



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

**DETECTOR PROTOTIPO DE RAYOS CÓSMICOS SECUNDARIOS PARA CONOCER LA
CONTRIBUCIÓN RELATIVA DE CADA UNA DE SUS COMPONENTES**

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

PRESENTA

Ernesto Ortiz Fragoso

TUTOR

Dr José Francisco Valdés Galicia
Instituto de Geofísica

MÉXICO D.F. Enero, 2013



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Agradecimientos

A mi madre y padre por el apoyo incondicional que siempre me han brindado, por los valores que me han inculcado, por la motivación que solo ellos saben inyectarme y sobre todo por su amor. A mis hermanos por su apoyo y sus consejos.

A mi querida esposa Arely, a mi amada hija Zaira y a mi lindo bebé que está por nacer, por ser parte de mi vida y por ser la razón para mi superación como ser humano y también profesional.

A mi tutor Dr José Francisco Valdés Galicia por su enseñanza, sus consejos, su apoyo, por el tiempo compartido en la elaboración de este trabajo y sobre todo por la amistad que me ha brindado.

A todos los integrantes de mi jurado que con sus comentarios y observaciones enriquecieron este trabajo.

Al Ing Miguel Anguel Garcia Palacios por todo su apoyo y enseñanza en lo referente a la programación de este trabajo y por su amistad.

A todos mis compañeros de trabajo Ing Octavio F Musalem Clemente, Fís Alejandro Hurtado Pizano, Rocio, Marcos, Omar y demás, por sus comentarios y apoyo en los experimentos realizados para este trabajo, y sobre todo por su amistad.

Índice general

Agradecimientos	1
Introducción	7
Resumen	9
1. Rayos Cósmicos	10
1.1. Breve historia de los rayos cósmicos	10
1.2. Rayos Cósmicos Primarios	12
1.2.1. Composición	12
1.2.2. Espectro de energía	14
1.3. Heliósfera	15
1.4. Modulación solar de los rayos cósmicos	17
1.4.1. Variación diurna	17
1.4.2. Variación de 11 y 22 años	18
1.4.3. Decrecimiento Forbush	18
1.5. Rayos Cósmicos Secundarios	19
1.5.1. Interacciones electromagnéticas	20
1.5.2. Interacciones nucleares	22
1.5.3. Componente electromagnética	23
1.5.4. Componente muónica	24
1.5.5. Componente nucleónica	25
2. mini-SciBar: detector prototipo de rayos cósmicos	27
2.1. Fenómeno del centelleo	27
2.1.1. Mecanismo de centelleo en materiales orgánicos	28
2.2. Componentes del mini-SciBar	30
2.2.1. Plástico centellador	30
2.2.2. Fibra óptica	32

2.3. Sistema de lectura y registro	33
2.4. Súper Telescopio de Centelleo de Rayos Cósmicos	38
3. Calibración del mini-SciBar	42
4. Criterio de selección de partículas	49
4.1. ¿Porqué únicamente electrones y muones?	49
4.2. Análisis a los resultados de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar .	50
4.2.1. Energía depositada por el paso de electrones y muones a través de las barras de plástico centellador del mini-SciBar	51
4.2.2. Traza generada por el paso de electrones y muones a través del arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar	53
4.3. Electrones y muones detectados en la cima del volcán Sierra Negra . . .	57
Conclusiones	70
Bibliografía	72

Índice de figuras

1.1. Diferencia de ionización respecto a la medida al nivel del mar [Pelayo, 2007]	11
1.2. Composición química de los rayos cósmicos, comparados con la abundancia de elementos en el sistema solar.	13
1.3. Espectro de energía de los rayos cósmicos.	14
1.4. Estructura de la Heliósfera.	16
1.5. Esquema de la variación diurna.	17
1.6. Ciclo de manchas solares http://www.sidc.be/sunspot-index-graphics/sidc_graphics.php y variación en la intensidad de la radiación cósmica (Monitor de Neutrones de Moscú http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm).	19
1.7. Decrecimiento Forbush registrado en los Monitores de Neutrones de Oulu y Ciudad Universitaria.	20
1.8. Esquema de un chubasco atmosférico, iniciado por la colisión de un protón primario u un núcleo atmosférico.	24
1.9. Flujo vertical de las diferentes componentes de los rayos cósmicos en la atmósfera terrestre [Longair, 1992].	25
2.1. Niveles de energía de una molécula con estructura π -electrón [Knoll, 2000].	29
2.2. Arreglo de las barras centelladoras del mini-SciBar.	31
2.3. Espectro de emisión del plástico centellador utilizado para la fabricación de las barras del mini-SciBar.	32
2.4. Espectro de absorción y emisión de la fibra óptica <i>WLS</i>	33
2.5. Esquema de la estructura de la fibra óptica <i>WLS</i>	33
2.6. Tubo fotomultiplicador multi-ánodo (MAPMT) del mini-SciBar.	34
2.7. Estructura genérica de un MAPMT [Tavera, 2011].	35
2.8. Tarjeta front end board (FEB) del mini-SciBar.	36
2.9. Diagrama de bloque de los ASICs.	36

2.10. Tarjeta back end board (BEB) del mini-SciBar.	37
2.11. Esquema de las secciones del arreglo de las barras de plástico centellador del mini-SciBar para el procesamiento de las señales en la trigger board (TB).	38
2.12. Diagrama de bloques de la compuerta lógica <i>AND</i> y <i>OR</i> de la TB. . .	38
2.13. Diagrama de la conexión del mini-SciBar.	39
2.14. Arreglo de las barras de plástico centellador del STCRC.	40
2.15. Esquema del método en la detección de neutrones del TNS (izquierda) y del STCRC (derecha).	41
3.1. Espectro típico de un canal del mini-SciBar.	43
3.2. Espectro del pedestal (color rojo) de un canal del mini-SciBar.	44
3.3. Ajuste de curva gaussiana a la distribución del pedestal.	45
3.4. Ajuste de curva gaussiana a la distribución de la señal de rayos cósmicos.	46
3.5. Identificación gráfica del máximo de la distribución del pedestal y de la señal de rayos cósmicos, de un canal del mini-SciBar.	47
3.6. Localización esquemática del <i>DMM</i> y umbral, de un canal del mini-SciBar.	47
4.1. Distribución de señales dejadas por el paso de electrones a través de las barras de plástico centellador, resultado de la simulación numérica, cuya energía al tope del detector es a) 200 <i>MeV</i> , b) 400 <i>MeV</i> , c) 600 <i>MeV</i> , d) 800 <i>MeV</i> y e) 1 <i>GeV</i>	52
4.2. Distribución de señales dejadas por el paso de partículas cargadas a través de las barras de plástico centellador, resultado de la simulación numérica, a) electrones de 400 <i>MeV</i> y b) muones de 400 <i>MeV</i>	53
4.3. Valor ADC correspondiente a la energía típica depositada por electrones (línea punteada) y muones (línea continua) al pasar a través de una barras de plástico centellador del mini-SciBar, resultado de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010], las barras de error están desplazadas para evitar su traslape.	54
4.4. Traza generada por un electrón al cruzar el arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar, cuya energía cinética al tope del detector es de 800 <i>MeV</i> , resultado de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010]. . .	55
4.5. Traza generada por un muón al cruzar el arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar, cuya energía cinética al tope del detector es de 800 <i>MeV</i> , resultado de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010]. . .	56

4.6. Distribución de la suma de número de barras de ambos lados del mini-SciBar con señales, generadas por el paso de electrones a través del arreglo de barras de plástico centellador del detector, resultados de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010].	57
4.7. Distribución de la suma de número de barras de ambos lados del mini-SciBar con señales de rayos cósmicos, generadas por el paso de electrones y muones a través del arreglo de barras de plástico centellador del detector, resultados de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010].	58
4.8. Flujo total de partículas medido con el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra.	59
4.9. Flujo de electrones medido con el mini-SciBar (datos en color negro) y real calculado (datos en color rojo) en la cima del volcán Sierra Negra.	60
4.10. Flujo calculado de muones en la cima del volcán Sierra Negra.	60
4.11. Traza generada por el paso simultáneo de dos partículas en el mini-SciBar.	61
4.12. Flujo de partículas múltiples medido con el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra (ver texto).	62
4.13. Flujo calculado de electrones en la cima del volcán Sierra Negra, con diferentes espesores de plomo sobre el detector.	63
4.14. Flujo de partículas múltiples en la cima del volcán Sierra Negra, medido con el mini-SciBar, con diferentes espesores de plomo sobre el detector.	64
4.15. Flujo calculado de muones en la cima del volcán Sierra Negra, con diferentes espesores de plomo sobre el detector.	65
4.16. Flujo calculado de electrones al colocar plomo sobre el detector y cuyas fuentes son: 1) la radiación cósmica secundaria (color azul), 2) producción de pares (color rojo), y 3) la ionización generada por el paso de muones a través del plomo.	67
4.17. Flujo de partículas que cruzan todas las capas de plástico centellador del detector, medido en la cima del volcán Sierra Negra, en esta figura se observa un decrecimiento Forbush el 8 de marzo de 2012.	69
4.18. Registro de un decrecimiento Forbush en los monitores de neutrones de la Ciudad de México, Moscú y Oulu. La escala de la intensidad esta normalizada respecto al máximo valor registrado en el periodo que se muestra [México http://www.cosmicrays.unam.mx/ , Moscú http://helios.izmiran.troitsk.ru/cosray/main.htm y Oulu http://cosmicrays.oulu.fi/]	69

Introducción

El poder de penetración de los rayos cósmicos es una de sus propiedades que llevó a su descubrimiento, sin embargo, poseen otras propiedades y características que han estimulado el interés científico sobre ellos, como lo son: el amplio rango de energía que cubren, la composición química que poseen, el lugar donde se originan, los mecanismos por medio de los cuales adquieren su energía, etc.

Para poder entender la física que envuelve propiedades y características de los rayos cósmicos es necesario construir detectores a la medida, con esto, quiero dar a entender que las características de un detector como lo son: su tamaño, principio físico de detección, entre otras, está determinado por las propiedades y características de los rayos cósmicos de interés.

Actualmente estamos construyendo un nuevo tipo de detector llamado Súper Telescopio de Centelleo de Rayos Cósmicos (STCRC). El STCRC tendrá la función de los actuales Telescopios de Neutrones Solares (TNS), esto es, la capacidad de medir la energía y determinar la dirección de arribo de los neutrones solares con una mayor eficiencia. Podrá además discriminar entre las señales de las distintas partículas que conforman la radiación cósmica secundaria.

El STCRC operará en la cima del volcán Sierra Negra, en el Estado de Puebla, sitio en el que instalamos en octubre de 2010 un detector prototipo del STCRC llamado mini-SciBar, nuestro objetivo con este detector prototipo es conocer el funcionamiento general de todo el sistema, incluido el comportamiento de la electrónica en condiciones climatológicas propias del sitio y demostrar que el mini-SciBar puede detectar partículas de la radiación cósmica secundaria.

En el primer capítulo de este trabajo presento una introducción a la radiación cósmica. Una explicación detallada de todas las componentes del mini-SciBar son tratadas en el segundo capítulo. Mientras que en el tercero, explico el método que utilicé para poder diferenciar las señales generadas por partículas cargadas al pasar a través del plástico centellador de, las señales generadas por la electrónica (ruido), lo anterior, con el fin de calibrar el detector. Y en el cuarto capítulo, presento el análisis realizado a los

resultados de la simulación numérica del detector, con el que establecí un criterio de selección de partículas, este criterio tiene como base la forma de la traza generada por las partículas cargadas al pasar a través del plástico centellador. Además, presento el flujo de electrones y muones medido con el mini-SciBar y las conclusiones generales del trabajo.

Resumen

Para entender la física que rige el comportamiento de los rayos cósmicos es necesario construir detectores con características específicas. Actualmente, estamos construyendo un nuevo tipo de Telescopio de Neutrones Solares, éste tendrá la misma función de los actuales, esto es, la capacidad de medir la energía y determinar la dirección de arribo de los neutrones solares con una mayor eficiencia. Podrá además discriminar entre las señales de las distintas partículas que conforman la radiación cósmica secundaria.

El detector mencionado anteriormente operará en la cima del volcán Sierra Negra a 4580 *msnm*; en el Estado de Puebla, sitio en el que instalamos en octubre de 2010 un detector prototipo llamado mini-SciBar, el objetivo con este prototipo fue demostrar que es factible operar un detector de estas características bajo condiciones climatológicas propias del sitio y medir el flujo de electrones y muones, partículas de la radiación cósmica secundaria.

Un análisis realizado a los resultados de la simulación numérica del detector, me permitió establecer un criterio para diferencia electrones de muones, éste consistió en analizar la traza generada por dichas partículas al pasar a través del plástico centellador del mini-SciBar. Con este criterio de selección de partículas medí el flujo de electrones y muones, y demostré que es factible operar un detector con las características del mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra a una profundidad atmosférica de 575 *g/cm²*.

Capítulo 1

Rayos Cósmicos

1.1. Breve historia de los rayos cósmicos

La historia comienza por el año 1900 cuando en varios laboratorios del mundo se investigaba la ionización y conducción eléctrica de los gases. Previamente se habían hecho muchos descubrimientos relevantes, por mencionar algunos, con el uso de tubos de Crookes se demostró la conductividad de los gases en 1897, y Thompson demostró que los rayos catódicos eran electrones. La radiactividad natural había sido descubierta por Becquerel en 1896 y se demostró que esta radiación consistía de partículas alfa, beta y rayos gamma. Becquerel también demostró que las partículas beta eran electrones y para 1909 Rutherford y colaboradores demostraron que las partículas alfa eran núcleos de Helio.

Esta era la única radiación conocida hasta ese momento que podía causar ionización del aire, y el poder de penetración era su propiedad característica, así, las partículas alfa emitidas por la desintegración radiactiva de algunos elementos producen una densa corriente de iones y son frenadas al atravesar 5 *cm* de aire, esto es llamado el rango de la partícula; las partículas beta tienen rangos un poco mayor pero no muy bien definidos; y los rayos gamma tienen rangos muy grandes y necesitan de varios centímetros de plomo para reducir su intensidad en un factor de 10.

En 1900 se encontró que los electros copios se descargaban paulatinamente sin razón alguna, aun cuando éstos se mantenían en lugares oscuros y alejados de fuentes radiactivas. La forma en que se midió la ionización del aire contenido dentro de los electros copios fue midiendo la velocidad a la que se descargaban. En 1910 Wulf con el uso de electros copios encontró que la ionización disminuía de 6 *iones/cm³* a 3.5 *iones/cm³* de la base de la torre Eiffel a la parte más alta (330 *m*) respectivamente, resultado que hacía pensar que la radiación ionizante provenía de la superficie terrestre.

El verdadero avance se produjo en 1912 y 1913 cuando por primera vez Hess realiz3 ascensos de 5 km en globo y en 1914 Kolh3rster ascensos de 9 km; ellos encontraron que la ionizaci3n del aire contenido en los electros copios se incrementaba con la altura respecto a la ionizaci3n medida al nivel del mar (ver figura 1.1). Esto fue evidencia clara de que la radiaci3n ionizante provenía del exterior de la atm3sfera terrestre. En 1925 Millikan bautiz3 a esta radiaci3n ionizante como rayos c3smicos.

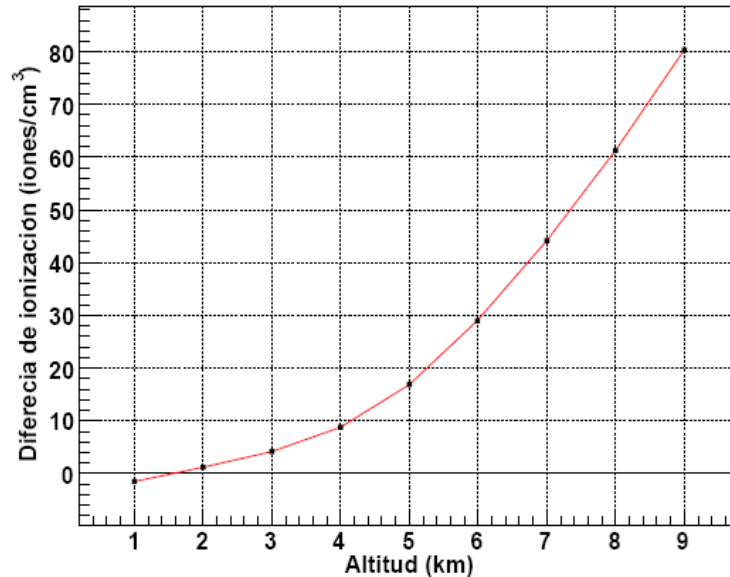


Figura 1.1: Diferencia de ionizaci3n respecto a la medida al nivel del mar [Pelayo, 2007]

En 1929, Skobelzyn con una c3mara de niebla observ3 trazas que no sufrían desvíos, ellas debían pertenecer a partícula s con energía mayor a 15 MeV e identific3 que las trazas eran de electrones secundarios producto de rayos gamma ultra energéticos. En este a ño, tambi3n se invento el detector Geiger-Müller especialmente para detectar rayos c3smicos.

Bhote y K3lhorster utilizaron detectores Geiger-Müller y desarrollaron la t3cnica de conteo por coincidencias, así realizaron una serie de experimentos en los que colocaban diferentes espesores de plomo y oro entre los contadores y estimaron que las partícula s llegaban a poseer energías de hasta $10^{10}eV$.

En la d3cada de 1930, con instrumentos como las c3maras de niebla, electroimanes y detectores Geiger-Müller comienza el estudio a fondo de los rayos c3smicos. Anderson en 1932, y Blackett y Occhialini en 1933 mostraron que en la radiaci3n c3smica existían partícula s de carga positiva muy similares a los electrones, ésto llevo al descubrimiento del positr3n, partícula predicha en la teoría de Dirac. A finales de esta d3cada Anderson

descubrió el muón, y estimó que poseía una masa 200 veces mayor a la masa del electrón.

En 1932, con el fin de determinar la carga de los rayos cósmicos, Manuel Sandoval Vallarta y Lemaître realizaron un estudio teórico del efecto este-oeste utilizando el teorema de Liouville y la desviación que sufren las partículas cargadas en presencia del campo geomagnético, para el cálculo numérico, por primera vez, se usó una computadora mecánica, un analizador diferencial [Lemaître, 1933]. La confirmación experimental la realizaron en 1933 Johnson y Álvarez, colaboradores de Compton, en la azotea del hotel Geneve de la Ciudad de México, concluyeron que la mayoría de los rayos cósmicos poseían carga positiva [Álvarez, 1933] [Johnson, 1933].

En la década de 1940 se comienza a utilizar emulsiones nucleares, que son muy similares a las placas fotográficas pero con una mayor sensibilidad a partículas ionizantes, la gran ventaja que tienen sobre las cámaras de niebla es que poseen una mucho mayor densidad que el gas contenido en las cámaras y con esto aumenta la probabilidad de observar interacciones en la emulsión. En 1947, con uso de las emulsiones se demostró la existencia de los mesones π^+ y π^- , y en 1953 el π^0 .

Con el uso de cámaras de niebla se descubrió la existencia de chubascos de partículas, generadas por las interacciones nucleares entre los rayos cósmicos y las moléculas del aire atmosférico, dichas partículas se llegaban a detectar a nivel de la superficie terrestre, sin embargo, los resultados revolucionarios sobre la producción de rayos cósmicos secundarios se obtuvieron con experimentos realizados en cohetes y con los primeros satélites que podían llegar al exterior de la atmósfera terrestre.

1.2. Rayos Cósmicos Primarios

Los rayos cósmicos primarios son partículas que golpean el tope de la atmósfera terrestre. Ellos son núcleos ionizados, que consisten predominantemente de protones (90%), partículas alfa (9%) y el resto núcleos más pesados; los rayos cósmicos primarios se distinguen por su alta energía, muchos de ellos son relativistas; y son influenciados por campos magnéticos como lo son el galáctico, interplanetario, y geomagnético.

1.2.1. Composición

La abundancia relativa de los rayos cósmicos comparada con la abundancia de los elementos presentes en el sistema solar se muestra en la figura 1.2, donde podemos observar dos diferencias notables en las composiciones.

La primera, los protones en los rayos cósmicos son menos abundantes que en el

sistema solar. Hasta ahora, esto no se entiende muy bien, pero podría tener que ver con el hecho de que el hidrogeno es relativamente difícil de ionizar por inyección en procesos de aceleración, o podría reflejar una diferencia genuina en la composición en la fuente.

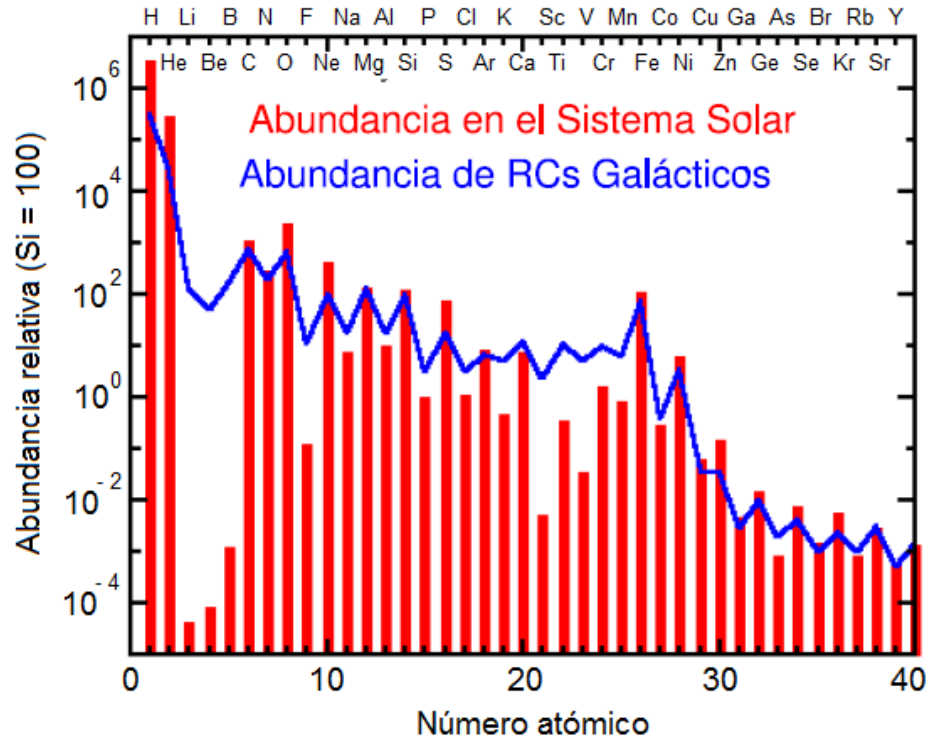


Figura 1.2: Composición química de los rayos cósmicos, comparados con la abundancia de elementos en el sistema solar.

La segunda diferencia es bien entendida y es una importante herramienta para el entendimiento de la propagación y confinamiento de los rayos cósmicos en la galaxia. Dos grupos de elementos (Li, Be, B) y (Sc, Ti, V, Cr, Mn) son varios órdenes de magnitud más abundantes en los rayos cósmicos que en el material del sistema solar. Estos elementos están presentes en el sistema solar ya que son el producto final de la nucleosíntesis estelar. Mientras que, en los rayos cósmicos están presentes por el rompimiento de núcleos de carbono y oxígeno que genera el primer grupo (Li, Be, B) y de hierro que genera el segundo (Sc, Ti, V, Cr, Mn), esto debido a las colisiones de los rayos cósmicos y el medio interestelar [Gaisser, 1990].

