



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

DETECCIÓN DE PARTÍCULAS ENERGÉTICAS SOLARES
EN LA SUPERFICIE TERRESTRE.

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS

PRESENTA:

ERNESTO ORTIZ FRAGOSO

TUTOR PRINCIPAL:

DR JOSÉ FRANCISCO VALDÉS GALICIA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNAM

COMITÉ TUTOR:

DR JORGE ALBERTO PÉREZ Y PERAZA
INSTITUTO DE GEOFÍSICA, UNAM

DR GUSTAVO ADOLFO MEDINA TANCO
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX., AGOSTO 2016



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

A mi amada esposa Arely, a mi hermosa princesa Zaira, a mi ingenioso Emiliano, a mis padres y a mis hermanos, por ser parte de mi vida y mi aprendizaje, por su apoyo incondicional, y por la motivación que me brindan para mi superación humana y profesional.

A mi tutor, Dr José Francisco Valdés Galicia, por las ideas, discusiones y aportaciones en el desarrollo de este trabajo, y sobre todo, por sus consejos y la amistad que me ha brindado.

A mi comite tutor, Dr Jorge Alberto Pérez y Peraza y Dr Gustavo Adolfo Medina Tanco, por sus comentarios y observaciones que enriquecieron este trabajo.

A los integrantes de mi jurado, Dr Lukas Nellen Filla, Dr Efraín Rafael Chávez Lomelí, Dr Alberto Carramiñana Alonso y Dra Karen Salomé Caballero Mora, por revisar este trabajo y aportar observaciones que lo enriquecieron.

Al Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica (INAOE), por permitir la realización de los experimentos mini-SciBar y SciCRT en sus instalaciones, y muy en especial al Dr Alfonso Serrano, al Dr José Guichard y al Dr Alberto Carramiñana Alonso, quienes fueron directores de INAOE y nos han brindado todas las facilidades para ocupar un predio y tener todos los servicios necesarios en Sierra Negra desde 2003 a la fecha.

A mis compañeros de trabajo Fís Alejandro Hurtado Pizano, Ing Octavio Musalem Clemente, M en C Rocío García, M en C Marcos Anzorena, Dr Luis Xavier González, M en C Omar Musalem, M en C Marco Barrantes, Ing Roberto Taylor y demás, por el apoyo en los experimentos, por las ideas ingeniosas, pero sobre todo por su amistad.

Índice general

Resumen	5
Abstract	7
1. Física Solar y Rayos Cósmicos Solares	9
1.1. Introducción	9
1.2. Manchas solares	12
1.2.1. Grupos de manchas solares	14
1.2.2. Ciclo de las manchas solares	14
1.3. Filamento (prominencia)	15
1.4. Fulguraciones solares	16
1.4.1. Liberación de energía	21
1.4.2. Transporte de energía	24
1.4.3. Aceleración de partículas	27
1.5. Eyecciones de masa coronal	29
1.6. Rayos Cósmicos Solares	32
1.6.1. Interacción de partículas aceleradas con la atmósfera solar	34
1.6.2. Rayos gamma	37
1.7. Producción de neutrones solares	41
1.7.1. Observaciones de neutrones solares	44
1.8. Rayos cósmicos en la heliósfera y en la atmósfera terrestre	47
1.8.1. Rayos Cósmicos Primarios	49
1.8.2. Modulación solar de los rayos cósmicos	52
1.8.3. Rayos Cósmicos Secundarios	54
1.8.4. Propagación de neutrones solares en la atmósfera terrestre	61
2. mini-SciBar: detector prototipo de rayos cósmicos y su calibración	62
2.1. Introducción	62

2.2.	El fenómeno de centelleo	62
2.2.1.	Mecanismo de centelleo en materiales orgánicos	63
2.3.	mini-SciBar	66
2.3.1.	Plástico centellador	67
2.3.2.	Fibra óptica	68
2.3.3.	Sistema de lectura y registro	70
2.4.	Calibración del mini-SciBar	74
2.4.1.	Calibración vía simulación Monte Carlo	75
2.4.2.	Calibración vía datos	77
2.4.3.	Separación de las señales de rayos cósmicos y señales de ruido	79
3.	Separación de electrones y muones en los datos del mini-SciBar	82
3.1.	Introducción	82
3.2.	Método desarrollado con ayuda de una simulación Monte Carlo, para la separación de electrones y muones en los datos del mini-SciBar	83
3.3.	Flujo de electrones y muones registrado por el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra	87
3.4.	Comportamiento del flujo de electrones y muones con diversos espesores de plomo sobre el detector	88
3.5.	Conclusiones del capítulo	93
4.	Selección de señales de protones de la radiación cósmica secundaria en los datos del mini-SciBar	94
4.1.	Introducción	94
4.2.	Método desarrollado para seleccionar señales de protones en los datos del mini-SciBar	95
4.3.	Flujo de protones registrado por el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra	97
4.4.	Conclusiones del capítulo	99
5.	Criterio de selección de neutrones y rayos gamma	101
5.1.	Introducción	101
5.2.	Método desarrollado con ayuda de una simulación Monte Carlo, para separar señales de neutrones y rayos gamma en los datos del mini-SciBar	102
5.3.	Flujo de neutrones y rayos gamma en la cima del volcán Sierra Negra	108
5.4.	Conclusiones del capítulo	110

6. Propuesta de la metodología obtenida con el mini-SciBar para su aplicación en el SciCRT	112
Conclusiones	117
Apéndice	119
Bibliografía	137

Índice de figuras

1.1. Diagrama de la mariposa, representación grafica de la variación latitudinal de las manchas solares.	15
1.2. Representación esquemática de la reconexión magnética, en a) se observa una estructura magnética emergiendo de la superficie solar, en b) la formación de la hoja de corriente, y en c) el punto de la reconexión magnética.	22
1.3. Esquema de la reconexión magnética, en una hoja de corriente.	23
1.4. Variación temporal típica de emisiones observadas en varias longitudes de onda durante una fulguración (Shibata, 2011).	25
1.5. Configuración magnética de la fase impulsiva (panel izquierdo) y gradual (panel derecho) de una fulguración.	26
1.6. Composición química de los rayos cósmicos, comparados con la abundancia de elementos en el sistema solar.	50
1.7. Espectro de energía de los rayos cósmicos.	51
1.8. Esquema de la variación diurna.	53
1.9. 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).	54
1.10. Decrecimiento Forbush registrado en los Monitores de Neutrones de Oulu y Ciudad Universitaria.	55
1.11. Esquema de un chubasco atmosférico, iniciado por la colisión de un protón primario u un núcleo atmosférico.	59
1.12. Flujo vertical de las diferentes componentes de los rayos cósmicos en la atmósfera terrestre (Longair, 1992).	60
2.1. Representación esquemática de los niveles de energía de una molécula (Knoll, 2000).	65

2.2. Arreglo de las barras centelladoras del mini-SciBar.	67
2.3. Espectro de emisión del plástico centellador utilizado para la fabricación de las barras del mini-SciBar.	68
2.4. Espectro de absorción y emisión de la fibra óptica <i>WLS</i>	69
2.5. Esquema de la estructura de la fibra óptica <i>WLS</i> , y el ángulo máximo de reflexión.	69
2.6. Tubo fotomultiplicador multi-ánodo (MAPMT) y fibras ópticas colocadas en las barras de centelleo del mini-SciBar.	70
2.7. Representación gráfica de la amplificación de una señal en un MAPMT.	71
2.8. Tarjeta front end board (FEB) del mini-SciBar, el diagrama de bloques es presentado en la figura 2.9.	72
2.9. Diagrama de bloque de los ASICs.	73
2.10. Tarjeta back end board (BEB) del mini-SciBar.	74
2.11. Fotografía con esquema superpuesto 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).	75
2.12. Diagrama de bloques de la compuerta lógica <i>AND</i> y <i>OR</i> de la TB.	76
2.13. Diagrama de la conexión del mini-SciBar. Los fotones producidos en las barras de centelleo son recolectados por la fibra óptica y transportados a los MAPMTs, éstos son convertidos en pulsos eléctricos, amplificados y enviados a las FEBs. Cuando una señal excede un umbral establecido en las FEBs una señal de "hit" es enviada a la TB a través de la BEB. Entonces una señal de disparo es creada por la TB y enviada de regreso a las FEBs, después de aproximadamente $10 \mu s$, una señal analógica es enviada a la BEB, donde es convertida a un valor digital. Por último la señal es enviada a la computadora para su almacenamiento.	77
2.14. Espectro de una de las barras del mini-SciBar, obtenido al inyectar muones con energía cinética de 800 MeV a un ángulo de incidencia de 0^0 . La curva roja es un ajuste gaussiano al pico de la señal de muones.	78
2.15. Espectro de una de las barras del mini-SciBar, obtenido con datos crudos registrados con 5 cm de plomo sobre el detector. La curva roja es un ajuste gaussiano al pico de la señal de la radiación cósmica. La distribución en color amarillo, llamada pedestal, es una muestra del ruido registrado cuando no se cumple la condición de "hit" (ver sección 2.2.3).	79
2.16. Localización esquemática del <i>DMM</i> y umbral, de un canal del mini-SciBar.	80

3.1. Energía depositada en cada barra que cruzan electrones y muones en el mini-SciBar.	84
3.2. Traza de un muon con energía cinética de 500 <i>MeV</i> , inyectado con un ángulo de incidencia de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar.	85
3.3. Traza de un electrón con energía cinética de 100 <i>MeV</i> , inyectado con un ángulo de incidencia de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar.	85
3.4. Distribución del número de barras disparadas por el paso de electrones y muones a través del arreglo de barras de centelleo del mini-SciBar. La distribución de electrones está normalizada a 2,873 cuentas, la distribución de muones está normalizada a 18,606 cuentas.	86
3.5. Trazas obtenidas de los datos del mini-SciBar, la cual satisface el criterio de selección para muones.	87
3.6. Trazas obtenidas de los datos del mini-SciBar, la cual satisface el criterio de selección para electrones.	88
3.7. Contribución de las diferentes fuentes en el flujo electrones con diferentes espesores de plomo sobre el mini-SciBar, obtenido de los resultados de la simulación Monte Carlo. Los círculos representan aquellos producidos en la atmósfera (radiación cósmica secundaria), los cuadrados son los producidos de rayos gamma (vía producción de pares), y los triángulos son los producidos por muones (vía emisión delta).	89
3.8. Flujo de electrones en función del espesor de plomo colocado sobre el mini-SciBar (normalizado a 5,700 <i>cuentas/hora</i>). Los datos del experimento están representados con círculos y los datos de la simulación con cuadrados. Los resultados de la simulación son la suma de todos los electrones producidos por los tres procesos posibles (ver figura 3.5). . .	91
3.9. Flujo de muones en función del espesor de plomo colocado sobre el mini-SciBar (normalizado a 12,700 <i>cuentas/hora</i>). Los datos del experimento están representados por círculos y los datos de la simulación por cuadrados. . .	92
4.1. Energía depositada por protones al cruzar la primer capa de barras de centelleo del mini-SciBar, obtenida de la simulación.	96
4.2. Energía depositada por protones con 100 <i>MeV</i> de energía cinética inyectados al tope del mini-SciBar, obtenida de la simulación. El eje horizontal representa la profundidad del detector de acuerdo al número de capa del arreglo de barras de centelleo.	97

4.3. Traza de un protón con energía cinética de 100 <i>MeV</i> , inyectado en el mini-SciBar con un ángulo de incidencia de 0°, obtenida de la simulación Monte Carlo.	98
4.4. Energía depositada por protones con 200 <i>MeV</i> de energía cinética inyectados al tope del mini-SciBar, obtenida de la simulación. El eje horizontal representa la profundidad del detector de acuerdo al número de capa del arreglo de barras de centelleo.	99
4.5. Energía depositada por protones con diferente de energía cinética inyectados al tope del mini-SciBar, obtenida de la simulación. El eje horizontal representa la profundidad del detector de acuerdo al número de capa del arreglo de barras de centelleo.	100
4.6. Traza obtenida de los datos del mini-SciBar, el patrón de deposición de energía es similar al patrón obtenido de la simulación Monte Carlo, de un protón con energía cinética de 100 <i>MeV</i>	100
5.1. Esquema que representa el sistema de anticoincidencia entre las barras exteriores (grises) y las barras interiores (blancas) del mini-SciBar, para separar la radiación neutra de partículas cargadas.	103
5.2. Traza de un neutrón con energía cinética de 100 <i>MeV</i> inyectado en el mini-SciBar con un ángulo incidente de 0°, obtenida de la simulación Monte Carlo.	104
5.3. Traza de un rayo gamma con energía cinética de 100 <i>MeV</i> inyectado en el mini-SciBar con un ángulo incidente de 0°, obtenida de la simulación Monte Carlo.	105
5.4. Distribuciones de la máxima energía depositada por neutrones en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los neutrones se inyectaron con un ángulo de incidencia de 0°, con diferente energía cinética; se utilizó un espectro plano de energía.	106
5.5. Distribuciones de la máxima energía depositada por neutrones en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los neutrones se inyectaron con una energía cinética de 200 <i>MeV</i> , con diferente ángulo de incidencia.	107
5.6. Distribuciones de la máxima energía depositada por rayos gamma en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los rayos gamma se inyectaron con un ángulo de incidencia de 0°, con diferente energía cinética.	108

5.7. Distribuciones de la máxima energía depositada por rayos gamma en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los rayos gamma se inyectaron con una energía cinética de 100 <i>MeV</i> , con diferente ángulo de incidencia.	109
5.8. Distribuciones de la máxima energía depositada por neutrones (cuadrados) y rayos gamma (círculos) en una barra del mini-SciBar, obtenidas de la simulación Monte Carlo. Para ambas especies: 1) la distribución es la suma de las distribuciones obtenidas en un rango de energía entre 100 <i>MeV</i> y 1 <i>GeV</i> y para ángulos de incidencia entre 0° y 70°, 2) la distribución angular es $I(\theta) = I_{(\theta=0^\circ)} \text{Cos}^4\theta$, y 3) sus respectivos espectros de energía fueron tomados de (Grieder, 2001).	110
5.9. Traza obtenida de los datos del mini-SciBar al aplicar el criterio de selección de neutrones.	111
5.10. Traza obtenida de los datos del mini-SciBar al aplicar el criterio de selección de rayos gamma.	111
6.1. Foto del SciCRT, en ella observamos el arreglo de las barras de centelleo, distribuidas en los 8 bloques apilados uno encima del otro, cada bloque contiene 8 capas de plástico centellador (con un espesor de 20 <i>cm</i>). . .	113
6.2. Esquema del método en la detección de neutrones de un TNS (izquierda) y del SciCRT (derecha).	114
6.3. Escaladores horarios del bloque 1 (marcadores negros) y bloque 3 (marcadores rojos) del SciCRT, normalizados a 2.6×10^6 <i>cuentas/hora</i> . . .	115

Resumen

En este trabajo se presentan los métodos desarrollados e implementados para separar y medir el flujo de las diversas partículas y rayos gamma que constituyen la radiación cósmica secundaria, haciendo uso de los datos de un detector prototipo de radiación cósmica, llamado mini-SciBar, que operó de Octubre de 2010 a Julio de 2012 en la cima del volcán Sierra Negra, Estado de Puebla, a una altitud de 4,580 *msnm*.

Los métodos para la separación de las diversas especies de rayos cósmicos secundarios, se obtuvieron con ayuda de los resultados de una simulación Monte Carlo realizada para el detector. Estos métodos no proporcionan una separación inequívoca de las especies, sin embargo, proporcionan herramientas que permiten hacer estimaciones de los flujos reales. Por lo que permiten la mejor caracterización posible del detector y una evaluación realista de sus capacidades. Los métodos aquí desarrollados constituyen una base firme para utilizarse en los análisis de los datos del detector llamado en inglés: Scintillator Cosmic Ray Telescope (SciCRT), versión en tamaño real del prototipo.

En el primer capítulo se describen los principales fenómenos generados por la actividad solar, haciendo énfasis en la reconexión magnética como proceso de producción de neutrones solares. También se presentan los mecanismos de interacción de la radiación cósmica primaria con el material atmosférico terrestre, y los procesos de producción de la radiación cósmica secundaria.

En el segundo capítulo se describe a detalle la estructura y la forma de operar del mini-SciBar, también se presenta la calibración del detector.

En el tercer capítulo se presenta el método desarrollado para separar las señales de electrones de las señales de muones, empleando una técnica de análisis basada en la forma de la traza que generan estas partículas al cruzar a través del mini-SciBar.

En el cuarto capítulo se presenta el método generado en este trabajo para seleccionar protones, haciendo uso del patrón de deposición de energía que generan al cruzar el detector.

En el quinto capítulo se presenta el método para separar las señales de la radiación neutra de las señales de partículas cargadas, también se presenta una técnica novedosa para separar las señales de neutrones de las señales de rayos gamma, basada en la máxima energía que depositan estas especies en una barra de centelleo del detector.

El mini-SciBar es un detector prototipo del SciCRT, detector que opera en el mismo sitio desde Septiembre de 2013 a la fecha, por ello, en el capítulo seis vislumbramos la implementación y ampliación de los métodos desarrollados para el mini-SciBar en los datos del SciCRT.

En las conclusiones se presentan los resultados cualitativos y cuantitativos obtenidos con el mini-SciBar.

Abstract

In this work I present the methods developed and their implementation to separate and measure the fluxes of the various species constituting the secondary cosmic radiation, using data from a cosmic radiation detector, named mini-SciBar, which operated from October 2010 to July 2012 on the top of the Sierra Negra volcano, Mexico, at an altitude of 4,580 *masl*. The mini-SciBar is a prototype of a much larger detector, named Scintillator Cosmic Ray Telescope (SciCRT), life-size version of the prototype.

The methods for the separation of the various species of secondary cosmic rays, were obtained with the help of the results of a Monte Carlo simulation performed for this detector. These methods do not provide an unequivocal separation of species, they however provide tools that allow us to estimate the real fluxes; thus allowing the best possible characterization of the detector and a realistic assessment of their capabilities. The methods developed here provide a firm base to use in the analysis of data of the SciCRT.

In the first chapter I describe the main phenomena generated by solar activity, with emphasis on magnetic reconnection as production process of solar neutrons. The mechanisms of interaction of primary cosmic radiation with the Earth's atmospheric material and production processes of secondary cosmic radiation are also presented.

In the second chapter I describe in detail the structure and how the mini-SciBar operates, the calibration of the detector is also presented.

In the third chapter I present the method developed to separate electron from muon signals using a technique based on the shape of the trace generated by these particles when crossing through the mini-SciBar.

In the fourth chapter I present the method developed to select protons, using the

energy deposition pattern generated when they cross the detector.

In the fifth chapter I present the method developed to separate the neutral radiation signals from the charged particles, a novel technique is also presented to separate the neutron signals from gamma-ray signals based on the maximum energy that they deposited in the scintillator plastic.

As the mini-SciBar is a prototype of SciCRT detector operating in the same place since September 2013 to date, in chapter six I outline a possible implementation and expansion of the developed methods for the mini-SciBar on the data of the SciCRT.

In the conclusions I make a summary of the main qualitative and quantitative results obtained in this work.

Capítulo 1

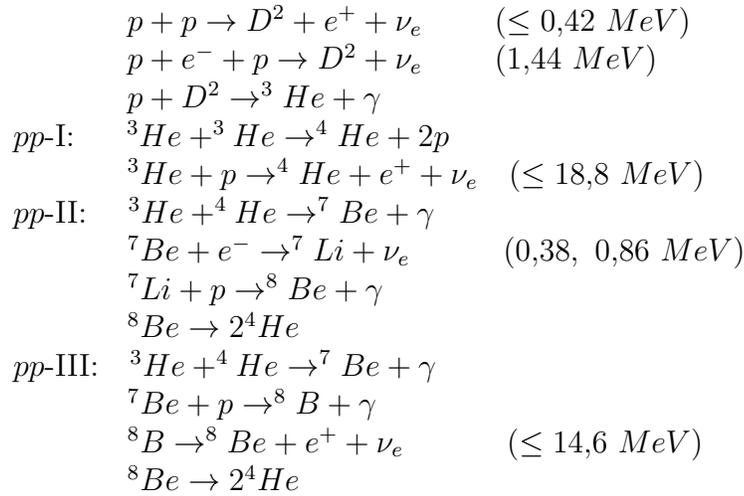
Física Solar y Rayos Cósmicos Solares

1.1. Introducción

El Sol juega un papel central en dos aspectos importantes: primero, éste es un laboratorio cósmico para la investigación de procesos que ocurren en su interior y exterior que no pueden ser reproducidos en el ambiente terrestre, y segundo, su relativa cercanía a la Tierra nos permite hacer observaciones de sus capas atmosféricas con una relativa alta resolución, que permite estimar condiciones en otras estrellas (Antia et al., 2003).

Formado aproximadamente hace 4 mil 600 millones de años de una nube de polvo y hielo, el Sol es una estrella con una temperatura superficial de $5700\text{ }^{\circ}K$ aproximadamente. El campo magnético del Sol presenta un ciclo de 22 años aproximadamente, cuya evolución genera la actividad de éste, con manifestaciones tales como explosiones poderosas cuyos efectos se extienden hasta los límites del sistema solar. La fuerza gravitacional de la materia que compone el Sol se concentra en su núcleo, una región que se extiende desde el centro hasta 0.25 radios solares. La presión ($\sim 10^{11}\text{ atm}$) y la temperatura ($\sim 10^7\text{ }^{\circ}K$) en esta zona son tan altas que las interacciones nucleares se dan "naturalmente", dado que el elemento más abundante en el Sol es el hidrógeno, las interacciones entre protones tienen gran probabilidad de ocurrir. La presión fuera del núcleo es relativamente baja, de tal manera que en esta zona ya no se produce fusión nuclear, pero a la vez, es suficientemente alta como para evitar movimientos de masa (Mendoza et al., 2013).

La fuente de energía del Sol proviene de las reacciones termonucleares que se llevan



Cuadro 1.1: Cadena protón-protón

a cabo en su núcleo. Estas interacciones nucleares convierten el hidrogeno en helio, principalmente a través de la cadena protón-protón, como se muestra en la tabla 1.1 (Antia et al., 2003). Esta energía es transportada del núcleo hasta aproximadamente 0.7 radios solares en forma de radiación electromagnética, por ello, la región localizada entre 0.25 y 0.7 radios solares es llamada zona radiativa. Al llegar al límite superior de esta zona, la radiación deja de ser un mecanismo eficiente de transporte de energía, la temperatura y la presión a esta distancia han disminuido considerablemente, lo que genera que algunos electrones sean atrapados y formen hidrógeno parcialmente ionizado que aumenta la opacidad de la región. Lo anterior, genera un gradiente de temperatura permitiendo movimientos macroscopicos de masa, esta región que se extiende desde 0.7 radios solares hasta la superficie, es llamada zona convectiva (Mendoza et al., 2013).

El interior del Sol es altamente opaco a la radiación electromagnética, sin embargo, de él emana este tipo de radiación ($\sim 5,000 \text{ \AA}$) de una capa cuyo espesor es de aproximadamente 500 km llamada fotosfera, esta zona es la transición entre el interior y la atmósfera. Los fotones generados en el núcleo del Sol, en su camino al exterior son absorbidos y reemitidos en frecuencias más bajas (desde rayos gamma hasta el visible) de forma aleatoria alrededor de 10^{21} veces, su camino medio es de algunos centímetros, para llegar a la fotosfera les lleva un tiempo aproximado de 10,000 años (Mendoza et al., 2013).

La cromósfera es una región que se extiende por encima de la fotosfera, hasta una altura de 2,000 Km aproximadamente. Entre el límite superior de la cromósfera y la

corona se localiza la región de transición con un espesor de $\sim 1,000 \text{ Km}$, donde la temperatura se incrementa rápidamente de 25,000 a 500,000 $^{\circ}\text{K}$ aproximadamente. En términos de densidad, la cromósfera ($\sim 10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$) es sustancialmente más tenue que la fotosfera ($\sim 10^{-7} \text{ g cm}^{-3}$), la intensidad de la radiación emitida es varias decenas de miles de veces menor que en la fotosfera. En la región formada por la alta fotosfera y la baja cromósfera, el continuo de radiación fotosférica es absorbida, produciendo líneas oscuras de absorción por ciertos átomos e iones (como el Ca). Esta región es conocida como capa inversora. Además de absorber la radiación fotosférica, la cromósfera también emite radiación, pero debido a su baja densidad la emisión es débil, lo que hace que la cromósfera no sea visible con la intensa fotosfera de fondo (Antia et al., 2003).

Dentro de la red cromosférica ocurre un fenómeno magnético de gran escala: son los filamentos, también llamados protuberancias o prominencias, éstos son tubos de estructura helicoidal de plasma y campo magnético (Mendoza et al., 2013). En la sección 1.3 hablaremos de ellos con mayor detalle.

Más allá de la cromósfera (varios radios solares) se extiende una capa muy tenue de la atmósfera solar, llamada corona solar. Debido a que la densidad de la corona es tan baja, la emisión de ésta es cien millones de veces menor que la emisión fotosférica, por lo anterior, la corona solar solo es visible durante un eclipse total o mediante dispositivos especiales denominados coronógrafos (Antia et al., 2003).

La actividad solar presenta variaciones de larga duración a escala global, también presenta fenómenos explosivos de corta duración que se producen en la atmósfera solar. La energía liberada en los eventos explosivos genera el movimiento de una gran cantidad de masa, aceleración de partículas e incremento en la intensidad de la radiación entre longitudes de ondas de radio, hasta rayos gamma. La erupción de filamentos, las fulguraciones solares, y las eyecciones de masa coronal (para más detalles, ver las secciones 1.3, 1.4 y 1.5 respectivamente) son algunos de los fenómenos transientes y explosivos más espectaculares de la actividad solar, en particular, cuando ésta se encuentra en, o cerca del máximo en su ciclo.

El término actividad solar comprende fenómenos que ocurren en la fotosfera y en la cromósfera, así como perturbaciones en la corona. La actividad solar también hace referencia a procesos magnéticos, que frecuentemente dan lugar a las manchas solares. A menudo, las prominencias y las perturbaciones coronales son asociadas con las manchas

solares, pero tambi3n existen tipos de actividad solar que no involucran directamente las manchas solares, como lo son la aparici3n de tubos magn3ticos de flujo y variaciones en el campo magn3tico solar global (Benestad, 2006).

1.2. Manchas solares

Las manchas solares tienen un diámetro t3pico de 10,000 a 20,000 *km*, poseen campos magn3ticos muy intensos (del orden de 3,000 *G* en la regi3n central). Pueden observarse en la superficie solar como una estructura que posee un n3cleo oscuro llamado umbra, cuya temperatura es mucho menor (4,000 $^{\circ}K$) en comparaci3n con la temperatura de la atm3sfera solar y una zona llamada penumbra que rodea al n3cleo, la cual presenta un mayor brillo. El color oscuro de las manchas solares es atribuido al menor transporte de energ3a v3a convecci3n, resultado de los intensos campos magn3ticos. El campo magn3tico en el centro de la umbra presenta una orientaci3n practicamente vertical que se inclina con la distancia radial hasta alcanzar unos 70° respecto a la vertical en los bordes de la penumbra, lugar donde los campos magn3ticos llegan a alcanzar una intensidad de 1,000 *G*. Debido a movimientos de fluidos con velocidades de varios *km/s* la penumbra posee filamentos radiales, 3sto es conocido como efecto Evershed, descubierto en Kodaikanal India, en 1909 (Antia et al., 2003). La umbra de las manchas solares tambi3n presenta una estructura fina en forma de puntos brillantes con diámetros t3picos de 150 *km*. Los mecanismos f3sicos responsables de estas estructuras est3n relacionados con los movimientos convectivos en campos magn3ticos cuya orientaci3n es vertical.

En 1843, Schwabe descubri3 que el n3mero de manchas solares presentaba una variaci3n temporal de aproximadamente 10 a3os entre m3ximo y m3nimo. Algunas veces se hace referencia al ciclo de manchas solares como ciclo Schwabe, en honor a su descubridor, o simplemente ciclo solar. En 1852, Wolf encontr3 que el per3odo del ciclo solar era m3s cercano a 11.1 a3os. En la actualidad se sabe que la periodicidad de los ciclos no es constante, y puede variar entre 9 y 12 a3os (Benestad, 2006).

La presi3n del gas dentro de la mancha solar es menor que fuera de 3sta, y la superficie solar presenta ligeras depresiones en las regiones de las manchas. Se requieren fuerzas magn3ticas para mantener un balance y evitar que el material ambiente fluya hacia dentro, destruyendo la regi3n de baja presi3n. La superficie de la umbra est3 sumergida entre 500 y 700 *Km* (Benestad, 2006). En estado estacionario, la diferencia

de presión dentro y fuera de la umbra la debe equilibrar la fuerza magnética:

$$\Delta p = \frac{|\vec{B}|^2}{8\pi} \quad (1.1)$$

La presión del gas en la umbra es menor que en la fotosfera por un factor de entre 2 y 3.

