



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

FACULTAD DE CIENCIAS

PROTOTIPO DE MÓDULO MUÓN-TRAZADOR PARA  
INVESTIGAR LA DISTRIBUCIÓN INTERNA DE  
DENSIDADES DEL VOLCÁN POPOCATÉPETL

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

FERNANDO VELÁZQUEZ CARREÓN

TUTOR

DR. VARLEN GRABSKI



CIUDAD UNIVERSITARIA, CdMx., 2020



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

1. Datos del alumno

Velázquez

Carreón

Fernando

55-69-08-05-17

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

307302397

2. Datos del tutor

Dr.

Varlen

Grabski

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Juan Manuel

Espíndola

Castro

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Arturo Alejandro

Menchaca

Rocha

5. Datos del sinodal 3

Dr.

Arnulfo

Martínez

Dávalos

6. Datos del sinodal 4

Dr.

Ernesto José María de la Salette

Belmont

Moreno

7. Datos del trabajo escrito:

Prototipo de módulo muón-trazador para investigar la distribución interna de densidades del volcán Popocatepetl

111 p

2020

# Agradecimientos

En primer lugar un agradecimiento a mi tutor, el Dr. Varlen Grabski, por guiarme en éste trabajo, por resolver mis dudas y hacerme ver cuando estuve mal, gracias por el apoyo y paciencia en éste y otros proyectos, sin duda el mejor profesor que he tenido y del cual más he aprendido.

A mis sinodales, al Dr. Juan Manuel Espíndola, por sus aportaciones y consejos en el área de vulcanología. Al Dr. Arturo Menchaca por sus valiosos comentarios, correcciones y sobre todo por su apoyo en éste y otros proyectos en los que me permiten participar. Al Dr. Arnulfo Martínez y al Dr. Ernesto Belmont, por sus comentarios y correcciones para poder terminar con mi trabajo escrito.

Al Instituto de Física de la UNAM, por permitirme ser estudiante asociado para colaborar en distintos proyectos de investigación, así como proporcionar parte del material de trabajo que fue elaborado por el taller mecánico del instituto.

Un agradecimiento especial al Técnico Académico del Instituto de Física Saúl Aguilar, por asesorarme en los temas referentes a la electrónica relacionada con éste trabajo.

Por supuesto un agradecimiento a mi Madre y mi pareja Stephanie, mis guías en esta vida y a mis hermanos, Jesús Antonio, Susana, Emmanuel e Isaac, por todo el apoyo que me otorgaron.

Por ultimo agradezco el apoyo económico proporcionado por el proyecto CONACyT 221088 titulado *Prototipo de detector para investigar la estructura interna del volcán Popocatepetl*, para la realización de este trabajo.

# Introducción

El uso de muones atmosféricos para estudiar la distribución interna de densidades de grandes volúmenes es una técnica novedosa que está en desarrollo. Ésta técnica puede ser usada para determinar la densidad promedio a lo largo de la traza de los muones, así como la distribución de densidades de un volumen dado, midiendo la atenuación del flujo de muones cósmicos que lo atraviesan.

Los muones atmosféricos se generan a partir de la interacción de rayos cósmicos primarios con las partículas de la atmósfera terrestre, y son las partículas cargadas más numerosas en llegar a la superficie terrestre [1], lo que favorece su uso para imagenología. Además, por poseer energías del orden de GeV e incluso TeV, que pueden atravesar grandes volúmenes de materia con mayor probabilidad de ser detectados. El flujo de muones que cruza una cantidad de materia depende de la energía que pierden en el proceso. Esta pérdida de energía es proporcional tanto a la densidad como a la longitud de la trayectoria.

Los primeros estudios destinados a caracterizar estructuras geológicas sobre laboratorios subterráneos fueron realizados por Eric George en 1955[2]. Más tarde, Luis Alvarez realizó en 1970 estudios en la pirámide de Kefren en Giza[3]. A través de los años se buscaron nuevas aplicaciones de este método de imágenes por muones cósmicos para distintas disciplinas. Fue en Japón[4]

principalmente donde se realizaron estudios para la aplicación de este método para el estudio de la estructura interna de volcanes, con resultados favorables. En ese país pudieron encontrar variaciones de la densidad interna de volcanes principalmente del Monte Asama, un volcán activo localizado en la provincia de Honshu.

Este método también fue utilizado para el análisis de volcanes tanto en Italia (Monte Etna) como en Francia (La Soufrière)[6]. Actualmente se encuentra en desarrollo un detector para radiografía con muones por un grupo de investigación en Colombia[7]. Logrando mejorar la eficiencia de sus detectores, tanto en el diseño como en la reconstrucción de las imágenes obtenidas

Los métodos geológicos convencionales, como son los monitoreos sísmicos, geodésicos y químicos, proporcionan información sobre la dinámica del volcán. Sin embargo, uno de los retos que enfrenta hoy la vulcanología es el estudio de la dinámica interna de los volcanes, la cual está relacionada con el comportamiento de las emisiones de magma, gas y agua[8].

En México se utilizará este método de monitoreo por muones cósmicos para construir imágenes bidimensionales internas de volcán Popocatepetl, como complemento de los métodos antes mencionados. Ya que por ser uno de los volcanes más activos del país, se le considera como un riesgo latente para las poblaciones cercanas, lo cual requiere que esté en constante vigilancia.

En éste trabajo se propone el uso de muones atmosféricos para la reconstrucción de imágenes, innovando en el desarrollo de un mejor prototipo de detector, para la detección del flujo de muones cósmicos a través del volcán. Ésto permitirá obtener un mapeo de la distribución interna de densidades del volcán Popocatepetl. Para esto se utilizarán módulos centelladores, para registrar el paso de muones cósmicos a través del volcán. Cada módulo está compuesto por un tubo rectangular de aluminio ( $320 \times 20 \times 10 \text{ cm}^3$ ) lleno de

líquido centellador. El tubo también lleva por dentro un arreglo de 36 fibras corredoras de frecuencia (WLS por sus siglas en inglés de *Wave-Length Shifting*). Éste recorre todo el largo del tubo y en cada extremo está acoplado a un fotomultiplicador de silicio (SiPM por sus siglas en inglés de *Silicon Photo-Multiplier*).

Los tiempos en que las señales son registradas nos dan información sobre la posición longitudinal de la traza. De ahí la importancia de tener una buena resolución temporal ya que va de la mano con la resolución espacial.

Esta tesis consiste en el estudio de las características y armado de un prototipo del módulo muon trazador. Se parte desde el estudio de los materiales empleados, así como un correcto ensamble y un análisis de los datos obtenidos mediante interacción de muones cósmicos con el módulo muon trazador.

En el capítulo 1 se da la motivación del proyecto. De ahí surge la necesidad de utilizar el método de monitoreo por muones cósmicos y como éste se distingue de los métodos geológicos convencionales.

En el capítulo 2 y 3 se da una introducción tanto de la teoría sobre el origen de estos muones cósmicos, sobre como interaccionan con la materia y los detectores necesarios para poder medirlos.

En el capítulo 4 se habla de la propuesta del detector a desarrollar para estudiar el volcán Popocatepetl. El diseño de un prototipo de módulo individual, así como su ensamble y las pruebas experimentales a desarrollar.

En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos con nuestro prototipo de módulo. Por último se dan las conclusiones del trabajo realizado.

# Índice general

<b>Agradecimientos</b>	<b>II</b>
<b>Introducción</b>	<b>IV</b>
<b>1. Propuesta de monitoreo volcánico por muones cósmicos</b>	<b>1</b>
1.1. Riesgos volcánicos . . . . .	1
1.2. Evaluación del riesgo volcánico en México . . . . .	3
1.3. Volcán Popocatepetl . . . . .	4
1.4. Métodos de monitoreo volcánico en México . . . . .	6
1.4.1. Monitoreo Visual . . . . .	7
1.4.2. Monitoreo Geoquímico . . . . .	8
1.4.3. Monitoreo Geodésico . . . . .	9
1.4.4. Monitoreo Sísmico . . . . .	10
1.5. Monitoreo por muones cósmicos . . . . .	12
1.5.1. Principios básicos de imágenes por muones cósmicos . . . . .	14
<b>2. Rayos cósmicos</b>	<b>17</b>
2.1. Flujo de muones en la superficie terrestre . . . . .	19
2.2. Interacción de muones con materia . . . . .	19

2.2.1.	Pérdidas de energía por ionización . . . . .	22
2.2.2.	Dispersión múltiple . . . . .	23
2.2.3.	Pérdidas de energía por procesos radiativos . . . . .	25
<b>3.</b>	<b>Detector</b>	<b>28</b>
3.1.	Detector de muones . . . . .	28
3.1.1.	Eficiencia del detector . . . . .	29
3.2.	Detector centellador . . . . .	30
3.2.1.	Centelladores Inorgánicos . . . . .	32
3.2.2.	Centelladores Orgánicos . . . . .	34
3.2.3.	Luminiscencia de un centellador orgánico . . . . .	34
3.2.4.	Líquido centellador . . . . .	35
3.3.	Fibras corredoras de frecuencia . . . . .	36
3.4.	Fotomultiplicadores . . . . .	38
3.4.1.	Eficiencia de detección de fotones . . . . .	40
3.4.2.	Voltaje de ruptura y sobre-voltaje . . . . .	40
3.4.3.	Ganancia del SiPM . . . . .	41
3.4.4.	Tiempo de recuperación . . . . .	42
3.4.5.	Tipos de ruido en fotomultiplicadores de silicio (SiPM)	42
<b>4.</b>	<b>Prototipo de modulo muon-trazador</b>	<b>44</b>
4.1.	Detectores para radiografía por muones . . . . .	44
4.2.	Propuesta de detector para muon-radiografía al volcán Popo- catépetl . . . . .	48
4.3.	Simulaciones en Geant4 . . . . .	50
4.3.1.	Resolución angular y eficiencia geométrica . . . . .	52
4.3.2.	Conteo de muones . . . . .	54
4.3.3.	Pérdida de energía . . . . .	54

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	IX
4.4. Construcción del Prototipo . . . . .	56
4.4.1. Preparación del tubo . . . . .	56
4.4.2. Arreglo de Fibras corredoras de frecuencia WLS . . . . .	57
4.4.3. Llenado de centellador . . . . .	60
4.4.4. Fotomultiplicadores . . . . .	62
4.5. Pruebas experimentales . . . . .	63
4.5.1. Procedimiento experimental . . . . .	63
4.5.2. Adquisición de datos . . . . .	65
4.5.3. Flash ADC (Analog to Digital Converter) . . . . .	66
<b>5. Resultados Experimentales</b>	<b>71</b>
5.1. Distribución de amplitudes . . . . .	72
5.2. Longitud de atenuación . . . . .	73
5.3. Producción de fotoelectrones . . . . .	74
5.4. Tiempos de las señales . . . . .	75
5.5. Tiempo de subida y ancho de pulso . . . . .	77
5.5.1. Tiempo de subida (Rise time) . . . . .	77
5.5.2. Ancho del pulso (Width time) . . . . .	78
5.6. Ruido de las señales . . . . .	78
5.7. Resolución temporal . . . . .	79
5.8. Relación amplitud con Tiempo de umbral . . . . .	81
5.9. Comparación entre Fotomultiplicadores . . . . .	83
5.10. Resultados mediante láser de calibración . . . . .	83
<b>Conclusiones</b>	<b>83</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>90</b>

# Índice de figuras

1.1. Ubicación de la faja volcánica transmexicana[10] . . . . .	2
1.2. Mapa de riesgo volcánico del volcán Popocatépetl realizado por el CENAPRED[13] . . . . .	3
1.3. Fotografía al Volcán Popocatépetl . . . . .	4
1.4. Actividad reciente del volcán Popocatépetl[14] . . . . .	5
1.5. Domo volcánico número 85 en el volcán Popocatépetl . . . . .	6
1.6. Monitoreo visual del domo volcánico del Popocatépetl realizado por el CENAPRED . . . . .	7
1.7. Montaje de espectrógrafo en aeronave[16] . . . . .	8
1.8. Instrumentación para el monitoreo geodésico del volcán Popocatépetl[16]	10
1.9. Estación sísmica ubicada en las faldas del volcán Popocatépetl[16]	11
1.10. Esquema del principio de imágenes por muones cósmicos en volcanes[17] . . . . .	12
1.11. Energía mínima de un muon para atravesar un espesor dado de roca estándar ( $\rho = 2.65g/cm^3$ )[18] . . . . .	15
2.1. Formación de muones cósmicos a partir del decaimiento de Piones y Kaones . . . . .	18
2.2. Flujo vertical de rayos cósmicos en la atmósfera con $E > 1\text{GeV}$ [23]	20

2.3. Parámetros $a$ y $b$ calculados para roca estándar. El rango $R$ esta dado en km de agua equivalente a $10^5 \text{g/cm}^2$ [22] . . . . .	21
2.4. Ángulo de dispersión para muones con energía de 3GeV en varios materiales[24] . . . . .	24
3.1. Diagrama del principio de funcionamiento de un detector centellador . . . . .	30
3.2. Materiales centelladores . . . . .	32
3.3. Representación de las componentes rápida (fast) y lenta (slow) del centellador, la linea continua representa la suma de ambas[28]	33
3.4. Esquema de bandas de un centellador inorgánico[29] . . . . .	33
3.5. Niveles de energía de una molécula de centellador orgánico[29]	35
3.6. Centellador liquido expuesto a luz UV . . . . .	36
3.7. Diagrama fibra óptica corredora de frecuencia (WLS)[31] . . . . .	37
3.8. Diagrama tubo fotomultiplicador[32] . . . . .	38
3.9. Esquema de celdas de Fotomultiplicador de silicio y diagrama de la conexion en paralelo . . . . .	39
4.1. Detector e imagen del Monte Asama en Japon[5] . . . . .	45
4.2. Detector usado en el proyecto DIAPHANE[36] . . . . .	45
4.3. Imágenes reconstruidas en diferentes puntos del volcán Soufriere [36] . . . . .	46
4.4. MU-RAY Detector, Izquierda: 32 barras de triangulares de plástico centellador y protección de aluminio para la electrónica. Derecha: los 12 módulos que conforman los 3 planos del detector[37] . . . . .	46
4.5. Reconstrucción de imagen del monte Vesuvius[37] . . . . .	47
4.6. Diagrama detector híbrido para el proyecto MuTe en Colombia[38]	48

4.7. Propuesta de detector de tres planos con 16 módulos independientes en cada uno. . . . .	49
4.8. Representación de una simulación realizada en Geant4 . . . . .	51
4.9. Simulación de la geometría del volcán en Geant4 [41] . . . . .	52
4.10. Distribuciones de la diferencia de ángulos inicial y reconstruido para cada eje coordenado X(azul) , Y(rojo) . . . . .	53
4.11. Eficiencia geométrica con dependencia angular para la propuesta de detector . . . . .	53
4.12. Estimación del conteo de muones cósmicos con dependencia angular . . . . .	54
4.13. Longitud de materia con dependencia angular (unidades en metros) . . . . .	55
4.14. Pérdida de energía de muones cósmicos con dependencia angular ( unidades en GeV) . . . . .	55
4.15. Diagrama del prototipo modulo muon-trazador . . . . .	56
4.16. Preparación de ambos lados del tubo . . . . .	57
4.17. Tabla con las especificaciones de cada tipo de Fibras WLS (Saint-Gobain datasheet)[42] . . . . .	58
4.18. Espectro de emisión y absorción de las fibras WLS modelo BCF-92 [42] . . . . .	58
4.19. Pegado y fijado de las fibras en los soportes . . . . .	59
4.20. Pegado de los extremos de las fibras WLS en los soportes (bundled) . . . . .	59
4.21. Colocación y pulido de los extremos de las fibras WLS . . . . .	60
4.22. Especificaciones del líquido centellador dados por el fabricante [43] . . . . .	61
4.23. Proceso llenado de centellador . . . . .	62

4.24. Especificaciones de los fotomultiplicadores Hamamatsu dados por el fabricante[44] . . . . .	63
4.25. Curva de la eficiencia de fotodetección para los SiPM Hamamatsu S14160 6050-HS[44] . . . . .	64
4.26. Proceso de colocación de los fotomultiplicadores . . . . .	65
4.27. Telescopio centellador acoplado en el módulo muon-trazador . . . . .	65
4.28. Señales recibidas al paso de un muon por el modulo . . . . .	66
4.29. Modulo IFES para los fotomultiplicadores de silicio[45] . . . . .	66
4.30. Proceso de colocación de los fotomultiplicadores . . . . .	67
4.31. Diagrama del módulo IFES. (A). Voltaje de alimentación, amplificadores diferenciales y comparador. (B)Fuente de alimentación con filtro y referencia. (C).Bus de control y conexiones de los DAC . . . . .	67
4.32. Arquitectura de un dispositivo Flash ADC [46] . . . . .	68
4.33. Diagrama del muestreo de una señal analógica . . . . .	69
4.34. Diagrama del proceso de adquisición de datos del prototipo . . . . .	70
5.1. Distribución de amplitudes para ambos lados del módulo . . . . .	72
5.2. Relación entre amplitudes para ambos lados del módulo . . . . .	72
5.3. Relación entre la amplitud promedio con la posición de la interacción del muon con el SiPM . . . . .	73
5.4. Cociente de la distribución de amplitudes generadas en el centro del módulo . . . . .	74
5.5. Tiempos de las señales para ambos fotomultiplicadores de Silicio . . . . .	75
5.6. Diagrama para determinar el tiempo de las señales . . . . .	76
5.7. Relación entre el tiempo y las amplitudes de las señales en el centro del módulo . . . . .	76

5.8. Intervalo en la amplitud de una señal analógica para determinar su tiempo de subida (rise time) . . . . . 77

5.9. Tiempo de subida de las señales tomado al 90% del valor de su amplitud . . . . . 77

5.10. Ancho del pulso tomado a un valor de la distribución de  $\sigma$  . . . 78

5.11. Distribución del ruido promedio . . . . . 79

5.12. Desviación estándar de la distribución del ruido promedio . . . 79

5.13. Distribución de la diferencia de tiempos en las señales . . . . . 80

5.14. Resolución temporal medida en diferentes puntos del módulo . 81

5.15. Diagrama que representa el tiempo sobre umbral (ToT) . . . . 82

5.16. Relación lineal de la amplitud de las señales registradas con su tiempo de umbral . . . . . 82

5.17. Comparación entre distintos fotomultiplicadores en dos tubos diferentes[48] . . . . . 83

5.18. Distribución de amplitudes . . . . . 84

5.19. Relación de amplitudes de ambos canales . . . . . 84

5.20. Ruido promedio . . . . . 85

5.21. Desviación estándar del ruido promedio . . . . . 85

5.22. Tiempo de subida (rise time) de las señales . . . . . 85

5.23. Tiempo de anchura de las señales . . . . . 86

5.24. Tiempos de las señales . . . . . 86

5.25. Diferencia de tiempos de las señales . . . . . 87

5.26. Relación tiempo-amplitud . . . . . 87

# Capítulo 1

## Propuesta de monitoreo volcánico por muones cósmicos

### 1.1. Riesgos volcánicos

Debido a beneficios que tienen los ecosistemas situados en tierras volcánicas, hay altas concentraciones de población en estas zonas, en busca de más y mejores recursos naturales. Algunos de estos beneficios son que las tierras volcánicas son tierras fértiles, por lo tanto facilitan la producción de varios elementos agrícolas, además de que algunos materiales volcánicos pueden ser utilizados para construcciones. Por lo tanto las poblaciones que viven en estas regiones tienen el deber de conocer tanto los beneficios como los riesgos de localizarse en las cercanías de tierras volcánicas, aunque no presenten actividad reciente[9].

Dentro del territorio nacional se encuentra una zona llamada cinturón volcánico o faja volcánica transmexicana (figura 1.1). La actividad volcánica dentro de esta zona es variada, desde emisiones de ceniza y gases, flujos de material piroclásticos y hasta algunas erupciones registradas de gran magni-

## CAPÍTULO 1. PROPUESTA DE MONITOREO VOLCÁNICO POR MUONES CÓSMICOS

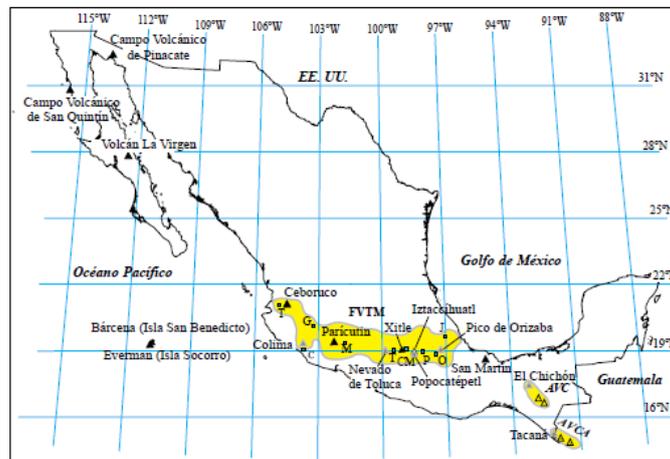


Figura 1.1: Ubicación de la faja volcánica transmexicana[10]

tud. Ésta zona volcánica recorre a lo largo del centro país con una extensión aproximada de 1200 km[10]. Dentro de esta zona se encuentran algunos de los volcanes más activos del país, de los que se han registrado actividad como son:

El volcán de Colima o volcán de fuego de Colima, que actualmente es el más activo del país, con una altitud cercana a los 4000 m sobre el nivel del mar, que ha presentado cerca de 40 erupciones, algunas de gran magnitud desde aproximadamente 500 años. El Chichónal en 1982, un volcán ubicado al norte del estado de Chiapas, que ha presentado numerosas erupciones, siendo la última en 1982, la cual provocó el desplazamiento aproximado de 20 mil personas en un radio de 10 km[9]. Dentro de la Ciudad de México el volcán monogenético Xitle hizo erupción aproximadamente hace más de 1600 años, cuyos restos de los flujos de lava cubren un área de  $70 \text{ km}^2$  al sur de la Ciudad de México.[11]. Y las más recientes como el nacimiento del volcán Parícutín en el estado de Michoacán en el año de 1952 y la actividad reciente del volcán Popocatepetl iniciada en el año de 1994.[9]

## 1.2. Evaluación del riesgo volcánico en México

En la faja volcánica transmexicana es donde se desarrolla la mayor actividad volcánica del país, igualmente en ésta zona se encuentran algunas regiones mayormente pobladas, es por ello que se requiere realizar evaluaciones de riesgo acorde a la actividad que presenten estos volcanes, además del estudio de las poblaciones cercanas a ellos y su vulnerabilidad ante actividad volcánica. Así, el peligro volcánico se puede definir como los daños a las poblaciones o bienes ante un evento volcánico inminente[12]. Para definir estos peligros se requiere un exhaustivo estudio geológico, que consiste en el registro y análisis de las erupciones pasadas, así como la presencia de materiales volcánicos debido a estas erupciones estudiadas mediante técnicas de datación por decaimiento de radioisótopos.