1.2.2. Espectro de energa

La caracterstica m3s asombrosa de los rayos c3smicos es el amplio espectro de energa que cubren [Longair, 1992]. Consideremos algunas caractersticas de este espectro de energa que se presenta en la figura 1.3.

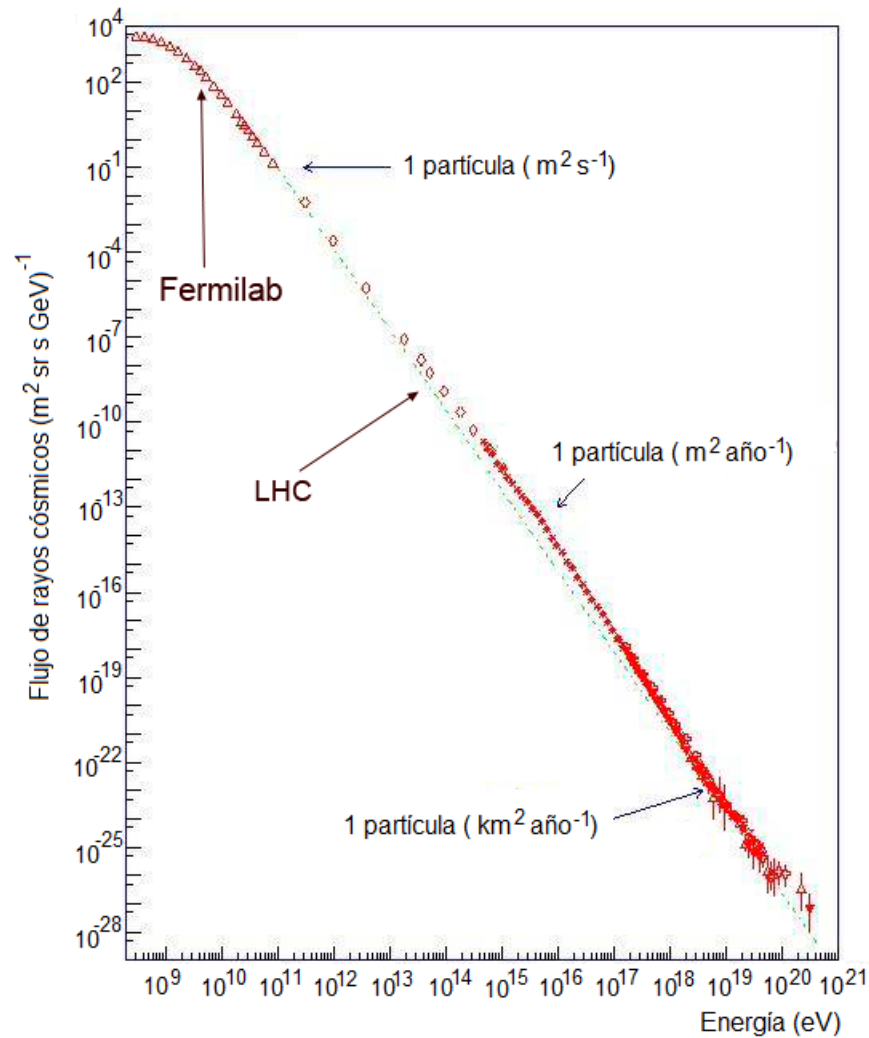


Figura 1.3: Espectro de energa de los rayos c3smicos.

Primero, para energas aproximadas a $1 \times 10^9 \text{ eV}$ por nucle3n y menores, el espectro diferencial de energa varía con el ciclo solar, esto es, el flujo de partculas de baja energa decrece durante periodos de alta actividad solar y es m3ximo durante la fase de baja actividad solar. Este fen3meno es conocido como modulaci3n solar. La actividad solar genera grandes perturbaciones en el campo magn3tico interplanetario que modula la

propagación de partículas con energía menor a $1 \times 10^9 eV$ hacia la Tierra. Es importante añadir que la dinámica de partículas de alta energía en cualquier campo magnético depende de su rigidez magnética. Ésta es definida por:

$$R = \frac{pc}{Ze} \quad (1.1)$$

Donde p es el momento de la partícula, Z el número de carga eléctrica, c la velocidad de la luz y e la carga eléctrica del electrón. Partículas con diferentes masas pero con la misma rigidez magnética presentan la misma dinámica en cualquier configuración de campo magnético.

Segundo, para energías mayores a $1 \times 10^{10} eV$ por nucleón, el espectro diferencial de energía de varias especies de rayos cósmicos presenta una fuerte atenuación y puede ser bien representado por una distribución de ley de potencias. Convencionalmente lo podemos expresar de la siguiente forma:

$$N(E)dE = KE^{-x}dE \quad (1.2)$$

Donde E representa la energía cinética por nucleón y x el exponente. En general, el flujo de radiación cósmica cuya energía es del orden de $10^9 eV$ o menor es modulado por la actividad solar; y para energías mayores, el flujo decrece conforme aumenta la energía.

1.3. Heliosfera

La heliosfera es la región del espacio dominada por el viento solar, ésta se extiende aproximadamente a 120 UA del Sol, su frontera es llamada heliopausa, la cual está más allá del choque terminal, región donde interactúa el campo magnético heliosférico arrastrado por el viento solar con el medio interestelar [Grieder, 2001].

El viento solar es un fluido continuo que sale del Sol hacia el espacio, esto es consecuencia de la alta temperatura que posee la corona solar ($10^6 \text{ }^\circ K$), a esta temperatura cerca del 50 % de los electrones escapan del Sol, ya que poseen una velocidad térmica mayor a la velocidad gravitacional de escape, lo que genera un exceso de carga positiva en el Sol, que a su vez, genera intensos campos eléctricos los cuales aceleran a los

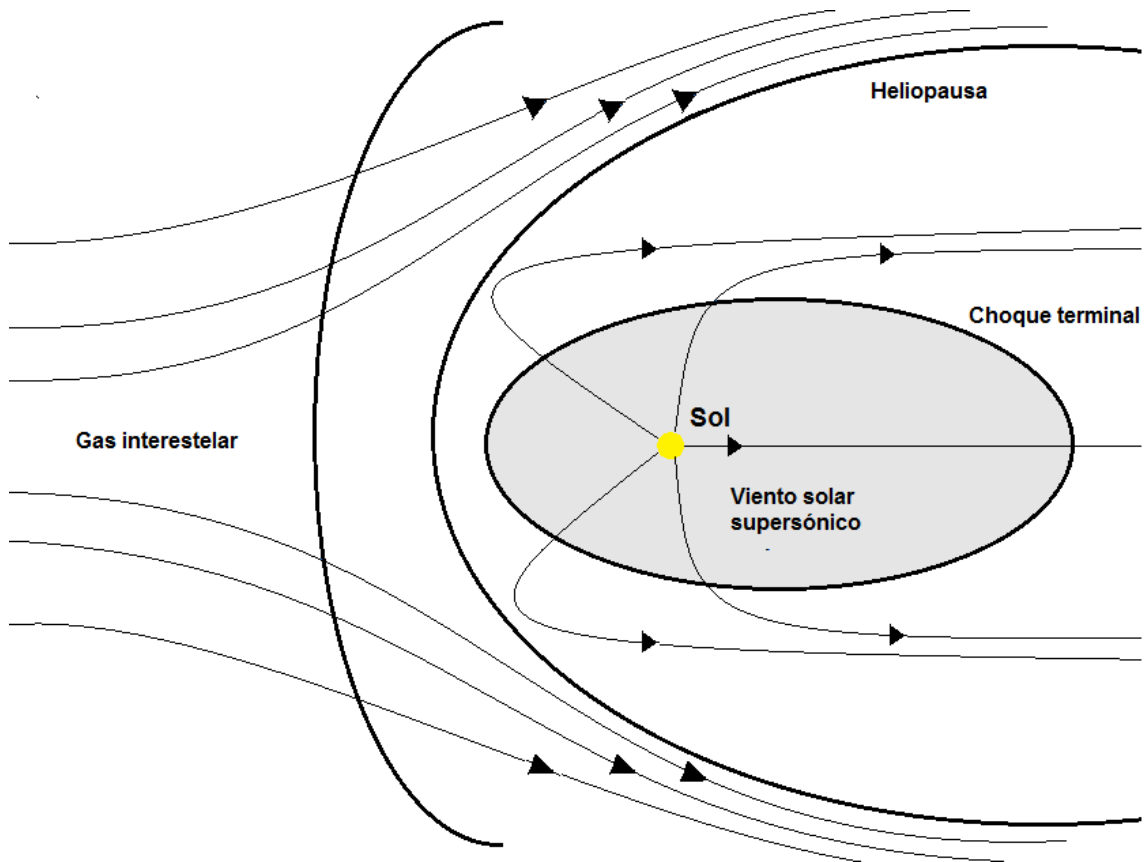


Figura 1.4: Estructura de la Heliósfera.

protones hacia afuera del Sol. La velocidad típica del viento solar en la vecindad de la Tierra fluctúa entre $300 \frac{km}{s}$ y $800 \frac{km}{s}$ [Parks, 2004].

El viento solar presenta diferencias latitudinales, longitudinales y variabilidad temporal ya que está sujeto a variaciones acopladas con la actividad solar; su composición principal es hidrogeno, algo de helio y otros núcleo, todos ellos altamente ionizados, y aproximadamente un número igual de electrones libres; lo que hace poseer al viento solar una alta conductividad eléctrica [Grieder, 2001].

Dado que el viento solar posee una alta conductividad eléctrica arrastra consigo a las líneas del campo magnético solar, estirándolas en el medio interplanetario hasta su frontera con el medio interestelar, esto genera la existencia del campo magnético interplanetario (CMI) en toda la heliósfera. Por otro lado, si el Sol no rotara las líneas del CMI serían radiales, sin embargo, la rotación del Sol hace que dichas líneas se curven y formen estructuras espirales denominadas espirales de Arquímedes [Otaola, 1992].

Las perturbaciones locales de la actividad solar, como lo son las fulguraciones o las eyecciones de masa coronal, causan irregularidades en el viento solar y en el campo

magn3tico asociado. Esto puede formar nubes magn3ticas que actúan como regiones de dispersi3n para la radiaci3n c3smica de baja energía, y por lo tanto, esta puede sufrir cambios en su intensidad y en su espectro de energía [Grieder, 2001].

1.4. Modulaci3n solar de los rayos c3smicos

La modulaci3n solar son las variaciones que presenta la intensidad de la radiaci3n c3smica influenciada por las perturbaciones del campo magn3tico interplanetario. Los rayos c3smicos primarios que llegan a la Tierra y consecuentemente los rayos c3smicos secundarios producidos en la atm3sfera terrestre, est3n sujetos a estas variaciones peri3dicas.

1.4.1. Variaci3n diurna

Esta variaci3n se debe al transporte de los rayos c3smicos por el campo magn3tico interplanetario (Grieder, 2001), y fundamentalmente es consecuencia del balance entre el flujo difusivo y convectivo.

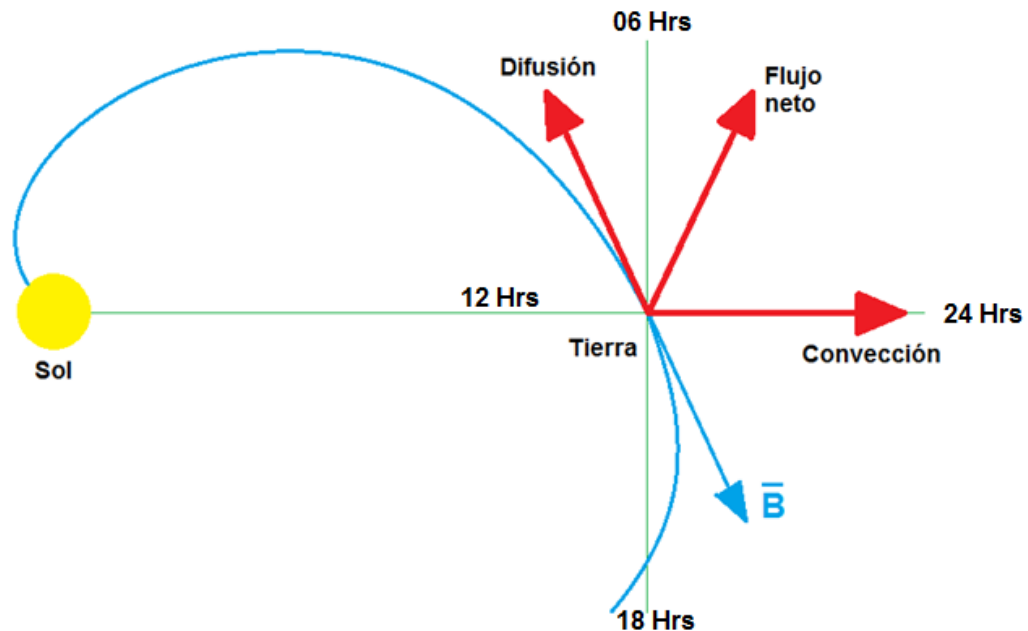


Figura 1.5: Esquema de la variaci3n diurna.

El flujo difusivo se da cuando los rayos cósmicos que se propagan en la heliósfera son atrapados por las líneas del campo magnético interplanetario, esto favorece la propagación de los rayos cósmicos hacia adentro de la heliósfera, y el flujo convectivo se da debido a que las líneas del campo magnético interplanetario (que guían a los rayos cósmicos) son arrastradas hacia afuera de la heliósfera, por la expansión del viento solar, lo que resulta en una propagación o arrastre de los rayos cósmicos hacia afuera de la heliósfera, esto es, mientras mayor sea la velocidad del viento solar, menor será el flujo de la radiación cósmica. El flujo neto de la suma vectorial entre el flujo difusivo y el flujo convectivo (ver figura 1.5), hace que la intensidad de la radiación cósmica presente un máximo aproximadamente a las 15 horas y un mínimo a las 03 horas (tiempo local) [Caballero, 2010].

1.4.2. Variación de 11 y 22 años

La variación de 11 años es debida al ciclo de actividad solar, y la de 22 años se debe al ciclo solar magnético. Un parámetro para medir indirectamente la actividad solar es el número de manchas solares que tiene el Sol en su superficie y este parámetro presenta una anticorrelación con la intensidad de rayos cósmicos, esto es, durante máximos de actividad solar que se relaciona con máximos de manchas solares, la intensidad de rayos cósmicos presenta mínimos, y viceversa, durante períodos de Sol quieto cuando hay pocas manchas solares, la intensidad de rayos cósmicos es máxima (ver figura 1.6). Los efectos de la modulación solar decrecen conforme las partículas poseen mayor energía.

1.4.3. Decrecimiento Forbush

Un decrecimiento Forbush se llama a la disminución en la intensidad de la radiación cósmica de algunos percentiles y hasta alrededor del 20 %, en un tiempo típico de algunas horas o menor, subsecuentemente esta intensidad recupera su nivel en algunos días o semanas. Estos eventos están comúnmente asociados a tormentas geomagnéticas.

Aunque los detalles no son bien conocidos, en general, se cree que los mecanismos responsables de los decrecimientos Forbush son efectos del viento solar. Esto es, cuando se produce una fulguración solar o una eyección de masa coronal de una región activa del Sol, la nube de plasma eyectada con su campo magnético asociado puede tener

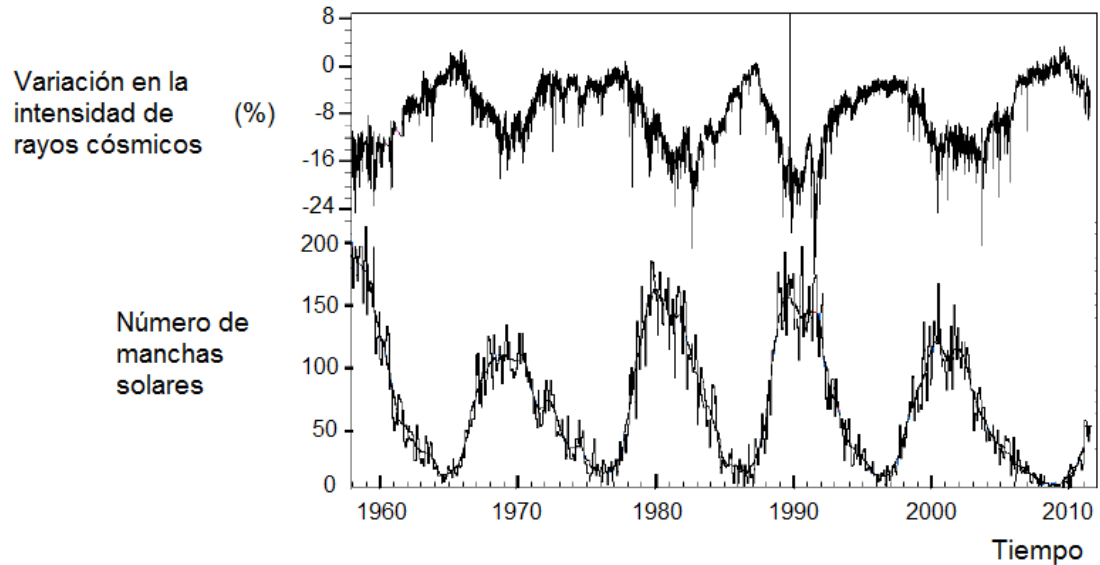


Figura 1.6: Ciclo de manchas solares http://www.sidc.be/sunspot-index-graphics/sidc_graphics.php y variación en la intensidad de la radiación cósmica (Monitor de Neutrones de Moscú <http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>).

una mayor velocidad que el plasma normalmente eyectado y esto puede producir una onda de choque, entonces, puede formarse una nube magnética con un campo relativamente intenso, y si la Tierra está dentro de ella, dicha nube magnética puede impedir el paso de la radiación cósmica galáctica de baja energía y con ello su llegada a la Tierra.

1.5. Rayos Cósmicos Secundarios

Cuando los rayos cósmicos primarios penetran en la atmósfera terrestre, pueden tener interacciones de dos tipos con los átomos y moléculas del aire, con la estructura electrónica o con sus núcleos; las interacciones del primer tipo son las más frecuentes y generalmente dan origen a que un electrón sea liberado, en otras palabras, ionizan el aire, en este proceso los protones pierden una energía promedio de 30 eV por interacción. La probabilidad de que un protón colisione con un núcleo del aire es muy pequeña, sin embargo, estos procesos involucran cambios de energía muy grande, y esto determina la formación de los rayos cósmicos secundarios.

La generación de los rayos cósmicos secundarios comienza con la producción de nucleones mediante la interacción nuclear de un protón primario con energía mayor a

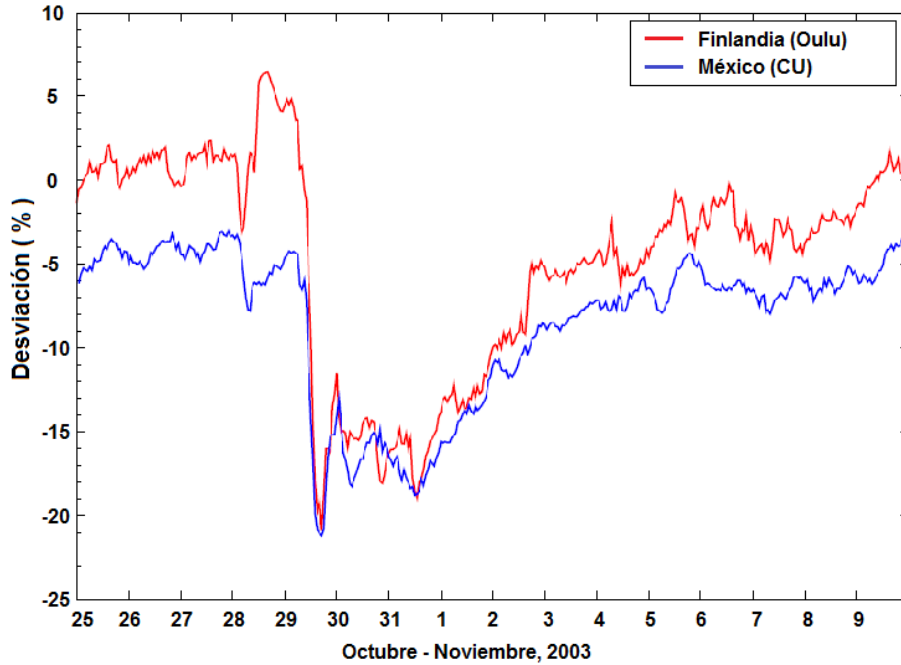


Figura 1.7: Decrecimiento Forbush registrado en los Monitores de Neutrones de Oulu y Ciudad Universitaria.

$1 \times 10^9 eV$ y un núcleo blanco de la atmósfera terrestre, y si estos nucleones producidos cuentan con la energía suficiente, pueden tener nuevas interacciones nucleares, pudiendo generar millones de partículas secundarias que se extienden a lo ancho del eje central, a este proceso en cascada se le conoce como chubasco extendido. En general, la producción de partículas secundarias depende de la energía de la partícula primaria y del balance entre las interacciones nucleares y el decaimiento de las partículas inestables [Grieder, 2001].

1.5.1. Interacciones electromagnéticas

Todas las partículas cargadas están sujetas a una variedad de interacciones electromagnéticas con el medio en el que se propagan, en esta sección solo tratar las pertinentes para este trabajo. La interacción electromagnética dominante depende de la masa y la energía cinética de la partícula y de la naturaleza del medio donde se propaga [Grieder, 2001].

Ionización y excitación

En el proceso de ionización, los electrones de los átomos son "desprendidos" por fuerzas electrostáticas entre la partícula cargada de alta energía y los mismos electrones. En el proceso de excitación, los electrones de los átomos al interactuar electrónicamente con partículas cargadas suben de nivel energético. Estos procesos no son la única fuente de ionización y excitación respectivamente, ya que el calor también puede ionizar o excitar los átomos de un material [Longair, 1992].

De acuerdo con la fórmula de *Bethe – Bloch* la energía perdida por ionización y excitación de una partícula cargada al atravesar la atmósfera terrestre en dirección vertical ($\approx 1030g/cm^2$) es de $2.2 GeV$. Para estas partículas relativistas, la pérdida de energía por ionización varía logarítmicamente con su energía [Grieder, 2001]. Para una partícula relativista con carga ze moviéndose en un material con número y masa atómico Z y A respectivamente, la fórmula de *Bethe – Bloch* puede ser escrita como se muestra en la ecuación 1.3.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\lambda}{2} \right] \quad (1.3)$$

Donde m_e es la masa en reposo del electrón, r_e el radio clásico del electrón, N_A el número de Avogadro y $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 MeV cm^2 g^{-1}$. γ es el factor de Lorentz y $\beta = v/c$. I es la constante de ionización y es aproximadamente equivalente a $16Z^{0.9} eV$ para $Z > 1$, y dx es el espesor o densidad de la columna del medio expresado en g/cm^2 . λ un efecto de la densidad que es aproximado a $2 \ln \gamma$ más una constante [Grieder, 2001].

Bremsstrahlung

En la década de 1930, Anderson notó que existía un mecanismo mediante el cual los electrones perdían energía al interactuar con el campo electrostático de un núcleo y que las ecuaciones utilizadas para calcular la energía perdida por ionización de una partícula cargada no estimaban dicha pérdida de energía para electrones relativistas. Esta radiación fue llamada radiación de frenado.º en alemán "bremsstrahlung". La razón física de esta radiación es sencilla, cuando una partícula cargada es desacelerada su energía cinética se ve disminuida y para no violar la ley de conservación de la energía, esta emite radiación electromagnética llamada "bremsstrahlung" [Longair, 1992].