Corrientes eléctricas en las manchas solares pueden ser disipadas por calentamiento Joule, este proceso juega un papel importante en la formación y difusión de los campos magnéticos en las manchas solares. La conductividad en las manchas solares tiene una magnitud de 1 a 2 ordenes menores que en la fotosfera, lo cual es consistente con la explicación de Michard acerca de que las manchas solares son más transparentes que la fotosfera. Una proyección de las regiones de la penumbra cerca del limbo solar (efecto Wilson) también indican que las manchas solares son más transparentes que sus alrededores (Benestad, 2006).

La penumbra tiene una estructura compuesta por filamentos, los primeros modelos de la penumbra la consideraban una estructura superficial, sin embargo, en la actualidad se ha deducido que la penumbra debe tener una estructura profunda. Las líneas de campo magnético en las regiones oscuras se consideran que son horizontales, mientras que los filamentos brillantes son asociados con un campo magnético que está inclinado con respecto a la vertical (35° cerca del borde exterior de la penumbra, y 45° cerca de la umbra) (Benestad, 2006).

Mediciones de corrimiento Doppler también indican la existencia de un movimiento de hundimiento en la región de la mancha solar, generado por la entrada y salida de flujo, similar a una celda de convección. De esta forma, el flujo que emana en la penumbra decrece con la altitud hasta un nivel crítico donde la dirección del flujo es revertida y explica la salida de un flujo en la fotosfera (nivel bajo) y la entrada de un flujo en la cromósfera (nivel alto) (Benestad, 2006).

1.2.1. Grupos de manchas solares

Las manchas solares a menudo aparecen en grupos, unas asociadas con otras cuya estructura de campo magnético es similar. Algunas manchas solares son conocidas como guías y otras como seguidoras, lo que se establece en función de la rotación del Sol.

En 1913, Hale y colaboradores descubrieron que en cada hemisferio, los campos magnéticos conectados a las manchas solares cambian de dirección aproximadamente cada 22 años (Benestad, 2006). Los campos magnéticos conectados con las manchas solares están alineados casi en paralelo con el ecuador, presentando direcciones opuestas los del hemisferio norte respecto a los del hemisferio sur. La variación de 22 años es conocida como ciclo Hale. La forma toroidal del campo magnético invierte su dirección y polaridad en cada mínimo del número de manchas solares.

Hale y Nicholson en 1938 establecieron un esquema para la clasificación magnética de los grupos de manchas solares, con dos diferentes tipos: bipolar y complejo. Los bipolares son grupos de manchas solares que consisten de dos miembros asociados con polaridad magnética opuesta. La mayoría de los grupos con vida media mayor a un día, son inicialmente bipolares (Benestad, 2006).

1.2.2. Ciclo de las manchas solares

El campo magnético del Sol posee la propiedad de no presentar una distribución uniforme. Todos los flujos importantes que constituyen la estructura del campo general emergen en forma de manchas solares, las cuales están agrupadas, y restringidas a latitudes $< \pm 40^\circ$ (Zirin, 1989).

Una de las principales características del ciclo solar es el período de 11 años en la variación del número de manchas solares (Zirin, 1989). En 1854, Carrington reportó que la latitud media en la que se localizan las manchas solares se desplaza con el tiempo hacia el ecuador, una conclusión posteriormente confirmada por Wolf y Spörer. Las primeras manchas de un ciclo aparecen a una latitud de 30° norte y sur, y las últimas cerca del ecuador. En 1922 Maunder mostró la regularidad del ciclo en una representación gráfica llamada el diagrama de la mariposa (ver figura 1.1).

El número Zürich de manchas solares no es el número real de éstas, fue introducido

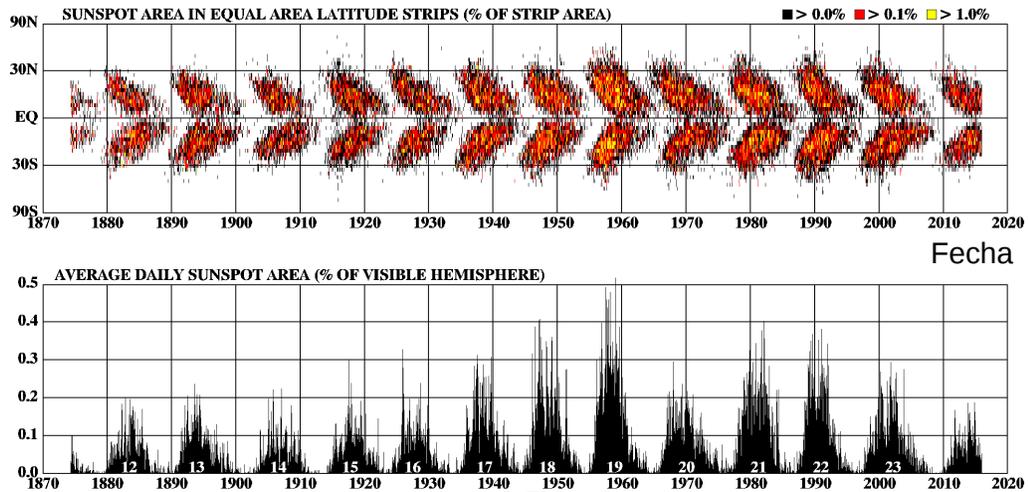


Figura 1.1: Diagrama de la mariposa, representación grafica de la variación latitudinal de las manchas solares.

por Wolf y se define como:

$$R = K(10g + f) \quad (1.2)$$

donde g es el número de grupos de manchas solares, f es el número de manchas individuales y k es un factor de corrección que depende de las observaciones, como lo son el tamaño del telescopio, las condiciones atmosféricas, entre otras.

El número Zürich subestima el número de manchas solares debido a que éste no es obtenido a partir de mediciones hechas con instrumentos de alta resolución (espacial y temporal); fotos de alta resolución de regiones activas muestran cientos de pequeñas manchas con un tiempo corto de vida, que son llamados poros (Zirin, 1989).

1.3. Filamento (prominencia)

Los flujos que emergen a la superficie solar son procesos esenciales ya que ellos contienen energía libre en su estructura magnética y es una de las formas de transportar dicha energía. Con las observaciones actuales aun sigue siendo difícil captar la totalidad de la estructura magnética del Sol, mientras que partes de la estructura pueden ser

deducidos de objetos observados, como los filamentos (o prominencias) que son observadas en el limbo del Sol (Shibata, 2011).

Cualquier nube de material visible en $H\alpha$ por encima de la superficie solar puede ser llamada filamento. Estas estructuras pueden vencer la fuerza de gravedad y emergen a la atmósfera debido a intensos campos magnéticos, durante una fulguración pueden ser expulsadas al espacio interplanetario, o pueden condensarse y convertirse en material coronal (Zirin, 1989).

Un filamento tiende a formarse en las proximidades de la línea de inversión de polaridad, separando las regiones de polaridad opuesta por medio de un canal (regiones de polaridad principal). El cuerpo principal del filamento es observado a lo largo de la línea de inversión de polaridad y es llamado "spine". También existen pequeñas regiones de flujo débil distribuidas en el canal del filamento, estas regiones que son llamadas parásitas o de polaridad de satélite comparadas con las regiones de polaridad principal, contribuyen en la formación de estructuras secundarias como lo son las pies del filamento llamadas "barbs". Un resultado importante sobre las regiones de polaridad parásita es que tienen polaridad opuesta cerca de la región de polaridad principal, y las líneas del campo magnético conectadas a las regiones de polaridad parásita lo hacen mediante una estructura cruzada (Shibata, 2011).

También existe la conocida regla de asimetría hemisférica sobre los filamentos, esto es, los filamentos dextrales tienden a aperecer en el hemisferio norte donde se observa que el campo magnético se tuerce siguiendo la regla de la mano izquierda, mientras que los filamentos sinistral es comunmente observados en el hemisferio sur donde el torcimiento diestro es dominante.

1.4. Fulguraciones solares

Las fulguraciones solares son fenómenos explosivos observados en la atmósfera solar. La energía liberada durante una fulguración es del orden de $10^{28} - 10^{32}$ erg, en forma de energía radiativa, cinética, térmica y no térmica. El tamaño de una fulguración depende de cada evento, en los eventos de menor tamaño la altura del bucle magnético asociado es menor que 10^4 km, mientras que en los eventos de mayor tamaño se han alcanzado alturas de 10^5 km. El tamaño de la fulguración afecta su duración y la cantidad de energía que libera (Shibata, 2011).

Una fulguraci3n solar se produce en zonas donde el campo magn3tico cambia de configuraci3n debido a campos magn3ticos que emergen, la reconfiguraci3n magn3tica es consecuencia del reordenamiento de l3neas de campo, las cuales almacenan energ3a que es liberada de forma abrupta. Esto ocurre con mayor frecuencia en zonas magn3ticamente neutras, donde los filamentos (nubes magn3ticas con material solar; para m3s informaci3n ver secci3n 1.3) son soportados por l3neas de campo verticales, lugar donde puede liberarse la energ3a magn3tica v3a reconexi3n magn3tica. El producto del proceso anterior, es un enorme flujo de part3culas energ3ticas con electrones de m3s de 10 MeV y nucleones de cientos de MeV. Las part3culas producidas v3a procesos t3rmicos generan un plasma muy caliente ($\sim 4 \times 10^7$ °K). El campo magn3tico fotosf3rico sufre peque1os cambios, mientras que las estructuras reconectadas se alteran sustancialmente, indicando que la configuraci3n magn3tica ha adoptado un estado de baja energ3a (Zirin, 1989).

Las fulguraciones fueron descubiertas debido a brillantamiento en luz blanca que producen y posteriormente, por medio de filtros pudieron ser observadas en la l3nea del $H\alpha$ (6563 Å) (Shibata, 2011). Generalmente $\sim 90\%$ de las fulguraciones se generan en regiones activas en la vecindad de manchas solares, donde las l3neas de campo presentan un alto grado de torcimiento (Strong et al., 1998).

En lo que sigue se har3 una descripci3n del proceso de formaci3n de una fulguraci3n siguiendo las l3neas generales de (Shibata, 2011).

Desde el descubrimiento del campo magn3tico del Sol, el papel de 3ste en la actividad solar ha sido investigado exhaustivamente. La misi3n Skylab (1973-1974) hizo la primer inspecci3n de la corona solar desde el espacio usando un telescopio de rayos X blandos (< 10 keV), revelando que las regiones brillantes en rayos X blandos tienen una buena correlaci3n con la intensidad del campo magn3tico. Actualmente es bien aceptado que el campo magn3tico del Sol es la principal fuente de energ3a de la actividad solar, incluyendo las fulguraciones. Las observaciones indican que la energ3a magn3tica total almacenada en una mancha solar t3pica, con tama1o L y con una intensidad promedio en su campo magn3tico B es:

$$E_{mag} \simeq \left(\frac{B^2}{8\pi}\right) L^3 \simeq 10^{33} \left(\frac{B}{10^3 G}\right)^2 \left(\frac{L}{3 \times 10^9 cm}\right)^3 \text{ erg} \quad (1.3)$$

considerando valores t3picos para $B \sim 10^3 G$ y para $L \sim 10^9 cm$ obtenemos que

$E_{mag} \simeq 3.7 \times 10^{31} \text{ erg}$, suficiente para producir una gran fulguración, aunque sólo una pequeña parte de la energía total puede ser utilizada, ya que una gran cantidad de ella no está disponible porque se distribuye como energía potencial del campo.

Tras los resultados obtenidos por observaciones, los estudios teóricos comenzaron a centrarse en el papel del campo magnético como productor de una fulguración. En 1946 Giovanelli, señaló por vez primera que un punto magnéticamente neutro donde el campo adquiere una configuración tipo X podría ser el lugar donde se libera la energía durante una fulguración; propuso que la corriente eléctrica puede ser disipada en el punto neutro. En 1949 Hoyle, presentó una idea similar acerca del mecanismo mediante el cual se produce una fulguración, tal mecanismo es conocido actualmente como reconexión magnética. Sin embargo, existía una dificultad para explicar la escala temporal de una fulguración suponiendo que ésta se da por una difusión simple del campo magnético, esto es, no considerando la contribución del flujo de plasma. Lo anterior se debe a que la escala temporal de la difusión es mucho mayor que la escala temporal típica de una fulguración en la corona, donde la temperatura T del plasma y la dimensión espacial L del campo magnético poseen valores grandes. El tiempo de difusión en la corona está dado por:

$$t_{dif} \simeq \frac{L^2}{\eta} \simeq 10^{14} \left(\frac{L}{10^9 \text{ cm}} \right)^2 \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ s} \quad (1.4)$$

donde

$$\eta \simeq 10^4 \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-\frac{3}{2}} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \quad (1.5)$$

es la difusividad magnética derivada de la resistividad Spitzer. Con el fin de superar la gran diferencia entre estas dos escalas temporales (tiempo de difusión y duración de la fulguración), se consideró que, la dimensión espacial de una región de difusión donde la corriente eléctrica es disipada debería ser tan pequeña como $L \sim 10^3 \text{ cm}$, aunque el total de la energía liberada durante una fulguración no puede ser explicada en una región de difusión tan pequeña. Posteriormente, en 1957 y 1958 Parker y Sweet respectivamente, propusieron un modelo de reconexión magnética que consideraba el flujo de plasma; sin embargo, este modelo de reconexión conocido actualmente como modelo de reconexión

Sweet-Parker, no puede explicar la escala temporal de una fulguración. Este problema fue parcialmente resuelto por Petschek en 1964 al introducir ondas de choque a la dinámica de la reconexión. Desde entonces, la reconexión magnética ha sido considerada como uno de los mecanismos más prometedores en la producción de una fulguración.

El campo magnético, que es la fuente de energía de una fulguración, emerge a la superficie solar después de haber atravesado la zona convectiva. Mientras éste cruza dicha zona, es rodeado por un plasma con alta presión que tiene movimientos convectivos, así el campo magnético puede ser representado por tubos de flujo delgados cuyas líneas están enroscadas. Cuando el tubo de flujo emerge a la superficie, la presión del gas ambiente disminuye bruscamente, produciendo que el campo magnético se expanda rápidamente, llenando un gran volumen en la atmósfera solar y adquiriendo una nueva configuración en su estructura. De esta forma el campo magnético pierde parte de su energía almacenada durante el proceso de formación del tubo de flujo, mientras que otra parte permanece como energía libre en la estructura magnética, en forma de una corriente eléctrica alineada al campo, que no es afectada por la fuerza de Lorentz. Esta corriente eléctrica también genera distorsiones en la estructura magnética, que son observadas como arqueamientos y/o cuerdas de flujo torcidas. La formación de estas estructuras magnéticas distorsionadas es importante para explicar el estado que conduce a la generación de una fulguración.

Se sabe de la existencia de eventos que preceden a las fulguraciones, éstos son llamados "precursores", uno de ellos son las regiones bipolares que emergen en la superficie solar, las cuales pueden interactuar con campos magnéticos pre-existentes en la corona y producir una fulguración. Otro precursor bien conocido es la activación o erupción de un filamento. Un filamento está compuesto de un plasma relativamente frío ($T \sim 10^4 K$), flotando en la corona solar que es ocupada por un plasma muy caliente ($T \geq 10^6 K$). La activación de un filamento se genera por procesos de inestabilidad del plasma que alteran su estructura magnética. Dado que un filamento se forma en la región baja de la corona (donde la presión magnética domina a la presión del gas), las principales fuerzas que generan dichas inestabilidades son las fuerzas magnéticas, las generadas por el gradiente de presión magnética y la gravitacional. Por lo tanto, es importante conocer como estas tres fuerzas mantienen un balance durante la fase pre-eruptiva del filamento, y bajo que condiciones dicho balance se pierde y genera la erupción del filamento.

Aunque la corona solar es un medio altamente conductivo, la disipación de la co-

riente eléctrica es generalmente un proceso ineficiente. Uno de los posibles escenarios para la liberación de la energía magnética es la disipación de la corriente eléctrica a través de una delgada región llamada hoja de corriente, donde la densidad de corriente se incrementa. Ésto va acompañado por la reconexión del campo magnético que convierte la energía magnética a térmica y a energía cinética en forma de jets de plasma (partículas aceleradas a altas energías por fuerzas electromagnéticas). La reconexión magnética cambia la configuración de la estructura magnética, destruyendo el balance de fuerzas para generar una evolución global de la estructura. Ésto indica que las hojas de corriente son formadas espontáneamente en la corona. La reconexión magnética es un proceso de conversión de energía y cambios topológicos, de esta forma, el campo magnético de la corona puede llegar a un estado de baja energía vía reconexiones sucesivas, evitando un incremento monótono de energía magnética en la corona.

La energía liberada por la reconexión magnética es transportada de esta zona en forma inmediata vía radiación, conducción térmica, por medio de partículas de alta energía y por burbujas de plasma. La configuración del campo magnético influye significativamente en el transporte de la energía. Parte de la energía liberada es transportada hacia abajo a lo largo de las líneas del campo magnético vía conducción térmica, por medio de partículas de alta energía; y por calentamiento del plasma cromosférico. La presión del gas se incrementa con el calentamiento del plasma cromosférico, lo que genera un flujo de plasma que asciende hacia la corona venciendo la fuerza gravitacional (este proceso es llamado evaporación cromosférica), llenando un bucle magnético con plasma caliente (que son observados en longitudes de los rayos X blandos). Otra parte de la energía liberada en la reconexión magnética es transportada hacia arriba como una eyección de una burbuja de plasma llamada plasmoide. Durante esta fase algunas partículas son aceleradas hasta convertirse en partículas energéticas no térmicas. Los procesos mencionados anteriormente poseen una alta dinámica y complejidad.

Una fulguración está frecuentemente asociada con algún otro fenómeno dinámico en el Sol. Como se mencionó anteriormente, la activación de un filamento es uno de aquellos fenómenos asociados con la fulguración. Algunas veces una fulguración es parte de una erupción a gran escala conocida como una eyección de masa coronal (EMC), la cual transporta una enorme cantidad de plasma (superior a 10^{16} g) hacia el espacio interplanetario.

1.4.1. Liberación de energía

A continuación nos enfocaremos en la reconexión magnética, que es el mecanismo central que permite una rápida liberación de la energía magnética acumulada. Comenzaremos explicando la física básica que gobierna la reconexión magnética, discutiremos el modelo teórico que muestran como la reconexión magnética puede producir una fulguración y los fenómenos asociados a ésta.

Reconexión magnética

Un valor finito de la resistividad causa disipación ohmica de la corriente eléctrica, que es especialmente eficiente en la región donde fluye una corriente eléctrica intensa, llamada hoja de corriente. Cuando la disipación causa un cambio topológico del campo magnético, éste pasa a un estado de menor energía respecto al estado previo a la disipación. Por lo tanto, la reconexión magnética es la unión de dos regiones previamente separadas, el cambio de estado energético es una consecuencia de ésta. A través de este proceso, la energía magnética almacenada dentro y fuera de la hoja de corriente es convertida a energía cinética y térmica. La reconexión magnética también es acompañada por la generación de intensos campos eléctricos en los alrededores de la hoja de corriente (campo eléctrico convectivo), los cuales pueden acelerar partículas cargadas.

Modelo básico de reconexión magnética

La liberación de la energía libre contenida en una estructura magnética es disparada por una rápida reconexión magnética en una hoja de corriente distribuida en la corona (ver figura 1.2). Los posibles escenarios para la formación de la hoja de corriente en la corona son: 1) que ésta se forme en la interfase de dos estructuras magnéticas diferentes que interactúan una con otra; esta interfase puede ser generada cuando una estructura que emerge de la superficie solar interactúa con otra existente, y 2) que la hoja de corriente se forme dentro de una misma estructura magnética debido a movimientos de cizalla, esto es, la formación puede ser una consecuencia directa del enroscamiento de un tubo de flujo que emerge.

En la figura 1.3, se muestra de forma gráfica una hoja de corriente en la cual se lleva a cabo la reconexión magnética. La rapidez de la reconexión se mide a través de la variación de flujo magnético por unidad de tiempo $d\Phi/dt$, donde Φ es el flujo magnético

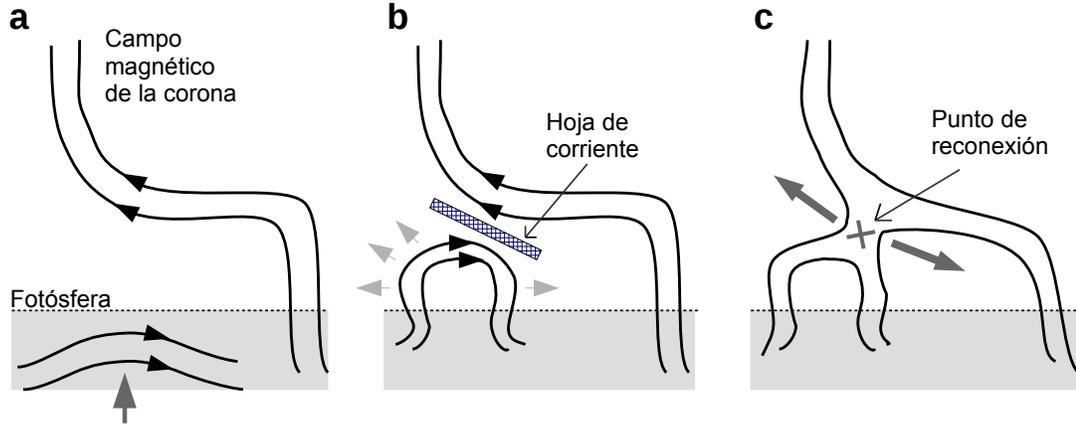


Figura 1.2: Representación esquemática de la reconexión magnética, en a) se observa una estructura magnética emergiendo de la superficie solar, en b) la formación de la hoja de corriente, y en c) el punto de la reconexión magnética.

por unidad de longitud en la dirección perpendicular al plano que contiene a la hoja de corriente. Para un estado estacionario, las leyes de Faraday y de Ohm proporcionan la rapidez de reconexión, como a continuación se indica:

$$\frac{d\Phi}{dt} = cE = \frac{4\pi\eta j}{c} = v_i B_i = \text{constante} \quad (1.6)$$

donde E y j son las intensidades de campo eléctrico y densidad de corriente en una región de difusión con un coeficiente de difusión magnético η finito, v_i es la velocidad del flujo de plasma que entra a la región de difusión y B_i es la intensidad del campo magnético en esta región. En estado estacionario, $\nabla \times \vec{E} = \vec{0}$, podemos obtener que $c\vec{E} = -\vec{v}_i \times \vec{B}_i$ fuera de la región de difusión donde consideramos cero el coeficiente de difusión; y obtenemos que $\vec{E} = \frac{4\pi\eta}{c}\vec{j}$ en la región de difusión.

La velocidad de reconexión se puede expresar en forma adimensional usando el número de Mach-Alfvén correspondiente a la región por donde fluye el plasma (hacia adentro de la región), de la siguiente manera:

$$\frac{d\Phi/dt}{v_A B_i} = \frac{v_i B_i}{v_A B_i} = \frac{v_i}{v_A} = M_A \quad (1.7)$$

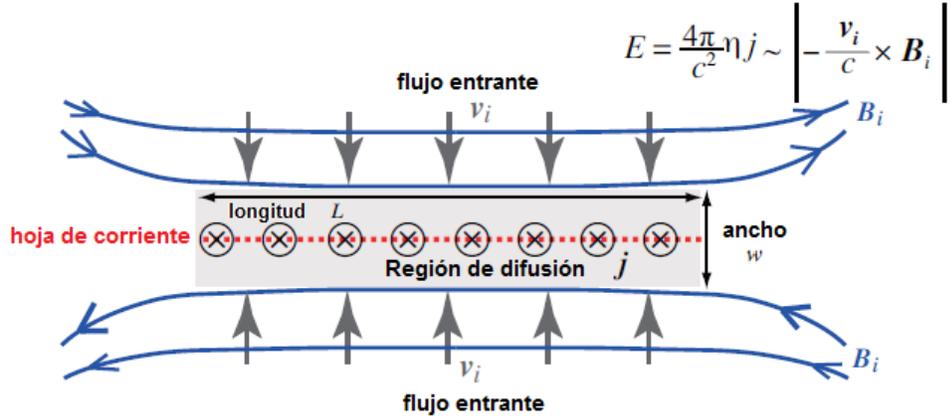


Figura 1.3: Esquema de la reconexión magnética, en una hoja de corriente.

donde v_A es la velocidad de Alfvén registrada en la región de difusión donde entra el flujo de plasma. Entonces, podemos definir el tiempo de reconexión en una hoja de corriente de longitud L como:

$$t_{rec} = \frac{L}{v_i} = \frac{t_A}{M_A} \quad (1.8)$$

donde $t_A = \frac{L}{v_A}$ es el tiempo de transito Alfvén. Cuando consideramos L como la longitud típica de la estructura magnética coronal ($10^4 - 10^5 \text{ km}$), t_A suele tomar valores entre 10 s y 100 s.

A continuación estimamos el campo eléctrico convectivo asociado con la reconexión magnética, que posiblemente juega un papel importante en la aceleración de partículas cargadas durante una fulguración:

$$E \sim \frac{v_i}{c} B_i \sim \frac{v_{jet}}{c} B_{jet} \sim 3 \times 10^3 \left(\frac{M_A}{0,1} \right) \left(\frac{B}{100 \text{ G}} \right)^2 \left(\frac{n_{jet}}{10^{10} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ V m}^{-1} \quad (1.9)$$

Este campo eléctrico decrece significativamente en la fase gradual de la fulguración debido a que la velocidad del flujo de plasma v_i se reduce, lo que explica el porqué la aceleración de partículas es menos eficiente en la fase gradual que en la fase impulsiva.

También explica porqué las fulguraciones de larga duración solo tienen una fase gradual y no una fase impulsiva, cuyas características debidas a la aceleración de partículas muestran fuertes emisiones de rayos X duros.

1.4.2. Transporte de energía

La energía liberada por la reconexión magnética es transportada por varios fenómenos físicos: radiación, conducción térmica, eyección de masa, propagación de ondas y generación de partículas de alta energía. El proceso de transporte de energía afecta significativamente a la atmósfera solar, haciendo que la fase principal de una fulguración sea rica en eventos dinámicos, como son: la formación de choques, eyección de plasmoides, evaporación cromosférica y aceleración de partículas cargadas.

En la figura 1.4 se ilustra el perfil temporal de las emisiones observadas para diversas longitudes de onda durante una fulguración. Al inicio de una fulguración se observa un rápido incremento en las emisiones de rayos X duros ($> 30 \text{ keV}$) y de micro-ondas, llamados estallidos o estallidos elementales. Este fenómeno ocurre comúnmente durante un período de algunos segundos. Cuando se produce un estallido, por lo general se producen partículas de alta energía. La duración total de una serie de estallidos es aproximadamente de algunos minutos, esto produce la fase impulsiva de la fulguración, durante esta fase se libera energía de forma muy violenta; sin embargo, en algunos eventos, la duración total de la serie de estallidos puede ser mayor a diez minutos. Posterior a esta fase, las emisiones provenientes del sitio de la fulguración decrecen gradualmente en un periodo típico de diez minutos, llamada fase gradual de la fulguración. Las emisiones de rayos X duros y micro-ondas solo son intensas durante la fase impulsiva, mientras que las emisiones de rayos X suaves ($< 10 \text{ keV}$) y de $H\alpha$ continúan incrementándose después de la fase impulsiva y se convierten en el flujo dominante durante la fase gradual.

Observaciones realizadas por misiones como SMM (1980 – 1989), Hinotori (1981 – 1989), Yohkoh (1991 – 2001) y Hinode (2009–) han generado información detallada sobre la estructura y evolución de una fulguración, que nos permite identificar la fuente de emisión en diferentes longitudes de onda observada durante la fase impulsiva y/o gradual. La figura 1.5 ilustra la configuración del campo magnético observada durante estas dos fases.