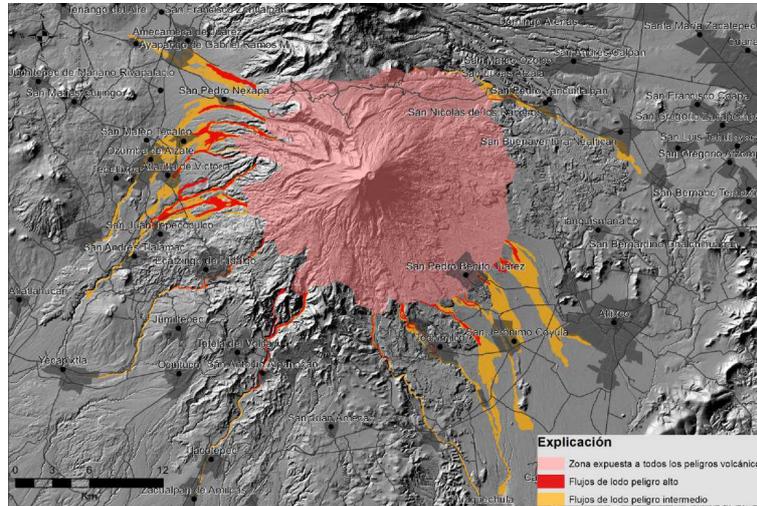


Figura 1.2: Mapa de riesgo volcánico del volcán Popocatépetl realizado por el CENAPRED[13]

A partir de estos estudios se pueden elaborar mapas de riesgos (figura 1.2) para mostrar los posibles alcances de alguna erupción volcánica, definiendo zonas de peligro alto e intermedio. Estos mapas elaborados por el



Figura 1.3: Fotografía al Volcán Popocatepetl

CENAPRED (Centro Nacional de Prevención de Desastres) son elaborados a partir de la reconstrucción de datos sobre la evolución geológica del volcán, además de simulaciones en computadora de posibles erupciones y a diferentes magnitudes[13]. Todo esto es con la finalidad de determinar cuáles son las zonas de evacuación dependiendo de la actividad volcánica que se pueda presentar en determinado momento.

### 1.3. Volcán Popocatepetl

El Popocatepetl es un estratovolcán activo de aproximadamente 5442 metros de altura sobre el nivel del mar. Ubicado en la faja volcánica trans-mexicana, localizado en la frontera de los Estados de México y de Puebla en las coordenadas  $19.02^{\circ}$  N y  $98.62^{\circ}$  O. Es el segundo volcán más alto, solo por debajo del Pico de Orizaba. Éste último una altitud de 5747 metros de altura, localizado entre los estados de Puebla y Veracruz.

El Popocatepetl es considerado el segundo volcán más activo del país, solo detrás del volcán de Colima. En sus alrededores habitan en promedio 1 millón de personas en un radio aproximado de 40 km, lo que lo convierte en

## CAPÍTULO 1. PROPUESTA DE MONITOREO VOLCÁNICO POR MUONES CÓSMICOS

---

uno de los volcanes más peligrosos ya que ha presentado actividad reciente. El registro de actividad se remonta en el tiempo de los Aztecas los cuales escribieron sobre la actividad del volcán a inicios del siglo XVI, de igual manera durante el tiempo de la colonia se registraron varios eventos volcánicos menores[10].

El volcán Popocatépetl es el resultado de una evolución geológica a partir de volcanes precursores, el primero fue el volcán Nexpayantla hace más de 400,000 años, sobre éste cráter producto de una fuerte erupción se formó un nuevo cono volcánico llamado el Fraile, el cual colapsó aproximadamente hace 30 mil años y sobre estos restos es donde se formó el cono volcánico moderno[14].

Pre octubre 1994	Fase estable
Octubre 1994 a 20 diciembre 1994	Fase de actividad premonitora
21 diciembre 1994 a 26 marzo 1996	Actividad fumarólica de limpieza de conductos
26 marzo 1996 a 15 marzo 1997	Fase de recarga, con el crecimiento de pequeños domos de lava
15 marzo 1997 a 30 junio 1997	Crecimiento y destrucción de un domo grande (3)
Julio de 1997 a septiembre de 1999	Fase posteruptiva de relajación, emplazamiento de numerosos domos pequeños
Septiembre de 1999 a diciembre de 2000	Fase de recarga, con el emplazamiento de domos cada vez más grandes
Noviembre de 2000 a 18 diciembre 2000	Emplazamiento muy rápido de un gran domo (12)
19 diciembre de 2000 a 23 enero de 2001	Fase eruptiva intensa, culminando en erupción VEI 3-4
Enero de 2001 a mayo de 2003	Fase posteruptiva de relajación, emplazamiento de numerosos domos pequeños
Mayo de 2003 a junio de 2005	Fase estable con mínima actividad
Julio de 2005 a 2009	Crecimiento de pequeños domos de lava
2010 y 2011	Fase de recarga, con el emplazamiento de domos cada vez más grandes

Figura 1.4: Actividad reciente del volcán Popocatépetl[14]

La actividad reciente del Popocatépetl iniciada en 1994 fue principalmente mediante emanaciones de ceniza, vapor de agua y gas. Fue hasta el año de 1996 donde hubo las primeras formaciones de domos volcánicos. A partir de esa fecha cada nueva formación de domos estuvo acompañada de exhalaciones de ceniza y vapor de agua, que culminan en explosiones y sismos volcánicos.

Aunque realmente no todos los domos son destruidos, sino que surgen nuevas formaciones que cubren a sus predecesores, provocando la reducción del cráter interno[15]. Hasta noviembre del 2019 se han contabilizado la formación alrededor de 85 domos. Este último cuenta con un diámetro aproximado de 210 m y 80 m de espesor. De ahí la necesidad de realizar un monitoreo constante, para estar al tanto de la actividad volcánica del Popocatepetl y ayudar en la prevención ante una inminente erupción.



Figura 1.5: Domo volcánico número 85 en el volcán Popocatepetl

## 1.4. Métodos de monitoreo volcánico en México

El problema que enfrenta la vulcanología es que no es posible observar el interior de los volcanes. Sin embargo, con el fin de evaluar el nivel de riesgo de un volcán activo aplica métodos como el registro de la actividad sísmica en el volcán, muestreo y análisis de ceniza, mediciones de la deformidad del suelo y de los gases expulsados, entre otros. Todo esto mediante la observación con-

tinua y permanente del volcán por medio de instrumentación especializada. El monitoreo del volcán Popocatépetl lo realiza el CENAPRED con apoyo del Instituto de Geofísica de la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) y se basa en el estudio de cuatro aspectos fundamentales de la dinámica de un volcán. como son: monitoreo visual, geoquímico, geodésico y sísmico[16], resumidos a continuación.

### **1.4.1. Monitoreo Visual**

Consiste en la observación continua del volcán mediante vídeo o fotografía especializada, ésto tiene como finalidad observar mediante grabaciones las deformaciones provocadas por alguna actividad volcánica tanto en el edificio volcánico como en el cráter (figura 1.6), así como observar las emisiones visibles de gases y cenizas.



Figura 1.6: Monitoreo visual del domo volcánico del Popocatépetl realizado por el CENAPRED

Para la vigilancia del Popocatépetl en principio se instaló una serie de cámaras de vigilancia ubicadas una en el cerro de Tlamacas y en el cerro Altzomoni ubicados en el Estado de México. Las imágenes captadas son

enviadas a una estación central en el CENAPRED. La imagen del volcán se almacena las 24 horas del día. Ya que las cámaras pueden ser operadas a distancia, esto permite detectar cualquier cambio visible continuamente, distinguir entre las emisiones de gases o ceniza y determinar la dirección de la exhalaciones volcánicas. Actualmente se cuenta con una cámara que cubre el espectro infrarrojo ubicada en el pico del cerro Alzomoni, que muestra imágenes térmicas del edificio volcánico y las emisiones del volcán[16].

### **1.4.2. Monitoreo Geoquímico**

El monitoreo geoquímico que realizan el CENAPRED y el Instituto de Geofísica de la UNAM, consiste en realizar mediciones de las concentraciones de gases y análisis químico de cenizas y aguas de manantiales. Los gases monitoreados actualmente son el bióxido de azufre y bióxido de carbono. Las mediciones de bióxido de azufre se realizan regularmente por vía terrestre con ayuda de un espectrógrafo de correlación COSPEC y ocasionalmente también por vía aérea(figura 1.7).



Figura 1.7: Montaje de espectrógrafo en aeronave[16]

Las mediciones por vía terrestre se realizan colocando el espectrógrafo en un vehículo y miden la absorción de luz ultravioleta que emite del Sol. Por aire, el espectrógrafo se coloca en una aeronave y se realizan de igual forma cortes por debajo de la nube de gas. Para la medición del  $CO_2$  se utiliza un analizador de gas (LICOR). De igual forma los manantiales localizados en las faldas del volcán Popocatepetl son analizados en el Laboratorio de Química Analítica del Instituto de Geofísica de la UNAM, así como las cenizas y material piroclástico emitido por el volcán son analizados en el mismo Instituto, esto para determinar cambios en su composición química. La concentración de algunas sustancias como flúor, cloro, boro se asocian a diferentes grados de concentración y a su contribución magmática. Esta información es utilizada para saber si una erupción es de origen magmático o freático, es decir si el magma tiene contacto con agua o no, o si existe aporte de nuevo material magmático al sistema volcánico[16].

### **1.4.3. Monitoreo Geodésico**

Los estudios de las deformaciones del cono volcánico se llevan a cabo mediante el monitoreo geodésico, se basa en determinar la actividad volcánica mediante las alteraciones en la estructura del volcán, ya que están relacionadas con cambios de presión internas o movimiento de magma.

Para medir éstas deformaciones se usa instrumentación convencional mediante técnicas de nivelación o triangulación, así como inclinómetros y sistemas de GPS para una mejor precisión. Además, se estableció una estación en el poblado de Tonantzintla para determinar la contribución tectónica regional a las deformaciones sufridas en el volcán. Estos datos son recibidos en las estaciones y se envían continuamente al Instituto de Geofísica de la UNAM[16].



(a) Instalación de inclinómetro



(b) Estación GPS

Figura 1.8: Instrumentación para el monitoreo geodésico del volcán Popocatepetl[16]

#### 1.4.4. Monitoreo Sísmico

El monitoreo sísmico consiste en la medición de la actividad sísmica del edificio volcánico y sus alrededores. Estos movimientos se producen por diferentes procesos en el interior de los volcanes. Entre algunas de las causas se encuentran la formación de fallas en el edificio volcánico provocado por cambios de presión, además por la expulsión de materiales en alguna erupción. Haciendo un análisis de los eventos sísmicos debido a actividad volcánica se le puede asociar a distintos procesos internos del volcán y la fuente de donde provienen. La vigilancia de la actividad sísmica en volcanes se ha convertido en unos de los principales métodos de monitoreo debido a su efectividad para estimar erupciones futuras. Para llevar a cabo estas estimaciones se requiere de estaciones sísmicas alrededor del volcán para poder determinar los epicentros.

La instrumentación utilizada para el monitoreo sísmico es muy variada, en su mayoría los sismómetros son del tipo electromagnéticos. Las señales de los sismómetros son procesadas de tal forma que puedan ser enviadas a su determinado centro de registro[16].



Figura 1.9: Estación sísmica ubicada en las faldas del volcán Popocatepetl[16]

Todos estos métodos de monitoreo son eficientes para estudiar el comportamiento interno del volcán; Sin embargo, si requerimos estudiar la distribución interna de densidades, se requiere de nuevos métodos de monitoreo. La insuficiencia en la resolución espacial evita caracterizar estructuras volcánicas pequeñas (conductos, anomalías de alta densidad, intrusiones magmáticas) que pueden jugar un papel importante a la hora de prever y determinar la magnitud de futuras erupciones. Es por esta razón que se ha optado por complementar los métodos de monitoreo actuales con otras técnicas para aportar información adicional sobre procesos y estructuras internas del volcán. Actualmente para estudiar la estructura interna de grandes volúmenes (Pirámides, montañas, volcanes, lugares inhóspitos, etc.) se utilizan métodos más novedosos en desarrollo mediante partículas elementales, en específico con muones cósmicos llamado radiografía por muones.

## 1.5. Monitoreo por muones cósmicos

La radiografía por muones o muón radiografía es una técnica que genera imágenes bidimensionales de grandes volúmenes a partir del estudio de la absorción de muones cósmicos que atraviesan dicho material. Esta absorción depende del espesor y la densidad del material.

Los muones cósmicos son partículas elementales que se forman a una elevación aproximada de 15 km a partir de interacciones de rayos cósmicos primarios con los núcleos atómicos de las moléculas de la atmósfera. Estos llegan constantemente a la superficie terrestre con una incidencia promedio de  $70 m^{-2}sr^{-1}s^{-1}$ [23].

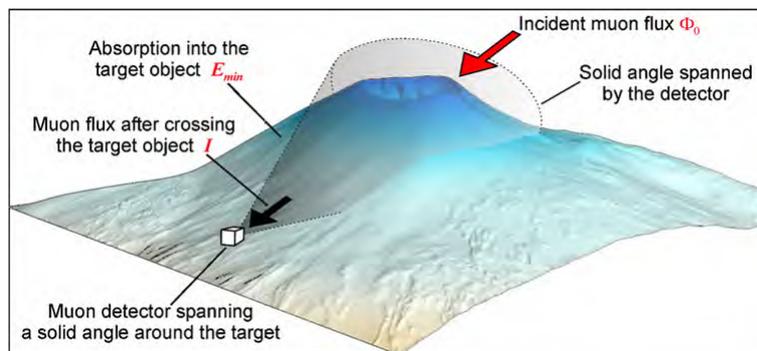


Figura 1.10: Esquema del principio de imágenes por muones cósmicos en volcanes[17]

Estos muones pueden atravesar gran cantidad de materia y midiendo la absorción de estas partículas a lo largo de diferentes trayectorias a través del cuerpo sólido uno puede deducir la distribución interna de densidades del objetivo. Así los rayos cósmicos nos ayudan a ver dentro del objeto.

La radiografía por muones puede dar directamente una imagen del interior de grandes estructuras, mostrando la posible presencia de cavidades o conductos internos. En el caso de volcanes, los métodos de imagenología convencionales presentan resoluciones espaciales de varios cientos de metros. En

## *CAPÍTULO 1. PROPUESTA DE MONITOREO VOLCÁNICO POR MUONES CÓSMICOS*

---

condiciones óptimas la tomografía por muones cósmicos provee resoluciones de decenas de metros que a la par de otros métodos generan información más detallada de la estructura interna de los volcanes.

Fue en Japón en 1995 que se aplicó la radiografía por muones para aplicaciones a la vulcanología. En el año 2003 se comprobó que este método de monitoreo usando muones cósmicos podía ser complemento de otros sistemas de monitoreo geodésicos[5].

En Francia[35], la colaboración Diaphane iniciada en 2007 comenzó a evaluar la viabilidad de obtener una radiografía por muones a la cúpula volcánica activa de las Antillas menores (La Soufrière) . En 2010 se utilizó este método para obtener una imagen del monte Etna en Italia.

Durante varios años se continuó el estudio de este método en varios volcanes de Italia y Francia, optimizando los detectores para una mejor reconstrucción de los eventos. Recientemente en Colombia se está usando este método para monitorear volcanes de la región Andina de Colombia[37].

El uso de muones presenta algunas ventajas con respecto a técnicas geofísicas más conocidas. En primer lugar, es posible determinar directamente la cantidad de materia que cruzan a lo largo de cada dirección de desplazamiento de las partículas. Ésta información, al conocer el grosor de roca atravesada, se puede convertir en densidad promedio. Otra ventaja de generar imágenes de volcanes a través de muones consiste en que parten de una fuente natural, bastante constante y generalizada. Es decir, se utiliza el flujo de muones, lo que implica que no es necesario implementar sistemas que alimenten la fuente, que demanden costos como cuando son eléctricos o se utilizan fuentes sísmicas activas.

La resolución espacial se puede ajustar fácilmente en función del objetivo, modificando las características geométricas del detector. Bajo ciertas circuns-

tancias se pueden reconocer estructuras internas dentro del objeto con una resolución espacial tan fina como unas pocas decenas de metros.

Entre las desventajas de imágenes por muones, las más importantes son :

(i) debido a restricciones geométricas, solo la parte del edificio volcánico sobre el horizonte del detector puede ser investigado (Fig. 1.6)

(ii) para tener un flujo suficiente, el espesor de la roca que deben atravesar los muones no debe exceder algunos kilómetros ( $\approx 10km$ )

Además, el intervalo de tiempo necesario para obtener un contraste de densidad dado no debe exceder el período típico de procesos volcánicos capaces de cambiar la distribución de densidad interna de la estructura del objetivo. Por lo tanto, bajo ciertas condiciones experimentales, las imágenes de volcanes con muones pueden resultar inviables[17].

### 1.5.1. Principios básicos de imágenes por muones cósmicos

Para poder estimar la cantidad de muones que logran atravesar cierto espesor de materia, primero debemos definir nuestro espesor en función de la densidad del material. Podemos definir a nuestro espesor de material usando el termino de opacidad dado por[17]:

$$\varrho \equiv \int_L \rho(\xi)d\xi \tag{1.1}$$

Que es el espesor del material que atraviesan los muones, dado por la densidad del material por la longitud de la trayectoria que cruzan los muones atmosféricos, donde  $\varrho$  esta expresada en  $g/cm^2$ ,

La disminución en la intensidad del flujo de muones debido a la presencia de material se deduce a partir de la opacidad  $\varrho$ , comparando el flujo diferen-

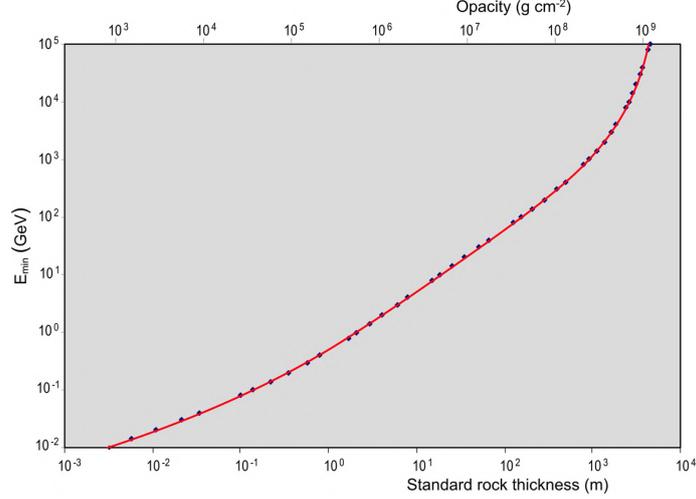


Figura 1.11: Energía mínima de un muon para atravesar un espesor dado de roca estándar ( $\rho = 2.65g/cm^3$ )[18]

cial  $\Phi$  (dado en  $cm^{-2} sr^{-1} s^{-1} GeV^{-1}$ ), a través de la estructura a estudiar con el flujo  $\Phi_0$  en ausencia de materia.

Conociendo la energía que pierden los muones al atravesar una cierta cantidad de materia en este caso roca, se puede determinar una energía mínima  $E_{min}$  la cual es la energía necesaria para atravesar cierta cantidad de materia a una opacidad dada  $\varrho$ . Esa energía mínima se obtiene al resolver:

$$E_{min} - \int_0^{\varrho} \frac{dE}{d\varrho} d\varrho = E_{\mu} \quad (1.2)$$

Donde  $E_{\mu}$  es la energía de reposo de los muones atmosféricos. Esta mínima energía  $E_{min}$  sirve como un límite inferior para encontrar el flujo integral el cual se obtiene a partir del flujo diferencial.

$$I(\varrho, \phi) = \int_{E_{min}(\varrho)}^{\infty} \Phi(E_0, \phi) dE_0 \quad (cm^{-2} sr^{-1} s^{-1}) \quad (1.3)$$

Esta ecuación da el número de muones que atraviesan una estructura como función de la opacidad  $\varrho$ .

Un elemento central en experimentos de imágenes con muones cósmicos es el detector, de acuerdo a sus características geométricas a éste se le asocia una eficiencia geométrica y a su vez una aceptación. Para poder determinar el número de muones que llegan a nuestro detector usamos la siguiente relación:

$$N(\varrho) = \Delta T \times \mathcal{T} \times I(\varrho, \phi) \quad (1.4)$$

Donde  $I(\varrho, \phi)$  es el flujo integral de muones cósmicos (medido en  $cm^{-2}sr^{-1}s^{-1}$ ),  $\Delta T$  es la duración del periodo de medición del flujo en segundos y  $\mathcal{T}$  es la aceptación del detector dada en  $cm^2 sr$ . La aceptación está relacionada con la geometría del detector y su eficiencia geométrica, siendo una función que convierte un flujo integral en un número  $N$  de muones[38].

Los detectores comúnmente usados para muon radiografía tienen resoluciones angulares  $\Delta\alpha$  de pocas decenas de miliradianes. En casos como la vulcanología, donde el detector es muy pequeño en comparación al objeto de estudio y a la distancia  $L$  a la que es colocado el detector, la incertidumbre espacial  $\Delta r$  debido a la resolución angular del detector de la estructura situada a una distancia  $L$  se puede describir fácilmente como:

$$\Delta r = \Delta\alpha \times L \quad (1.5)$$

## Capítulo 2

# Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos primarios son principalmente núcleos de Hidrógeno y de Helio de gran energía provenientes de supernovas que continuamente llegan a la Tierra. Cuando entran a la atmósfera terrestre, éstas partículas colisionan con los núcleos atómicos que componen los gases de la atmósfera terrestre, produciendo partículas secundarias que continúan propagándose hacia la superficie.

En este proceso se generan dos tipos de partículas secundarias: piones y kaones, así como sus antipartículas. Éstas a su vez decaen rápidamente en muones, con un tiempo de decaimiento promedio alrededor de 12 a 26 ns[22].

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (\sim 66 \%)$$

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (\sim 100 \%)$$

El muón es una partícula elemental con una carga negativa y espín 1/2, con una masa aproximada de 105.65 MeV, unas 200 veces más pesado que el electrón. En la atmósfera se producen aproximadamente 1.3 veces más antimuones que muones ( $R_\mu = \frac{N_{\mu^+}}{N_{\mu^-}}$ ). Sin embargo el signo de su carga no

afecta la argumentación en este capítulo. Por lo tanto, me referiré a "muones" indistintamente de su carga.

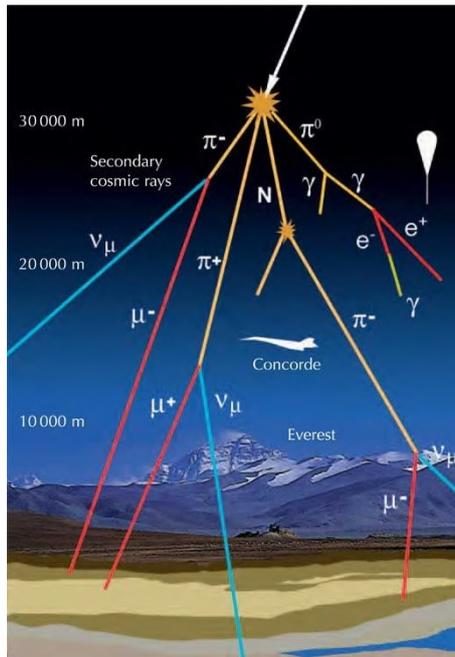
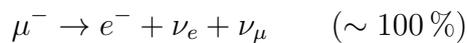


Figura 2.1: Formación de muones cósmicos a partir del decaimiento de Piones y Kaones

El muon es inestable con una vida media de  $2.19 \mu\text{s}$  y este decae a su vez en un electrón y neutrinos:



A pesar de ser una partícula inestable, gracias a su gran masa y momento, los muones cósmicos son las partículas cargadas más abundantes que llegan a nivel del mar, esto se debe a que llegan a adquirir velocidades relativistas de  $0.98c$ , logrando aumentar su tiempo propio de decaimiento por fenómenos relativistas (dilatación del tiempo) y logrando viajar decenas de kilómetros hasta llegar a la superficie terrestre e inclusive llegar varios kilómetros bajo

tierra. Durante su tiempo de vuelo los muones pueden perder energía por ionización con los átomos y moléculas de la atmósfera terrestre.