Producción de pares

Si un fotón tiene una energía mayor que $2m_e c^2$, es posible la producción de un par electrón-positrón en la vecindad del campo electrostático de un núcleo. La producción de pares no puede llevarse a cabo en el espacio libre ya que no se cumplen la conservación de energía y momento simultáneamente.

1.5.2. Interacciones nucleares

Las interacciones nucleares son solo importantes cuando las partículas de alta energía golpean directamente a los núcleos. Esto porque las fuerzas de interacción fuerte que mantienen unidos a los núcleos son de corto alcance. En este sentido, la geometría de la sección eficaz de un núcleo juega un rol importante para que una partícula de alta energía interactúe con un núcleo. Una expresión conveniente para calcular el radio de los núcleos es la siguiente.

$$R = 1,2 \times 10^{-15} A^{1/3} m \quad (1.4)$$

Donde A es el número de masa del núcleo. Para partículas con energía mayor a 1 GeV el tratamiento se simplifica ya que la longitud de onda de De Broglie de la partícula incidente es menor que la distancia entre los nucleones de los núcleos, y por lo tanto, podemos tratar al protón incidente como una partícula muy pequeña que interactúa individualmente con los nucleones dentro de los núcleos, por ejemplo, un protón al colisionar con un núcleo de oxígeno o nitrógeno, en promedio, interactúa con 2.5 nucleones [Longair, 1992].

En general, cuando un protón con energía mayor a 1 GeV interactúa con un núcleo, el resultado de la colisión puede ser descrito por las siguientes reglas empíricas.

- I. Cuando un protón interactúa violentamente con un nucleón del núcleo, piones de todas las cargas (π^+ , π^- y π^0) son el producto principal en la colisión.
- II. Considerando el sistema de referencia de colisión entre el protón y el nucleón, los piones emergen principalmente hacia adelante y hacia atrás, sin embargo, esto no excluye la posibilidad de que existan componentes laterales de momento.

- III. Todos los nucleones y piones conservan la dirección original del protón, medidas desde el sistema de referencia del laboratorio, y salen de la zona de interacción con energías altas.
- IV. Las partículas secundarias tienen la capacidad de iniciar otra colisión dentro del núcleo, siempre y cuando, la colisión que las origino haya ocurrido en el borde delantero del núcleo. Así, una mini-cascada es iniciada dentro del núcleo.
- V. Solo uno o dos nucleones participan en la interacción nuclear con el protón y generalmente son removidos del núcleo, así, el núcleo resultante puede quedar en un estado altamente excitado y no hay garantía de que sea una especie estable. Lo que sucede a menudo, es que del núcleo se evaporan varios fragmentos, y son emitidos más o menos isotrópicamente respecto al sistema de referencia del laboratorio. De los núcleos colisionados también se liberan neutrones por evaporación, y adicionalmente, otros neutrones pueden ser liberados de los fragmentos evaporados, en particular, de los núcleos ligeros, en donde cualquier desbalance entre el número de neutrones y protones es fatal.

Los eventos más espectaculares ocurren cuando un núcleo pesado con alta energía colisiona con otro núcleo pesado, en estas colisiones, varios pares de nucleones sufren colisiones que generan piones y del núcleo blanco no queda mucho, la ocurrencia de estos eventos no es muy frecuente; mucho más a menudo son los encuentros rasantes y en estos casos solo algunos nucleones interactúan para producir una cascada de piones.

1.5.3. Componente electromagnética

La interacción nuclear entre una partícula primaria y un núcleo atmosférico produce hadrones, en particular piones neutros inestables (π^0) estos poseen una vida media de $8.4 \times 10^{-17} s$, los cuales decaen en dos rayos gamma ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$); posteriormente, estos rayos gamma pueden producir un par electrón-positrón que subsecuentemente experimentan bremsstrahlung, generando nuevamente rayos gamma y así producción de pares electrón-positrón, y esto continua mientras la energía de los fotones exceda $1.02 MeV$. La repetición de este proceso genera la componente electromagnética de la cascada (ver figura 1.8).

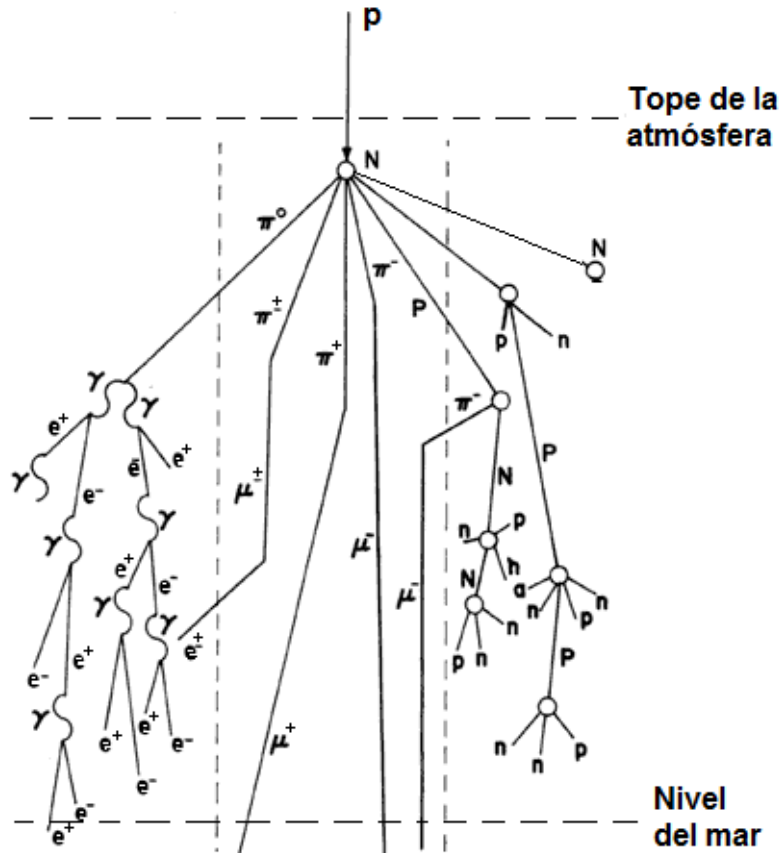


Figura 1.8: Esquema de un chubasco atmosférico, iniciado por la colisión de un protón primario u un núcleo atmosférico.

1.5.4. Componente muonica

Otro producto de las interacciones nucleares entre una partícula primaria y un núcleo atmosférico son los piones cargados (π^+ y π^-) que también son inestables y poseen una vida media de $2.6 \times 10^{-8} s$ y un camino libre medio de interacción de $\approx 120 g/cm^2$. Ellos decaen mediante los procesos ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$) y ($\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$) generando muones y neutrinos que fácilmente penetran en la atmósfera. Los muones poseen una vida media corta de $2.2 \times 10^{-6} s$, y son los que mayormente sobreviven hasta el nivel del mar debido a que son relativistas. Estos son los que integran la componente muonica de la cascada (ver figura 1.8). Sin embargo, también contribuyen a la componente electromagnética ya que algunos muones decaen y producen electrones y neutrinos mediante los procesos ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu$) y ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu$).

1.5.5. Componente nucleónica

Las interacciones nucleares entre partículas primarias y núcleos atmosféricos, producen nucleones (que en su mayoría son hadrones), si estos cuentan con la energía suficiente, experimentan nuevas interacciones nucleares y así producen nuevos nucleones (ver figura 1.8), este proceso se puede repetir mientras los nucleones producidos tengan una energía mayor a 1 GeV , y son estos nucleones producidos los que generan la componente nucleónica del chubasco.

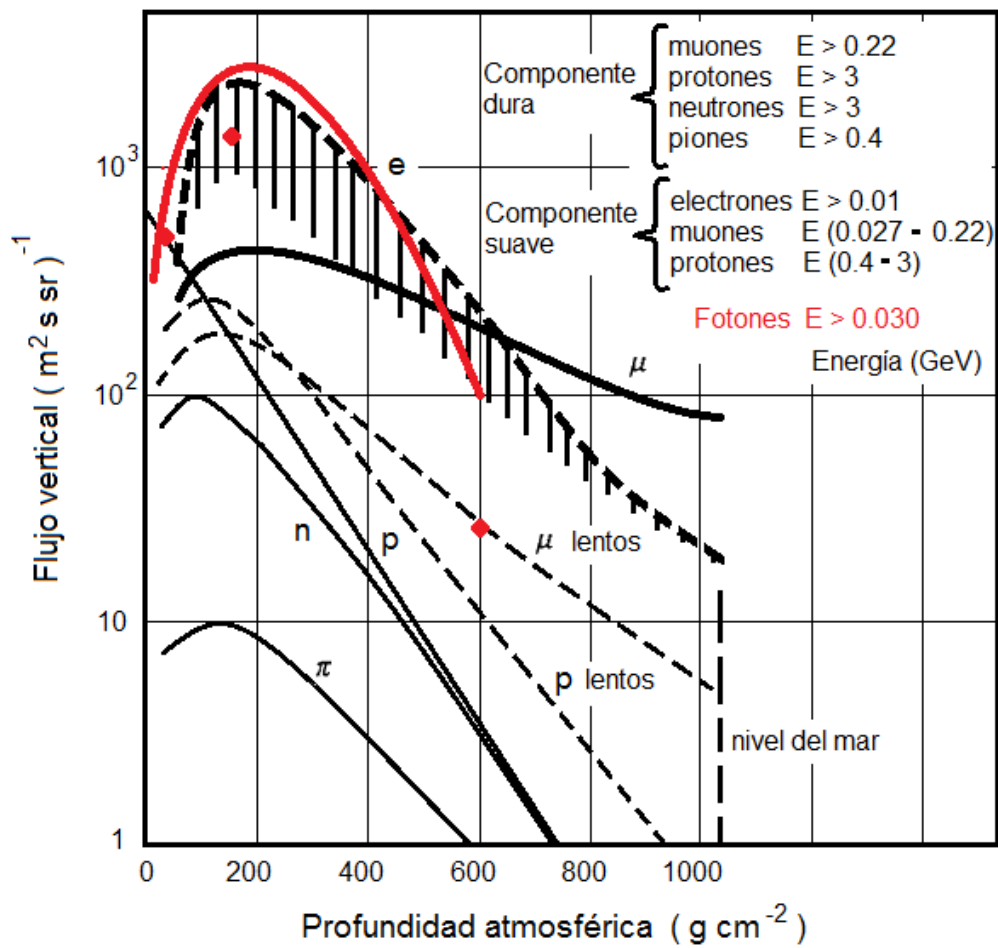


Figura 1.9: Flujo vertical de las diferentes componentes de los rayos cósmicos en la atmósfera terrestre [Longair, 1992].

Podemos resumir la producción de rayos cósmicos secundarios con ayuda de la figura 1.9, en la que observamos:

- I. El n3mero de protones decrece exponencialmente con la profundidad atmosf3rica, debido a las interacciones nucleares y electromagn3ticas que sufren.
- II. El n3mero de hadrones (piones, protones y neutrones) crece debido a las interacciones nucleares de los protones primarios, aproximadamente a una profundidad atmosf3rica de 100 g/cm^2 , el n3mero de hadrones alcanza su m3ximo, posteriormente decrecen exponencialmente, esto se debe a que existe un menor n3mero de protones primarios que los genere, mientras que los generados inicialmente, decaen o colisionan.
- III. Debido al decaimiento de los piones cargados, el n3mero de muones aumenta, aunque estos poseen una vida media corta, son el flujo mayoritario al nivel del mar debido a que son relativistas.
- IV. El decaimiento de los piones neutros en rayos gamma y la producci3n de pares, genera un gran n3mero de electrones los cuales tambi3n se ven enriquecidos por el decaimiento de los muones lentos; sin embargo, los electrones tienen muchas formas de interactuar con el material atmosf3rico y su flujo al nivel del mar es menor al de los muones.

Capítulo 2

mini-SciBar: detector prototipo de rayos cósmicos

El mini-SciBar es un detector prototipo del Súper Telescopio de Centelleo de Rayos Cósmicos (STCRC), los objetivos del mini-SciBar son, probar el funcionamiento de todas las componentes del sistema, en especial, el desempeño de la electrónica, y medir la radiación cósmica secundaria en la cima del volcán Sierra Negra, en el Estado de Puebla, la electrónica del mini-SciBar es idéntica a la que utilizará el STCRC, este detector estará formado por 14,976 barras de plástico centellador, y para recopilar las señales de dichas barras se utilizaran 224 tubos fotomultiplicadores multi-ánodo.

2.1. Fenómeno del centelleo

El centelleo es un fenómeno físico mediante el cual ciertos materiales producen luz cuando a través de ellos pasa radiación ionizante, y es uno de los métodos más útiles para la detección y espectroscopia de dicha radiación [Knoll, 2000].

Un material centellador ideal debe poseer las siguientes características:

- I. Convertir la energía cinética de partículas cargadas en luz con alta eficiencia.
- II. La conversión debe ser lineal, esto es, la luz producida debe ser proporcional a la energía depositada, en un amplio rango.
- III. El material debe ser transparente a la luz emitida por él.
- IV. El tiempo de desexcitación debe ser corto para lograr separar los pulsos generados.

- V. El material debe tener una buena calidad óptica y facilidad de fabricación para los requerimientos prácticos del detector.
- VI. Su índice de refracción debe ser muy cercana al del vidrio (≈ 1.5) para permitir un acoplamiento eficiente con el tubo fotomultiplicador o algún otro sensor de luz.

Los materiales centelladores más utilizados son los cristales inorgánicos de yoduro de sodio y los líquidos y plásticos orgánicos. Los inorgánicos tienden a tener mayor flujo de luz de salida y una buena linealidad, pero sus tiempos de respuesta son relativamente grandes ($10^{-7} s$), mientras que, los orgánicos poseen tiempos de respuesta relativamente cortos ($10^{-9} s$), pero generan un menor flujo de luz de salida.

El proceso de fluorescencia en los materiales centelladores es la rápida emisión de luz después de haber sido excitado el material por algún mecanismo. Esta característica sirve para distinguir de otros procesos que también llevan a la emisión de radiación visible. La fosforescencia es el proceso de emisión de luz con mayor longitud de onda respecto a la producida por la fluorescencia, y con un tiempo característico de emisión generalmente mucho mayor que en la fluorescencia. Un buen material centellador debe convertir en la medida de lo posible una gran fracción de la energía electromagnética incidente en radiación fluorescente [Knoll, 2000].

2.1.1. Mecanismo de centelleo en materiales orgánicos

El proceso de la fluorescencia en materiales orgánicos surge de la transición entre un estado energético de una molécula simple a otro de menor energía, y por lo tanto, se puede observar para cualquier especie molecular independientemente de su estado físico.

Los materiales centelladores orgánicos están compuestos de moléculas orgánicas con cierta simetría en su estructura electrónica. La energía puede ser absorbida por algún estado de la configuración electrónica. En la figura 2.1, una serie de estados singlete (espín 0) son señalados con las etiquetas S_0 , S_1 , S_2 , etc. Un similar conjunto de estados triplete (espín 1) son señalados con las etiquetas T_0 , T_1 , T_2 , etc. Para moléculas de centelladores orgánicos, la diferencia de energía entre S_0 y S_1 es de 3 o 4 eV , mientras que la diferencia de energía entre estados superiores es generalmente más pequeña. Adicionalmente, cada uno de esos estados energéticos es dividido en una serie de niveles cuya diferencia de energía es aun más fina y son llamados estados vibracionales de la molécula. La diferencia típica de energía de estos niveles es del orden de 0.15 eV . Para diferenciar estos estados vibracionales se añade un segundo subíndice a las etiquetas, y la etiqueta S_{00} representa el estado de menor energía en la configuración electrónica,

llamado estado base.

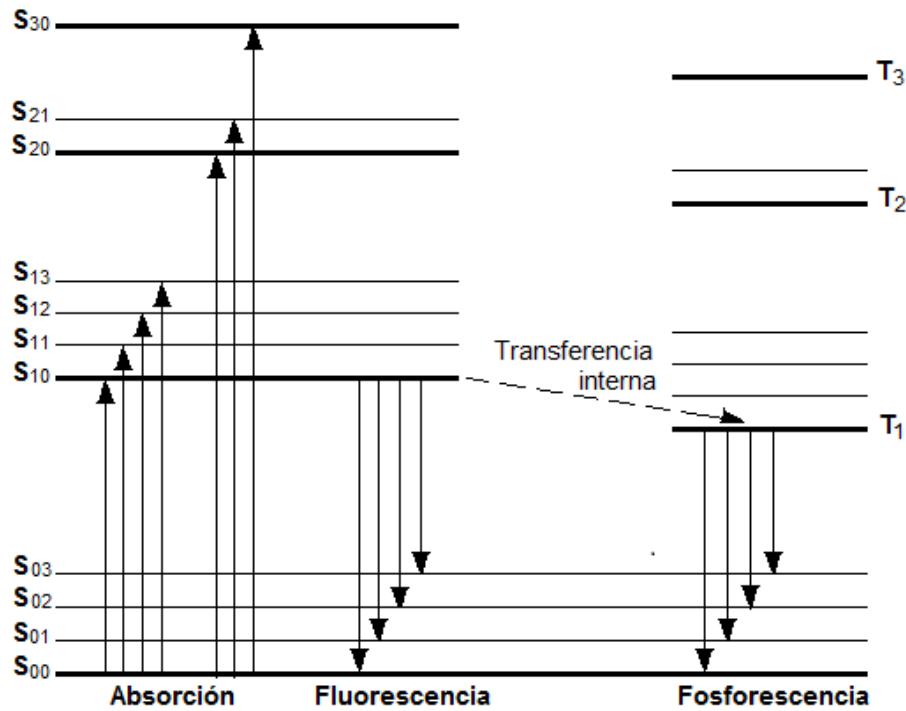


Figura 2.1: Niveles de energía de una molécula con estructura π -electrón [Knoll, 2000].

En un centellador orgánico casi todas sus moléculas a temperatura ambiente están en el estado S_{00} , ya que la diferencia de energía entre los estados vibracionales es mayor que la energía térmica promedio (0.025 eV). En la figura 2.1, la absorción de energía por parte de la molécula está representada por las flechas hacia arriba, en el caso de los materiales centelladores, este proceso representa la absorción de la energía cinética de una partícula cargada cuando esta pasa cerca de la molécula. Los estados electrónicos singlete de mayor nivel energético que están excitados se desexcitan rápidamente (del orden de picosegundos) al estado S_1 a través de conversión interna sin radiar. Además, cualquier estado con exceso de energía vibracional no está en equilibrio térmico con sus vecinos y la transfiere rápidamente. Por lo tanto, el efecto neto del proceso de excitación en un centellador orgánico es producir la excitación del estado S_{10} de la molécula.

La luz producida por un centellador orgánico es emitida principalmente por la transición entre el estado S_{10} y un estado vibracional del estado base. Estas transiciones están señaladas con las flechas hacia abajo en la figura 2.1. Si T representa el tiempo típico de desexcitación para el nivel S_{10} , entonces, la intensidad del flujo de la fluorescencia al tiempo t está dada por la siguiente ecuación:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{T}} \quad (2.1)$$

En la mayoría de los centelladores orgánicos, T es del orden de algunos nanosegundos [Knoll, 2000].

En casi todos los centelladores orgánicos, la energía absorbida por excitación se transfiere sustancialmente de molécula a molécula antes de que ocurra la desexcitación, y este proceso de transferencia de energía es especialmente importante para aquellos centelladores que están formados por más de una especie de moléculas. Si se añade una pequeña concentración de un centellador con una mayor eficiencia al centellador solvente, la luz emitida por el centellador solvente puede eventualmente ser absorbida por las moléculas del segundo centellador y posteriormente re-emitida en ese punto. Estos centelladores orgánicos reciben el nombre de centelladores binarios.

Un tercer componente es añadido algunas veces y estas mezclas sirven para generar corrimientos en la longitud de onda de la luz producida por el centellador primario. Este corrimiento de longitud en el espectro de emisión puede ser útil para acercarse al espectro donde los tubos fotomultiplicadores tienen mayor sensibilidad o para minimizar la auto absorción. Si un centellador orgánico es disuelto en un solvente y posteriormente puede ser polimerizado, se obtiene un centellador sólido llamado plástico centellador [Knoll, 2000].

2.2. Componentes del mini-SciBar

La componente activa del mini-SciBar para la detección de la radiación cósmica, está formada por 8 capas de barras de plástico centellador que son blanco y a su vez generadoras de la traza de las partículas incidentes, cada capa del detector está formada por dos planos ortogonales entre sí, con 8 barras cada uno; el detector tiene un total del 128 barras de plástico centellador (ver figura 2.2).

2.2.1. Plástico centellador

Las barras de plástico centellador del mini-SciBar tienen una sección transversal de $1.3 \times 2.5 \text{ cm}^2$ y una longitud de 20 cm , en el centro tienen un orificio cilíndrico de 1.8 mm de diámetro donde se introduce la fibra óptica. Las barras están cubiertas

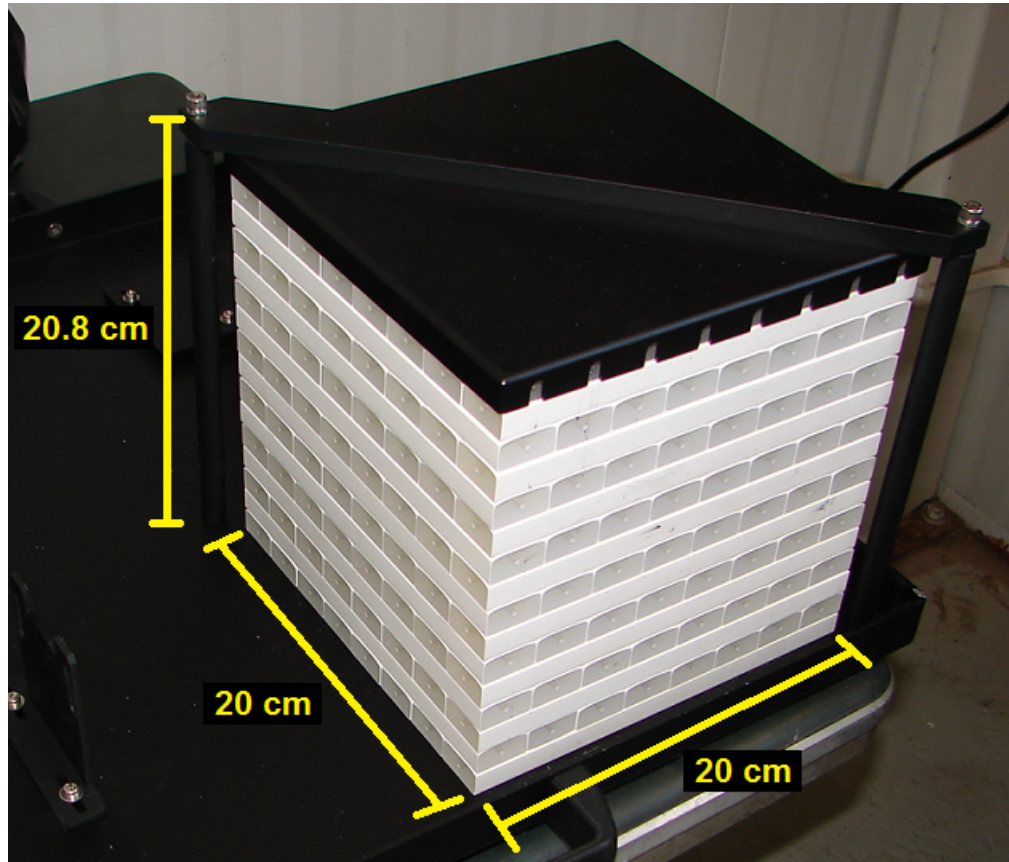


Figura 2.2: Arreglo de las barras centelladoras del mini-SciBar.

con pintura como reflector, la cual tiene un espesor de 0.25 mm y contiene 15% de TiO_2 .

