



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Medición del Tiempo de Vida Medio del Muon a través de
Instrumentación, Métodos Experimentales y Software
Moderno

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Juan Manuel Cid Porras

Asesorado por

Epifanio Lorenzo Ponce Lancho

Humberto Antonio Salazar Ibargüen

Puebla Pue.
4 de noviembre de 2024



Benemérita Universidad Autónoma de Puebla

Facultad de Ciencias Físico Matemáticas

Medición del Tiempo de Vida Medio del Muon a través de
Instrumentación, Métodos Experimentales y Software
Moderno

Tesis presentada al

Colegio de Física

como requisito parcial para la obtención del grado de

LICENCIADO EN FÍSICA

por

Juan Manuel Cid Porras

Asesorado por

Epifanio Lorenzo Ponce Lancho

Humberto Antonio Salazar Ibargüen

Puebla Pue.
4 de noviembre de 2024

Título: Medición del Tiempo de Vida Medio del Muon a través de Instrumentación, Métodos Experimentales y Software Moderno

Estudiante: JUAN MANUEL CID PORRAS

COMITÉ

Justiniano Lorenzo Díaz Cruz
Presidente

Enrique Varela Carlos
Secretario

Marco Antonio Arroyo Ureña
Vocal

Epifanio Lorenzo Ponce Lancho
Asesor

Humberto Antonio Salazar Ibargüen
Asesor

Índice general

Resumen	3
1. Los Rayos Cósmicos	5
1.1. Antecedentes históricos	5
1.2. Composición de los rayos cósmicos	8
1.3. Fuentes de rayos cósmicos	9
1.3.1. Fuente de los rayos cósmicos extragalácticos	9
1.4. Cascadas Atmosféricas	9
1.4.1. Introducción a las Cascadas Atmosféricas	9
1.4.2. Formación de las Cascadas Atmosféricas	9
1.4.3. Componentes de las Cascadas	10
2. Detectores de muones	13
2.1. IceCube Neutrino Observatory	13
2.1.1. Funcionamiento y Estructura de IceCube	14
2.1.2. Tubos fotomultiplicadores (PMTs)	15
2.1.3. Sistema de reconstrucción de IceCube	16
2.1.4. Reconstrucción de Eventos	16
2.2. ICTP-SAIFR	18
2.2.1. Montaje del experimento	19
2.2.2. Medición del tiempo de vida del muon	19
2.3. ECFM-USAC	20
2.3.1. Proceso experimental	20
2.3.2. Medición del tiempo de vida del muon	20
3. Modelo Estándar	23
3.1. Partículas Fundamentales y sus interacciones	24
4. La física del muon	27
4.1. Propiedades Fundamentales del Muón	27
4.1.1. Masa y Carga	27
4.1.2. Familia del muón	27
4.2. Mecanismo de Decaimiento	28
4.3. Vida Media del Muón	28
4.4. Producción y Detección del Muón	29
4.5. Absorción de muones negativos	30

5. La física de la interacción y centelleo	31
5.1. Materiales centelladores	31
5.2. Interacción de las partículas cósmicas con los materiales centelladores	31
5.3. Interacción de las partículas cósmicas con los materiales centelladores	31
5.3.1. Ionización	32
5.3.2. Excitación Atómica	32
5.4. Características de los centelladores en la detección de partículas cósmicas	32
5.5. El centelleo producido por los materiales centelladores ante el paso de partículas cargadas	33
5.5.1. Excitación electrónica	33
5.5.2. Relajación de estados excitados	33
5.5.3. Emisión de fotones	34
6. Proceso Experimental	35
6.1. Software	36
6.2. Análisis de los datos	36
6.3. Página web	37
6.3.1. Introducción	38
6.3.2. Adquisición de datos en tiempo real	38
6.3.3. Medición de la vida media del muon con los datos adquiridos	40
7. Discusión y Resultados	41
7.1. Tiempo de Vida del Muón	41
8. Conclusiones	47
A. Código de adquisición de la RedPitaya	49
B. Código para la obtención de Tau	53
Bibliografía	59

Agradecimientos

Agradezco profundamente a mis **Padres** y **Hermanos**, quienes me han brindado todo su apoyo, comprensión y paciencia para permitirme culminar una de las etapas más importantes y gratificantes de mi vida.

A mis asesores:

Al **Dr. Epifanio Lorenzo Ponce Lancho**, quien desde el inicio confió en mí, permitiéndome trabajar a su lado y compartiéndome su vasto conocimiento, el cual fue fundamental para la elaboración y conclusión de este proyecto de tesis.

Al **Dr. Humberto Antonio Salazar Ibargüen**, por brindarme la oportunidad de colaborar en sus proyectos y por su apoyo constante desde el inicio de esta investigación.

Agradezco al **Dr. Luis Manuel Villaseñor Cendejas** por sus valiosas recomendaciones y enseñanzas a lo largo de todo el desarrollo de este proyecto.

A todos aquellos colegas y amigos que, de una u otra forma, contribuyeron a la realización de este trabajo, les extiendo mi más sincero agradecimiento.

Resumen

Los detectores de partículas son herramientas fundamentales en la investigación científica, especialmente en el campo de la física de partículas, donde permiten la observación y el análisis de fenómenos que ocurren a escalas subatómicas. Estos dispositivos son esenciales para la detección de partículas cósmicas, como los muones, que son generadas por la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre. La capacidad de medir propiedades como el tiempo de vida medio de estas partículas ofrece información que es importante para entender procesos físicos a niveles subatómicos.

En este trabajo de investigación, se desarrolló y construyó un detectores de partículas, con el objetivo de detectar muones y medir su tiempo de vida media. Este detector consiste en un recipiente de aluminio lleno de líquido centellador *BC-503* acoplado a un Tubo Fotomultiplicador y una placa electrónica comercial utilizada como instrumento de adquisición, la cual ofrece una resolución temporal de 8 nanosegundos. Este arreglo experimental nos permitió detectar muones de forma eficaz y de esta manera conseguir un valor para τ de $2,1684\mu s$, el cual muestra ser aceptable frente al valor teórico, teniendo en cuenta que la medición se realizó dentro de un medio con fricción.

Los resultados obtenidos muestran este arreglo como una manera innovadora, accesible y efectiva de detectar muones y medir su tiempo de vida.

Este proyecto no solo confirma el buen funcionamiento del detector, sino que también abre la puerta a futuras mejoras y configuraciones que pueden mejorar estos experimentos y, de esta manera, dirigir su aplicación para fines pedagógicos y de investigación científica.

Capítulo 1

Los Rayos Cósmicos

1.1. Antecedentes históricos

El estudio de los rayos cósmicos cumplió recientemente un siglo de existencia. Su investigación se remonta a principios del siglo XX, cuando se realizaron experimentos sobre la llamada corriente oscura de la electricidad. Este fenómeno, en el cual un electroscopio pierde su carga eléctrica, había sido observado desde 1785. C. T. R. Wilson postuló que una radiación misteriosa generaba continuamente iones en el aire dentro del electroscopio, facilitando la conducción eléctrica que causaba su descarga. En 1895, W. C. Roentgen descubrió los rayos X, y H. Becquerel descubrió la radiactividad un año después. Ambos tipos de radiación eran capaces de descargar electroscopios, por lo que se asumió que la misteriosa radiación era causada por materiales radiactivos en el medio ambiente.

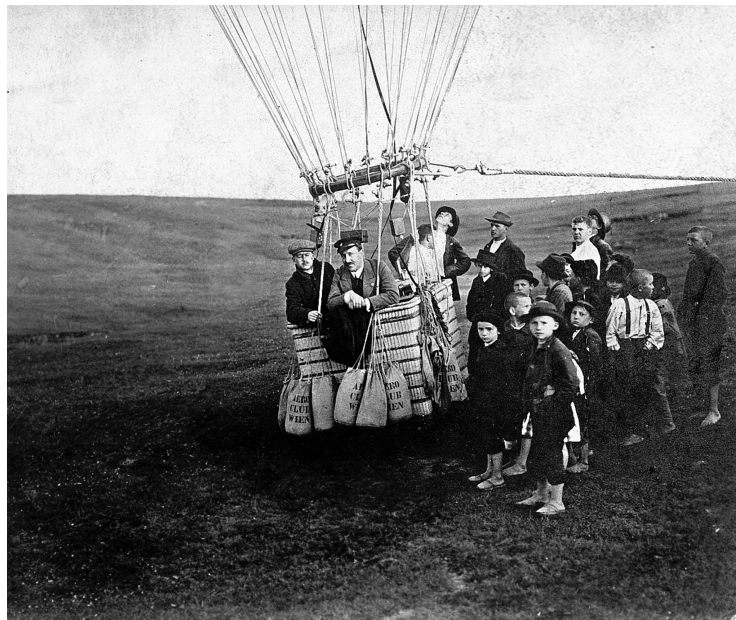


Figura 1.1: Victor Hess el 7 de agosto de 1912 en Austria en el aterrizaje del vuelo en el cual alcanzó una altitud de aproximadamente 5,300 m.

Durante la primera década del siglo XX, se realizaron varios experimentos a diferentes altitudes

para medir la ionizaci3n producida por esta radiaci3n. Dado que la superficie terrestre era considerada la principal fuente de materiales radiactivos, se anticipaba que la ionizaci3n disminuyera con la altura. En 1910 y 1911, T. Wulf y A. Gockel midieron la radiaci3n ionizante primero en la torre Eiffel, a 300 metros de altura, y luego en globos, a alturas de hasta 4500 metros. Sus experimentos mostraron que la ionizaci3n disminuía con la altura, pero menos de lo esperado [11].

No fue sino hasta 1912 que Victor Hess, un f3sico austriaco a quien se le considera como el pionero en el descubrimiento de los rayos c3smicos, durante una serie de diez ascensos en globo a altitudes de hasta 5 km, Hess utiliz3 electroscopios similares a los empleados por Wulf para medir la radiaci3n ionizante ambiental. Como se esperaba, al ascender el primer kil3metro, se observ3 una disminuci3n en la tasa de radiaci3n, lo que indicaba que al menos una fracci3n de la radiaci3n ambiental provenía del suelo. La teor3a predominante en ese entonces sostenía que esta descarga era causada por la radiaci3n ionizante emitida por materiales radiactivos en las rocas. Por lo tanto, se esperaba que al alejarse de la superficie terrestre, la radiaci3n disminuyera. Sin embargo, al continuar su ascenso, los instrumentos de Hess registraron un aumento continuo de la radiaci3n con la altitud. Esta observaci3n llev3 a Hess a postular que la radiaci3n ionizante ten3a un origen extraterrestre. Las mediciones de Hess fueron confirmadas posteriormente por W. Kolh3rster en vuelos a mayor altitud [17]. Esta observaci3n lo llev3 a concluir que la causa de la descarga era una radiaci3n de origen externo a la atm3sfera. Descubrimiento que le valdr3a el premio Nobel en 1936.

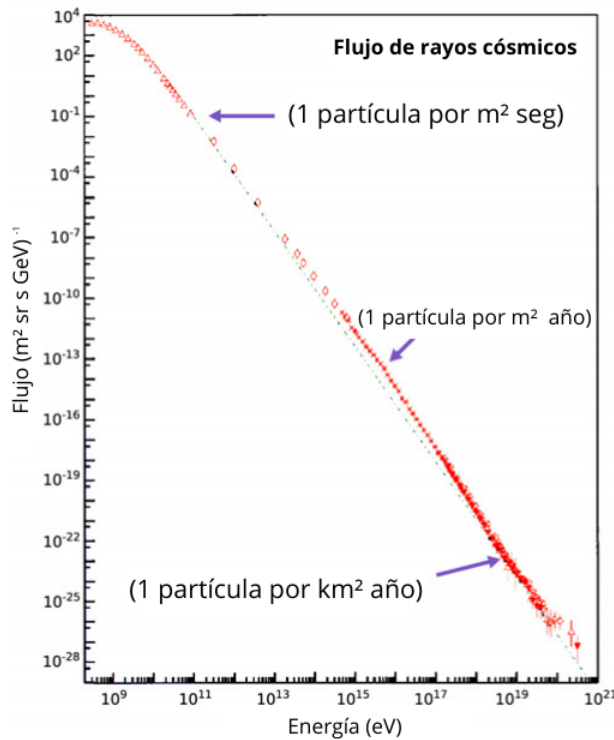


Figura 1.2: Intensidad del flujo de rayos c3smicos, dependiente de su energ3a. En un enorme intervalo de energ3a, es casi proporcional a $1/E^3$ (línea punteada). Cerca de $E = 6 \times 10^{19}$ electronvolts, se espera una reducci3n abrupta del flujo; esto es, el “corte GZK” [6].

En el a3o de 1938, el f3sico franc3s Pierre Auger llev3 a cabo una serie de experimentos en los Alpes utilizando contadores y c3maras de niebla para medir part3culas en la atm3sfera. Estos experimentos revelaron la existencia de cascadas extensas de part3culas [4]. A partir de esto, se determin3 que la mayor3a de las part3culas que llegan a la superficie de la Tierra son, en realidad,

part3culas secundarias creadas por la interacci3n de los rayos c3smicos primarios con 3tomos en la parte superior de la atm3sfera. A esta serie de part3culas secundarias o rayos secundarios en conjunto se les denomina como Chubascos Atmosf3ricos. Auger estim3 que un rayo c3smico primario necesita una energ3a superior a 10^{15} eV para generar la densidad de part3culas observadas en la superficie terrestre.

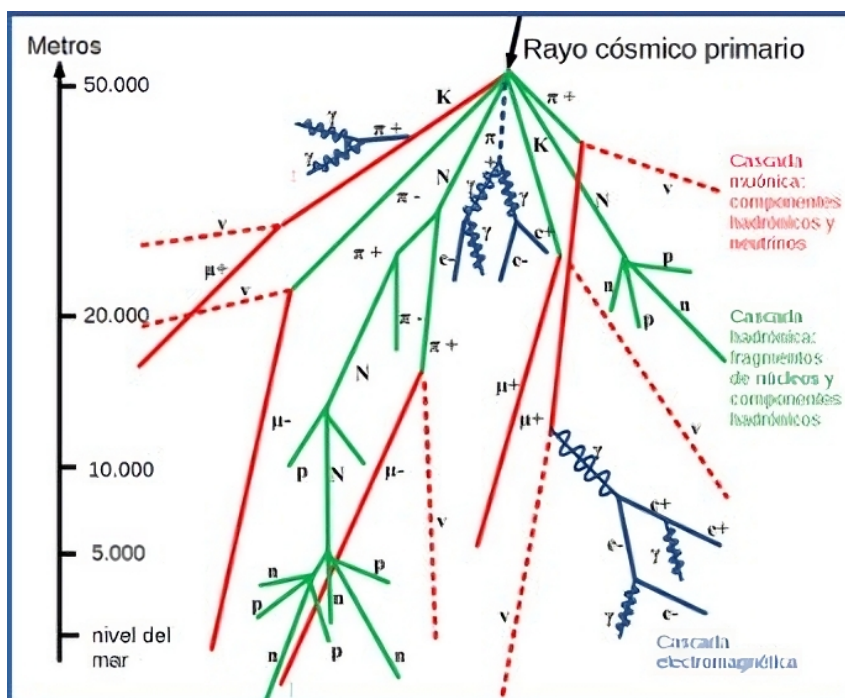


Figura 1.3: Representaci3n de un chubasco atmosf3rico de rayos c3smicos.

Desde el descubrimiento de los rayos c3smicos hace un siglo, se ha avanzado significativamente en la comprensi3n de sus principales caracter3sticas, como su composici3n y espectro de energ3a. No obstante, identificar las fuentes de estos rayos sigue siendo un desaf3o persistente.

Gran parte de los estudios sobre el origen de los rayos c3smicos se basa en comparar observaciones de ondas electromagn3ticas de diversas longitudes, desde emisiones de radio de baja energ3a hasta rayos gamma de alta energ3a. Tambi3n se utilizan la detecci3n de rayos c3smicos y otros mensajeros c3smicos, como los neutrinos de alta energ3a. Esta tarea es complicada debido a las dificultades en la interpretaci3n de las observaciones experimentales y porque no se pueden observar directamente las fuentes de los rayos c3smicos.

El modelo predominante actualmente propone que los rayos c3smicos con energ3as que van desde TeV hasta PeV se originan en aceleradores astrof3sicos situados dentro de nuestra galaxia. Estas part3culas, que est3n compuestas principalmente por electrones, protones y n3cleos de 3tomos m3s pesados, son impulsadas por fen3menos astrof3sicos como los remanentes de supernovas o los chorros masivos generados por la acreci3n de materia en agujeros negros. A energ3as a3n mayores, se teoriza que estas part3culas tambi3n son aceleradas en los n3cleos gal3cticos activos (AGN) o durante los estallidos de rayos gamma (GRB).

La teor3a de la aceleraci3n de choque difuso en los remanentes de supernovas de origen gal3ctico fue inicialmente propuesta por Baade y Zwicky en 1934 y formalizada por Fermi en 1949 [11].

1.2. Composici3n de los rayos c3smicos

En la galaxia, alrededor del 79 % de los n3cleos primarios son protones libres, mientras que aproximadamente el 20 % son n3cleos de helio, una distribuci3n que se presume universal [8]. Para determinar la composici3n elemental de los rayos c3smicos, se llevan a cabo experimentos directos mediante globos en la alta atm3sfera o sat3lites en 3rbita terrestre. Tambi3n se puede estudiar la composici3n a trav3s de cascadas o chubascos de part3culas en la atm3sfera en experimentos terrestres, aunque esta informaci3n es menos precisa debido a las incertidumbres en los modelos hadr3nicos utilizados en las simulaciones de estos fen3menos.

La composici3n qu3mica de los rayos c3smicos es similar a la de los elementos en el Sistema Solar, sugiriendo un origen estelar. No obstante, existen algunas diferencias en los n3cleos secundarios (Li, Be, B, Mn, V, Sc) que se producen por la desintegraci3n de n3cleos m3s pesados (C, O, Fe). Los positrones y antiprotones tambi3n forman parte de los rayos c3smicos. Se cree que estos componentes son mayormente de origen secundario, y un estudio detallado de su espectro de energ3a podr3a proporcionar informaci3n nueva sobre los mecanismos de propagaci3n de los rayos c3smicos. Elementos como el antihelio o el antideuterio no han sido detectados en la radiaci3n c3smica. Experimentos como el Espectr3metro Magn3tico Alfa (AMS) tienen como objetivo buscar materia oscura y antimateria en la radiaci3n c3smica, adem3s de analizar detalladamente la composici3n y el flujo de los rayos c3smicos de baja energ3a desde el espacio. AMS investiga la composici3n de los rayos c3smicos primarios, explorando nuevas fronteras en la f3sica de part3culas, en busca de antimateria y materia oscura [20].