Los electrones de alta energía generados por la reconexión magnética en la corona

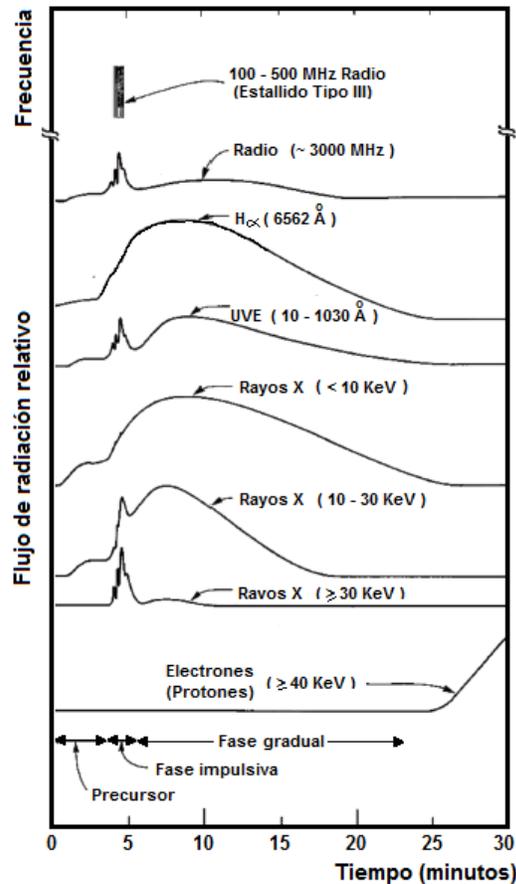


Figura 1.4: Variación temporal típica de emisiones observadas en varias longitudes de onda durante una fulguración (Shibata, 2011).

se superponen para generar una corriente que desciende a lo largo del bucle, calentando el plasma cromosférico, y formando en el punto de anclaje una fuente de rayos X duros vía bremsstrahlung. Estos electrones de alta energía también producen de forma intermitente emisiones de micro-ondas vía radiación giro-sincrotrón mientras descienden a lo largo del bucle. Otro tipo de fuente de rayos X duros se forma en la parte superior del bucle, la cual puede ser formada por colisiones entre el flujo de alta velocidad que desciende y el material contenido en la dicha zona.

Las emisiones de rayos X suaves comienzan a incrementarse gradualmente durante la fase previa a la fulguración, lo que indica que el plasma comienza a calentarse antes de que ocurra la fulguración. Durante la fase impulsiva, la intensidad en la emisión de rayos X suaves producto del calentamiento del plasma vía conducción térmica se incrementa rápidamente y el cambio temporal de éste incremento corresponde a la variación

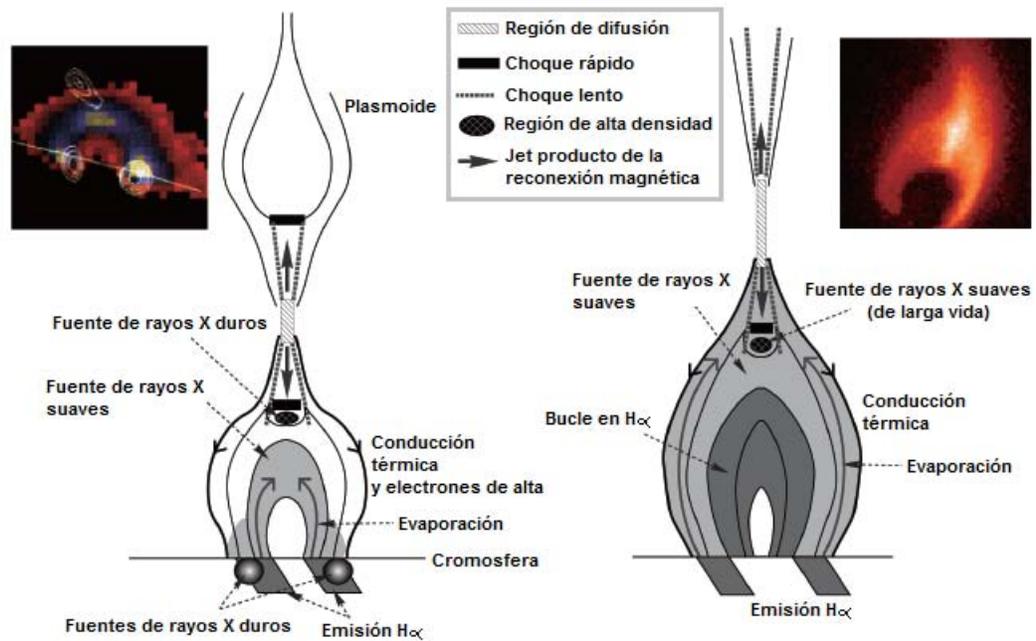


Figura 1.5: Configuración magnética de la fase impulsiva (panel izquierdo) y gradual (panel derecho) de una fulguración.

en la emisión de rayos X duros, conocido como efecto Neupert. La principal contribución para producir estas emisiones de rayos X blandos proviene de un bucle magnético que contiene un plasma caliente, cuya temperatura es $T \geq 10^7 K$. Este plasma originalmente proviene de la cromósfera mediante un proceso de evaporación generado por la conducción térmica que emana de una región muy caliente formada en la corona. La conducción térmica también continua calentando el plasma evaporado manteniendo su temperatura coronal (el plasma evaporado reduce su temperatura por enfriamiento radiativo al generar rayos X suaves).

Durante la fase impulsiva, se observan zonas brillantes en H α en los puntos de anclaje del bucle magnético. Esto indica que el plasma cromosférico se calienta por conducción térmica y por electrones de alta energía. Cuando un grupo de bucles observados en rayos X suaves aparecen casi de forma simultánea y forman una arcada, los puntos en H α son observados como dos franjas distribuidas a lo largo de la línea de inversión de polaridad. En un caso extremadamente energético, los electrones de alta energía pueden penetrar la cromósfera y calentar la fotosfera, generando un incremento en la emisión de luz blanca.

Emisiones $H\alpha$ también son observadas durante la fase gradual de la fulguración. En este caso, la principal contribución proviene de un bucle magnético que contiene plasma frío cuya temperatura es $\sim 10^4$ °K. La emisión en $H\alpha$ comienza a aparecer cuando el bucle magnético observado en rayos X blandos experimenta un enfriamiento suficiente vía radiación. A medida que se da la reconexión magnética en la corona, las nuevas líneas del campo reconectadas se apilan en el bucle pre-existente, y con ello la altura relativa del "loop" se incrementa con el tiempo. En relación con esto, la distancia entre las dos franjas observadas en $H\alpha$ en los puntos de anclaje del bucle también se incrementa con el tiempo.

1.4.3. Aceleración de partículas

Los mecanismos de aceleración de partículas durante una fulguración solar están aún muy lejos de ser completamente entendidos, debido a las restricciones impuestas por las observaciones. Un modelo exitoso de fulguración deberá explicar cuantitativamente la producción de partículas relativistas y no relativistas en una fulguración. En esta sección seguiremos el tratamiento del problema expuesto por (Miroshnichenko, 2015).

Aceleración estocástica

En un amplio sentido, la aceleración estocástica o tipo Fermi es definida como el proceso en un plasma turbulento en el que una partícula puede ganar o perder energía en un intervalo corto de tiempo. Estos cambios de energía en la partícula ocurren de manera aleatoria, debido a que la partícula colisiona con centros de dispersión en movimiento (nubes magnéticas, ondas turbulentas, frentes de choque, etc.). De esta manera, es un proceso en el cual existen muchos incrementos y decrementos de energía sobre periodos largos de tiempo, que llevan finalmente a la aceleración de la partícula. El ejemplo más importante de este tipo de aceleración es generado por ondas.

Si los centros de dispersión se mueven uno hacia el otro en el sistema de referencia del plasma, una partícula gana energía adicional en cada encuentro elástico, y de esta forma la partícula es rápidamente acelerada en un proceso Fermi de primer orden. El mecanismo original de aceleración tipo Fermi, el cual se lleva a cabo más lentamente y en donde la partícula en promedio gana energía, debido a muchos encuentros y reflexiones aleatorias en una nube magnetizada en movimiento es llamado aceleración Fermi

de segundo orden. La aceleración estocástica también puede resultar de la resonancia entre la dispersión generada por el ángulo de paso y ondas Alfvén con longitud de onda del orden del radio de giro de la partícula, para acelerar partículas estas ondas deben propagarse en paralelo y/o anti-paralelo al campo magnético promedio. Otros modos de aceleración estocástica, llamados bombeo magnético y amortiguación de tiempo de tránsito, son generados por interacciones con ondas magnetosónicas cuyas longitudes de onda son mucho mayores que el radio de giro de la partícula. Ondas Langmuir con velocidad de fase del orden de la velocidad de la partícula también aceleran partículas de modo estocástico.

La clave central para entender la aceleración estocástica son los modos normales que pueden existir en un plasma magnetizado. Mientras que, la clave para entender la aceleración estocástica por ondas es la resonancia en la interacción onda-partícula. Cuando la amplitud de la onda es pequeña, la aceleración estocástica se da por un proceso de resonancia que se genera cuando se satisface la condición:

$$x \equiv \omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \frac{l\Omega}{\gamma} = 0 \quad (1.10)$$

Donde ω es la frecuencia de la onda, v_{\parallel} es la componente paralela de la velocidad de la partícula, γ el factor de Lorentz, k_{\parallel} es la componente del vector de onda alineada al campo, Ω es la frecuencia ciclotrón de la partícula, y x es el parametro de discrepancia en la frecuencia.

Aceleración por ondas de choque

El mecanismo de aceleración en un choque rápido es atractivo dado que, iones acelerados en este tipo de choques han sido observados directamente, asociados a choques de co-rotación interplanetarios, choques transientes solares, y choques en magnetósferas planetarias. En este tipo de choques existen dos mecanismos que pueden acelerar partículas, aceleración tipo Fermi de primer orden y por choque de deriva.

Si uno considera que no existen perturbaciones en el plasma río arriba y río abajo del choque, entonces el principal mecanismo de aceleración de iones y electrones es por deriva a lo largo del campo eléctrico convectivo $E = -V_{sh}B$, donde B es la intensidad del campo magnético y V_{sh} es la velocidad de flujo río arriba. Cuando V_{sh} es paralela a

B el campo eléctrico es prácticamente nulo y la aceleración por deriva no es importante. Este mecanismo es mucho más efectivo para choques cuasi-perpendiculares. Si el plasma es turbulento río arriba y río abajo, los iones y electrones son intensamente dispersados.

Mediante el mecanismo de aceleración por deriva, las partículas ganan energía rápidamente, pero en ausencia de un mecanismo de retorno éstas escapan del choque y nunca regresan. La dispersión debida al ángulo de paso en un medio río arriba, eventualmente traerá a la partícula de regreso al choque, así ésta pueden interactuar con el choque varias veces.

La aceleración por ondas de choque en los modelos de fulguraciones solares ha sido extensamente usada, debido a que este proceso hace posible la aceleración de iones y electrones rápidamente y reproduce el espectro observado. Las ondas de choque en las fulguraciones han sido asociadas con la aceleración de partículas en la corona superior, debido a que éstas se relacionan con estallidos de radio tipo II observados en dicho lugar.

La diferencia en el exponente espectral de la intensidad diferencial para partículas relativistas y no relativistas indica que la aceleración tipo Fermi de primer orden es simultánea para todas las especies de partículas (iones y electrones) en las fulguraciones. Se considera que la intensidad diferencial esta dada por:

$$j(E) = j_0 e^{-\frac{E}{E_0}} \quad (1.11)$$

donde E_0 determina un umbral de alta energía, j_0 es el espectro para un choque infinito unidimensional, y E es la energía para electrones y protones por unidad de carga.

1.5. Eyecciones de masa coronal

Las eyecciones de masa coronal (EMC) son observadas como objetos brillantes que se mueven hacia afuera del Sol a través de la corona solar a velocidades de 10 a 2,000 $Km s^{-1}$. Las EMC involucran la expulsión de cantidades sustanciales de plasma de grandes regiones de la corona solar. El fenómeno de expulsión de masa fue identificado por vez primera con coronógrafos en naves espaciales a principios de la década de 1970.

Las principales motivaciones para el estudio de las EMCs son: 1) las características físicas del fenómeno (dimensión espacial, cantidad de masa involucrada, velocidad, energía), 2) son la manifestación de la actividad solar de mayor tamaño, 3) todas las EMCs son de gran interés debido a que ellas surgen en regiones del Sol dominadas por el campo magnético, 4) explicar la expulsión súbita de un plasma altamente ionizado presenta un verdadero reto a nuestro conocimiento sobre las fuerzas básicas y el balance de energía en un sistema físico, 5) la conexión entre las EMCs y otras manifestaciones de la actividad solar, muy en especial con las fulguraciones solares, 6) la relación entre las EMCs y las perturbaciones temporales en el viento solar, así como sus efectos en las magnetósferas, cometas y rayos cósmicos, y finalmente 7) la posible analogía con otros escenarios astrofísicos (Strong et al., 1998).

Cualquier estrella en la secuencia principal se encuentra perdiendo masa a causa de fenómenos dinámicos en su atmósfera, lugar donde acelera plasma o partículas más allá de la velocidad de escape. En el Sol observamos dos formas de pérdida de masa, 1) de forma más o menos constante por medio del viento solar, y 2) de forma esporádica por medio de eyecciones de masa coronal. El viento solar desaloja una cantidad de masa del orden de $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por los hoyos coronales, y $\sim 4 \times 10^{-11} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ por las regiones activas. El fenómeno de la EMC ocurre con una frecuencia de algunos eventos por día durante el máximo de actividad solar, que genera para el Sol una pérdida de masa del orden de $\sim 10^{14} - 10^{16} \text{ g}$, lo cual corresponde a una tasa de pérdida de masa promedio de $\sim 2 \times 10^{-14} - 2 \times 10^{-12} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $< 1\%$ de la masa perdida por el viento solar que escapa por los hoyos coronales, o $< 10\%$ de la masa perdida por el viento solar que escapa en las regiones activas. El tamaño transversal de una EMC puede cubrir desde una fracción hasta más de un radio solar, la velocidad de la eyección está en un rango de $v_{EMC} \sim 10^2 - 2 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. Existe un consenso general respecto a que las EMC están asociadas a la liberación de energía magnética en la corona solar, pero su relación con las fulguraciones aun es controversial. Una EMC es una estructura dinámica de plasma propagándose del Sol hacia el espacio interplanetario, la cual lleva un campo magnético congelado. Si una EMC viaja de un punto en el Sol en dirección radial a la Tierra, ésta EMC es llamada tipo halo. Las EMC aceleran partículas que pueden llegar a la Tierra más fácilmente cuando la EMC es expulsada en la dirección oeste del hemisferio solar, ya que dichas partículas se propagan a lo largo de la espiral de Parker del campo magnético interplanetario.

Las EMC se originan en regiones activas, las cuales generalmente poseen un cam-

po magnético bipolar. Con el fin de proveer las condiciones para la generación de un fenómeno eruptivo como lo son las fulguraciones y las EMC, la energía magnética libre necesita ser almacenada en un campo intenso y con cizalla (perfectamente delimitado), lo que es un pre-requisito para muchos modelos de EMC (Aschwanden, 2005). La intensidad del campo magnético puede ser determinada observacionalmente mediante la obtención de un magnetograma vectorial, el cual contiene información del campo magnético en la frontera de la fotosfera.

Se ha encontrado evidencia de que una alta cizalla en una configuración magnética conduce a la erupción de un filamento y una fulguración sin presencia de una configuración "helmet streamer" (estructura brillante en regiones con campos magnéticos de polaridad opuesta). Los modelos teóricos explican la erupción de un filamento contenido en una configuración magnética arqueada y con cizalla por la formación de líneas de campo helicoidales que cancelan flujos sobre la línea neutra (Aschwanden, 2005).

La geometría de una EMC y sus cambios dinámicos como función del tiempo proveen los parámetros primarios de un modelo teórico en tres dimensiones. La primer caracterización geométrica de una EMC con estadística suficiente fue obtenida con el coronógrafo de la misión Solar Maximum Mission (SMM), que incluían 1300 EMC observadas en 1980 y durante 1984 a 1989. Una característica típica de muchas EMC es su estructura de tres partes, que consiste de 1) un borde brillante (cubierta), 2) una cavidad anular oscura, y 3) un núcleo brillante. Los coronógrafos miden primordialmente los fotones fotosféricos dispersados por los electrones libres en el plasma coronal (dispersión Thomson).

El modelado geométrico de las EMC está todavía en una etapa temprana, basados en el concepto de cuerdas de flujo magnéticas, que consiste de líneas de campo magnético helicoidales enrolladas alrededor de un cilindro curvado (segmento de un toroide), la evolución de una EMC es considerada como una expansión de estas cuerdas de flujo hacia el espacio interplanetario, con una estructura conectada a puntos de anclaje en el Sol (Aschwanden, 2005).

Las fases temporales de la aceleración de una EMC revelan el rango de altura donde las fuerzas de aceleración operan, de esta forma pueden proveer información crucial del mecanismo que impulsa estos objetos. Basado en observaciones de EMC con SoHO/LASCO sobre un rango de distancias de $r = 2 - 30R_{\odot}$, los perfiles de veloci-

dad $v(t)$ y aceleración $a(t)$, muestran la existencia de dos clases diferentes de EMC: 1) EMC graduales, aparentemente se forman cuando las prominencias y sus cavidades se elevan por debajo de los flujos coronales, alcanzan velocidades típicas en el rango de $v \sim 400 - 600 \text{ km s}^{-1}$ y aceleración de $a = 3 - 40 \text{ m s}^{-2}$ en un rango de distancias $R < 30R_{\odot}$; y 2) EMC impulsivas, frecuentemente asociadas con fulguraciones y ondas Moreton (firma cromosférica de una onda de choque de gran escala, y observadas en $H\alpha$), con velocidades $v > 750 - 1000 \text{ km s}^{-1}$ las cuales muestran una desaceleración a distancias $R > 2R_{\odot}$.

El punto clave en la producción de una EMC es el almacenamiento de la energía y su posterior liberación. Una conjetura sobre el problema energético señala que un campo magnético libre de fuerzas tiene menos energía que un campo equivalente completamente abierto (con idénticas condiciones a la frontera en la fotosfera) (Aschwanden, 2005).

Una aproximación para obtener una mejor comprensión de la evolución dinámica de los parámetros en la erupción de una EMC es el estudio de la distribución de la energía. Recientes estudios indican que algunas EMC consideradas como cuerdas de flujo aceleradas conservan su energía total (esto es, la suma de energías magnética, cinética y potencial gravitacional es constante).

1.6. Rayos Cósmicos Solares

Algunas fulguraciones producen grandes cantidades de partículas energéticas (SEP, por sus siglas en inglés) que se propagan en el sistema solar, también producen líneas de rayos gamma en el Sol. Las SEP que llegan a la órbita terrestre están filtradas por efectos de propagación en el medio interplanetario, mientras que, los rayos gamma no son afectados. La energía total en las SEP puede ser similar a la emitida en longitud de onda del óptico. Resultados de observaciones muestran que el flujo de electrones con energía entre 0.2 y 1 MeV es 100 veces el flujo de protones a 10 MeV (Zirin, 1989). En las fulguraciones, electrones e iones son rápidamente acelerados durante la explosiva liberación de energía (Strong et al., 1998).

La observación de protones y neutrones solares, generados durante las fulguraciones solares en combinación con datos de rayos X y rayos gamma, nos permite obtener información sobre los procesos físicos de éstas (almacenaje y liberación de energía, etc.)

y sobre los mecanismos de aceleración de partículas (Dorman, 2010). La producción de neutrones y rayos gamma en la atmósfera solar resulta de la distribución de iones y su sección eficaz nuclear. En las ocasiones en que se presenta, el flujo de neutrones y rayos gamma es una herramienta para el diagnóstico de las propiedades de los iones energéticos, de los mecanismos de aceleración y de las propiedades de interacción en el sitio donde se producen (Vilmer et al., 2011).

Usando el espectro de iones y electrones acelerados durante una fulguración, que se obtiene a partir de los registros de rayos X y rayos gamma es posible comparar la energía contenida en cada una de estas especies. Un estudio realizado por Ramaty et al. (2000) sobre las líneas de rayos gamma para 19 fulguraciones observadas por SMM muestra que la energía contenida en los iones $> 1 \text{ MeV}$ puede ser comparable a la energía contenida en los electrones subrelativistas $> 20 \text{ keV}$. Sin embargo, hay que tener en cuenta que existe una gran dispersión en la energía contenida en los electrones e iones de una fulguración a otra, y la energía contenida en los iones algunas veces excede la energía contenida en los electrones (Vilmer et al., 2011).

La primer comparación entre los iones acelerados diagnosticado mediante las líneas de emisión de rayos gamma y los electrones acelerados diagnosticados mediante la emisión bremsstrahlung con energía $> 300 \text{ keV}$, fue realizado con datos de SMM/GRS mostrando que existe una buena correlación entre la producción de iones (normalizada por encima de 30 MeV/nucleón) y la producción de electrones por encima de 300 MeV . La intensidad de la línea de 2.223 MeV ha sido estimada mediante un análisis monoenergético, incluyendo una corrección por atenuación para fulguraciones generadas en zonas cercanas al limbo solar. Para todas las fulguraciones localizadas a ángulos heliocéntricos menores que 80° se encontró que la intensidad de la línea correspondiente a la captura neutrónica presenta una alta correlación con la intensidad de radiación bremsstrahlung $> 300 \text{ MeV}$. Como una primera aproximación, la línea de 2.223 MeV puede ser considerada como un buen indicador del número de protones cuya energía $> 30 \text{ MeV}$ (Vilmer et al., 2011).

La aceleración de partículas asociadas con fulguraciones ha sido investigada intensamente. Los procesos o mecanismos de aceleración de partículas durante una fulguración están más allá del alcance de la MHD, donde los procesos cinéticos relacionados con las partículas cargadas se vuelven importantes. Una escala de longitud típica de un proceso cinético es el radio de Larmor para iones o su distancia inercial, ambas del orden de

un metro en la corona. Ésto es mucho más pequeño que el tamaño típico de una fulguración, por lo tanto, incorporar la aceleración de partículas en un modelo desarrollado para una estructura global y durante toda la evolución de una fulguración es una tarea complicada (Shibata, 2011).

La primer evidencia de aceleración de partículas cargadas (electrones e iones) a energías relativistas asociadas con una fulguración solar fue detectada en 1942 al incrementarse la razón de conteo de varios monitores de radiación cósmica en la superficie terrestre. Los iones energéticos (varios cientos de $MeV/nucleón$) interactúan con la atmósfera solar produciendo una abundante emisión de rayos gamma. Un espectro de líneas de rayos gamma es producido a través de las interacciones de iones cuya energía está en el rango de $\sim 1 - 100 MeV/nucleón$, consiste de varias líneas de desexcitación nuclear, captura de neutrones y aniquilación de pares. Si los iones energéticos poseen energías de varios cientos de $MeV/nucleón$, entonces sus interacciones con el ambiente solar producen piones secundarios, cuyos productos de decaimiento generan muones y fotones energéticos, en una banda ancha desde los $10 MeV$, la cual presenta un máximo al rededor de los $70 MeV$, generado por decaimiento de piones neutros (Vilmer et al., 2011).

1.6.1. Interacción de partículas aceleradas con la atmósfera solar

La firma inequívoca de protones energéticos en la atmósfera solar proviene de la variedad de líneas de rayos gamma generadas por captura de neutrones y desexcitación, productos de reacciones nucleares, o por la detección directa de éstos en el medio interplanetario y/o por detectores en la superficie terrestre. La sección eficaz de las interacciones comienza a ser significativa para protones (o iones) con energías por encima de $\sim 10 MeV$ por nucleón, sin embargo, se requieren protones con energía $> 30 MeV$ para identificar intensas fulguraciones mediante líneas de rayos gamma. Lo anterior, en parte debe a la observación de la línea en $2.223 MeV$ que corresponde a captura neutrónica por parte del hidrógeno ambiente; una fuente importante de neutrones es la desintegración de núcleos de 4He , los cuales poseen una energía de enlace de $\sim 28 MeV$ (Miroshnichenko, 2015).

Como ya se señaló, en algunas fulguraciones los rayos gamma observados son resul-

tado del decaimiento de piones neutros. Los piones son generalmente producidos por protones y partículas alfa con energía alrededor de 1 GeV por nucleón.

Producción de radiación neutra

En las fulguraciones solares, las emisiones de neutrones y rayos gamma de alta energía resultan de la interacción de partículas aceleradas con el material de la atmósfera solar. Actualmente los mecanismos de producción de fotones y neutrones son bastante bien entendidos. En la tabla 1.2 se resumen los principales procesos.

Las observaciones de emisiones de rayos gamma (MeV) que tienen duración de horas son de especial interés, debido a las preguntas que surgen sobre la naturaleza de los procesos fundamentales de transporte (movimiento adiabático, dispersión por turbulencias del plasma, derivas) (Miroshnichenko, 2015).

Las interacciones entre electrones acelerados y el gas ambiente contenido en la región de la fulguración producen un continuo de rayos X y rayos gamma vía bremsstrahlung no térmico. Esta emisión continua se extiende desde $\sim 20 keV$ hasta por encima de 100 MeV, sin conocerse un umbral superior.

Las observaciones de rayos gamma, producto de las interacciones de las partículas en el Sol, indican un mayor flujo de electrones respecto a protones, independientemente de si la fulguración es impulsiva o gradual. Este resultado indica que las partículas responsables de la producción de rayos gamma y las observadas en el espacio interplanetario, son probablemente aceleradas por el mismo mecanismo: aceleración estocástica debida a la giro-resonancia con las ondas del plasma (Miroshnichenko, 2015).

La línea a 2.223 MeV es producida en las fulguraciones solares por la captura de neutrones por parte del hidrógeno. Los neutrones energéticos en las fulguraciones pierden energía por dispersiones elásticas, cuando alcanzan energías térmicas son capturados. Debido a la termalización de los neutrones y a su posterior captura, la línea a 2.223 MeV presenta un retraso (Miroshnichenko, 2015). El tiempo de captura para neutrones de 100 MeV es $\leq 100 s$, y para neutrones de 1 MeV es aproximadamente de 200 - 300 s (Dorman, 2010).

En la tabla 1.3 se muestra las probabilidades de captura de neutrones (producidos

Emisiones	Procesos	Neutrones o fotones observados	Energía del ion o electr3n primario
Continuo	Bremsstrahlung del electr3n primario	20 KeV - 1 MeV	20 KeV - 1 GeV
		> 10 MeV	
línea de desexcitación nuclear	Interacción del ion acelerado	línea	1-100 MeV/nucle3n
	${}^4\text{He}(\alpha, n){}^7\text{Be}^*$	0.429 MeV	
	${}^4\text{He}(\alpha, p){}^7\text{Li}^*$	0.478 MeV	
	${}^{20}\text{Ne}(p, p){}^{20}\text{Ne}^*$	1.634 MeV	
	${}^{12}\text{C}(p, p){}^{12}\text{C}^*$	4.438 MeV	
	${}^{16}\text{O}(p, p){}^{16}\text{O}^*$	6.129 MeV	
Captura de neutrones	Producción de neutrones por iones acelerados, seguido de ${}^1\text{H}(n, \gamma){}^2\text{H}$	2.223 MeV	1-100 MeV/nucle3n
Aniquilación de positrones	Emisión $B^+\pi^+$	0.511 MeV	1-100 MeV/nucle3n
	Producción por iones acelerados		
	${}^{12}\text{C}(p, pn){}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{Be} + e^+ + n$		
	$p + p \rightarrow \pi^+ \dots, \pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$	Ps - positronio	
	seguida por $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$		
	$e^+ + e^- \rightarrow Ps + h\nu$		
	$e^+ + {}^1\text{H}^- \rightarrow Ps + p$		
	$Ps \rightarrow 2\gamma, 3\gamma$		
Decaimiento de piones	Producción de π^0, π^\pm por partículas aceleradas	10 MeV - 3 GeV	0.2 - 5.0 GeV
	$p + p \rightarrow \pi^0, \pi^\pm \dots$		
	seguido por $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$		
	$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$		
	$e^\pm \rightarrow \gamma$ (bremsstrahlung) γ (aniquilación en vuelo)		
Neutrones	Interacción de partículas aceleradas		
	${}^4\text{He}(p, pn){}^3\text{He}$	Neutrones en el espacio 10 - 500 MeV	10 MeV - 1 GeV
	$p + p \rightarrow \pi + n + \dots$	Neutrones inducidos en cascadas atmosféricas 0.1 - 10 GeV	0.1 - 10 GeV
	${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$	Neutrones producto del decaimiento de protones 20 - 200 MeV	20 - 400 MeV

Cuadro 1.2: Procesos de producción de neutrones y rayos gamma, tomado de (Miroshnichenko, 2015)

Procesos	$E_n = 1 \text{ MeV}$	$E_n = 10 \text{ MeV}$	$E_n = 100 \text{ MeV}$
Captura	17 %	25 %	40 %
Decaimiento	17 %	14 %	4 %
Escape	66 %	61 %	56 %

Cuadro 1.3: Probabilidades de la captura neutrónica. Tomada de (Dorman, 2010).

en la atmósfera solar) para producir la línea 2.223 MeV , de decaer o de escapar hacia en espacio interplanetario (Dorman, 2010).