Las barras de plástico centellador del mini-SciBar están hechas de poliestireno dopado con PPO al 1% y POPOP al 0.03% , ambos materiales son orgánicos, el objetivo de este dopaje es generar un corrimiento en la longitud de onda de la luz emitida y con ello, primero, evitar la auto absorción, y segundo, acercar el pico de emisión del centellador al pico de absorción de los tubos fotomultiplicadores, zona donde estos tienen mayor sensibilidad. La característica principal de este plástico centellador es que al ser excitado por el paso de una partícula cargada el tiempo de decaimiento es corto, del orden de nanosegundos [Hasegawa, 2006], mientras que, para la detección de partículas neutras es necesario que estas tengan interacciones nucleares con los núcleos de carbono del material, y con ello, produzcan partículas cargadas, en la figura 2.3 se muestra el espectro de emisión del plástico centellador.

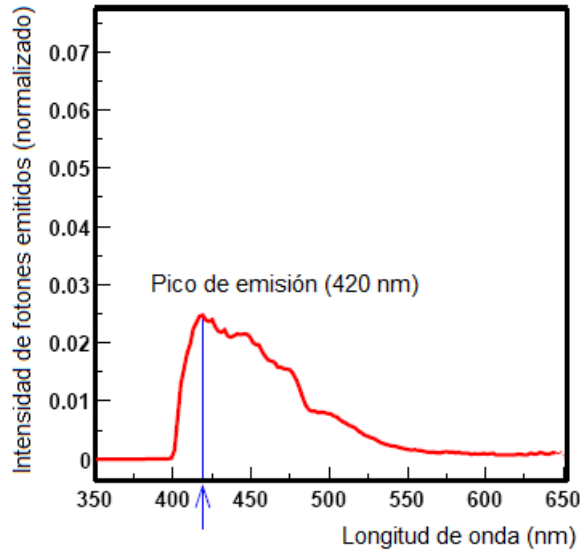


Figura 2.3: Espectro de emisión del plástico centellador utilizado para la fabricación de las barras del mini-SciBar.

2.2.2. Fibra óptica

La fibra óptica es de tipo *wavelength shifting* (*WLS*, por sus siglas en inglés), esto es, genera un corrimiento en la longitud de onda a los fotones emitidos (pico de emisión 476 nm) respecto a los absorbidos (pico de absorción 430 nm) [Nitta, 2004], ambos procesos se llevan a cabo en su núcleo, en la figura 2.4 se muestran los espectros de emisión y absorción.

La fibra óptica *WLS* tienen un diámetro de 1.5 mm , su estructura consta de un núcleo de poliestireno el cual contiene flúor (200 ppm), con índice de refracción de 1.59 y dos capas envolventes, la interior de acrílico con índice de refracción de 1.49 y la exterior de poli-flúor con índice de refracción de 1.42 [Hasegawa, 2006].

La función de la fibra óptica *WLS* es coleccionar y dirigir hacia el fotocátodo del tubo fotomultiplicador (ver sección 2.3) los fotones emitidos por las barras de plástico centellador, este proceso se realiza de la siguiente manera; primero, la fibra óptica *WLS* absorbe en su núcleo los fotones emitidos por las barras de plástico centellador, segundo, re-emite dichos fotones con un corrimiento en su longitud de onda, y tercero, los fotones emitidos en el núcleo de la fibra óptica *WLS* viajan por ella hasta el fotocátodo del tubo fotomultiplicador, siempre y cuando el ángulo θ de emisión respecto al eje central de la fibra satisfaga la siguiente relación (2.2).

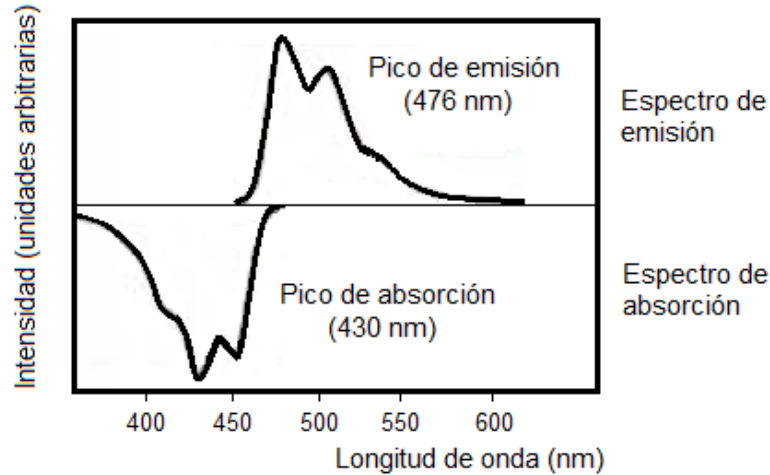


Figura 2.4: Espectro de absorción y emisión de la fibra óptica *WLS*.

$$\cos\theta \geq \frac{1,42}{1,59} \Rightarrow \theta \leq 26,7^\circ \tag{2.2}$$

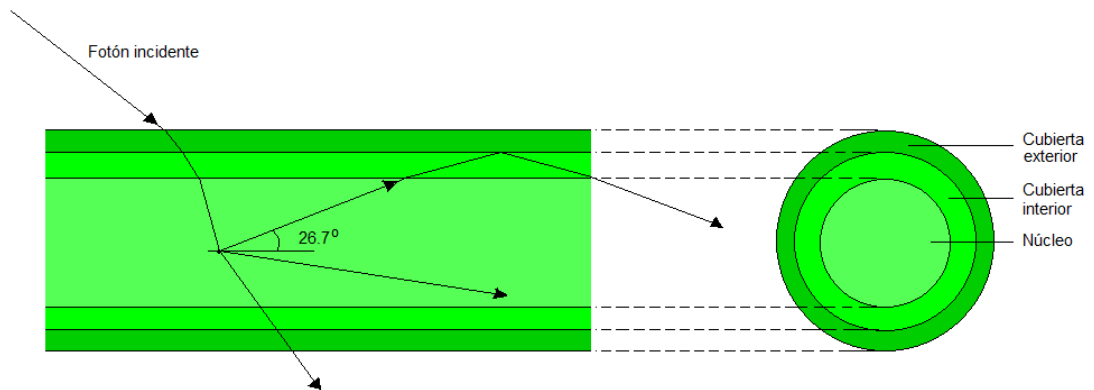


Figura 2.5: Esquema de la estructura de la fibra óptica *WLS*.

2.3. Sistema de lectura y registro

El mini-SciBar cuenta con dos tubos fotomultiplicadores multi-ánodo , (MAPMT, por sus siglas en inglés), modelo Hamamatsu H8804, cada MAPMT tienen 64 fotocátodos con sus respectivos ánodos de salida, en un arreglo de 8x8 y cuya área es de $2 \times 2 \text{ mm}^2$ por fotocátodo, cada fibra óptica *WLS* está conectada a un fotocátodo del MAPMT (ver figura 2.6), lugar donde son detectados los fotones que viajan a través de la fibra óptica y posteriormente convertidos en un pulso eléctrico en el MAPMT.

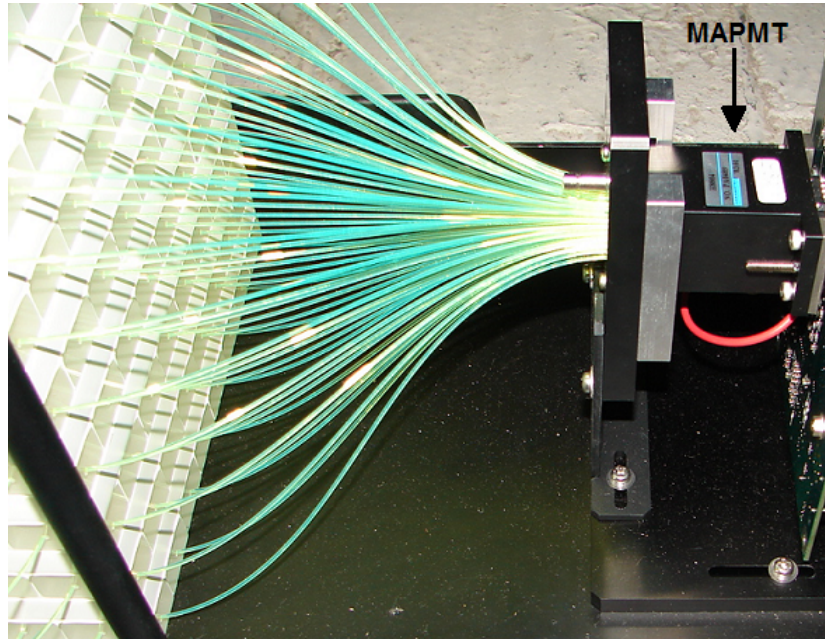


Figura 2.6: Tubo fotomultiplicador multi-ánodo (MAPMT) del mini-SciBar.

Un tubo fotomultiplicador (PMT, por sus siglas en inglés) está formado por un foto-detector llamado fotocátodo, una etapa de amplificación integrada por dinodos y un ánodo de salida (ver figura 2.7).

Como se mencionó anteriormente, cada MAPMT tiene 64 fotocátodos con sus respectivos ánodos de salida, que corresponden a las 64 etapas de foto-detección, amplificación y salida, independientes entre sí, el funcionamiento para cada una de las 64 etapas es la siguiente, los fotones que llegan a través de la fibra óptica al fotocátodo bi-alcalino, generan por efecto fotoeléctrico una pequeña corriente eléctrica, esta corriente eléctrica llega a un primer dinodo, y mediante una diferencia de voltaje se genera una mayor corriente eléctrica que es dirigida a un segundo dinodo, este proceso se repite hasta el doceavo dinodo que contienen el MAPMT, y por último, se obtiene una corriente amplificada de salida en el respectivo ánodo del MAPMT, este proceso está esquematizado en la figura 2.7. Las especificaciones del MAPMT se muestran en la tabla 2.1.

Las tarjetas front-end-board (FEB, por sus siglas en inglés) están conectadas a los MAPMT y cuentan con dos circuitos integrados de aplicación específica (ASICs), los cuales contienen dos chips, un VA32_HDR11 y un TA32CG, el diagrama de bloques del ASICs se muestra en la figura 2.9, [Yoshida, 2004], los ASICs son empleados para leer y procesar la señal de cada uno de los 64 canales de los MAPMT, y tienen un tamaño

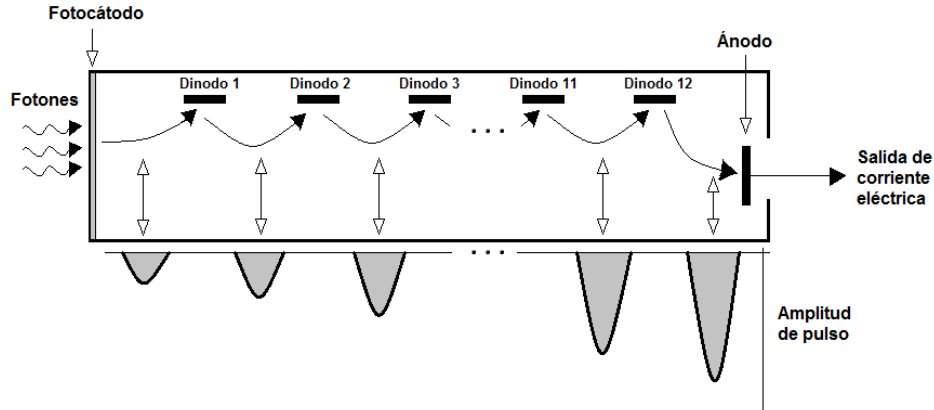


Figura 2.7: Estructura genérica de un MAPMT [Tavera, 2011].

Modelo	Hamamatsu H8804
Cátodo	Bi-alkalino (Sb-K-Cs)
Ánodo	64 (8x8) pixeles de 2x2 mm ²
Sensibilidad	300 - 650 nm (pico en 420 nm)
Eficiencia cuántica	12%(500 nm) y 21%(390 nm)
Número de dinodos	12
Ganancia	6×10^5 (800 V)
Respuesta lineal	hasta 200 fotones (800 V)
Contaminación	3%

Cuadro 2.1: Especificaciones de los MAPMT.

de 2x2 cm².

El chip VA32_HDR11 cuenta con 32 canales de entrada y uno de salida; las señales de entrada son tratadas en varias etapas (ver figura 2.9); en la primera, la señal es pre-amplificada; en la segunda, pasa por una etapa de formación lenta, en la cual se obtiene información sobre la altura y ancho de pulso; en la tercera, la señal pasa por un comparador; en la cuarta, la señal es almacenada en un capacitor; y por último, las 32 señales son multiplexadas, esto es, se forma una única señal que contiene la información de las 32 señales de entrada [Yoshida, 2004].

El chip TA32CG cuenta con 32 canales de entrada conectados en paralelo a los canales del chip VA32_HDR11, en la etapa posterior a la pre-amplificación (ver figura 2.9); las señales de entrada son enviadas a una etapa de formación rápida en un tiempo típico de 80 ns [Yoshida, 2004], en esta etapa se obtiene información únicamente sobre la altura de los pulsos; posteriormente, las señales pasan por un comparador y son enviadas a un sistema de compuertas lógicas localizadas en la tarjeta trigger board (TB

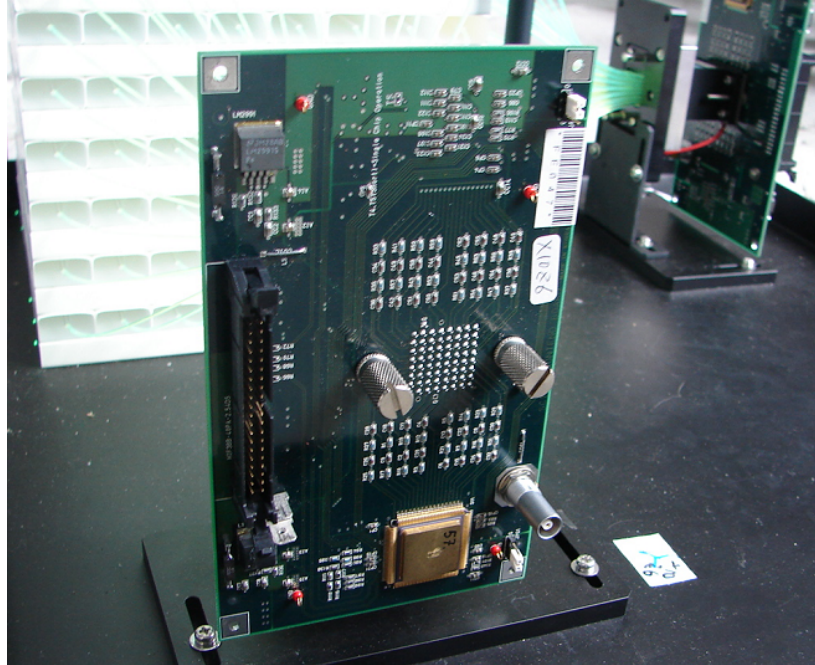


Figura 2.8: Tarjeta front end board (FEB) del mini-SciBar.

por sus siglas en inglés) para su procesamiento.

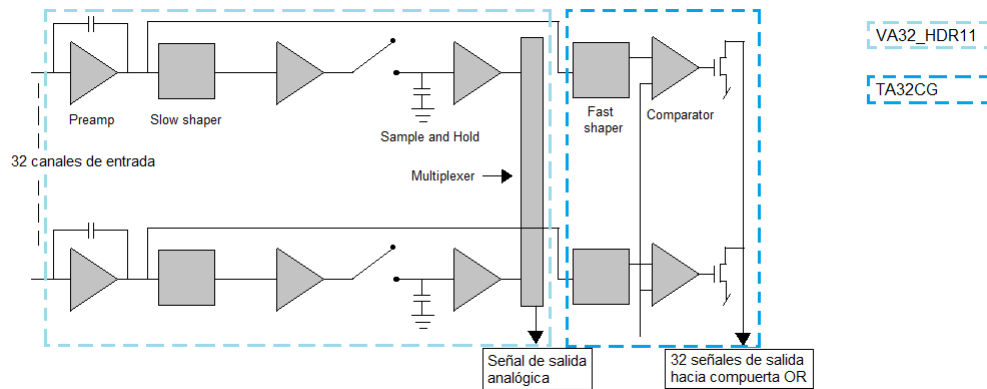


Figura 2.9: Diagrama de bloque de los ASICs.

La tarjeta back-end-board (BEB, por sus siglas en inglés) se encarga de recibir y controlar las señales de salida de la FEB, y alimenta a esta de bajo voltaje. Los componentes principales y sus funciones de la BEB son:

- I. chips FADC (Flash Analog to Digital Converters) que controlan y digitalizan las señales de los ASICs.

- II. chips programables CPLDs (Complex Programmable Logic Device) y FPGA (Field Programmable Gate Array) son usados para permitir una toma flexible de los datos, un CPLDs genera señales de control para las FEB y secuencias de control en la digitalización y almacenamiento de los datos en el chip FIFO, el FPGA está conectado a todos los CPLDs para determinar el tiempo de inicio en la toma de datos.
- III. chips FIFO (First Input First Output) almacenan temporalmente los datos y los envían a módulos de almacenamiento permanente.

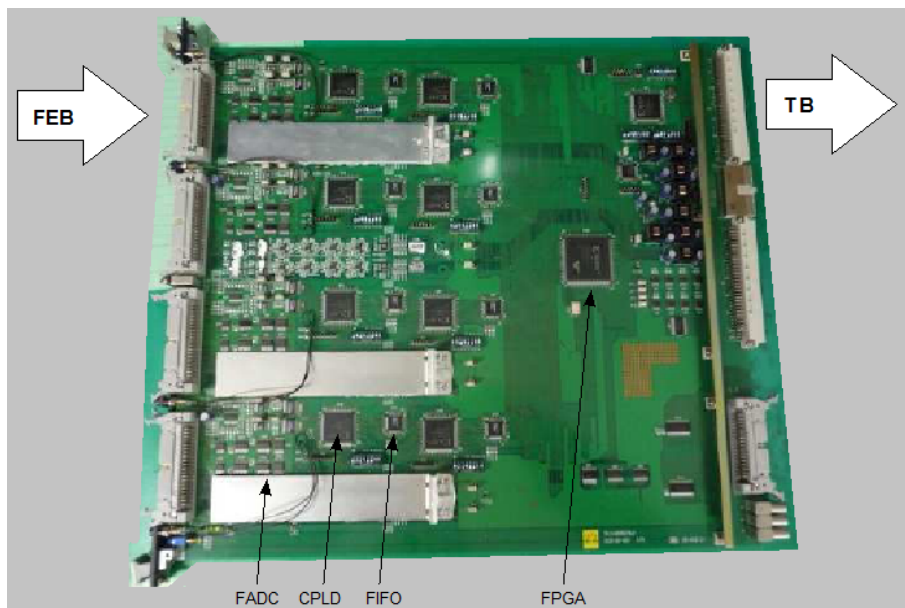


Figura 2.10: Tarjeta back end board (BEB) del mini-SciBar.

Para la implementación de la tarjeta trigger-board (TB, por sus siglas en inglés), el arreglo de las barras de plástico centellador se dividió en dos secciones (superior e inferior) por cada lado, como se observa en la figura 2.11.

La tarjeta TB se encarga de procesar las señales de salida de los chips TA32CG mediante compuertas lógicas *AND* y *OR*, el diagrama de bloque de las compuertas lógicas se muestra en la figura 2.12, en esta etapa se realiza la selección de datos que contienen información suficiente sobre la energía depositada y la traza de la partícula incidente; para que alguna de las secciones del mini-SciBar (X1, X2, Y1 y Y2, ver figura 2.11) contengan dicha información es necesario que al menos la señal de dos barras que forman dicha sección estén por encima del umbral establecido en el chip TA32CG.

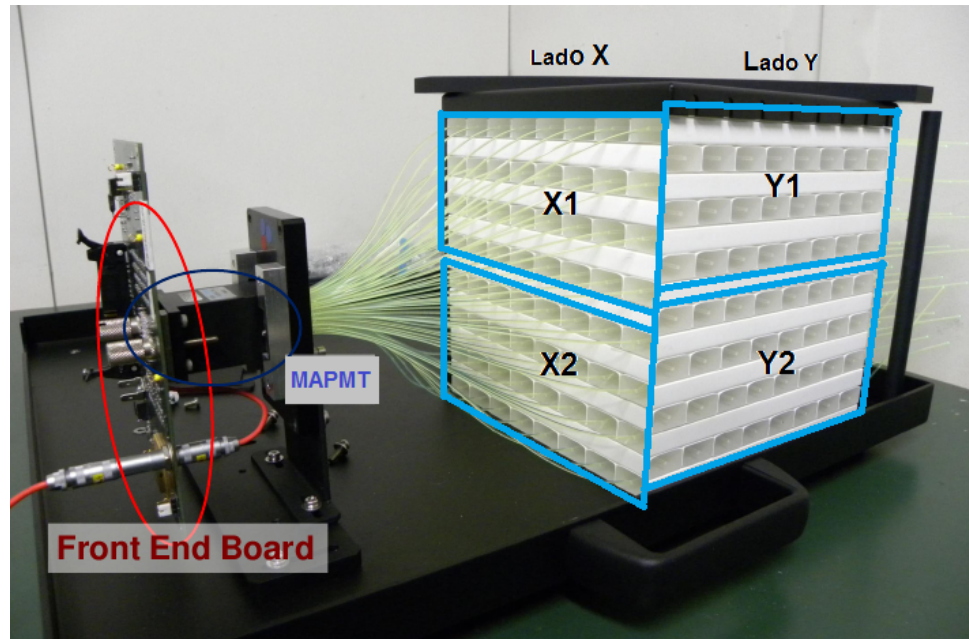


Figura 2.11: Esquema de las secciones del arreglo de las barras de plástico centellador del mini-SciBar para el procesamiento de las señales en la trigger board (TB).

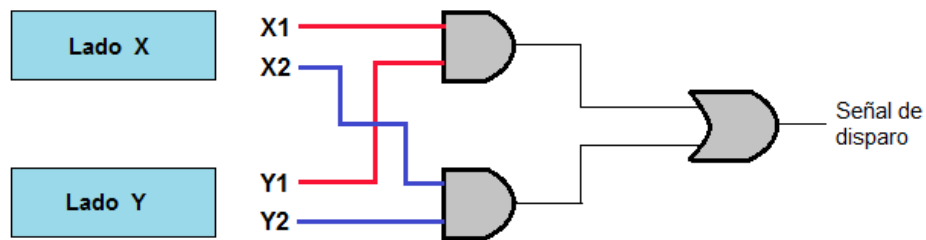


Figura 2.12: Diagrama de bloques de la compuerta lógica *AND* y *OR* de la TB.

2.4. Súper Telescopio de Centelleo de Rayos Cósmicos

El mini-SciBar descrito en las secciones anteriores es un detector prototipo de un nuevo Súper Telescopio de Centelleo de Rayos Cósmicos (STCRC). El STCRC tendrá la función de los actuales Telescopios de Neutrones Solares (TNS), esto es, la capacidad de medir la energía y determinar la dirección de arribo de los neutrones solares con una mayor eficiencia [Sako, 2003]. Podrá además discriminar entre las señales de las distintas partículas que conforman la radiación cósmica secundaria.