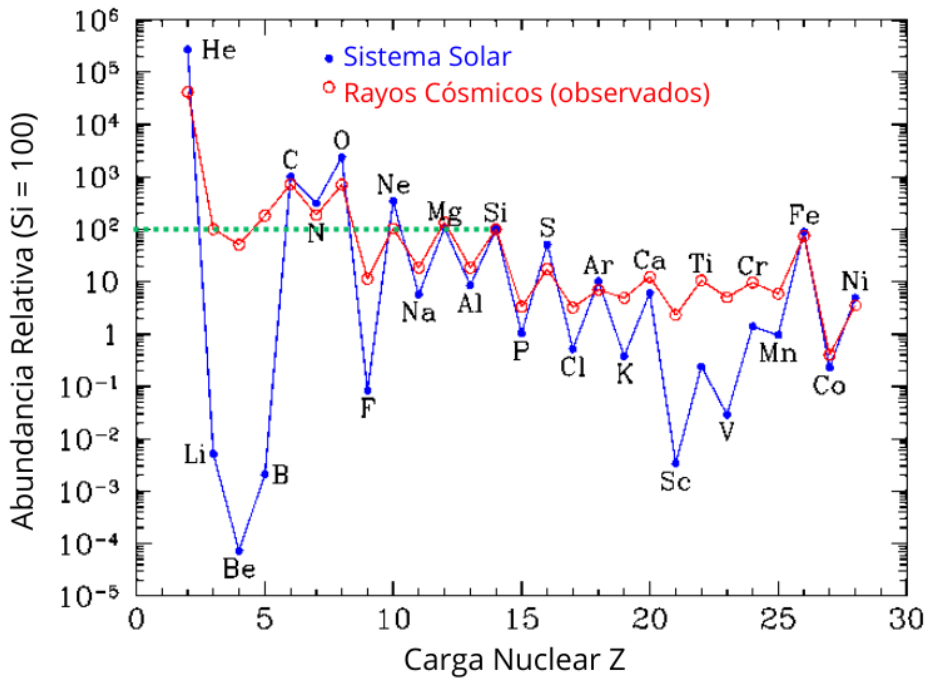


Figura 1.4: : Abundancias relativas de los elementos qu3micos en los rayos c3smicos gal3cticos y en el Sistema Solar como funci3n de la carga nuclear Z [20].

1.3. Fuentes de rayos c3smicos

Una hip3tesis inicial sugiere que las estrellas de baja masa son responsables de la inyecci3n de rayos c3smicos de baja energ3a en el medio interestelar debido a su actividad en la corona. Estas estrellas, al ser muy activas, se espera que contribuyan significativamente. Se propone que el mecanismo comienza con la aceleraci3n de ciertos elementos a energ3as supra termales debido a la actividad coronaria, y luego son expulsados al medio interestelar; una vez all3, son acelerados por ondas de choque generadas por remanentes de supernova, fuentes gal3cticas y el centro de la galaxia, entre otros [5].

Otra teor3a sobre el origen de los rayos c3smicos sugiere la ionizaci3n de part3culas de polvo interestelar. En 1949, L. Spitzer propuso que las part3culas de polvo interestelar podr3an ser aceleradas a velocidades cercanas a la de la luz por la presi3n de la radiaci3n de las supernovas. En 1954, H. Alfv3n observ3 que el polvo c3smico se carga el3ctricamente y es acelerado por procesos electromagn3ticos que tambi3n podr3an generar rayos c3smicos [15]. Esta teor3a explica bien la abundancia de elementos qu3micos en los rayos c3smicos, complementando la teor3a de la inyecci3n de rayos c3smicos por actividad estelar.

Adem3s, las estrellas masivas son otra posible fuente de rayos c3smicos. Estas estrellas pueden clasificarse en tres tipos [5]: 1. Estrellas con una masa entre 8 y 15 masas solares, que pueden explotar en el medio interestelar. 2. Estrellas con una masa de entre 15 y 25 masas solares, que explotan enriqueciendo el viento estelar principalmente con hidr3geno. 3. Estrellas con una masa superior a 25 masas solares, que explotan al alcanzar la etapa de gigantes azules.

En esta teor3a, los rayos c3smicos son inyectados en el medio interestelar a trav3s del viento estelar, lo que tambi3n explica la diversidad de elementos qu3micos presentes en los rayos c3smicos.

1.3.1. Fuente de los rayos c3smicos extragal3cticos

Las fuentes extragal3cticas, alimentadas por agujeros negros masivos en los centros de las galaxias, son abundantes y lo suficientemente poderosas para ser responsables del espectro de energ3a m3s all3 de la rodilla ("knee") en el espectro de rayos c3smicos. Estas fuentes son conocidas como n3cleos de galaxias activas (AGN, por sus siglas en ingl3s). Otra fuente importante podr3an ser los estallidos de rayos gamma (GRB).

1.4. Cascadas Atmosf3ricas

1.4.1. Introducci3n a las Cascadas Atmosf3ricas

Los rayos c3smicos de baja energ3a, debido a su alta intensidad, son f3cilmente detectados por instrumentos en globos aerost3ticos o en observatorios a gran altitud. Sin embargo, este m3todo es ineficaz para rayos c3smicos de mayor energ3a, ya que su flujo disminuye r3pidamente con el aumento de la energ3a. No obstante, a medida que aumenta la energ3a del rayo c3smico, se genera un fen3meno en la atm3sfera que facilita su detecci3n: la cascada atmosf3rica.

Las part3culas que forman la cascada, conocidas como rayos c3smicos secundarios, llegan a la superficie en grupo, formando lo que se denomina un Chubasco de Rayos C3smicos. Las primeras pruebas de su existencia fueron obtenidas en 1929 por el f3sico ruso D. Skobeltzyn, quien observ3 trayectorias de part3culas de carga negativa en fotograf3as tomadas en una c3mara de niebla.

1.4.2. Formaci3n de las Cascadas Atmosf3ricas

Cuando un rayo c3smico de alta energ3a entra a la atm3sfera terrestre, colisiona con los n3cleos de 3tomos, principalmente de n3tr3geno y ox3geno. En estas colisiones, una parte significativa de la energ3a incidente se convierte en materia en forma de part3culas subat3micas, que a su vez chocan con otros 3tomos de la atm3sfera, originando una cascada atmosf3rica.

Al comienzo de la cascada, las part3culas viajan a velocidades tan altas que pueden superar la velocidad de la luz en la alta atm3sfera (ligeramente menor que en el vac3o), emitiendo radiaci3n Cherenkov [9]. Adem3s, las interacciones de las part3culas secundarias con las mol3culas atmosf3ricas generan luz ultravioleta, que es detectada con fotomultiplicadores en telescopios concentradores. Debido a la conservaci3n del momento, la mayor3a de la materia creada en la cascada sigue la misma direcci3n del rayo c3smico inicial, excepto los fotones, que pueden ser emitidos en todas direcciones.

Las part3culas que alcanzan el suelo pueden ser detectadas utilizando diversas tecnolog3as, destacando por su simplicidad los tanques Cherenkov. En la Figura 1.5 se muestra un detector h3brido que combina detectores de fluorescencia con detectores de superficie.

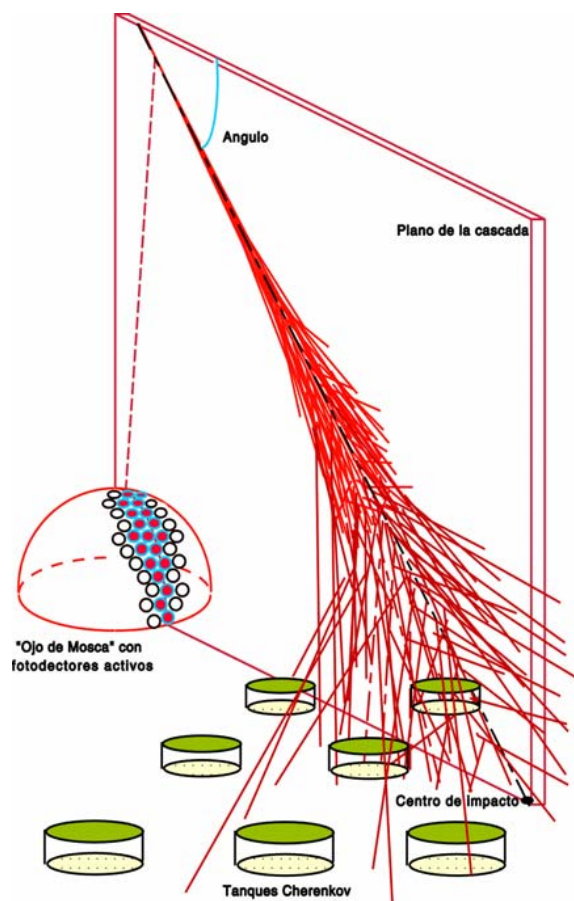


Figura 1.5: Arreglo del detector H3brido que emplea dos tipos de detectores que monitorean complementariamente.

La interacci3n del haz primario con una mol3cula atmosf3rica produce la primera generaci3n de part3culas, cuyo n3mero se estima en miles [22], iniciando as3 la cascada. Al llegar a la superficie terrestre, la cascada contiene no menos de 100 mil millones de part3culas.

1.4.3. Componentes de las Cascadas

Las cascadas atmosf3ricas est3n formadas por diferentes componentes:

- Cascada Electromagn3tica: Electrones y rayos gamma.

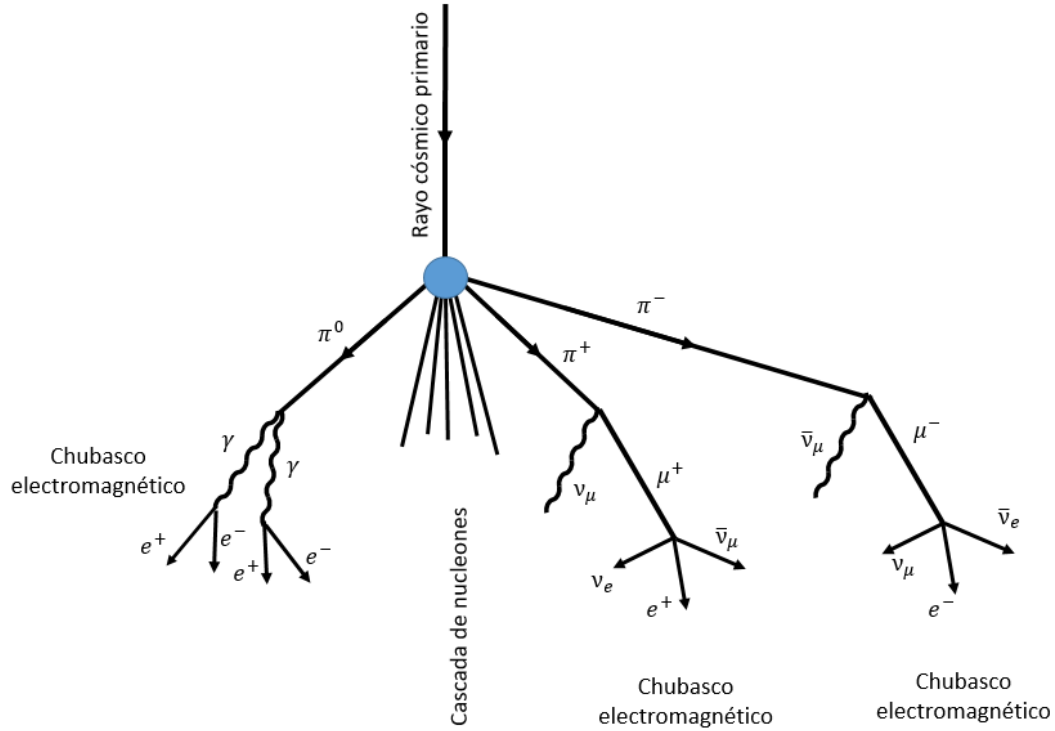


Figura 1.6: Desarrollo de una cascada atmosf3rica. En las interacciones nucleares entre los rayos c3smicos y la materia, se libera energ3a electromagn3tica y se generan nuevas part3culas. Entre estas part3culas se encuentran los piones (π) y los muones (μ), siendo la vida media de los muones un poco m3s de $2 \mu s$, mientras que la de los piones es a3n m3s corta.

- Cascada Mes3nica: Mesones pi y mu.
- Cascada Nucle3nica: Protones y n3cleos.

Cuando un rayo c3smico de alta energ3a colisiona con la atm3sfera, se desencadena una cascada atmosf3rica. Si el rayo c3smico primario es un n3cleo o nucle3n [8], la cascada se inicia con una interacci3n hadr3nica. El n3mero de hadrones crece con cada generaci3n de interacciones entre part3culas. En cada generaci3n, aproximadamente el 30 % de la energ3a se transfiere a la cascada electromagn3tica debido al r3pido decaimiento de mesones neutros.

La cascada electromagn3tica finalmente disipa cerca del 90 % de la energ3a de la part3cula primaria a trav3s de la ionizaci3n. Los mesones y neutrinos, que provienen del decaimiento de piones cargados, transportan la energ3a restante. La energ3a disipada por la componente electromagn3tica y el n3mero total de part3culas de baja energ3a en la cascada son aproximadamente proporcionales a la energ3a del chubasco. Sin embargo, el n3mero de muones que alcanzan el suelo aumenta muy lentamente con la energ3a del rayo primario, dado que la energ3a de la interacci3n hadr3nica se transfiere principalmente a la cascada electromagn3tica. Este fen3meno es esencial para distinguir entre chubascos atmosf3ricos generados por n3cleos pesados y aquellos generados por protones o n3cleos ligeros. Las simulaciones muestran que el n3mero total de muones que llegan al suelo, producidos por un chubasco iniciado por un prot3n, incrementa con la energ3a primaria siguiendo una relaci3n de $E^{0.85}$.

A continuaci3n se muestra una tabla que muestra las part3culas principales que se generan en una cascada clasificada en cada familia.

Los Rayos C3smicos
1.4 Cascadas Atmosf3ricas

Familia	Nombre	S3mbolo	A	Masa (MeV)	Esp3n	Carga	Vida Media	Modo t3pico de decaimiento
Bosones	Fot3n	λ	λ	-	1	0	Estable	-
Leptones*	Neutrinos	ν_e	$\bar{\nu}_e$	0	1/2	0	Estable	-
		ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	0	1/2	0	Estable	-
	Electr3n	e^-	e^+	1	1/2	-	Estable	-
	Muones	μ^-	μ^+	206.8	1/2	-	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$
		μ^+	μ^-	206.8	1/2	-	$2,2 \cdot 10^{-6}$	$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$
Mesones [†]	Piones	π^+	π^-	273.2	0	+	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$
		π^-	π^+	273.2	0	-	$2,6 \cdot 10^{-8}$	$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
		π^0	π^0	264.2	0	0	$1,8 \cdot 10^{-16}$	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$
Bariones [†]	Prot3n	p	p^-	1 836.1	1/2	+	Estable	-
	Neutr3n	n	n^-	1 838.7	1/2	0	1 013	$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$

Tabla 1.1: Principales part3culas generadas durante un chubasco o cascada atmosf3rica (A-S3mbolo. *-Interacci3n d3bil. [†]-Interacci3n Fuerte.)

La altitud promedio en la que ocurre la colisi3n entre el rayo primario y la mol3cula de la atm3sfera es aproximadamente de 20 kil3metros y es aqu3 donde inicia el proceso de cascada o shower de part3culas.

En este punto la atm3sfera, debido a su gran volumen de materia, presenta diversas caracter3sticas relevantes para las interacciones, entre las que destacan:

- Su baja densidad at3mica. Esto le permite tener una mayor dispersi3n a las part3culas secundarias resultado de la colisi3n.
- El espesor vertical. Este es el responsable de que las cascadas alcancen un desarrollo m3ximo, permitiendo as3 una correlaci3n proporcional entre el n3mero total de part3culas y la energ3a total.
- La inhomogeneidad en el perfil de densidad. Permite identificar diferentes zonas de desarrollo de las cascadas durante su an3lisis, en este punto se logran producir grandes procesos de multiplicaci3n as3 como de absorci3n. Dado que la densidad no es constante, es decir que var3a, el estudio de las cascadas se realiza mediante la relaci3n entre la altura determinada del fen3meno y el n3mero de part3culas secundarias que alcanzan llegar al nivel del mar.

La cascada generada por la interacci3n entre la part3cula primaria y la alta atm3sfera adopta, en cada instante, la forma aproximada de un disco centrado en el eje de la lluvia, aumentando su di3metro conforme avanza. Este disco se desplaza casi a la velocidad de la luz y alcanza su m3xima extensi3n cuando coexisten el mayor n3mero de part3culas secundarias, en lo que se conoce como el m3ximo de la lluvia. La profundidad atmosf3rica correspondiente a este m3ximo se denomina Xmax. Despu3s de alcanzar este desarrollo m3ximo, el n3mero de part3culas disminuye gradualmente, ya que no tienen suficiente energ3a para continuar produciendo nuevas part3culas [21].

Capítulo 2

Detectores de muones

2.1. IceCube Neutrino Observatory

El IceCube Neutrino Observatory, ubicado en el corazón de la Antártida, representa un logro monumental en la física de partículas y astrofísica. El detector IceCube es un detector diseñado principalmente para captar neutrinos procedentes de fuentes astrofísicas [16]. Sin embargo, IceCube también es capaz de registrar muones, partículas cargadas que resultan de las interacciones de neutrinos con el hielo antártico, las cuales son provocadas por rayos cósmicos primarios con energías superiores a los TeV.

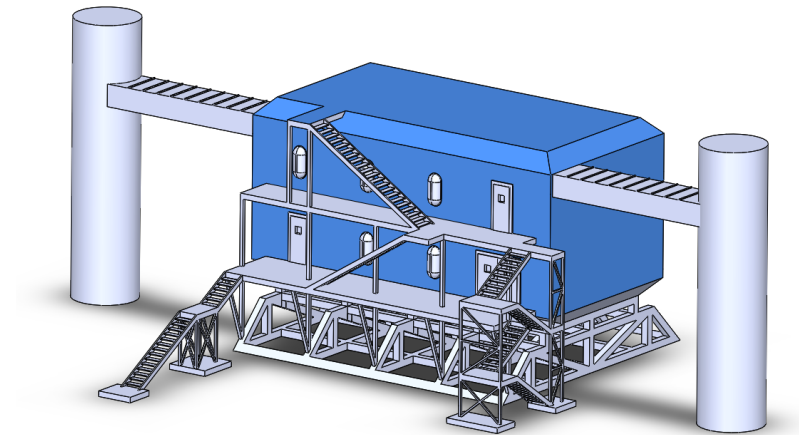


Figura 2.1: El Laboratorio IceCube (ICL) es el edificio central de operaciones del experimento. Dos torres de cables conectan los cables de superficie del conjunto con los ordenadores de lectura de la segunda planta [1].

Este detector tiene 5,160 módulos ópticos situados a profundidades que oscilan entre 1,450 y 2,450 metros bajo la capa de hielo en el Polo Sur. Anualmente, IceCube detecta cerca de 10^{10} muones inducidos por rayos cósmicos secundarios, estos representan un fondo considerable en muchos análisis, superando la cantidad de muones inducidos por neutrinos en una proporción de 500,000 a 1.

El IceCube Neutrino Observatory está ubicado en una de las regiones más inhóspitas de la Tierra: la Antártida. Este proyecto tuvo su culminación en diciembre de 2010 y ocupa un kilómetro cúbico de hielo puro y transparente. Esta ubicación no es casual, ya que la claridad del

hielo antártico es crucial para la detección de partículas subatómicas extremadamente difíciles de capturar, como los neutrinos.

Dado que los neutrinos son partículas subatómicas muy ligeras y sin carga eléctrica, les es posible atravesar la materia sin apenas interactuar con ella. Esta característica los convierte en herramientas valiosas para estudiar eventos astrofísicos lejanos y violentos, como las explosiones de supernovas, las fusiones de estrellas de neutrones y los núcleos activos de galaxias.