## 2.1. Flujo de muones en la superficie terrestre

El flujo integral de muones en la superficie terrestre presenta una dependencia del ángulo cenital de incidencia  $\phi$  y la energía  $E$ [19].

$$I(E, \phi) = I(E, \phi) \cos^2 \phi \quad (2.1)$$

Éste flujo por definición se puede representar en función del número de muones por unidad de energía.

$$\frac{dN(E, \phi)}{dE} = I(E, \phi) \cos^2 \phi \quad (2.2)$$

Donde, de acuerdo con las mediciones recientes el flujo vertical ( $\phi = 0$ ) de muones a nivel del mar, tiene un valor aproximado de  $I_0 = 70 \text{ m}^{-2} \text{ min}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ .

Un modelo analítico para dar una expresión correcta para el flujo de muones en la superficie terrestre fue propuesta por Gaisser en 1990 [20] dado por:

$$\frac{dN(E, \phi)}{dE} = \frac{0.14E^{-2.7}}{\text{cm}^2 \text{ s sr GeV}} \left[ \frac{1}{1 + \frac{E \cos \phi}{E_\pi}} + \frac{0.054}{1 + \frac{E \cos \phi}{E_\kappa}} \right] \quad (2.3)$$

Este modelo considera la creación de muones a partir del decaimiento de piones y kaones.

## 2.2. Interacción de muones con materia

Los muones y los neutrinos son partículas que pueden penetrar grandes profundidades de materia. En este caso nuestro material de referencia será

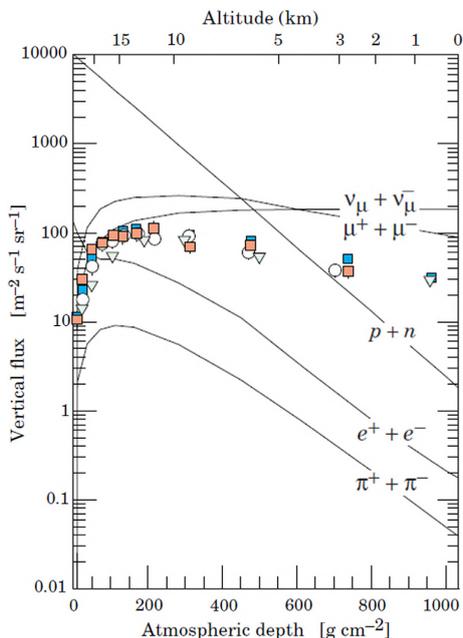


Figura 2.2: Flujo vertical de rayos cósmicos en la atmósfera con  $E > 1\text{GeV}$ [23]

roca estándar con una densidad  $\rho = 2.65\text{g/cm}^3$ , una masa atómica de  $A=22$  y número atómico  $Z=11$ .

La energía perdida por muones cósmicos está dividida en dos categorías: una parte continua (ionización) y una parte discreta (radiación) que contempla “bremsstrahlung“, producción de pares e interacciones con el núcleo. La pérdida total de energía del muon puede ser expresada como una parametrización[21] dada por:

$$\frac{-dE(E_\mu)}{dX} = a + bE_\mu \quad (2.4)$$

Donde  $a$  es la pérdida por ionización y  $b$  es la pérdida de energía por los procesos radiativos y  $X$  es el espesor del material cruzado dado en  $g\text{cm}^{-2}$ . El espesor  $X$  es común darlo en equivalencia de metros de agua ( $1\text{ m.w.e} = 10^2\text{g cm}^{-2}$ ).

$E_\mu$	$R$	$a$	$b_{\text{brems}}$	$b_{\text{pair}}$	$b_{\text{nucl}}$	$\sum b_i$	$\sum b(\text{ice})$
GeV	km.w.e.	MeV g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>	—	10 <sup>-6</sup> g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>	—	—	—
10	0.05	2.17	0.70	0.70	0.50	1.90	1.66
100	0.41	2.44	1.10	1.53	0.41	3.04	2.51
1000	2.45	2.68	1.44	2.07	0.41	3.92	3.17
10000	6.09	2.93	1.62	2.27	0.46	4.35	3.78

Figura 2.3: Parámetros  $a$  y  $b$  calculados para roca estándar. El rango  $R$  está dado en km de agua equivalente a  $10^5 \text{g/cm}^2$  [22]

Los factores  $a$  y  $b$  en la ecuación 2.4 dependen medianamente de la energía y de la composición del medio que cruzan: en particular  $\alpha \propto Z/A$  y  $\beta \propto Z^2/A$ . Los valores típicos para estas constantes son  $\alpha \simeq 2 \text{MeV g}^{-1}$  y  $\beta \simeq 4 \times 10^{-6} \text{g}^{-1} \text{cm}^2$  [21].

La energía crítica ( $\epsilon_\mu$ ) es definida como la energía a la cual las perdidas por ionizaciones es igual a las perdidas por fenómenos radiativos ( bremsstrahlung "  $b_{\text{brems}}$  ", producción de pares  $b_{\text{pair}}$  y interacciones con el núcleo "  $b_{\text{nucl}}$  "): para muones  $\epsilon_\mu = a/b \simeq 500 \text{GeV}$ .

La solución general de la ecuación 2.4 corresponde a la energía promedio  $\langle E_\mu \rangle$  de un haz de muones con energía inicial  $E_\mu^0$  después de penetrar un espesor de roca  $X$

$$\langle E_\mu \rangle = (E_\mu^0 + \epsilon_\mu) e^{-bX} - \epsilon_\mu \quad (2.5)$$

La energía mínima requerida para que un muon alcance a cruzar el camino con espesor  $X$  es la solución de la ecuación 2.5 con energía residual  $E_\mu(X) = 0$ .

$$E_{\mu, \text{min}}^0 = \epsilon_\mu (e^{bX} - 1) \quad (2.6)$$

La distancia  $R$  de un muón con energía  $E_\mu^0$ , es decir el camino de roca

que logra atravesar es [21]:

$$R(E_\mu^0) = \frac{1}{b} \ln \left( 1 + \frac{E_\mu^0}{\epsilon_\mu} \right) \quad (2.7)$$

### 2.2.1. Pérdidas de energía por ionización

Cuando una partícula cargada (muón) pasa a través de materia, ésta puede perder energía y ser desviada hacia una dirección distinta de la dirección incidente.

Para partículas masivas este efecto es principalmente por colisiones inelásticas. La energía transmitida en cada colisión puede ser pequeña, pero en un medio denso también pueden darse colisiones significativas. Esta pérdida de energía por unidad de longitud ( $\frac{dE}{dX}$ ) o poder de frenado puede derivarse matemáticamente con la ecuación de Bethe-Bloch [23]:

$$\frac{dE}{dX} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 \nu^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right] \quad (2.8)$$

donde:

$r_e$  : radio del electrón =  $2.817 \times 10^{-13}$  cm

$\rho$ : densidad del material

$m_e$ : masa del electrón =  $0.511$  MeV/ $c^2$

$Z$ : carga eléctrica de la partícula incidente en unidades de  $e$

$N_a$  : número de Avogadro =  $6.022 \times 10^{23}$

$\beta$ :  $v/c$  de la partícula incidente

$I$ : potencial de excitación

$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ : factor de Lorentz

$\delta$ : corrección de densidad

$A$ : peso atómico del material

$C$ : corrección de capas

$W_{max}$ : máxima energía transferida en una colisión.

La energía máxima de transferencia en una colisión para una partícula de masa  $M$  que incide en el material está dada por:

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \eta^2}{1 + 2s\sqrt{1 + \eta^2} + s^2} \quad (2.9)$$

Donde  $s = m_e/M$  y  $\eta = \beta\gamma$ . En este caso como las partículas incidentes son muones, su masa  $m_\mu$  es mucho mayor que la masa del electrón, esto implica que el factor  $s$  es un número mucho menor a 1 y  $s^2$  lo es más. Por lo tanto, se desprecian esos términos y la energía máxima de transferencia queda como:

$$W_{max} \approx 2m_e c^2 \eta^2 \quad (2.10)$$

El potencial de excitación medio  $I$  es teóricamente un promedio logarítmico de frecuencias de un estado unido a electrones por las fuerzas del oscilador de los niveles atómicos. Sin embargo, esta cantidad es muy difícil de calcular en realidad. Su valor generalmente se determina empíricamente

Para pérdidas por ionización que sufren muones cósmicos se usa una aproximación de pérdida de energía por unidad de longitud ( $\frac{dE}{dX}$ ) aproximadamente de  $2 \text{ MeV}/(g/cm^2)$ .

### 2.2.2. Dispersión múltiple

La dispersión múltiple se origina por las colisiones que sufren las partículas, en este caso muones con los núcleos atómicos. Éstas colisiones desvían la dirección de la partícula. Tales desviaciones son descritas por la teoría de Molière[24], el valor de una desviación estándar  $\Theta_{MS}$  está dada por:

$$\Theta_{MS} = \frac{13.6MeV}{\beta cp} Q \sqrt{\frac{x}{X_0}} (1 + 0.038 \ln(x/X_0)) \quad (2.11)$$

Donde:

$\beta$ : factor relativista

$p$ : momento del muon en MeV/c

$x$ : espesor del material

$Q$ : valor absoluto de la carga del muón

$X_0$ : longitud de radiación, que es es la longitud media para reducir la energía de un electrón por el factor  $1/e$ , dada empíricamente por:

$$X_0 \approx \frac{716.4g/cm^2}{\rho} Q \frac{A}{Z(Z+1) \log(287/\sqrt{Z})} \quad (2.12)$$

Con  $Z$  y  $A$  los números atómicos y de masa del material. puede verse que la longitud de radiación decrece cuando el numero atómico aumenta.

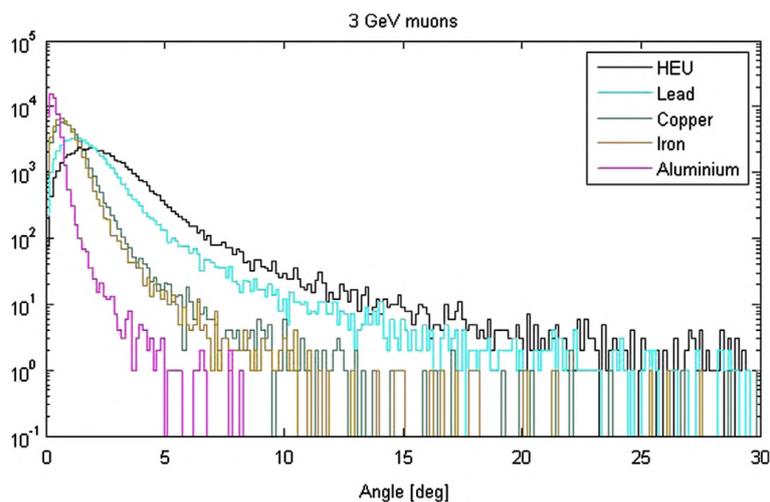


Figura 2.4: Ángulo de dispersión para muones con energía de 3GeV en varios materiales[24]

### 2.2.3. Pérdidas de energía por procesos radiativos

La pérdida de energía por estos procesos radiativos domina para muones a altas energías ( $>500$  GeV). Estas pérdidas se deben a la radiación de frenado (bremsstrahlung), a producción de pares y a interacciones fotonucleares.

$$b \equiv b_{brems} + b_{pair} + b_{nucl} \quad (2.13)$$

Estos fenómenos dependen de la sección eficaz  $d\sigma/d\nu$  que puede ser calculada individualmente para cada contribución, donde  $\nu$  es la fracción de energía perdida por el muón. Por lo tanto el factor  $b(E)$  se obtiene integrando[25]:

$$b(E) = \int_0^1 \nu \frac{d\sigma}{d\nu} d\nu \quad (2.14)$$

#### Bremsstrahlung

La sección eficaz diferencial por pérdidas por bremsstrahlung se tiene que separar por pérdidas por interacciones con el núcleo atómico y con electrones atómicos.

Para interacciones nucleares la sección eficaz diferencial está dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\nu_{brems,nucl}} = \alpha \left( 2Z \frac{m_e}{M_\mu} r_e \right)^2 \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}\nu + \nu^2 \right) \frac{\Phi(\delta)}{\nu} \quad (2.15)$$

Donde  $\alpha$  es la constante de estructura fina y  $\Phi(\delta)$  es una función que depende del número atómico  $Z$  del material.

Para Bremsstrahlung por interacciones con electrones atómicos la sección eficaz esta dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\nu_{brems,elec}} = \alpha Z \left( 2 \frac{m_e}{M_\mu} r_e \right)^2 \left( \frac{4}{3} - \frac{4}{3}\nu + \nu^2 \right) \frac{\Phi_{in}(\delta)}{\nu} \quad (2.16)$$

Donde  $\Phi_{in}$  es una función que depende inversamente del numero atómico  $Z$

### Producción de pares

La sección eficaz estimada para la producción de pares  $e^+e^-$  en un campo de Coulomb fue aproximada por Kelner [26], quien propone una parametrización de la energía perdida usando cálculos en electrodinámica cuántica. El valor para el parámetro  $b_{pair}$  está dado por:

$$b_{pair} = \frac{Z}{A} \left( 0.073 \ln \left( \frac{2E/M_\mu}{1 + gZ^{2/3}E/M_\mu} \right) - 0.31 \right) \times 10^{-6} cm^2/g \quad (2.17)$$

Donde  $g = 4.4 \times 10^{-5}$  para hidrógeno y  $g = 1.95 \times 10^{-5}$  para otros materiales[25].

### Interacciones fotonucleares

Se han desarrollado varios enfoques para calcular la sección transversal fotonuclear de muones. El más utilizado es el de Bezrukov y Bugaev [27]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\nu_{nucl}} = & \frac{\alpha}{2\pi} A \sigma_{\gamma N}(\epsilon) \nu \left[ 0.75G(x) \left[ \kappa \ln \left( 1 + \frac{m_1^2}{t} \right) \frac{\kappa m_1^2}{m_1^2 + t} - \frac{2M_\mu^2}{t} \right] \right] + \dots \\ & + 0.25 \left[ \kappa \ln \left( 1 + \frac{m_2^2}{t} \right) - \frac{2M_\mu^2}{t} \right] + \dots \\ & + \left( \frac{M_\mu^2}{2t} \right) \left[ 0.75G(x) \frac{m_1^2}{m_1^2 + t} + 0.25 \frac{m_2^2}{t} \ln \left( 1 + \frac{t}{m_2^2} \right) \right] \quad (2.18) \end{aligned}$$

Donde  $\epsilon$  es la pérdida de energía del muón y  $\sigma_{\gamma N}(\epsilon)$  es la sección eficaz

de foto-absorción dada en micro barns. Otros valores dados son:

$$\nu = \frac{\epsilon}{E}, t = \frac{M_\mu^2 \nu^2}{1 - \nu}, \kappa = 1 - \frac{2}{\nu} + \frac{2}{\nu^2}, \text{ y } G(x) = \frac{3}{x^3} \left( \frac{x^2}{2} - 1 + e^{-x}(1+x) \right) \quad (2.19)$$

Por otro lado  $x = 0.00282A^{1/3}\sigma_{\gamma N}(\epsilon)$ ,  $m_1^2 = 0.54GeV^2$  y  $m_2^2 = 1.8GeV^2$ . Esta aproximación es buena para pérdidas de energía mayores  $\epsilon > 5GeV$ [25].

# Capítulo 3

## Detector

### 3.1. Detector de muones

La detección de partículas elementales se realiza a partir de la energía que logran depositar en el detector. Durante el desarrollo de la física nuclear y de altas energías se han desarrollado varios tipos de detectores, todos basados en el mismo principio: la transferencia de energía de radiación, ya sea total o parcial, a la masa del detector, donde es convertida a otra forma más accesible a nuestra percepción[28].

Como se ha visto en el Capítulo 2, las partículas cargadas transfieren su energía a través de colisiones directas (perdidas por ionización) por el material que cruzan, induciendo excitación o ionización de los átomos del material. Los detectores más comunes son esencialmente eléctricos, de modo que la información que recolectan la transforman en pulsos eléctricos que pueden procesarse mediante técnicas electrónicas.

### 3.1.1. Eficiencia del detector

Cuando se habla sobre la eficiencia de un detector, esta se tiene que definir en términos de dos tipos de eficiencias dadas por: eficiencia absoluta y eficiencia intrínseca.

La eficiencia absoluta [28] de un detector es la fracción de eventos emitidos por una fuente y que son registrados por el detector:

$$\epsilon_{abs} = \frac{\textit{eventos registrados}}{\textit{eventos emitidos por la fuente}} \quad (3.1)$$

Ésta eficiencia depende tanto de la geometría del detector y la probabilidad de que haya una interacción en el detector. Por lo tanto la eficiencia absoluta del detector está dada por el producto:

$$\epsilon_{abs} = \epsilon_{int}\epsilon_{geo} \quad (3.2)$$

La eficiencia intrínseca está dada por la fracción de eventos que golpean al detector y son detectados, de la siguiente manera:

$$\epsilon_{int} = \frac{\textit{eventos registrados}}{\textit{eventos incidiendo en el detector}} \quad (3.3)$$

La eficiencia intrínseca depende del tipo de radiación, su energía y el material del que está hecho el detector. Para partículas cargadas la eficiencia intrínseca es buena para la mayor parte de los detectores ya que la probabilidad de que una partícula cargada produzca una ionización en el material del detector es muy alta.

La eficiencia geométrica, por definición[28], es la proporción de la radiación total que es geoméricamente interceptada por el detector con respecto a

la fuente; esto depende totalmente de geométrica del detector y de la fuente:

$$\epsilon_{geo} = \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (3.4)$$

Donde  $d\Omega$  representa el ángulo solido que cubre el detector. De ésta manera la eficiencia geométrica es la porción de ángulo solido que cubre el detector

### 3.2. Detector centellador

El detector de centelleo es sin duda una de las técnicas más usadas en la física nuclear y de partículas hoy en día. Utiliza el hecho de que ciertos materiales cuando son cruzados por una partícula pesada (protones y neutrones), electrones o radiación, emiten una pequeña cantidad de luz o un centelleo.

Cuando se acopla a un aparato amplificador como un fotomultiplicador, estos centelleos pueden convertirse en pulsos eléctricos que a su vez pueden ser analizados y contados electrónicamente para dar información sobre la radiación incidente.

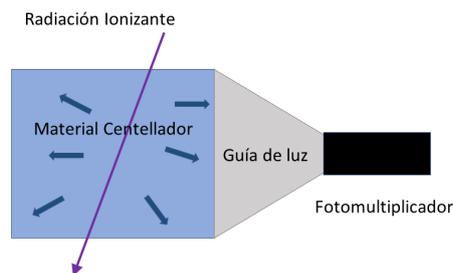


Figura 3.1: Diagrama del principio de funcionamiento de un detector centellador

En general la señal generada por el detector de centelleo es capaz de dar

una variedad de información de acuerdo a las siguientes características:

-SENSIBILIDAD A LA ENERGÍA. La luz de salida producida por el centellador es proporcional a la energía que deposita la partícula incidente y la amplitud de la señal generada por el fotomultiplicador es proporcional a esta energía.

-TIEMPO DE RESPUESTA. Los detectores de centelleo son de respuesta rápida y recuperación a altas energías, es decir que podemos identificar dos eventos con gran precisión, aceptando altas tasas de conteo.

-DISCRIMINACIÓN DE FORMA DEL PULSO. Algunos tipos de centelladores son capaces de distinguir entre diferentes tipos de partículas analizando la forma de la luz emitida por el centellador.

Los materiales centelladores poseen una propiedad llamada luminiscencia. Los materiales luminiscentes cuando son expuestos a cierta forma de radiación, absorben energía y la transforman luz visible[28].

Si la reemisión ocurre en un intervalo de tiempo del orden de  $10^{-5}$  segundos después de la absorción es llamado fluorescencia y si la emisión de energía en forma de luz visible está en el rango de microsegundos a minutos, a este fenómeno se le llama fosforescencia.

El tiempo de evolución de reemisión puede ser descrito por un decaimiento exponencial de dos componentes rápida y lenta (fast, slow)

$$N(t) = A \exp\left(\frac{-t}{t_f}\right) + B \exp\left(\frac{-t}{t_s}\right) \quad (3.5)$$

Donde  $N(t)$  es el número de fotones emitidos a un tiempo  $t$ ,  $t_f$  y  $t_s$  son los tiempos de decaimiento y las constantes  $A$  y  $B$  dependen del material centellador donde para la mayoría de los centelladores predomina la componente  $A$  (fast)

Los materiales centelladores se clasifican principalmente en inorgánicos y



Figura 3.2: Materiales centelladores

orgánicos. El mecanismo de centelleo, la respuesta a la radiación ionizante y aplicaciones varían en cada caso

### 3.2.1. Centelladores Inorgánicos

Los centelladores inorgánicos son esencialmente cristales base a compuestos formados por yodo y flúor, que son activados con impurezas . El compuesto más común es el  $\text{NaI(Tl)}$ , yoduro de sodio dopado con talio, además del  $\text{CsI(Tl)}$ , yoduro de cesio también dopado con talio. Los centelladores inorgánicos presentan tiempos de decaimiento de cientos de nanosegundos y poseen una mayor intensidad lumínica por unidad de energía absorbida, debido a que presentan una estructura más densa y por lo tanto mayor número atómico, lo que genera una mejor resolución de energía para la partícula ionizante a medir[29].

El mecanismo de centelleo(figura 3.4) de un centellador inorgánico es característico de una red cristalina, debido a su estructura electrónica por

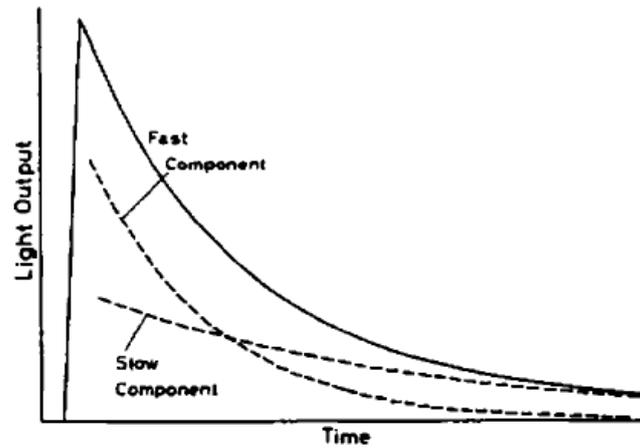


Figura 3.3: Representación de las componentes rápida (fast) y lenta (slow) del centellador, la línea continua representa la suma de ambas[28]

bandas. Cuando una partícula ionizante interactúa con el centellador mueve gran parte de los electrones de la banda de valencia a la banda de conducción. Cuando un átomo activador captura un electrón libre, esto provoca configuraciones excitadas, el cual decaerá a un estado fundamental en algunos cientos de nanosegundos, liberando energía en forma de luz visible.