Las líneas de desexcitación nuclear son resultado del bombardeo de protones y partículas alfa contra el carbón ambiente y otros núcleos pesados, y de la reacción inversa, donde el hidrogeno y el helio ambiente son bombardeados por carbón y núcleos pesados; debido a la baja abundancia relativa de núcleos pesados, las interacciones entre éstos y las partículas aceleradas no son de gran importancia. Además, dado que el H y el He no tienen estados excitados, las interacciones p-p y p-He también pueden ser despreciadas. Sin embargo, las interacciones de partículas alfa con el He ambiente producen dos líneas a 0.478 MeV del ${}^7\text{Li}$ y a 0.429 MeV del ${}^7\text{Be}$ (Miroshnichenko, 2015).

En cálculos realizados con los flujos de rayos gamma esperados en la órbita terrestre, en particular la línea 4.43 MeV del C^{12} y la línea 2.31 MeV del N^{14} , comparados con el flujo esperado producto del decaimiento de piones para fulguraciones con parámetros iguales, mostraron que el número total de partículas aceleradas con energía $\geq 30 \text{ MeV}$ es 10^{34} , con una densidad en la región de aceleración de $10^{10} \text{ partículas/cm}^3$, y un tiempo de aceleración de 10^2 s , lo anterior, considerando que la mitad de las partículas aceleradas se movieron hacia la fotosfera (Dorman, 2010).

1.6.2. Rayos gamma

La información obtenida de la emisión de líneas de rayos gamma sobre las características de los iones acelerados requiere un conocimiento profundo acerca del transporte de estos iones entre el sitio de aceleración (localizado presumiblemente en la corona baja) y el sitio de interacción y emisión (capas más densas de la atmósfera solar). Un modelo reciente descrito por Murphy y colaboradores (Vilmer et al., 2011), aborda el transporte e interacción de partículas, incluye la pérdida de energía debido a interacciones coulombianas, la eliminación de partículas por interacciones nucleares, efectos de espejos magnéticos en el sitio donde converge el flujo magnético y la dispersión por

ondas MHD en la corona, mediante un tratamiento cuasi-líneal. El bucle lo considera como una porción semi circular en la corona de longitud L y dos porciones rectas que se extienden verticalmente desde la región de transición hasta la fotosfera (pasando por la cromósfera). Por debajo de la región de transición, la intensidad del campo magnético se considera proporcional a la presión elevada a la potencia $\delta \simeq 0,2$. De esta forma, el campo magnético convergente funciona como un espejo para las partículas cargadas. La dispersión debida al ángulo de paso es caracterizada por el camino libre medio Λ requerido para una distribución angular inicial y arbitraria, lo cual lleva a una distribución isotrópica. En el modelo, el nivel de dispersión de las partículas energéticas debido al ángulo de paso es simplemente caracterizado por λ , que es el cociente entre Λ y la semi longitud del bucle $L_c = \frac{L}{2}$. La convergencia magnética y la dispersión debida al ángulo de paso determinan la distribución angular de las partículas aceleradas cuando ellas interaccionan con el ambiente solar, que es crucial para diversos aspectos de las emisiones observables. En el modelo también se consideran diversos perfiles de densidad dependiente de la altura $n(h)$ de la atmósfera solar (Vilmer et al., 2011).

En presencia de un campo magnético convergente, las partículas tienen un comportamiento que depende del ángulo de paso α . El aumento en la intensidad del campo magnético y en la densidad del material se da en la parte profunda de la atmósfera solar produciendo una captura parcial de las partículas y la formación de conos de escape con apertura angular α_o . Los iones con un ángulo de paso $\alpha < \alpha_o$ se precipitan transitoriamente al bucle, mientras que los iones fuera de dicho cono transitan por la corona perdiendo energía muy lentamente debido a la baja densidad.

En ausencia de un campo magnético convergente los iones no son reflejados y las interacciones nucleares son más probables a grandes profundidades de la atmósfera solar. Sin embargo, en presencia de éste, los puntos espejo favorecen la interacción a mayores alturas, por lo tanto, a menores densidades, impidiendo la penetración de partículas a la atmósfera baja. A medida que disminuye la dispersión, más partículas son capaces de precipitarse e interaccionar a mayor profundidad en zonas de alta densidad. Lo anterior se debe a que, los iones de alta energía tienden a interaccionar más lejos debido a su menor sección eficaz, por lo tanto, el espectro de partículas de alta energía es resultado de interacciones que ocurren a altas densidades (Vilmer et al., 2011).

El principal factor que determina la ocurrencia de una reacción nuclear es la sección eficaz, pero la forma del espectro de los iones acelerados puede ser importante.

Para interacciones con blancos pequeños solo los iones cuya sección eficaz es significativa generan una contribución, mientras que, para las interacciones con blancos grandes, incluso los iones de alta energía inicial generan una contribución, ya que ellos al perder energía aumentan su sección eficaz y entonces pueden interactuar.

Murphy y colaboradores (Vilmer et al., 2011), determinaron para un espectro particular de iones, la energía efectiva de éstos para producir una línea de rayos gamma. Para un espectro suave la contribución de las partículas α domina debido a su bajo umbral de energía, y las energías más efectivas para los iones está alrededor de algunos $MeV/nucleón$, mientras que para un espectro duro las interacciones de los protones llegan a ser importantes debido a su alto umbral de energía y a la alta energía efectiva. Un rango de energía efectiva de iones para producir alguna línea es definido como la energía del ion donde el máximo de producción está determinado, y el rango efectivo es tal que la distribución de producción (gaussiana) presenta una bajada a cada lado del máximo, cada una con el 50 %.

La relación de proporción entre las líneas del O^{16} (6,129 MeV) y del Ne^{20} (1,634 MeV) han sido usadas para estimar el índice espectral de los iones acelerados, al igual que la proporción entre las líneas de desexcitación del C^{12} (4,438 MeV) y la del deuterio (2,223 MeV). Para un espectro duro (índice espectral < 4) la energía efectiva de los iones para producir la línea de captura neutrónica es muy alta, superior a $\sim 100 MeV/nucleón$, sin embargo, para un espectro blando (índice espectral > 4) la energía efectiva de los iones para producir la línea de captura neutrónica puede ser menor que 7 $MeV/nucleón$, debido a la producción de neutrones por medio de reacciones exotérmicas sobre elementos pesados.

La intensidad de cualquier línea de desexcitación depende del número y de la distribución de energía de las partículas y de la abundancia de las especies que pueden contribuir a esto. Las mediciones de estas líneas incluyen información sobre la abundancia de las diversas especies en la fuente y sobre el número y la distribución de energía de las partículas. Si la distribución de energía de las partículas es conocida, se podría deducir las abundancias relativas de la fuente, y viceversa, si conocemos la abundancia de la fuente, en principio podríamos deducir la distribución de energía de los protones y partículas α (Vilmer et al., 2011).

Radioactividad de larga duración de una fulguración

Las interacciones de los iones acelerados durante una fulguración con la atmósfera solar pueden sintetizar núcleos radioactivos, los cuales al decaer pueden producir líneas de rayos gamma con un cierto retraso en los efectos de grandes fulguraciones. La detección de estas líneas con retraso puede proveer una nueva perspectiva sobre la composición y espectro de los iones acelerados durante una fulguración. Muchos de estos radioisótopos podrían ser producto de interacciones de iones rápidos y pesados con el hidrógeno y helio ambiente (Vilmer et al., 2011).

Una de las líneas más evidentes que presenta un retardo es la de 0.847 MeV que se genera por la desexcitación del primer estado del Fe^{56} , el cual es producido por el decaimiento del Co^{56} (cuya vida media es de $T_{\frac{1}{2}} = 77,2 \text{ días}$), otra línea que es producto del decaimiento anterior es la de 1.238 MeV . Algunos días posteriores a una gran fulguración aparece la línea más intensa de 511 keV producida por la aniquilación de pares y que resulta del decaimiento beta de radioisótopos de larga vida (Vilmer et al., 2011).

Radiación producto del decaimiento de piones durante una fulguración

Observaciones de la radiación producto del decaimiento de piones generados durante una fulguración, combinadas con observaciones de las líneas de rayos gamma generan un completo esquema de la distribución de iones acelerados cuya energía está por encima de algunos MeV/nucleón y hasta varios GeV/nucleón . La radiación producto del decaimiento de piones junto con observaciones de neutrones proveen información sobre los iones de alta energía producidos en una fulguración. Los piones cargados al decaer producen electrones y positrones, los cuales a su vez producen rayos gamma vía radiación bremsstrahlung. Electrones y positrones contribuyen a la producción de radiación electromagnética vía aniquilación de pares; mientras que los piones neutros decaen produciendo un par de fotones de alta energía, lo que genera un espectro relativamente ancho, el cual presenta un máximo pronunciado en 67 MeV . La radiación tipo sincrotrón emitida por electrones y positrones, la cual reduce su tiempo de vida, es importante ya que reduce su contribución con respecto a la radiación emitida por el decaimiento de piones neutros. Electrones energéticos ($> 10 \text{ MeV}$) también son producidos en una fulguración solar, los cuales producen radiación tipo bremsstrahlung que enmascara potencialmente a la radiación producida por el decaimiento de piones

(Vilmer et al., 2011).

1.7. Producci3n de neutrones solares

Muchas reacciones entre los iones energ3ticos acelerados durante una fulguraci3n y los n3cleos del medio producen neutrones energ3ticos. Estos neutrones secundarios experimentan m3ltiples dispersiones elasticas, lo que los lleva a la termalizaci3n en la atm3sfera solar o a escapar hacia el espacio interplanetario. Las mediciones del flujo de neutrones que escapan, junto con mediciones de l3neas de rayos gamma sirven para estimar la distribuci3n de iones generada en una fulguraci3n. En particular ellos llenan el hueco entre las l3neas de desexcitaci3n, producto de iones con energ3a entre 1 y 100 MeV y la radiaci3n producto del decaimiento de piones, para los cuales se necesitan iones con energ3a ≥ 300 MeV. Las mediciones del flujo de neutrones en el espacio proporcionan informaci3n crucial sobre los iones m3s energ3ticos producidos en una fulguraci3n, especialmente cuando no se dispone de mediciones de rayos gamma producto del decaimiento de piones (Vilmer et al., 2011).

Lingenfelter y colaboradores (Dorman, 2010) calcularon te3ricamente la intensidad y el espectro del flujo de neutrones que escapan hacia el espacio, en su modelo se considera que las part3culas cargadas aceleradas escapan isotr3picamente desde la regi3n de la fulguraci3n hacia afuera y hacia abajo de los hemisferios, tambi3n toma en cuenta la producci3n adicional de neutrones generada por las part3culas cargadas que quedan atrapadas en la regi3n de aceleraci3n. Considerando lo anterior, el n3mero de neutrones con energ3a entre E_n y $E_n + dE_n$ producidos en la fotosfera por protones y part3culas alfa aceleradas en la fulguraci3n es:

$$N_{p,\alpha}(E_n)dE_n = \int_0^\infty I_{p,\alpha}(E_{p,\alpha}) \left\{ \sum_k \sum_i M_k(E_{p,\alpha}, E_{ni}) dE_{ni} \right\} dE_{p,\alpha} \quad (1.12)$$

donde $I_{p,\alpha}(E_{p,\alpha})$ es el n3mero de protones y part3culas alfa incidentes en la fotosfera con energ3a cin3tica $E_{p,\alpha}$. La sumatoria sobre el 3ndice k incluye todos los neutrones producto de la interacci3n entre protones y part3culas alfa con el material fotosf3rico, mientras que, la sumatoria sobre el 3ndice i incluye el orden de las interacciones. De acuerdo a estimaciones, la producci3n total de neutrones por protones con energ3a por

debajo de 1 GeV son esencialmente generados por las interacciones de primer orden ($i = 1$), mientras que la contribuci3n por interacciones de segundo orden ($i = 2$) por protones de 1, 2 y 4 GeV son $\sim 10\%$, $\sim 40\%$ y $\sim 60\%$ respectivamente. La funci3n $M_k(E_{p,\alpha}, E_{ni})$ reproduce el n3mero de neutrones generados en la i -esima interacci3n de los protones y part3culas alfa cuya energ3a inicial es $E_{p,\alpha}$. Por lo tanto, el espectro de energ3a de los neutrones generados $N_{p,\alpha}(E_n)$ depende del espectro de part3culas energ3ticas aceleradas en la fulguraci3n (Dorman, 2010).

La reacci3n $p(p, n\pi^+)p'$ tiene un umbral de 270 MeV y presenta la mayor contribuci3n en la producci3n total de neutrones para distribuciones de iones con alta dureza (3ndice espectral > 3), de esta forma, las emisiones de neutrones durante una fulguraci3n son frecuentemente acompa1adas por emisiones de rayos gamma producto del decaimiento de piones (Vilmer et al., 2011).

A diferencia de las secciones eficaces para las colisiones de n3cleos m3s pesados, los neutrones pueden ser producidos mediante procesos de evaporaci3n. De esta forma, las secciones eficaces comunmente poseen bajos umbrales energ3ticos, en algunos casos menores que 1 MeV/nucle3n. Las mediciones de neutrones tienen el potencial de contrastar la aceleraci3n de iones durante una fulguraci3n, especialmente cuando se consideran distribuciones blandas de iones, y en estos casos, la producci3n de neutrones depender3 de la abundancia de iones r3pidos.

Para calcular la probabilidad de escape de los neutrones solares, Lingenfelter y colaboradores (Dorman, 2010) calcularon la producci3n de neutrones con energ3as entre 1 MeV y 1 GeV, como una funci3n de la profundidad en la fotosfera (considerando que las part3culas son aceleradas en la regi3n de la fulguraci3n localizada por encima de la fotosfera, lugar de donde escapan isotr3picamente), en los resultados encontraron que los neutrones escapan practicamente sin colisionar.

El espectro de los neutrones solares a la altura de la 3rbita terrestre se deforma por el decaimiento de 3stos, el cual depende fuertemente de la energ3a. La figura (1.5 Dorman) muestra la probabilidad de sobrevivir al decaimiento por parte de los neutrones para alcanzar una distancia de 1 UA; la curva de la figura (1.5 Dorman) est3 determinada por la siguiente ecuaci3n:

$$P_s(E_n, r) = \exp\left(-\frac{r}{\tau c} \left(\left(\frac{E_n + m_n c^2}{m_n c^2}\right)^2 - 1\right)^{-\frac{1}{2}}\right) \quad (1.13)$$

donde $\Delta T(E_n)$ es el tiempo de vuelo para alcanzar la 3rbita terrestre de un neutr3n con energ3a E_n , τ y m_n son el tiempo de vida media y la masa del neutr3n en un sistema en reposo (Dorman, 2010).

El espectro de los neutrones solares a una distancia de 1 UA del Sol sera:

$$N_n(E_n, r)dE_n = P_s(E_n, r) \frac{N_{esc}(E_n)}{4\pi r^2} dE_n \quad (1.14)$$

donde $P_s(E_n, r)$ es la probabilidad de sobrevivir al decaimiento, y $N_{esc}(E_n)$ es el espectro de los neutrones que escapan del Sol hacia el espacio interplanetario (Dorman, 2010).

La dependencia temporal del flujo de neutrones solares a una distancia r del Sol se relaciona con la integral en el tiempo del espectro $N_n(E_n, r)$ por medio de la siguiente expresi3n:

$$N_n(E_n, r, t) = N_n(E_n, r) \frac{dE_n}{dt} = N_n(E_n, r) \frac{(E_n^2 + 2m_n c^2 E_n)^{\frac{3}{2}}}{m_n^2 c^3 r} \quad (1.15)$$

donde t es el tiempo de arribo de los neutrones, considerando que $t = 0$ es el instante en el que los neutrones escapan del Sol, el tiempo de arribo puede ser calculado por medio de la siguiente expresi3n:

$$t = \frac{r}{c} \left(1 - \left(\frac{m_n c^2}{E_n + m_n c^2}\right)^2\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

y la energ3a E_n de los neutrones que arriban a una distancia r al tiempo t puede ser calculada por:

$$E_n = m_n c^2 \left(1 - \left(\frac{r}{ct} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} - m_n c^2 \quad (1.17)$$

En el espacio se han detectado protones energéticos generados por el decaimiento de los neutrones producidos en una fulguración. Cuando un detector no está magnéticamente bien conectado al sitio donde se produce una fulguración, pueden distinguirse claramente los productos del decaimiento de neutrones de las partículas rápidas asociadas directamente con la fulguración. Una firma clara del decaimiento de neutrones es el arribo de protones energéticos (precursor) al detector antes que los iones producidos en la fulguración (Vilmer et al., 2011).

El espectro de protones resultado del decaimiento de neutrones solares puede ser obtenido a partir de la probabilidad de sobrevivir al decaimiento por parte de los neutrones al viajar del Sol a la Tierra, mediante la expresión $1 - P_s(E_n, r)$.

1.7.1. Observaciones de neutrones solares

Las partículas sin carga eléctrica arriban al detector sin ser desviadas por los campos magnéticos de las regiones activas ni por el interplanetario. Los neutrones libres presentan decaimiento beta con un tiempo de vida de 886 s. Los neutrones energéticos producidos en las fulguraciones han sido detectados en el espacio y en la superficie terrestre, en esta última, por medio de monitores de neutrones y por telescopios de neutrones solares especialmente diseñados (Valdés-Galicia et al., 2009), (Watanabe et al., 2006).

El incremento en los conteos de los monitores de neutrones durante una fulguración solar es generalmente debido a las partículas energéticas solares que interaccionan con la atmósfera terrestre, los neutrones de origen solar pueden ser distinguidos en la superficie terrestre mediante su distribución temporal y geográfica. Los telescopios de neutrones pueden discriminar neutrones de partículas cargadas y proporcionan un espectro y una resolución angular de los neutrones cuya energía es $> 50 \text{ MeV}$ (Muraki et al., 1998).

Un neutron de 150 MeV viaja 1 UA en un tiempo equivalente a su vida media, sin embargo, por efectos relativistas, su tiempo de vida se extiende a la equivalente de

un neutrón con una energía aproximada a 1 GeV , los que poseen menor energía tienen mayor probabilidad de decaer en su viaje del Sol a la Tierra, la probabilidad de sobrevivir decrece rápidamente para energías de $\sim 100 MeV$. No obstante, los neutrones producidos en fulguraciones solares han llegado a la Tierra en una cantidad detectable en rangos de energía de 50 – 360 MeV (Muraki et al., 1998). La energía mínima de los neutrones para ser detectados en la superficie terrestre es 50 MeV (Muraki et al., 1998), 150 MeV para una profundidad de 776 $g\ cm^{-2}$ con un factor de atenuación de 1/1,500 (Shibata, 1994), 100 MeV considerando dispersión, atenuación y cambio de energía (Dorman et al., 1999); o por monitores de neutrones es de 200 – 500 MeV (?).

El tema sobre neutrones solares y los fenómenos relacionados a éstos, toma especial interés después de las fulguraciones solares de: 1) Agosto de 1972, cuando rayos gamma solares fueron detectados por Solar Maximum Mission (SMM), 2) Junio de 1980, cuando neutrones solares fueron registrados cerca de la Tierra por SMM, y 3) Junio de 1982, cuando neutrones solares fueron registrados de forma simultánea en el espacio y por un detector de superficie (Dorman, 2010).

A continuación expondré de forma breve algunas observaciones de neutrones solares, las cuales aportaron nuevos temas de interés a la física solar, por ejemplo: la detección por vez primera de neutrones solares, el registro de una baja intensidad en rayos X no implica una baja producción de neutrones solares, las fulguraciones solares tipo limbo permiten una mejor observación de neutrones, entre otras. Para mayores detalles consultar (Dorman, 2010).

En el evento del 21 de Junio de 1980, neutrones solares fueron registrados por vez primera por SMM. Este evento fue causado por una fulguración clase X2.6, localizada 20 °N y 90 °O. De acuerdo a las observaciones de SMM, el índice espectral de los neutrones fue de -2.5.

El primer evento de neutrones solares observado en alta montaña por el súper monitor de neutrones en Jungfraujoch fue el 3 de Junio de 1982, evento simultáneamente observado por el espectrómetro de rayos gamma de SMM (Dorman, 2010). La detección de rayos gamma inició a las 11:43 UT, el detector de Jungfraujoch registró los primeros neutrones solares a las 11:44 UT, el flujo promedio de neutrones con energía entre ~ 0.5 y varios GeV de 11:44 a 11:47 UT fue de 0.08-0.10 $neutrones\ cm^{-2}\ s^{-1}$. Los primeros neutrones detectados por SMM con energía entre 300 y 400 MeV llegaron a las 11:48

UT con un flujo promedio de ~ 0.2 neutrones $cm^{-2} s^{-1}$, alcanzando un máximo a las 11:58 UT. La energía de los neutrones solares fue determinada por el método de tiempo de vuelo, considerando que la producción de los neutrones y de los rayos gamma fue impulsiva y al mismo tiempo.

El 25 de abril de 1984, se produjo una fulguración clase X13, localizada $11^{\circ}S$ y $45^{\circ}E$. SMM observó un flujo de rayos gamma con energía de hasta $70 MeV$. La detección de rayos gamma de alta energía inició a la 00:00 UT y mostró un primer pico en el flujo de forma impulsiva dentro de los primeros 30 s, el flujo mostró un segundo pico de forma gradual a las 00:03 UT. El súper monitor de neutrones de Tokyo mostro un incremento de $\sim 3.1\sigma$ respecto al conteo de fondo, de las 00:00 a las 00:10 UT, este incremento coincidió con el segundo pico de forma gradual registrado por SMM. La conclusión fue que, el incremento de $0.8 \pm 0.26\%$ en la intensidad del súper monitor de neutrones de Tokyo fue producido por neutrones solares con energía entre 120 y 650 MeV (Dorman, 2010).

El 22 de Febrero de 1991, con el uso de datos de un telescopio de neutrones solares que opera en el monte Norikura, Japón, desde Octubre de 1990, fue registrado un evento de neutrones solares. El telescopio observó partículas que llegaron en la dirección solar, dentro de un rango angular de $\pm 11^{\circ}$ y $\pm 22^{\circ}$. Este telescopio registró los neutrones solares en tres bandas de deposición de energía: de 50 a 360 MeV , de 280 a 500 MeV y mayor a 390 MeV . Este evento es de gran interés, debido a que la fulguración no mostró una gran significancia en la emisión de rayos X. Muraki y colaboradores concluyeron que la fulguración con una abundante producción de neutrones se genero en la cromósfera baja (muy cerca de la fotosfera), debido a su baja significancia en rayos X causada por la fuerte atenuación que sufren las ondas de radio, la banda del óptico y los rayos X en la atmósfera solar.

El monte Chacaltaya posee excelentes condiciones para la detección de neutrones solares, primero por su altura (5,250 $m.s.n.m.$), que disminuye la atenuación en la intensidad de los neutrones solares, ya que éstos atraviesan un menor espesor de la atmósfera terrestre, y segundo, por su relativa cercanía al ecuador ($16^{\circ}21' S$ y $68^{\circ}08' E$), lugar que provee mayor tiempo de observación solar, además el umbral magnético es mayor impidiendo la llegada de partículas cargadas de baja energía. El 6 de Noviembre de 1997 ocurrieron dos fulguraciones clase C4.7 y X9.4, siendo esta última la más intensa del ciclo solar 23. Para la fulguración X9.4 ($16^{\circ} S$ y $43^{\circ} E$) el máximo del flujo de

rayos X suaves fue observado a la 11:55 UT por el satélite GOES, mientras que, el máximo de rayos X duros fue observado entre 11:53 y 11:54 UT, estas emisiones y un flujo de rayos gamma también fueron observadas por el satélite Yohkoh. El telescopio de neutrones del monte Chacaltaya mostró un incremento en sus cuentas entre 11:51 y 11:54 UT, sin embargo, el análisis de los datos no confirman estadísticamente que estos excesos sean producidos por neutrones solares. Por otro lado, el Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) registró una emisión de rayos X duros 10 minutos antes de la fulguración X9.4, dicha emisión fue producto de una fulguración clase C4.7 ($16^\circ S$ y $63^\circ E$), la cual inició a las 11:31 UT y continuó hasta las 11:44 UT. El telescopio de neutrones solares del monte Chacaltaya registró una señal clara en sus cuentas asociada con esta fulguración clase C4.7. Las aportaciones de estos eventos al conocimiento del tema de los neutrones solares son: 1) fulguraciones con bajas emisiones de rayos X pueden producir neutrones solares, y 2) neutrones producidos por fulguraciones en el limbo solar tienen mayor probabilidad de arribar a la Tierra, que aquellos producidos en el centro del disco solar.

1.8. Rayos cósmicos en la heliósfera y en la atmósfera terrestre

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.

El verdadero avance se produjo en 1912 y 1913 cuando por primera vez Hess realizó ascensos de 5 *km* en globo y en 1914 Kolhörster ascensos de 9 *km*; ellos encontraron que la ionización del aire contenido en los electroscopios se incrementaba con la altura respecto a la ionización medida al nivel del mar. Esto fue evidencia clara de que la radiación ionizante provenía del exterior de la atmósfera terrestre. En 1925

Millikan bautizó a esta radiación ionizante como rayos cósmicos.

En 1929, Skobelzyn con una cámara de niebla observó trazas que no sufrían desvíos, ellas debían pertenecer a partículas con energía mayor a 15 MeV e identificó que las trazas eran de electrones secundarios producto de rayos gamma ultra energéticos. En este año, también se invento el detector Geiger-Müller especialmente para detectar rayos cósmicos.

Bhote y Kölhorster utilizaron detectores Geiger-Müller y desarrollaron la técnica 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 partículas llegaban a poseer energías de hasta 10^{10} eV .

En la década de 1930, con instrumentos como las cámaras de niebla, electroimanes y detectores Geiger-Müller comienza el estudio a fondo de los rayos cósmicos. Anderson en 1932, y Blackett y Occhialini en 1933 mostraron que en la radiación cósmica existían partículas de carga positiva muy similares a los electrones, ésto llevo al descubrimiento del positrón, partícula predicha en la teoría de Dirac. A finales de esta década 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 uso una computadora mecánica, un analizador diferencial (Lemaître and Vallarta., 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 (Alvarez and Compton, , 1933), (Johnson and Compton, , 1933).

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.

1.8.1. 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 ($\sim 90\%$), partículas alfa ($\sim 9\%$) 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.

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 1.6, 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 hidrógeno es relativamente difícil de ionizar por inyección en procesos de aceleración, o podría reflejar una diferencia genuina en la composición en la fuente.

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).

Espectro de energía

La característica más asombrosa de los rayos cósmicos es el amplio espectro de energía que cubren (Longair, 1992). Consideremos algunas características de este espectro de

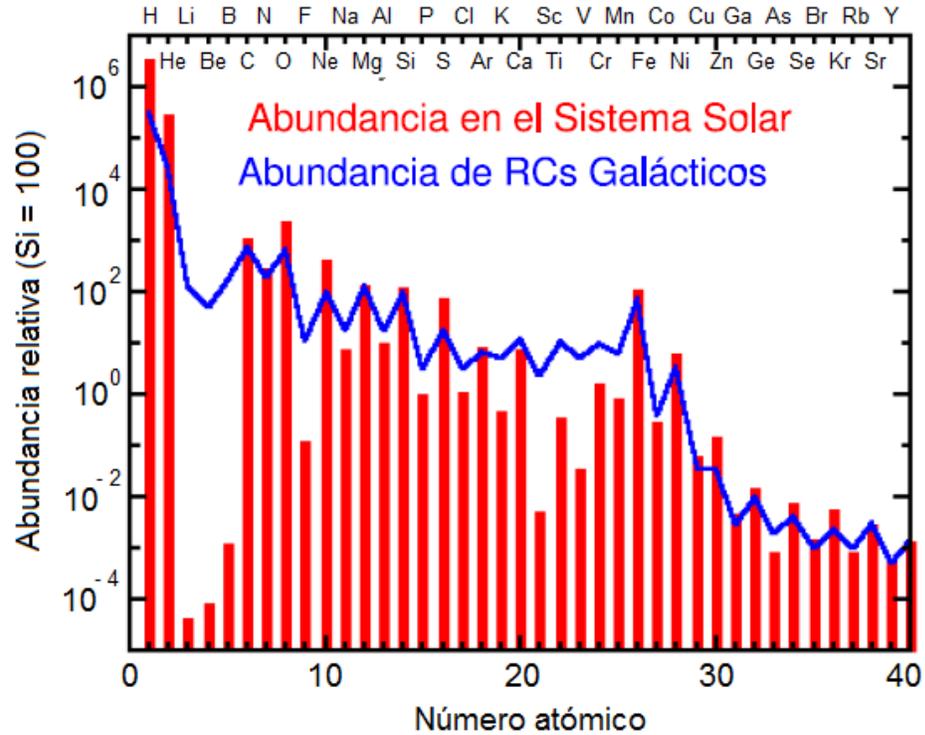


Figura 1.6: Composición química de los rayos cósmicos, comparados con la abundancia de elementos en el sistema solar.

energía que se presenta en la figura 1.7.