2.1.1. Funcionamiento y Estructura de IceCube

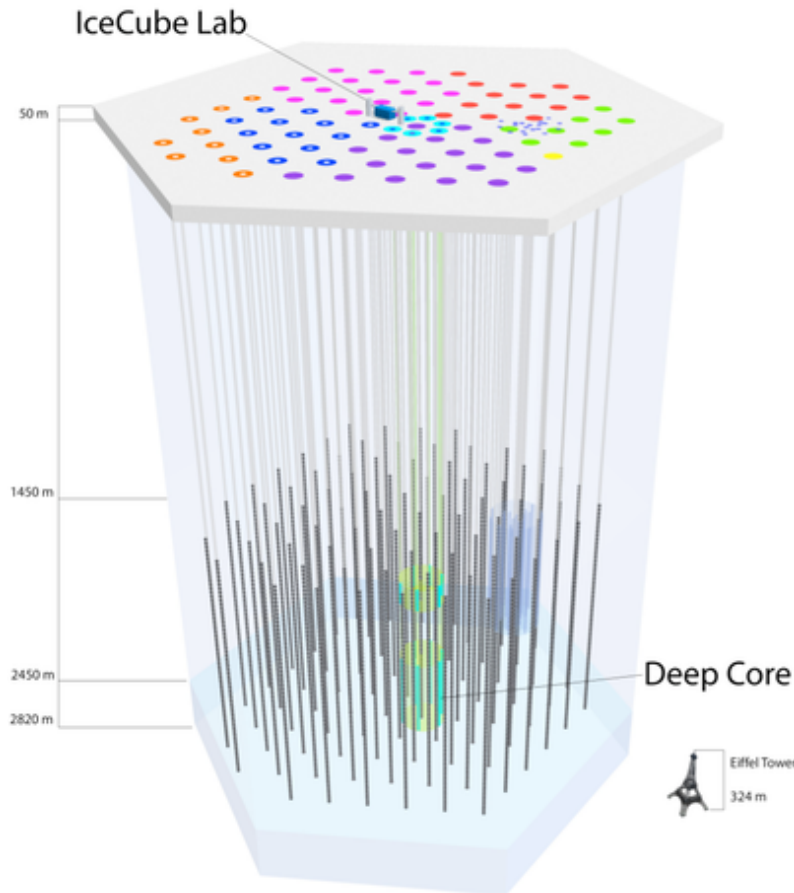


Figura 2.2: El Observatorio de Neutrinos IceCube con el conjunto en hielo, su subconjunto DeepCore y el conjunto de ducha de aire cósmico IceTop. Los diferentes colores de las cadenas/estaciones representan las diferentes estaciones de despliegue [1].

El IceCube opera detectando la luz Cherenkov, una forma de radiación emitida cuando una partícula cargada, como un muon, viaja a través de un medio transparente a una velocidad mayor que la de la luz en ese medio. En el caso de IceCube, este medio es el hielo antártico, cuya pureza permite que la luz Cherenkov se propague sin demasiada dispersión.

La detección de la luz Cherenkov se hace mediante una matriz de módulos ópticos (DOMs, por sus siglas en inglés), que son esferas de vidrio equipadas con tubos fotomultiplicadores (PMTs) y electrónica de detección. Estos PMTs detectan la luz Cherenkov producida por partículas y se encuentran conectados a 86 cables verticales, con 60 módulos en cada uno con una separación de 17

metros entre cada módulo, separados a 125 metros horizontalmente que brindan soporte, energía y canal de comunicación de datos a todos los módulos ópticos hacia la superficie.

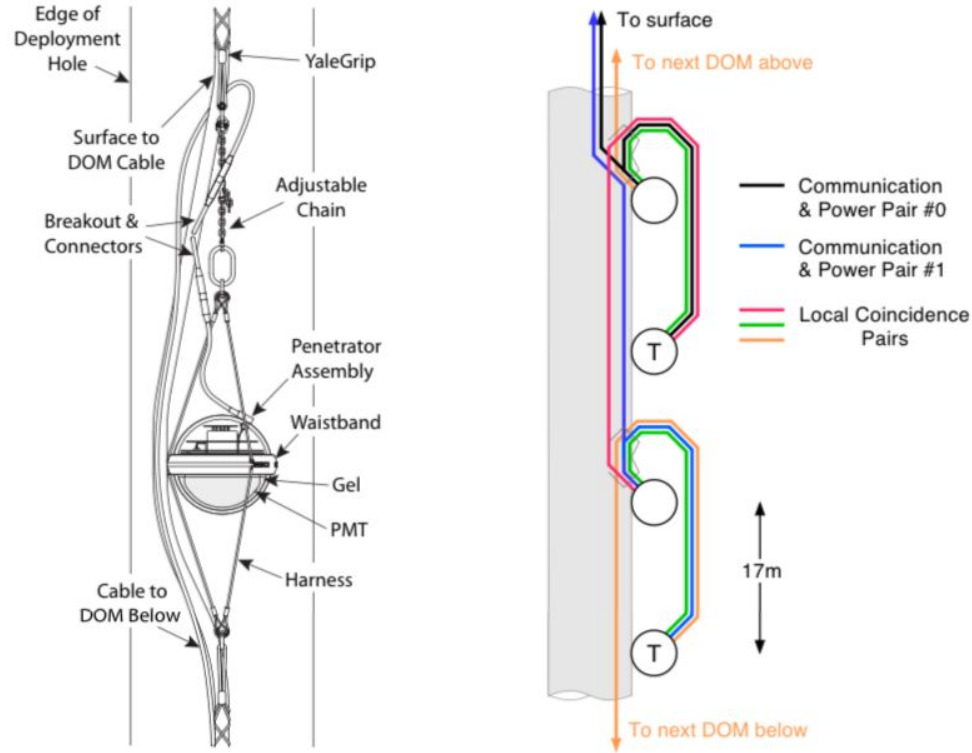


Figura 2.3: (Izquierda) DOM desplegado en el cable principal de hielo, mostrando la salida del cable hacia el conjunto penetrador y el sistema de soporte mecánico. (Derecha) Esquema de las conexiones de cable para un conjunto de cuatro DOM atendidas por dos pares de cables desde la superficie que transportan energía y comunicaciones. Las etiquetas "T" indican dónde está instalada la terminación eléctrica ($140\ \Omega$) está instalada en uno de los dos DOM que comparten dicho par de cables. Otros pares de cables se utilizan para la señalización bidireccional entre los DOM vecinos, con el fin de comprobar las detecciones coincidentes en el tiempo [1].

En la parte inferior, IceCube cuenta con un componente llamado IceTop, compuesto por 160 tanques de agua, con dos módulos ópticos en cada uno. IceTop detecta rayos cósmicos que ingresan a la atmósfera terrestre y proporciona información adicional para la calibración y verificación de los datos del detector subterráneo.

2.1.2. Tubos fotomultiplicadores (PMTs)

Los tubos fotomultiplicadores (PMT) son dispositivos extremadamente sensibles diseñados para detectar y amplificar los rayos de luz. Su funcionamiento se basa principalmente en el efecto fotoeléctrico y la amplificación secundaria de electrones.

- **Detección Inicial de Fotones:**
Un fotón incidente entra en el PMT y golpea una fotocátodo, un material fotosensible. El impacto del fotón libera un electrón gracias al efecto fotoeléctrico.
- **Primera Etapa de Amplificación:**

El electrón liberado es acelerado hacia una serie de electrodos llamados dinodos. Al chocar con el primer dinodo, el electrón libera varios electrones secundarios.

- **Multiplicación de Electrones:**
Estos electrones secundarios son acelerados hacia el siguiente dinodo, repitiendo el proceso. En cada dinodo, el número de electrones se multiplica, creando una cascada de electrones.
- **Recogida de Señal:**
Los electrones finalmente llegan al ánodo, donde se recoge la señal amplificada. La corriente resultante es proporcional a la cantidad de luz incidente original.

Características clave de los PMT y aplicaciones

Los PMT son capaces de detectar niveles extremadamente bajos de luz. Además, pueden amplificar la señal inicial de un solo fotón hasta producir una corriente eléctrica significativa. Tienen tiempos de respuesta muy rápidos, lo cual es crucial en experimentos que requieren alta resolución temporal.

Los PMT se utilizan en una variedad de campos, incluyendo la física de partículas, la astronomía, la medicina (por ejemplo, en PET scans), y en experimentos como el IceCube Neutrino Observatory, donde detectan la luz Cherenkov producida por las partículas cargadas que viajan a través del hielo antártico.

2.1.3. Sistema de reconstrucción de IceCube

Cuando los módulos ópticos detectan la luz producida por los muones, la señal se registra con marcas de tiempo, se digitaliza y se envía al centro de control en la superficie. Si una misma señal es detectada por varios módulos, se puede hacer una reconstrucción de la trayectoria del muón y, a través de una transformación de coordenadas, se puede determinar el origen exacto del que proviene el neutrino o rayo cósmico que generó dicho muón.

Cada pulso eléctrico que generan los PMTs se digitaliza directamente dentro del DOM mediante electrónica especializada [2]. Esto incluye la conversión del pulso analógico a una señal digital, la cual posteriormente es temporizada y almacenada. La precisión temporal es crucial, ya que la llegada de los fotones debe registrarse con exactitud para permitir una reconstrucción precisa de los eventos. La información digitalizada incluye tanto la amplitud de los pulsos como el tiempo de llegada de cada uno.

Una vez digitalizadas, las señales son transmitidas a la superficie mediante cables de fibra óptica integrados en las cadenas. En la estación base, los datos son recopilados y enviados a servidores ubicados en el Polo Sur para un procesamiento inicial. Posteriormente, estos datos son transmitidos a centros de computación más grandes en el norte, donde se realiza un análisis más detallado.

2.1.4. Reconstrucción de Eventos

En la reconstrucción de eventos se interpretan los datos digitalizados y se determinan las características de los neutrinos incidentes. Este proceso implica varios pasos sofisticados, que incluyen la identificación de eventos válidos, la estimación de sus trayectorias y energías, y la clasificación de los tipos de neutrinos.

El primer paso en la reconstrucción es identificar los eventos de interés entre la gran cantidad de datos capturados. Esto incluye filtrar señales de fondo, como los rayos cósmicos que también pueden producir luz Cherenkov en el hielo. IceCube utiliza varios algoritmos de preprocesamiento para descartar estos eventos no deseados.

Una vez identificados los eventos de interés, el siguiente paso es reconstruir la trayectoria de las partículas cargadas (principalmente muones) producidas por la interacción de los neutrinos. Los patrones de llegada de la luz Cherenkov a los diferentes DOMs permiten trazar la dirección

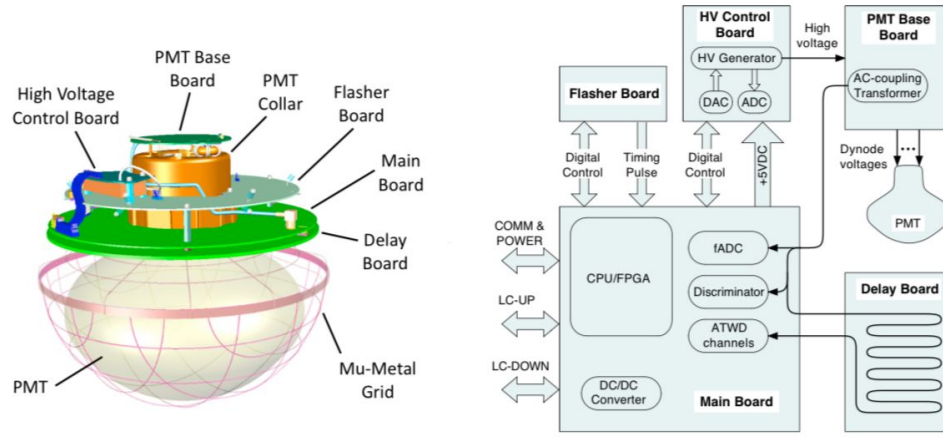


Figura 2.4: Componentes del DOM, mostrando la disposición mecánica (izquierda) y las conexiones funcionales (derecha) [1].

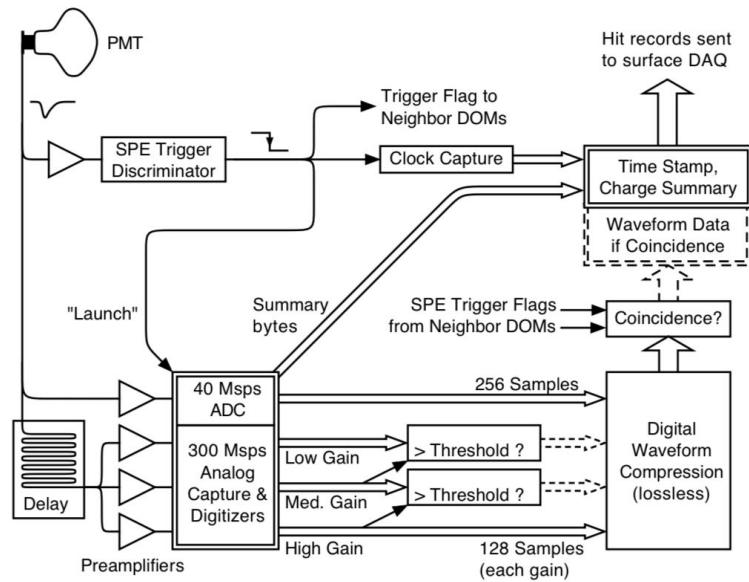


Figura 2.5: Diagrama de flujo de datos para el registro y procesamiento de las formas de onda PMT en el DOM para formar "Hit Records" que se envían a los ordenadores DAQ de superficie. Como se muestra con guiones, los datos completos de forma de onda sólo se incluyen cuando los DOM vecinos informan de señales coincidentes en el tiempo por encima del umbral del discriminador SPE. sólo se incluyen cuando los DOM vecinos informan de señales coincidentes en el tiempo por encima del umbral del discriminador SPE. Además, los datos de los canales de baja ganancia se omiten para las formas de onda que están dentro del alcance de los canales de mayor ganancia [1].

de la partícula. Esto se logra mediante algoritmos de ajuste que minimizan la diferencia entre los tiempos observados y los esperados de llegada de los fotones a los DOMs. La dirección de la partícula reconstruida puede luego ser utilizada para inferir la dirección del neutrino original.

La energía del neutrino original se estima a partir de la cantidad total de luz Cherenkov detectada. Los eventos con mayor energía generan más luz, y esta relación permite a los científicos estimar la energía del neutrino incidente. Este proceso es esencial para clasificar los eventos según su energía y para identificar posibles fuentes astrofísicas de alta energía.

Finalmente, los eventos reconstruidos son clasificados según el tipo de neutrino que los generó. Los neutrinos pueden ser de tipo electrónico, muónico o tauónico, y cada uno produce diferentes firmas en el detector. Por ejemplo, los neutrinos muónicos típicamente generan largas trazas de luz Cherenkov debido a los muones de larga vida media, mientras que los neutrinos electrónicos producen cascadas de luz más compactas.

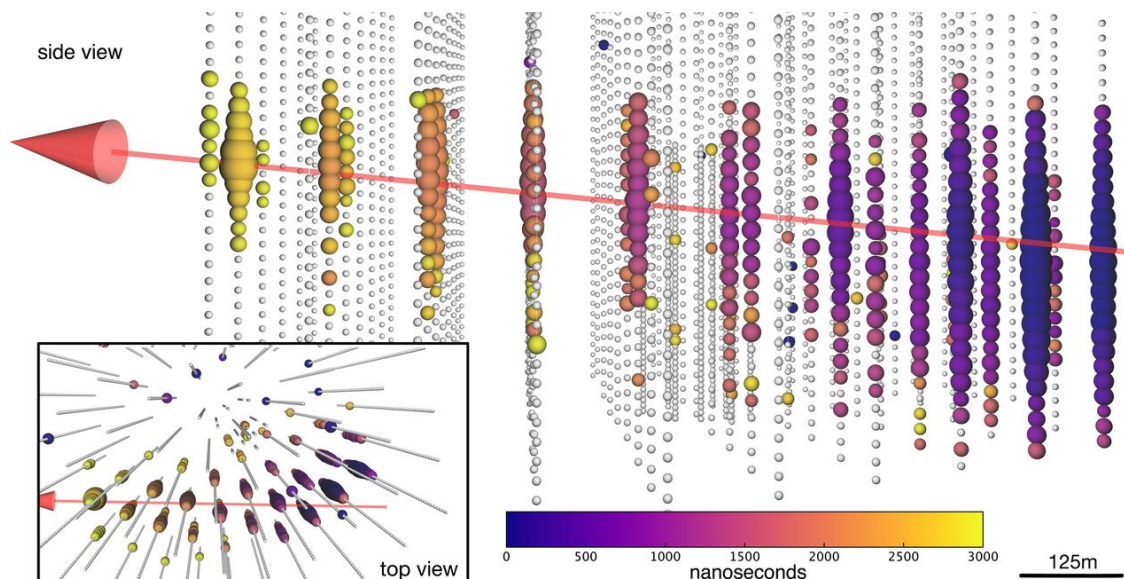


Figura 2.6: Vista del evento IceCube-170922A. La línea roja representa la dirección reconstruida del muón producida por la interacción del neutrino [23].

Dado que el muón es una de las partículas mas abundantes en las lluvias cósmicas resulta evidente la importancia de estudios dedicados a conocer las características de esta partícula. A continuación, se abordan experimentos relevantes dedicados a la medición del tiempo de vida del muon, empleando diferentes tecnologías y procedimientos experimentales variados. Se detallan los arreglos experimentales, las configuraciones de los detectores utilizados y los análisis de datos que se utilizaron en cada caso, de esta manera se brinda una visión mas completa de los procesos desarrollados que llevan a la obtención del tiempo de vida del muon.

2.2. ICTP-SAIFR

Este experimento fue desarrollado por el Centro Internacional de Física Teórica del Instituto Sudamericano de Investigaciones Fundamentales (ICTP-SAIFR por sus siglas en inglés). En el se estudiaron las desintegraciones cósmicas de muones utilizando detectores de centelleo de plástico con el objetivo de obtener el tiempo de vida del muón, deteniéndolo con ayuda de un material de alta densidad y midiendo su desintegración en reposo. Seleccionaron eventos que correspondían a muones candidatos y posteriormente determinaron el tiempo de vida del muón ajustando su distribución temporal de desintegración. Todo lo que aquí se describe fue obtenido de [7].

Parte de los objetivos de este experimento fueron

- Estudiar las propiedades del muón utilizando rayos cósmicos.

- Analizar la detección de luz y la formación de señales en fotomultiplicadores.
- Medir el tiempo de vida del muon

Para lograrlos, utilizaron los rayos cósmicos como fuente de muones. Explican que los rayos cósmicos de alta energía, compuestos principalmente por protones, interactúan con núcleos en la atmósfera y producen muones como productos secundarios. A través de este análisis, calcularon la tasa de muones que podían detectar en sus centelleadores, estimando un flujo de aproximadamente $1\text{cm}^2/\text{min}$.

2.2.1. Montaje del experimento

El montaje experimental se describe como centelleadores de plástico conectados a fotomultiplicadores (PMT) mediante una guía de luz y el proceso de detección se basa en que el número de fotones producidos por el centelleo debía ser proporcional a la energía perdida por la partícula. Los fotones generados ingresan al PMT, generando electrones que formaban un pulso eléctrico, el cual era medido y analizado.

Para maximizar la eficiencia de su sistema, envolvieron el centelleador, la guía de luz y el PMT en papel de aluminio reflectante, sellándolo con papel negro para bloquear la luz externa. La configuración experimental incluye tres barras de centelleo y una placa de aluminio.

La placa de aluminio, la cual fue seleccionada por su alta densidad, provoca una mayor pérdida de energía en los muones al atravesarla, permitiendo que algunas partículas se frenaran en el centelleador y, posteriormente, se desintegraran. La figura 2.7 describe la posición de cada uno de los materiales descritos.