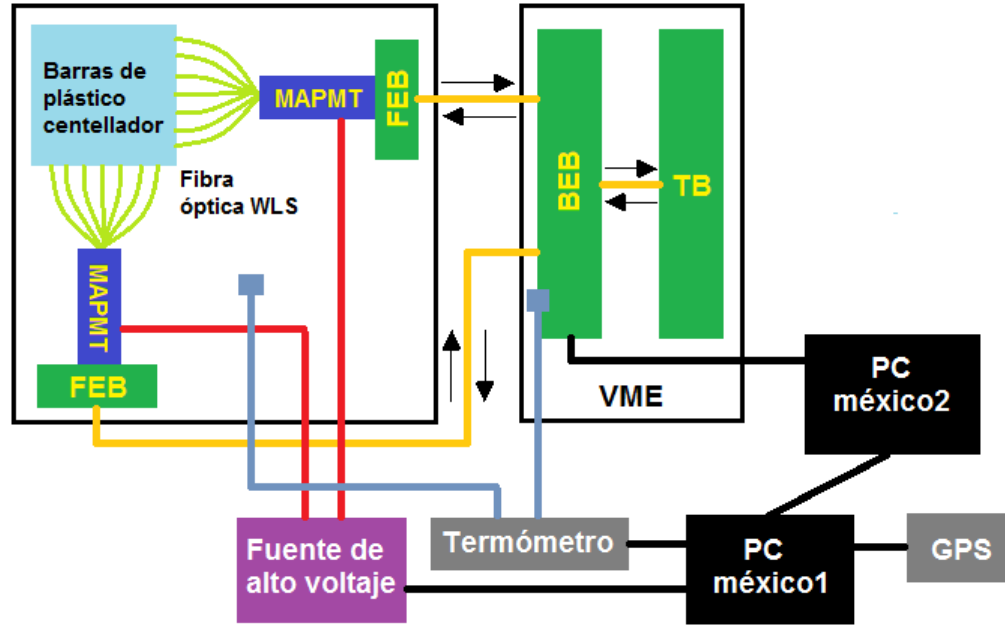


Figura 2.13: Diagrama de la conexión del mini-SciBar.

La componente activa en la detección de la radiación cósmica del STCRC son 64 capas de plástico centellador, cada una está formada por dos planos ortogonales, uno de los cuales tiene 116 barras de plástico centellador y el otro 118; el STCRC tiene un total de 14,976 barras de plástico centellador, cada una con un área transversal de $1.3 \times 2.5 \text{ cm}^2$ y una longitud de 300 cm , la dimensión del arreglo de la componente activa es del $350 \times 400 \times 220 \text{ cm}^3$, y para recopilar las señales de dichas barras se utilizarán 224 tubos fotomultiplicadores multi-ánodo, en la figura 2.14 se muestra el arreglo de la componente activa del STCRC.

El método de detección de neutrones solares en los actuales TNS se muestra esquemáticamente en la parte izquierda de la figura 2.15. Los neutrones incidentes (línea punteada) generan reacciones nucleares en los plásticos centelladores y producen partículas cargadas (línea sólida) cuya traza es medida por contadores proporcionales (CPs), localizados bajo los plásticos centelladores. En el caso a) que se muestra en la figura, podemos calcular la dirección de la partícula cargada y con ello inferir la dirección de arribo del neutrón. En el caso b) la traza de la partícula cargada es muy corta, y con ello no podemos calcular su dirección. Esto también ocurre cuando la partícula cargada se produce en la parte superior de los plásticos centelladores y pierde su energía al cruzar dichos plásticos, así la eficiencia en la medición de direcciones es limitada. En el caso c) calcular la dirección de dos o más partículas cargadas producida en los plásticos centelladores es imposible.



Figura 2.14: Arreglo de las barras de plástico centellador del STCRC.

En gran medida los problemas que presentan los TNS se resolverán con el STCRC, ya que la parte activa en la detección de la radiación cósmica de este nuevo detector está formada por barras de plástico centellador, las cuales tendrán la función de ser blanco de neutrones y de partículas cargadas, así podremos medir la energía depositada y la traza generada por el paso de partículas cargadas e inferir la dirección de arribo de los neutrones solares. En la parte derecha de la figura 2.15, muestro esquemáticamente la solución de los problemas que presentan los actuales TNS; en el caso a) la incertidumbre en el cálculo de la dirección de la partícula cargada será menor, en el caso b) para calcular la dirección de la partícula cargada, esta solo deberá cruzar 2 capas de plástico centellador, y en el caso b) la dirección de las partículas cargadas será inequívoca.

Actualmente el STCRC está instalado en el Instituto Nacional de Astronomía, óptica y Electrónica (INAOE) en Tonantzintla, Estado de Puebla, lugar donde estamos realizando pruebas y una primer calibración, para posteriormente ser trasladado a la cima del volcán Sierra Negra a 4580 *msnm* cuya profundidad atmosférica es de 575 *g/cm²*, lugar final en el que operará.

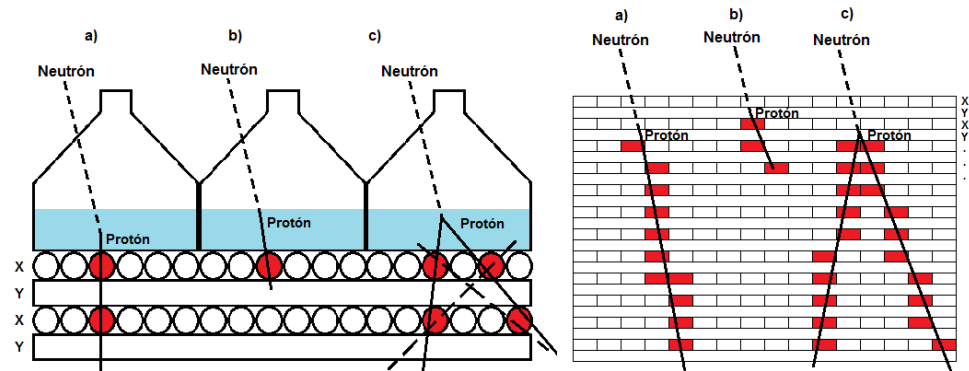


Figura 2.15: Esquema del método en la detección de neutrones del TNS (izquierda) y del STCRC (derecha).

Capítulo 3

Calibración del mini-SciBar

En octubre de 2010, instalamos el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra a 4580 *msnm*, que corresponde a una profundidad atmosférica de 575 *g/cm²*, desde esta fecha contamos con datos del detector para extensos periodos de tiempo. Sin embargo, los datos no son continuos debido a los frecuentes cortes de energía eléctrica en el sitio.

38	41	44	47	48	51	54	57
37	40	43	46	49	52	55	58
36	39	42	45	50	53	56	59
32	33	34	35	60	61	62	63
0	1	2	3	28	29	30	31
4	7	10	13	18	21	24	27
5	8	11	14	17	20	23	26
6	9	12	15	16	19	22	25

Cuadro 3.1: Distribución de canales del mini-SciBar, vista desde el MAPMT.

En el cuadro 3.1, muestro la distribución de los 64 canales de uno de los lados del mini-SciBar, en donde cada canal corresponde a una de las barras de plástico centelador de dicho detector, cuyas señales recibe el MAPMT a través de la fibra óptica *WLS*, ambos lados del mini-SciBar cuentan con la misma distribución de canales.

En la figura 3.1, muestro el espectro de uno de los canales del mini-SciBar realizado con la información obtenida durante una hora de toma de datos, en el eje horizontal, grafico el valor ADC (acrónimo de Analog to Digital Converter) el cual corresponde al

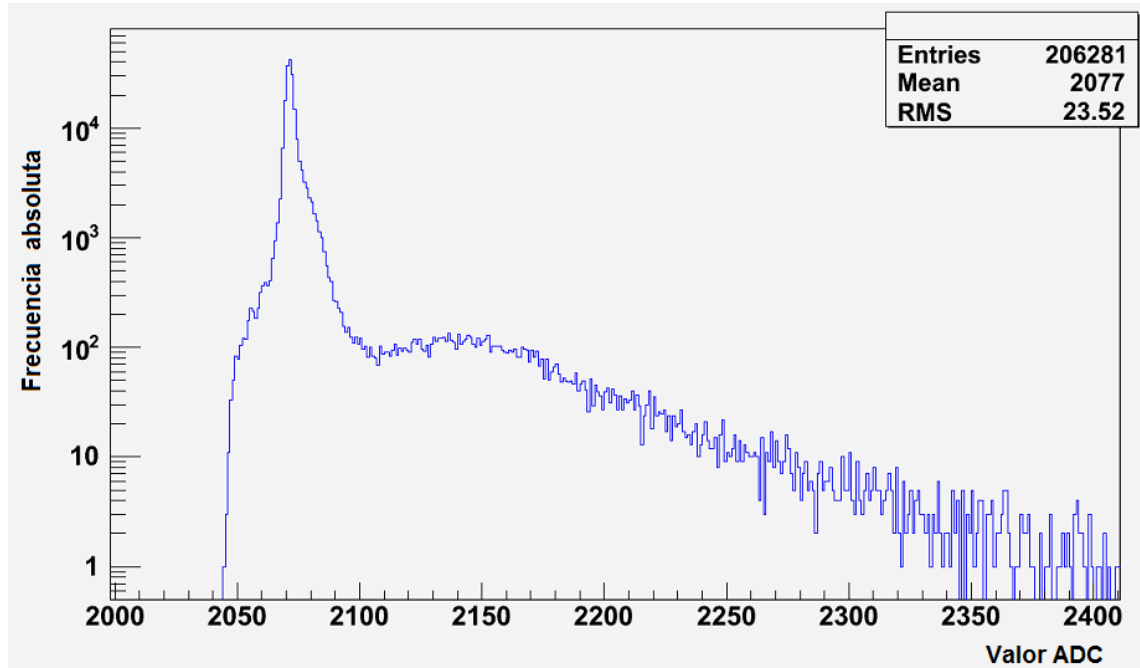


Figura 3.1: Espectro típico de un canal del mini-SciBar.

valor digital de la amplitud de pulso eléctrico de salida del ánodo del MAPMT, correspondiente a dicho canal, y en el eje vertical, grafico la frecuencia absoluta para cada valor ADC; en el espectro podemos observar dos zonas que poseen un máximo local, viendo la figura de izquierda a derecha, podemos observar un primer máximo, el cual se genera por el ruido electrónico y la radiación de fondo, posteriormente, observamos un valle y un segundo máximo menos pronunciado, éste segundo máximo es generado por las señales producidas por el paso de la radiación ionizante a través de la barra de plástico centellador.

Ya identificada la zona de ruido y la de señales de rayos cósmicos (señal de RC), procederé a explicar cómo establecí un umbral (valor ADC) que me permitió separar dichas zonas. Pero antes, explicaré que es el pedestal, señal que sirve para calcular dicho umbral.

El pedestal es una muestra de la señal de ruido electrónico y radiación de fondo, y se obtiene de las señales procedentes de las tarjetas front end board (FEB) que no satisfacen el criterio de las compuertas lógicas de la tarjeta trigger board (TB, cuyo funcionamiento se explico en el capítulo anterior), esta señal se muestra en color rojo en la figura 3.2.

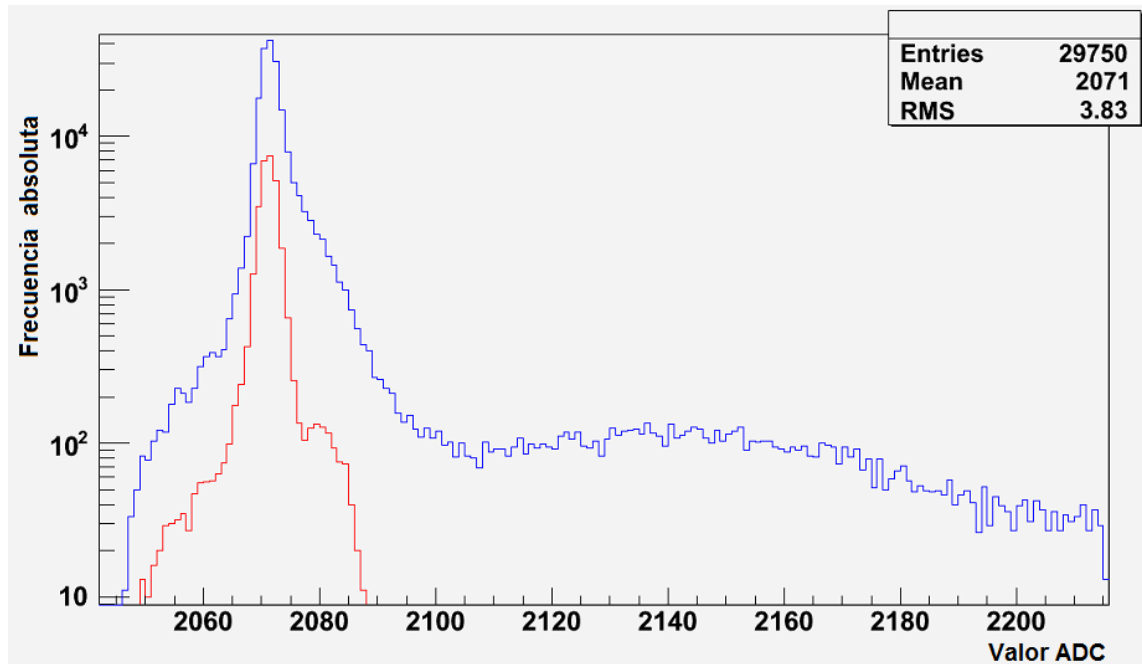


Figura 3.2: Espectro del pedestal (color rojo) de un canal del mini-SciBar.

Continuando con el proceso para calcular el umbral que me permitió separar la zona de ruido de la de señales de rayos cósmicos, lo primero que realicé, fue calcular el valor ADC correspondiente a cada máximo de las distribuciones (pedestal y señal de RC), para ello, establecí un primer par de intervalos que contuvieran a cada uno de los máximos, posteriormente, realicé un ajuste de una curva gaussiana para cada una de las distribuciones en sus intervalos respectivos, este último paso lo repetí tres veces variando dicho intervalo de ajuste. De la serie de curvas gaussianas obtenidas, elegí la que genero un menor error (el mejor ajuste), esto se muestra de forma grafica en la figura 3.3 y 3.4; por último, a la gaussiana mejor ajustada a cada distribución, le calculé su máximo, el cual considere como máximo de las distribuciones.

El máximo de la distribución generada por las señales de los rayos cósmicos representa la energía típica depositada por el paso de dichas partículas a través de la barra de plástico centellador. En la figura 3.5, muestro gráficamente el valor ADC correspondiente al máximo de las distribuciones (pedestal y señal de RC) de un canal del mini-SciBar.

Una vez obtenidos los valores ADC correspondientes a los máximos de las distribuciones (pedestal y señal de rayos cósmicos), procedí a calcular la diferencia matemática entre ambos máximos (DMM) para cada uno de los 128 canales del mini-SciBar, en la

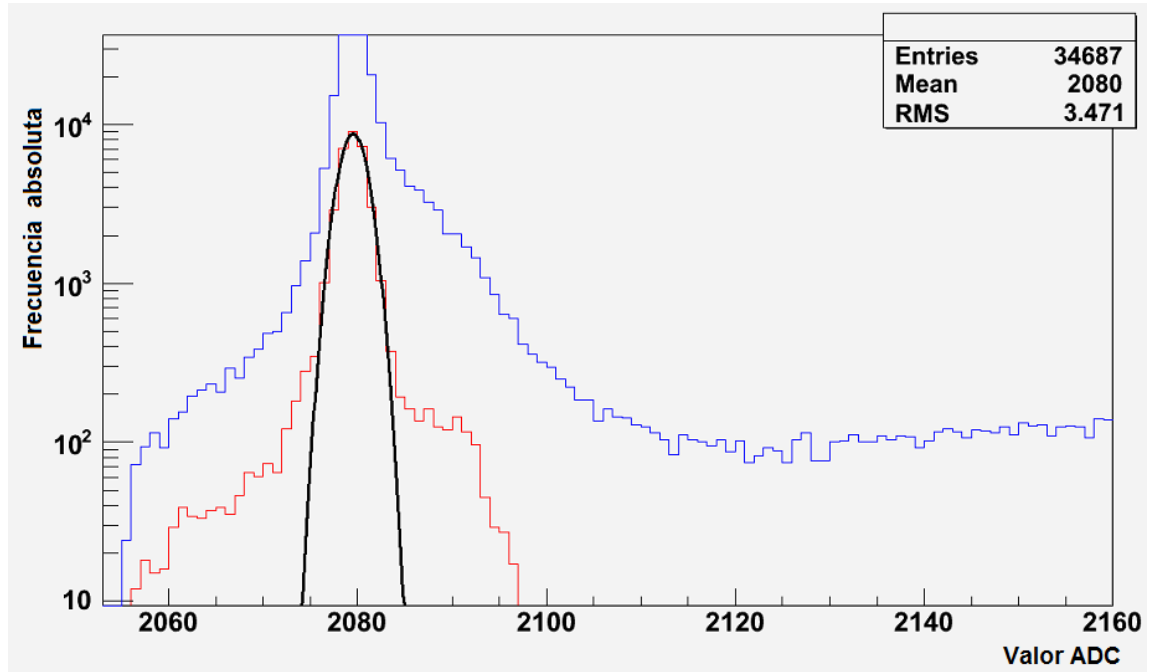


Figura 3.3: Ajuste de curva gaussiana a la distribución del pedestal.

figura 3.6 muestro gráficamente el *DMM* de un canal.

$$DMM = \text{Máximo}(\text{señal de RC}) - \text{Máximo}(\text{pedestal}) \quad (3.1)$$

Por último, para obtener el umbral (valor ADC) que me permitió separar el ruido de las señales dejadas por el paso de partículas cargadas a través de las barras de plástico centellador, utilice la siguiente relación [Nagai, 2010]:

$$\text{umbral}(\text{valor ADC}) = [\text{Máximo}(\text{pedestal})] + 0,3DMM \quad (3.2)$$

La ecuación anterior que permite establecer un umbral entre la señal de ruido y la de rayos cósmicos, fue obtenida con experimentos realizados con el mini-SciBar en la Universidad de Nagoya [Nagai, 2010].

En general, todo valor ADC mayor que el umbral (ver figura 3.6) es una señal generada por el paso de una partícula cargada a través de las barras de plástico centellador, en otras palabras, las señales generadas por partículas cargadas deben satisfacer la siguiente relación:

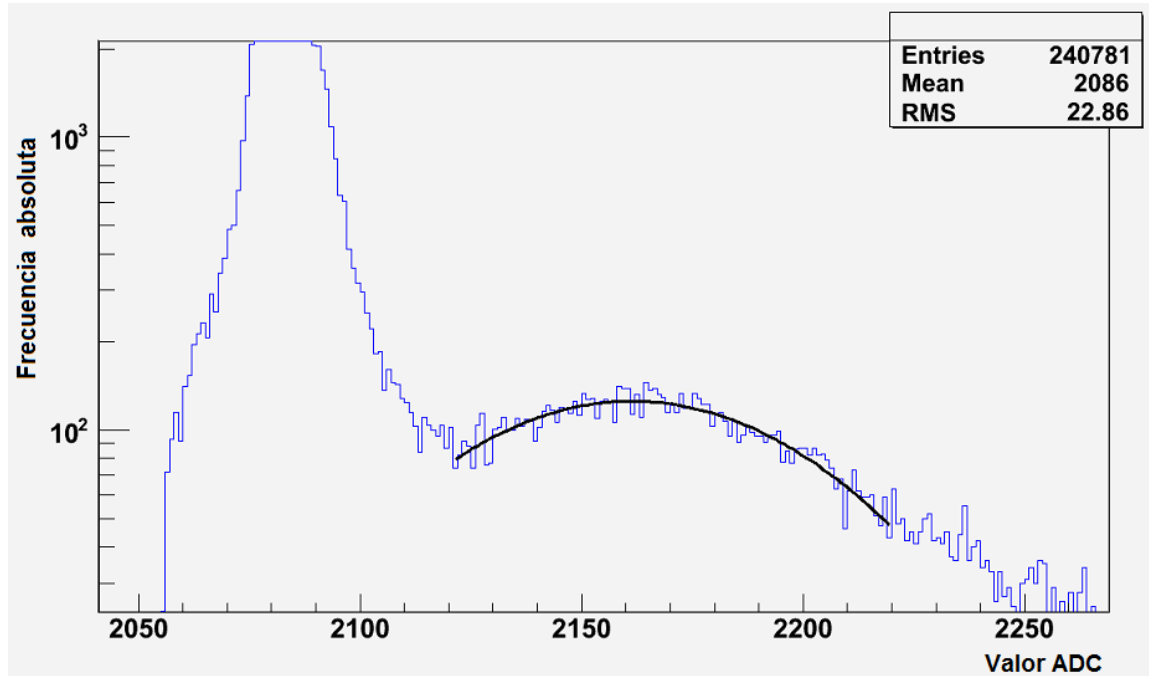


Figura 3.4: Ajuste de curva gaussiana a la distribución de la señal de rayos cósmicos.

$$valorADC > [\text{Máximo}(\text{pedestal})] + 0,3DMM \tag{3.3}$$

En los cuadros 3.2 y 3.3, muestro el umbral de cada uno de los 128 canales del mini-SciBar (64 por cada lado).

2129	2098	2091	2098	2121	2101	2112	2099
2108	2112	2104	2104	2107	2118	2098	2118
2107	2113	2119	2098	2103	2094	2088	2107
2126	2126	2128	2112	2109	2120	2117	2126
2097	2096	2105	2101	2095	2081	2079	2097
2110	2098	2108	2096	2083	2105	2089	2104
2113	2094	2092	2104	2087	2101	2096	2116
2089	2083	2087	2094	2081	2099	2098	2105

Cuadro 3.2: Umbral de los 64 canales del lado X del mini-SciBar.

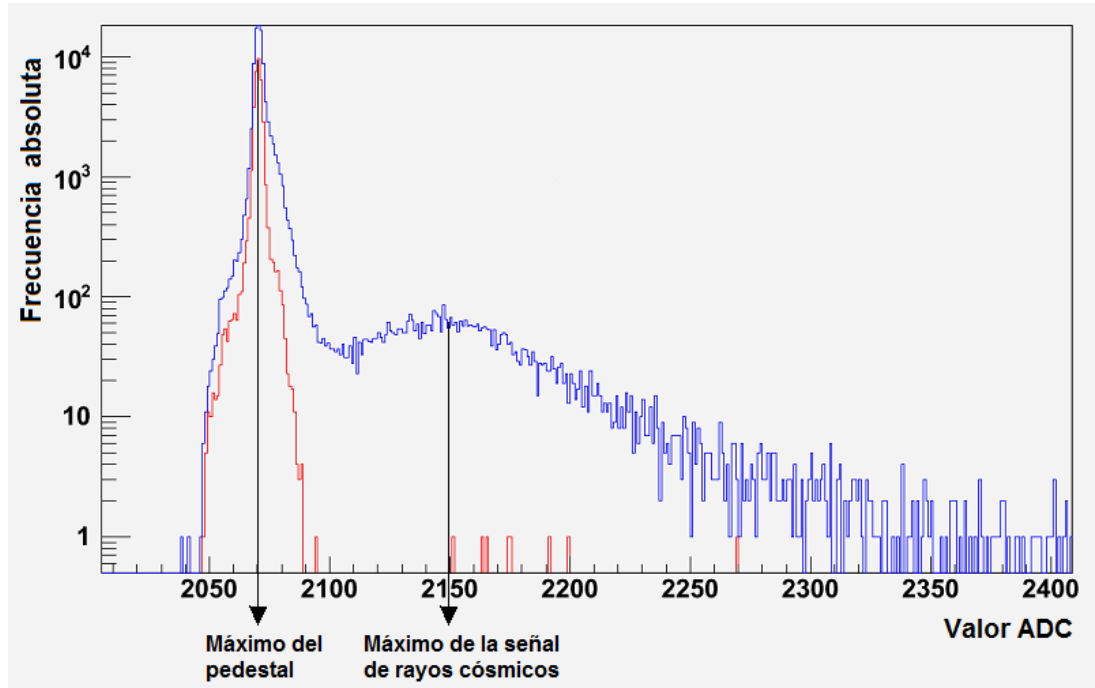


Figura 3.5: Identificación gráfica del máximo de la distribución del pedestal y de la señal de rayos cósmicos, de un canal del mini-SciBar.