Primero, para energías aproximadas a $1 \times 10^9 eV$ por nucleón y menores, el espectro diferencial de energía varía con el ciclo solar, esto es, el flujo de partículas de baja energía decrece durante periodos de alta actividad solar y es máximo durante la fase de baja actividad solar. Este fenómeno es conocido como modulación solar. La actividad solar genera grandes perturbaciones en el campo magnético 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:

$$R = \frac{pc}{Ze} \tag{1.18}$$

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

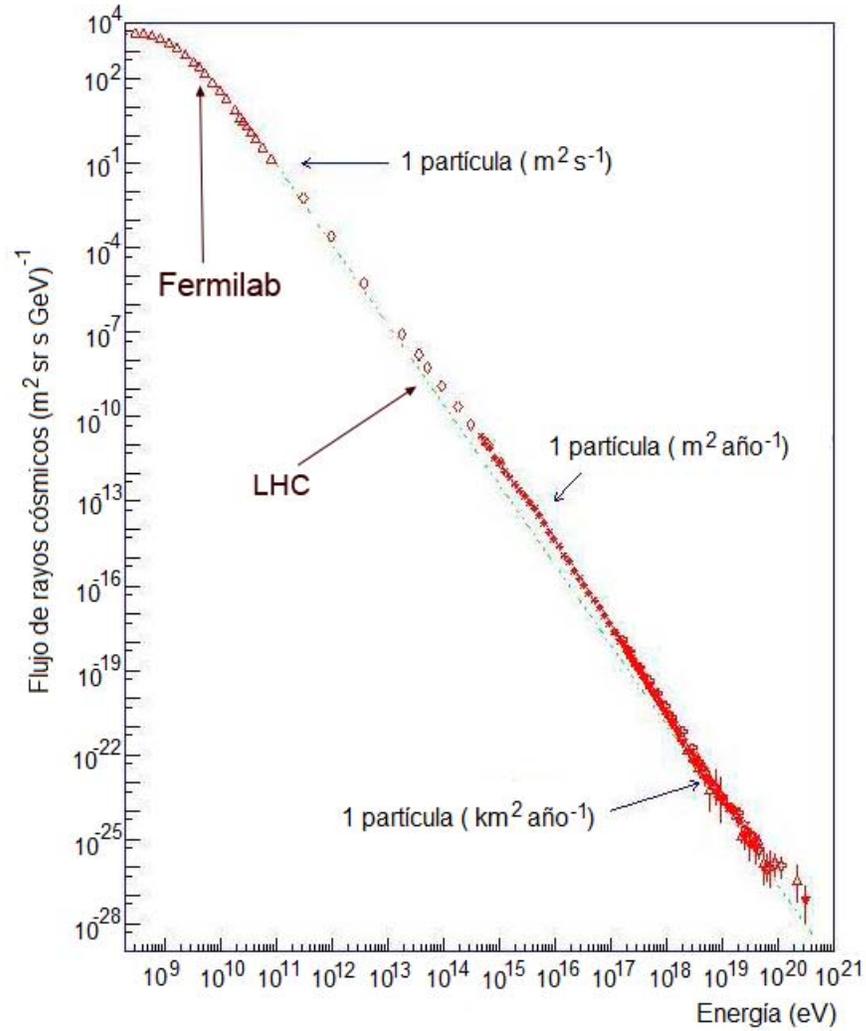


Figura 1.7: Espectro de energía de los rayos cósmicos.

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:

$$N(E)dE = KE^{-x}dE \tag{1.19}$$

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.

1.8.2. Modulación solar de los rayos cósmicos

La heliósfera 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. El viento solar presenta diferencias latitudinales, longitudinales y variabilidad temporal ya que está sujeto a variaciones acopladas con la actividad solar (Grieder, 2001).

La modulación solar son las variaciones que presenta la intensidad de la radiación cósmica influenciada por las perturbaciones del campo magnético interplanetario. Los rayos cósmicos primarios que llegan a la Tierra y consecuentemente los rayos cósmicos secundarios producidos en la atmósfera terrestre, están sujetos a estas variaciones periódicas.

Variación diurna

Esta variación se debe al transporte de los rayos cósmicos por el campo magnético interplanetario, y fundamentalmente es consecuencia del balance entre el flujo difusivo y convectivo (Grieder, 2001), que se muestra esquemáticamente en la figura 1.8.

El flujo difusivo se da cuando los rayos cósmicos que se propagan en la heliósfera son atrapados por las líneas del campo magnético interplanetario, 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.

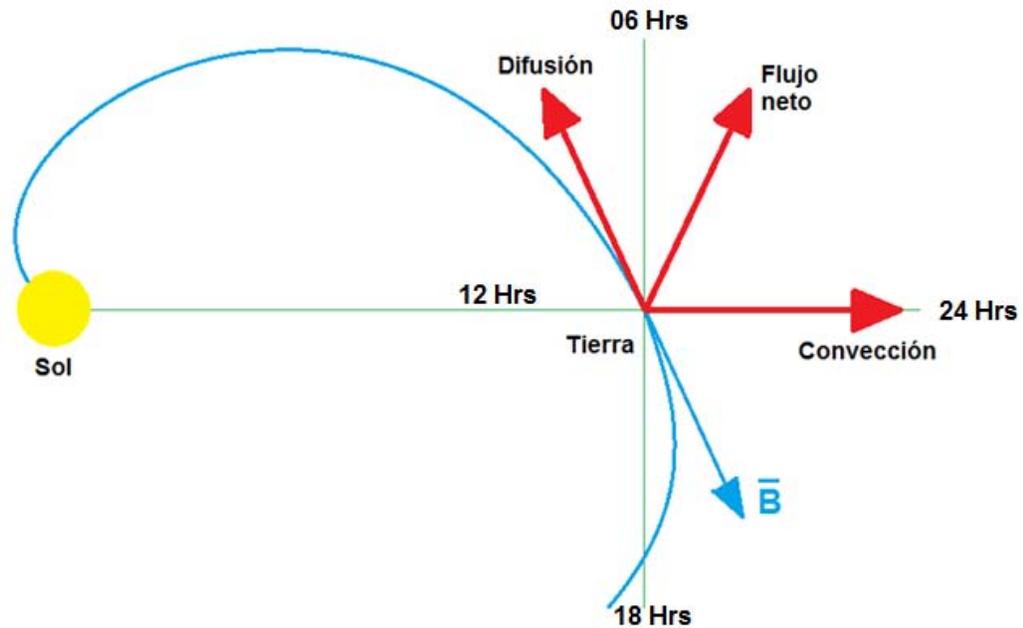


Figura 1.8: Esquema de la variación diurna.

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 1.9). Los efectos de la modulación solar decrecen conforme las partículas poseen mayor energía.

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, en la figura 1.10 mostramos un decrecimiento Forbush registrado en Octubre-Noviembre de 2003. Estos eventos están comúnmente asociados a tormentas geomagnéticas.

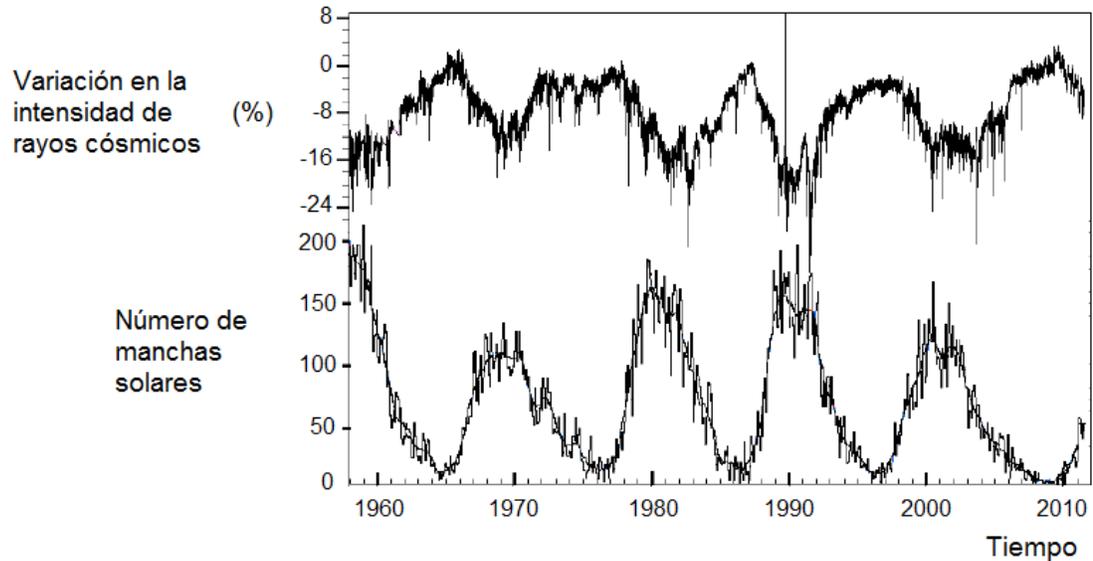


Figura 1.9: Ciclo de manchas solares http://www.sidc.be/sunspot-index-graphics/sidc_graphics.php y variación en la intensidad de la radiación cósmica (Monitor de Neutrones de Moscú <http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>).

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 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. Dicha nube magnética puede impedir el paso de la radiación cósmica galáctica de baja energía y con ello su llegada a la Tierra.

1.8.3. 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, 1) con la estructura electrónica, y/o 2) 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. La probabilidad de que un protón colisione con un núcleo del aire es

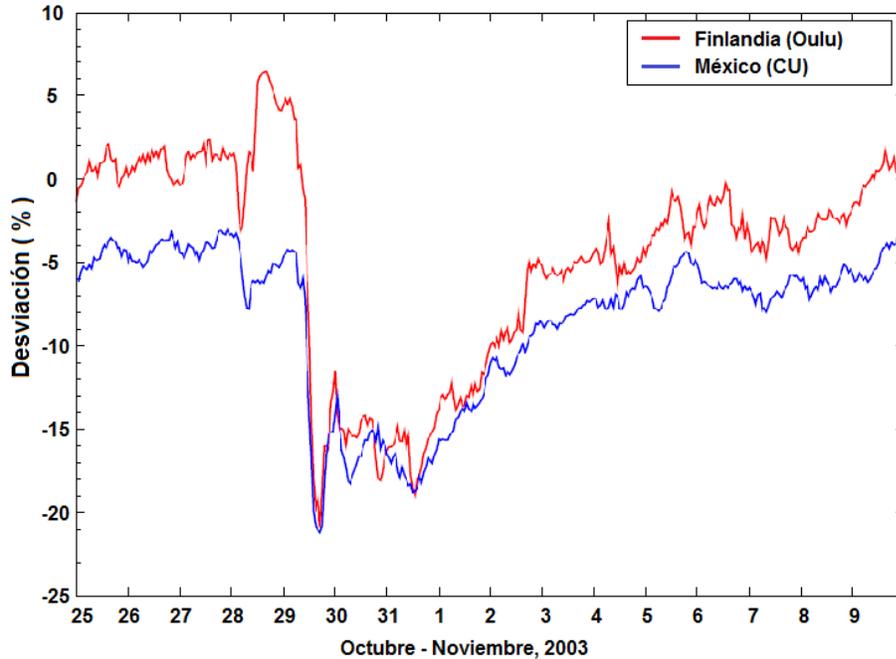


Figura 1.10: Decrecimiento Forbush registrado en los Monitores de Neutrones de Oulu y Ciudad Universitaria.

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 $1 \times 10^9 eV$ 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).

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 trataré 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).

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. 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 ($\sim 1030 \text{ g/cm}^2$) 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 siguiente ecuación:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \gamma^2 \beta^2}{I}\right) - \beta^2 - \frac{\lambda}{2} \right] \quad (1.20)$$

Donde m_e es la masa en reposo del electrón, r_e el radio clásico del electrón, N_A el número de Avogadro y $4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.3071 \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$. γ es el factor de Lorentz y $\beta = v/c$. I es la constante de ionización y es aproximadamente equivalente a $16Z^{0.9} \text{ eV}$ 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).

En la década de 1930, Anderson noto 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, ésta emite radiación electromagnética llamada "bremsstrahlung" (Longair, 1992).

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.

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:

$$R = 1,2 \times 10^{-15} A^{1/3} m \quad (1.21)$$

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 origina 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.

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 continúa mientras la energía de los fotones exceda $1.02 MeV$. La repetición de este proceso genera la componente electromagnética de la cascada (ver figura 1.11).

Componente muónica

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 $\sim 120 g/cm^2$. Ellos

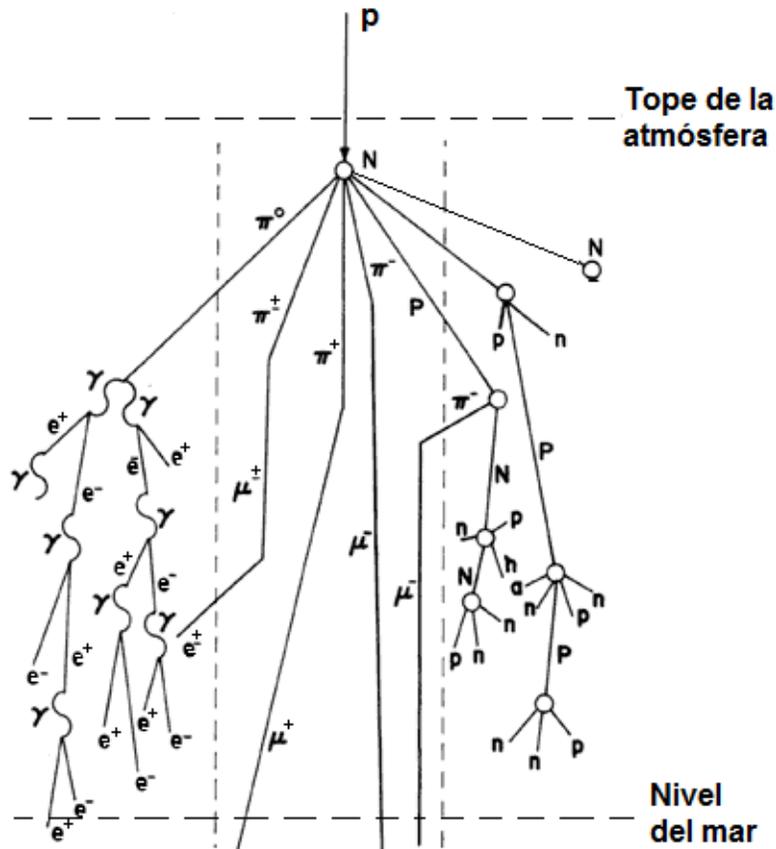


Figura 1.11: Esquema de un chubasco atmosférico, iniciado por la colisión de un protón primario u un núcleo atmosférico.

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 1.11). Sin embargo, también contribuyen a la componente electromagnética ya que algunos muones decaen y producen electrones y neutrinos mediante los procesos ($\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_\mu$) y ($\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$).

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 1.11), 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.

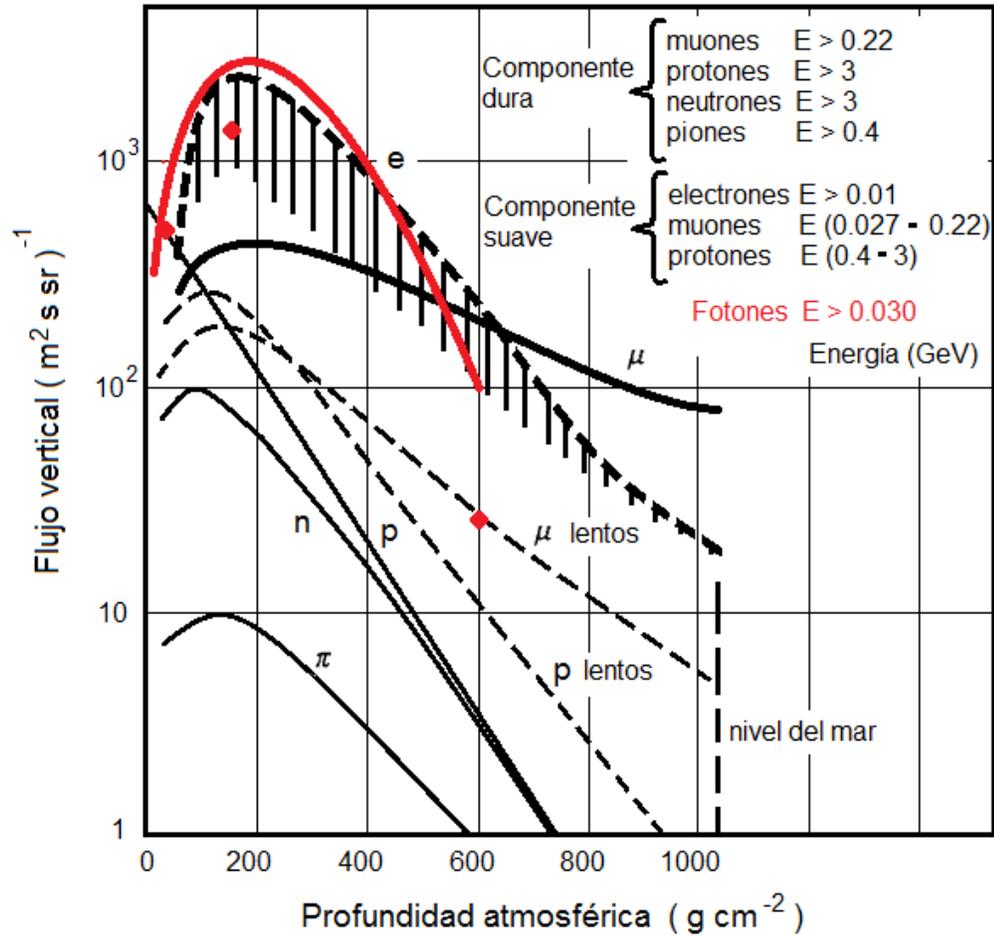


Figura 1.12: Flujo vertical de las diferentes componentes de los rayos cósmicos en la atmósfera terrestre (Longair, 1992).

Podemos resumir la producción de rayos cósmicos secundarios con ayuda de la figura 1.12, en la que observamos:

- I. El número de protones decrece exponencialmente con la profundidad atmosférica, debido a las interacciones nucleares y electromagnéticas que sufren.
- II. El número de hadrones (piones, protones y neutrones) crece debido a las interacciones nucleares de los protones primarios, aproximadamente a una profundidad

atmosférica de 100 g/cm^2 , el número de hadrones alcanza su máximo, posteriormente decrecen exponencialmente, esto se debe a que existe un menor número de protones primarios que los genere, mientras que los generados inicialmente, decaen o colisionan.

- III. Debido al decaimiento de los piones cargados, el número 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 producción de pares, genera un gran número de electrones los cuales también se ven enriquecidos por el decaimiento de los muones lentos; sin embargo, los electrones tienen muchas formas de interactuar con el material atmosférico y su flujo al nivel del mar es menor al de los muones.

1.8.4. Propagación de neutrones solares en la atmósfera terrestre

Los principales parámetros que determinan la propagación de los neutrones solares en la atmósfera terrestre son: 1) la energía del neutrón, 2) el ángulo de incidencia, y 3) la profundidad atmosférica respecto a la dirección solar. La diversidad de detectores de neutrones solares en la superficie terrestre y su respectiva sensibilidad están determinadas por las interacciones de los neutrones con los núcleos del aire, que incluyen: generación de partículas secundarias, cambios de energía, dispersión y absorción. El decaimiento radiactivo de los neutrones es despreciado, debido a que el tiempo de propagación en la atmósfera es muy pequeño comparado con su vida media (Dorman, 2010).

Cuando los neutrones solares inciden en el tope de la atmósfera y se propagan a través de ella hacia el sitio de observación, sufren colisiones con los núcleos del aire, lo que produce dispersión elástica, intercambio de carga, y dispersión inelástica. Cuando un neutrón sufre el proceso de intercambio de carga, uno de los protones en el núcleo blanco es emitido en lugar del neutrón incidente, y el proton será absorbido en la atmósfera por procesos de ionización. En una dispersión inelástica, el neutrón incidente pierde su energía al transmitirla al núcleo blanco; este proceso contribuye fuertemente a la atenuación de neutrones en la atmósfera, sin embargo, la transferencia de energía a los núcleos del aire es muy pequeña debido al límite cinemático (Shibata, 1994).

Capítulo 2

mini-SciBar: detector prototipo de rayos cósmicos y su calibración

2.1. Introducción

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*, de esta fecha a Julio de 2012 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.

El mini-SciBar es un detector prototipo del Telescopio de Centelleo de Rayos Cósmicos (SciCRT), los objetivos del mini-SciBar son, probar el funcionamiento de todas las componentes del sistema, en especial, el desempeño de la electrónica, medir la radiación cósmica secundaria en el sitio de operación, y con sus datos desarrollar métodos que nos permitan separar las diferentes componentes de la radiación cósmica secundaria.

2.2. El fenómeno de centelleo

El centelleo es un fenómeno físico mediante el cual ciertos materiales producen luz cuando a través de ellos pasa radiación ionizante, 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 con alta eficiencia la energía cinética de partículas cargadas en luz.
- 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 cercano 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, 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 ($10^{-9}s$), aunque generan un menor flujo de luz de salida (Knoll, 2000).

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).

2.2.1. Mecanismo de centelleo en materiales orgánicos

Los materiales centelladores poseen un amplio rango energético entre la banda de valencia y la banda de conducción. Dentro de estos rangos también tienen los llamados centros luminiscentes, los cuales juegan el papel central en la producción de luz de centelleo. Un centro luminiscente generalmente está compuesto de dos niveles de energía con una diferencia que es igual a la energía del fotón en o alrededor de la región del visible del espectro electromagnético. Si un electrón pasa de un nivel de mayor energía

a uno de menor, un fotón de centelleo puede ser emitido. También existe la posibilidad de que no se produzca una transferencia radiativa, en cuyo caso, la energía es disipada por calentamiento. Si esto ocurre, se dice que el proceso se inactiva y la información se pierde (Syed, 2007).

Cuando la radiación ionizante atraviesa un material centellador, parte de su energía es depositada a lo largo de su trayectoria en el medio. Si la energía es mayor al ancho de la banda prohibida, los electrones de la banda de valencia saltan a la de conducción y, la vacante dejada en la banda de valencia produce una carga positiva eficaz llamada agujero. Tanto el electrón en la banda de conducción y el agujero en la banda de valencia poseen la libertad de moverse en el material. Cuando el electrón cae a un nivel de energía por debajo del nivel inferior de la banda de conducción, si este nivel de energía es el centro de luminiscencia del material, el electrón caerá más abajo aún y emitirá un fotón de centelleo o disipará su energía de forma no radiativa. Finalmente, el electrón caerá a la banda de valencia haciendo desaparecer el agujero (Syed, 2007).

También existe la posibilidad de que el electrón de la banda de conducción pase a un estado metaestable de energía, dichos estados se forman por las impurezas y defectos del material. Un electrón puede permanecer en un estado metaestable durante un periodo de tiempo que va desde unos nanosegundos hasta horas, antes de saltar nuevamente a la banda de conducción al recibir suficiente energía por agitación térmica o algún otro proceso. De allí puede saltar a un centro de luminiscencia y emitir luz de centelleo, estos fotones que presentan un retraso constituyen la luz de fosforescencia (Syed, 2007).

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, se representa una serie de estados singlete (espín 0) 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 (Knoll, 2000).

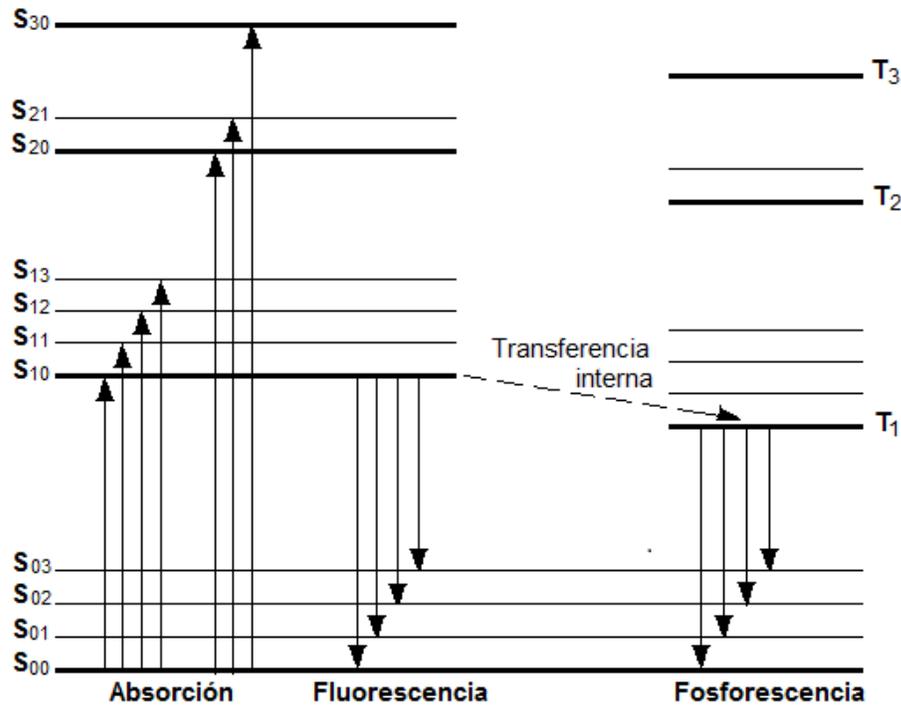


Figura 2.1: Representación esquemática de los niveles de energía de una molécula (Knoll, 2000).

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_0 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:

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{t_0}} \quad (2.1)$$

I_0 es el equivalente en intensidad de luz a la energía absorbida por la molécula, en la mayoría de los centelladores orgánicos, t_0 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, 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 al centellador primario (solvente) una pequeña concentración de un centellador con una mayor eficiencia, la luz emitida por el centellador primario 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.

Algunas veces se añade un tercer componente, 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 y/o para minimizar la auto absorción. Si un centellador orgánico es disuelto en un solvente, posteriormente puede ser polimerizado, se obtiene entonces un centellador sólido llamado plástico centellador (Knoll, 2000).

2.3. 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 de barras ortogonales entre sí, con 8 barras cada uno; el detector tiene un total de 128 barras de plástico centellador (ver figura 2.2).

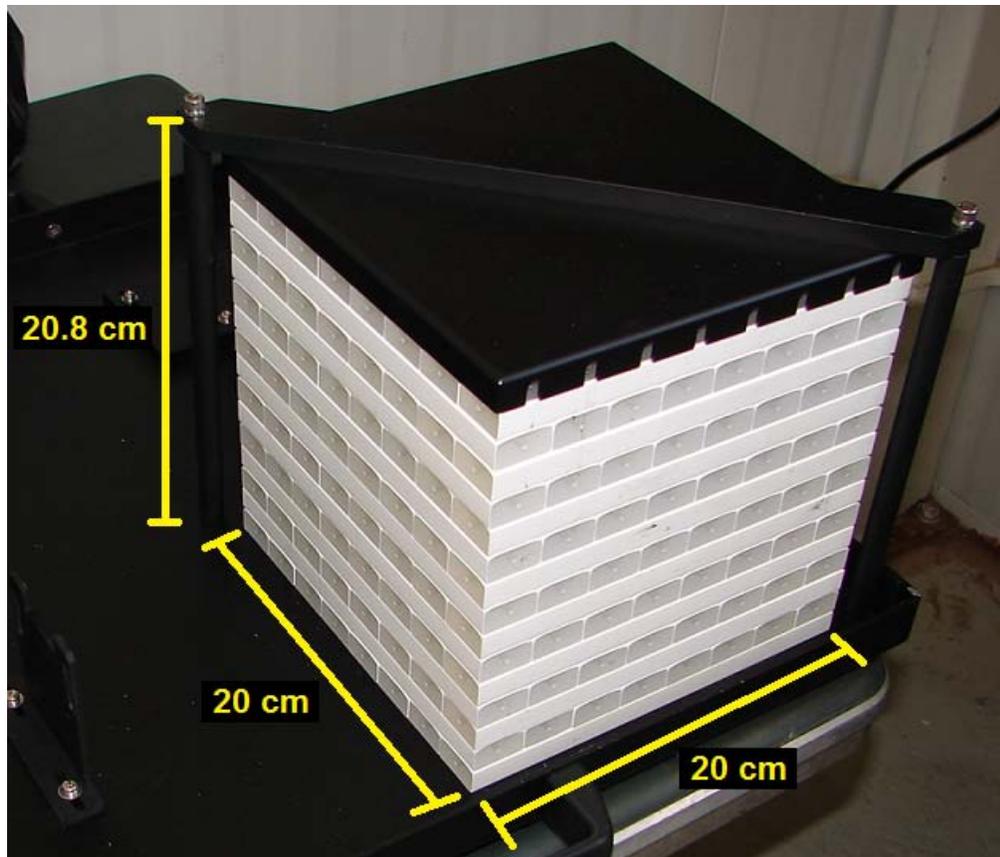


Figura 2.2: Arreglo de las barras centelladoras del mini-SciBar.

