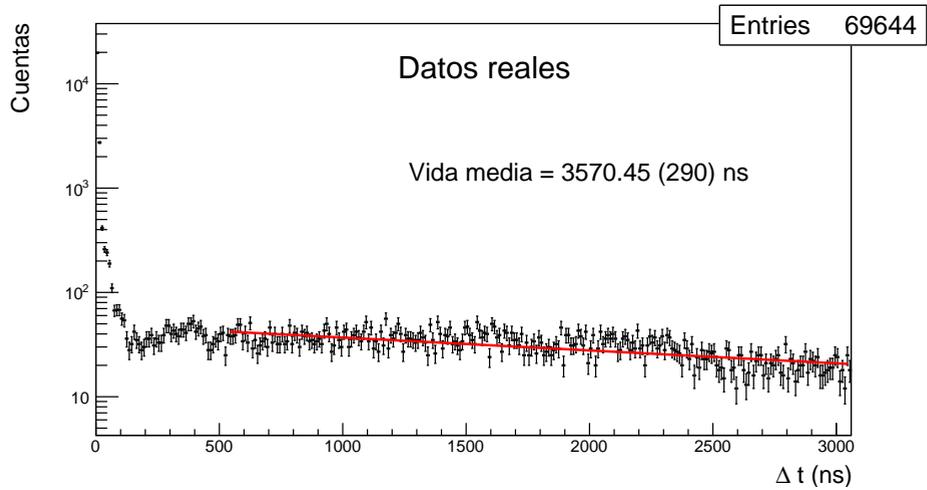


Figura A.2: Histograma de diferencia temporal para muones horizontales en el tanque G15

Apéndice B

Señales de fondo

B.1. Substracción de señales de ruido

A continuación se muestra el resultado de restar una recta a la parte más tardía del histograma temporal. Este histograma se obtuvo con una porción de datos crudos, Hay una mejoría en la vida media obtenida al restar la recta.