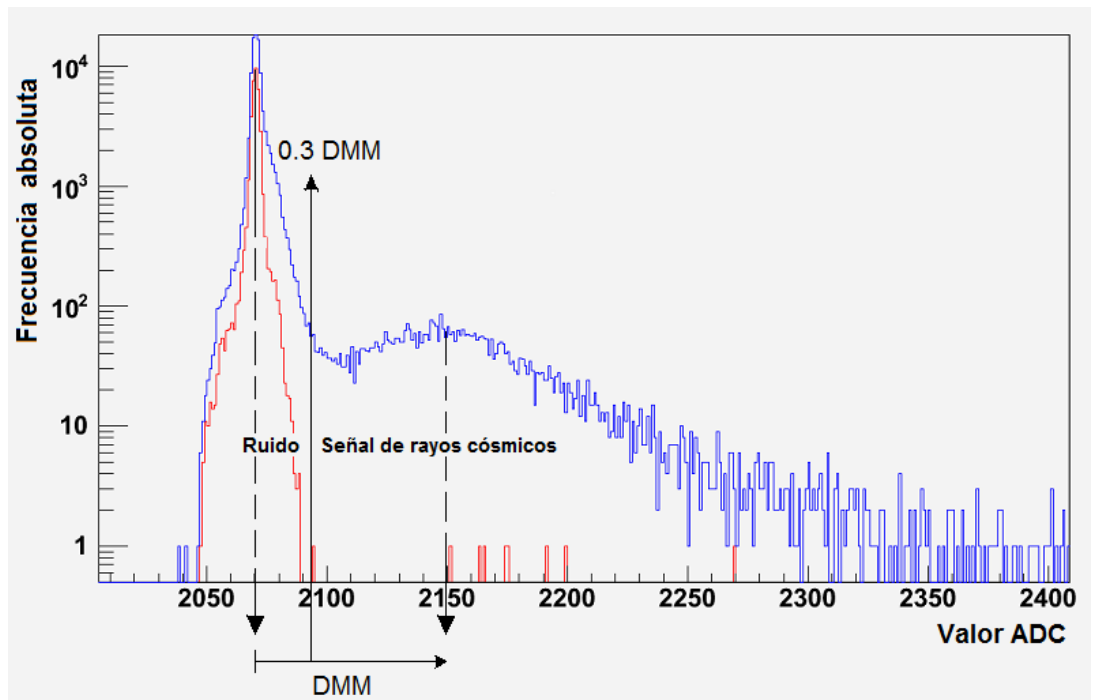


Figura 3.6: Localización esquemática del *DMM* y umbral, de un canal del mini-SciBar.

2047	2037	2048	2036	2007	2038	2034	2037
2053	2037	2035	2046	2052	2017	2020	2039
2060	2055	2039	2038	2048	2025	2030	2036
2039	2062	2059	2050	2032	2037	2024	2031
2031	2082	2043	2053	2050	2047	2055	2028
2043	2039	2041	2029	2026	2056	2028	2039
2052	2046	2050	2045	2021	2039	2008	2025
2031	2033	2030	2046	2027	2033	1998	2026

Cuadro 3.3: Umbral de los 64 canales del lado Y del mini-SciBar.

Capítulo 4

Criterio de selección de partículas

El mini-SciBar, un detector prototipo ya descrito en el capítulo 2, recibe el flujo de partículas secundarias de los rayos cósmicos y, como vimos, es capaz de producir una respuesta al paso de cualquier partícula cargada con la energía suficiente para excitar los átomos del plástico centellador. En principio, cada especie de partículas producirá señales cuyas características pudieran hacerlas diferenciables unas de otras, sin embargo, la localización del detector en la alta montaña, su dimensión pequeña y el tiempo de exposición imponen limitantes a la cantidad de cuentas de cada especie que pudieran haberse registrado.

En este capítulo menciono las razones por las cuales decidí medir con el mini-SciBar únicamente el flujo de electrones y muones en la cima del volcán Sierra Negra, siendo estas partículas dos constituyentes de los rayos cósmicos secundarios. Describo el análisis que realicé a los resultados de la simulación numérica del mini-SciBar, lo que me permitió establecer un criterio de selección entre electrones y muones; por último, muestro los resultados obtenidos y experimentos que realicé para corroborar dichos resultados.

4.1. ¿Porqué únicamente electrones y muones?

La parte activa del mini-SciBar en la detección de la radiación cósmica está formada por 128 barras de plástico centellador, en un arreglo cuyas dimensiones son $20 \times 20 \times 20.8 \text{ cm}^3$, ver figura 2.2 del capítulo 2. Un detector cuyo tamaño es relativamente pequeño, medirá estadísticamente de manera más confiable los rayos cósmicos secundarios cuyos flujos sean más abundantes.

El mini-SciBar opera en la cima del volcán Sierra Negra a una altura de 4580 *msnm* (equivalente a una profundidad atmosférica de 575 *g/cm²*), como podemos observar en la figura 1.9 del capítulo 1, a esta profundidad atmosférica el flujo de rayos cósmicos secundarios es dominado por los electrones y los muones, que son poco más de diez veces más abundantes que el flujo de protones.

A fin de obtener resultados con confiabilidad estadística razonable, que pudiesen ser contrastados con los obtenidos mediante simulaciones numéricas, he restringido este trabajo al análisis de las señales de muones y electrones, y a la diferenciación entre ellas.

4.2. Análisis a los resultados de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar

Nagai realizó una simulación numérica del comportamiento del mini-SciBar [Nagai, 2010], en la cual utilizó diversas especies de partículas entre ellas electrones y muones, las cuales son de mi interés. Las variables que utilizó en su trabajo son la energía cinética de las partículas al tope del detector, la cual varió en los siguientes intervalos, de 100 *MeV* a 1 *GeV* con espaciamentos de 100 *MeV*, y de 1 *GeV* a 9 *GeV* con espaciamentos de 1 *GeV*, y el ángulo de incidencia de las partículas respecto a la vertical cuyo intervalo es de 0^0 a 85^0 con espaciamentos de 5^0 . Con el fin de obtener una buena estadística, Nagai simuló el paso a través del detector de entre 15,000 y 19,000 partículas para cada una de las especies, para cada energía cinética y para cada ángulo de incidencia. Con el fin de obtener la energía depositada por las partículas al pasar a través del detector utilizo la fórmula de Bethe-Bloch, que analiza las interacciones de las partículas cargadas al atravesar materia.

En búsqueda de criterios para poder diferenciar entre las señales de electrones y muones dejadas por su paso a través de las barras de plástico centellador, realice un par de análisis a los resultados de la simulación numérica del mini-SciBar. En el primero, calculé la energía típica depositada por el paso de estas partículas a través de una barra de plástico centellador, en el segundo, caractericé la traza dejada por el paso de estas partículas a través del arreglo de barras centelladoras. Los resultados de estos análisis me permitieron establecer como criterio de selección el análisis de traza para diferenciar

los electrones de los muones, como se explicará más adelante.

4.2.1. Energía depositada por el paso de electrones y muones a través de las barras de plástico centellador del mini-SciBar

Cuando una partícula cargada (como lo son los electrones y muones) pasa a través de un material, ésta deposita una cantidad de energía vía excitación o ionización de los átomos o moléculas que constituyen dicho material, y además, al interactuar con los campos electrostáticos de los átomos, ésta puede ser desacelerada lo que genera la emisión de fotones, llamada bremsstrahlung [Longair, 1992]. Estas interacciones fueron simuladas para las barras de plástico centellador del mini-SciBar por Nagai [Nagai, 2010], cuyos resultados analicé considerando los siguientes criterios, primero, que la energía cinética de los electrones y muones al tope del detector este entre 100 MeV y 1 GeV , las razones para establecer estos límites son, 100 MeV es el límite inferior de sensibilidad del detector, y para energías de 1 GeV o mayor los flujos de electrones y muones son cien veces menores respecto a los flujos de éstas mismas partículas a 200 MeV [Grieder, 2001]; segundo, que todos los electrones y muones tuvieran un ángulo de incidencia menor o igual a 45° , respecto a la vertical, a fin de que todas las partículas cruzarán las 16 capas de barras de centelleo.

El análisis que realicé consistió en obtener de los resultados de la simulación numérica, la distribución de las señales generadas por el paso de electrones y muones a través de cada una de las barras de centelleo del detector, para cada una de las energías mencionadas anteriormente y para los ángulos de incidencia 0° , 15° , 30° y 45° . Una vez obtenidas las distribuciones, procedí a realizarles el ajuste de una curva gaussiana, a fin de conocer el valor ADC donde la distribución llega a su máximo, éste valor representa la energía media depositada por las partículas en el centellador. Algunos ejemplos de estos procesos se muestran en las figuras 4.1 para electrones con diferente energía y 4.2 para electrones y muones con energía cinética de 400 MeV . Como puede apreciarse de las gráficas que se presentan, los valores ADC de los máximos de cada una de ellas son muy similares.

Después de haber analizado aproximadamente 600,000 registros del resultado de la simulación numérica que cumplieran con las condiciones establecidas (ángulo de incidencia

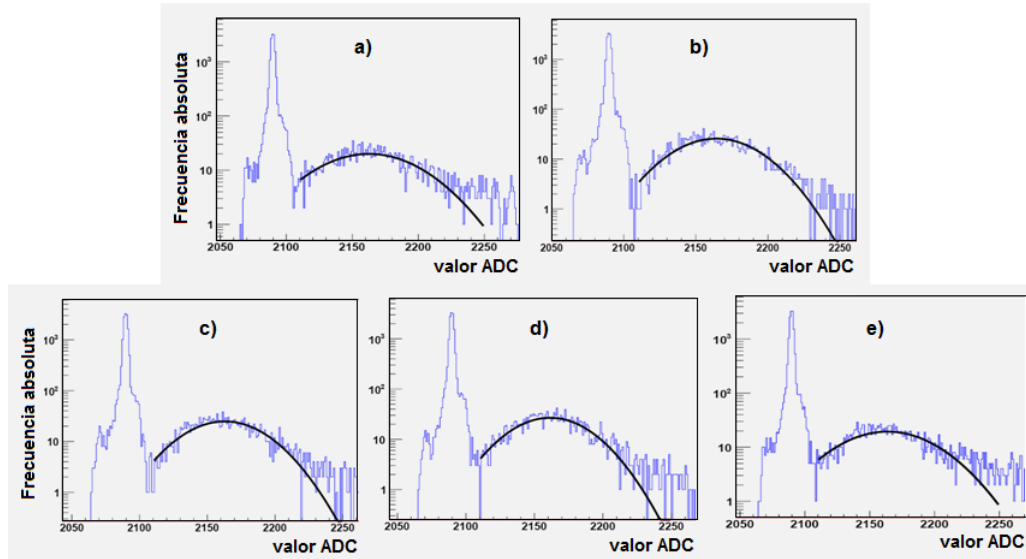


Figura 4.1: Distribución de señales dejadas por el paso de electrones a través de las barras de plástico centellador, resultado de la simulación numérica, cuya energía al tope del detector es a) 200 MeV , b) 400 MeV , c) 600 MeV , d) 800 MeV y e) 1 GeV .

y energía), los resultados que obtuve del análisis y que muestro de forma grafica en la figura 4.3, son los siguientes:

- I. Los electrones cuya energía cinética al tope del detector está entre 100 MeV y 1 GeV , depositan prácticamente la misma energía al pasar a través de una barra de plástico centellador, puesto que los canales ADC donde se encuentran los máximos de las distribuciones son indistinguibles estadísticamente.
- II. Por las mismas razones que en el inciso anterior, los muones cuya energía cinética al tope del detector está entre 200 MeV y 1 GeV , depositan prácticamente la misma energía al pasar a través de una barra de plástico centellador.
- III. De manera similar, los electrones y muones cuya energía cinética al tope del detector está entre 200 MeV y 1 GeV , depositan prácticamente la misma energía, lo que los vuelve indistinguibles al pasar a través de una barra de plástico centellador.
- IV. Los electrones y muones cuya energía cinética al tope del detector es de 100 MeV , depositan diferente cantidad de energía, siendo éste el único rango de energía para el cual podrían ser distinguibles al pasar a través de una barra de plástico centellador.

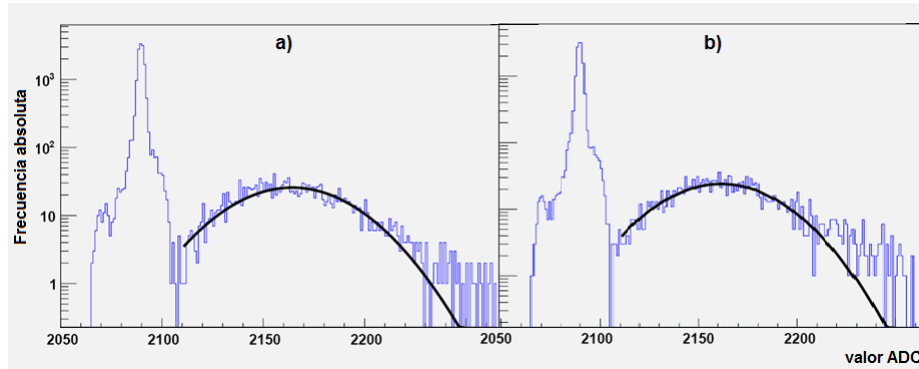


Figura 4.2: Distribución de señales dejadas por el paso de partículas cargadas a través de las barras de plástico centellador, resultado de la simulación numérica, a) electrones de 400 MeV y b) muones de 400 MeV .

En vista de los resultados anteriores, no existe manera de distinguir las señales de electrones y muones a través del criterio de la energía depositada en las barras de plástico centellador del mini-SciBar; por lo cual se hace necesario encontrar un criterio alternativo que nos permita diferenciar el paso de ambas especies a través del detector.

4.2.2. Traza generada por el paso de electrones y muones a través del arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar

Como mencione anteriormente, al pasar una partícula cargada a través de un material, ésta excita o ioniza los átomos o moléculas del material e interacciona con los campos electrostáticos emitiendo fotones, son éstas interacciones las que van generando una traza a través del material. En general, la traza generada dependerá del tipo de partícula y del material con el que interaccione. En las figuras 4.4 y 4.5 se muestran ejemplos típicos de trazas generadas por un electrón y un muón respectivamente. Aun cuando se eligieron partículas con la misma energía incidente (800 MeV), las diferencias son evidentes: el muon genera una traza mucho más limpia; esto es, las barras excitadas son casi exclusivamente aquellas por las que transita la partícula, afectando, si acaso, a los primeros vecinos. Las tres barras con señal detectada que aparecen separadas a la derecha de la figura correspondiente al lado Y se deben muy probablemente a las incertidumbres del código. En contraste, las señales generadas por el electrón afectan a un gran número de barras vecinas de aquellas por las que la partícula hace su tránsito, lo cual muestra la generación de un pequeño chubasco dentro del detector. Estas

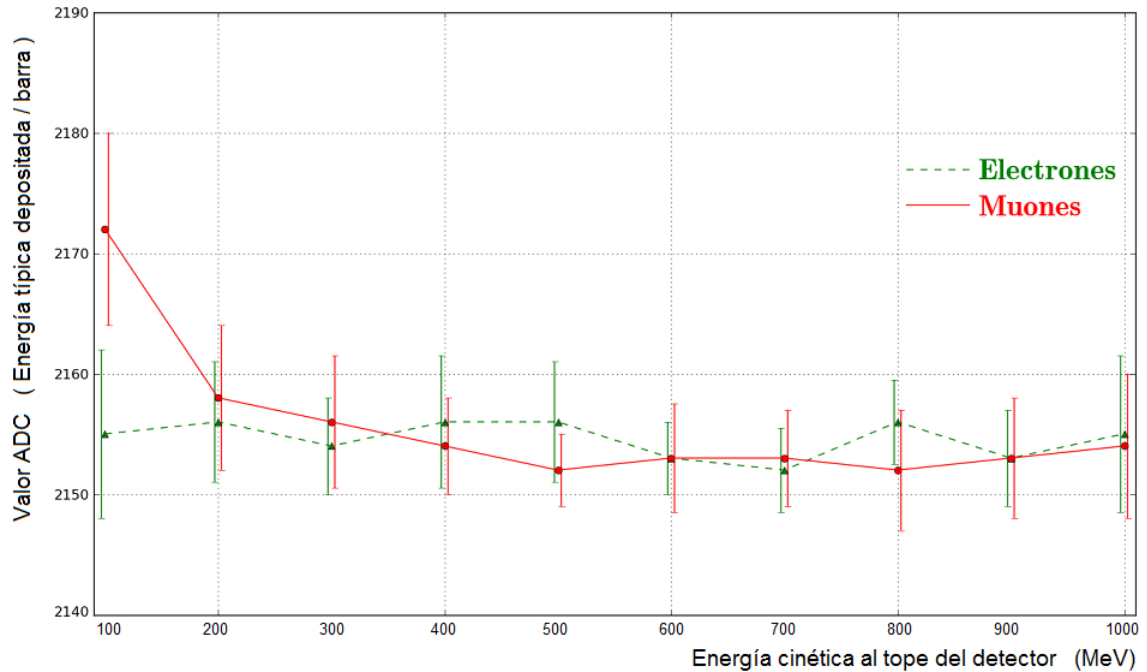


Figura 4.3: Valor ADC correspondiente a la energía típica depositada por electrones (línea punteada) y muones (línea continua) al pasar a través de una barras de plástico centellador del mini-SciBar, resultado de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010], las barras de error están desplazadas para evitar su traslape.

diferencias son la evidencia de que muones y electrones disipan su energía de maneras diferentes al interactuar con el centellador.

Del conjunto de resultados de la simulación Monte Carlo del detector realizada por Nagai, yo consideré para este análisis las trazas generadas por el paso de electrones y muones a través de todas las capas de barras de plástico centellador, cuyos requisitos fueron, que los electrones y muones cruzarán el arreglo de barras centelladoras con un ángulo menor o igual a 45° , respecto a la vertical, y que los electrones y muones produjesen al menos una señal en todas las capas del arreglo de barras centelladoras (16 capas totales, 8 del lado X y 8 del lado Y). De ahora en adelante cuando mencione número de barras estaré haciendo referencia a la suma de número de barras con señal de ambos lados del mini-SciBar. Las características principales de los resultados obtenidos pueden resumirse de la siguiente manera:

- I. Cuando un electrón cruza el arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar, puede excitar desde 16 hasta más de 30 barras centelladoras, la distribución que se obtiene es independiente de la energía y muestra un máximo alrededor de 24 (ver figura 4.6), lo que nos indica la generación de un pequeño chubasco

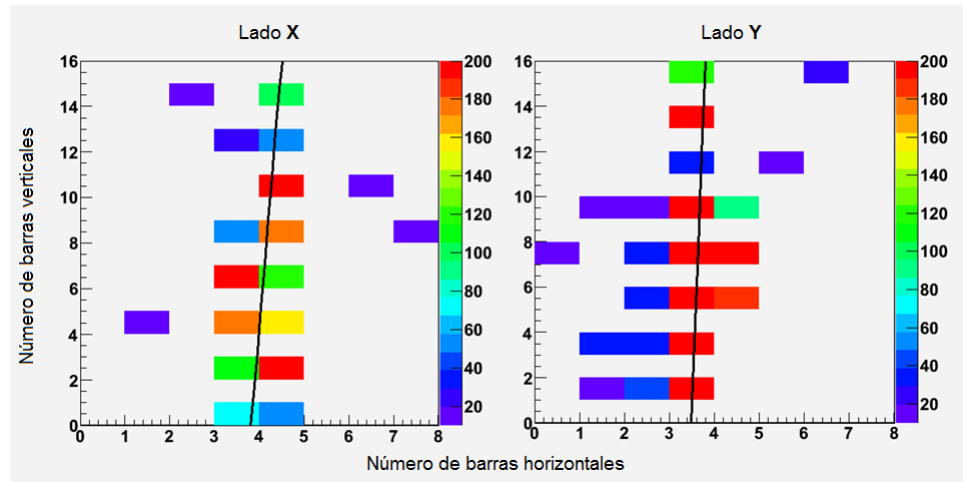


Figura 4.4: Traza generada por un electrón al cruzar el arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar, cuya energía cinética al tope del detector es de 800 MeV , resultado de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010].

dentro del arreglo de barras centelladoras, la razón por la cual ocurre esto, es que, los electrones además de excitar las moléculas del plástico centellador, también las ionizan desprendiendo electrones de ellas, y son éstos los que generan el chubasco observado.

- II. Cuando un muón cruza el arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar, el número de barras centelladoras excitadas es, en general, mucho menor que para los electrones. Un muon excita casi exclusivamente las barras que cruza a su paso, los muones generan trazas limpias, esto es, esencialmente excitan las moléculas del plástico centellador pero no las ionizan. La distribución que se obtiene (ver figura 4.7) muestra un máximo en 17 y una caída drástica hacia números mayores de barras.
- III. Las distribuciones del número de barras excitadas, generadas por el paso de electrones o muones a través del arreglo de plástico centellador del mini-SciBar son muy diferentes: mientras que los muones muestran un máximo agudo en 17, el máximo de los electrones en 24 es mucho más suave, lo cual es debido a la variedad de procesos por los cuales los electrones pueden ceder su energía al material centellador. Aun con la marcada propensión a generar chubascos dentro del detector, no todos los electrones lo hacen, esto es, existen algunos electrones que nos darán trazas donde el número de barras excitadas será menor a 19 y que es independiente de la energía del electrón, como se puede observar en la figura 4.6. En esta

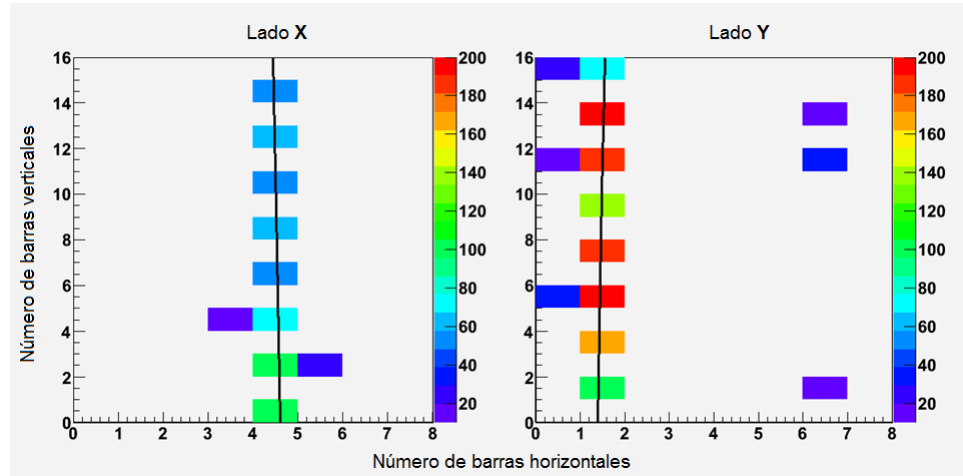


Figura 4.5: Trazas generadas por un muón al cruzar el arreglo de barras de plástico centellador del mini-SciBar, cuya energía cinética al tope del detector es de 800 MeV , resultado de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010].

región las trazas de muones y electrones serán indistinguibles. Afortunadamente la proporción de electrones que generan trazas de pocas barras es pequeña. Esta porción de trazas indistinguibles nos da una medida de la incertidumbre intrínseca del método para diferenciar entre muones y electrones.