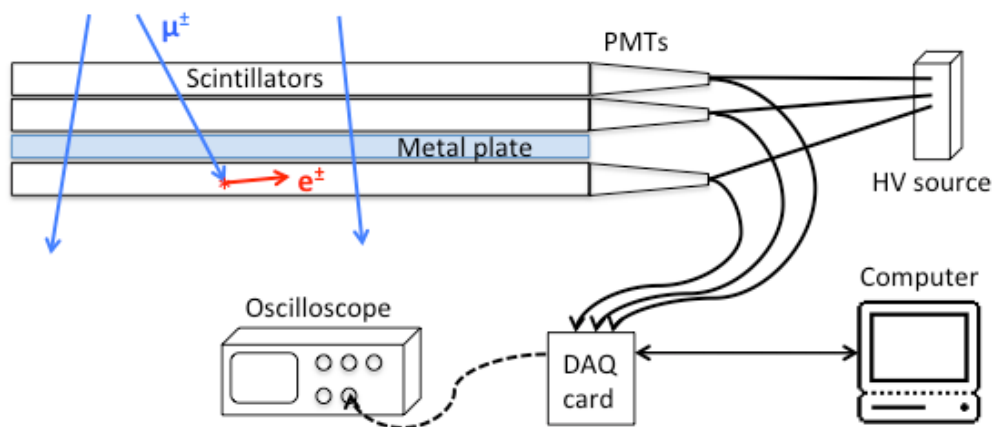


Figura 2.7: Diagrama del arreglo experimental utilizado.

2.2.2. Medición del tiempo de vida del muon

Cuando el muon se desintegraba en el último centellador producía una señal, producto del electrón o positrón. Su objetivo es seleccionar aquellos muones que pasaban por los dos centelleadores iniciales y se desintegraban en el último centelleador. Para lograr esto detectaban una coincidencia de tiempo en las señales producidas por los dos primeros centelleadores, luego abrían una ventana temporal de $25\ \mu\text{s}$ y registraban el pulso proveniente del tercer centellador que caía dentro de esa ventana de tiempo. De esta manera registraban esos tres pulsos eléctricos y la diferencia de tiempo entre la coincidencia de los centelleadores superiores y el pulso generado por el centellador inferior era la que consideran como el tiempo de decaimiento.

Para la recolección de información desarrollaron una tarjeta de adquisición, la cual se muestra en la figura 2.10. Esta tarjeta puede tomar hasta 4 señales producidas por los PMT. Cada señal que entra a la tarjeta es amplificada y posteriormente discriminada para después convertirse en una señal digital (TDC). La tarjeta también contiene distribución de reloj y lógica rápida y lenta para disparar, recibir comandos y enviar los datos a un ordenador a través de un cable serie RS232.

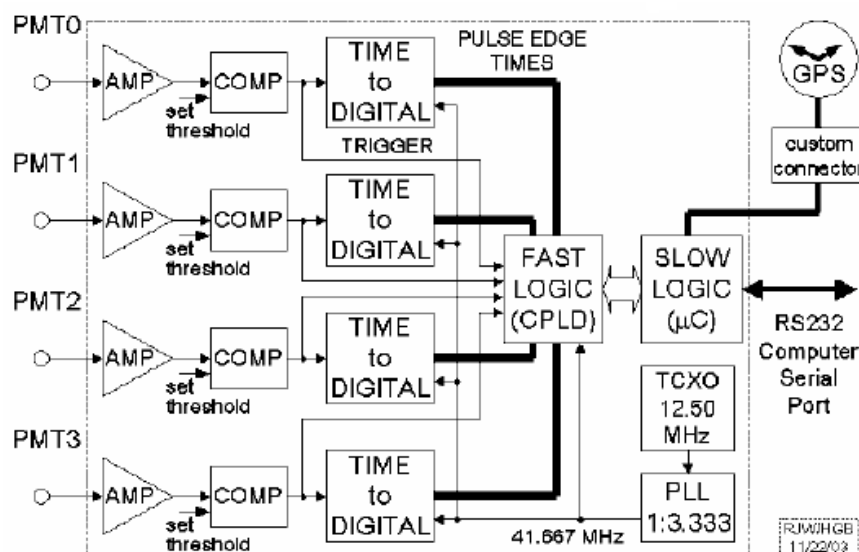


Figura 2.8: Diagrama del arreglo experimental utilizado.

Con todo este arreglo experimental, los investigadores del ICTP-SAIFR lograron obtener un tiempo de vida del muon de $2,189, \mu s$ aproximadamente, lo cual resulta ser un valor muy aceptable.

2.3. ECFM-USAC

Con un experimento muy similar al descrito anteriormente, investigadores de la Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas de la Universidad de San Carlos, Guatemala, lograron medir el tiempo de vida del muon con un error menor al 0,1 %. A continuación se describe el proceso experimental llevado a cabo en este trabajo de investigación. Todo lo descrito a continuación se obtuvo de [24].

2.3.1. Proceso experimental

En este trabajo se utilizaron tres placas centelladoras marca Eljen, serie EJ-200 de $25 \times 25 \times 1$ cm; a las cuales se les acopló diodos fotomultiplicadores de silicio marca SensL serie C-Series de 6 mm. Las tres placas se apilaron una sobre otra sin ningún tipo de separación y se nombraron de forma descendente como A, B y C. Este arreglo se muestra en la figura 2.10. La lectura de las señales generadas por los diodos se hizo mediante una tarjeta QuarkNet Serie "6000" que les permitió relacionar datos de posición y tiempo de cada evento, la cual conectaron directamente a una computadora para que los datos fueran recolectados.

2.3.2. Medición del tiempo de vida del muon

Cuando una partícula pasa por una placa centelladora, esta emite fotones y posteriormente el fotodiodo los convierte en pulsos de corriente los cuales son capturados por la tarjeta de adquisición,

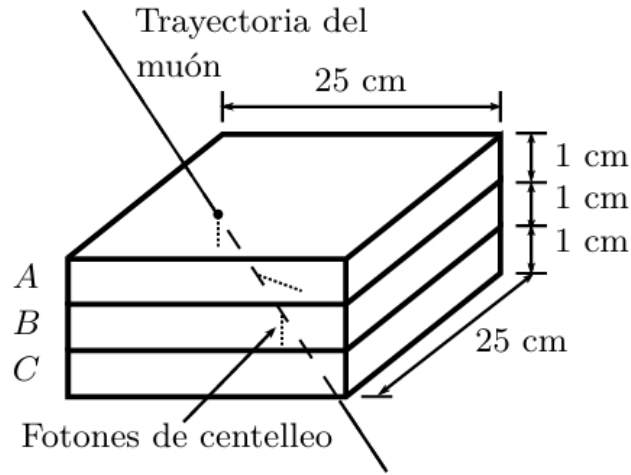


Figura 2.9: Arreglo del sistema de detección. Las tres placas de $25 \times 25 \times 1$ cm se colocan de forma superpuesta, cada una con su respectivo fotodiodo.

esta convierte la señal en pulsos cuadrados mediante un TDC.

Cuando la partícula atraviesa las dos primeras placas (A y B) se dice que existe coincidencia, en ese momento se abre una ventana de tiempo de $30 \mu s$ y se registra el pulso generado en la tercera placa (C). Esto lo hacen debido a que como el muón pierde suficiente energía en atravesar las placas A y B es capaz de frenar por completo en la última placa y de este modo se desintegra y genera un electrón o un protón, los cuales son los encargados de generar ese tercer pulso. Siendo así, entonces ese tercer pulso se lo atribuyen la desintegración del muon. Este proceso se muestra en la figura 2.10.

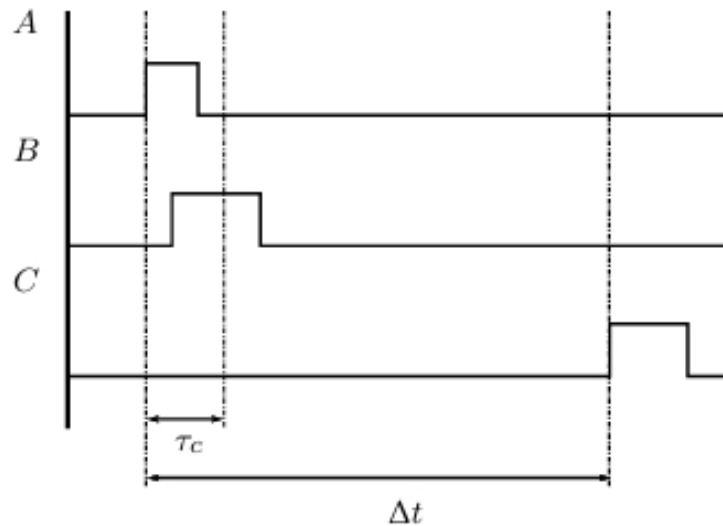


Figura 2.10: Diagrama de un evento ideal, donde τ_c representa el intervalo de coincidencia de las placas A y B y Δt representa el tiempo de decaimiento ocurrido en C.

Posterior a esto y después de una corrida larga, toman la diferencia de tiempo entre la señal de coincidencia de las primeras dos placas y la señal de la última placa, esta diferencia es la medición del tiempo de vida del muon. Tras hacer un ajuste al histograma generado por los datos recolectados, los investigadores de la ECFM lograron obtener un tiempo de vida para el muon de $2,19\mu s$

Capítulo 3

Modelo Estándar

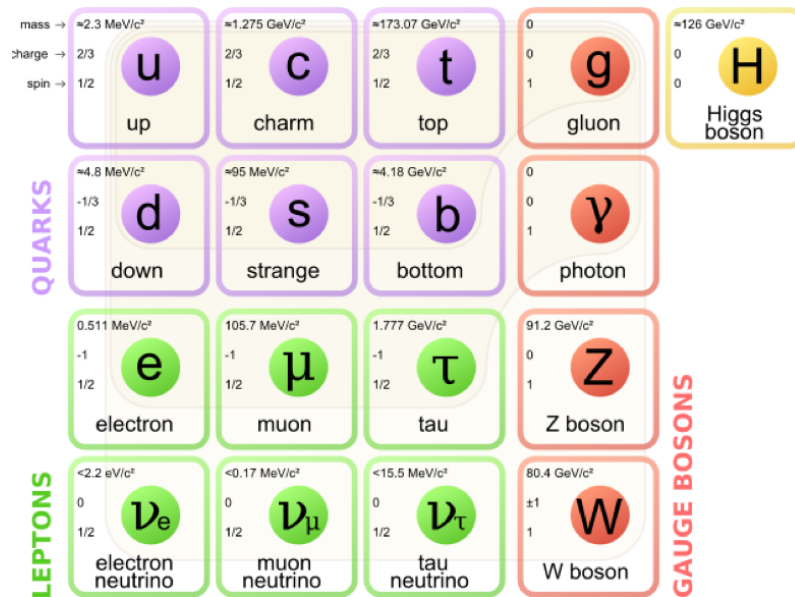


Figura 3.1: Modelo Estándar de la Física de Partículas.

Desde la antigüedad, el ser humano se ha cuestionado sobre la naturaleza fundamental de la materia y su estructura más básica. Los primeros filósofos como Demócrito y Leucipo, propusieron la idea de que la materia podría estar formada por pequeñas unidades incapaces de dividir, a las que llamaron “átomos”, una palabra derivada del griego “átomos” que significa “indivisible”. Fue así como surge la noción de los átomos como las unidades fundamentales e indivisibles de la materia que sentó las bases para el desarrollo de toda la teoría fundamental atómica. Durante muchos siglos, la idea del átomo se mantuvo como una idea filosófica a la que no se le atribuía una base experimental sólida. Fue sino hasta siglos después que gracias a los avances en ramas como la química y la física que se comenzó a proporcionar evidencia empírica de la existencia y la naturaleza del átomo. En el siglo XIX, el químico británico John Dalton propuso una teoría atómica más elaborada capaz de explicar leyes fundamentales de la química en términos de átomos y sus combinaciones. Mediante experimentos y observaciones, Dalton postuló que los átomos eran las unidades básicas e indivisibles de la materia, lo que explicaba que diferentes elementos estaban formados por átomos con diferentes masas y propiedades. Sin embargo, a medida que avanzaba el

siglo XIX, nuevas técnicas experimentales más sofisticadas iban siendo desarrolladas, lo que condujo al descubrimiento de que el átomo no era indivisible, sino que estaba formado por partículas aún más pequeñas que él. Este descubrimiento condujo al desarrollo de la teoría de la estructura interna del átomo, que culminó con el modelo de Rutherford-Bohr en el cual se representa al átomo como un núcleo central cargado positivamente y rodeado por electrones en órbita, con una estructura geométrica al sistema solar [10]. A medida de que la comprensión de la estructura del átomo se iba profundizando, también surgen preguntas sobre la naturaleza de las partículas que componían su núcleo y las fuerzas que actuaban sobre ellas. Estos cuestionamientos dieron lugar al desarrollo de una teoría más completa y estructurada a la que hoy se conoce como Modelo Estándar de la Física de Partículas, comúnmente llamado Modelo Estándar, en el siglo XX.

El afán por entender los fenómenos naturales derivados de la física fundamental ha llevado a múltiples y variadas investigaciones en los campos teórico, experimental y fenomenológico. Hoy en día, el Modelo Estándar de las interacciones fundamentales proporciona la mejor explicación de la física fundamental que tenemos. Este modelo se fundamenta en la teoría cuántica de campos y está construido en base al principio de simetría [14].

El Modelo Estándar de la Física de Partículas es la culminación de décadas de desarrollo e investigación en el campo de la Física de Partículas. Es una teoría capaz de describir la naturaleza de las partículas elementales que gobiernan el universo y las fuerzas fundamentales que rigen su comportamiento. Este modelo representa todo nuestro conocimiento obtenido hasta nuestros días y ha demostrado ser una herramienta poderosa y consistente con los experimentos de alta energía realizados para su comprobación.

El Modelo Estándar proporciona una descripción completa de las fuerzas fundamentales en la naturaleza, a excepción de la gravedad. Este modelo aborda la interacción electromagnética, así como las interacciones fuerte y débil. Se trata de una teoría cuántica relativista que integra los principios de la mecánica cuántica y la relatividad especial. Similar a la electrodinámica cuántica, el Modelo Estándar es una teoría de gauge basada en el grupo no abeliano $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$. Dentro de esta teoría, los fotones son los bosones de gauge responsables de la interacción electromagnética, los bosones W y Z gestionan la interacción débil, y los gluones son responsables de la interacción fuerte.

Las teorías de gauge pueden existir en diferentes configuraciones, como el espacio de fase de Coulomb, donde los bosones de gauge no tienen masa, y el espacio de fase de Higgs, que implica una ruptura espontánea de la simetría con bosones de gauge masivos [25]. El grupo $SU_C(3)$ está relacionado con las interacciones fuertes, mientras que el grupo $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ se asocia a las interacciones electrodébiles. Esta teoría de campo cuántico-relativista es consistente, renormalizable y no presenta anomalías.

El Modelo Estándar consiste en un conjunto de campos de gauge vinculados al grupo $SU_C(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$, los cuales se dividen en tres categorías: ocho campos para $SU_C(3)$, tres para $SU_L(2)$ y uno para $U_Y(1)$.

3.1. Partículas Fundamentales y sus interacciones

Las partículas fundamentales del universo se agrupan en dos categorías principales: los fermiones, que constituyen la materia, y los bosones, que actúan como mediadores de las interacciones. Dentro del Modelo Estándar, encontramos 12 fermiones y 5 bosones. Los fermiones se rigen por el principio de exclusión de Pauli, lo que impide que dos fermiones ocupen el mismo estado cuántico simultáneamente. En cambio, los bosones no están sujetos a esta restricción, permitiendo que múltiples bosones compartan el mismo estado cuántico. Los fermiones del Modelo Estándar poseen un espín de $1/2$, mientras que los bosones tienen un espín entero.

Actualmente se conocen cuatro fuerzas fundamentales: fuerza electromagnética, fuerza nuclear fuerte, fuerza nuclear débil y fuerza gravitatoria. La existencia de estas fuerzas son el efecto de la interacción entre objetos materiales por los mediadores, es decir, por los bosones. Estos mediadores

se consideran no masivos a excepción de los bosones W y Z , los cuales son los mediadores de la fuerza nuclear débil y tienen una masa de 80,4 GeV y 91,18 GeV respectivamente.

Fuerza	Mediador	Alcance	Intensidad	Variación	Grupo de norma
Electromagnética	Fotón (γ)	Infinito	$\frac{1}{137}$	$\frac{1}{r^2}$	$U(1)$
Nuclear fuerte	Gluón (g)	10^{-15}m	1	$\frac{1}{r^2}$	$SU(2)_L$
Nuclear débil	Bosones $W^\pm$ y Z	10^{-18}m	10^{-6}	$\frac{1}{r}$	$SU(3)_C$
Gravitacional	Gravitón	Infinito	10^{-41}	r	No determinado

Tabla 3.1: Fuerzas fundamentales de la naturaleza.

		Fuerte	Electromagnética	debil
Quarks	Up-type	✓	✓	✓
	Down-type	✓	✓	✓
Leptones	Cargados		✓	✓
	Neutrinos			✓

Tabla 3.2: Las fuerzas que experimentan las distintas partículas.

En el Moelo Estándar, los fermiones se subdividen en quarks y leptones. Los quarks nunca se encuentran de forma aislada en la naturaleza; siempre forman combinaciones como pares quark-antiquark (mesones) o tríos de quarks (bariones) como los protones y neutrones. Los quarks participan en las cuatro fuerzas fundamentales, mientras que los leptones no interactúan mediante la fuerza nuclear fuerte. Según el Modelo Estándar, la materia está compuesta por seis tipos de quarks y seis tipos de leptones, junto con sus antipartículas, organizados en tres familias. Cada familia incluye un par de quarks (uno con carga $+2/3e$ y otro con carga $-1/3e$) y un par de leptones (uno con carga negativa y un neutrino neutro).

Bosón de norma	Espín	Masa
Fotón (γ)	1	0
Gluón (g)	1	0
Bosón $W^\pm$	1	80.4 GeV
Bosón Z	1	91.18 GeV
Gravitón	2	0

Tabla 3.3: Bosones de norma y algunas propiedades.

Los seis tipos de quarks se diferencian por sus "sabores": u, d, c, s, t y b. Además de su carga eléctrica, los quarks poseen una carga de color, que les permite interactuar a través de la fuerza nuclear fuerte. Existen tres tipos de carga de color: rojo, verde y azul. Las combinaciones de quarks en los hadrones deben ser incoloras, es decir, deben resultar en una carga de color neutra. Por ejemplo, la primera familia de quarks incluye los quarks u (up) y d (down), cada uno de los cuales puede tener carga de color rojo, verde o azul. Los leptones se organizan en pares formados por una partícula cargada y su neutrino correspondiente. Los neutrinos se nombran según el leptón cargado asociado: νe (neutrino del electrón), $\nu \mu$ (neutrino del muón) y $\nu \tau$ (neutrino del tau).

Las antipartículas tienen cargas opuestas a las de las partículas normales, tanto en términos

Leptón	Carga eléctrica	Espín	Masa
Electrón (e^-)	-1	1/2	0.511 MeV
Neutrino electrónico (ν_e)	0	1/2	0
Muon (μ)	-1	1/2	106 MeV
Neutrino muónico (ν_μ)	0	1/2	0
Tau (τ)	-1	1/2	1.78 MeV
Neutrino del tau (ν_τ)	0	1/2	0

Tabla 3.4: Leptones y algunas propiedades.