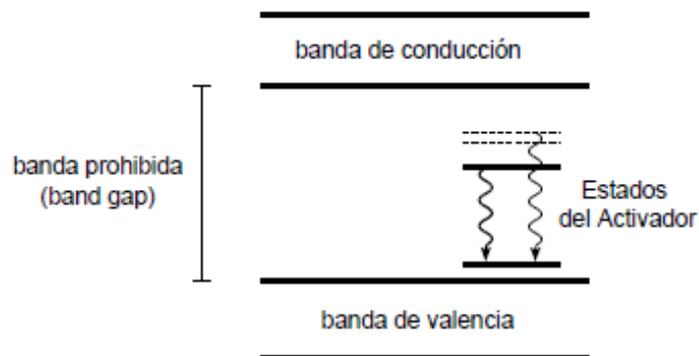


Figura 3.4: Esquema de bandas de un centellador inorgánico[29]

### 3.2.2. Centelladores Orgánicos

Los centelladores orgánicos se conforman de varios elementos químicos (carbono, nitrógeno, oxígeno) que son disueltos en un solvente base, hay del tipo plásticos donde la base son matrices poliméricas y líquidos en una base de solución líquida.

Los compuestos centelladores son hidrocarburos aromáticos, es decir, tienen átomos de carbono ligados en forma de anillos, entre los más usados podemos encontrar a, PTP, B-PDB, PPO y POPOP, sus fórmulas químicas respectivas son  $C_{18}H_{14}$ ,  $C_{24}H_{22}N_2O$ ,  $C_{15}H_{11}NO$  y  $C_{24}H_{16}N_2O_2$ , materiales ricos en carbono e hidrógeno[29].

El mecanismo de centelleo(figura 3.5) de los centelladores orgánicos se debe a que poseen orbitales moleculares en los cuales los electrones no se encuentran asociados a un átomo en particular. Estos orbitales son los que generan los enlaces químicos entre los átomos de carbono.

En la imagen 3.5 se puede ver un diagrama con un estado fundamental  $S_0$ , un estado singlete  $S_1$  y otro triplete  $T_1$ . La energía cedida por la radiación ionizante hace que los electrones se muevan a los estados excitados, en el caso de los estados singlete estos decaen inmediatamente al estado  $S_1$  llamados degradación interna, de  $S_1$  los electrones decaen al estado fundamental  $S_0$  emitiendo radiación en el visible (fenómeno de fluorescencia). Para un estado triplete también hay degradación interna pero las transiciones a un estado fundamental  $S_0$  están prohibidas por reglas de selección.

### 3.2.3. Luminiscencia de un centellador orgánico

Para un centellador orgánico, en promedio es emitido un fotón por cada 100 eV de energía depositada en él. Por lo tanto para una partícula con ener-

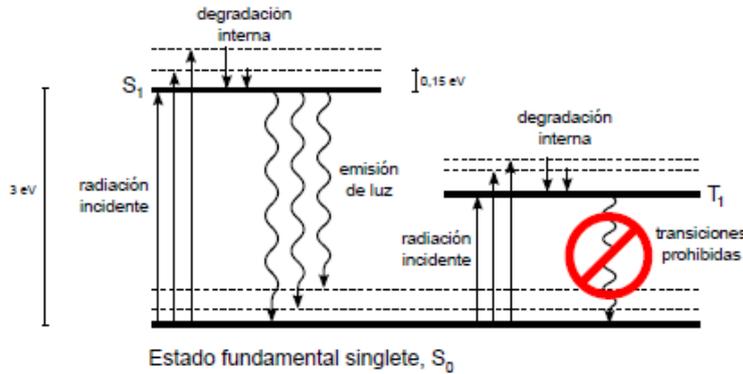


Figura 3.5: Niveles de energía de una molécula de centellador orgánico[29]

gía de 1 MeV ésta puede producir alrededor de 10000 fotones, Esto implica que tenemos una resolución de energía de  $\frac{\sigma_E}{E} = 1\%$

La luminiscencia de un centellador  $L$  está parametrizada por la ecuación de Birk[30]

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \left( \frac{dE/dx}{1 + k_b(dE/dx)} \right) \quad (3.6)$$

Donde  $L$  es la luminosidad por unidad de longitud y  $k_b$  es la constante de Birk que depende de cada centellador.

### 3.2.4. Líquido centellador

Los líquido centelladores son solutos de centellador orgánico disueltos en un solvente. El proceso de centelleo es el mismo al de un sólido centellador. Algunos de los centelladores orgánicos más comunes son solutos de p-Therfenil. Los solventes más usados son el Xileno, Tolueno y Benceno.

La eficiencia del líquido centellador dependerá de la concentración de soluto en el solvente. Las concentraciones típicas llegan a ser alrededor de 3 gramos por litro de solvente. El tiempo de decaimiento de los líquidos centelladores llega a ser de 2 a 4 nanosegundos.



Figura 3.6: Centellador líquido expuesto a luz UV

Tiene la ventaja de ser menos costoso que otros centelladores, por esta razón son utilizados en aplicaciones que requieren grandes volúmenes y tiene un tiempo de envejecimiento mayor a comparación del plástico centellador.

Las desventajas ante el plástico centellador es que el líquido necesita estar libre de oxígeno, por lo tanto se tiene que cuidar que donde esté contenido el líquido sea hermético, lo que genera mayor trabajo al requerir grandes volúmenes de centellador.

### 3.3. Fibras corredoras de frecuencia

En física experimental, los detectores de centellador ahora incorporan fibras ópticas corredoras de frecuencia (WLS). Estos detectores principalmente operan mediante la excitación del líquido centellador. Este último emite principalmente luz de alrededor de 425 nm (azul). Tal luz es luego absorbida por las fibras (WLS) que están dopadas con flúor, re-emitiendo luz del orden de

de 450- 550 nm (verde). Las fibras están compuestas por un núcleo de poliestireno dopado con flúor con un índice de refracción  $n_{co} = 1.6$  y con un recubrimiento de acrílico con  $n_{cl} = 1.49$  y un recubrimiento (Figura 3.7).

El principio de las fibras corredoras de frecuencia funcionan con un efecto de corrimiento. Esto significa que los átomos de flúor excitados de las fibras en un modo vibracional más alto (luz azul). Este estado vibracional decae a su estado base, ésta transición de estados resulta en un fotón con energía reducida (luz verde). Estos fotones dentro de las fibras son emitidos isotrópicamente en todas direcciones. Los que son emitidos con un ángulo menor al ángulo de reflexión total interna  $\theta_c$  se canalizarán por los extremos de las fibras, el resto se perderán.

$$\theta_c = \arcsen\left(\frac{n_{cl}}{n_{co}}\right) \quad (3.7)$$

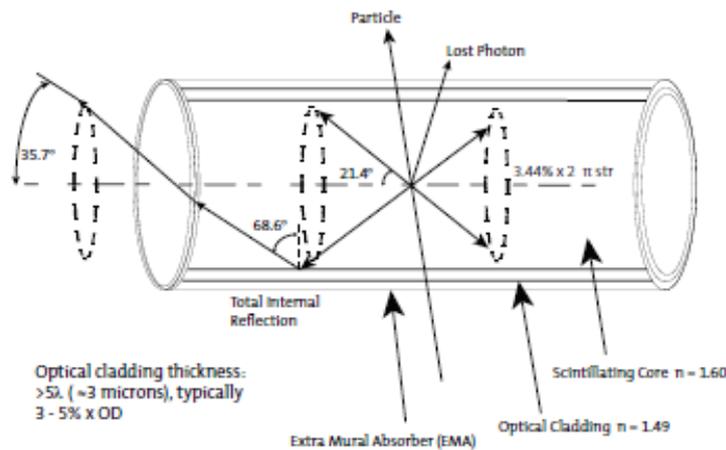


Figura 3.7: Diagrama fibra óptica corredora de frecuencia (WLS)[31]

### 3.4. Fotomultiplicadores

Los fotomultiplicadores más comunes (PMT por sus siglas en inglés *Photomultiplier Tube* ) son tubos al vacío los cuales cuentan con un material fotosensible en el cátodo, una sección multiplicadora o dinodos y al final el ánodo que es la sección final donde es captada la señal eléctrica (figura 3.8). Estos fotomultiplicadores cuentan con una ganancia de  $10^6$  foto electrones y necesitan un voltaje de operación entre 1-2 kV.

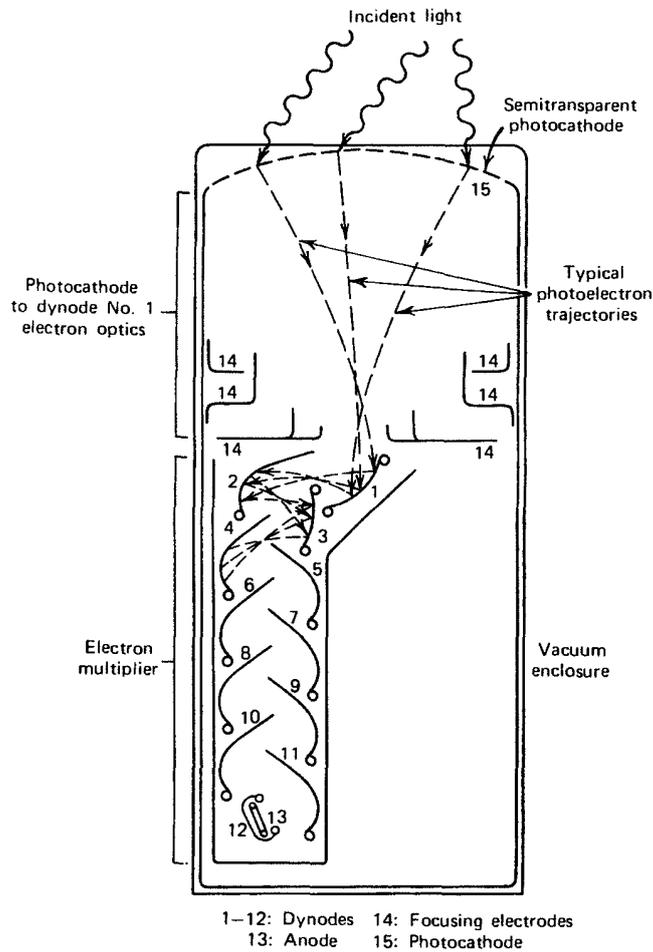


Figura 3.8: Diagrama tubo fotomultiplicador[32]

Un fotomultiplicador es un dispositivo óptico-electrónico que convierte un

pulso de luz recibido en una señal eléctrica análoga medible mediante efecto foto-eléctrico. Son aparatos muy sensibles usados frecuentemente en física de altas energías asociados principalmente a detectores de centelleo.

En épocas recientes se ha optado por usar un tipo de fotomultiplicador más eficiente conocidos como fotomultiplicadores de silicio (SiPM por sus siglas en inglés *Silicon Photo-Multiplier*). Con una ganancia similar pero con un bajo voltaje de operación ( $<100$  V) y por su tamaño los hace más prácticos para su uso. Los fotomultiplicadores de silicio son nuevos detectores de estado sólido basados en las propiedades de fotodiodos semiconductores con medidas típicamente de 1x1, 3x3 y 6x6 mm. Un SiPM está formado con una matriz de microceldas independientes (píxeles) conectadas en paralelo (figura 3.9). Cada píxel está formado por un fotodiodo y una resistencia de extinción o *quenching* en inglés. El fotodiodo trabaja unos volts arriba de su *voltaje de ruptura*, esto es el voltaje de alimentación para que se produzca una cascada eléctrica siempre que se genere un fotoelectrón en el medio activo (Modo Geiger). Para que sea sensible a fotones sucesivos cada avalancha es interrumpida por resistencias.

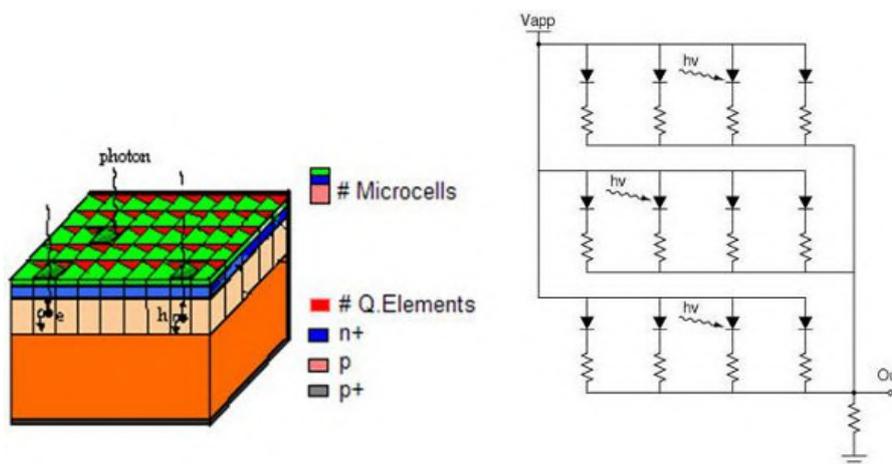


Figura 3.9: Esquema de celdas de Fotomultiplicador de silicio y diagrama de la conexión en paralelo

Durante la cascada eléctrica, los fotoelectrones aumentan su número considerablemente debido al proceso de avalancha obteniendo altos valores de ganancia ( $G \sim 10^6$ ) similar a los que proporciona un PMT convencional. Debido a que la estructura de celdas del SiPM son de gran uniformidad, el número de electrones resultantes en cada celda es aproximadamente constante.

### 3.4.1. Eficiencia de detección de fotones

La eficiencia de detección de fotones es la sensibilidad con la que los fotones de una cierta longitud de onda pueden ser detectados ( $\%PDE$ ), por las siglas en inglés de *Photon Detection Efficiency*. Para un SiPM, la PDE depende de tres factores[33]:

$$PDE = \epsilon_{geo} \cdot QE \cdot \epsilon_{trigger} \quad (3.8)$$

donde  $\epsilon_{geo}$  denota el factor de llenado geométrico de las celdas en el área activa del SiPM o fill factor  $\sim 0.74$ ,  $QE$  es la eficiencia cuántica, es decir la probabilidad de que un fotón pueda crear un par electrón-hueco y depende de la longitud de onda de los fotones ( $\sim 0.98$  para 450 nm).  $\epsilon_{trigger}$  es la probabilidad combinada de que los electrones y huecos inicien una cascada eléctrica (modo Geiger) y depende tanto de la longitud de onda de los fotones incidentes como del voltaje de operación del SiPM ( $\sim 0.7$  para 450nm).

### 3.4.2. Voltaje de ruptura y sobre-voltaje

Un diodo básico para operar necesita ser sometido a un voltaje externo, que llamaremos en este trabajo voltaje de polarización  $V_{pol}$ , que acelere a las cargas libres (fotoelectrones), induciendo un movimiento de cargas cuyo sentido depende de la carga eléctrica del portador.

Si el  $V_{pol}$  con el que opera SiPM es demasiado bajo, las cargas libres generadas se recombinarán en el medio activo. Si se continúa aumentando el  $V_{pol}$ , el campo eléctrico será lo suficientemente intenso para acelerar los fotoelectrones, de manera que produzcan un efecto de cascada dentro de la red del medio. Consiguiendo aumentar considerablemente el número de portadores libres en el diodo, cuya carga podrá ser detectada y medida. De esta manera, se puede definir el voltaje de ruptura ( $V_{rup}$ ) como el  $V_{pol}$  en el cual la intensidad del campo eléctrico generado es suficiente para generar una avalancha de portadores, es decir, una descarga Geiger. Se puede seguir elevando el voltaje  $V_{pol}$  por encima del *voltaje de ruptura*. Se define el parámetro *Sobre-voltaje* como la diferencia entre el voltaje de operación  $V_{pol}$  y el  $V_{rup}$ [33].

$$V_{sobre} = V_{pol} - V_{rup} \quad (3.9)$$

### 3.4.3. Ganancia del SiPM

Cada celda de las que está compuesto el fotomultiplicador SiPM es sometida a un  $V_{pol}$  que es mayor a su  $V_{rup}$ , así cada que un fotón interacciona con un electrón de los átomos de la celda produce un par "electrón-hueco", las cargas que son aceleradas por el campo eléctrico colisionan y ionizan al resto de átomos de la red del material del que se compone el semiconductor, aumentando la cantidad de cargas libres. Estas cargas generadas secundarias son igualmente aceleradas por el campo eléctrico y pueden seguir ionizando átomos de la red, produciendo un gran número de cargas libres, conocido como efecto avalancha o modo *Geiger*[34] de operación de un fotodiodo. Por lo tanto, lo que en principio fue un solo una carga libre, se ha vuelto una avalancha de cargas que pueden ser medidas. Esto significa que la diferencia entre el voltaje de polarización  $V_{pol}$  y el voltaje de ruptura  $V_{rup}$ , influye en

la ganancia del fotomultiplicador SIPM, la cual por la ecuación 3.9 se puede determinar como el cociente del sobre voltaje  $V_{sobre}$  por la capacitancia de la celda, entre la carga del electrón,  $q$

$$G = \frac{C(V_{sobre})}{q} \quad (3.10)$$

#### 3.4.4. Tiempo de recuperación

Una vez que una celda o píxel del SiPM ha medido una señal y se ha generado la avalancha de cargas, la señal debe ser interrumpida a través de una resistencia, de manera que esa celda vuelva a estar activa para medir un nuevo fotón. Éste tiempo que se requiere para realizar la interrupción es llamado tiempo de recuperación y depende en gran medida de la capacitancia de la celda y de su resistencia ( $\tau \approx RC$ ). Los valores promedio del tiempo de recuperación  $\tau$  son 20 ns para recuperar los píxeles al 100%, para áreas de detección de  $1mm^2$  y un tamaño del píxel de  $25\mu m^2$ ; 50 ns para un áreas de  $1mm^2$  y píxel de  $50\mu m^2$  y de 100 a 200 ns para un área activa de  $1mm^2$  y un píxel de  $100\mu m^2$ [34].

#### 3.4.5. Tipos de ruido en fotomultiplicadores de silicio (SiPM)

El ruido presente en fotomultiplicadores de silicio se puede dividir en dos tipos principalmente[33] que son: ruido primario y ruido correlacionado.

##### Ruido primario

Este tipo de ruido es generado principalmente por fenómenos térmicos dentro del material del fotomultiplicador. A partir de estos fenómenos se

liberan cargas (electrones térmicos) espontáneas que no están relacionadas con la incidencia de un fotón de una fuente externa. A este tipo de ruido se le conoce comúnmente como cuentas oscuras o "dark count". De esta manera se pueden generar avalanchas de fotoelectrones con la liberación espontánea de estos electrones térmicos. El rango promedio típico de producción de estas cuentas oscuras es del orden de  $kHz/mm^2$ . Por lo tanto, es evidente que este tipo de ruido disminuirá reduciendo la temperatura a la cual opera el fotomultiplicador

### **Ruido correlacionado**

El ruido correlacionado se refiere a los pulsos producidos posteriormente a uno principal, estos pulsos son producidos por los fenómenos llamados pulsos tardíos ("after pulse") y por "crosstalk".

Los pulsos tardíos son producidos por cargas que durante la avalancha son retenidos en algunas bandas prohibidas de energía de los semiconductores, y que posteriormente son liberados en un corto intervalo de tiempo del orden de nanosegundos. Estudios en otras referencias muestran que los *pulsos tardíos* no presentan un efecto importante en los SiPM y, por tanto, no merman su rendimiento.[35].

El ruido generado por crosstalk se debe a la probabilidad que exista de que un fotón que incide en alguna celda del fotomultiplicador, induzca una segunda avalancha en alguna celda vecina. Éste tipo de ruido depende tanto del sobre voltaje, así como el factor de llenado del fotomultiplicador. Los fotones que principalmente producen este fenómeno se encuentran en el rango del infrarrojo. Ya que estos fotomultiplicadores son sensibles a un único fotón, el ruido ocasionado por crosstalk debe ser el mínimo posible para que su conteo sea confiable[33].

# Capítulo 4

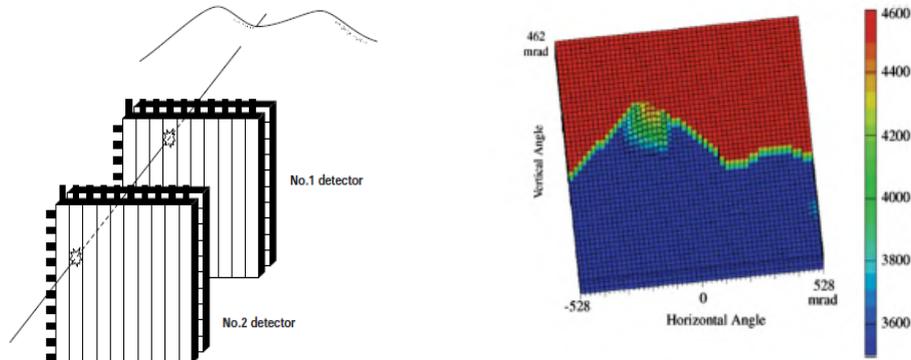
## Prototipo de modulo muon-trazador

### 4.1. Detectores para radiografía por muones

La radiografía con muones aplicada a vulcanología fue iniciada en Japón para el estudio de volcanes activos. Después de que Nagamine[4] planteara la idea en 1995, Tanaka[5] obtuvo la primera imagen usando muones cósmicos del volcán Asama.

Su sistema de detección estaba compuesto por dos segmentos de detector, cada segmento consistía en un plano  $x$  y  $y$ . Cada plano estaba compuesto de 10 barras de plástico centellador de dimensiones  $10\text{cm} \times 100\text{cm} \times 3\text{cm}$ , cada centellador acoplado en un extremo a un tubo fotomultiplicador (Figura 4.1 a). Los dos segmentos fueron colocados a una distancia de  $1.5\text{m}$ , obteniendo una resolución angular de  $66\text{ mrad}$ . Ya que el detector fue colocado a  $3750\text{ m}$  de distancia al volcán, se obtuvo una resolución espacial aproximadamente de  $247\text{ m}$ .

En Europa, el proyecto DIAPHANE fue el primero en utilizar éste método



(a) Diagrama del detector usado para monitorear el volcán Asama en Japón (b) Imagen reconstruida del monte Asama

Figura 4.1: Detector e imagen del Monte Asama en Japon[5]

para reconstruir imágenes por muones cósmicos a volcanes. Inicio en 2008 en colaboración con tres instituciones de francia: IPG Paris, IPN de Lyon y OSU de Rennes[36]. Su detector estaba compuesto por tres planos con 20 tiras de plástico centellador, cada barra tenía un grosor de 5 cm y los planos tenían un área activa de  $1m^2$ . (Figura 4.2)



Figura 4.2: Detector usado en el proyecto DIAPHANE[36]

Con éste detector fueron monitoreados el volcán la Soufrière del arco volcánico de las Antillas menores y el monte Etna en Italia[36]. Ya que la distancia de su detector al conducto de lava era aproximadamente de 500 m obtenían resoluciones angulares de 20 mrad con una resolución espacial de

10 m.