2.3.1. 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 con pintura como reflector, la cual tiene un espesor de 0.25 mm , 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, evitar la auto absorción, y 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

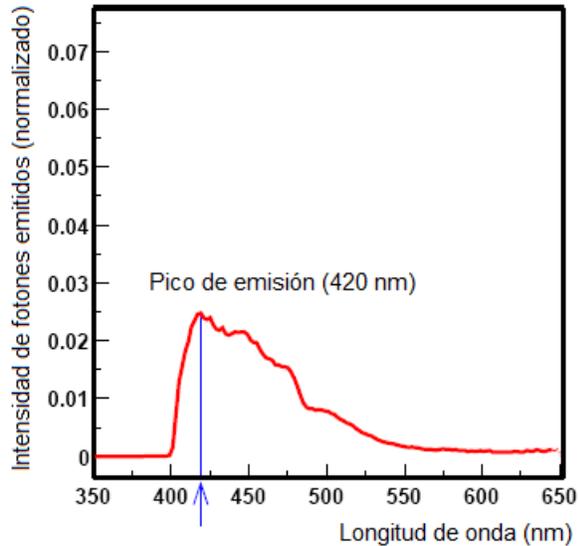


Figura 2.3: Espectro de emisión del plástico centellador utilizado para la fabricación de las barras del mini-SciBar.

que estas tengan interacciones nucleares con los núcleos de carbono del material, para producir partículas cargadas, en la figura 2.3 se muestra el espectro de emisión del plástico centellador.

2.3.2. Fibra óptica

La fibra óptica es de tipo *wavelength shifting* (*WLS*, por sus siglas en inglés), esto es, produce un corrimiento en la longitud de onda de los fotones emitidos (pico de emisión en 476 nm) respecto a los absorbidos (pico de absorción en 430 nm) (Nitta et al., 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* tiene 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 2.2.3) los fotones emitidos por las barras de plástico centellador, este proceso se realiza de la siguiente manera; primero, la fibra óptica *WLS*

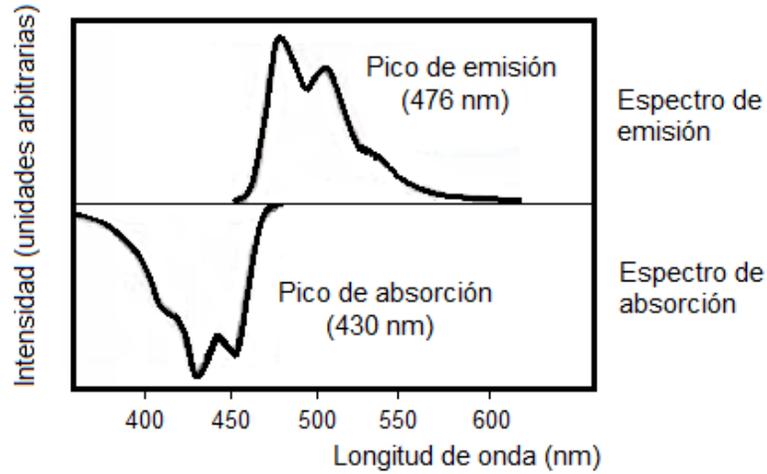


Figura 2.4: Espectro de absorción y emisión de la fibra óptica *WLS*.

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:

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

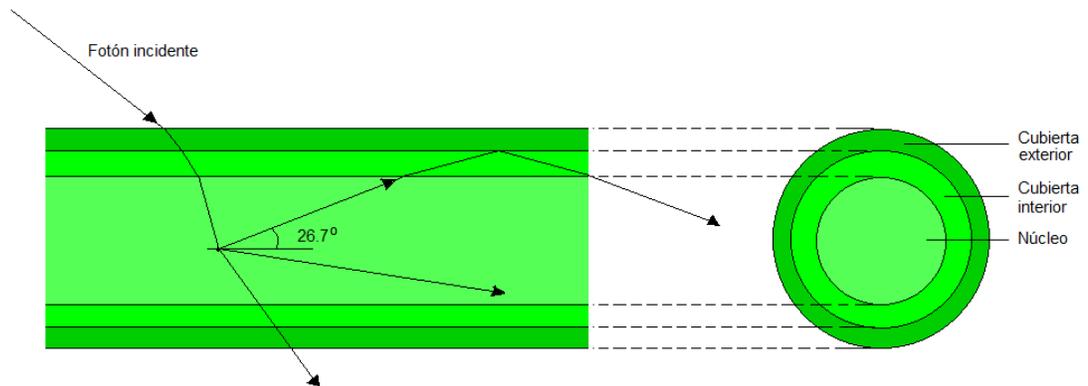


Figura 2.5: Esquema de la estructura de la fibra óptica *WLS*, y el ángulo máximo de reflexión.

2.3.3. Sistema de lectura y registro

El mini-SciBar cuenta con dos tubos fotomultiplicadores multi-ánodo (MAPMT, por sus siglas en inglés), modelo Hamamatsu H8804. El alto voltaje aplicado a los MAPMTs fue de -730 y -755 *volts* para el lado X e Y respectivamente. Cada MAPMT tienen 64 fotocátodos con sus respectivos ánodos de salida, en un arreglo de 8×8 y cuya área es de 2×2 mm^2 por fotocátodo, cada fibra óptica *WLS* está conectada a un fotocátodo del MAPMT (ver figura 2.6), donde son detectados los fotones que viajan a través de la fibra óptica, posteriormente convertidos en un pulso eléctrico en el MAPMT.

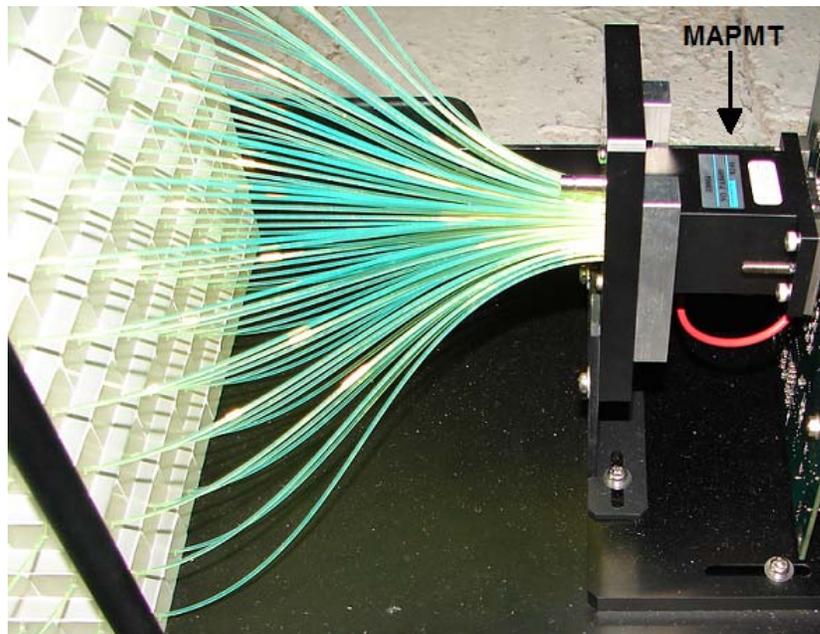


Figura 2.6: Tubo fotomultiplicador multi-ánodo (MAPMT) y fibras ópticas colocadas en las barras de centelleo del mini-SciBar.

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 los 64 canales de foto-detección, amplificación y salida, independientes entre sí, el funcionamiento para cada una de los 64 canales 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 co-

riente eléctrica llega a un primer dínodo, mediante una diferencia de voltaje se genera una mayor corriente eléctrica con los electrones que logran desprenderse del material del dínodo, esa corriente es dirigida a un segundo dínodo; proceso que se repite hasta el doceavo dínodo. Doce son los dínodos que contienen los MAPMTs utilizados en el mini-SciBar; de ésta manera, se obtiene una corriente amplificada de salida en el respectivo ánodo del MAPMT, este proceso esta esquematizado en la figura 2.7. Cada canal del MAPMT es alimentado por la señal de una y solo una barra de centelleo. La contaminación o ruido introducido entre las fibras vecinas es 2.72% para los canales centrales del MAPMT y 0.45% para los canales de las esquinas. Las especificaciones del MAPMT se muestran en la tabla 2.1.

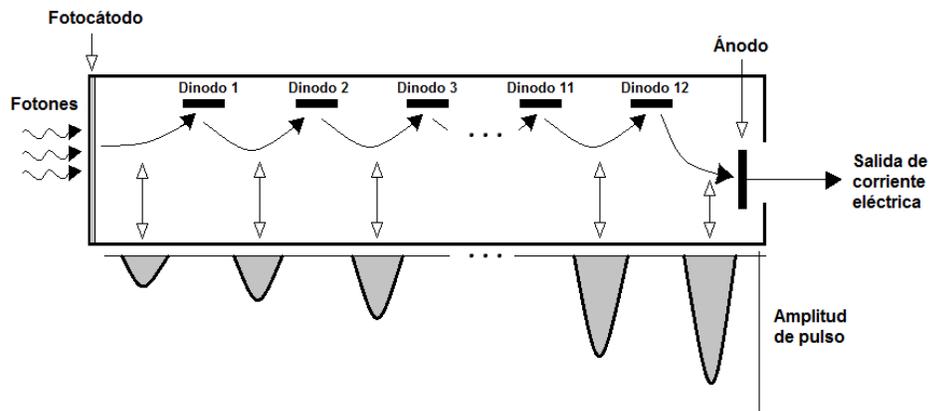


Figura 2.7: Representación gráfica de la amplificación de una señal en un MAPMT.

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 dínodos	12
Ganancia	6×10^5 (800 V)
Respuesta lineal	hasta 200 fotones (800 V)
Contaminación	3%

Cuadro 2.1: Especificaciones de los MAPMT.

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, por sus siglas en inglés), 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 et al., 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 de $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

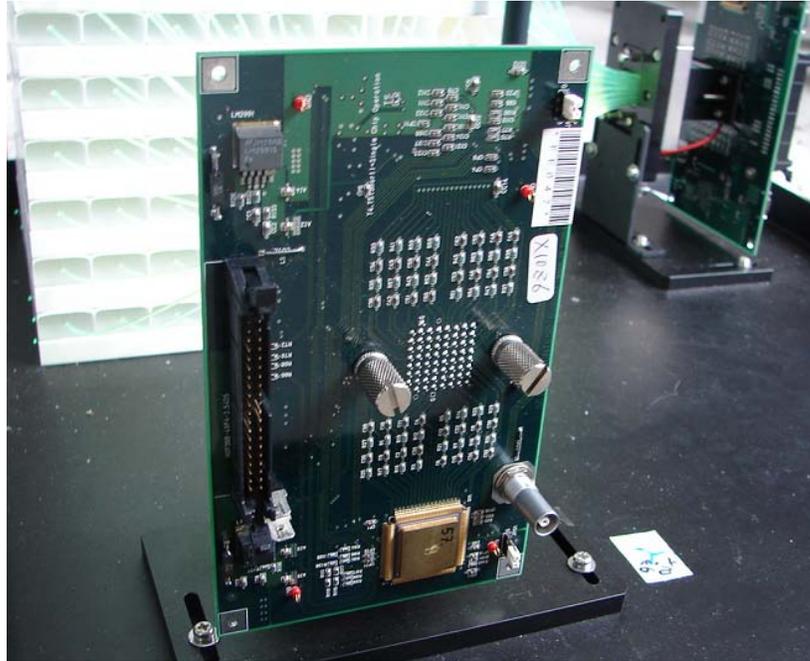


Figura 2.8: Tarjeta front end board (FEB) del mini-SciBar, el diagrama de bloques es presentado en la figura 2.9.

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 del 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 et al., 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 et al., 2004), en esta etapa se obtiene información sobre la altura de los pulsos únicamente; posteriormente, las señales pasan por un comparador y son enviadas a un sistema de compuertas lógicas localizadas en la tarjeta trigger board

(TB, por sus siglas en inglés) para su procesamiento.

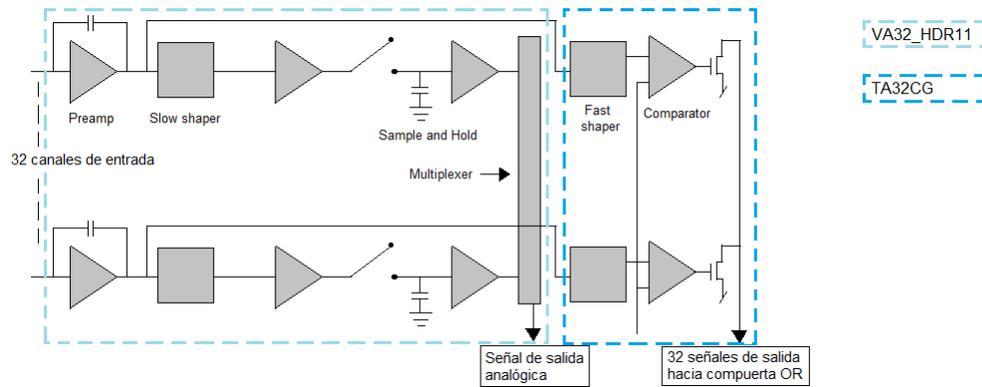


Figura 2.9: Diagrama de bloque de los ASICs.

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 funciones de la BEB son:

- I. Chips FADC (Flash Analog to Digital Converters). Controlan y digitalizan las señales de los ASICs.
- II. Chips programables CPLDs (Complex Programmable Logic Device) y FPGA (Field Programmable Gate Array). Usados para permitir una toma flexible de 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.

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

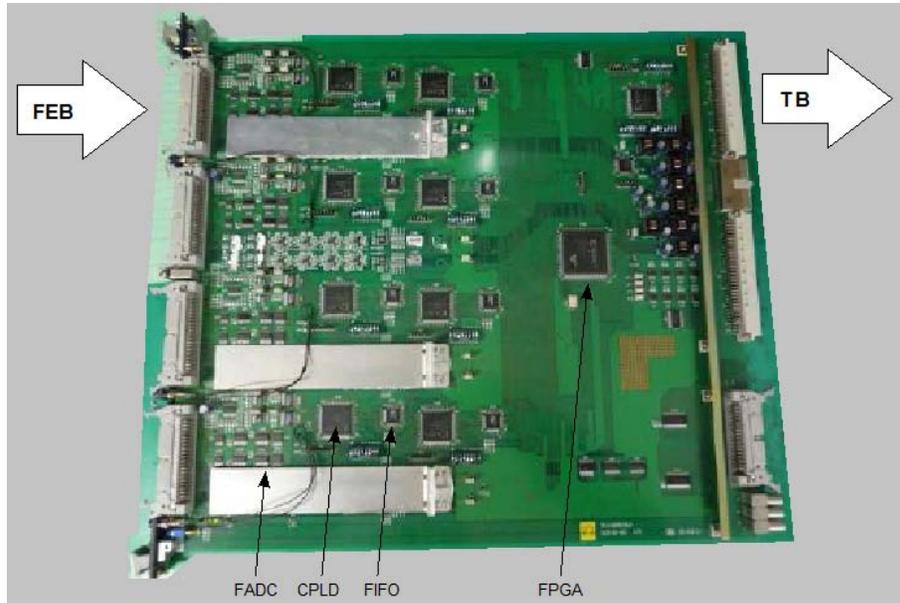


Figura 2.10: Tarjeta back end board (BEB) del mini-SciBar.

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) contenga dicha información es necesario que la señal de al menos una barra de dicha sección esté por encima del umbral establecido en el chip TA32CG, si esto ocurre, la FEB generará una señal de "hit" que enviará a la TB.

2.4. Calibración del mini-SciBar

Para obtener el comportamiento teórico del mini-SciBar como detector de radiación cósmica, realizamos una simulación Monte Carlo, en este proceso se inyectaron siete especies de partículas: muones positivos y negativos, electrones positivos y negativos, protones, neutrones y rayos gamma, en un rango de energía de 100 MeV a 9 GeV , con ángulos de incidencia entre 0° y 85° respecto a la vertical, la distribución de inyección de las partículas en la parte superior del detector fue homogénea. La ganancia y el alto voltaje aplicado a los MAPMT también fueron considerados en la simulación. Para dicha simulación se usó el software Geant4, que es un conjunto de herramientas para simular el paso de partículas a través de la materia, los principales procesos físicos considerados en el software son, interacciones electromagnéticas, hadrónicas y ópticas, en un rango de energía de 250 eV a $\sim \text{TeV}$ (Agostinelli et al., 2003).

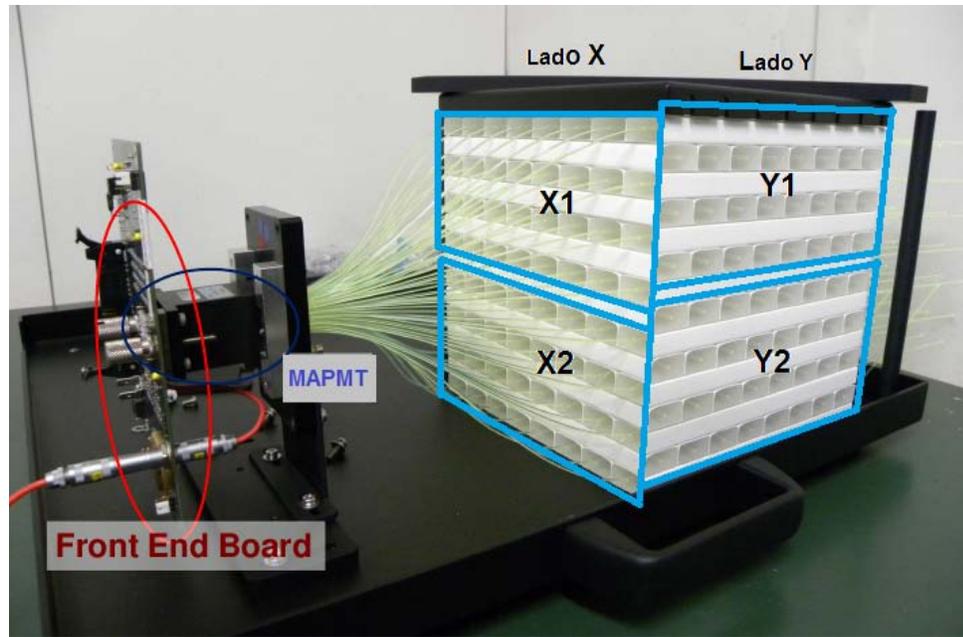


Figura 2.11: Fotografía con esquema superpuesto de las secciones del arreglo de las barras de plástico centellador del mini-SciBar para el procesamiento de las señales en la trigger board (TB).

Para poder medir la contribución relativa de cada componente de la radiación cósmica, necesitamos desarrollar métodos de separación de partículas, para esto debemos tomar en cuenta los procesos físicos involucrados en la interacción de la radiación con la materia, también requiere hacer uso de las características de nuestro detector. En particular, el mini-SciBar con su arreglo de barras de centelleo, nos permite obtener la traza y la energía que depositan en éstas las partículas que pasan a través de él. Como se mencionó en la sección anterior, la energía depositada por una partícula cargada en cada una de las barras que forman la traza la obtendremos como un valor ADC (acrónimo de Analog to Digital Converter), posterior a un proceso electrónico.

2.4.1. Calibración vía simulación Monte Carlo

A continuación explicaré como establecí un criterio de conversión de valor ADC a unidades de energía, en este caso MeV . Para ello utilicé los resultados de la simulación donde se inyectaron muones (con energía entre $400 MeV$ y $1 GeV$) al detector; sabiendo que estas partículas depositan $2 MeV$ por g/cm^2 (Gaisser, 1990), también se conside-

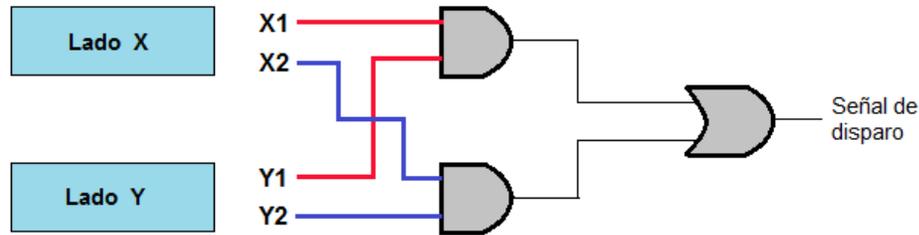


Figura 2.12: Diagrama de bloques de la compuerta lógica *AND* y *OR* de la TB.

raron protones (1 GeV). Se consideró que en el rango de ~ 2000 a ~ 3200 de valor ADC existe una buena linealidad (error $< 10\%$) entre éste y la energía depositada, para un voltaje de operación del MAPMT de $\sim 800 \text{ volts}$ (Yoshida et al., 2004).

En la figura 2.14, muestro el espectro de uno de los canales del mini-SciBar realizado con la información obtenida de la simulación Monte Carlo al inyectar muones de 800 MeV con un ángulo de incidencia de 0° ; en el eje horizontal grafico el valor ADC el cual corresponde al valor digital de la amplitud del pulso eléctrico de salida del ánodo del MAPMT, del canal considerado. En el eje vertical grafico la frecuencia absoluta para cada valor ADC; en el espectro podemos observar dos zonas o picos que poseen un máximo local, viendo la figura de izquierda a derecha, podemos observar un primer pico, el cual se genera por el ruido electrónico, posteriormente, observamos un valle y un segundo pico menos pronunciado y más ancho, este segundo pico es generado por las señales producidas por el paso de los muones a través de la barra de plástico centellador.

Para calcular el valor ADC correspondiente a cada máximo de los picos de la distribución (pico de ruido y pico de señal de muones), establecí un primer par de intervalos de valores ADC que contuvieran a cada uno de los picos, posteriormente, realicé un ajuste de una curva gaussiana para cada uno de estos picos, este último paso lo repetí tres veces variando ligeramente el intervalo de ajuste. De la serie de curvas gaussianas obtenidas, elegí la que generó un menor error (el mejor ajuste); por último, al par de curvas gaussianas mejor ajustadas a cada distribución les calculé su máximo, los cuales consideré como máximos de los picos de la distribución. En la figura 2.14 muestro en color rojo la curva gaussiana ajustada al pico de la señal de muones.

El valor ADC del máximo del pico de ruido equivale al cero relativo en la deposición de energía (0 MeV); el valor ADC del máximo del pico de la señal de muones representa

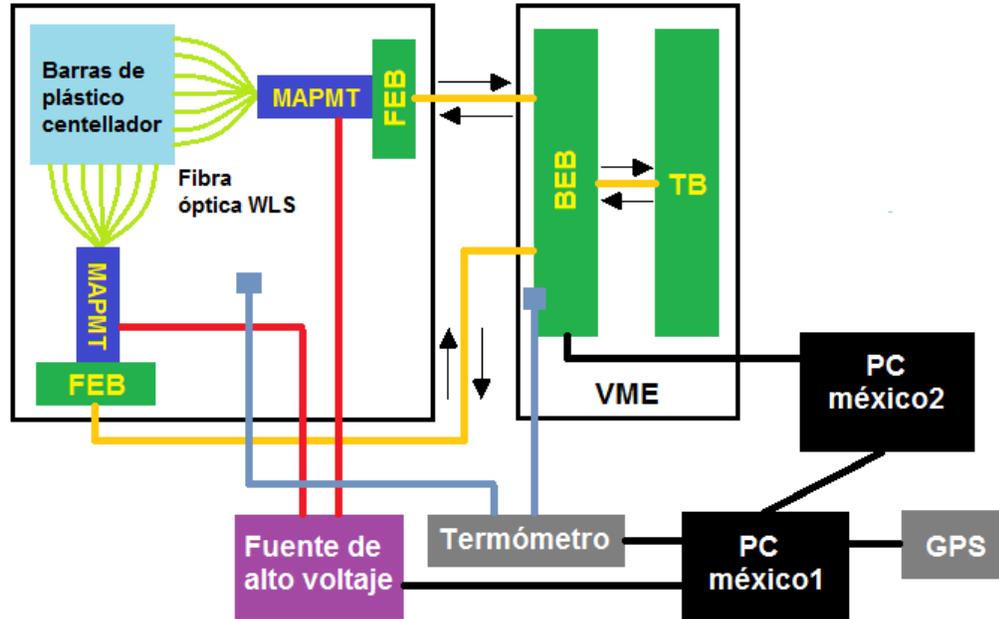


Figura 2.13: Diagrama de la conexión del mini-SciBar. Los fotones producidos en las barras de centelleo son recolectados por la fibra óptica y transportados a los MAPMTs, éstos son convertidos en pulsos eléctricos, amplificados y enviados a las FEBs. Cuando una señal excede un umbral establecido en las FEBs una señal de "hit.^{es} enviada a la TB a través de la BEB. Entonces una señal de disparo es creada por la TB y enviada de regreso a las FEBs, después de aproximadamente $10 \mu s$, una señal analógica es enviada a la BEB, donde es convertida a un valor digital. Por último la señal es enviada a la computadora para su almacenamiento.

la energía típica depositada por dichas partículas. Tomando en cuenta que la densidad del plástico centellador es de 1 g/cm^3 y que la inyección de los muones fue a 0° , los muones al viajar verticalmente cruzaron 1.3 cm de plástico centellador por barra. Entonces podemos concluir que, el valor ADC correspondiente al máximo del pico de la señal de muones equivale a 2.6 MeV de energía depositada. Tomando en cuenta que los muones depositan 2 MeV por g/cm^2 , como ya se mencionó.

2.4.2. Calibración vía datos

Para calibrar de forma ideal cada uno de los canales del mini-SciBar haciendo uso de los datos registrados en el sitio de operación, es necesario saber: 1) el flujo relativo de cada especie de partícula registrada por el detector, y 2) la distribución de energía de las partículas. Lo anterior, introduce un problema de control en los flujos incidentes de

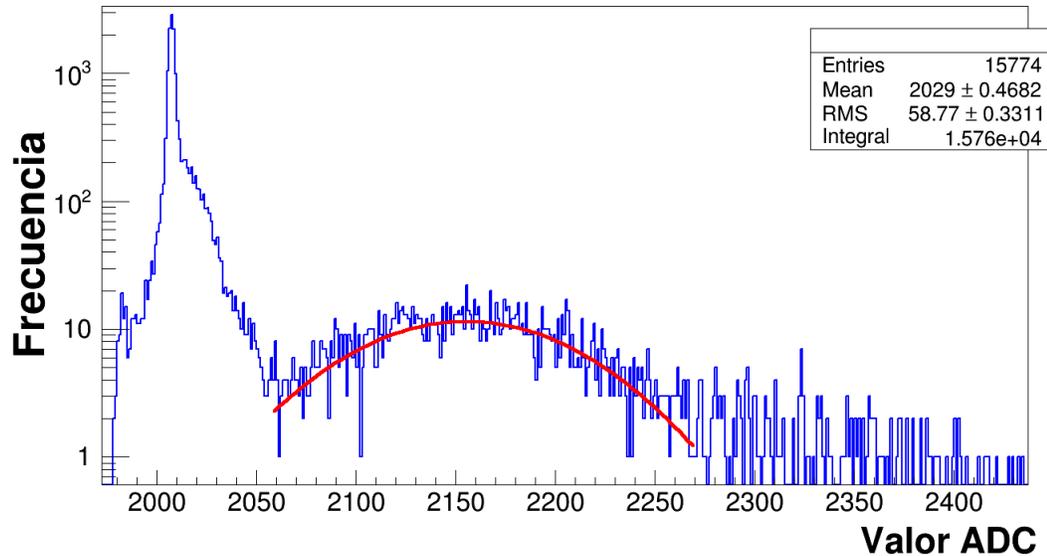


Figura 2.14: Espectro de una de las barras del mini-SciBar, obtenido al inyectar muones con energía cinética de 800 MeV a un ángulo de incidencia de 0° . La curva roja es un ajuste gaussiano al pico de la señal de muones.

la radiación cósmica secundaria. Para lograr un relativo control en la radiación cósmica incidente en el detector, sabiendo del poder de penetración de la componente dura y de su mayor abundancia en el sitio (Longair, 1992), colocamos 5 cm de plomo sobre el detector, con el objetivo de frenar la componente electromagnética y la nucleónica de baja energía ($< 1 \text{ GeV}$). De esta forma, podemos considerar que los espectros obtenidos bajo las condiciones anteriores, son dominados por el registro de muones en los datos.