1 ^{ra} familia			2 ^{da} familia			3 ^{ra} familia		
	Carga	Masa		Carga	Masa		Carga	Masa
e	-1	0.5 MeV	μ	-1	106 MeV	τ	-1	1.78 GeV
ν_e	0	$< 10^{-9}$ GeV	ν_μ	0	$< 10^{-9}$ GeV	ν_τ	0	$< 10^{-9}$ GeV

Tabla 3.5: Leptones y algunas propiedades.

eléctricos como de color. Por ejemplo, los anticolores son antirrojo, antiverde y antiazul. La combinación de un color con su anticolor resulta incolora. Con la excepción de los neutrinos, se ha observado experimentalmente que las partículas de la segunda familia son más masivas que las de la primera, y las de la tercera familia son aún más masivas. Las partículas de las segundas y terceras familias son inestables y tienden a desintegrarse rápidamente en partículas de la primera familia a través de interacciones débiles. Algunas de estas partículas más pesadas se generan en el interior de las estrellas, en los centros galácticos, en los aceleradores de partículas de alta energía o a grandes altitudes en la atmósfera terrestre debido a la colisión de rayos cósmicos.

Capítulo 4

La física del muon

El muón es una partícula subatómica perteneciente a la familia de los leptones. Al igual que el electrón, el muón tiene una carga eléctrica negativa, pero es significativamente más masivo que este, lo que lo hace un candidato idóneo para estudios de detección ya que es mas fácil detectarlo. En este capítulo nos centraremos en explicar toda la física que hay detras del muón y sus características principales.

4.1. Propiedades Fundamentales del Muón

4.1.1. Masa y Carga

Como ya se ha mencionado anteriormente en este trabajo de investigación, el muón tiene una masa de aproximadamente $105.7 \text{ MeV}/c^2$, esto equivale a unas 207 veces la masa del electrón. Esta diferencia en la cantidad de masa es la que lo hace tener importantes consecuencias en su comportamiento y en los procesos que estudiamos. La carga del muón es de -1 , igual a la del electrón, y tiene un espín de $1/2$, lo que lo clasifica como un fermión según las estadísticas de Fermi-Dirac.

4.1.2. Familia del muón

Dentro de la clasificación de los leptones, el muón pertenece a la segunda generación. Los leptones se dividen en tres generaciones: la primera incluye al electrón y al neutrino electrónico, la segunda al muón y al neutrino muónico, y la tercera al tau y al neutrino tauónico.

Proceso de Decaimiento del Muón Interacción Débil

El decaimiento del muón es mediado por la interacción débil, una de las cuatro fuerzas fundamentales en la naturaleza. Esta fuerza es la responsable de los procesos que cambian el tipo, o "sabor", de una partícula. En el caso del muón, su decaimiento resulta en los siguiente modos [13]:

Modo de Decaimiento
$\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$
$\mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$

Tabla 4.1: Modos de decaimiento para muones positivos y negativos.

De este modo, un muón negativo μ^- se desintegra en un electrón, un neutrino muónico y un antineutrino electrónico. De igual manera, este proceso ocurre para el muón positivo μ^+ , el cual se desintegra en un positrón, un antineutrino muónico y un neutrino electrónico [12].

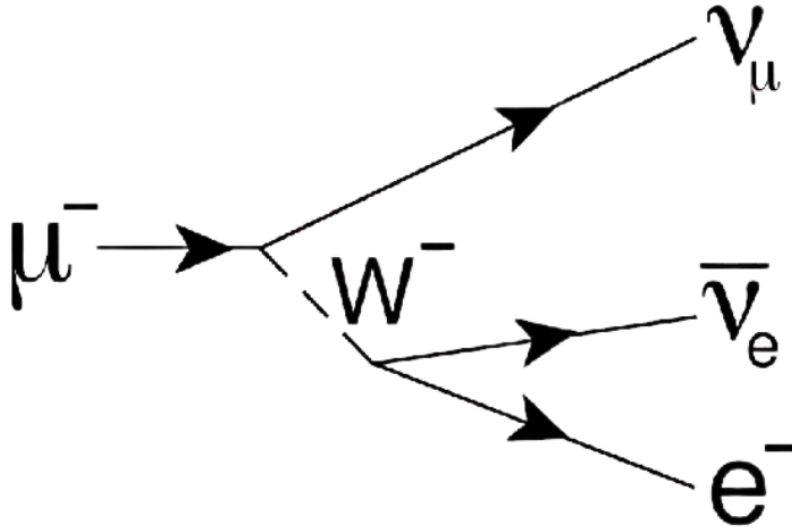


Figura 4.1: Diagrama de Feynmann que ilustra el modo de decaimiento de un muón negativo.

Durante el decaimiento, se conservan varias cantidades importantes tales como la energía total, el momento lineal y el momento angular. La energía del muón se distribuye entre el electrón y los dos neutrinos, resultando en una distribución continua del espectro de energía del electrón. Esta característica fue una de las pistas que llevaron al descubrimiento de los neutrinos, ya que la energía faltante en los productos del decaimiento indicó la presencia de partículas invisibles.

4.2. Mecanismo de Decaimiento

El mecanismo detallado del decaimiento del muón involucra los bosones $W^\pm$, los cuales son los mediadores de la interacción débil. Cuando el muón interactúa con un bosón W , este se convierte en un neutrino muónico. Después, el bosón W se desintegra en un electrón y un antineutrino electrónico.

Este modo de decaimiento puede apreciarse de mejor manera mediante un diagrama de Feynman. La Figura 4.1 ilustra este proceso: en un vértice del diagrama, el muón se convierte en un neutrino muónico, emitiendo un bosón W . En otro vértice, el bosón W se desintegra en un electrón y un antineutrino electrónico. Este diagrama simplifica la visualización de las interacciones subatómicas y muestra cómo las partículas fundamentales se transforman a través de las fuerzas fundamentales.

El decaimiento del muón se explica dentro del marco de la teoría de campo cuántico, específicamente mediante la teoría electrodébil que unifica la interacción electromagnética y la débil. La teoría predice las probabilidades de decaimiento y los espectros de energía de los productos del decaimiento, los cuales han sido confirmados por experimentos de alta precisión.

4.3. Vida Media del Muón

Se conoce como vida media de una partícula al tiempo promedio que tarda en desintegrarse. Para el muón, esta vida media es de aproximadamente 2.2 microsegundos. La vida media está inversamente relacionada con la constante de decaimiento λ por la relación [24]:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} \quad (4.1)$$

Esta relación se obtiene mediante la típica ecuación de desintegración radioactiva [13]:

$$dN = -\lambda N dt \quad (4.2)$$

En esta ecuación la tasa de desintegración λ es la probabilidad por unidad de tiempo de que un muón se desintegre. Para un número N de muones, $\lambda N dt$ es el número de muones que se desintegran en un intervalo de tiempo de dt . Donde el signo negativo representa que el número de muones inicial N disminuye a lo largo del tiempo. Para resolver la ecuación basta con integrar ambos lados de la igualdad

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_0^t -\lambda dt \quad (4.3)$$

$$\ln(N - N_0) = -\lambda(t - 0) \quad \Rightarrow \quad \ln\left(\frac{N}{N_0}\right) = -\lambda t \quad (4.4)$$

Ahora quitamos el $\ln$ aplicando la exponencial

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} \quad (4.5)$$

de modo que aplicando la ecuación 4.1 se tiene

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} \quad (4.6)$$

donde N_0 representa el número de muones iniciales en el tiempo $t = 0$ y $N(t)$ es el número de muones restantes en el tiempo t .

Para medir la vida media del muón, se utilizan detectores que registran el tiempo entre la creación de un muón y su desintegración. Un aspecto interesante de la vida media del muón es su relación con los efectos relativistas. Los muones producidos en la atmósfera por los rayos cósmicos primarios viajan a velocidades cercanas a la de la luz. Debido a la dilatación del tiempo predicha por la teoría de la relatividad especial de Einstein, estos muones tienen una vida media aparente más larga desde el punto de vista de un observador en la Tierra, lo que les permite llegar a la superficie terrestre antes de desintegrarse.

4.4. Producción y Detección del Muón

Los muones pueden producirse de diversas maneras, la mas común es por los rayos cósmicos primarios provenientes del espacio. Los rayos cósmicos, al colisionar con los núcleos en la atmósfera terrestre, generan una cascada de partículas secundarias, entre las que se encuentran los muones. De este modo, los muones se producen cuando los mesones cargados π y K entre otros, los cuales se originan en las cascadas atmosféricas, se desintegran [19]. También se producen de forma artificial mediante aceleradores de partículas creados por el hombre. En los aceleradores de partículas, los muones se producen a través de colisiones de alta energía entre protones y otros núcleos.

La detección de muones se realiza mediante diversos tipos de detectores, incluyendo cámaras de burbujas, cámaras de placas fotográficas y, como es en el caso de este trabajo, detectores de centelleo. Los muones, debido a su mayor masa en comparación con los electrones, tienen una mayor penetración en la materia, lo que permite su detección incluso en materiales densos. Esto es aprovechado en experimentos que buscan estudiar la radiación cósmica y en la investigación de fenómenos subatómicos.

En este trabajo de investigación nos centraremos en la desintegración del muón negativo, es decir, en el proceso

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (4.7)$$

Ya que, aplicando la conjugación de cargas, los resultados obtenidos son válidos también para la desintegración [13].

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (4.8)$$

4.5. Absorción de muones negativos

Cuando un muon negativo ingresa a un medio, este comienza a perder energía debido a su interacción con los átomos del medio. Cuando esto ocurre, existe la posibilidad de que el muon sea absorbido por el núcleo del átomo mediante el proceso beta inverso. El proceso beta inverso es un fenómeno en el cual el muon es absorbido por el núcleo del átomo y en consecuencia un protón se convierte en un neutrón emitiendo un neutrino muonico, como se muestra en la siguiente ecuación [12]

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \quad (4.9)$$

Esta captura nuclear de muones negativos hace que el valor real detectado del tiempo de vida sea menor que el teórico en el vacío. Si el muon no es absorbido por el núcleo y logra frenar dentro del detector entonces sufrirá el proceso de desintegración mencionado anteriormente.

Por otro lado, los muones positivos no sufren este fenómeno de absorción, ya que debido a la fuerza electromagnética los protones del átomo no permiten la interacción del muon con el núcleo por la repulsión de cargas semejantes.

Capítulo 5

La física de la interacción y centelleo

5.1. Materiales centelladores

Un material centellador es aquel capaz de emitir fotones visibles o en el ultravioleta cuando es excitada por la interacción con partículas ionizantes. Esta propiedad, denominada centelleo, es la base del funcionamiento de los detectores de centelleo. Existen dos tipos principales de materiales centelladores: los materiales inorgánicos, como el yoduro de sodio dopado con talio (NaI(Tl)), y los orgánicos, como los plásticos centelladores. Ambos tipos de materiales se utilizan en una amplia gama de aplicaciones en física de partículas, física nuclear y otras disciplinas científicas [3].

5.2. Interacción de las partículas cósmicas con los materiales centelladores

Cuando una partícula cósmica cargada, como un protón, un muón o un electrón, atraviesa un material centellador, interactúa principalmente con los electrones del material a través de fuerzas de Coulomb. Estas interacciones producen excitaciones electrónicas e ionizaciones dentro del material centellador.

Las partículas cargadas transfieren energía al medio centellador a lo largo de su trayectoria a través de interacciones electromagnéticas, en las cuales se excitan los electrones atómicos del material. Esta transferencia de energía se describe mediante el concepto de "poder de frenado" o "stopping power", que cuantifica la cantidad de energía que una partícula cargada transfiere por unidad de distancia mientras viaja por el material.

Existen diferentes mecanismos mediante los cuales las partículas cósmicas pueden interactuar con los materiales centelladores, y estos mecanismos dependen tanto de la naturaleza de la partícula como de la energía de la misma. Los procesos más relevantes en este contexto son la ionización y la excitación atómica [3].

5.3. Interacción de las partículas cósmicas con los materiales centelladores

Cuando una partícula cósmica atraviesa un material centelleador, interactúa con los electrones del material mediante interacciones de Coulomb. Estos procesos de interacción pueden clasificarse en dos categorías: ionización y excitación atómica. A continuación, se describen estos fenómenos con mayor detalle y se exploran los fundamentos físicos que los explican.

5.3.1. Ionización

La ionización es un proceso físico que ocurre cuando una partícula cargada, como lo puede ser un protón o un electrón, atraviesa el medio centellador. Esta partícula interactúa con los electrones en los átomos del material. Si la energía transferida a un electrón en el material es lo suficientemente alta como para superar la energía de enlace que lo mantiene unido a su átomo, el electrón es expulsado de su órbita, esto resulta en la formación de un ion positivo y, por ende, un electrón libre.

Este fenómeno se puede describir en términos de colisiones inelásticas, en las que parte de la energía cinética de la partícula incidente es transferida a los electrones del medio. La energía mínima necesaria para ionizar un átomo se conoce como la energía de ionización, y varía dependiendo el tipo de material.

La ionización es uno de los fenómenos con mas importancia en los detectores de centelleo, pues gracias a esta se generan electrones libres y iones positivos los cuales contribuye directamente a la generación de luz. Estos electrones libres pueden recombinarse con los iones en el material, o bien pueden excitar a otros átomos en el proceso, lo que provoca la emisión de fotones en el rango del ultravioleta o visible, que es detectable mediante fotomultiplicadores u otros sensores de luz utilizados en la detección de partículas [18].

El proceso de ionización en los detectores de centelleo se rige por las leyes de conservación de la energía y el momento. La energía cinética de la partícula incidente es distribuida entre la energía requerida para expulsar al electrón y la energía cinética que adquiere el electrón liberado. Dado que las partículas cósmicas suelen tener energías mucho mayores que las energías de ionización típicas, el número de electrones ionizados por una sola partícula incidente puede ser grande.

5.3.2. Excitación Atómica

Además de la ionización, las partículas cósmicas cargadas también pueden causar excitación atómica en el medio. En este proceso, la partícula incidente no proporciona suficiente energía para liberar un electrón del átomo, pero sí lo suficiente para elevar a uno de los electrones a un estado de energía más alto, es decir, a una órbita con mayor energía. Este estado excitado es temporal, ya que el electrón tarde o temprano terminará regresando a su estado fundamental, liberando la energía en exceso en forma de fotones.

Este fenómeno está relacionado con las transiciones electrónicas dentro de los átomos. La diferencia de energía entre los estados excitados y los estados fundamentales es la energía que se libera en forma de luz cuando el electrón retorna a su estado inicial. En los materiales centelladores, esta luz emitida es aprovechada para detectar la presencia de la partícula incidente. Los materiales centelladores están diseñados para tener niveles de energía adecuados para que las transiciones electrónicas generen fotones en el rango visible o ultravioleta, de esta manera facilita su detección.

5.4. Características de los centelladores en la detección de partículas cósmicas

La capacidad de los materiales centelladores para ser utilizados en la detección de partículas cósmicas depende de varias propiedades, que incluyen:

- Eficiencia de centelleo: Esta es la cantidad de luz emitida por el material en respuesta a la energía depositada por la partícula cargada. Un material centellador más eficiente emitirá más luz por unidad de energía depositada, lo que mejorará la capacidad del detector para registrar eventos.
- Tiempo de decaimiento: Este es el tiempo que tarda el material en emitir toda la luz tras la interacción con una partícula cargada. Los centelladores con tiempos de decaimiento cortos son preferidos en aplicaciones donde la velocidad de respuesta es importante.

- Longitud de onda de emisión: Los detectores de centelleo están diseñados para ser sensibles a ciertas longitudes de onda de luz. Por lo tanto, es importante que la longitud de onda de emisión del material centellador coincida con la sensibilidad del sistema de detección (por ejemplo, los fotomultiplicadores o fotodiodos).
- Transparencia óptica: El material centellador debe ser lo suficientemente transparente para permitir que la luz centellante se transmita eficientemente a través del material hasta los detectores ópticos.
- Densidad: Los centelladores inorgánicos suelen tener una mayor densidad que los centelladores orgánicos, lo que aumenta la probabilidad de interacción entre las partículas cósmicas y el material centellador, mejorando la sensibilidad del detector.

5.5. El centelleo producido por los materiales centelladores ante el paso de partículas cargadas

El fenómeno del centelleo es el proceso físico mediante el cual un material emite luz como respuesta a la interacción con una partícula ionizante, como las partículas cósmicas cargadas. Este proceso puede desglosarse en varias etapas fundamentales que incluyen la excitación electrónica, la relajación de los estados excitados y la emisión de fotones [3].

5.5.1. Excitación electrónica

El centelleo comienza cuando una partícula cargada, como un protón o un muón, entra en el material centellador. Esta partícula transfiere parte de su energía cinética a los electrones en el medio a través de interacciones electromagnéticas. Como resultado de estas interacciones, los electrones del material son elevados a estados de energía más altos (estados excitados) [18].

En los materiales inorgánicos, como los cristales de NaI(Tl), las impurezas dopantes crean niveles de energía discretos dentro de la banda prohibida del material. Los electrones excitados pueden moverse a estos niveles de energía, lo que finalmente conduce a la emisión de luz cuando los electrones regresan a su estado fundamental.

En los materiales orgánicos, el centelleo es el resultado de transiciones electrónicas en las moléculas individuales que componen el material. Estas moléculas orgánicas tienen enlaces conjugados que permiten la distribución de electrones, lo que facilita las transiciones entre los niveles de energía.

5.5.2. Relajación de estados excitados

Una vez que los electrones han sido excitados, el siguiente paso en el proceso de centelleo es la relajación de estos electrones a niveles de energía más bajos. Durante este proceso, los electrones liberan la energía que habían absorbido inicialmente en forma de fotones. Estos fotones son típicamente emitidos en el rango visible o ultravioleta del espectro electromagnético.

En los centelladores inorgánicos, los electrones atrapados en los niveles de energía creados por las impurezas activadoras pueden relajarse emitiendo fotones en longitudes de onda específicas. Por ejemplo, en el NaI(Tl), los átomos de talio emiten luz en el rango visible.

En los centelladores orgánicos, la emisión de luz es el resultado de transiciones electrónicas entre diferentes estados excitados dentro de las moléculas orgánicas. Estos materiales emiten típicamente luz en el rango ultravioleta o azul debido a las características de las transiciones electrónicas en sus moléculas.

5.5.3. Emisión de fotones

La luz emitida por el material centellador como resultado de estas transiciones electrónicas es el fenómeno observable del centelleo. La cantidad de luz emitida depende tanto de la energía depositada por la partícula cargada como de la eficiencia de centelleo del material.

El número de fotones emitidos por unidad de energía depositada se conoce como el rendimiento de centelleo del material. Un rendimiento de centelleo más alto significa que más luz será emitida por la misma cantidad de energía depositada, lo que permite una detección más precisa de las partículas.

Una vez que se ha producido el centelleo, la luz debe ser captada por un sistema de detección óptico, como un fotomultiplicador o un fotodiodo. La cantidad de luz que llega a estos detectores depende de varios factores, como la transparencia del material centellador y el diseño del detector.

Capítulo 6

Proceso Experimental

El sistema de detección desarrollado consiste en un tanque cilíndrico de aluminio de 95 litros con un diámetro de 52 cm lleno de líquido centellador *BC-503* hasta una altura de 45 cm, al cual se acopló un tubo fotomultiplicador (PMT) de alta velocidad, modelo *Electron Tubes 9354KB* con un diámetro de 200 mm, tal como se puede ver en la Figura 6.1. El PMT se encuentra



Figura 6.1: Ensamble del detector con el PMT acoplado y el líquido centellador colocado.

ubicado en la parte superior del tanque justo en el centro, ligeramente sumergido en el líquido para optimizar la captura de la luz generada. Para evitar interferencias de luz externa, el tanque se selló completamente lo que evita fugas de luz. Después de efectuar un barrido en alto voltaje para el PMT, se encontró que el punto óptimo de operación es de -1000 V. Operar con un voltaje óptimo garantiza que pequeñas variaciones en el voltaje no afecten significativamente la tasa de pulsos, que es de aproximadamente 100 Hz.