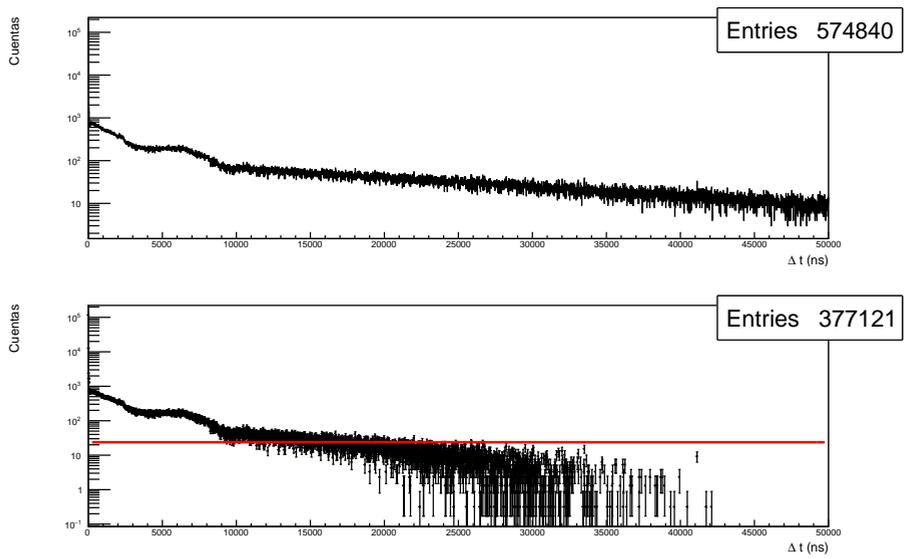


Figura B.1: Resta de recta acostada ajustada de 20000 ns a 40000 ns

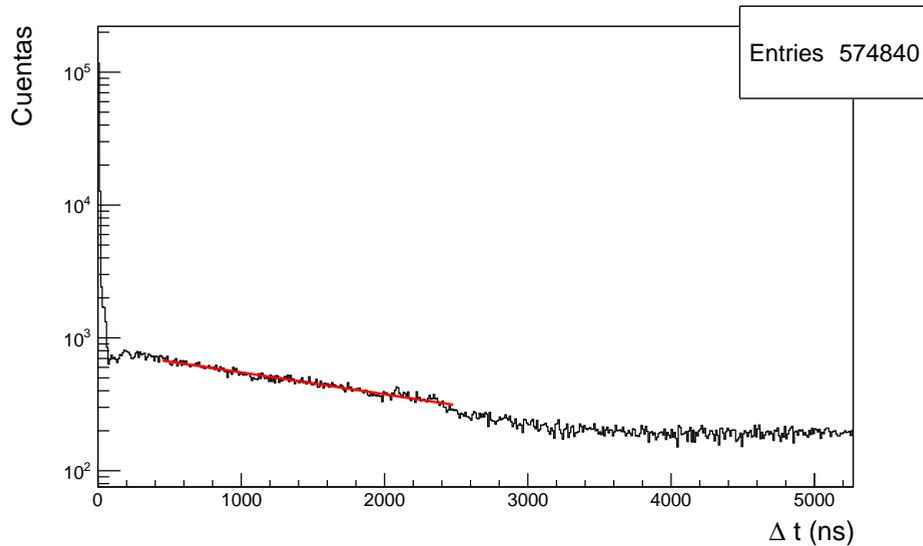


Figura B.2: Histograma de diferencia temporal con ruido. Vida media = 2645.50 (77) ns.

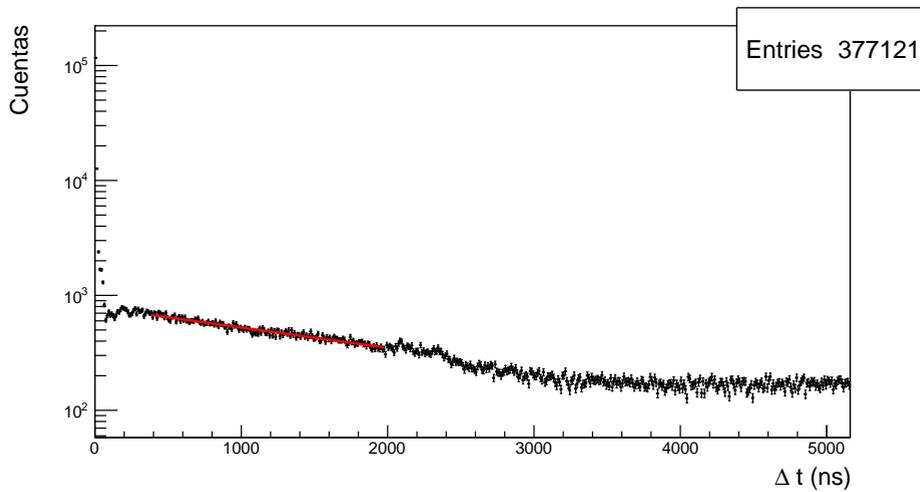


Figura B.3: Histograma de diferencia temporal sin ruido. Vida media = 2457.02 (109) ns

Bibliografía

- [1] L. Lamport, *Our debt to electricity*, 2nd ed. Massachusetts: Addison Wesley, 1994.
- [2] A. D. Angelisa, “Atmospheric ionization and cosmic rays: studies and measurements before 1912,” *Via delle Scienze*, vol. 1, no. 206, p. 1, 2012.
- [3] . D. F. T. M.-H. Chiu, P. J. Gilmer, *Celebrating the 100 th Anniversary of Madame Marie Sklodowska Curie’s Nobel Prize in Chemistry*. Sense Publishers, 2011.
- [4] C. N. Yang, *Elementary Particles a short history of some discoveries in atomic physics*. Princeton University, 1961.
- [5] A. Einstein, “On an heuristic point of view concerning the production and transformation of light,” <https://einsteinpapers.press.princeton.edu/vol2-trans/100>, *Annales der Physik* 17(1905) p.86.
- [6] D. Griffiths, “Introduction to elementary particles,” reed College (1987) p.22-25.
- [7] C. N. Yang, *Elementary Particles a short history of some discoveries in atomic physics*. Princeton University, 1961.
- [8] M. Bertolotti, “Celestial messengers,” *springer*,(2012) p.40-42.
- [9] http://curioseantes.blogspot.com/2016_09_01_archive.html?view=classic.