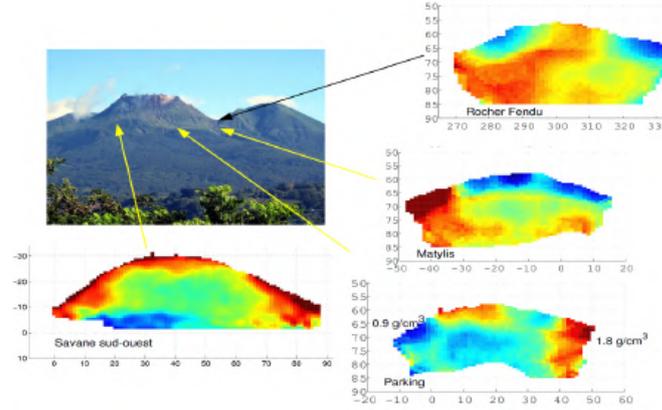


Figura 4.3: Imágenes reconstruidas en diferentes puntos del volcán Soufriere [36]

El proyecto MU-RAY desarrolló nuevos telescopios de muones cósmicos con alta resolución angular y precisión en la reconstrucción de eventos. Su detector consiste en 3 planos de  $1m^2$ , 12 módulos con 32 barras de plástico centellador, cada módulo mide 1m de largo y 50 cm de ancho cada plano consiste en cuatro módulos, dos para determinar la coordenada X y dos perpendiculares para determinar la coordenada Y (Figura 4.4). Los planos están colocados en marcos de aluminio.



Figura 4.4: MU-RAY Detector, Izquierda: 32 barras de triangulares de plástico centellador y protección de aluminio para la electrónica. Derecha: los 12 módulos que conforman los 3 planos del detector[37]

Cada barra de centellador tiene una forma triangular y fueron cubiertas por un recubrimiento a base de Dióxido de titanio ( $TiO_2$ ). El detector usaba Fotomultiplicadores de silicio (SiPM) ya que por su tamaño y bajo consumo de energía eran los más adecuados. Con su diseño lograron una resolución angular de 10 mrad colocado aproximadamente a 1 Km de distancia.

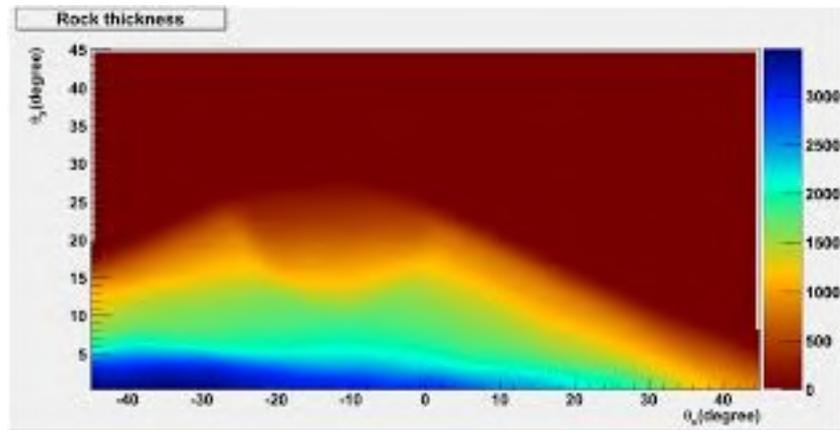


Figura 4.5: Reconstrucción de imagen del monte Vesuvius[37]

El objetivo de este proyecto fue monitorear el volcán Vesuvius ubicado en la bahía de Napoles, uno de los volcanes que representa más riesgo en Europa. Ya que hay cerca de 600,000 habitantes dentro de la zona de riesgo del volcán ante una erupción.

Recientemente en Colombia se desarrolla el proyecto MuTe, en el cual están desarrollando un detector para el estudio de la estructura interna de volcanes. Este detector híbrido, como ha sido llamado cuenta con un detector centellador y un detector por producción de radiación Cherenkov. Su diseño consiste en dos planos centelladores, cada uno compuesto de 30 tiras de plástico centellador de  $120 \times 4 \times 1 \text{ cm}^3$ , cubierto con una capa de dióxido de titanio ( $TiO_2$ ) y dentro de cada tira centelladora se encuentra una fibra WLS de 1.2 mm de diámetro. La lectura de las señales luminosas las realizan con fotomultiplicadores de silicio[38].

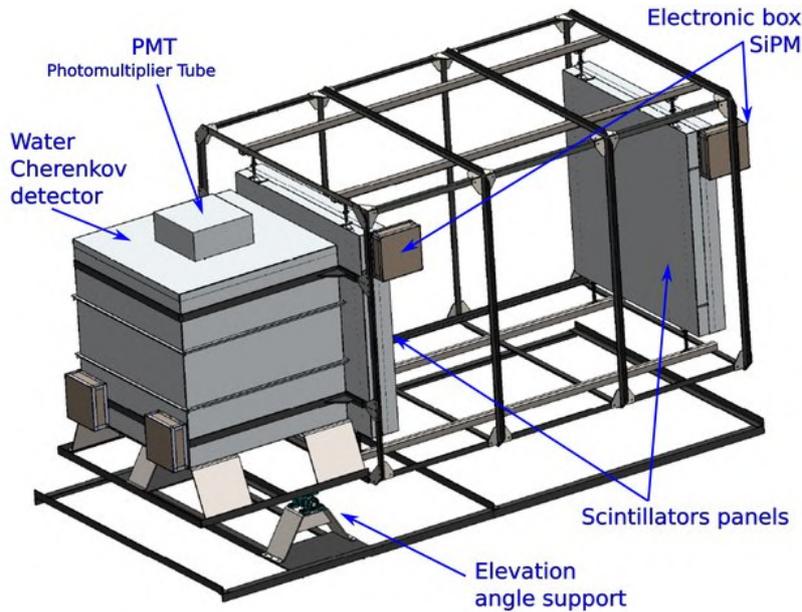


Figura 4.6: Diagrama detector híbrido para el proyecto MuTe en Colombia[38]

El detector Cherenkov es un tanque de agua cubico de 120cm de lado cubierto con recubrimiento Tyvek y 8 tubos fotomultiplicadores. El propósito de este detector es eliminar el ruido de fondo e identificar los componentes de chubascos electromagnéticos.

## 4.2. Propuesta de detector para muon-radiografía al volcán Popocatépetl

El monitoreo del volcán Popocatépetl por atenuación de muones cósmicos es propuesto como un método complementario para el análisis de la dinámica interna del volcán. Además, si es posible se podrá estimar el diámetro del conducto de lava del volcán. Esto es de gran importancia ya que el diámetro influye en la magnitud de expulsión de material magmático[39].

Para estudiar la distribución de densidades del volcán en el IFUNAM,

se propuso el método de monitoreo por rayos cósmicos y el cual requiere un sistema de detección acorde a las dimensiones del volcán. La propuesta de detector, se basa en tres planos centelladores de  $10m^2$  cada uno, colocados a menos de 2 Km de distancia del cráter volcánico. Estos planos ayudarán a calcular la traza que dejan las partículas cósmicas que logren atravesar la estructura volcánica [41].

La reconstrucción de la traza de los muones que logren llegar al detector se obtiene con la información de los tiempos de cada módulo. Con cada plano se obtendrá un punto (X,Y) y mediante un ajuste lineal de cada evento que se registre en los tres planos, se obtendrá la traza y su ángulo de incidencia con respecto a nuestro detector.

Ya que se estima que el conducto de lava pueda tener un diámetro aproximado de 100m[41], es necesario contar con una resolución espacial aproximadamente de 20m, equivalente a una resolución angular horizontal de nuestro detector cercano a los 10 mrad.

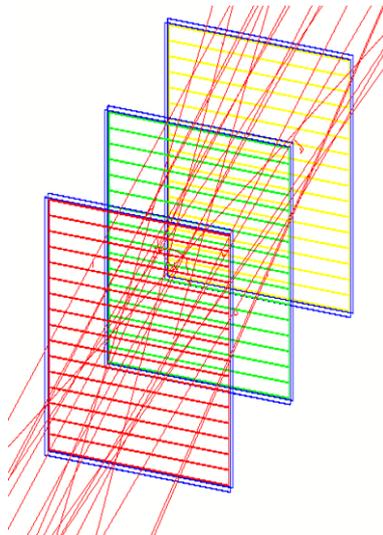


Figura 4.7: Propuesta de detector de tres planos con 16 módulos independientes en cada uno.

Cada plano está formado por 16 módulos independientes sensibles a la posición (Figura 4.7). Cada módulo está formado por un tubo rectangular de aluminio de  $20 \times 10 \times 320 \text{ cm}^3$ , con un arreglo de fibras corredoras de frecuencia (WLS por sus siglas en inglés) lleno de líquido centellador, en cada extremo del tubo se acoplarán las fibras ópticas en un soporte (bundled) para colocar un fotomultiplicador de Silicio en cada extremo del tubo. El uso de líquido centellador es el óptimo para grandes detectores ya que es económico y puede transportarse por separado de los módulos con facilidad.

Cabe destacar que, a diferencia de los detectores antes mostrados, el diseño hecho para monitorear el volcán Popocatépetl consta únicamente de tres planos. Cada plano proporcionará la coordenada  $X$  y  $Y$  de la traza de los muones, usando la resolución espacial de cada módulo individual. Esto lo hace un diseño novedoso y más barato a los anteriores.

### 4.3. Simulaciones en Geant4

Geant4 es un software para la simulación del paso de partículas en materia usando métodos Monte Carlo. Orientado a programación el lenguaje C++. Sus aplicaciones están orientadas a física experimental de altas energías, experimentos nucleares, aceleradores y ciencias espaciales.

Geant4 incluye facilidades para simular la geometría del detector y la materia que interaccionará con la radiación. Considerando como el diseño de estos puede afectar el paso de partículas o radiación. Otro aspecto importante, es el de la traza y la respuesta del detector. La traza (track) es la simulación del paso de partículas a través de materia. Aquí se consideran varios aspectos como son pérdidas de energía, dispersiones provocadas por la interacción de radiación con materia y la respuesta que el detector tendría al

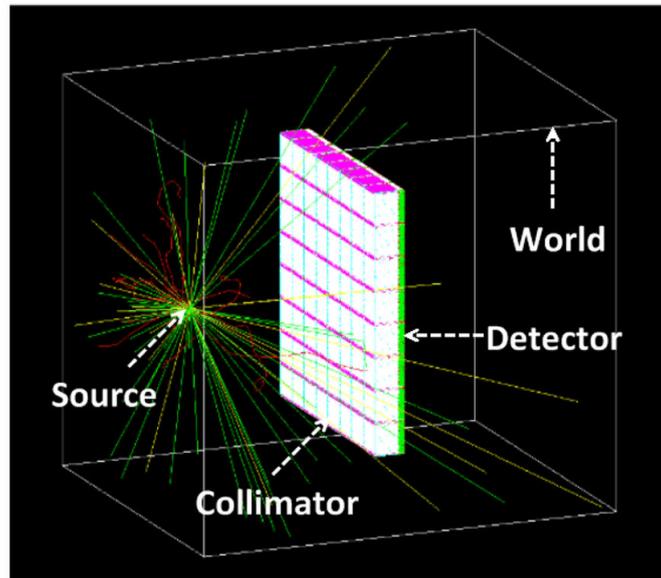


Figura 4.8: Representación de una simulación realizada en Geant4

paso de partículas a través del volumen del detector.

Al final, se guarda información de cada corrida de eventos o grupo de eventos que configuramos en nuestra simulación, permitiendo una amplia gama de visualización e interfase de análisis de datos.

En la figura 4.8 se puede ver un ejemplo sobre cómo se hace la simulación de un detector. Dentro de un mundo (world) se coloca una fuente (source) de rayos X y se simula la geometría de un detector y entre estos se hace la geometría de un colimador para generar fuentes puntuales en la superficie del detector.

Para las simulaciones realizadas con nuestra propuesta de detector, se utilizó información de la geometría del volcán Popocatepetl. Para la simulación de la geometría del volcán se usaron datos del mapa geográfico del servidor "SRTM Worldwide Elevation Data 3-arc-second Resolution" de la NASA [40]. Esta información fue utilizada para introducir la geometría del volcán Popocatepetl a la simulación del programa, y se creó un hipotético

conducto de lava de 100m de diámetro

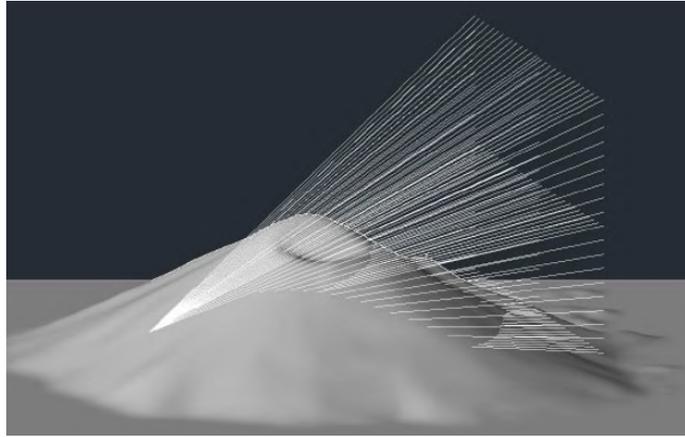


Figura 4.9: Simulación de la geometría del volcán en Geant4 [41]

Los objetivos principales de las simulaciones son estimar:

- La resolución angular y eficiencia geométrica del detector propuesto.
- Los conteos esperados de los muones que logran atravesar la geometría del volcán.

- La pérdida de energía de las partículas que pierden al atravesar la geometría del volcán, que dependerá de la cantidad de materia que logren cruzar.

#### 4.3.1. Resolución angular y eficiencia geométrica

Para estimar la resolución angular de nuestro detector tenemos que tener dos cosas en consideración. La primera es conocer el ángulo de incidencia de la radiación emitida por la fuente, en este caso rayos cósmicos; y la segunda es el ángulo reconstruido por nuestro detector. Así, para cada evento nosotros tenemos un ángulo inicial de la radiación emitida y un ángulo reconstruido por nuestro detector. De esta manera tenemos dos gráficos, uno para la diferencia entre ángulo inicial y ángulo reconstruido para el eje  $X$  y otro para la diferencia entre el ángulo inicial y el ángulo reconstruido del eje  $Y$ .

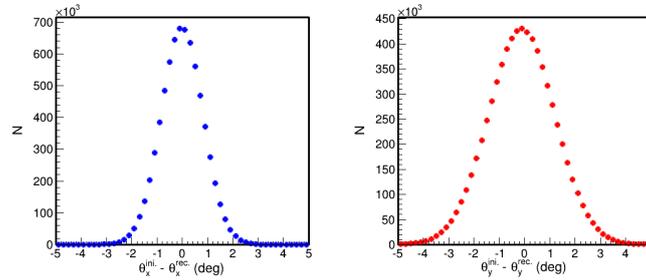


Figura 4.10: Distribuciones de la diferencia de ángulos inicial y reconstruido para cada eje coordenado X(azul) , Y(rojo)

A partir de estos gráficos (Figura 4.10), y tomando de referencia la desviación estándar  $\sigma$  de ambas distribuciones se tiene que la resolución angular en el plano horizontal (eje X), y el plano vertical (eje Y) es de 0.8 y 1.4 grados, respectivamente.

La eficiencia geométrica es la razón de partículas que llegan al detector entre las partículas iniciales, con dependencia angular.

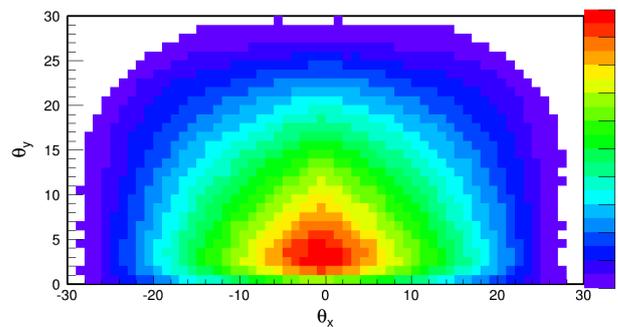


Figura 4.11: Eficiencia geométrica con dependencia angular para la propuesta de detector

En este caso (Figura 4.11) puede verse que en la base del detector se encuentra la máxima eficiencia y que ésta decrece aumentando el ángulo de apertura de las partículas incidentes, debido a que se pierde información cuando llegan con un mayor ángulo de incidencia.

### 4.3.2. Conteo de muones

Para obtener el conteo de muones que logran atravesar la estructura volcánica simulada, se tomaron energías de muones mayores a 500 GeV para ángulos cenitales mayores a 60 grados. Además, se tomaron dos fuentes de muones cósmicos: debido a decaimiento de piones y kaones.

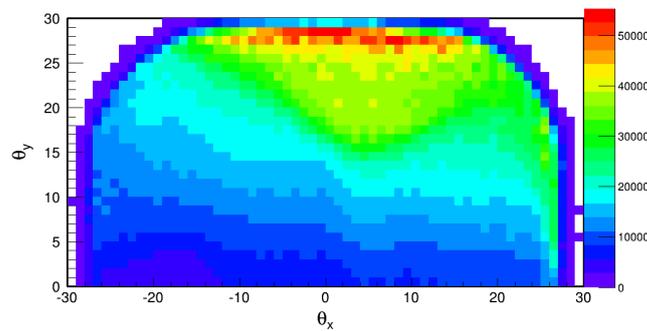


Figura 4.12: Estimación del conteo de muones cósmicos con dependencia angular

Como puede verse en la figura 4.12, la simulación del conteo de partículas que logran llegar hasta el detector depende de la cantidad de materia, en este caso roca ( $\rho = 2.65g/cm^3$ ). El conteo es menor en las zonas donde hay mayor cantidad de materia y mayor en las zonas altas o donde hay menor cantidad de materia. En las simulaciones se estimó un conteo aproximado de 20 muones por hora. Así, que para obtener una imagen como la figura 4.12 se requiere de un tiempo aproximado de 100 días (3 meses)

### 4.3.3. Pérdida de energía

La pérdida de energía por ionización que sufren los rayos cósmicos al atravesar cierta cantidad de materia depende tanto de la densidad y cantidad de materia. Pero también, para estos muones a altas energías ( $>500\text{GeV}$ ) se deben considerar las pérdidas de energía por contribuciones por fenómenos

radiativos, que son radiación por frenado (“bremsstrahlung”), por producción de pares y por interacciones con los núcleos atómicos.

A partir de las ecuaciones 2.4 y 2.6 del capítulo 2, se puede calcular la pérdida de energía, si conocemos el espesor del material que logran cruzar.

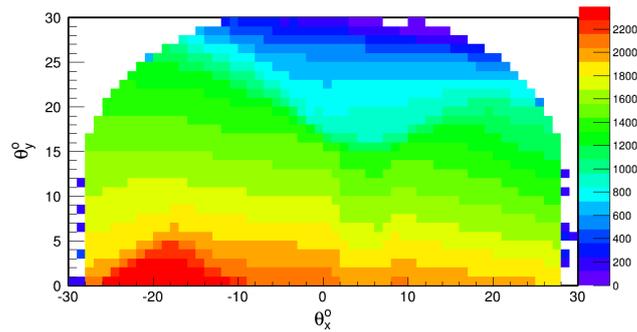


Figura 4.13: Longitud de materia con dependencia angular (unidades en metros)

Si conocemos la longitud que deben atravesar, podemos estimar cuanta energía pierden los muones cósmicos al pasar por la estructura antes de llegar a nuestro detector.

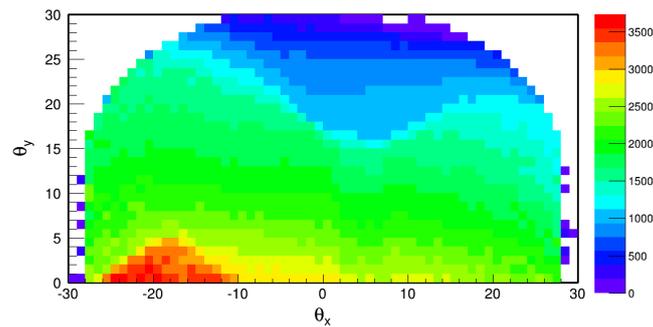


Figura 4.14: Pérdida de energía de muones cósmicos con dependencia angular (unidades en GeV)

## 4.4. Construcción del Prototipo

La construcción del prototipo se llevó a cabo en el laboratorio de Detectores de Radiación del IFUNAM. Para ello se realizaron varias etapas, como son: la limpieza interna del tubo, el armado del arreglo de fibras WLS, conexiones para revisar que el módulo sea hermético, llenado del líquido centellador, colocación de los fotomultiplicadores de silicio y realizar las pruebas experimentales.

Cada uno de los pasos se explicarán a continuación.

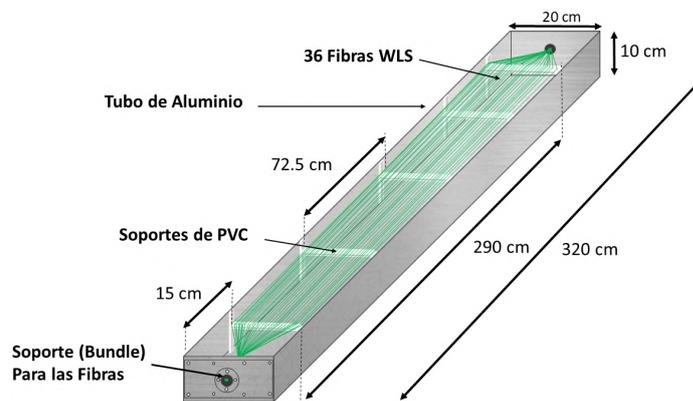


Figura 4.15: Diagrama del prototipo modulo muon-trazador

### 4.4.1. Preparación del tubo

Al tubo de aluminio de  $320 \times 20 \times 10 \text{ cm}^3$  primero se le colocaron sus respectivas tapas en los extremos. La tapa de un extremo tiene que ser fija para colocar conexiones de dos válvulas, una será para extraer el aire dentro del tubo y la otra para llenar con liquido centellador.

En la cara superior del tubo se le hace una perforación para colocar un conector para la fibra óptica de un láser pulsado. Posteriormente se hace una

limpieza interna para eliminar en lo más posible impurezas y óxidos (Figura 4.16).



(a) Interior de tubo limpio



(b) Conexiones para gas y centellador

Figura 4.16: Preparación de ambos lados del tubo

Después de terminar la limpieza se colocan las conexiones de gas y de llenado del centellador líquido. Luego se cierra herméticamente el tubo. Se hacen pruebas de bajo vacío y presión para descartar futuras fugas que puedan contaminar el centellador líquido. Se prepararon dos tubos, uno pulido por dentro y otro únicamente limpio igualmente por dentro para probar que reflectividad era la más adecuada.

#### 4.4.2. Arreglo de Fibras corredoras de frecuencia WLS

Para armar el arreglo de fibras que va dentro del tubo se utilizaron 36 fibras WLS de 1 mm de diámetro de aproximadamente 336 cm de largo de la compañía Saint-Gobain modelo BCF-92.

Las fibras con el código BCF-92 son las más indicadas por su pico de absorción (415 nm) y su rápida conversión a luz verde (492nm).