La digitalización de los pulsos generados por el PMT se hizo mediante una placa STEMLab 125-14, conocida también como Red Pitaya, la cual mostró ser una alternativa económica para la digitalización de pulsos en comparación con otras opciones más costosas. Esta placa integra un procesador ARM y una FPGA ZYNQ 7010, además de dos entradas analógico-digitales (ADC) y

dos salidas digital-analógicas (DAC), con una frecuencia de muestreo máxima de 125 MHz. Esto nos permite digitalizar las señales del PMT con una resolución temporal de 8 nanosegundos. En este experimento, solo utilizamos una de las entradas ADC, y no hacemos uso de las salidas DAC. La Red Pitaya es una alternativa económica para la digitalización de pulsos PMT en comparación con otras opciones más costosas. Para usar este dispositivo se requirió modificar el firmware FPGA para incluir un disparador de doble pulso, el cual es necesario para iniciar la digitalización de los datos.

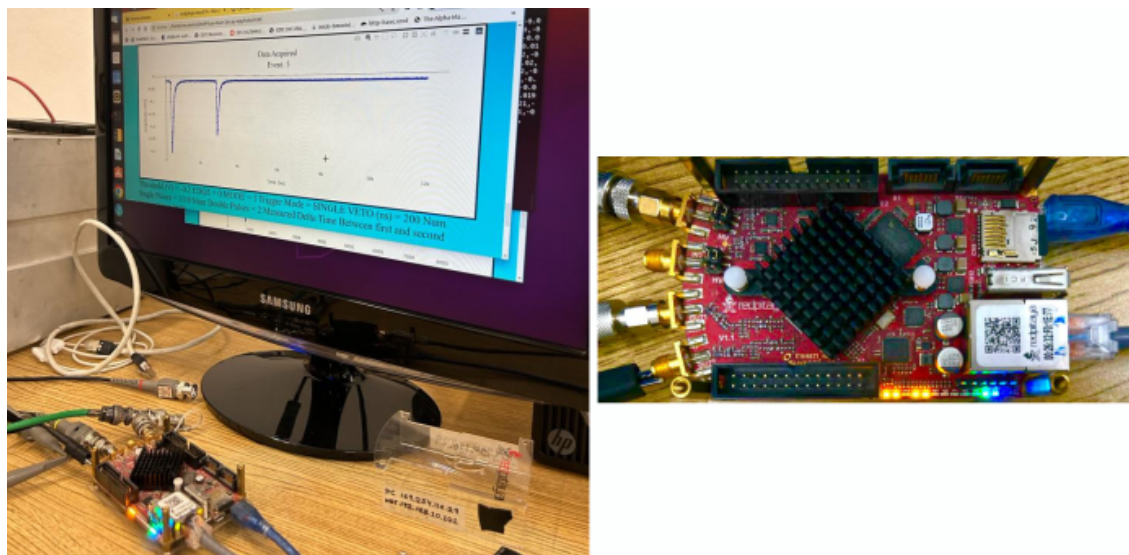


Figura 6.2: Imagen de la placa RedPitaya y el monitor donde se visualizan los eventos

6.1. Software

La FPGA de la placa STEMLab 125-14 se encarga de procesar los pulsos del PMT que son digitalizados a través del ADC integrado en la misma placa. Estos datos nos permiten medir la diferencia de tiempo entre el primer pulso, generado por un muón de baja energía proveniente de los rayos cósmicos que alcanza el detector, y el segundo pulso, que puede ser causado por un electrón o positrón como resultado de la desintegración del muón. El proceso de adquisición de datos está controlado por un script de Python que corre en el procesador ARM de la placa Red Pitaya, que utiliza Ubuntu 2016.04 como sistema operativo. Este script lee los datos de un sensor atmosférico y accede a la memoria de la FPGA para recolectar los pulsos digitalizados del PMT.

6.2. Análisis de los datos

Una vez que se han registrado varios miles de eventos, se puede llevar a cabo un ajuste de regresión lineal sobre el histograma que representa las diferencias de tiempo entre el primer y segundo pulso del PMT. Es importante tener en cuenta que, ocasionalmente, un segundo muón puede entrar en el detector dentro de la ventana activa de 20 microsegundos que se inicia con la detección del primer pulso. Estos eventos de coincidencias dobles se consideran ruido de fondo para la medición del tiempo de vida del muón.

El ruido de fondo se mide contando el número de eventos entre los 10 y 20 microsegundos y multiplicando ese valor por 2, asumiendo que este tipo de ruido sigue una distribución uniforme dentro de la ventana de 20 microsegundos. Posteriormente, el ruido de fondo estimado se resta de

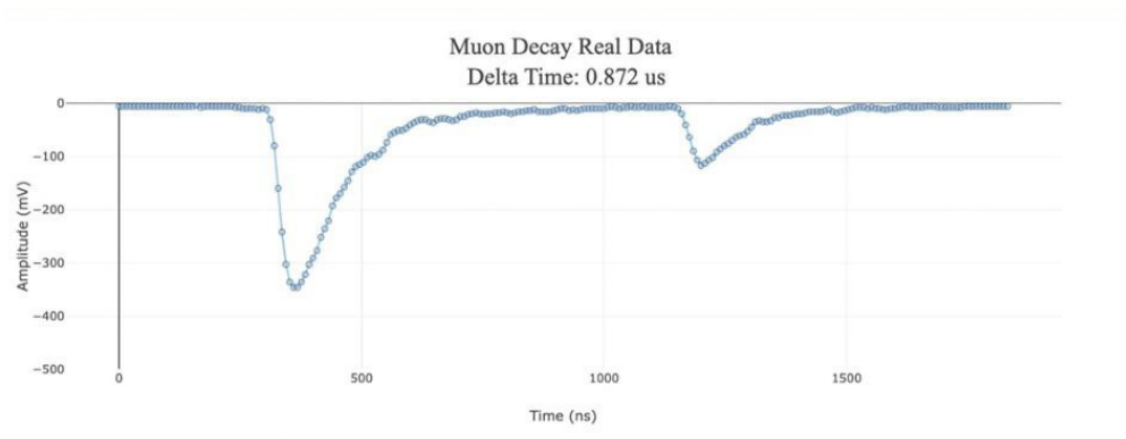


Figura 6.3: Gráfica de un evento donde se observan el primer y el segundo pulso digitalizados con una resolución de tiempo de 8 nanosegundos.

los datos y se toma el logaritmo natural de la distribución restante, convirtiendo el problema en un ajuste lineal.

6.3. Página web

Como parte de los objetivos principales de esta tesis se realizó una página web en la que se encuentra toda la información de este experimento con la dirección <https://ciiec.buap.mx/Muon-Decay/>. Esta página pone toda la información y los datos generados por el detector en tiempo real al alcance de todas las personas del mundo, basta con tener acceso a internet para poder ingresar y descargarlos.

English Español

Medición de la Vida Media del Muón en Tiempo Real

CIIEC-BUAP

23 de agosto, 2024

[Source Code](#)

Introducción

Esta aplicación web mide la vida media de desintegración de muones usando datos reales que se están adquiriendo en el momento en que se ejecuta la aplicación. Los [muones](#) son partículas subatómicas que fueron descubiertas en los rayos cósmicos en 1937 por Carl Anderson y Seth Neddermeyer. El muón se desintegra mediante la fuerza débil de acuerdo con los modos siguientes:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

Figura 6.4: Parte inicial de la página web <https://ciiec.buap.mx/Muon-Decay/> donde se muestra una introducción al proyecto de investigación.

6.3.1. Introducción

La parte inicial de la página muestra información sobre el decaimiento del muon y su tiempo de decaimiento. Ver figura 6.4. Seguido de esto se explica las características y el funcionamiento del detector así como las especificaciones de la tarjeta electrónica utilizada como instrumento de adquisición.

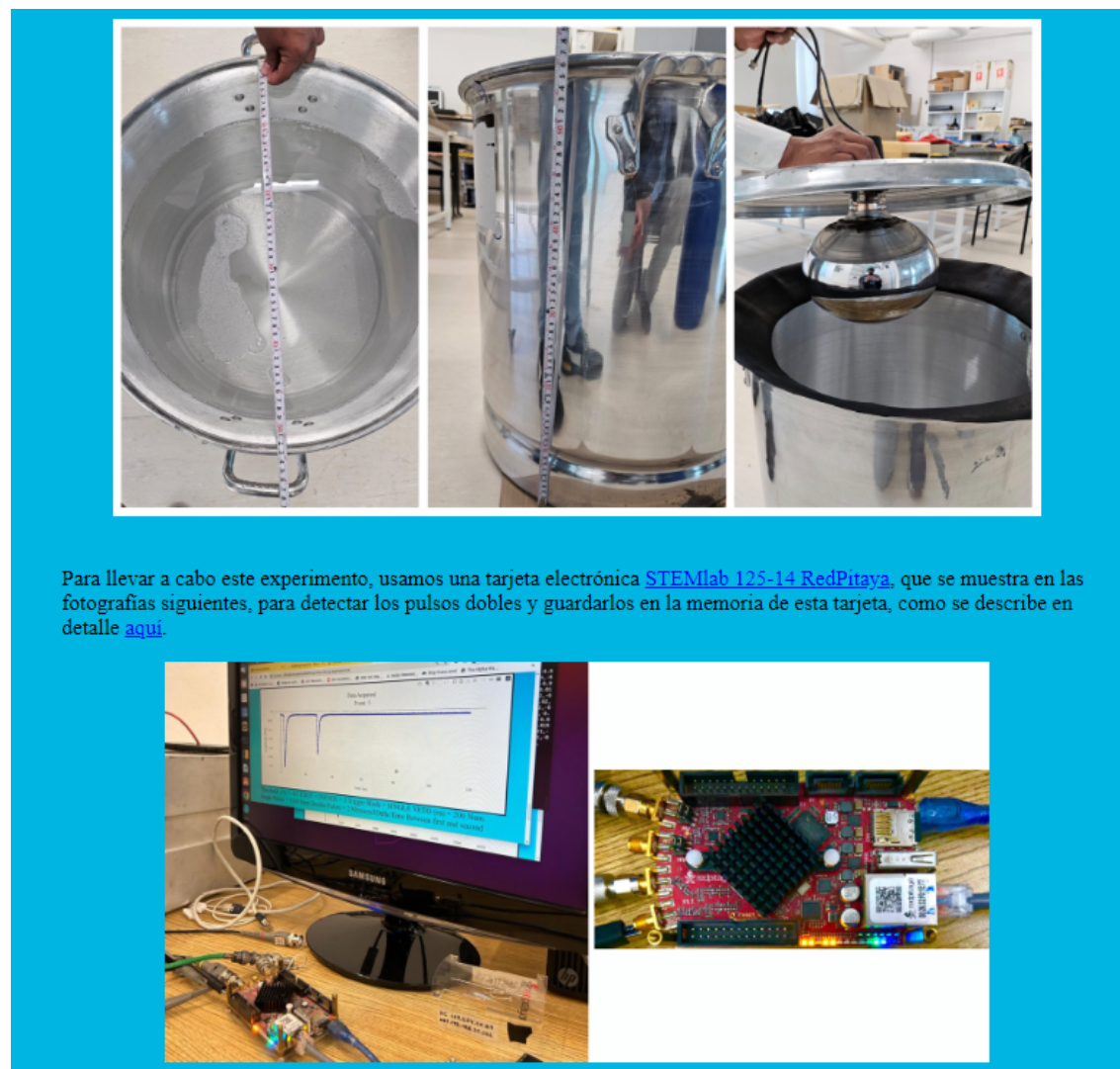


Figura 6.5: Parte de la página que muestra la construcción del detector y la tarjeta electrónica utilizada como instrumento de adquisición funcionando.

6.3.2. Adquisición de datos en tiempo real

La siguiente parte muestra una pantalla en la se grafican las señales generadas por el muon y el electrón producto de su desintegración dentro del detector en tiempo real, estas gráficas se modifican constantemente y es posible cambiar el valor del umbral para ver únicamente los eventos que superen ese umbral. Los últimos 10,000 eventos mostrados en las gráficas se almacenan en un archivo csv el cual puede ser descargado por cualquier persona que ingrese a la página y desee

hacer un análisis propio de los datos. De igual manera, la página web proporciona un *script* en Python para leer los datos del archivo csv.

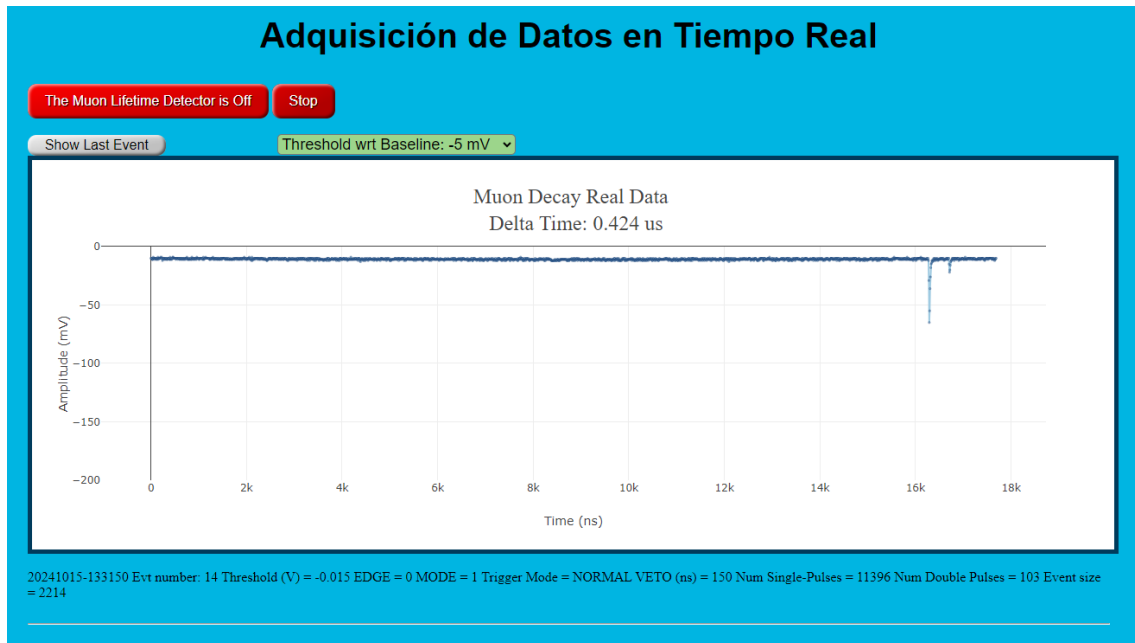


Figura 6.6: Pantalla que muestra las gráficas de los eventos registrados por el detector en tiempo real en la página web.



Figura 6.7: Gráfica que muestra un análisis computacional que realiza el ajuste a los últimos 10,000 eventos registrados en el detector.

6.3.3. Medición de la vida media del muon con los datos adquiridos

La última parte de la página web realiza un análisis computacional de los últimos 10,000 eventos registrados para obtener el tiempo de vida del muon. Este análisis, que también se hace en tiempo real, aplica un ajuste lineal para la obtención de τ . Ver la figura 6.7. Además de esto, se muestra información de los dos pulsos de cada evento, como la distribución de la amplitud del primer y segundo pulso, la distribución de la carga del primer y segundo pulso y una gráfica de las amplitudes de los dos pulsos en función del tiempo.

Toda la información respecto a este trabajo de investigación se muestra de manera resumida y visual en esta página web.

Capítulo 7

Discusión y Resultados

Las señales producidas por el PMT ante el paso de energía ionizante dentro del detector son digitalizadas y capturas por la RedPitaya, la cual se encarga de registrar la información de cada evento y guardarla en un archivo con extensión csv. La información del proyecto, así como los datos obtenidos del mismo se pusieron al alcance de cualquier persona en el mundo mediante un sitio web con dirección *ciiec.buap.mx/Muon-Decay/*, esto como parte de los objetivos específicos de este proyecto de tesis.

En este sitio web se pueden descargar los archivos .csv los cuales contienen los últimos 2000 eventos adquiridos para que cualquier persona pueda realizar un análisis propio, de modo que se actualiza cada que se completa el registro de un archivo. La obtención del tiempo de vida del muón en esta tesis se hizo con un total de 94,000 eventos descargados directamente del sitio web.

Para el análisis de los datos y la obtención de gráficas e histogramas se utilizó *Python* como lenguaje de programación.

7.1. Tiempo de Vida del Muón

La diferencia de tiempo que existe entre el primer pulso, generado por la llegada del muon al detector, y el segundo pulso, el cual es producto de su desintegración dentro del mismo, es la que se contabiliza para realizar el análisis descrito en el capítulo anterior. La imagen 7.1 muestra la gráfica de un evento perteneciente a la base de datos generada por los archivos descargados de la página.

Una vez graficado el evento es posible conocer la diferencia de tiempos entre el primer y el segundo pulso. Al hacer esto para todos los datos se obtiene un histograma que muestra la frecuencia de las diferencias de tiempo. Este histograma muestra el comportamiento de los tiempos de decaimiento del muon, incluido el ruido de fondo ocasionado por muones secundarios que entran en el detector. Este ruido se obtiene contando las diferencias de tiempo que sean mayores a $10 \mu s$, luego, se multiplica este valor por dos y se resta a los valores obtenidos en el histograma. Este proceso elimina el ruido de nuestros datos. El resultado de esto es un histograma de los datos sin ruido al que se le ajusta una curva para identificar su comportamiento, esta curva es la que se genera al graficar la ecuación 4.6.

Tomando en cuenta que las abscisas representan el tiempo, entonces podemos reescribir esa ecuación de la siguiente forma

$$y(x) = N_0 e^{-x\lambda} \quad (7.1)$$

De este modo, si aplicamos la función $\log()$ en ambos lados de la igualdad se tiene como resultado la siguiente ecuación:

$$\log(y) = b - x\lambda \quad (7.2)$$

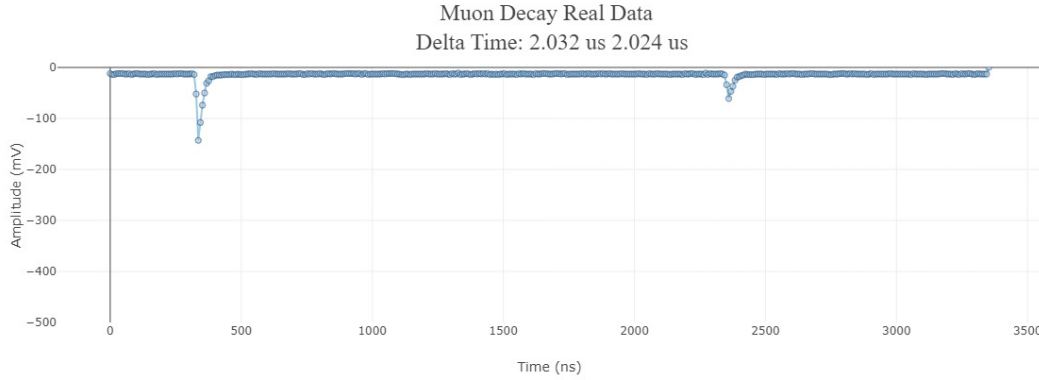


Figura 7.1: Un evento que muestra el primer y el segundo pulso generados por el PMT. La diferencia de tiempo entre los pulsos permite medir el tiempo de vida de los muones.