Para separar convenientemente los flujos de electrones y muones es necesario considerar las partes de las curvas en la figura 4.7 que no se intersectan. Así, se consideró como electrón a aquella partícula que al cruzar el arreglo de barras centelladoras del mini-SciBar, deja una traza que afecta a un número de barras centelladoras mayor o igual a 20 y menor o igual a 32, los electrones cuya traza está formado por un número de barras fuera de este intervalo son el 30 % respecto a los que están dentro del intervalo.

Consecuentemente será considerado como un muón a aquella partícula que al cruzar el arreglo de barras centelladoras del mini-SciBar, deja una traza que afecta a un número de barras centelladoras mayor o igual a 16 y menor o igual a 19, los muones cuya traza está formada por un número de barras fuera de este intervalo son poco menos del 1 % respecto a los que están dentro del intervalo.

Las trazas con señales que afectan entre 16 y 19 barras pueden corresponder a muones o a electrones. Para un flujo equivalente de ambas especies, de acuerdo con la simulación, la cantidad de electrones que dejan trazas de 19 barras o menos es de solo el 20 % de los muones. Si, como veremos más adelante, el flujo real de electrones resulta

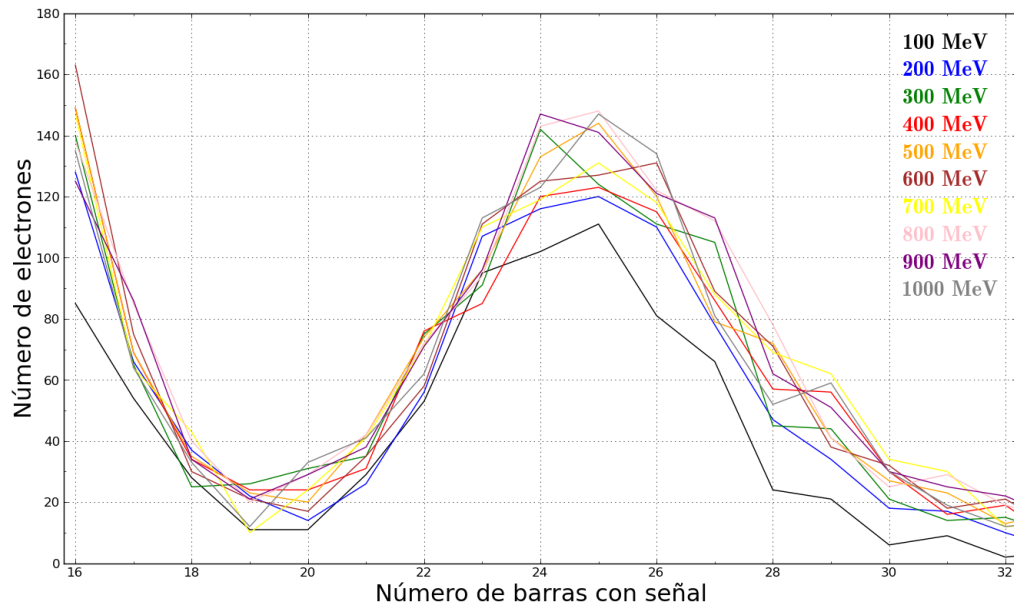


Figura 4.6: Distribución de la suma de número de barras de ambos lados del mini-SciBar con señales, generadas por el paso de electrones a través del arreglo de barras de plástico centellador del detector, resultados de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010].

ser menor, entonces la contaminación en las cuentas de muones será de una proporción menor al 20 %.

De acuerdo con éstos resultados, cualquier traza que deje su señal en 20 barras o más será, inequívocamente, correspondiente al paso de un electrón.

Una vez establecidos los criterios para la diferenciación de partículas y la incertidumbre del método diseñado, pasaré a analizar los resultados obtenidos con flujos reales de partículas.

4.3. Electrones y muones detectados en la cima del volcán Sierra Negra

El flujo total de partículas detectadas en el mini-SciBar, está integrado por partículas que atraviesan todas las capas de plástico centellador (16 capas totales, 8 del lado X y

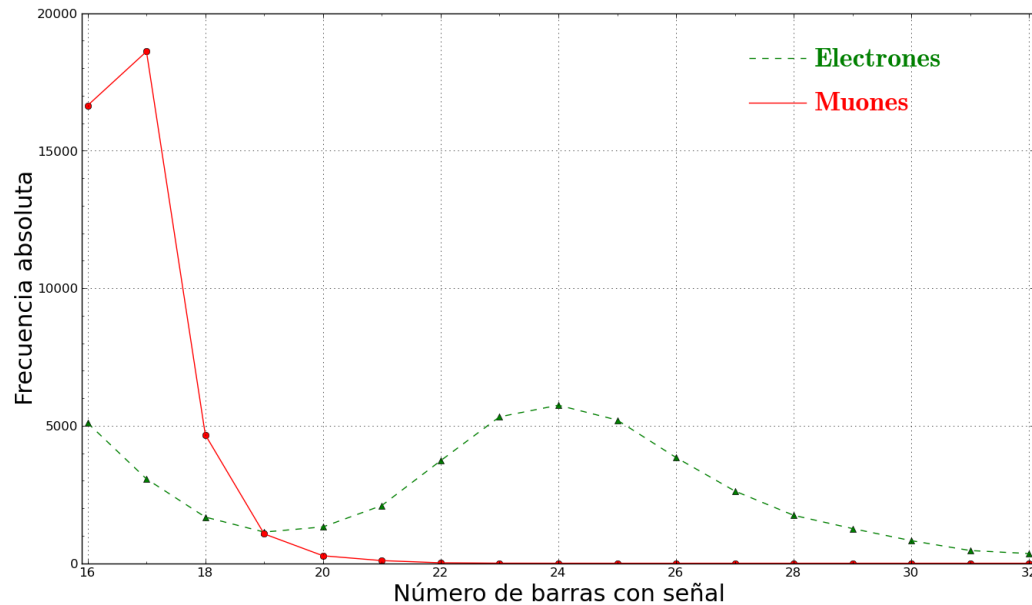


Figura 4.7: Distribución de la suma de número de barras de ambos lados del mini-SciBar con señales de rayos cósmicos, generadas por el paso de electrones y muones a través del arreglo de barras de plástico centellador del detector, resultados de la simulación Monte Carlo [Nagai, 2010].

8 del lado Y), y que excitan 16 o más barras de centelleo. En la figura 4.8 se muestran estas mediciones hechas entre noviembre de 2010 y abril de 2012. El flujo total es de aproximadamente 18,800 cuentas/hora en promedio.

Existen múltiples periodos en los que no pudieron hacerse las mediciones debido a las frecuentes interrupciones en el suministro de energía eléctrica en el sitio. Durante abril-junio y septiembre de 2011, febrero y abril de 2012 se realizaron experimentos en los que se colocaron placas de plomo encima del detector con el fin de absorber la componente suave de la radiación secundaria. Los resultados de estos experimentos serán discutidos más adelante. Adicionalmente, existe una caída significativa del flujo durante marzo de 2012, la cual corresponde a un decrecimiento tipo Forbush, el cual también se discute más adelante.

Considerando el criterio de selección para electrones, establecido en la sección 4.2.2, pude obtener el flujo de electrones con el mini-SciBar. Así, se seleccionaron todas aquellas trazas de partículas que, habiendo cruzado todo el detector, logran generar señales en un número de barras centelladoras mayor o igual a 20 y menor o igual a 32. Los resultados se muestran en la figura 4.9 en color negro. El número de cuentas/hora medido

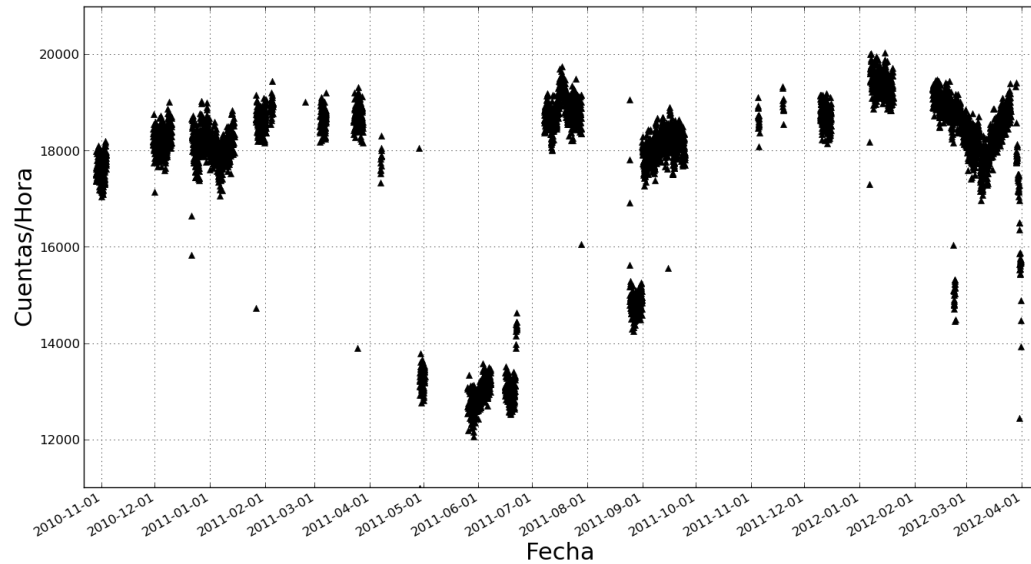


Figura 4.8: Flujo total de partículas medido con el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra.

para periodos normales de operación es, en promedio, de poco menos de 4,400. Mediante el análisis que realicé a los resultados de la simulación numérica, determiné que existe un número de electrones que generan trazas con señales en menos de 20 barras, lo que las hace indistinguibles de las trazas de los muones. Considerando la contribución de electrones según los cálculos correspondientes a la sección referida, el flujo calculado promedio de electrones es cercano a las 5,700 cuentas/hora, esto se puede ver en la figura 4.9 en color azul.

Utilizando el criterio de selección para muones, establecido en la sección 4.2.2, se midió el flujo de muones. Considerando la cantidad de electrones que pueden ser confundidos con muones mediante el criterio establecido, el flujo calculado de muones es de alrededor de 12,700 cuentas/hora, ésto se puede ver en la figura 4.10..

Si incorporamos a los cálculos en los flujos de electrones y muones, las correcciones debidas a las imprecisiones del método diseñado para separar a estas especies en las cuentas totales del mini-SciBar; la cantidad de electrones que arriban a Sierra Negra es aproximadamente un 45 % del flujo de muones, lo que es aproximado a la medición hecha por Hall en el Monte Evans, Colorado a 4350 *msnm* [Montgomery, 1949].

Al revisar los datos del mini-SciBar que me permitieron estimar los flujos que muestro en las figuras 4.8, 4.9 y 4.10, identifiqué algunos registros en los cuales las trazas

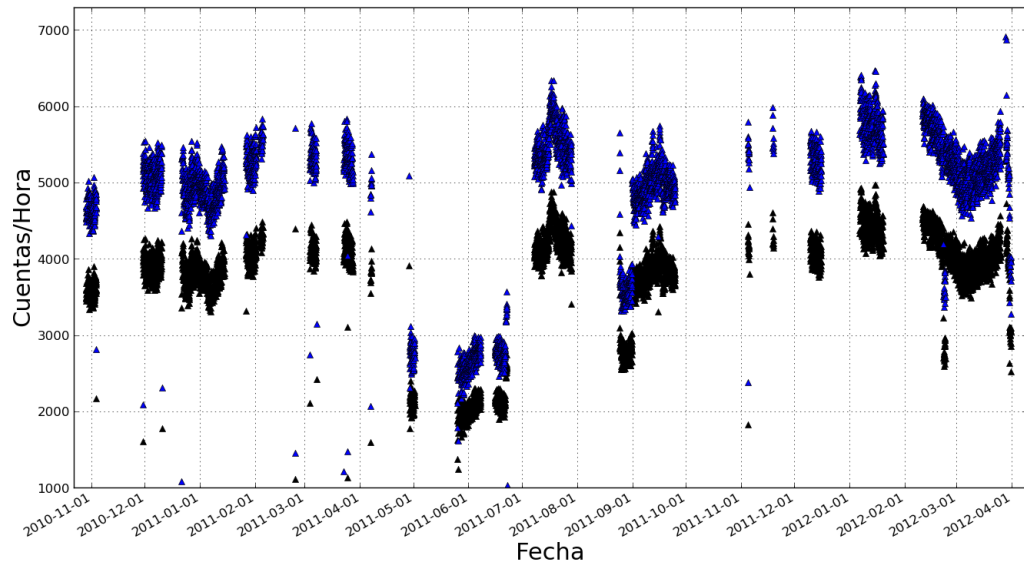


Figura 4.9: Flujo de electrones medido con el mini-SciBar (datos en color negro) y real calculado (datos en color rojo) en la cima del volcán Sierra Negra.

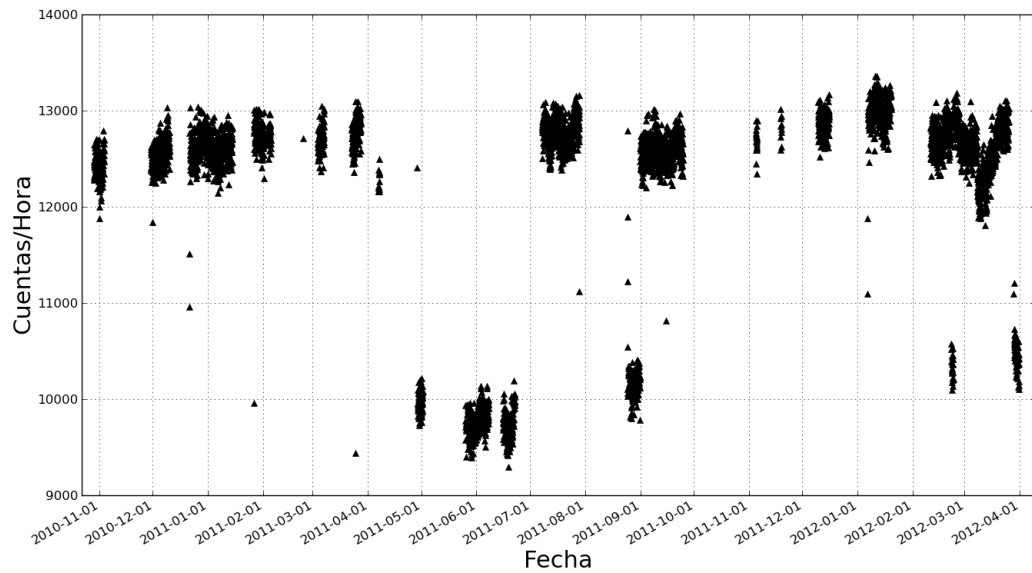


Figura 4.10: Flujo calculado de muones en la cima del volcán Sierra Negra.

generadas por el paso de partículas a través del detector excedían las 32 barras de centelleo con señal, haciendo un análisis de estas trazas logré identificar que se trataba de trazas generadas por el paso simultáneo de 2 o más partículas, las cuales no pudieron ser separadas debido a la resolución temporal del detector. Dadas las dimensiones del mini-SciBar es imposible identificar que partículas generaron las trazas en cuestión, así que decidí llamarlas trazas de partículas múltiples. El registro de este flujo se presenta en la figura 4.12. En la figura 4.11 muestro la traza de una partícula múltiple, en ella podemos observar claramente que la traza es generada por el paso simultáneo de dos partículas, los casos en donde se obtienen trazas prácticamente separadas como el presentado son muy escasos.

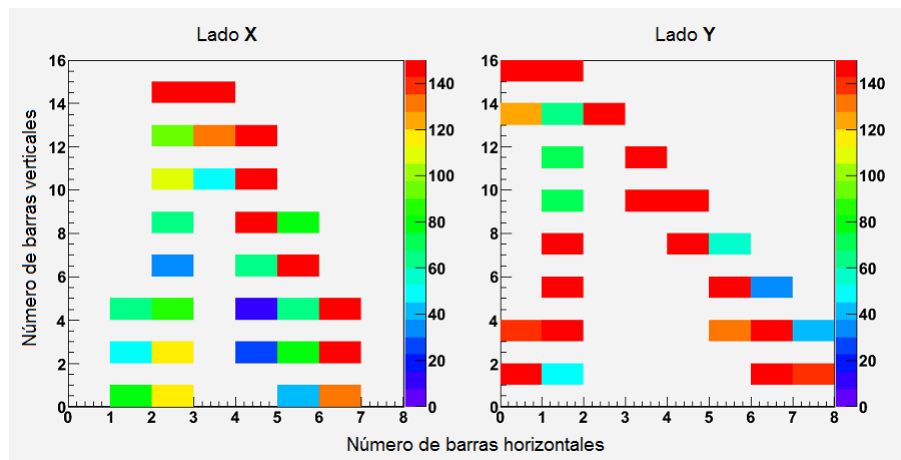


Figura 4.11: Traza generada por el paso simultáneo de dos partículas en el mini-SciBar.

Con el fin de obtener algunos detalles del comportamiento de las partículas detectadas realicé un experimento, consistió en colocar sobre el detector placas de plomo con espesores variables (desde 3.2 mm hasta 50 mm). El objetivo final era frenar los electrones y así obtener un flujo prácticamente nulo de estas partículas. Sin embargo, al hacer mediciones conforme se agregaban placas de plomo, produjo resultados de interés que pasaré a reportar.

En relación con los electrones, los resultados principales del experimento son:

- I. Al colocar la primer placa de plomo cuyo espesor es de 3.2 mm , el número de electrones se incremento en un 20% respecto al número promedio de electrones medido sin la placa de plomo (ver figura 4.13). La razón de ésto es que, los muones al pasar a través del plomo producen electrones por ionización [Montgomery, 1949], y además, el flujo de fotones al interactuar con el campo electrostático de

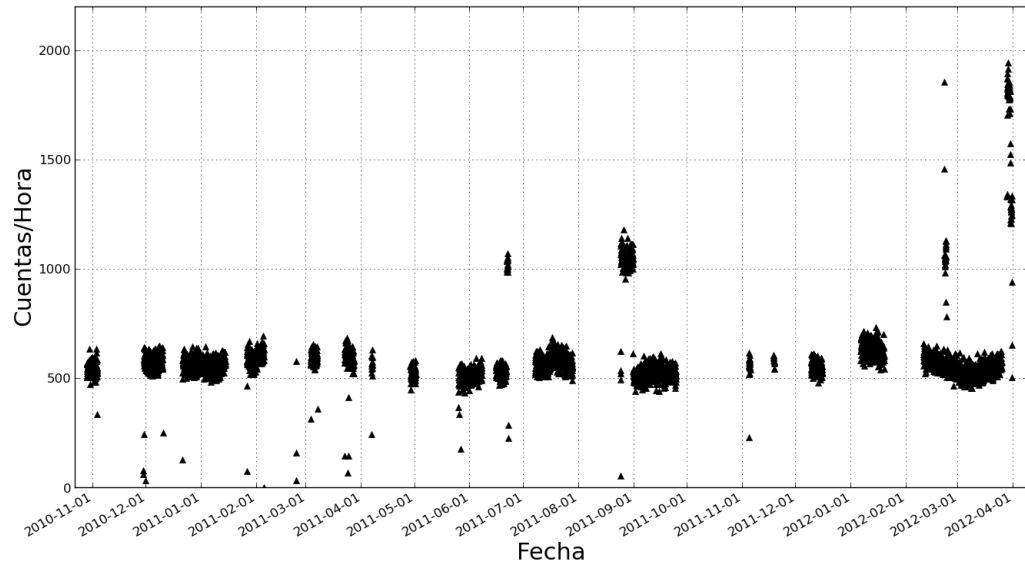


Figura 4.12: Flujo de partículas múltiples medido con el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra (ver texto).

los átomos del plomo, también producen pares electrón-positrón [Longair, 1992], por lo cual el número de electrones se incremento al colocar la placa de plomo sobre el detector.

- II. Por lo anterior, el flujo de electrones medido con el mini-SciBar al colocar diversos espesores de plomo, es el número de electrones producidos en la atmósfera (radiación cósmica secundaria) que logran cruzar las placas de plomo a los cuales se agregan aquellos electrones que producen los muones y fotones al interactuar con el plomo.
- III. Después de un aumento inicial con 3.2 *mm* de plomo en el tope del detector, la cantidad de electrones va disminuyendo paulatinamente conforme se agregan más placas de plomo y el flujo se vuelve más o menos constante para los mayores espesores de plomo utilizados.
- IV. Al colocar 5 *cm* de plomo (máximo espesor utilizado) sobre el detector, el número de electrones disminuyó al 48.8 % respecto al número de electrones medido sin el plomo (ver figura 4.13). La razón por la cual el flujo no es prácticamente nulo es que: Los muones cuyo flujo es prácticamente constante para espesores mayores a

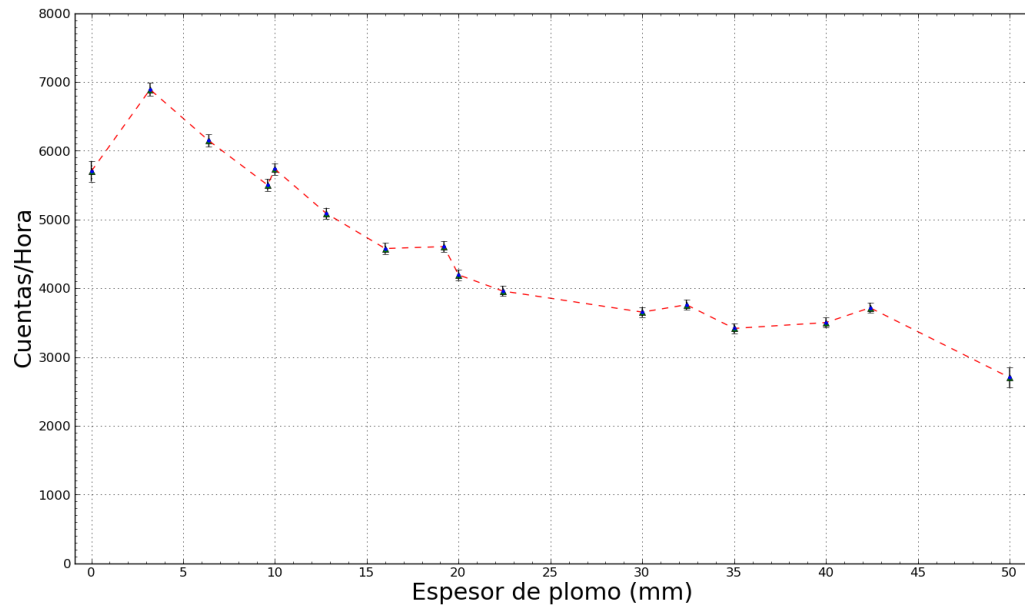


Figura 4.13: Flujo calculado de electrones en la cima del volcán Sierra Negra, con diferentes espesores de plomo sobre el detector.