Después de tener las 36 fibras con la longitud deseada, estas se colocaron en unos soportes de PVC elaborados en el taller mecánico del IFUNAM. Los

Specific Properties of Standard Formulations					
Fiber	Emission Color	Emission Peak, nm	Decay Time, ns	# of Photons per MeV**	Characteristics / Applications
BCF-10	blue	432	2.7	-8000	General purpose; optimized for diameters >250µm
BCF-12	blue	435	3.2	-8000	Improved transmission for use in long lengths
BCF-20	green	492	2.7	-8000	Fast green scintillator
BCF-60	green	530	7	-7100	3HF formulation for increased hardness
BCF-91A	green	494	12	n/a	Shifts blue to green
BCF-92	green	492	2.7	n/a	Fast blue to green shifter
BCF-98	n/a	n/a	n/a	n/a	Clear waveguide

\*\* For Minimum Ionizing Particle (MIP), corrected for PMT sensitivity

Figura 4.17: Tabla con las especificaciones de cada tipo de Fibras WLS (Saint-Gobain datasheet)[42]

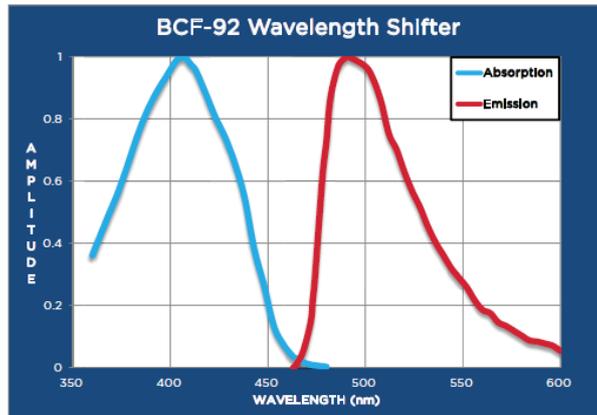


Figura 4.18: Espectro de emisión y absorción de las fibras WLS modelo BCF-92 [42]

extremos de las fibras se fijaron en unas prensas elaboradas con acrílico para que mantuvieran su rigidez, las fibras se pegaron con ayuda de pegamento óptico de la marca Eljen EJ-500. Éste pegamento se elabora a partir de mezclar una resina principal y un líquido endurecedor. Después de ser pegadas se esperó aproximadamente 24 horas para que la resina se endureciera y se quitaron las fibras de los soportes de acrílico laterales (figura 4.19).

Los extremos de las fibras se colocaron verticalmente con ayuda nuevamente de los soportes de acrílico y en la base se puso el soporte (bundled) donde se agruparían todos los extremos de las 36 fibras en un área activa de 6x6 mm. Las fibras se fueron introduciendo en los soportes una a una teniendo cuidado de que todas tocaran el fondo del soporte (Figura 4.20). Ya

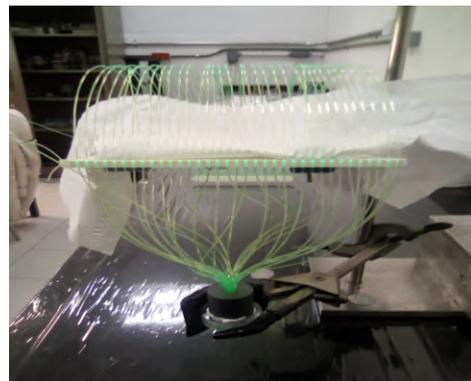
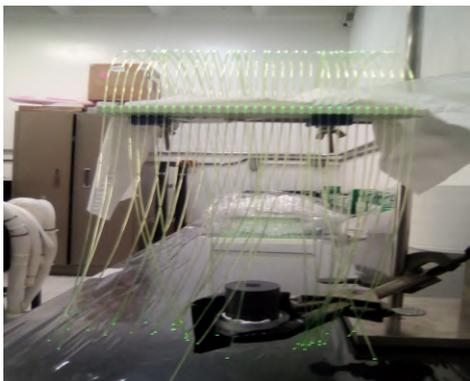


(a) Fibras fijadas en los extremos para aplicar tensión (b) Fibras ya pegadas en los soportes de PVC

Figura 4.19: Pegado y fijado de las fibras en los soportes

estando seguros de la correcta colocación de las fibras en el soporte (bundled) se colocó pegamento óptico hasta asegurar un correcto llenado dentro del soporte.

Este procedimiento se realizó en ambos extremos de las fibras dejando secar el pegamento óptico en cada lado por 24 horas.



(a) Soporte (bundled) fijo para introducir las fibras (b) Fibras ya insertadas y pegadas en el soporte

Figura 4.20: Pegado de los extremos de las fibras WLS en los soportes (bundled)

Ya con ambos extremos fijos en su soporte, el arreglo completo se mete

dentro del tubo de aluminio teniendo cuidado de no dañar las fibras. Se colocan las tapas y los extremos de las fibras que salen son pulidos para una mejor transmisión de luz hacia a los fotomultiplicadores.



(a) Colocación de las fibras dentro del tubo de aluminio



(b) Extremo de las fibras ya pulido para una buena transmisión de luz

Figura 4.21: Colocación y pulido de los extremos de las fibras WLS

### **4.4.3. Llenado de centellador**

Como ya se mencionó el material centellador usado en este modulo es líquido. La opción de usar este tipo de centellador se consideró porque será expuesto a largos tiempos de monitoreo y a que es una mejor opción al trabajar con detectores de gran volumen por su costo.

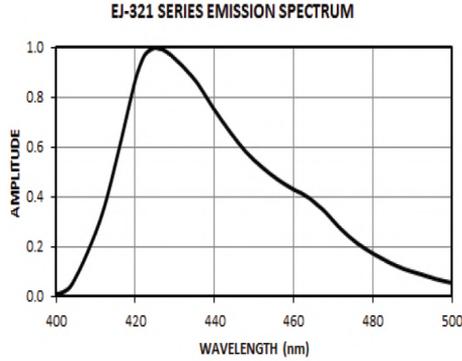
El líquido centellador utilizado es del fabricante Eljen, gama EJ-3211. Este líquido centellador es a base de aceites minerales, tiene un pico de emisión en 425 nm y un tiempo de decaimiento de 2 ns.

Para el llenado de centellador lo primero que se hizo fue evacuar la mayor cantidad de oxígeno posible dentro del tubo. Para esto se hizo vacío en el tubo con ayuda de una bomba mecánica. Después de tener una menor presión de aire dentro del tubo a este se le inyectó nitrógeno hasta alcanzar una presión suficiente para que el oxígeno restante dentro del tubo se mezclara

*CAPÍTULO 4. PROTOTIPO DE MODULO MUON-TRAZADOR*

---

PROPERTIES	EJ-321L	EJ-321H	EJ-321P	EJ-321S
Light Output (% Anthracene)				
Saturated with Nitrogen	39	52	28	66
Saturated with Air	30	40	21	51
Mean Free Path (400-500nm, in m)	> 5	> 5	> 6	> 4
Wavelength of Maximum Emission (nm)	425	425	425	425
Decay Time, Short Component (ns)	2.0	2.0	2.2	2.0
Specific Gravity	0.86	0.86	0.85	0.87
Refractive Index	1.47	1.48	1.47	1.49
Flash Point (°C)	102	81	115	74
H Atoms per cm <sup>3</sup> (x10 <sup>22</sup> )	7.37	7.03	7.47	6.48
C Atoms per cm <sup>3</sup> (x10 <sup>23</sup> )	3.66	3.72	3.63	3.83
Electrons per cm <sup>3</sup> (x10 <sup>23</sup> )	2.93	2.94	2.93	2.94



(a) Especificaciones del líquido centellador      (b) Espectro de emisión del centellador

Figura 4.22: Especificaciones del líquido centellador dados por el fabricante [43]

con el nitrógeno. Después, nuevamente se hizo vacío y al alcanzarlo se inyectó nuevamente nitrógeno.

Este proceso se realizó en varias ocasiones para poder expulsar la mayor cantidad de oxígeno posible dentro del tubo.

Ya terminando el proceso de expulsión del oxígeno, se hizo un último vacío y se inyectó nitrógeno dentro del tanque que contiene al centellador con ayuda de globos con gas (Figura 4.23).

El tanque con centellador se conectó con manguera al tubo de aluminio. Esto con el fin de aumentar la presión y expulsar el centellador dentro del tanque y que este fluyera hacia el tubo.

Con ayuda del tanque de acrílico mostrado en la figura 4.23(b) se puede ver cuando el tubo está completamente lleno. Cuando el nivel de centellador está 2 cm arriba del tanque, en ese momento se cierra la llave por la que fluye el líquido centellador y ahí se puede proceder a colocar los fotomultiplicadores en cada extremo del tubo.

Este tanque de acrílico también tiene la función de permitir la dilatación



(a) Tanque con el líquido centellador



(b) Contenedor de acrílico

Figura 4.23: Proceso llenado de centellador

del líquido centellador por cambios de temperatura, ya que es muy susceptible de dilatarse al aumentar la temperatura.

#### 4.4.4. Fotomultiplicadores

Ya asegurándonos que el tubo estaba lleno de líquido centellador y que los extremos donde salen las fibras fueron correctamente pulidos, se procede a colocar los fotomultiplicadores en cada extremo del tubo. Principalmente se utilizaron de la marca Hamamatsu (S14160 6050-HS) por ser más eficientes para la luz verde emitida por las fibras WLS utilizadas.

Los fotomultiplicadores Hamamatsu (S14160 6050-HS) tienen un área activa de 6x6 mm, con un tamaño de celda individual de  $50\mu m$  funcionan en el rango de luz de los 270 a 900 nm, su pico de sensibilidad se encuentra en 450 nm, su eficiencia de fotodetección (%PDE) en el pico de sensibilidad es alrededor del 50%. Su voltaje de operación  $V_{rup}$  es de 37 V, con un sobre voltaje  $V_{sobre}$  recomendado de 2.7 V, por lo tanto su  $V_{pol}$  será aproximadamente de 40 Volts.

Los fotomultiplicadores fueron soldados en una placa en el taller de elec-

Parameters	Symbol	S14160/S14161 -3050HS(-08)	S14160/S14161 -4050HS(-06)	S14160/S14161 -6050HS(-04)	unit
Spectral response range	$\lambda$	270 to 900			nm
peak sensitivity wavelength	$\lambda_p$	450			nm
Photon detection efficiency at $\lambda_p^{*3}$	PDE	50			%
Break down Voltage	VBR	Typ. 37			V
Recommended operating voltage <sup>*4</sup>	Vop	VBR + 2.7			V
Vop variation Between channels(+/-) in one array <sup>*5</sup> max.	typ.	0.1			V
	max.	0.15			
Dark current	typ.	0.6	1.1	2.5	$\mu$ A
	max.	TBD			
Crosstalk probability	-	7			%
Terminal capacitance	Ct	500	900	2000	pF
Gain	M	2.5x10 <sup>6</sup>			-
Temperature coefficient of recommended reverse voltage	$\Delta$ TVop	34			mv/C

Figura 4.24: Especificaciones de los fotomultiplicadores Hamamatsu dados por el fabricante[44]

trónica del IFUNAM. Ya puestos en su placa, los sensores se colocaron en sus protecciones de plástico para poder ser fijados en los extremos del tubo (Figura 4.26).

Una vez que el tubo tenía las fibras dentro, estaba lleno de centellador líquido y los sensores estaban colocados en cada extremo, el prototipo está listo para poder realizar las pruebas correspondientes. También se hicieron pruebas con fotomultiplicadores marca Ketek y SensL.

## 4.5. Pruebas experimentales

### 4.5.1. Procedimiento experimental

Antes de cada prueba con rayos cósmicos, se tomaron datos de la respuesta de los fotomultiplicadores con ayuda de un láser pulsado conectado en el centro del módulo para su calibración.

Las pruebas realizadas consistieron en medir la respuesta del prototipo, a partir de su interacción con muones cósmicos en diferentes posiciones a lo largo del tubo. Para esto se colocó un telescopio formado por dos paletas de plástico centellador acopladas a una guía de luz y a un tubo fotomultiplicador.

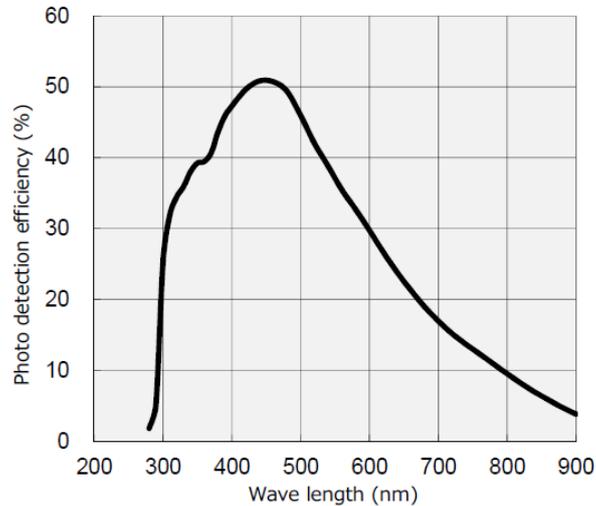


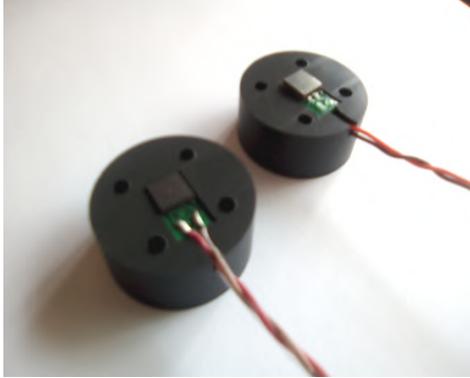
Figura 4.25: Curva de la eficiencia de fotodetección para los SiPM Hamamatsu S14160 6050-HS[44]

Una arriba y otra debajo del tubo (Figura 4.27).

Las coincidencias medidas por ambos plásticos centelladores fueron usadas para seleccionar muones verticales que pasaban a lo largo de nuestro prototipo. Estas coincidencias nos generaban una señal de referencia para identificar la respuesta de nuestros fotomultiplicadores de silicio (SiPM) una vez que las señales llegaban a cada extremo del tubo.

Para obtener la dependencia de las posición con la señal generada por el paso de muones cósmicos en el prototipo, fue necesario mover el telescopio de plásticos centelladores en diferentes posiciones a lo largo de toda la longitud del tubo.

Para cada posición elegida se obtuvo la distribución de amplitudes generada por los fotomultiplicadores de silicio, tiempos del pulso, ruido, ancho de señal, diferencia de tiempos, relación de amplitudes etc.



(a) Fotomultiplicadores dentro de su protección de plástico



(b) Protecciones colocadas en cada extremo del tubo

Figura 4.26: Proceso de colocación de los fotomultiplicadores



Figura 4.27: Telescopio centellador acoplado en el módulo muon-trazador

#### 4.5.2. Adquisición de datos

Para las pruebas experimentales realizadas al prototipo se utilizaron módulos electrónicos para fotomultiplicadores de silicio (IFES por su siglas en inglés de *Intelligent Front-End Electronics for Silicon photodetectors*), desarrollados en el instituto Stefan-Mayer de Austria[45].

Estos módulos proveen de un voltaje de alimentación al SiPM, al igual que amplificadores para la señal de salida y un discriminador de señales ToT (siglas en inglés de *Time over Threshold*) .

Cada IFES de dimensiones 80 x 32 mm cuenta con dos canales. El vol-

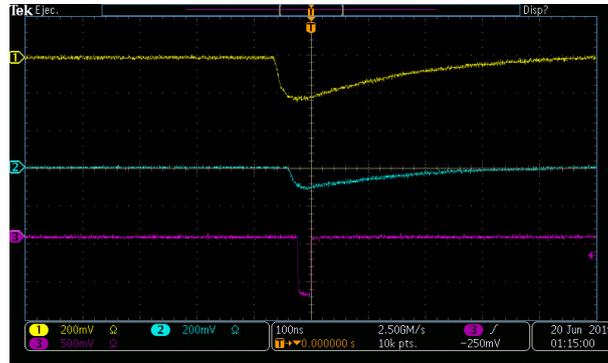


Figura 4.28: Señales recibidas al paso de un muon por el modulo

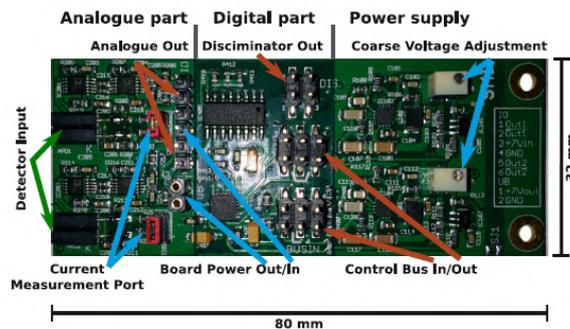


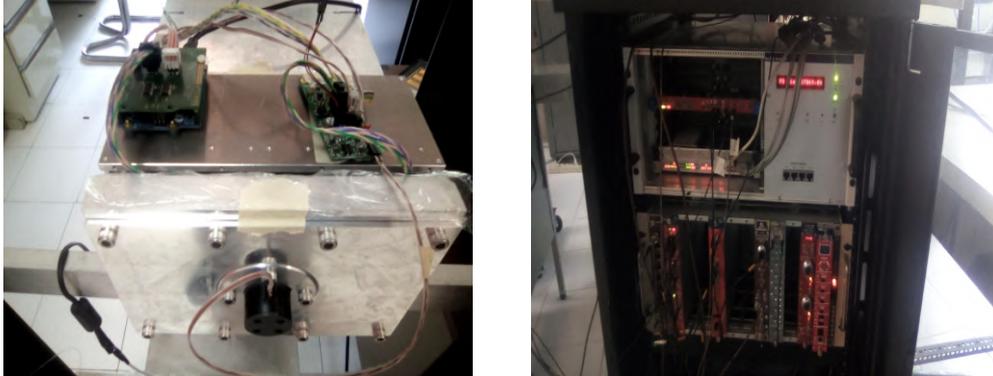
Figura 4.29: Modulo IFES para los fotomultiplicadores de silicio[45]

taje de alimentación lo provee un convertidor DC/DC (Linear Technology LT3482), el voltaje es controlado vía convertidor analógico digital DAC (Maxim Integrated MAX5132). El pulso producido por el SiPM es recibido y amplificado por un circuito integrado (Analog Devices AD8351).

El control de voltaje de alimentación para el SiPM, al igual que el umbral (Threshold) se realiza con un microcontrolador (Arduino), conectado en interfaz periférica serial (SPI)Fig 4.30 (a).

### 4.5.3. Flash ADC (Analog to Digital Converter)

El flash ADC es un dispositivo que convierte la información contenida en señales analógicas en su equivalente forma digital. Los flash ADC se constru-



(a) Fotomultiplicador conectado al módulo que a su vez es controlado por Arduino y adquisición de datos (b) Electrónica para procesar las señales

Figura 4.30: Proceso de colocación de los fotomultiplicadores

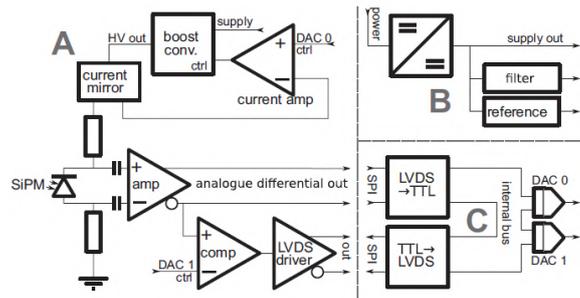


Figura 4.31: Diagrama del módulo IFES. (A). Voltaje de alimentación, amplificadores diferenciales y comparador. (B) Fuente de alimentación con filtro y referencia. (C). Bus de control y conexiones de los DAC

yen a base de comparadores de alta velocidad conectados en cascada. Para un convertidor de  $N$  bits, el circuito emplea  $2^N - 1$  comparadores. Un divisor de voltaje con 2 resistencias proporciona el voltaje de referencia (Figura 4.29). El voltaje de referencia para cada comparador es un bit menos significativo (LSB), mayor que el voltaje de referencia para el comparador inmediatamente debajo de él. Cada comparador produce un 1 cuando su voltaje de entrada analógica es más alto que el voltaje de referencia aplicado. De lo contrario, la salida del comparador es 0. Por ejemplo, si la entrada analógica está entre  $V_{x_4}$  y  $V_{x_5}$  mostrado en la figura 4.32, los comparadores  $X_1$  a  $X_4$  producen 1's

y los comparadores restantes producen 0's[46].

El punto donde el código cambia de unos a ceros es el punto en el que la señal de entrada se vuelve más pequeña que los respectivos niveles de voltaje de referencia del comparador.

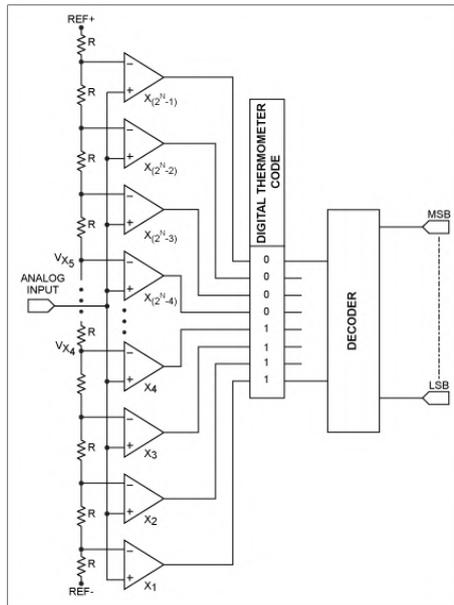


Figura 4.32: Arquitectura de un dispositivo Flash ADC [46]

Esta arquitectura es conocida en la literatura como codificación de código de termómetro (Digital Thermometer Code). Este nombre se usa porque el diseño es similar a un termómetro de mercurio, en el que la columna de mercurio siempre sube a la temperatura adecuada y no hay mercurio por encima de esa temperatura. El código del termómetro se decodifica en el código de salida digital. Los comparadores son característicos a una cascada de etapas de baja ganancia de banda ancha. Son de baja ganancia ya que a altas frecuencias es difícil obtener ancho de banda amplio y alta ganancia. Los comparadores están diseñados para compensación de bajo voltaje, de modo que la compensación de entrada de cada comparador es menor que un LSB del ADC[46].

Para la adquisición de datos se utilizó un módulo CAEN V1729 Sampling ADC de 4 canales, que es adecuado para la adquisición de señales analógicas rápidas. Ésta placa realiza la codificación de 4 canales analógicos de ancho de banda de hasta 300MHz en 12 bits a una frecuencia de muestreo de hasta 2 GHz con 2520 puntos de muestreo.

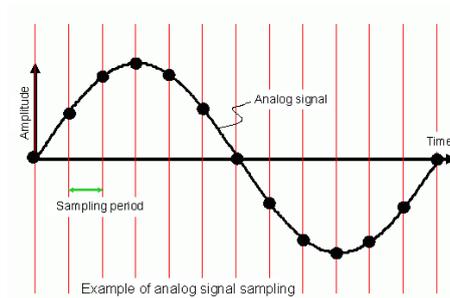


Figura 4.33: Diagrama del muestreo de una señal analógica

El Sampling o muestreo (Figura 4.33) reemplaza la señal analógica continua por una serie de valores discretos o muestras tomados en intervalos de tiempo regulares.

En el experimento está planeado usar un módulo CAEN (VX1190A-2cSST-128ch) Flash ADC, pero está a consideración ya que son muy lentos, muy costosos y prácticamente no será posible usarlo en el experimento real. Este tablero también tiene una salida de señal analógica, que permite probar la precisión ToT para la reconstrucción de amplitud de la señal. Para la adquisición de datos se usó un módulo VME SBC (Single Board Computer).

Se tomaron datos en distintas posiciones a lo largo del tubo. De ahí se obtuvo la distribución de amplitudes, la relación y cociente entre amplitudes, los tiempos de formación de las señales, la relación entre amplitudes, el tiempo ToT y el ruido generado en las señales.