Establecido lo anterior, en la figura 2.15 muestro el espectro (en color azul) obtenido de datos del mismo canal, referido en la figura 2.14.

En el espectro mostrado en la figura 2.15, se observa que posee dos picos, la misma estructura que presenta la simulación (ver figura 2.14), de izquierda a derecha, se observa un primer pico generado por el ruido (electrónico y radiación de fondo), posteriormente, se observa un segundo pico generado por la componente dura de la radiación cósmica secundaria. En la figura 2.16 se muestra una ampliación de esta segunda zona.

Aplicando el mismo método para calcular el máximo de cada pico explicado en la sección 2.3.1, concluimos que la distancia entre los dos máximos equivale a 2.6 MeV.

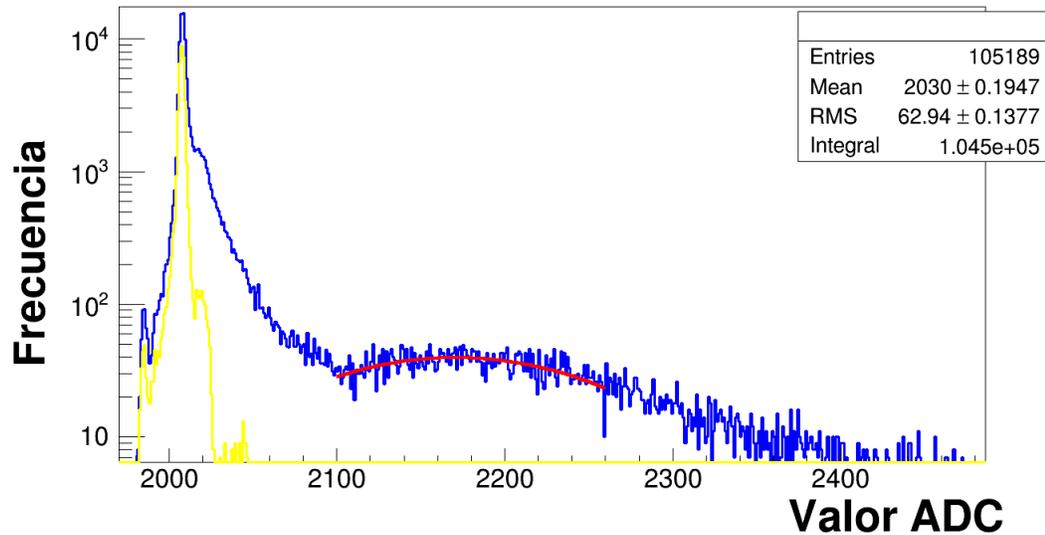


Figura 2.15: Espectro de una de las barras del mini-SciBar, obtenido con datos crudos registrados con 5 cm de plomo sobre el detector. La curva roja es un ajuste gaussiano al pico de la señal de la radiación cósmica. La distribución en color amarillo, llamada pedestal, es una muestra del ruido registrado cuando no se cumple la condición de "hit" (ver sección 2.2.3).

2.4.3. Separación de las señales de rayos cósmicos y señales de ruido

Ya identificadas la zona de ruido y la de señales de rayos cósmicos (ver sección 2.3.2), procederé a explicar cómo establecí un umbral (valor ADC) que me permitió separar dichas zonas. Pero antes, explicaré qué 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 FEBs que no satisfacen el criterio de las compuertas lógicas de la tarjeta TB (cuyo funcionamiento se explicó en la sección 2.2.3), esta señal se muestra en color amarillo en la figura 2.15.

Continuando con el proceso para calcular el umbral que me permitió separar la zona de ruido de la de señales de rayos cósmicos (RC), lo primero que realicé, fue calcular el valor ADC correspondiente a cada máximo de los picos de la distribución (pedestal y señal de RC), como se explica en la sección 2.3.2.

El máximo del pico generado 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 2.17, muestro gráficamente el valor ADC correspondiente al máximo de los picos de la distribución de un canal del mini-SciBar.

Una vez obtenidos los valores ADC correspondientes a los máximos (pedestal y señal de rayos cósmicos), procedí a calcular la diferencia matemática entre ambos máximos (DMM) para cada uno de los espectros obtenidos en los 128 canales del mini-SciBar (ver figura 2.16).

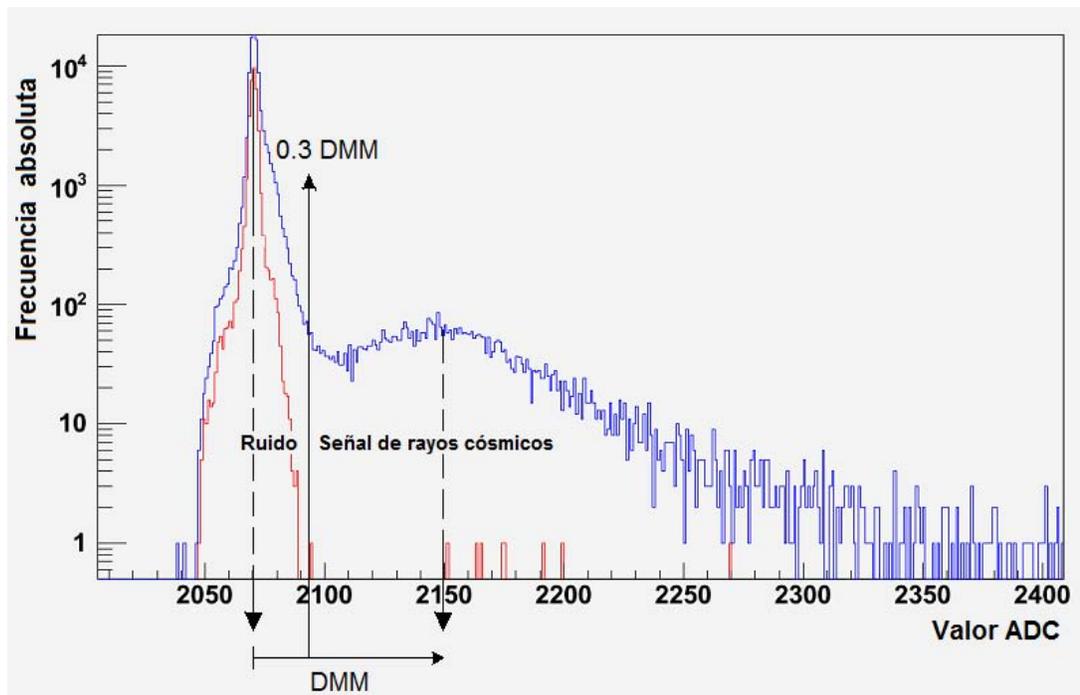


Figura 2.16: Localización esquemática del DMM y umbral, de un canal del mini-SciBar.

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:

$$Umbral (valor ADC) = \text{Máximo (pedestal)} + 0,3(DMM) \quad (2.2)$$

La ecuación anterior que permite establecer un umbral entre la señal de ruido y

la de rayos cósmicos, fue obtenida empíricamente con experimentos realizados con el mini-SciBar en la Universidad de Nagoya (Nagai et al., 2011).

Por último, considerando que: 1) la distancia entre el máximo del pico de la señal de ruido y el máximo del pico de las señales de rayos cósmicos (DMM), es equivalente a $2.6 MeV$, 2) el máximo del pico de la señal de ruido representa el cero relativo, y 3) la condición establecida en la ecuación 2.2; concluimos que el umbral para separar las señales de rayos cósmicos del ruido es $\sim 0.8 MeV$. Lo anterior implica que todo valor ADC mayor que $0.8 MeV$ es una señal generada por el paso de una partícula de la radiación cósmica a través de las barras de plástico centellador. La obtención de los 128 espectros y la determinación del punto de operación para cada uno de ellos con base en la ecuación empírica 2.2, constituye la base sobre la cual se pudieron realizar los experimentos que se describen en los capítulos siguientes.

Capítulo 3

Separación de electrones y muones en los datos del mini-SciBar

3.1. Introducción

Cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera de la Tierra interacciona con los electrones, átomos y moléculas que constituyen el aire. El resultado de estas interacciones es la pérdida de energía por procesos electromagnéticos. Los hadrones con energía $\sim GeV$ o mayor que colisionan con los núcleos atmosféricos, como el nitrógeno y el oxígeno, fragmentán a éstos produciendo partículas secundarias a lo largo de su trayectoria. La radiación cósmica secundaria se divide en una componente dura, una suave y la nucleónica. La componente dura es capaz de penetrar 15 *cm* de plomo, que corresponde a una profundidad de 167 g/cm^2 . La componente suave que consiste de electrones, positrones y fotones es casi completamente absorbida en la atmósfera, su flujo al nivel del mar es entre 35 % y 40 % respecto al flujo de muones. A una profundidad atmosférica equivalente a la altura de la cima de Sierra Negra (575 g/cm^2), los flujos de electrones y muones son de los más abundantes de entre las partículas que conforman la radiación cósmica secundaria (Longair, 1992).

El flujo de electrones en la atmósfera incluye aquellos que provienen del exterior de la atmósfera, y los creados dentro de ésta. La principal fuente de electrones y positrones en la atmósfera son las partículas producto de interacciones nucleares que decaen debido a sus relativos cortos tiempos de vida. Los rayos gamma producto del decaimiento de piones neutros, al interaccionar con los campos electrostáticos de los núcleos atmosféricos, son otra fuente importante de electrones y positrones vía producción de pares.

Los muones son esencialmente producto del decaimiento de piones cargados y una mucho menor cantidad de kaones cargados. A excepción de fotones y neutrinos, los muones son la componente más abundante de la radiación cósmica secundaria al nivel del mar. Los datos de muones son usados para obtener información sobre procesos energéticos en la atmósfera y sobre la radiación primaria, en particular sobre el espectro y composición de ésta (Grieder, 2001), para más información, consultar la sección 1.8.3.

En este capítulo presento el método desarrollado para la separación de señales de electrones y muones, reporto los flujos de estas partículas medidos con el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra, si el lector desea obtener información detallada, ver (Ortiz E., 2013). También presento a detalle un experimento que consistió en colocar placas de plomo sobre el detector, y con ello, frenar la componente suave de la radiación cósmica secundaria. El objetivo de este experimento fue corroborar que el método empleado para la separación de señales de electrones y muones es correcto, si el lector desea obtener más información, el trabajo ha sido publicado en (Ortiz E. et al., 2015).

3.2. Método desarrollado con ayuda de una simulación Monte Carlo, para la separación de electrones y muones en los datos del mini-SciBar

Para el desarrollo de esta sección, utilizaré como ayuda los resultados de la simulación Monte Carlo (para detalles de la simulación, ver sección 2.3), en particular, los obtenidos al inyectar al detector: 1) electrones con energía cinética entre 100 MeV y 1 GeV , y 2) muones con energía cinética entre 100 MeV y 5 GeV ; con ángulos de incidencia entre 0° y 45° y un espectro de energía plano para ambas especies.

En busca de criterios para diferenciar entre las señales de los electrones y las de los muones dejadas durante su paso a través del arreglo de barras de centelleo del mini-SciBar, realice dos diferentes análisis a los resultados de la simulación. Primero, calculé la energía típica depositada por estas partículas al pasar por las barras de centelleo, el resultado muestra que no existe una diferencia estadística significativa en la energía depositada (ver figura 3.1).

Segundo, caracterice la traza generada por estas partículas al pasar a través del

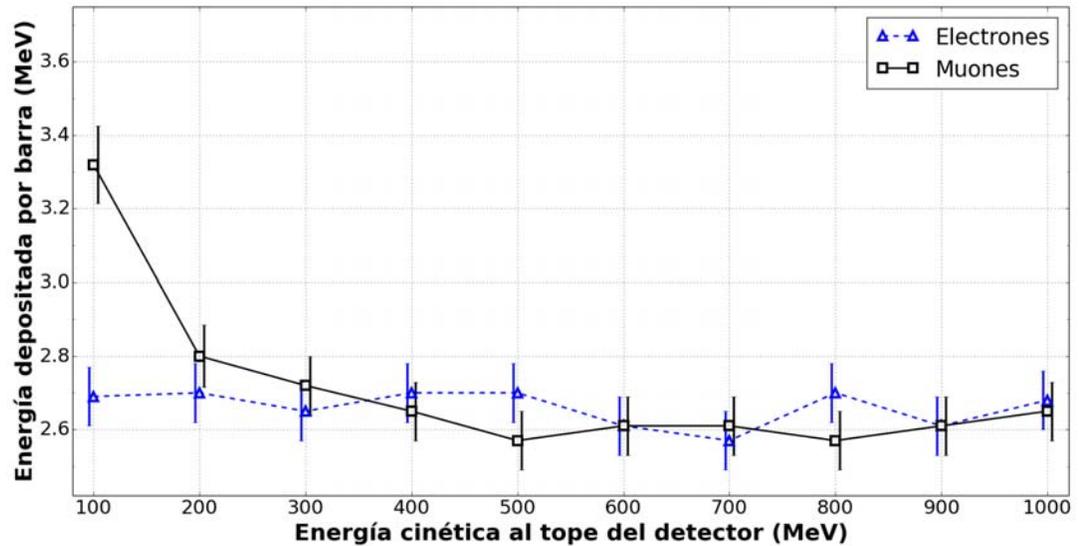


Figura 3.1: Energía depositada en cada barra que cruzan electrones y muones en el mini-SciBar.

arreglo de barras de centelleo, el resultado de este análisis me llevó a establecer un criterio para distinguir electrones de muones.

En las figuras 3.2 y 3.3, muestro ejemplos de trazas generadas por un muon y un electrón respectivamente, en ellas observamos que los muones producen trazas limpias ya que prácticamente disparan solo las barras que cruzan, debido a que sus principales procesos de pérdida de energía son excitación e ionización (Grieder, 2001); mientras que, las trazas de electrones muestran la forma de un chubasco, debido a que la pérdida de energía de los electrones no se limita a procesos de excitación e ionización, también pierden energía vía emisión bremsstrahlung y por colisiones Compton (Longair, 1992). En ambos casos estoy refiriendo solamente al rango de energía de interés en éste trabajo.

El análisis de trazas basado en los resultados de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar, consiste en realizar un conteo del número de barras disparadas cuando electrones y muones pasan a través del arreglo de barras de centelleo, con la condición de que estas partículas crucen todas las capas del detector. Las principales características de los resultados del análisis se presentan a continuación:

- I. Cuando un electrón cruza el arreglo de las barras de centelleo, éste puede disparar de 20 a más de 30 barras, la distribución obtenida es independiente de la energía y muestra un máximo alrededor de 24 (ver figura 3.4). Esto indica la producción de

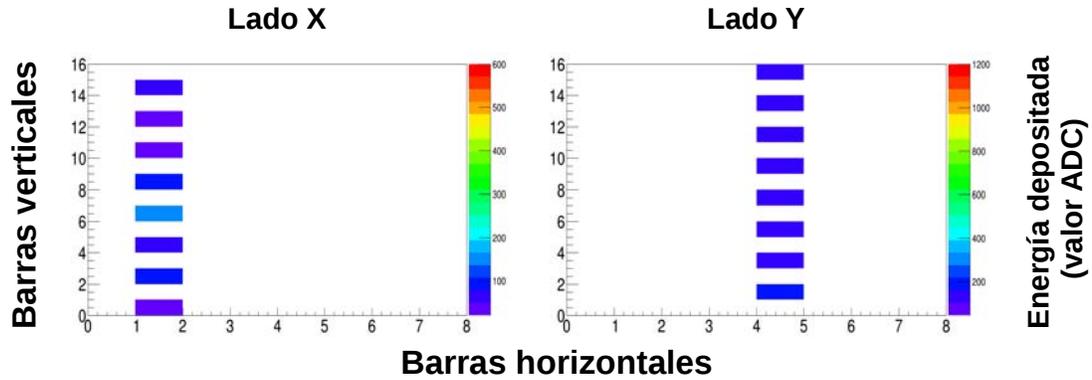


Figura 3.2: Traza de un muon con energía cinética de 500 MeV , inyectado con un ángulo de incidencia de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar.

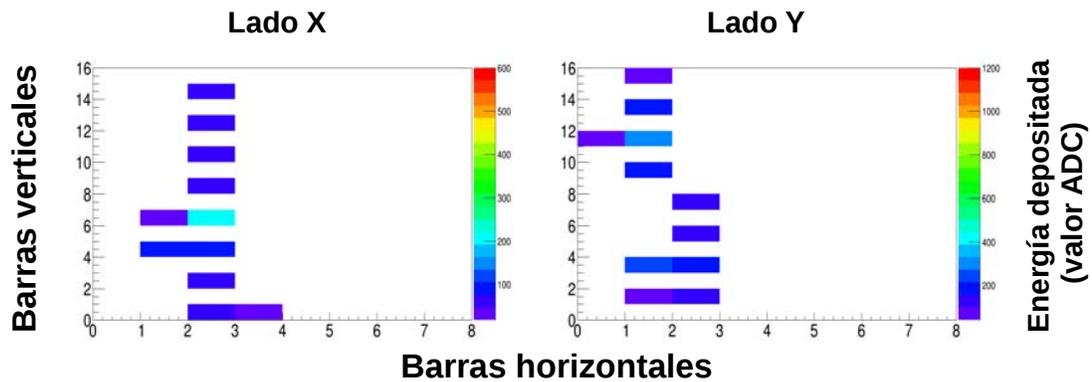


Figura 3.3: Traza de un electrón con energía cinética de 100 MeV , inyectado con un ángulo de incidencia de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar.

un pequeño chubasco dentro del arreglo de las barras de centelleo. El chubasco se produce debido a que, además de la excitación e ionización generada por los electrones, también emiten radiación bremsstrahlung, adicionalmente es posible que sufran múltiples colisiones Compton. Sin embargo, algunos electrones disparan únicamente las barras que cruzan a lo largo de su trayectoria, generando trazas limpias (ver figura 3.4).

- II. Cuando un muon cruza el arreglo de las barras de centelleo, el número de barras disparadas es generalmente menor que el número de barras disparadas por los electrones. Un muon dispara únicamente las barras que cruza a lo largo de su trayectoria, generando una traza limpia, lo anterior es consecuencia de que en el rango de energía de interés, los muones no emiten radiación bremsstrahlung,

este proceso de emisión es importante para muones con energía mayor a 200 GeV (Grieder, 2001). La distribución obtenida muestra un máximo en 17, con una drástica caída para un mayor número de barras disparadas (ver figura 3.4).

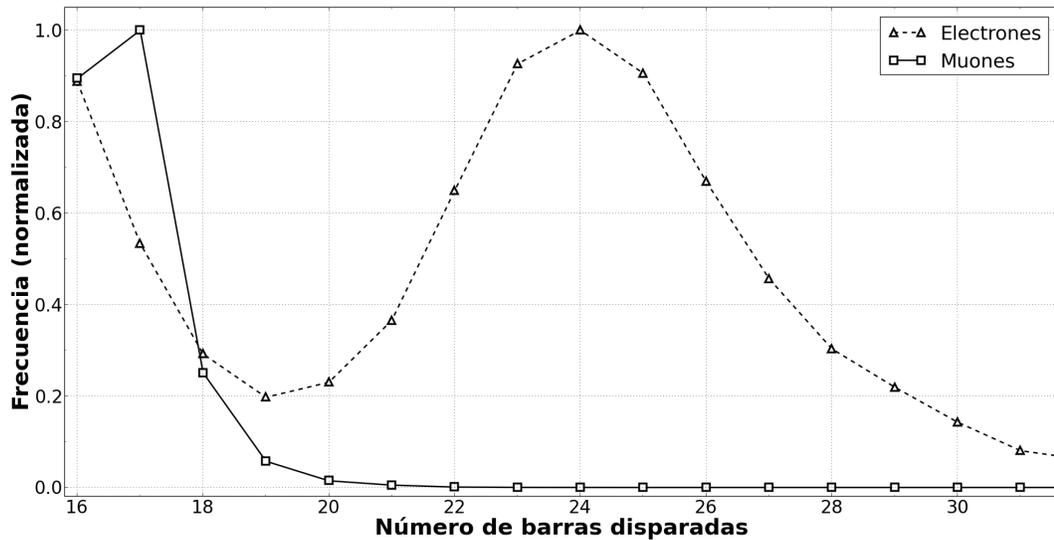


Figura 3.4: Distribución del número de barras disparadas por el paso de electrones y muones a través del arreglo de barras de centelleo del mini-SciBar. La distribución de electrones está normalizada a 2,873 cuentas, la distribución de muones está normalizada a 18,606 cuentas.

Para establecer un criterio apropiado para la separación de señales de electrones y muones en los datos del mini-SciBar haciendo uso de los resultados de la simulación, he considerado las partes de las curvas en la figura 3.4 que no se traslapan. De esta forma establecí que: 1) un electrón es considerado una partícula que genera una traza formada por un número mayor o igual a 20 barras disparadas y menor o igual a 32, los electrones cuya traza está fuera de este rango son el 30% respecto a los que están dentro del rango, y 2) un muon es considerado una partícula que genera una traza formada por un número mayor o igual a 16 barras disparadas y menor o igual a 19, los muones que están fuera de este intervalo son menos del 1% respecto a los que están dentro.

3.3. Flujo de electrones y muones registrado por el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra

Con los criterios de separación de partículas (electrones y muones), obtenidos con ayuda de los resultados de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar, procedí a analizar los datos registrados por el detector para el período de Octubre de 2010 a Julio de 2012. El lector debe tener en mente que existen múltiples períodos en los que no existen datos registrados, debido a frecuentes interrupciones en el suministro de energía eléctrica en el sitio; además para este análisis no se incluyeron los datos de diversos períodos en los cuales se colocaron placas de plomo sobre el detector con el fin de absorber la componente suave de la radiación cósmica secundaria (los resultados de estos experimentos serán discutidos más adelante).

El análisis de los datos se inició seleccionando todas aquellas trazas de partículas que lograron cruzar todo el detector. Posteriormente, se aplicaron los criterios para los conteos de electrones y muones. En las figuras 3.5 y 3.6, muestro trazas generadas por un muon y un electrón respectivamente, obtenidas con la implementación del criterio de selección.

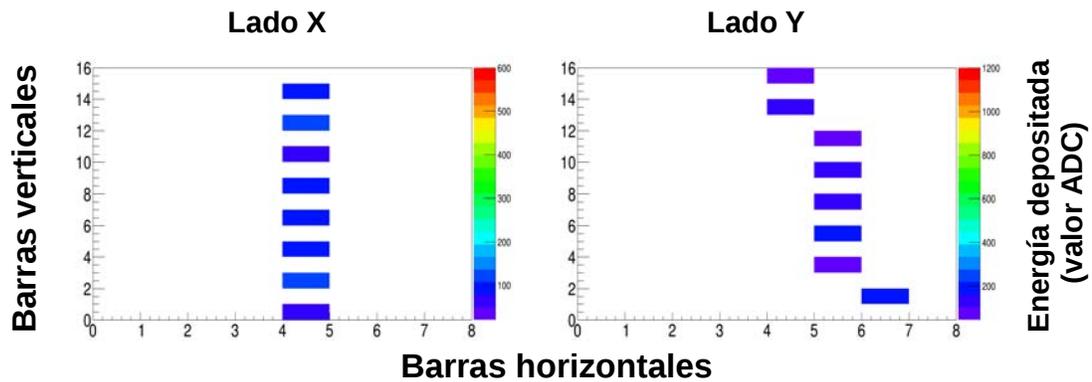


Figura 3.5: Trazas obtenidas de los datos del mini-SciBar, la cual satisface el criterio de selección para muones.

Utilizando el criterio de selección para electrones se obtuvo un flujo promedio de $4,400 \pm 86$ *cuentas/hora*. Cuando consideramos aquellas trazas (30%) que son indistinguibles de las trazas de muones, el flujo estimado de electrones es $\sim 5,700 \pm 122$ *cuentas/hora*.

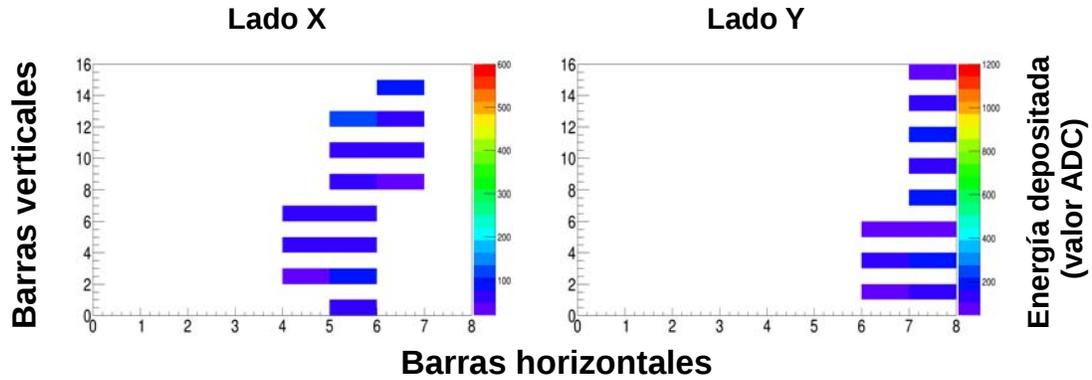


Figura 3.6: Trazas obtenidas de los datos del mini-SciBar, la cual satisface el criterio de selección para electrones.

El flujo promedio obtenido al utilizar el criterio de selección de muones fue $14,000 \pm 119$ *cuentas/hora*. Si omitimos el número calculado de electrones que contribuyen a este conteo debido a que su traza es indistinguible a la de los muones, el flujo estimado de muones es $12,700 \pm 130$ *cuentas/hora*.

Si consideramos los flujos corregidos debido a las imprecisiones del método diseñado para la separación de estas especies, la cantidad de electrones que arriban a la cima de Sierra Negra es aproximadamente un 45% del flujo de muones, lo que sobre estima las mediciones hechas por Hall en el monte Evans, Colorado a $4,350$ *msnm* (?), sin embargo, esta dentro del rango reportado en (Longair, 1992).

3.4. Comportamiento del flujo de electrones y muones con diversos espesores de plomo sobre el detector

El objetivo del experimento es comparar la variación del flujo de electrones y muones en los datos con la variación de éstos en los resultados de la simulación, y con ello, corroborar que los métodos desarrollados para la separación de electrones y muones son apropiados. Para este experimento, se colocaron placas de plomo sobre el detector, variando el espesor de éstas desde 3.2 hasta 50 *mm*, también realizamos una simulación

Monte Carlo del experimento en la cual se incluyó el techo y las paredes del observatorio.

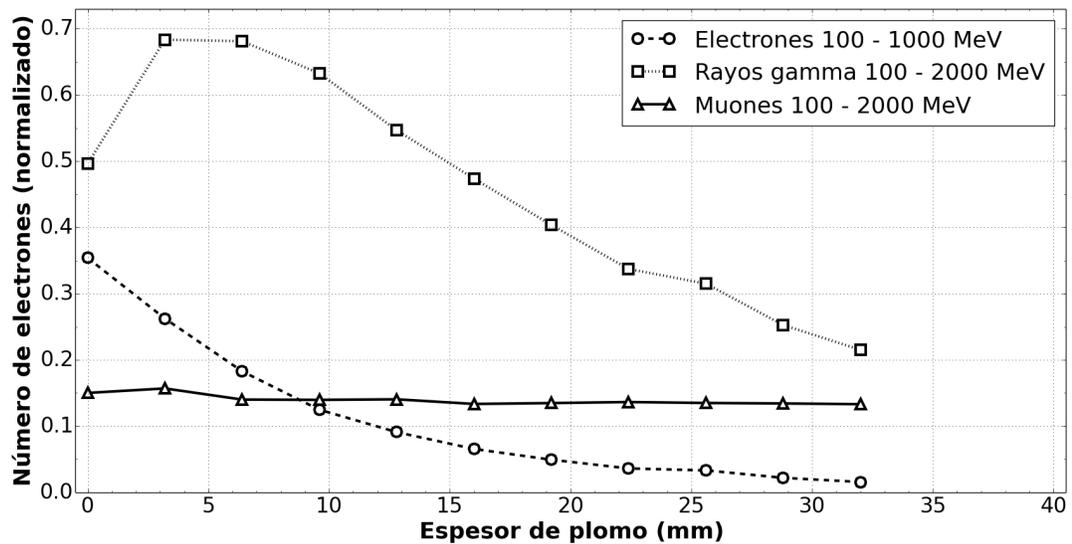


Figura 3.7: Contribución de las diferentes fuentes en el flujo electrones con diferentes espesores de plomo sobre el mini-SciBar, obtenido de los resultados de la simulación Monte Carlo. Los círculos representan aquellos producidos en la atmósfera (radiación cósmica secundaria), los cuadrados son los producidos de rayos gamma (vía producción de pares), y los triángulos son los producidos por muones (vía emisión delta).