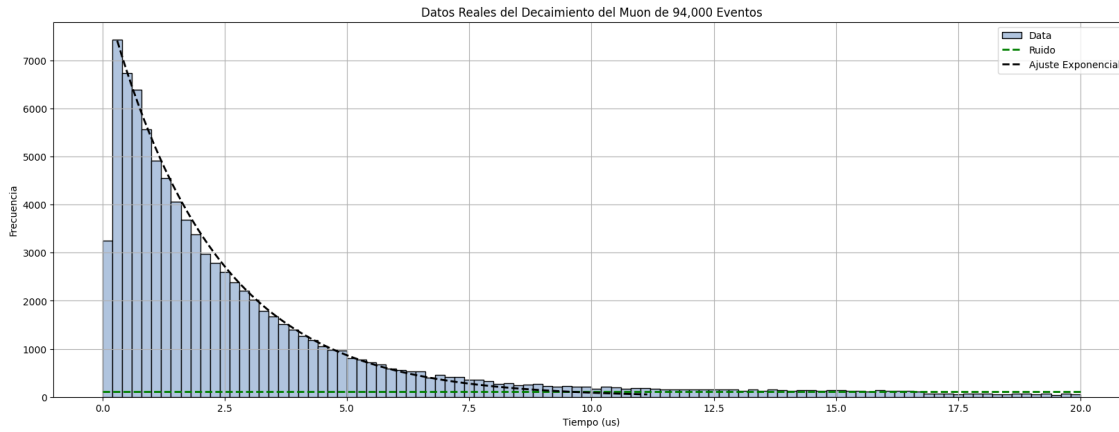


Figura 7.2: Distribución de frecuencias sin ruido de la vida útil de los muones.

Esta ecuación de dos variables (x, y) , con $b = \log(N_0)$ constante, resulta ser la típica ecuación de la recta pendiente $y = mx + b$, de esta manera convertimos el sistema en un problema de ajuste lineal típico, el cual al resolverlo nos da el valor la pendiente m . Para el ajuste lineal se hace uso del método conocido como regresión lineal simple. La relación entre la ecuación 7.2 y la ecuación de la recta pendiente nos muestra que

$$m = \lambda \quad (7.3)$$

Dado que λ tiene un signo negativo, la ecuación 7.3 finalmente se reescribe como

$$\tau = -\frac{1}{m} \quad (7.4)$$

De modo que basta con obtener la pendiente de la recta generada por el ajuste lineal para conocer el valor de τ . Al aplicar el método de regresión lineal al logaritmo de los valores sin ruido, como se muestra en la figura 7.3, se obtiene un valor para m de $-0,46117$, de modo que sacando su inverso tenemos

$$-\frac{1}{-0,46117} = 2,1684 \quad (7.5)$$

De este modo, el tiempo de vida del muon registrado con un total de 94,000 eventos es de $2,1684 \mu s$, como se muestra en la Figura 7.4.

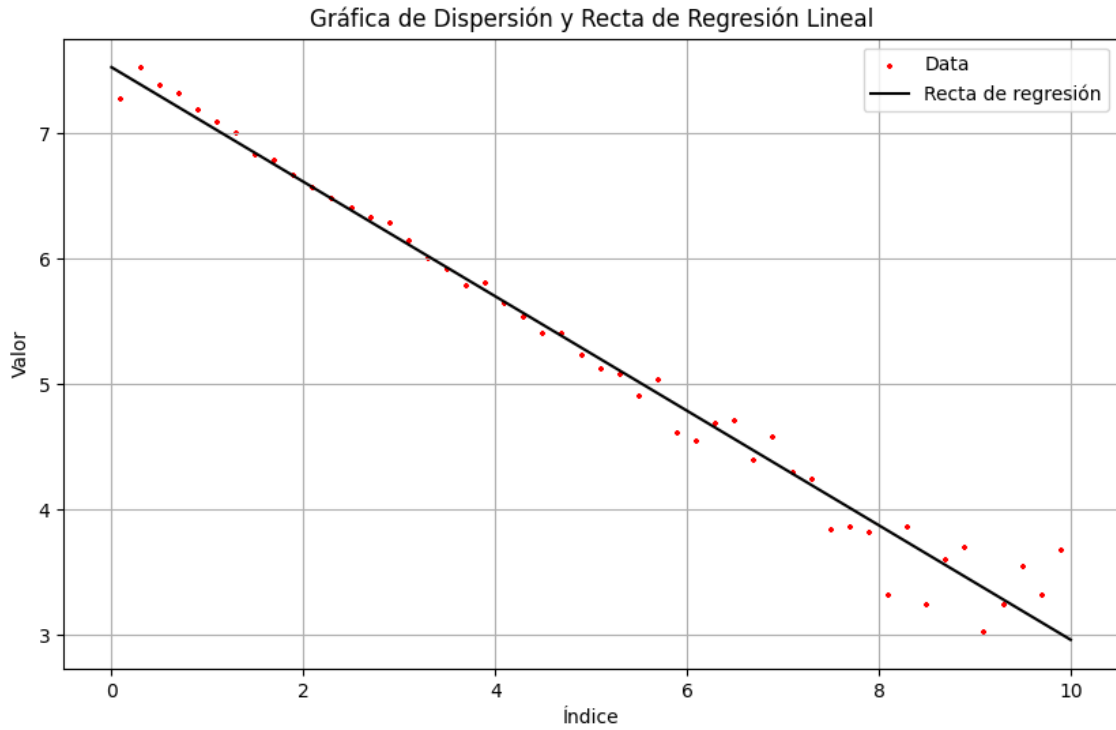


Figura 7.3: Gráfico de regresión lineal para el logaritmo de los valores sin ruido.

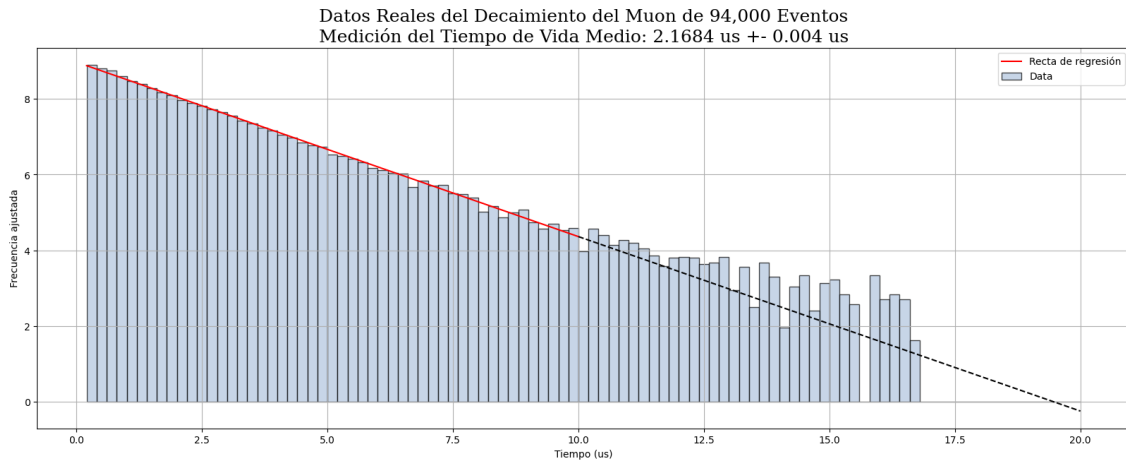


Figura 7.4: Distribución del logaritmo de las frecuencias de la vida útil de los muones y ajuste lineal, con un tiempo medio de 2,1684 μ s.

Una vez analizados los datos es posible obtener información sobre las características de cada pulso visto en cada uno de los eventos registrados. Un ejemplo de esto es la distribución de la amplitud del primer y segundo pulso, lo que básicamente muestra una relación entre la energía inicial, propia del muon, y la energía final, con la que fue emitido el electrón. En otras palabras, la relación entre la diferencia de amplitudes del primer y segundo pulso puede relacionar la energía con la que el muón ingresó al detector y, una vez desintegrado dentro del mismo, la energía que le

brindó al electrón proveniente del decaimiento.

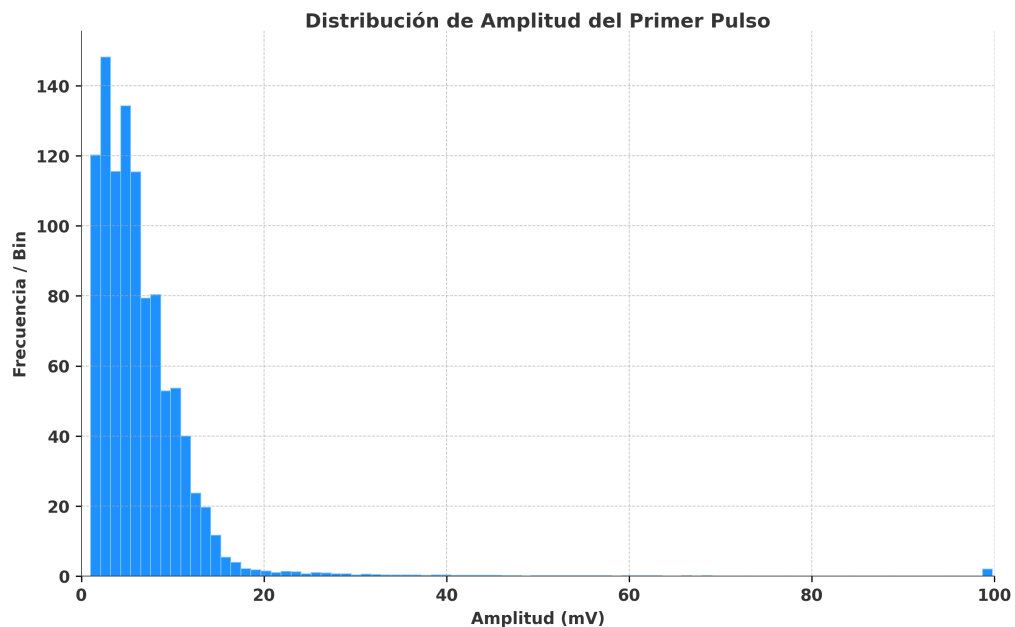


Figura 7.5: Distribución de la amplitud del primer pulso generado por la llegada del muon al detector para 94,000 eventos.

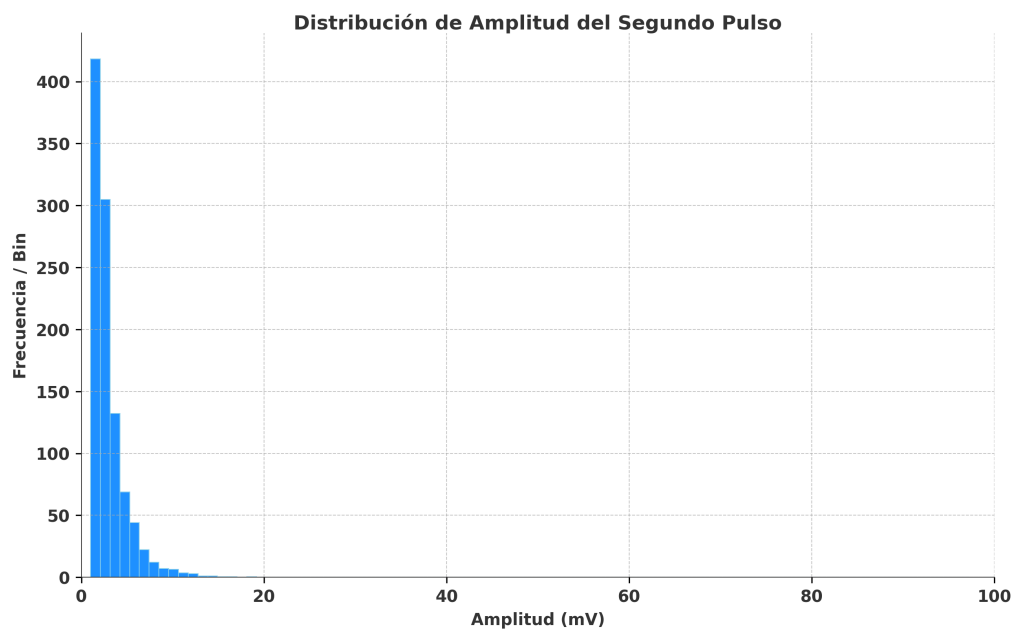


Figura 7.6: Distribución de la amplitud del segundo pulso generado por el electrón emitido para 94,000 eventos.

En teoría, el primer pulso siempre debe ser mas grande que el segundo, es decir con mayor amplitud, pues en cada modo de decaimiento existen ciertas cantidades físicas que deben conservarse

como la conservación de la energía.

En el decaimiento, la energía cinética del muon es repartida en las partículas emitidas: el electrón (e^-), el neutrino (ν_μ) y el antineutrino ($\bar{\nu}_e$). En nuestro caso, no es posible detectar la energía de los neutrinos, pero podemos darnos una idea de la energía tanto del muon como del electrón, esto mediante la carga de cada uno de los pulsos.

Entonces, una distribución de amplitud del primer y segundo pulso para todos los eventos registrados, que en nuestro caso son cerca de 94,000, debería conservar la misma proporción y es precisamente lo que se muestra en la figura 7.5 y 7.6.

De manera similar, es posible obtener información detallada sobre la distribución de carga de los pulsos, específicamente en el segundo pulso generado por el electrón emitido en el decaimiento. Este análisis permite hacer una relación entre la energía transferida al electrón en el proceso de decaimiento y la carga medida en el pulso resultante en el detector.

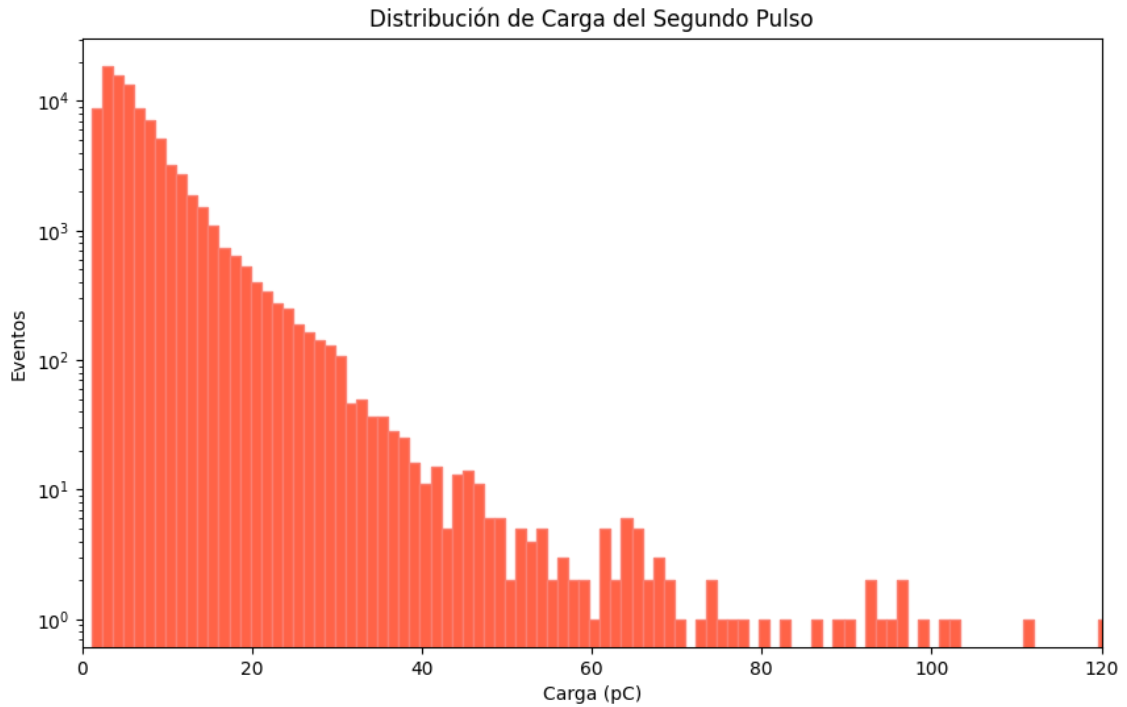


Figura 7.7: Distribución de la carga del segundo pulso generado por el electrón emitido para 94,000 eventos.

En particular, la distribución de carga del segundo pulso muestra el comportamiento del decaimiento del muón y se espera que siga la forma de la distribución de Michel, la cual es una característica de los electrones producidos en este tipo de decaimiento. La distribución de Michel describe teóricamente cómo se distribuye la energía entre los electrones emitidos, lo cual incluye un rango de energías cinéticas hasta un valor máximo característico. De este modo, una carga mayor en el pulso indica mas transferencia de energía del muón al electrón durante el decaimiento.

A medida que se recolectan datos de un gran número de eventos, se espera que la distribución de carga del segundo pulso tienda hacia la forma teórica de la distribución de Michel, de esta manera podemos asegurar que el detector construido en el presente trabajo funciona de forma óptima y los datos obtenidos son correctos. Las figura 7.7 muestra la distribución de carga del segundo pulso. Dado que nuestros datos una vez digitalizados terminan siendo discretos, basta con obtener el área bajo la curva de cada uno de los pulsos para conocer el valor de la carga en cada caso.

Capítulo 8

Conclusiones

Este trabajo presenta los procesos experimentales y computacionales realizados para la construcción de un detector de muones, cuyo objetivo principal es determinar el tiempo de vida media de esta partícula cósmica. En la toma de datos presentada, se obtuvo un tiempo de vida media de 2.1684 microsegundos, basado en una corrida que abarcó 94,000 eventos utilizando un detector de centelleo. Este resultado muestra ser confiable y una aproximación adecuada, considerando que se obtuvo en un entorno no ideal, es decir, con fricción presente.

Los resultados obtenidos permiten concluir que el arreglo experimental cumplió con los objetivos iniciales: la detección de muones generados por rayos cósmicos primarios y la obtención del tiempo de vida media de estos. Además, se concluye que los procesos de detección empleados en este trabajo son efectivos y candidatos óptimos para implementarse en aplicaciones pedagógicas y de investigación científica, no solo por su practicidad y facilidad de construcción, sino también por su innovación y eficiencia demostrada.

Las gráficas generadas por el detector ante el paso de partículas cósmicas mostraron tener poca presencia de ruido, esto es reflejo de un sellado óptico adecuado lo cual asegura que los datos recolectados son provenientes de partículas cósmicas, incluido el ruido.

La página creada como medio de divulgación del proyecto es una herramienta innovadora que permite a todas las personas del mundo observar uno de los fenómenos relacionados a una de las partículas fundamentales del universo, el decaimiento del muon. Basta con que la persona interesada tenga conexión a internet para que pueda no solo ver en tiempo real la desintegración de partículas fundamentales, sino que también puede descargar los datos generados en el detector para realizar un análisis propio. A día de hoy, esta página muestra ser la única de su tipo en toda la web.

El presente estudio se centra exclusivamente en la detección y medición del tiempo de vida de los muones mediante sistemas electrónicos y programas computacionales. Sin embargo, para un análisis más detallado y teórico, como la determinación de la energía promedio de las partículas o el cálculo del número esperado de muones detectados, sería necesario profundizar en la caracterización del detector, dado que este trabajo se enfoca únicamente en los resultados obtenidos al detectar muones cósmicos.