También se obtuvieron algunos parámetros de las señales registradas como son: tiempo de subida (rise time), ancho del pulso (weight time) y la diferencia

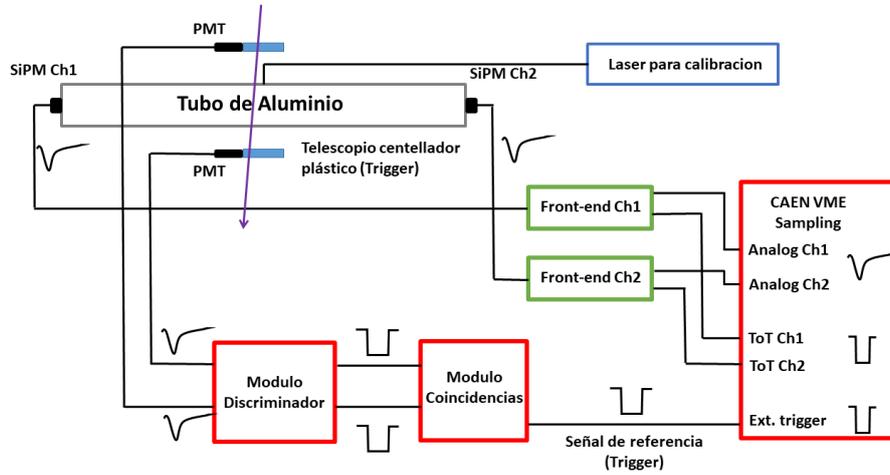


Figura 4.34: Diagrama del proceso de adquisición de datos del prototipo

entre los tiempos de cada señal ( $\Delta T$ ), que son necesario para determinar la resolución temporal de nuestro prototipo.

## Capítulo 5

# Resultados Experimentales

Los gráficos de los datos obtenidos se hicieron con ayuda de Root, un software programado en C++. Este es un marco de trabajo de gran utilidad para el análisis estadístico y visualización de grandes cantidades de datos. El software utilizado para la adquisición de datos consta de tres pasos con diferentes programas:

El primer programa utilizado tiene como objetivo hacer el muestreo de las señales analógicas, en éste programa se determina el nombre del archivo generado y el número de eventos que se van a registrar.

El segundo programa utilizado ordena cada evento registrado en los parámetros de que nos interesa determinar de las señales (amplitud, tiempos, ruido.etc).

El último programa, muestra los histogramas con sus respectivas estadísticas y ajustes de los parámetros de las señales. Los resultados obtenidos de la distribución de amplitudes, producción de fotoelectrones, tiempos, tiempo de subida, ancho de pulso, ruido y tiempo sobre umbral fueron tomados en el centro del modulo

## 5.1. Distribución de amplitudes

En los siguientes gráficos (Figura 5.1), se muestran las amplitudes generadas por los SiPM Hamamatsu por rayos cósmicos en ambos lados, interactuando aproximadamente en medio del módulo. Se puede ver que al tomar

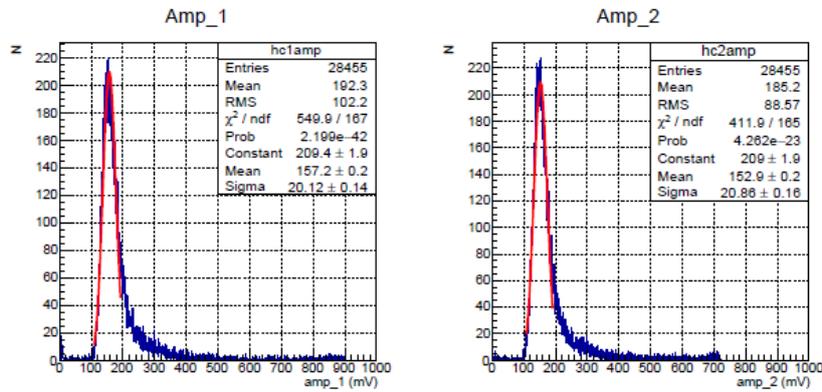


Figura 5.1: Distribución de amplitudes para ambos lados del módulo

los muones que pasan por la mitad del módulo la distribución de amplitudes de ambos lados sera aproximadamente la misma.

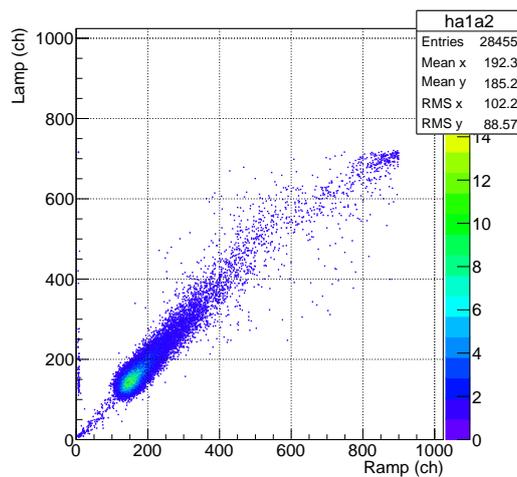


Figura 5.2: Relación entre amplitudes para ambos lados del módulo

## 5.2. Longitud de atenuación

El mismo proceso que se hizo en la mitad del módulo se llevó a cabo en distintas posiciones. Se obtuvo una relación de las amplitudes promedio con la posición de interacción de rayos cósmicos hacia ambos fotomultiplicadores.

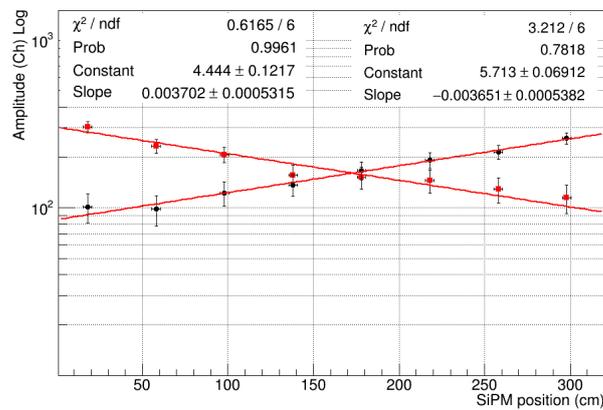


Figura 5.3: Relación entre la amplitud promedio con la posición de la interacción del muón con el SiPM

Puede verse en la figura 5.3 que mientras la amplitud de un canal aumenta la del otro canal disminuye, esto se debe a que la luz producida por los rayos cósmicos en el centellador, debe viajar más hacia el otro extremo y sufre atenuación debido a las fibras WLS. Sin embargo en la mitad del módulo aproximadamente 160 cm las amplitudes deben ser las mismas.

La longitud de atenuación caracteriza la calidad del transporte de luz de las fibras ópticas, en este caso de las fibras WLS. Asumiendo un modelo exponencial de la atenuación de luz dado por:

$$I(x, \lambda) = I_0 \exp -\frac{x}{\Lambda(\lambda)} \quad (5.1)$$

A partir de la figura 5.3 haciendo un ajuste exponencial de ambas curvas

se obtiene el valor inverso a la longitud de atenuación  $\Lambda(\lambda)$  medido en ambos lados del modulo para las fibras ópticas utilizadas en el módulo.

Para el lado izquierdo de nuestro módulo se estima una longitud de atenuación  $\Lambda_L(\lambda) > 270$  cm y para el lado derecho del modulo tenemos  $\Lambda_R(\lambda) > 273$  cm. Estos valores difieren en un 2% ya que el acoplamiento de algun SiPM puede no ser tan adecuado y tengamos perdida de luz.

### 5.3. Producción de fotoelectrones

Una parte importante del módulo es estimar el número de fotoelectrones producidos por los SiPM con el paso de un muon. Para esta estimación nosotros tomamos en el centro del tubo la proporción entre las amplitudes de las señales generadas por ambos fotomultiplicadores[47]. Tomando el cociente entre el promedio de las amplitudes tenemos una distribución Gaussiana. A partir de esta distribución entre los cocientes de las amplitudes podemos

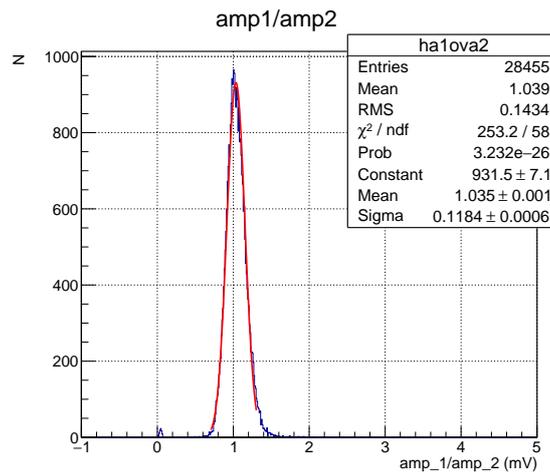


Figura 5.4: Cociente de la distribución de amplitudes generadas en el centro del módulo

obtener el número de fotoelectrones, estimando por el ancho de la distribución de la figura 5.4

$$\frac{\sigma(R)}{\langle R \rangle} = \sqrt{\frac{2}{N_{pe}}} \quad (5.2)$$

donde  $\sigma(R)$  es el ancho de la distribución,  $\langle R \rangle$  es el valor promedio de la distribución y  $N_{pe}$  es el número promedio de fotoelectrones en cada SiPM, suponiendo que son idénticos en ambos lados. Usando estos parámetros tomados de la figura 5.4, se puede estimar un número aproximado de 142 fotoelectrones en promedio.

## 5.4. Tiempos de las señales

Los tiempos de arribo de nuestras señales producidos por los SiPM, se determinan a partir de la señal de referencia que se genera al paso de rayos cósmicos por el telescopio de plásticos centelladores.

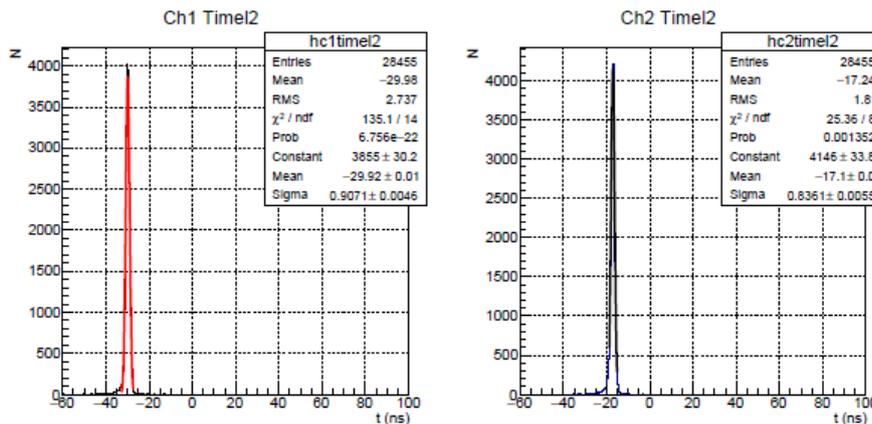


Figura 5.5: Tiempos de las señales para ambos fotomultiplicadores de Silicio

El tiempo de arribo será medido a partir de que se genere la señal de referencia por el telescopio centellador, hasta que la señal analógica genera-

da por los fotomultiplicadores (Ch1 y Ch2) en ambos lados pase el umbral determinado (Figura 5.6).

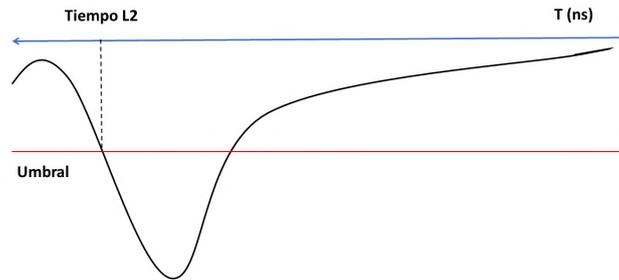
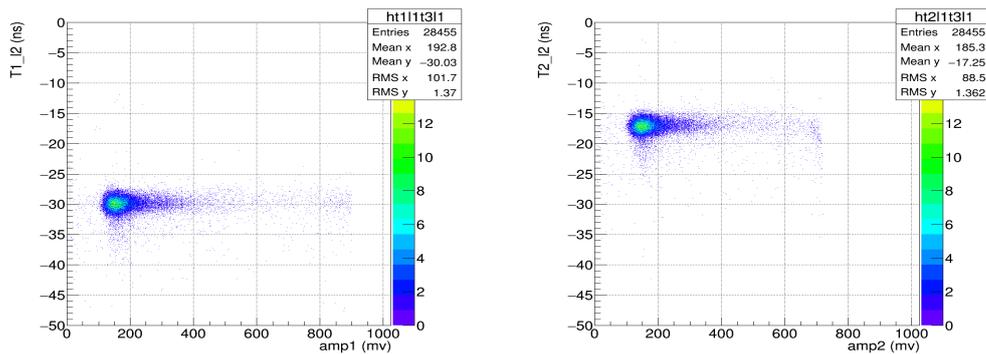


Figura 5.6: Diagrama para determinar el tiempo de las señales

Los tiempos de las señales tienen que ser comparados con su respectiva amplitud promedio, ésta relación entre tiempo y amplitud debe ser constante ya que es muy importante medir los tiempos y a partir de ahí determinar una posición, es por eso que se debe mantener un tiempo constante a pesar de las amplitudes registradas por el paso de rayos cósmicos.



(a) Relación tiempo-amplitud para el canal 1 (b) Relación tiempo-amplitud para el canal 2

Figura 5.7: Relación entre el tiempo y las amplitudes de las señales en el centro del módulo

## 5.5. Tiempo de subida y ancho de pulso

### 5.5.1. Tiempo de subida (Rise time)

Este es el tiempo que toma al pulso elevarse de 10 % a 90 % de su máxima amplitud. Tal tiempo de subida determina la rapidez de la señal.

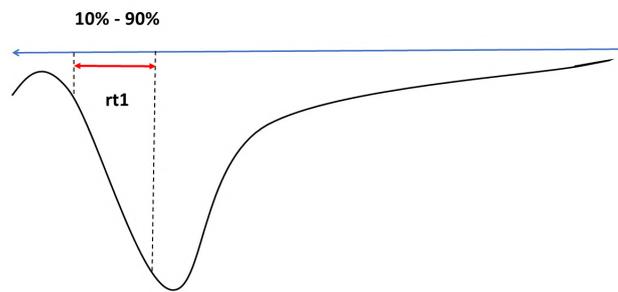


Figura 5.8: Intervalo en la amplitud de una señal analógica para determinar su tiempo de subida (rise time)

En las figuras se pueden ver los tiempos de subida de las señales registradas a diferentes intervalos de la señal

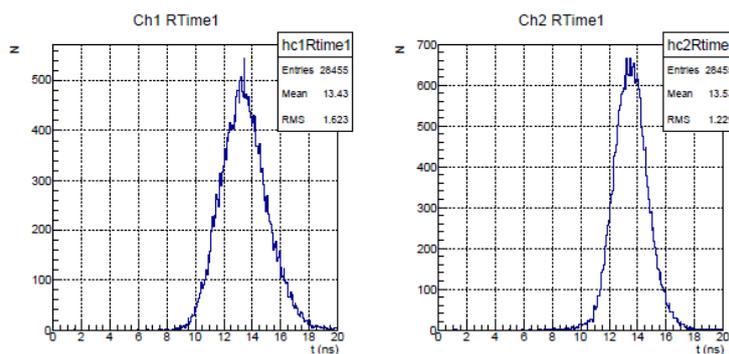


Figura 5.9: Tiempo de subida de las señales tomado al 90 % del valor de su amplitud

### 5.5.2. Ancho del pulso (Width time)

El tiempo de ancho del pulso es el ancho de la señal usualmente tomado al valor en la mitad del máximo de la señal (FWHM). Los valores de los anchos del pulso se tomaron al valor de  $\sigma$  de la distribución.

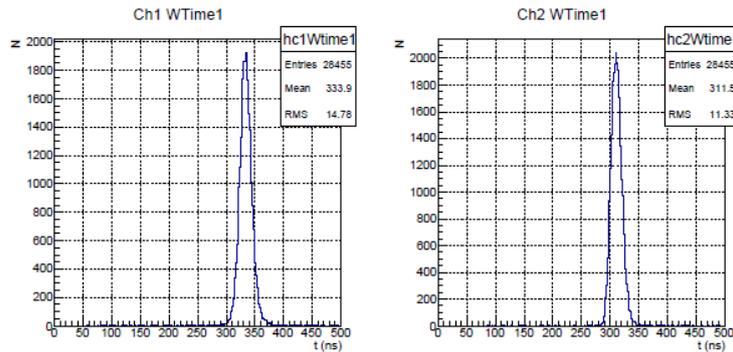


Figura 5.10: Ancho del pulso tomado a un valor de la distribución de  $\sigma$

## 5.6. Ruido de las señales

Todas las mediciones realizadas contienen dos componentes: la señal deseada y la no deseada o ruido. El ruido es generado por perturbaciones eléctricas no deseadas en nuestras señales. Este ruido es analizado en un ruido promedio (average noise) y la desviación estándar de este promedio (standard noise). El ruido promedio es generado por perturbaciones de bajas frecuencias, debido a la electrónica que es utilizada, así como al cableado. El ruido estándar se debe a perturbaciones de altas frecuencias y es generado principalmente por radiofrecuencias y corrientes oscuras (dark current)

La corriente oscura es una corriente eléctrica relativamente pequeña que fluye a través de dispositivos fotosensibles, como un tubo fotomultiplicador, fotodiodo o dispositivo acoplado a carga. Incluso cuando no entran fotones

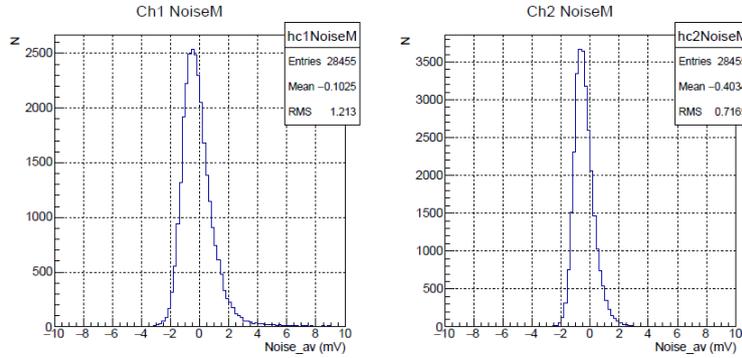


Figura 5.11: Distribución del ruido promedio

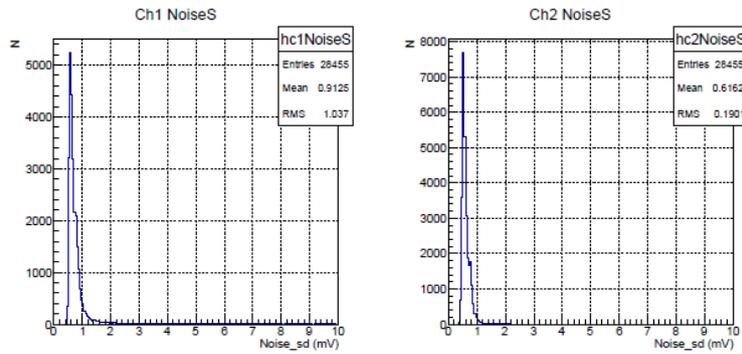


Figura 5.12: Desviación estándar de la distribución del ruido promedio

en el dispositivo, consiste en las cargas generadas en el detector cuando no entra radiación externa al detector. Físicamente, la corriente oscura se debe a la generación aleatoria de electrones y agujeros dentro de la región de agotamiento del diodo. La corriente oscura es una de las principales fuentes de ruido en estos sensores.

## 5.7. Resolución temporal

La resolución temporal de nuestro modulo se puede definir como el mínimo intervalo de tiempo en el que puede distinguir dos eventos diferentes. Para poder estimar el tiempo de resolución tomamos la diferencia de los

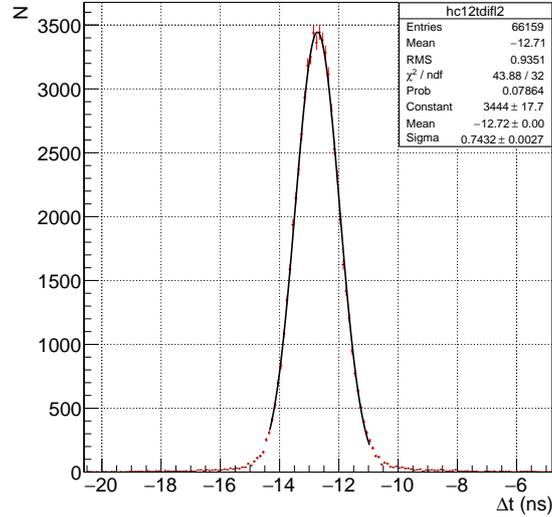


Figura 5.13: Distribución de la diferencia de tiempos en las señales

tiempos en que fueron registradas las señales, a esta diferencia de tiempos se le asociada una distribución gaussiana como en la Figura 5.12.

A partir de esta distribución nosotros tenemos una varianza ( $\sigma^2$ ) para  $\Delta T$ . Suponiendo que la varianza de ambos tiempos de los SiPM son iguales, por lo tanto tenemos:

$$\sigma_{\Delta T}^2 = \sqrt{\sigma_{t1}^2 + \sigma_{t2}^2} \quad (5.3)$$

Si  $\sigma_{t1} = \sigma_{t2}$

$$\sigma_{\Delta T} = \sqrt{2}\sigma_t \quad (5.4)$$

$$\sigma_t = \frac{\sigma_{\Delta T}}{\sqrt{2}} \quad (5.5)$$

Por lo tanto nuestro tiempo de resolución será el valor de  $\sigma$  de nuestra distribución dividido entre  $\sqrt{2}$ .

A partir de las mediciones en diferentes posiciones del tubo, se obtuvo

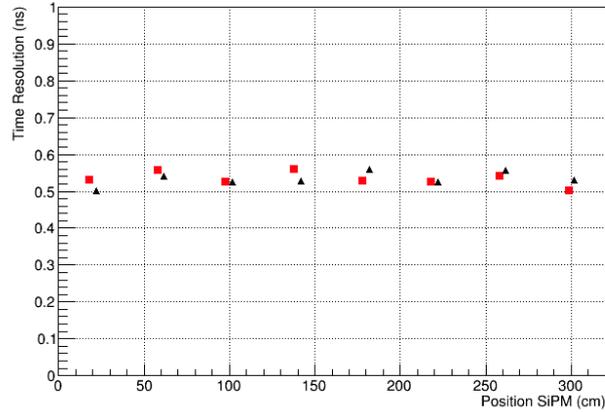


Figura 5.14: Resolución temporal medida en diferentes puntos del módulo

la diferencia de tiempos de las señales recibidas por cada fotomultiplicador (SiPM) de los extremos en cada posición elegida. Con lo que se pudo estimar un tiempo de resolución a lo largo del tubo como se muestra en la figura 5.13 el cual es en promedio 530 ps a lo largo de todo el tubo.

## 5.8. Relación amplitud con Tiempo de umbral

Para señales rápidas el ancho del pulso (Width time) es dependiente de su amplitud, esto implica que la amplitud de la señal puede ser obtenida midiendo el ancho del pulso.