- [10] S. H. NEDDERMEYER and C. D. ANDERSON, *Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles*. California Institute of Technology, Pasadena, California, 1937.
- [11] C. N. Yang, *Elementary Particles a short history of some discoveries in atomic physics*. Princeton University, 1961.
- [12] P. D. Group, “p.4,” <http://pdg.lbl.gov/2010/reviews/rpp2010-rev-kinematics.pdf>.
- [13] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [14] <https://www.hawc-observatory.org/news/Press-release-english-v4.pdf>.
- [15] https://private.hawc-observatory.org/wiki/index.php/File:Hawc_November_2016_panorama.jpg.
- [16] J. V. Jelley, “Čerenkov radiation,” p. 5, 1958.
- [17] —, “Čerenkov radiation,” p. 4, 1958.
- [18] F. A. Jenkins, “Fundamentals of optics,” McGraw-Hill. (2001) p.11.
- [19] P. D. Group, “Particle physics booklet,” 2018, . pp 16.
- [20] J. Wood, “Identifying atmospheric muon signatures in hawc data,” 2015, .Nota interna colaboración HAWC, pp 5-7.
- [21] —, “Identifying atmospheric muon signatures in hawc data,” apéndice A. Nota interna de la colaboración HAWC.
- [22] S. Cecchini and M. Spurio, “Atmospheric muons: experimental aspects,” *Geosci. Instrum. Method. Data Syst. Discuss.*, pp. 185–196, 2012.
- [23] G. F. Knoll, *Radition Detection and Measurement*. John Wiley and Sons, Inc.
- [24] F. H. Izraelevitch, “Centelladores,” <http://instrumentacion.ecfm.usac.edu.gt/escaramujo/documentos/izraelevitch.pdf>, pp 39-40.

- [25] M. P. A. BERTIN, M. CAPPONI, “A new measurement of the positive muon lifetime,” *Physics letters*, Volume 137B, number 1,2, pp 135-139.
- [26] K. O. et al. (Particle Data Group), <http://pdg.lbl.gov/>, c 38.
- [27] P. D. Group, “p.30,” <http://pdg.lbl.gov/2017/reviews/rpp2017-rev-cosmic-rays.pdf>.
- [28] J. W. Rylander, “Muon mean lifetime measurement in a high school classroom,” 1996, pp 29-31.
- [29] J. N. Adrian C. Melissinos, “Experiments in modern physics,” 2003, academic Press, University of Rochester. pp 399-409.
- [30] <https://svn.auger.unam.mx/trac/projects/ape/wiki>.
- [31] Z. H.-A. C. H. C. I. y. J. B. Baughman, S. BenZvi, “Hawc observatory data format documentation,” *HAWC Collaboration*, pp. 5–6, 31 de Octubre 2018, nota interna colaboración HAWC.
- [32] <https://svn.auger.unam.mx/trac/projects/ape/wiki>, 2017.
- [33] <http://geant4-userdoc.web.cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/IntroductionToGeant4/html/IntroductionToG4.html#overview-of-geant4-functionality>.
- [34] L. J. H. Martínez, “Caracterización de la interacción de rayos cósmicos con el volcán pico de orizaba por medio de una simulación monte carlo con geant4,” <https://svn.auger.unam.mx/trac/projects/ape/wiki>, 2017, uNAM, México. pp 11-14.
- [35] https://www.star.bnl.gov/public/comp/simu/newsite/gstar/Manual/particle_id.html.
- [36] A. G. Téllez, “Calibración e instalación de un detector cherenkov de agua del sitio lago sierra negra,” 2017, iNAOE, Tonanzintla. pp 63-64.
- [37] <http://pdg.lbl.gov/2011/reviews/rpp2011-rev-muon-decay-params.pdf>.

- [38] HAWC, “Hv cable manufacture and testing for the hawc observatory,” <https://arxiv.org/pdf/1310.0074.pdf>.
- [39] http://www.farnell.com/datasheets/2331501.pdf?_ga=2.240017991.51887715.1557793787-1668153178.1557793787.
- [40] “Technical data sheet,” http://www.farnell.com/datasheets/2331501.pdf?_ga=2.240017991.51887715.1557793787-1668153178.1557793787.
- [41] C. Experiment, “Cosmic ray muons and the muon lifetime,” university of Florida, Department of Physics. pp 2.