2 *cm* de plomo, producen electrones por ionización [Montgomery, 1949].

Los resultados anteriores se muestran de manera gráfica en la figura 4.13, y posteriormente pasaré a discutirlos con mayor detalle.

En la figura 4.14 muestro el flujo de partículas múltiples como función del espesor de plomo colocado sobre el detector. Como podemos observar en dicha figura, al comenzar a colocar plomo sobre el detector y hasta alcanzar un espesor de 1 *cm*, el flujo de estas partículas se incrementa; posterior a este espesor y hasta un espesor menor a 5 *cm*, el flujo disminuye, pero se mantiene por encima del flujo de estas partículas registrado sin plomo; al colocar el espesor máximo de plomo (5 *cm*), el flujo de partículas múltiples es igual estadísticamente al flujo de éstas sin plomo sobre el detector. Este resultado es evidencia de la producción de un mayor número de partículas en el plomo, los cuales incrementan sustancialmente el flujo de partículas múltiples, muchas de las cuales muy bien podrían ser electrones producto de la ionización.

Los resultados principales del experimento relacionados con el flujo de muones son:

- I. Al colocar las placas de plomo sobre el detector, el flujo de muones muestra una caída, hasta alcanzar 1 *cm* el espesor de plomo (ver figura 4.15). Lo que nos indica que, este espesor es suficiente para frenar una cantidad considerable de muones,

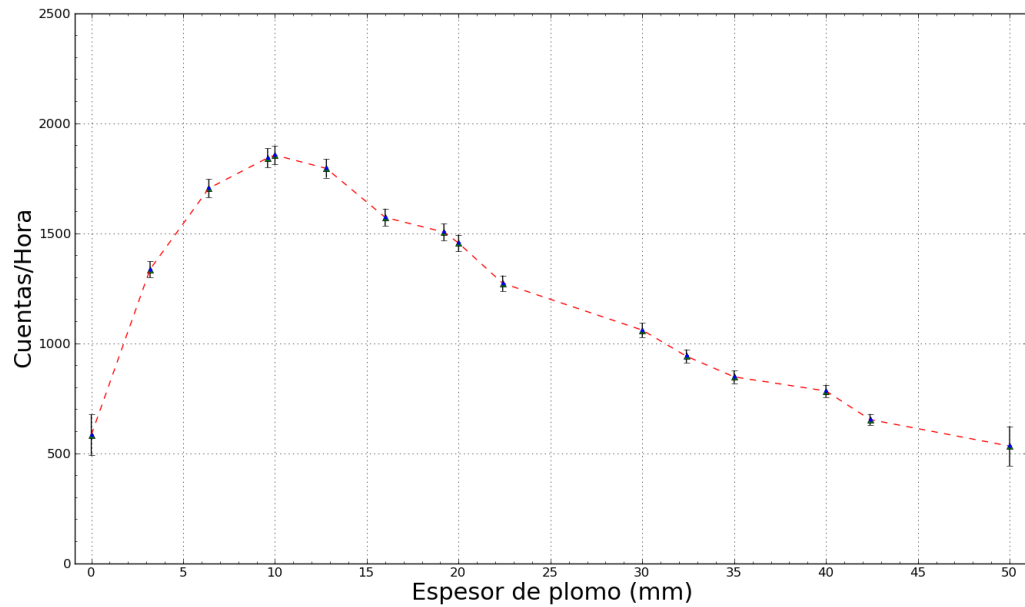


Figura 4.14: Flujo de partículas múltiples en la cima del volcán Sierra Negra, medido con el mini-SciBar, con diferentes espesores de plomo sobre el detector.

aproximadamente el 10% del flujo inicial. Muy probablemente los muones que se frenan sean muones lentos.

- II. El flujo de muones presenta una disminución menos pronunciada de 1 a 2 *cm* de espesor de plomo, y prácticamente un flujo constante para espesores mayores a 2 *cm*.
- III. El flujo de muones medido con el espesor máximo de plomo (5 *cm*) sobre el detector es el 76.3% respecto del flujo de muones sin plomo sobre el detector.

Los resultados anteriores se muestran de manera gráfica en la figura 4.14.

Continuando con la discusión referente al flujo de electrones con placas de plomo sobre el detector, en general tenemos que, al colocar la primer placa de plomo el flujo de éstos presenta un aumento, posteriormente, conforme se colocan más placas el flujo de electrones disminuye paulatinamente hasta alcanzar un 48.8% del flujo inicial. La hipótesis respecto a lo anterior es que, el flujo total de electrones es la suma de tres diferentes fuentes, que son: 1) el flujo de electrones que constituyen la radiación cósmica secundaria y los cuales son generados en la atmósfera, 2) los generados por producción de pares debido a la interacción electromagnética entre los rayos gamma y los campos

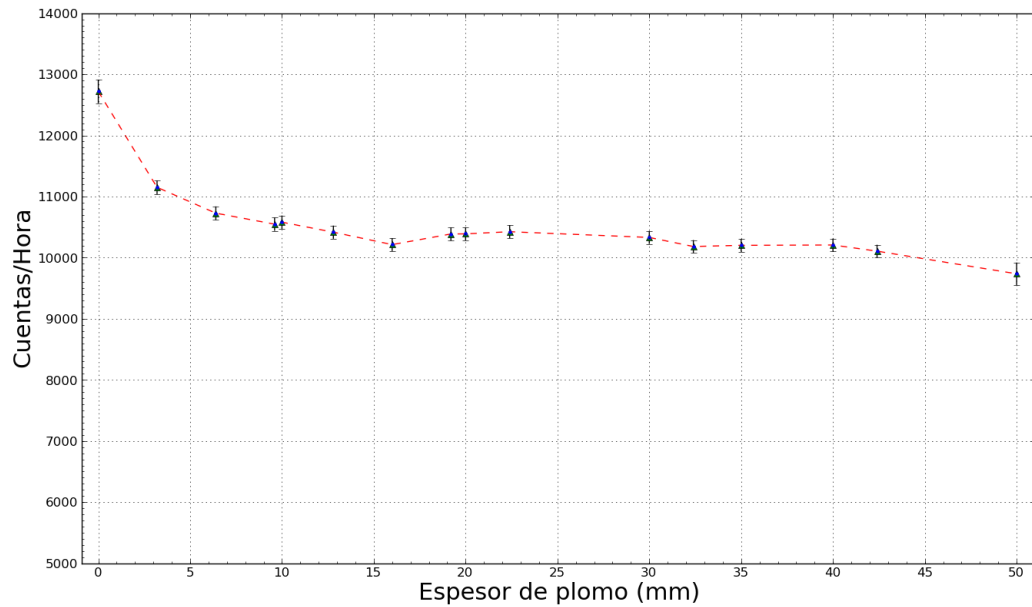


Figura 4.15: Flujo calculado de muones en la cima del volcán Sierra Negra, con diferentes espesores de plomo sobre el detector.

electrostáticos de los átomos del plomo, y 3) electrones que generan los muones por ionización al pasar a través del plomo.

Con el fin de calcular a primer orden el flujo de electrones generados por los muones, consideremos lo siguiente:

Primero, los electrones de la radiación cósmica secundaria al pasar a través del plomo son atenuados exponencialmente, el flujo de éstos se rige por la siguiente ecuación:

$$N_{\text{electrones secundarios}} = N_0 e^{-\mu x} \quad (4.1)$$

donde N_0 es el flujo inicial, x el espesor atravesado y $\mu = 1.79$ es el coeficiente de atenuación para electrones en plomo [Fravenfelder, 1974].

Segundo, el flujo de rayos gamma al pasar a través del plomo es atenuado exponencialmente, y es precisamente esa atenuación la que genera electrones localmente vía producción de pares, la ecuación 4.2 rige la atenuación de los rayos gamma y la 4.3 la producción de electrones.

$$I = I_0 e^{-\lambda x} \quad (4.2)$$

$$N_{\text{electrones por fotones}} = I_0 (1 - e^{-\lambda x}) - f_{\text{atenuados}} \quad (4.3)$$

donde en las ecuaciones 4.2 y 4.3 I_0 es el flujo inicial de rayos gamma, x el espesor atravesado, $\lambda = 1.1$ es el coeficiente de atenuación para fotones de 200 MeV en plomo [Beiser, 2003] y $f_{\text{atenuados}}$ es el flujo de electrones que al recorrer 2 longitudes de radiación (0.56 mm en plomo) ya no cuentan con la energía suficiente para ser detectados por el mini-SciBar.

Tercero y último, realizando un análisis discreto, el número de electrones generados por los muones es la diferencia entre el flujo total y la suma de electrones constituyentes de la radiación cósmica secundaria y electrones producidos por los rayos gamma vía producción de pares. Lo anterior se puede expresar matemáticamente como:

$$N_{\text{electrones por muones}} = N_{\text{electrones totales}} - (N_{\text{electrones secundarios}} + N_{\text{electrones por fotones}}) \quad (4.4)$$

En la figura 4.16 podemos observar, 1) en color azul el flujo de electrones de la radiación cósmica secundaria que decrece exponencialmente y que es prácticamente absorbido con 2 cm de plomo, 2) en color rojo el flujo de electrones generados por la producción de pares y la absorción del medio, para este flujo existe un espesor crítico de aproximadamente 2 cm para el cual dicho flujo es prácticamente nulo, lo anterior debido a que en este espesor de plomo el flujo de rayos gamma y sus productos son absorbidos, y 3) en color verde el flujo calculado de electrones que producen los muones al ionizar los átomos del plomo, el comportamiento de este flujo es el siguiente, cuando se comienza a colocar plomo sobre el detector este flujo comienza a incrementarse debido a que la probabilidad de interacción entre muones y plomo aumenta, y al alcanzar 2 cm de espesor el plomo, el flujo de estos electrones es prácticamente constante, lo que coincide con el flujo de muones para ese mismo espesor (ver figura 4.15).

Hasta ahora con el análisis a los resultados de la simulación numérica del mini-SciBar, he establecido un criterio de selección entre electrones y muones según la traza que generan al pasar a través del detector, con ello, he medido el flujo de éstas partículas en la cima del volcán Sierra Negra, sitio donde se encuentra el mencionado detector.

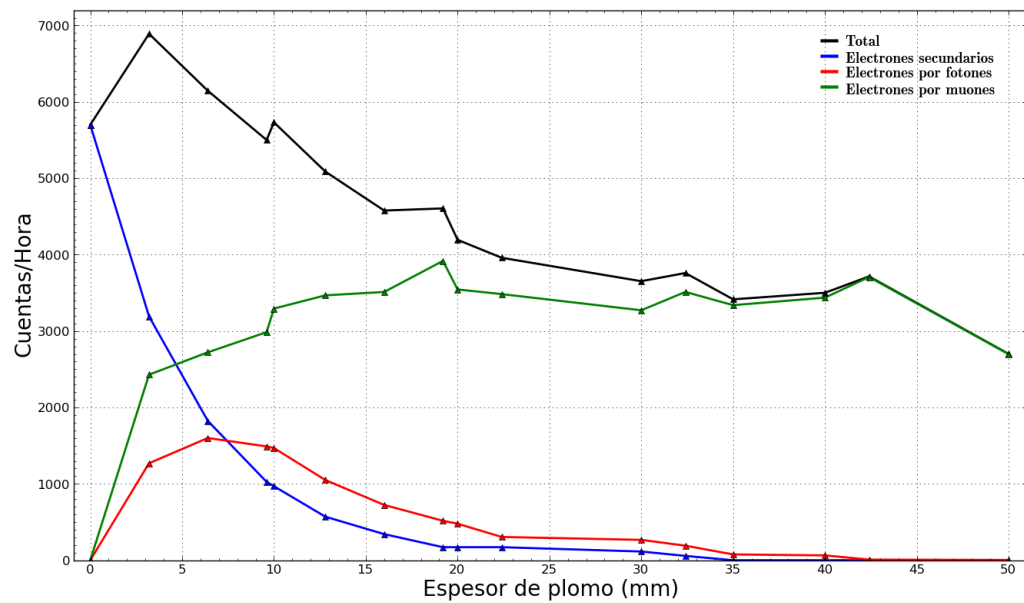


Figura 4.16: Flujo calculado de electrones al colocar plomo sobre el detector y cuyas fuentes son: 1) la radiación cósmica secundaria (color azul), 2) producción de pares (color rojo), y 3) la ionización generada por el paso de muones a través del plomo.

Por otro lado, con los resultados obtenidos del experimento que consistió en colocar diferentes espesores de plomo sobre el detector y medir el flujo de electrones y muones, al comparar éstos con el flujo medido sin plomo sobre el detector obtuve que, con 5 *cm* de plomo sobre el detector: 1) el flujo de electrones disminuye al 48.8%, considerando que esta cantidad es la suma de los electrones que logran atravesar el plomo y los electrones que producen los muones por ionización, puedo concluir que el flujo de electrones es fuertemente atenuado; y 2) el flujo de muones disminuye al 76.3%, lo que indica que la atenuación de los muones es considerablemente menor respecto a la atenuación de electrones. Los resultados anteriores apuntan en la dirección correcta puesto que los muones son menos susceptibles de interactuar con la materia que atraviesan.

Si lo que he medido con el mini-SciBar son rayos cósmicos secundarios, el flujo de estos debería presentar variaciones y perturbaciones a las que están sometidas dichas partículas.

En la figura 4.17 muestro el flujo total de partículas medidas con el mini-SciBar, entre el 12 de febrero y el 23 de marzo de 2012. En ella podemos observar que el día 8 de marzo de 2012 se presentó una disminución del flujo de partículas del orden del 6% en un periodo de aproximadamente 24 horas. El detector tarda alrededor de ocho días en recuperar los niveles de conteo previos al decrecimiento. El perfil observado corresponde al fenómeno conocido como un decrecimiento Forbush. Como expliqué en el Capítulo 1, éste es un fenómeno mundial que debe haber sido observado por todos los detectores colocados en la Tierra. En efecto, el fenómeno fue detectado por monitores de neutrones en diversos sitios de nuestro planeta como puede apreciarse en la figura 4.18. En esta figura, observamos que los tres monitores de neutrones considerados presentan una disminución en la intensidad, la cual está normalizada respecto al máximo valor registrado en el periodo que cubre dicha grafica. El registro del fenómeno descrito constituye una validación de que, en efecto, el flujo detectado por el mini-SciBar corresponde a partículas de la radiación cósmica secundaria.

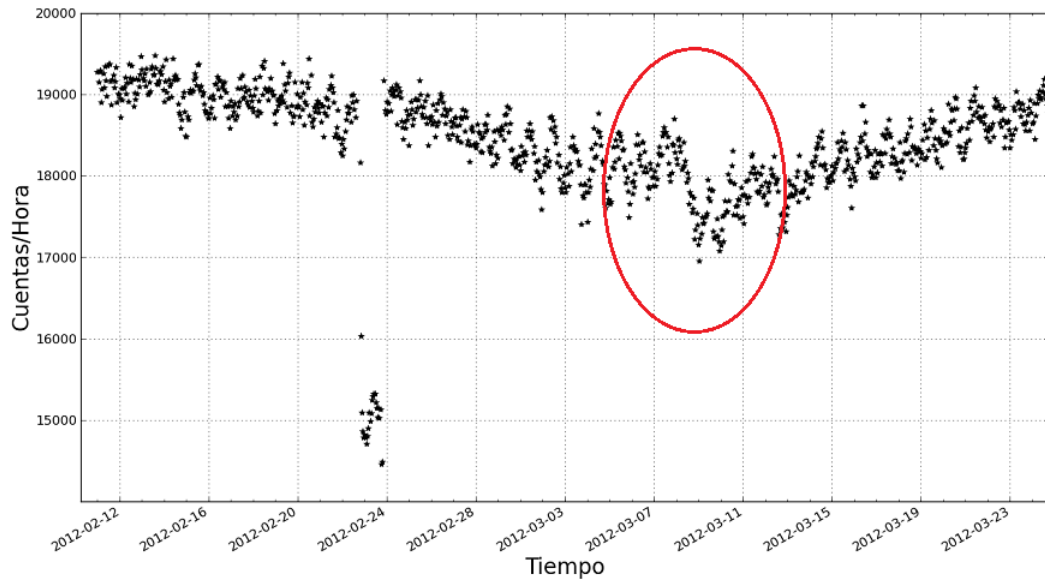


Figura 4.17: Flujo de partículas que cruzan todas las capas de plástico centellador del detector, medido en la cima del volcán Sierra Negra, en esta figura se observa un decrecimiento Forbush el 8 de marzo de 2012.

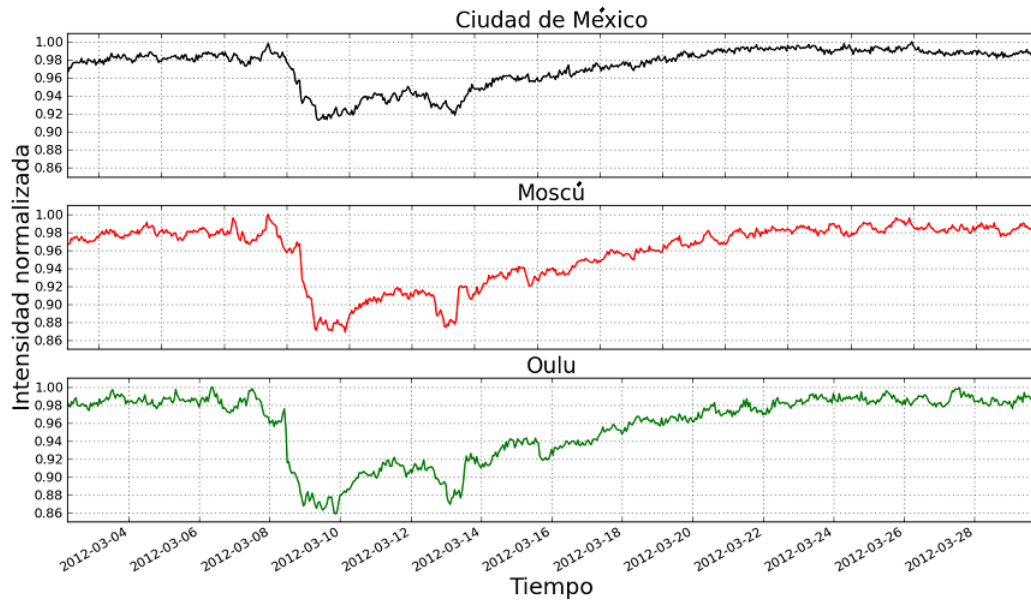


Figura 4.18: Registro de un decrecimiento Forbush en los monitores de neutrones de la Ciudad de México, Moscú y Oulu. La escala de la intensidad esta normalizada respecto al máximo valor registrado en el periodo que se muestra [México <http://www.cosmicrays.unam.mx/>, Moscú <http://helios.izmiran.troitsk.ru/cosray/main.htm> y Oulu <http://cosmicrays oulu.fi/>]

Conclusiones

En el presente trabajo se analizaron los conteos de electrones y muones registrados por el mini-SciBar un detector prototipo de la radiación cósmica, cuando estuvo operando en la cima del volcán Sierra Negra, en el Estado de Puebla, entre noviembre de 2010 y abril de 2012.

La primera conclusión que puede extraerse es que se demostró que es factible operar un detector de las características del mini-SciBar bajo las condiciones extremas que implica una altura de 4580 *msnm*.

Mediante el análisis de los resultados de una simulación numérica del detector se estudió la posibilidad de establecer métodos para diferenciar las señales producidas por distintas especies de rayos cósmicos secundarios.

En un primer intento, se determinó la energía depositada por las partículas a su paso por las barras de plástico centellador del detector, llegándose a la conclusión de que, estadísticamente, la energía depositada en éstas por las distintas especies es equivalente.

Basándose en el número de barras centelladoras excitadas al paso de las partículas, fue posible establecer un criterio que permitiera diferenciar los registros de electrones y de muones, dado que se encontró que los electrones producen, en general, trazas con un mayor número de barras. Se seleccionaron estas dos especies puesto que tienen un flujo que es al menos diez veces más abundante que el de otras, a la profundidad atmosférica en la que se encontraba colocado el detector (575 g/cm^2). El criterio establecido no produce una separación total de los dos flujos, sin embargo si proporciona herramientas para corregir las cuentas/hora calculadas.

Considerando lo expuesto en los párrafos anteriores, se obtuvo que el flujo de electrones registrado con el mini-SciBar es aproximadamente de 4,400 electrones/hora, cal-

culando el número de electrones cuya traza es indistinguible con la de los muones, el flujo real de electrones debe ser aproximadamente de 5700 electrones/hora. Por otro lado, el flujo de muones medido con el detector es aproximadamente de 14,000 muones/hora, si omitimos la cantidad calculada de electrones que contribuyen a este conteo debido a que su traza es indistinguible con la de los muones, el flujo real de muones debe ser aproximadamente de 12700 muones/hora.

Bibliografía

Libros

- Beiser A. *Concepts of Modern Physics*. McGraw-Hill, sixth edition, 2003.
- Fravenfelder H. and Henley E. M. *Subatomic Physics*. Prentice-Hall, Inc. 1974.
- Gaisser T. K. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, primera edición, 1990.
- Grieder P. K. F. *Cosmic Rays at Earth*. Library of Congress Cataloging in Publication Data, ELSEVIER SCIENCE B. V. Primera edición 2001.
- Knoll G. F. *Radiation Detection and Measurement*. Third Edition. New York, J. Wiley, 2000.
- Longair M. S. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, segunda edición, 1992.
- Montgomery D. J. *Cosmic ray physics*. Princeton University, press, 1949
- Parks G. K. *Physics of Space Plasma, An Introduction*. Westview Press, segunda edición, 2004.

Artículos

- Alvarez L. and Compton A.H. *A Positively Charged Component of Cosmic Rays*. The Physical Review. Vol. 43, 835-836, April 22, 1933.
- Johnson T.H. and Compton A.H. *The Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation*. The Physical Review. Vol. 43, 834-835, May 15, 1933.
- Lemaître G. and Vallarta M.S. *On Comptons Latutude Effect of Cosmic Radiation*. The Physical Review. Vol. 43, No. 2, January 15, 1933.
- Nitta K. et al. *The K2K SciBar detector*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A. 535, 2004.
- Sako T. et al. *Super Solar Neutron Telescope for the Next Solar Maximun*. 28th International Cosmic Ray Conference, pp. 3437-3440. 2003 by Universal Academy Press, Inc.

Yamamoto S. et al. *Desing, Construction, and Initial Performance of SciBar Detector in K2K experiment*. IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol. 52, No. 6, December 2005.

Yoshida M. et al. *Development of the Readout System for the K2K SciBar Detector*. IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol. 51, No. 6, December 2004.

Tesis

Hasegawa M. *Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with Neutrino-Nucleus Interaction Studies in the K2K Experiment*. Department of Physics, Graduate School of Science, Kyoto University, 2006.

Nagai Y. M. Sc. Thesis, Graduate School of Science, Nagoya University, Nagoya, Japan.

Pelayo Ramos R. *Teorías de Tecnicolor y Rayos Cósmicos Ultra Energéticos*. Tesis de Doctorado en Ciencias, Departamento de Física, Centro de Investigación y Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, 2007.