El tiempo sobre umbral (Time over threshold) es una técnica con la cual podemos obtener información de las señales recibidas conociendo el tiempo del ancho del pulso y con ello reconstruir las amplitudes (figura 5.14) de las señales. Ésta es una forma de discriminar el fondo de partículas que puedan llegar a nuestro detector y no sean necesariamente muones cósmicos que logren atravesar la estructura volcánica, sino aquellas que lleguen de otras direcciones.

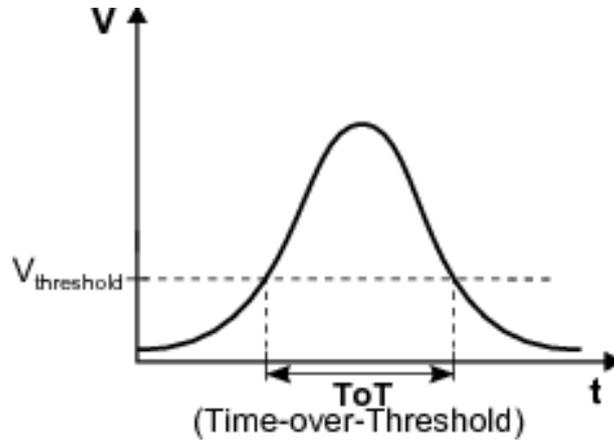


Figura 5.15: Diagrama que representa el tiempo sobre umbral (ToT)

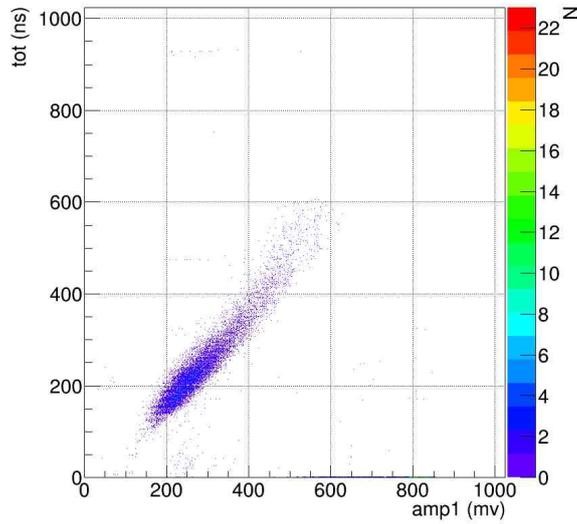


Figura 5.16: Relación lineal de la amplitud de las señales registradas con su tiempo de umbral

En la figura 5.16 puede verse una relación lineal entre las amplitudes y su tiempo de ancho de pulso, lo que implica que nosotros podemos reconstruir las amplitudes generadas únicamente midiendo la anchura en tiempo de las señales, usando la técnica tiempo sobre umbral.

## 5.9. Comparación entre Fotomultiplicadores

Todos los resultados mostrados anteriormente fueron tomados con los fotomultiplicadores Hamamatsu, ya que al realizar pruebas anteriores con sensores Ketek y SenseL estos mostraban menor producción de fotoelectrones y peor resolución temporal. Ésto se debe a que su eficiencia de detección es aproximadamente del  $\sim 30\%$ . Estos resultados no eran los esperados ante los parámetros buscados, que fueron más cercanos con los sensores Hamamatsu.

Number Photoelectrons				
SiPM	Clean Tube (Npe)	Polished Tube (Npe)	diff %	Time resolution (ns)
Ketek	70.75	54.01	30	0.789
SenseL	55.21	39.89	38	0.719
Hamamatsu (H.V)	136.98	96.75	41	0.529
Hamamatsu (L.V)	141.65	N.C		0.527

Figura 5.17: Comparación entre distintos fotomultiplicadores en dos tubos diferentes[48]

## 5.10. Resultados mediante láser de calibración

Los resultados tomados con el láser de calibración (Laser PiLas PDL 800-D) de 405 nm, conectado en el centro del módulo, son para revisar la respuesta de los fotomultiplicadores con pulsos luminosos y poder compararlos con las señales generadas por muones cósmicos.

## CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES

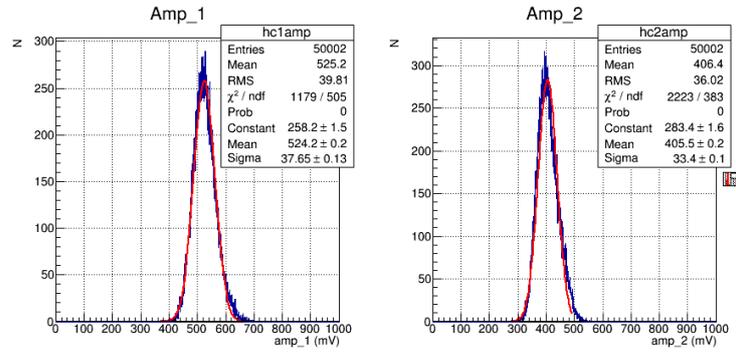


Figura 5.18: Distribución de amplitudes

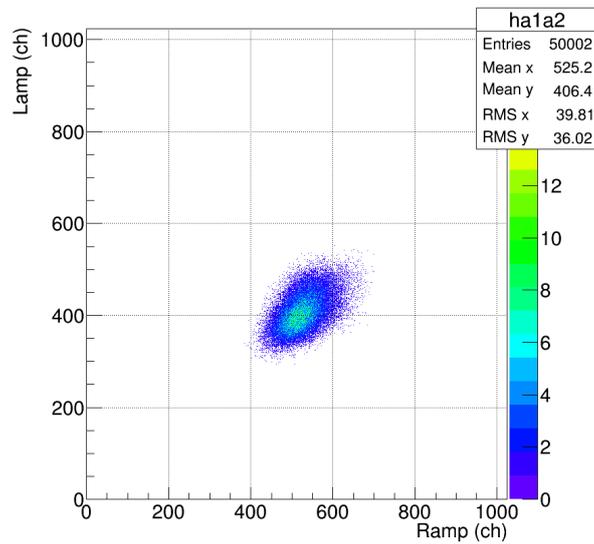


Figura 5.19: Relación de amplitudes de ambos canales

## CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES

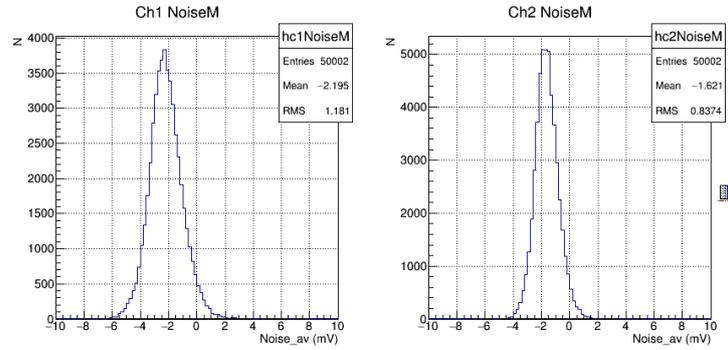


Figura 5.20: Ruido promedio

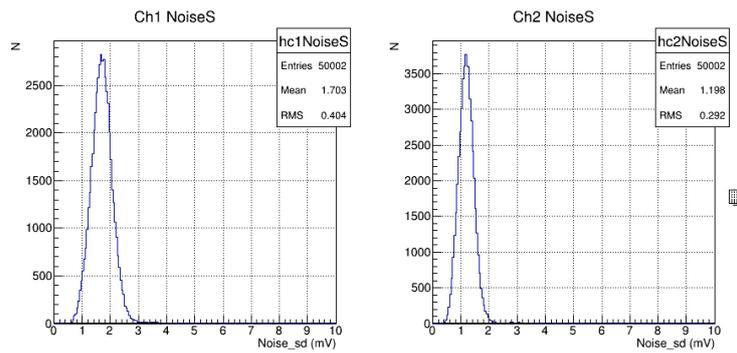


Figura 5.21: Desviación estándar del ruido promedio

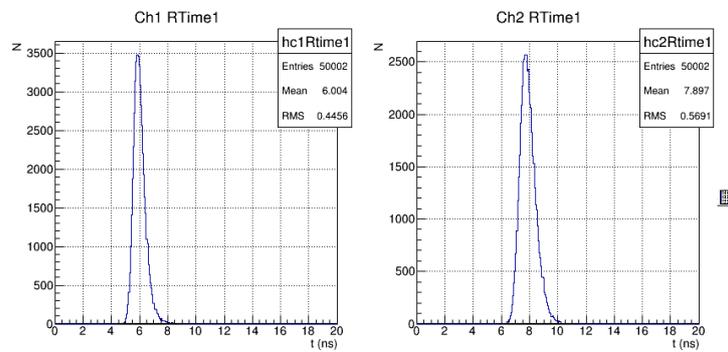


Figura 5.22: Tiempo de subida (rise time) de las señales

CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES

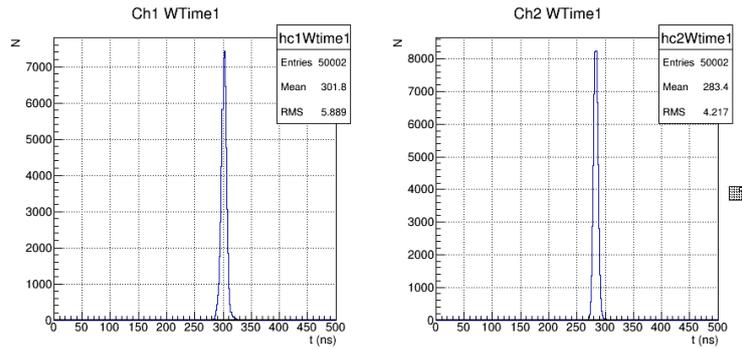


Figura 5.23: Tiempo de anchura de las señales

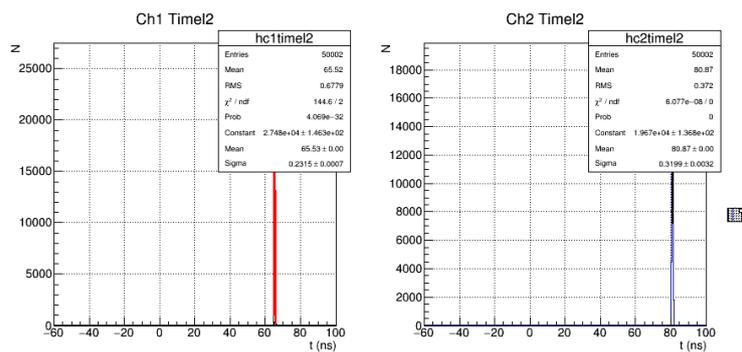


Figura 5.24: Tiempos de las señales

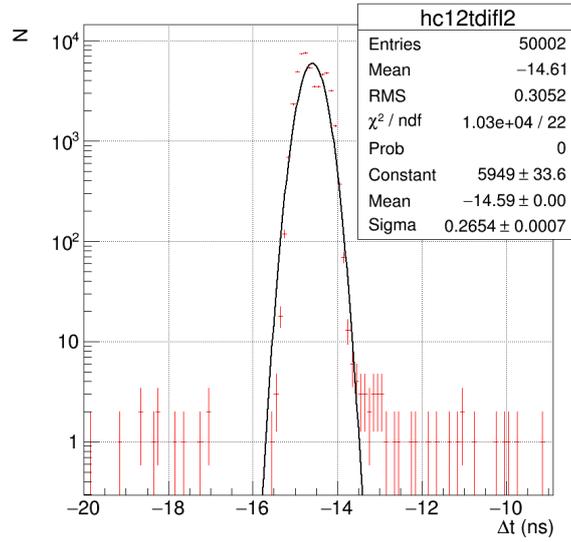
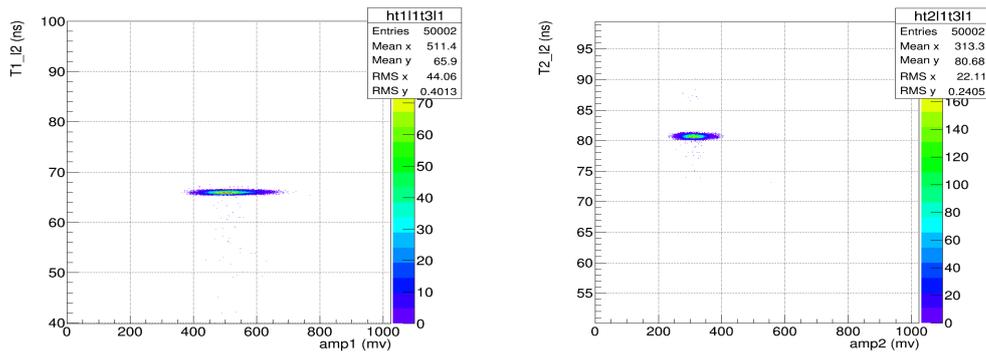


Figura 5.25: Diferencia de tiempos de las señales



(a) Relación entre el tiempo y amplitudes de las señales (canal 1)      (b) Relación entre el tiempo y amplitudes de las señales (canal 2)

Figura 5.26: Relación tiempo-amplitud

# Conclusiones

La propuesta de detector para el monitoreo por muones cósmicos al volcán Popocatepetl se basa en el uso de tres planos centelladores. Cada uno construido por 16 módulos independientes, capaces de reconstruir las trayectorias de las partículas que logren atravesar el volcán. Como un primer paso, se propone un prototipo de módulo muon trazador que será parte de estos planos.

Las pruebas realizadas a nuestro módulo fueron satisfactorias porque cumplen los parámetros adecuados para la propuesta de detector. Esto es que sea sensible al paso de muones cósmicos, que presente una uniformidad de superficie (figura 5.3) y que la resolución temporal y espacial sean las especificadas con anterioridad.

Para obtener la resolución espacial adecuada para nuestra reconstrucción de imágenes (20m) es necesario tener una resolución espacial de nuestro módulo de 10cm, esto se logrará con una resolución temporal de 500ps, suponiendo una velocidad efectiva de la luz dentro de nuestro modulo cercana a los 20 cm/ns.

Realizando las pruebas de tiempo en nuestro modulo llegamos a una resolución temporal promedio de 530 ps (figura 5.14) a lo largo de todo el módulo, lo cual se encuentra cerca de nuestras expectativas.

Para lograr el objetivo se harán en un futuro más pruebas con otros

diseños en la distribución de las fibras WLS a lo largo del módulo para coleccionar la mayor cantidad de luz posible por los fotomultiplicadores.

Al realizar pruebas con distintas marcas de fotomultiplicadores, los fabricados por la compañía Hamamatsu (figura 5.17) utilizados para la mayoría de las pruebas son los adecuados por su alta eficiencia ( $\%PDE$ ) con la luz transmitida por las fibras WLS (492 nm), alta resolución temporal y bajo voltaje de operación.

Realizando pruebas en dos diferentes tubos (sección 4.4.1), puede verse en la figura 5.17 que la generación de fotoelectrones es mayor en el tubo limpio que al tubo pulido internamente, esto se debe a que la colección de luz es diferente en los tubos. Para el tubo pulido la reflexión es especular, la intensidad de ésta depende en gran medida del ángulo de incidencia de la luz, decreciendo en un 50 % para grandes ángulos ( $>65^\circ$ )[49] y para el tubo limpio hay reflexión difusa ésta no depende del ángulo de incidencia de la luz dentro del tubo. Por lo tanto tenemos mejor colección de luz en el tubo que no está pulido.

Las fibras WLS también han sido elegidas por su pico de absorción y emisión, además de su rápida conversión de luz azul a verde. La longitud de atenuación estimada para ambos extremos (270 y 273 cm) muestran una uniformidad de superficie a lo largo de todo el módulo.

La electrónica utilizada que fue desarrollada en el SMI de Austria es la adecuada, ya que un solo canal de las PCB proveen de un voltaje de alimentación al fotomultiplicador que puede ser controlado por un microcontrolador (Arduino). Además de amplificar la señal y tener un discriminador de señales ToT. Todos estos elementos se encuentran en una pequeña placa electrónica de 8x3 cm.

Se plantea utilizar otro diseño de tapas para los módulos, ya que con los

## *CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES*

---

recientes hay problemas para soldarlos adecuadamente en los extremos del tubo. Además, se harán pruebas con otra distribución del arreglo de fibras WLS dentro del módulo para probar una mejor colección de luz dentro del tubo.

A partir de estos cambios en el diseño del módulo se espera tener un prototipo final para poder comenzar la construcción de todos los módulos necesarios para tener los 3 planos que conformarán el detector final.

# Bibliografía

- [1] Particle data group. *Review of Particle Physics*. (2016). Pag 421-424.
- [2] George, E.P. *Cosmic rays measure overburden of tunnel*, Commonwealth Engineer,(1955) 455–457.
- [3] Alvarez, L.W. et al. *Search for hidden chambers in the pyramids*, Science,(1970) 167, 832–839.
- [4] Nagamine, K. et al. *Method of probing inner structure of geophysical substance with the horizontal cosmic ray muons and possible application to volcanic eruption prediction*, Nucl. Instrum. Methods A,(1995) 356, 585–595.
- [5] Tanaka, H. et al, *Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano*, 2003 Nucl. Instrum. Methods A, 507, 657–669.
- [6] Strolin P. *Volcanoes and muons*. Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) (2013) 237–238.
- [7] Asorey H et al . *Muon Tomography sites for Colombia volcanoes*. (2017) arXiv:1705.09884

- 
- [8] Nolwenn Lesparre et al., *Density muon radiography of La Soufrière of Guadeloupe volcano: comparison with geological, electrical resistivity and gravity data*. Geophys. J. Int. (2012) 190.
- [9] Servando de la Cruz Reyna, *Volcanes. peligros y riesgos volcanicos en Mexico*. CENAPRED. (2008) Serie Fasciculos.
- [10] Macías J. *Geología e historia eruptiva de algunos de los grandes volcanes activos de México*. Boletín de la Sociedad Geológica Mexicana. (2005), Tomo LVII. Numero 3.
- [11] Claus Siebe. *La erupción del volcán Xitle y las lavas del Pedregal hace 1670 +/-35 años AP y sus implicaciones*. Departamento de Vulcanología, Instituto de Geofísica, UNAM. (2009).
- [12] Aceves-Quesada, F et al. *Determinación de peligros volcánicos aplicando técnicas de evaluación multicriterio y SIG en el área del Nevado de Toluca, centro de México*. Revista Mexicana de Ciencias Geológicas, (2006) v. 23, núm. 2.
- [13] Espinasa-Pereña, R. *Riesgos Volcánicos en el Popocatépetl* Coordinacion Nacional de Proteccion civil. (2017) Presentacion
- [14] Espinasa-Pereña, R., Martín-Del Pozzo, A.L., 2006, *Morphostratigraphic evolution of Popocatépetl volcano, México*. Geological Society of America Special Paper (2006) 402, p. 101–123.
- [15] Espinasa-Pereña R. *Historia de la actividad del volcán Popocatépetl, 17 años de erupciones* (2012) CENAPRED.
- [16] Guevara-Ortiz E. *Instrumentación y monitoreo del volcán Popocatépetl* Dirección de Instrumentación y computo. (2003) CENAPRED.

- 
- [17] D. Carbone et al. *An experiment of muon radiography at Mt Etna (Italy)* Geophys. J. Int. (2014) 196, 633–643.
- [18] N. Lesparre. et al. *Geophysical muon imaging: feasibility and limits.* Geophys. J. Int. (2010)183, 1348–1361.
- [19] Chung Yau. E. *Cosmic ray muon detection using NaI detectors and plastic scintillators.* University of Virginia. 2013.
- [20] Gaisser.T. *Cosmic Rays and Particle Physics.* Cambridge University press 1990. Pag 51.
- [21] S. Cecchini, M. Spurio. *Atmosferic muons: Experimental aspects.* Geosci. Instrum. Method. Data Syst.(2012), 1, 185–196
- [22] C. Patrignani, et al. *Particle Data Group*, Chin. Phys. C 40 (2016) 100001.
- [23] M. Tanabashi, et al. *Particle Data Group*, Phys. Rev. (2018) D98, 030001.
- [24] Woo Jin Jo. et al. *Design of a muon tomography system with a plastic scintillator and wavelength shifting fiber arrays.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 732 (2013) 568–572.
- [25] Groom, D.E et al. *Muon stopping power and range tables 10 MeV-100 TeV*, (2001)At. Data Nucl. Data Tables, 78(2), 183–356.
- [26] Kelner, S. *Pair production in collisions between muons and atomic electrons.* Physics of Atomic Nuclei, (1998). pp.448-456.
- [27] Bezrukov, L.B.; Bugaev, E.V. *Nucleon shadowing effects in photonuclear interactions*, Sov. J. Nucl. Phys. (1981), Volume: 33:5

- [28] William R.Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag. Alemania. (1987).
- [29] Izraelevitch, F. *Búsqueda de materia oscura mediante la medición de producción de ionización por retrocesos nucleares con el detector DAMIC* Universidad de Buenos Aires (2017). Tesis Doctoral.
- [30] William F. *Particle detectors*. Oxford Physics. (2009)
- [31] Organic Scintillation Materials and Assemblies,  
<http://www.crystals.saintgobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/document/organics-brochure.pdf>
- [32] Knoll G.*Radiation Detection and Measurement*Tercera Edicion. (2000)  
John Wiley and Sons.
- [33] Sanchez A.*Understanding and simulating SiPMs* Nuclear Inst. and Methods in Physics Research,(2019) A 926 16–35.
- [34] Arcebi F.*Estudio de las propiedades de los fotomultiplicadores de silicio* Tesis Maestria. (2015), Universidad de Granada
- [35] E. Garutti. et al. *Characterisation of highly radiation-damaged SiPMs using current measurements* arXiv:1709.05226. (2017)
- [36] Marteau J.et al. *DIAPHANE : Muon tomography applied to volcanoes, civil engineering, archaeology*. Innovative Particle and Radiation Detectors (IPRD16) (2016)
- [37] Ambrosino F. et al. *The MU-RAY project: detector technology and first data from Mt. Vesuvius*. Journal of Instrumentation. (2014).

- [38] Peña-Rodríguez J. *Calibration and first measurements of MuTe: a hybrid Muon Telescope for geological structures*. arXiv 1909.09732v1. (2019) ICRC 2019.
- [39] Woods A. *The dynamics of explosive volcanic eruptions*. Reviews of Geophysics, 33, (1995).pp 495-530
- [40] <http://asterweb.ipl.nasa.gov/gdem.asp>
- [41] V. Grabski. et. al. *Use of horizontal cosmic muons to study density distribution variations in the Popocatepetl volcano*. ICRC 2013.
- [42] Saint-Gobain Crystals. *Scintillation optical fiber*. Datasheet
- [43] Eljen *Mineral oil based liquid scintillation*. (2016). Datasheet.
- [44] Hamamatsu. *MCCP Multi pixel Photon Counter*. Datasheet.(2019). S14160-S14161 Series.
- [45] Sauerzopf C. *Intelligent Front end Electronics for Silicon photodetectors (IFES)*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A819(2016)163–166.
- [46] Maxim Integrated. *Understanding flash ADC*.(2014). Tutorial 810.
- [47] M. Doucet. et al. *Light yield measurements in a liquid scintillator detector with wavelength-shifting fiber readout*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 459.(2001). pp 459-468.
- [48] Grabski V. *Prototype-module of a muon tracker to investigate the Popocatepetl volcano lava dome density-distribution*. arXiv:1909.00308v1. (2019).

- [49] Y.P. Zhang, et al. *Discriminating cosmic muons and radioactivity using a liquid scintillation fiber detector*. arXiv:1608.08307v5. (2017).