Apéndice A

Código de adquisición de la RedPitaya

En este apéndice se muestra el código utilizado para la adquisición de datos mediante la placa electrónica RedPitaya.

```
#!/usr/bin/python3
import sys
import time

import numpy as np
from datetime import datetime
evt_number = int(sys.argv[1])

trig_mode = sys.argv[2]

if (trig_mode == "NORMAL") : max_save = 10000 # Max number of events to save
else: max_save = 1

filename = sys.argv[3]

f = open(filename, "a")

#print("Number of input arguments ",len(sys.argv))
#for i in range(len(sys.argv)):
#    print(sys.argv[i])

#####inputs
CHANNEL = 1 # 1
GAIN = 1 # Select 1 or 20 for +- 1 V or +- 20 V according to your RP jumper LV or HV
THRESHOLD_VOLT = -.3 # Volt
POINTS_SAVE_AFTER_TRIGGER = 9000 # ns
WINDOW_DOUBLE_PULSE = 20000 # ns
EDGE = 0 # 1 for PosEdge trigger 0 for NegEdge trigger
```

```

MODE = 1 # # MODE = 0 Single-Pulse Trigger   MODE = 1   Double-Pulse Trigger
VETO = 200 # ns

WINDOW_DOUBLE_PULSE = int(WINDOW_DOUBLE_PULSE/8)
POINTS_SAVE_AFTER_TRIGGER = int(POINTS_SAVE_AFTER_TRIGGER/8)
VETO = int (VETO/8)
#POINTS_BEFORE_TRIGGER = WINDOW_DOUBLE_PULSE
if (MODE == 0):
    DELAY = 3   # 3 is the constant delay of trigger in Single-pulse mode
else:
    DELAY = 5   # 5 is the constant delay if trigger in Double-pulse mode
TRESHOLD_COUNTS = int(TRESHOLD_VOLT * 2**14/(-2*GAIN) + 2**13)
#print ("TRESHOLD_COUNTS = ", TRESHOLD_COUNTS , "for TRESHOLD_VOLT =
    #",TRESHOLD_VOLT, " Volt")
print ("Threshold =",TRESHOLD_VOLT, " Volt")
from periphery import MMIO
#####
regset = MMIO(0x41220000, 0xc)
regset.write32(0,POINTS_SAVE_AFTER_TRIGGER*256*256+WINDOW_DOUBLE_PULSE)
# POINTS_AFTER_TRIGGER and WINDOW_DOUBLE_PULSE
regset.write32(8,MODE) # MODE = 0 SINGLE   MODE = 1 DOUBLE
regset.close()
#####
for i in range(max_save):
    daq = 1
    regset = MMIO(0x41200000, 0xc)
    regset.write32(0,TRESHOLD_COUNTS*256*256) # TRESHOLD
    ADDR_TRIG_OLD = int(regset.read32(8)/256/256) - DELAY
    regset.write32(0,TRESHOLD_COUNTS*256*256+2) # TRESHOLD and ENABLE TRIGGER
    regset.write32(0,TRESHOLD_COUNTS*256*256)
    regset.close()
    #####
    regset = MMIO(0x41230000, 0xc)
    regset.write32(8,VETO*16 + EDGE) # TRIGGER EDGE and VETO
    regset.close()

    #####

    regset = MMIO(0x41210000, 0xc)
    NUM_SINGLES = regset.read32(8) % (256*256)
    NUM_DOUBLES = int(regset.read32(8) / (256*256))
    print ("Num Single Pulses = ", NUM_SINGLES, " Num Double Pulses = ",NUM_DOUBLES)
    f.write(datetime.now().strftime("%Y%m%d-%H%M%S") + " ")
    f.write("Threshold (V) = "+str(TRESHOLD_VOLT) + " EDGE = " + str(EDGE) + " MODE = " +
        str(MODE)+ " Trigger Mode = " + str(trig_mode)+ " ")

    f.write("Num Single-Pulses = "+str(NUM_SINGLES) + " Num Double Pulses = " +
        str(NUM_DOUBLES) + " ")
    regset.close()

    #####

```

```

regset = MMIO(0x41200000, 0xc)
while(daq == 1):
    time.sleep(.01) # to avoid saturating the RedPitaya CPUs
    ADDR_TRIG_NEW = int(regset.read32(8)/256/256) - DELAY
    if ADDR_TRIG_NEW != ADDR_TRIG_OLD: # TRIGGER DETECTED
        daq = 0
regset.close()
#####
if MODE == 1:
    regset = MMIO(0x41230000, 0xc)
    DT_BETWEEN_PULSES = regset.read32(0)
    print("Measured Delta Time Between first and second trigger = ",
          DT_BETWEEN_PULSES*8, " ns")
    f.write("Measured Delta Time Between first and second trigger = ")
    f.write(str(DT_BETWEEN_PULSES*8))
    f.write(" ns")

    regset.close()
else:
    DT_BETWEEN_PULSES = POINTS_SAVE_AFTER_TRIGGER - 40
    #####
    regset = MMIO(0x41200000, 0xc)
    #f.write("Evt number: ",evt_number+i,",")
    f.write(",")
    f.write(str(evt_number+i))
    f.write(",")
    #print("Pointer at trigger= ",ADDR_TRIG_NEW," =",hex(ADDR_TRIG_NEW))
    dat = []
    n = 0
    for ADDR_B in range(ADDR_TRIG_NEW-DT_BETWEEN_PULSES-40,ADDR_TRIG_NEW+
                        POINTS_SAVE_AFTER_TRIGGER,1):
        n += 1
        ADDR_B = ADDR_B%2**12
        regset.write32(0,TRESHOLD_COUNTS*256*256+ADDR_B*16)
        regset.write32(0,TRESHOLD_COUNTS*256*256+ADDR_B*16+1)
        COUNTS = regset.read32(8)%(256*256)
        DATA_VOLT = -2*GAIN*(COUNTS-2**13)/2**14
        dat.append(round(DATA_VOLT,3))
        f.write(str(round(DATA_VOLT,3)))
        f.write(",")
    f.write("\\n")
    regset.close()
    #####
    #y = dat
    print(dat)
    #np.savetxt("test.csv", np.asarray(dat), delimiter=",")
    #arr.tofile(filename, sep = ",")
    #event_data = asarray(dat)
    #arr = np.asarray(dat)
    #arr.tofile('event.csv', sep = ',')
f.close()

```

Apéndice B

Código para la obtención de Tau

En este apéndice se muestra el código utilizado para la lectura de los archivos csv descargados de <https://ciiec.buap.mx/Muon-Decay/> y la obtención de las diferencias de tiempo entre los dos pulsos de cada evento. Posteriormente se realiza un ajuste de regresión lineal para conocer el valor de tau.

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
import scipy.stats as st
from scipy.stats import linregress
from scipy.optimize import curve_fit
import matplotlib.ticker as ticker
import os
import plotly.express as px

offset = -0.004
umbral = -0.0108
valor_minimo_bueno = -0.008
eventos_buenos = []
indice_eventos = []
Dt = []
# CARPETA A LOS ARCHIVOS DESCARGADOS DE https://ciiec.buap.mx/Muon-Decay/
carpeta_archivos = "/home/user/files/"
archivos_csv = [f for f in os.listdir(carpeta_archivos) if f.endswith('.csv')]
contador_archivos = 0
total_archivos = len(archivos_csv)
for archivo_csv in archivos_csv:
    archivo_path = os.path.join(carpeta_archivos, archivo_csv)
    contador_archivos += 1
    print(f"Procesando archivo {contador_archivos} de {total_archivos}:
          {archivo_csv}")

    with open(archivo_path, 'r') as file:
        data = file.readlines()

    for event in range(len(data)):
        header = data[event].split(',') [0]
```

```

selected_data = data[event].split(',')[-5:]
selected_data = list(map(float, selected_data))
indices_originales = list(range(len(selected_data)))
indices_originales = [i * 8 for i in indices_originales]
nuevos_puntos = []
nuevos_indices = []

for i in range(len(selected_data) - 1):
    nuevos_puntos.append(selected_data[i])
    nuevos_indices.append(indices_originales[i])
    puntos_interpolados = np.linspace(selected_data[i],
                                       selected_data[i + 1], 41)[1:]
    indices_interpolados = np.linspace(indices_originales[i],
                                       indices_originales[i + 1], 41)[1:]

    nuevos_puntos.extend(puntos_interpolados)
    nuevos_indices.extend(indices_interpolados)

nuevos_puntos.append(selected_data[-1])
nuevos_indices.append(indices_originales[-1])
evento_actual = []
contador_eventos = 0
time0 = None

for i, valor in enumerate(nuevos_puntos):
    if valor < offset:
        evento_actual.append(valor)
    elif valor >= offset and evento_actual:
        if min(evento_actual) <= valor_minimo_bueno:
            inicio = max(0, i - len(evento_actual) - 3)
            fin = min(len(nuevos_puntos), i + 3)
            evento_completo = nuevos_puntos[inicio:fin]
            eventos_buenos.append(evento_completo)
            valor_minimo = min(evento_actual)
            indice_minimo = evento_actual.index(valor_minimo)

            primera_parte = evento_actual[:indice_minimo]
            if primera_parte:
                valor_cercano_al_umbral = None
                for valor in primera_parte:
                    if valor == umbral:
                        valor_cercano_al_umbral = valor
                        break
                if valor_cercano_al_umbral is None:
                    valor_cercano_al_umbral = min(primera_parte, key=lambda x:
                                                    abs(x - umbral))

            indice_cercano_al_umbral = primera_parte.
                index(valor_cercano_al_umbral)
            indice_temporal = inicio + indice_cercano_al_umbral
            indicen = nuevos_indices[indice_temporal]
            indice_eventos.append(indicen)

```

```

        if time0 is None:
            time0 = indicen
        else:
            time1 = indicen
            dt = time1 - time0
            Dt.append(dt)
            time0 = time1

    else:
        print(f"No se encontraron valores en la primera parte del
              evento #{contador_eventos + 1} en
              {archivo_csv}.")
        contador_eventos += 1

    evento_actual = []

Dtns = []
for i in Dt:
    j = (i/1000)
    Dtns.append(j)
Dtns = Dt

tau = 2.19
alpha = 1/tau
A = ***
Nt = ***
t = np.arange(0, Nt*tau, tau/20)
X = A*np.exp(-alpha*t)

def exponencial_negativa(x, a, b):
    return a * np.exp(-b * x)
#####/ CREAR HISTOGRAMA \#####
plt.figure(figsize=(20, 4))
counts, bins, _ = plt.hist(Dt0, bins=100, color = 'lightsteelblue', edgecolor='black',
                           alpha=1, label="Data")

x_hist = 0.5 * (bins[1:] + bins[:-1])

#####/ GUARDAR CENTROS Y ALTURAS DE BINES \#####
heights_en_centros = counts.tolist()
centros_de_bins = x_hist.tolist()

popt, _ = curve_fit(exponencial_negativa, x_hist, counts, p0=(0.01, 0.01))
x_fit = np.linspace(bins.min(), bins.max(), 1000)
y_fit = exponencial_negativa(x_fit, *popt)

#####/ GRAFICAR CURVA \#####
plt.plot(t,X,'k--', linewidth=2, label="Ajuste Exponencial")
font_title = {'family': 'serif',
              'color': 'black',
              'weight': 'normal',
              'size': 18}

```

```
plt.legend(loc="upper right")
plt.ylabel('Frecuencia')
plt.xlabel('Tiempo (us)')
plt.title("Datos Reales del Decaimiento del Muon de 24,000 Eventos")
plt.grid('on')
plt.savefig('/home/user/Image.png', bbox_inches='tight')

plt.show()

#####/ OBTENCIÓN Y RESTA DEL RUIDO \#####
heights_en_centros_SR = []
Ruido = []
for i in Dt0:
    if i > 10.0:
        Ruido.append(i)
    else:
        pass
print(len(Ruido))
r = 2*(len(Ruido)/100)
for i in heights_en_centros:
    j = i - r
    heights_en_centros_SR.append(j)

ruidopor = (len(Ruido)/len(Dt0))*100

plt.figure(figsize=(20, 4))
plt.bar(x_hist, heights_en_centros_SR, width=(bins[1] - bins[0]), color='lightgreen',
        edgecolor='black', alpha=0.7, label="Ajustado")
plt.ylabel('Frecuencia ajustada')
plt.xlabel('Tiempo')
plt.title("Histograma Ajustado")
plt.legend(loc="upper right")
plt.grid('on')

#####/ ACOTAR LA SECCIÓN DEL LOGARITMO \#####
heights_en_centros_SR1 = heights_en_centros_SR[:-50]
x_hist1 = x_hist[:-50]

plt.figure(figsize=(20, 4))
plt.bar(x_hist1, heights_en_centros_SR1, width=(bins[1] - bins[0]), color='lightgreen',
        edgecolor='black', alpha=0.7, label="Ajustado")
plt.ylabel('Frecuencia ajustada')
plt.xlabel('Tiempo')
plt.title("Histograma Ajustado")
plt.legend(loc="upper right")
plt.grid('on')

heights_en_centros_SR1log = np.log(heights_en_centros_SR1)

#####/ REGRESIÓN LINEAL Y OBTENCIÓN DE LA PENDIENTE \#####
slope, intercept, r_value, p_value, std_err = linregress(x_hist1, heights_en_centros_SR1log)
print(f'Pendiente: {slope}')
```

```

print(f'Desviación estándar de la pendiente: {std_err}')
tt = round(-1/slope, 4)
ttporc = round(100-((tt/2.1969811)*100), 4)
print("TIEMPO DE VIDA DADO: ", tt)
x_pred = np.linspace(0, 10, 100)
x_predpunt = np.linspace(10, 20, 100)
y_pred = slope * x_pred + intercept
y_predpunt = slope * x_predpunt + intercept

plt.figure(figsize=(10, 6))
plt.scatter(x_hist1, heights_en_centros_SR1log, color='red', marker='+', s=10,
            label='Data')
plt.plot(x_pred, y_pred, label='Recta de regresión', color='black')
plt.xlabel('Índice')
plt.ylabel('Valor')
plt.title('Gráfica de Dispersión y Recta de Regresión Lineal')
plt.legend()
plt.grid(True)
plt.savefig('/home/user/Image.png', bbox_inches='tight')
plt.show()

heights_en_centros_SRlogtotal = np.log(heights_en_centros_SR)
data = np.array(heights_en_centros_SRlogtotal)
data[np.isnan(data)] = 0
data1 = data.tolist()
data2 = data1[-50:]
x_hist2 = x_hist[-50:]

plt.figure(figsize=(20, 4))
plt.bar(x_hist1, heights_en_centros_SR1log, width=(bins[1] - bins[0]), color=
        'lightsteelblue', edgecolor='black', alpha=0.7, label="Data")
plt.bar(x_hist2, data2, width=(bins[1] - bins[0]), color='lightsteelblue',
        edgecolor='black', alpha=0.7)
plt.plot(x_pred, y_pred, label='Recta de regresión', color='red')
plt.plot(x_predpunt, y_predpunt, 'k--')#, color='red')
plt.ylabel('Frecuencia ajustada')
plt.xlabel('Tiempo (us)')
plt.title("Datos Reales del Decaimiento del Muon de 24,000 Eventos\n"
          f"Ruido de Fondo Medido: {len(Ruido)} eventos ({round(ruidopor, 4)}\n"
          f"% de la muestra)\n"
          f"Medición del Tiempo de Vida Medio: {tt} us +- {round(std_err, 4)} us"\n"
          f"\n Porcentaje de error del Tiempo de vida: {ttporc}%",
          fontdict=font_title)
plt.legend(loc="upper right")
plt.grid('on')
plt.savefig('/home/user/Image.png', bbox_inches='tight')
plt.show()

```

Bibliografía

- [1] Mark G Aartsen, M Ackermann, J Adams, JA Aguilar, M Ahlers, M Ahrens, D Altmann, K Andeen, T Anderson, I Ansseau, et al. The icecube neutrino observatory: instrumentation and online systems. *Journal of Instrumentation*, 12(03), 2017.
- [2] R Abbasi. Calibration and characterization of the icecube photomultiplier. 2010.
- [3] Frank Herbert Attix. *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*. John Wiley & Sons, 2008.
- [4] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Freon. Extensive cosmic-ray showers. *Reviews of Modern Physics*, 11(3):288–291, 1939.
- [5] Peter L Biermann and Günter Sigl. Introduction to cosmic rays. *Physics and astrophysics of ultra-high-energy cosmic rays*, pages 1–26, 2001.
- [6] Wolfgang Bietenholz. The most powerful particles in the universe: A cosmic smash. *Revista Cubana de Física*, 31(1):45–50, 2014.
- [7] Carla Bonifazi, Irina Nasteva, Federico Izraelevitch, and Gaston Gutierrez. Measurement of the muon lifetime. In *School and Workshop on Dark Matter and Neutrino Detection*. UFRJ, Brazil; UNSAM, Argentina; Fermilab, USA, 2018.
- [8] Eric Chaisson and Steve McMillan. *Astronomy Today: Stars & Galaxies*. Pearson, 2017.
- [9] James W Cronin, Thomas K Gaisser, and Simon P Swordy. Rayos cósmicos en las fronteras de la energía. *Investigación y ciencia*, (246):6–12, 1997.
- [10] Luigi Cuéllar, Rómulo Gallego Badillo, and Royman Pérez Miranda. El modelo atómico de e. rutherford del saber científico al conocimiento escolar. *Enseñanza de las ciencias: revista de investigación y experiencias didácticas*, pages 43–52, 2008.
- [11] Juan Carlos Díaz Vélez Berghouse. *ANISOTROPÍA DE RAYOS CÓSMICOS A ENERGÍAS DE 10 TEV CON LOS DETECTORES ICECUBE Y HAWC*. PhD thesis, 2017.
- [12] J Estévez, L Villaseñor, A González, and G Moreno. Medición de la razón de muones positivos a negativos en la radiación cósmica secundaria. *Revista Mexicana de Física*, 42(4):649–662, 1995.
- [13] MM Giannini. Muon decay and neutrino mass. *arXiv preprint arXiv:2207.02717*, 2022.
- [14] Carlo Giunti and Chung W Kim. *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics*. Oxford university press, 2007.
- [15] Peter KF Grieder. Extensive air showers: high energy phenomena and astrophysical aspects-a tutorial, reference manual and data book. 2010.

- [16] Francis Halzen. Icecube: a kilometer-scale neutrino observatory at the south pole. *Highlights of Astronomy*, 13:949–950, 2005.
- [17] Victor Francis Hess. Über beobachtungen der durchdringenden strahlung bei sieben freiballonfahrten. *Z. Phys.*, 13:1084, 1912.
- [18] William R Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Science & Business Media, 1994.
- [19] B Mamani and MA SUBIETA VASQUEZ. Estudio de la estabilidad de un detector cherenkov de agua en el marco de la colaboración lago. *Revista Boliviana de Física*, 41(41):3–11, 2022.
- [20] Jorge Antonio Morales Soto. Investigación del espectro de la componente ligera de los rayos cósmicos entre 10tev y 100tev usando el observatorio hawc. 2017.
- [21] Juan Cruz Moreno. Estudio de rayos cósmicos ultraenergéticos en el observatorio pierre auger: Nuevo modelo de profundidad atmosférica y su influencia en observables. *UNdeP. Dep. Phys*, 2012.
- [22] Patrick Peter and Murat Boratav. El enigma de las zetta-máquinas. *Mundo científico*, (164):66–71, 1996.
- [23] Marcos Santander. La astrofísica multimensajero.
- [24] Andrés Valle, Lilian García, and Héctor Pérez. Medición de la vida media del muón. *Revista de la Escuela de Física*, 5(1):11–15, 2017.
- [25] Uwe-Jens Wiese. The standard model of particle physics. *Institute for Theoretical Physics, University of Bern*, 2010.