De los resultados de la simulación consideramos, electrones con energía cinética entre 100 MeV y 1 GeV , rayos gamma y muones con energía cinética entre 100 MeV y 5 GeV (debido a que éstos son los flujos de partículas dominantes en el sitio), ángulos de incidencia entre 0° y 45° para las tres especies, y un espectro de energía para cada especie obtenido de (Grieder, 2001); calculé la contribución de las diferentes fuentes de electrones, cuyo flujo total estimado fue de $5,700 \pm 122 \text{ cuentas/hora}$. Los resultados muestran que esta cantidad es la suma de: 1) electrones de la radiación cósmica secundaria que pasan a través del techo del observatorio (35.4%), 2) electrones producidos por rayos gamma (vía producción de pares) que interactúan con el material del techo del observatorio (49.6%), y 3) electrones producidos por muones (vía emisión delta) que interactúan con el techo del observatorio (15%). Las contribuciones mencionadas las mostramos gráficamente en la figura 3.7 (para un espesor de 0 mm de plomo). Considerando lo anterior, el flujo de electrones producto únicamente de la radiación cósmica secundaria dentro del observatorio es $\sim 2,018 \pm 139 \text{ cuentas/hora}$, si tomamos en cuenta la atenuación del flujo sufrida al cruzar el techo del observatorio, entonces el flujo estimado fuera de éste es $\sim 2,875 \pm 152 \text{ cuentas/hora}$. Lo que equivale

al 23 % del flujo de muones, este resultado es consistente con el obtenido en el monte Evans, Colorado, donde la razón de conteo fue del 30 % (Montgomery, 1949), esta razón también es consistente con lo reportado en (?) y (Grieder, 2001).

Un segundo resultado obtenido, es la variación teórica y experimental que presentan los flujos de electrones y muones, a continuación presentamos los detalles:

- I. Al colocar la primer placa de plomo con un espesor de 3.2 mm , el número de electrones medido por el mini-SciBar se incrementó un 20 % respecto al número promedio de electrones registrados sin la placa de plomo; mientras que, los datos de la simulación mostraron un incremento del 10 % (ver figura 3.8). Recordemos que el flujo de electrones medido por el detector es la suma de los electrones de tres fuentes diferentes, el incremento en los conteos al colocar la primer placa de plomo, son resultado de la producción de electrones en la placa al interactuar los rayos gamma con ésta; esto se observa en la figura 3.5. Una posible razón de la diferencia entre el flujo de electrones medido y el obtenido con la simulación es que el espectro utilizado para los rayos gamma en la simulación fue obtenido por interpolación en los datos de (Grieder, 2001) para diferentes altitudes.
- II. Los resultados de la simulación presentados en la figura 3.7 muestran que: 1) el número de electrones de la radiación cósmica secundaria decrece conforme se incrementa el espesor de plomo, 2) el número de electrones producto de la interacción de los rayos gamma con el techo (vía producción de pares), se incrementa al colocar la primera placa de plomo, permanece constante al colocar la segunda placa y decrece para espesores de plomo mayores a 6.4 mm , 3) existe una producción casi constante de electrones producto de la interacción de muones con el plomo (vía emisión delta). Los electrones producidos por rayos gamma son responsables del incremento en la tasa de conteo, observada cuando se coloca la primer placa de plomo sobre el detector. La suma de electrones generados por estas tres fuentes es mostrada en la figura 3.8.
- III. Cuando la segunda placa de plomo (6.4 mm) es colocada sobre el mini-SciBar, el número de electrones registrados por el detector decrece (ver figura 3.8). Después de $\sim 20 \text{ mm}$ de plomo, el flujo permanece prácticamente constante. La razón de esto es que los electrones registrados son producidos principalmente por muones (vía emisión delta), cuyo flujo se mantiene casi constante para estos espesores de plomo (ver figura 3.7 y 3.9).

- IV. Al colocar 50 mm de plomo sobre el detector, el número de electrones decreció a 48.8% respecto al flujo inicial (ver figura 3.8). Para este espesor de plomo, el flujo de electrones no es despreciable debido a que el flujo de muones es casi constante para espesores mayores a 20 mm de plomo, y estos muones producen electrones vía emisión delta.
- V. Cuando se colocan placas de plomo sobre el detector, el flujo de muones muestra un decremento hasta aproximadamente 10 mm de espesor (ver figura 3.8). Esto indica que este espesor de plomo es capaz de frenar una cantidad considerable de muones, aproximadamente 17% del flujo inicial. Muy probablemente estos son muones lentos y/o electrones que generan trazas limpias (traza que es indistinguible con la traza de un muon).
- VI. El flujo de muones presenta un decremento menos pronunciado para espesores de plomo mayores a 10 mm , éste se mantiene prácticamente constante, con el máximo espesor de plomo (50 mm) sobre el detector, éste decrece a 76.5% del flujo inicial (ver figura 3.9), lo anterior se debe a que los muones de alta energía son capaces de cruzar todas las capas de plomo.

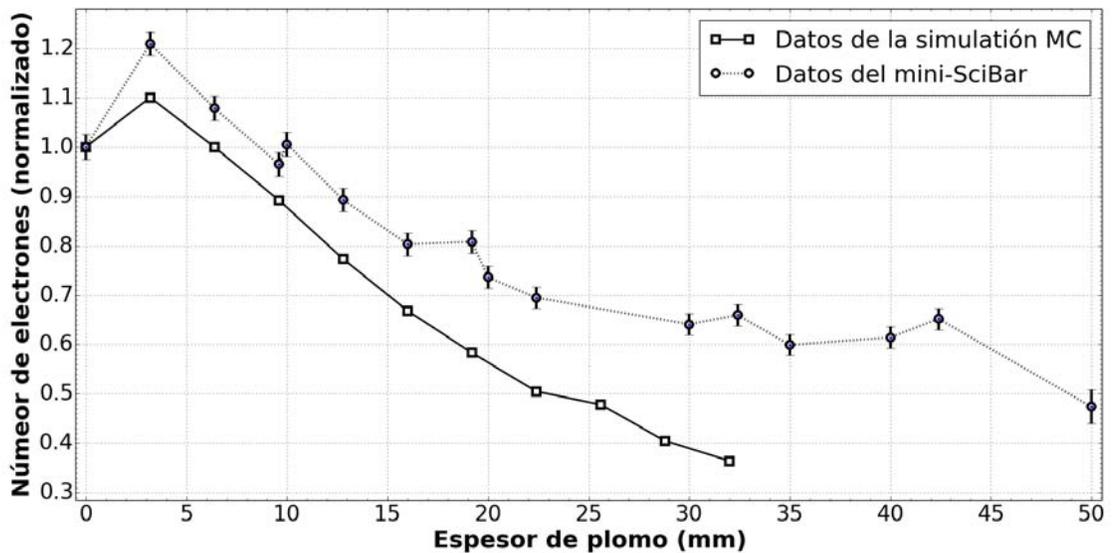


Figura 3.8: Flujo de electrones en función del espesor de plomo colocado sobre el mini-SciBar (normalizado a $5,700\text{ cuentas/hora}$). Los datos del experimento están representados con círculos y los datos de la simulación con cuadrados. Los resultados de la simulación son la suma de todos los electrones producidos por los tres procesos posibles (ver figura 3.5).

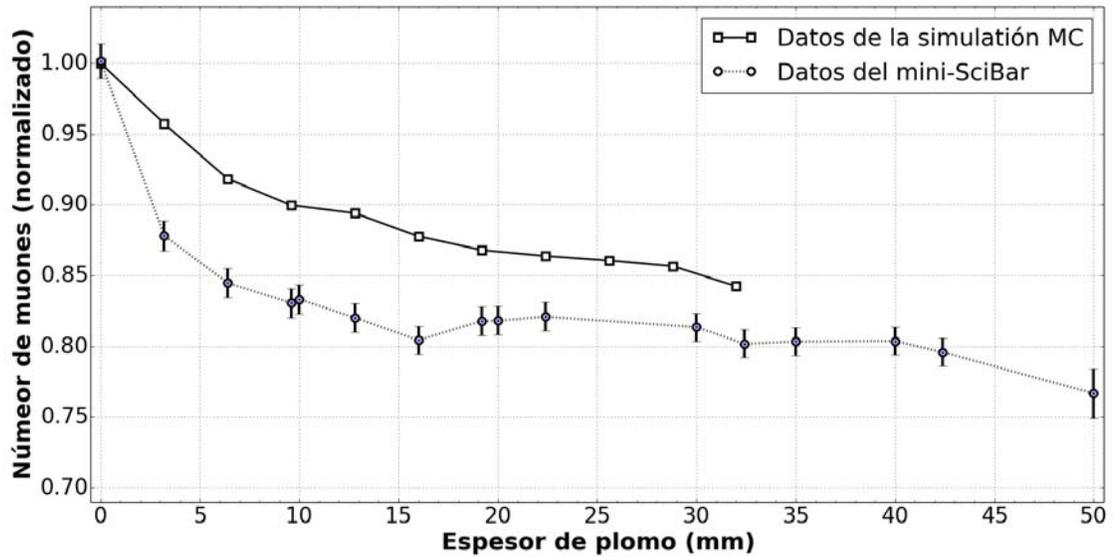


Figura 3.9: Flujo de muones en función del espesor de plomo colocado sobre el mini-SciBar (normalizado a 12,700 *cuentas/hora*). Los datos del experimento están representados por círculos y los datos de la simulación por cuadrados.

Como se observa en la figura 3.8, el flujo de electrones registrados en el mini-SciBar es mayor a las predicciones obtenidas de la simulación. Un posible factor que genera la diferencia es la pureza del plomo, en la simulación se usó plomo puro, mientras que, el proveedor de las placas de plomo, garantiza que la composición en éstas es de un 90 % de plomo. Es por ésto que, la capacidad de absorción de las placas puede ser menor con respecto al plomo puro.

En la figura 3.9, podemos ver que el flujo de muones registrados en el detector es menor a las predicciones de la simulación. La posible razón de ésto, es que el mini-SciBar no es capaz de detectar todos los muones de alta energía que cruzan a través de él. Sin embargo, la diferencia entre la medición y la predicción no es mayor a 7 %, las curvas son casi paralelas, con una ligera tendencia a converger en los mayores espesores de plomo usados.

Considerando el área ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) y el ángulo sólido ($\sim 1.1 \text{ sr}$) del mini-SciBar, el flujo obtenido para electrones es equivalente a $1.8 \pm 0.1 \times 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$, y para muones es $8.0 \pm 0.1 \times 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$. (Grieder, 2001) reporta que el flujo de electrones con energía cinética entre 100 *MeV* y 1 *GeV* a una profundidad atmosférica de 600 *g/cm*² es $\sim 5 \times 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$, y el flujo de muones con energía cinética $> 300 \text{ MeV}$

es $\sim 1.8 \times 10^{-2} (cm^2ssr)^{-1}$. Los resultados obtenidos son menores a los reportados en (Grieder, 2001), una posible razón de ésto, es que el detector no es capaz de detectar todos los electrones y muones de alta energía que cruzan a través de él. Sin embargo, las mediciones son del mismo orden de magnitud y las proporciones entre éstas son consistentes con lo reportado en (Grieder, 2001), (Longair, 1992) y (Montgomery, 1949).

3.5. Conclusiones del capítulo

Basado en el número de barras de centelleo disparadas por las partículas que cruzan el mini-SciBar, fue posible establecer un criterio para separar las señales de electrones y muones. Se encontró que los electrones generalmente producen trazas formadas con un número mayor de barras disparadas respecto a las trazas producidas por muones. El criterio establecido no produce una separación total de estas dos especies de partículas, sin embargo, provee herramientas para hacer correcciones a los conteos registrados por el detector.

Considerando lo establecido en el párrafo anterior, se encontró que el flujo de electrones registrados dentro del observatorio por el mini-SciBar es $3.5 \pm 0.1 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$; al realizar correcciones en los conteos considerando los electrones producidos en el techo del observatorio por la interacción de rayos gamma y muones con éste, el flujo de electrones en la cima del volcán Sierra Negra es $1.8 \pm 0.1 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$. El flujo de muones registrado es $8.0 \pm 0.1 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$. La proporción entre estos dos flujos a esta profundidad atmosférica es consistente con las reportadas por (Longair, 1992), (Grieder, 2001) y (Montgomery, 1949).

El experimento que consistió en colocar diversos espesores de plomo sobre el detector, combinado con los resultados de la simulación Monte Carlo, nos llevaron a concluir que el método desarrollado para la separación de electrones y muones es apropiado.

Capítulo 4

Selección de señales de protones de la radiación cósmica secundaria en los datos del mini-SciBar

4.1. Introducción

Al penetrar la radiación cósmica primaria ($\sim 90\%$ protones) en la atmósfera terrestre, interacciona vía colisiones nucleares con los núcleos del material atmosférico, éstas interacciones producen nucleones secundarios. Los nucleones secundarios que poseen energía $\geq 1 \text{ GeV}$, continúan produciendo nucleones vía colisiones nucleares, ésta multiplicidad de nucleones constituye la componente nucleónica de la radiación cósmica secundaria (Longair, 1992), (Grieder, 2001).

Puesto que las partículas de la componente secundaria (neutras y cargadas) vienen dentro de un mismo haz, es necesario separarles. El método que separa las partículas neutras de las cargadas se discute en el capítulo 5.

A la profundidad atmosférica de la cima del volcán Sierra Negra (575 g/cm^2), los protones constituyen aproximadamente el 85% del flujo de la componente hadrónica cargada (Longair, 1992).

La atmósfera de la Tierra ($\sim 1000 \text{ g/cm}^2$) equivale a más de diez longitudes de interacción para protones ($\sim 80 \text{ g/cm}^2$) que viajan verticalmente (Longair, 1992). Si las observaciones se realizaran a nivel del mar, un proton podría conservar en promedio menos del 0.001 de su energía inicial. La pérdida de energía fluctúa de evento a evento y

la reconstrucción del espectro de energía de protones presenta cierta dificultad. Núcleos pesados de la radiación cósmica poseen longitudes de interacción significativamente cortas y su pérdida de energía es mucho más rápida (Stanev, 2010).

En este capítulo presento el método desarrollado para la selección de protones con energía cinética entre 100 MeV y 1 GeV en los datos del mini-SciBar. El método fue obtenido a partir de los resultados de la simulación Monte Carlo del detector, está basado en el patrón de deposición de energía de las partículas al cruzar el detector. Si el lector desea más información, el trabajo ha sido publicado en (Ortiz E. et al., 2016).

4.2. Método desarrollado para seleccionar señales de protones en los datos del mini-SciBar

Como ya se mencionó anteriormente, se realizó una simulación Monte Carlo para el mini-SciBar (ver detalles en el capítulo 2). En esta sección utilizaremos los resultados de la simulación en la cual se inyectaron protones con energía cinética entre 100 MeV y 1 GeV , con ángulos de incidencia entre 0° y 45° .

El arreglo de barras de centelleo del mini-SciBar sirve como blanco y generador de trazas de las partículas incidentes. Haciendo uso de esta característica específica del detector y con ayuda de la simulación, desarrollé un método de selección de protones que consiste en calcular la energía que estas partículas depositan en cada una de las barras por donde cruzan el detector, en general obtuve el patrón de deposición de energía.

Los principales resultados obtenidos del método son:

- I. Se obtuvo la energía depositada por protones en la primera capa de barras de centelleo del detector, producto de la ionización y excitación. Como se observa en la figura 4.1, la energía depositada decrece con el aumento en la energía cinética de los protones, que es consistente con lo establecido en la fórmula de Bethe-Bloch (Grieder, 2001).
- II. La figura 4.2 muestra la energía típica depositada por protones con energía cinética de 100 MeV , inyectados al detector con un ángulo de incidencia de 0° , el 93 % de éstos tiene energía suficiente para disparar las barras de centelleo hasta la cuarta

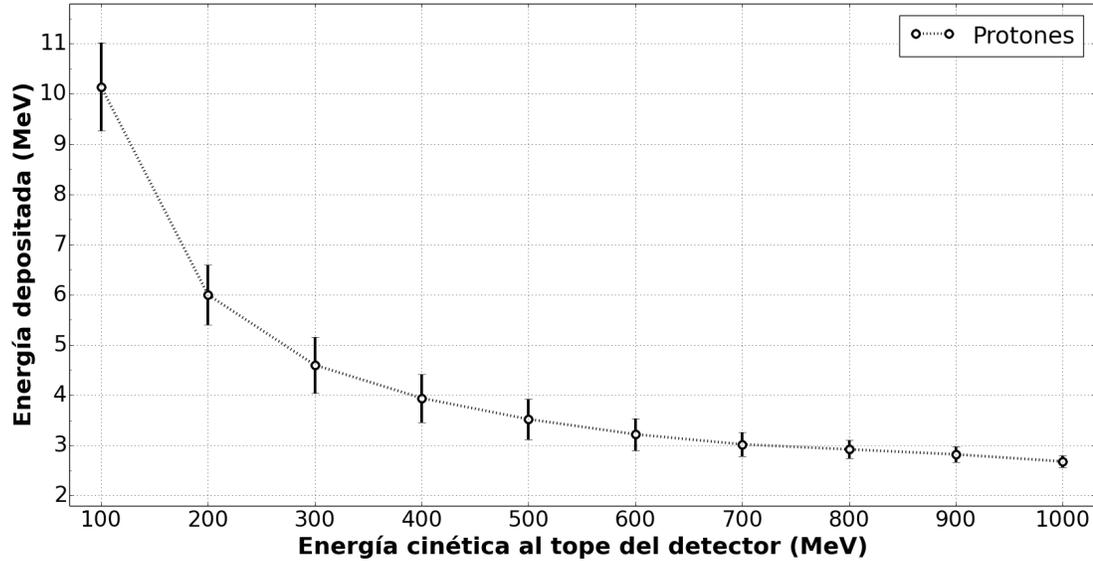


Figura 4.1: Energía depositada por protones al cruzar la primer capa de barras de centelleo del mini-SciBar, obtenida de la simulación.

capa del detector. Únicamente el 19.6 % disparan la sexta capa, depositando un amplio rango de energías, lo que produce una estadística pobre para calcular la energía típica depositada. En la figura 4.3 muestro la traza de un protón obtenida de los resultados de la simulación. Para protones con la misma energía cinética, inyectados a 15° , 30° y 45° , el porcentaje de éstos que logran disparar la cuarta capa del detector son 88.7 %, 87.7 % y 69.9 % respectivamente. En esta figura podemos observar que la energía depositada en la segunda capa de cada lado es mayor que la energía depositada en la primera capa, esto se debe a la pérdida de energía en la primer capa, lo que produce una disminución en la energía cinética de los protones.

- III. La figura 4.4 muestra la energía típica depositada por protones con energía cinética de 200 MeV , inyectados al detector con un ángulo de incidencia de 0° ; el 72.3 % de éstos poseen energía suficiente para disparar las barras de centelleo de la última capa del detector. En esta figura podemos observar que la energía depositada se incrementa con la profundidad del detector, sin embargo, este incremento no es tan pronunciado como en la figura 4.2.
- IV. La figura 4.5 muestra la energía típica depositada por protones con diferente energía cinética, inyectados al tope del detector con ángulos de incidencia de 0° . En la gráfica podemos observar que: 1) diferenciar protones con energía cinética

de 200 y 300 MeV es relativamente fácil, debido a que el patrón de deposición de energía que generan al cruzar el detector no se traslapa con los patrones de los protones de mayor energía, y 2) no existe deferencia estadística significativa entre el patrón de deposición de energía para protones con energía cinética entre 400 y 1000 MeV , las barras de error para este rango de energías no fueron colocadas para evitar su traslape y con ello confusión en los patrones.

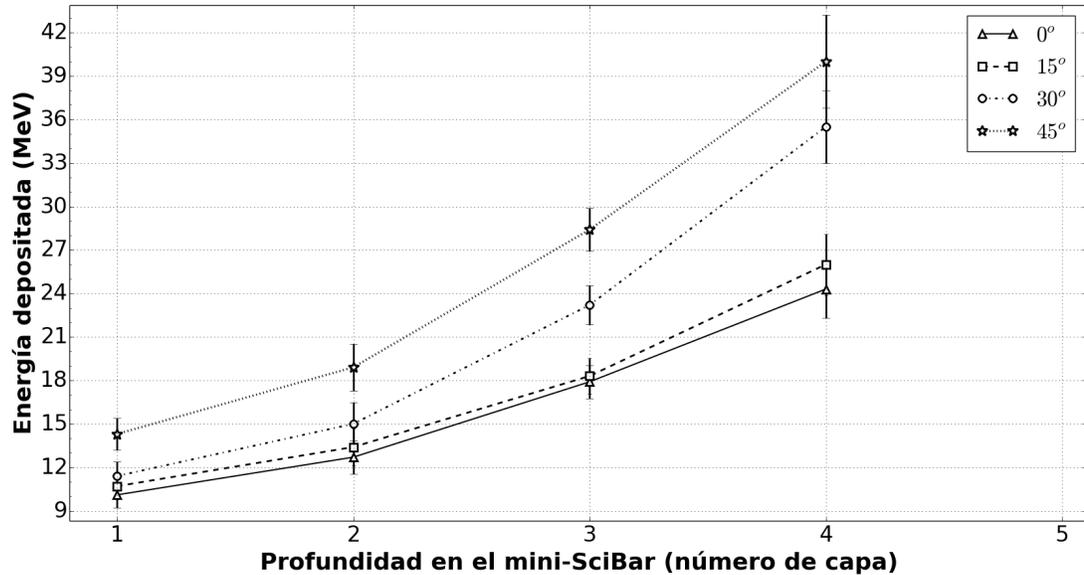


Figura 4.2: Energía depositada por protones con 100 MeV de energía cinética inyectados al tope del mini-SciBar, obtenida de la simulación. El eje horizontal representa la profundidad del detector de acuerdo al número de capa del arreglo de barras de centelleo.

4.3. Flujo de protones registrado por el mini-SciBar en la cima del volcán Sierra Negra

Basado en el análisis de los resultados de la simulación Monte Carlo, un criterio apropiado para la selección de protones con energía cinética entre 100 y 1000 MeV fue obtenido por el patrón de deposición de energía generado por estas partículas al cruzar el arreglo de barras de centelleo del mini-SciBar. Un protón con energía cinética de 100, 200 o 300 MeV puede diferenciarse por los patrones de deposición de energía mostrados en la figura 4.2, 4.4, y 4.5 respectivamente. Un protón con energía cinética entre 400 y 1000 MeV es considerado una partícula que genera un patrón de deposición de energía

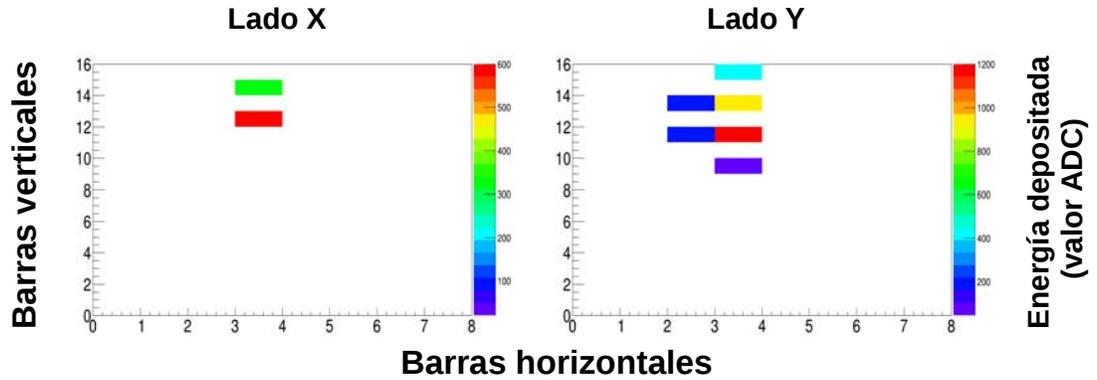


Figura 4.3: Trazas de un protón con energía cinética de 100 MeV , inyectado en el mini-SciBar con un ángulo de incidencia de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo.

como el mostrado en la figura 4.5.

En la figura 4.6 muestro la traza de una partícula obtenida de los datos del mini-SciBar, cuyo patrón de deposición de energía cumple con el criterio de un protón de 100 MeV . Si comparamos la traza obtenida de los datos (figura 4.6) con la traza obtenida de la simulación (figura 4.3), en ambas se observa que: 1) en la primera capa de barras de centelleo se deposita una menor cantidad de energía respecto a la depositada en la segunda capa, y 2) el alcance en las barras de centelleo es aproximadamente el mismo (tercera capa), lo que indica que la partícula deposita su energía y es absorbida por el material.

Aplicando el método de selección de protones (desarrollado en la sección previa) a los datos del mini-SciBar, pude calcular que el flujo de estas partículas con energías cinéticas de 100 , 200 y 300 MeV al tope del detector son 33 ± 6 , 58 ± 8 y $152 \pm 15 \text{ cuentas/hora}$ respectivamente, y que el flujo de protones con energía cinética entre 400 y 1000 MeV es $1277 \pm 70 \text{ cuentas/hora}$.

Considerando el área ($20 \times 20 \text{ cm}^2$) y el ángulo sólido ($\sim 1.1 \text{ sr}$) del mini-SciBar, el flujo obtenido para protones con energía cinética entre 400 y 1000 MeV es equivalente a $8.06 \pm 0.44 \times 10^{-4} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$. (Grieder, 2001) reporta que el flujo de protones con energía cinética entre 430 y $1,220 \text{ MeV}$ a una altitud de $3,200 \text{ msnm}$ es $6.06 \times 10^{-4} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$. (Longair, 1992) reporta que el flujo vertical de protones con energía cinética entre 400 MeV y 3 GeV a $4,600 \text{ msnm}$ es $\sim \times 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$.

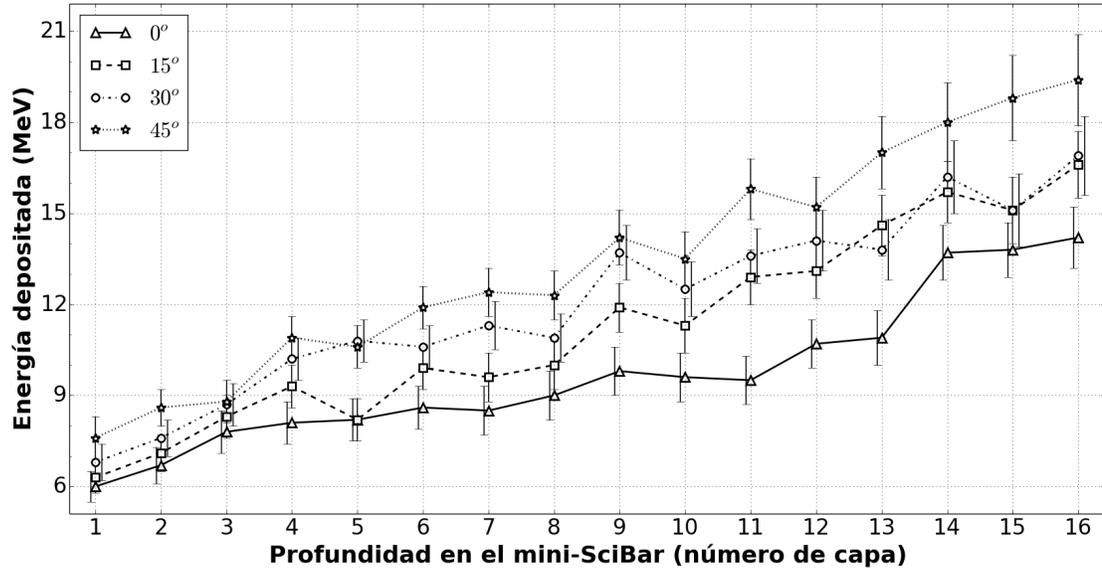


Figura 4.4: Energía depositada por protones con 200 MeV de energía cinética inyectados al tope del mini-SciBar, obtenida de la simulación. El eje horizontal representa la profundidad del detector de acuerdo al número de capa del arreglo de barras de centelleo.

4.4. Conclusiones del capítulo

Basado en el patrón de deposición de energía generado por protones al cruzar el arreglo de barras de centelleo del mini-SciBar, fue posible implementar un método de selección de estas partículas en un rango de energía de 100 a 1000 MeV .

Se encontró que el flujo de protones con energía cinética entre 400 y 1000 MeV es $1277 \pm 70 \text{ cuentas/hora}$, equivalente a $8.06 \pm 0.44 \times 10^{-4} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$; este resultado es consistente con lo reportado en (Grieder, 2001) (considerando una corrección por la altura) y en (Longair, 1992). Lo que nos lleva a concluir que el método desarrollado para la selección de protones en los datos del mini-SciBar es apropiado.

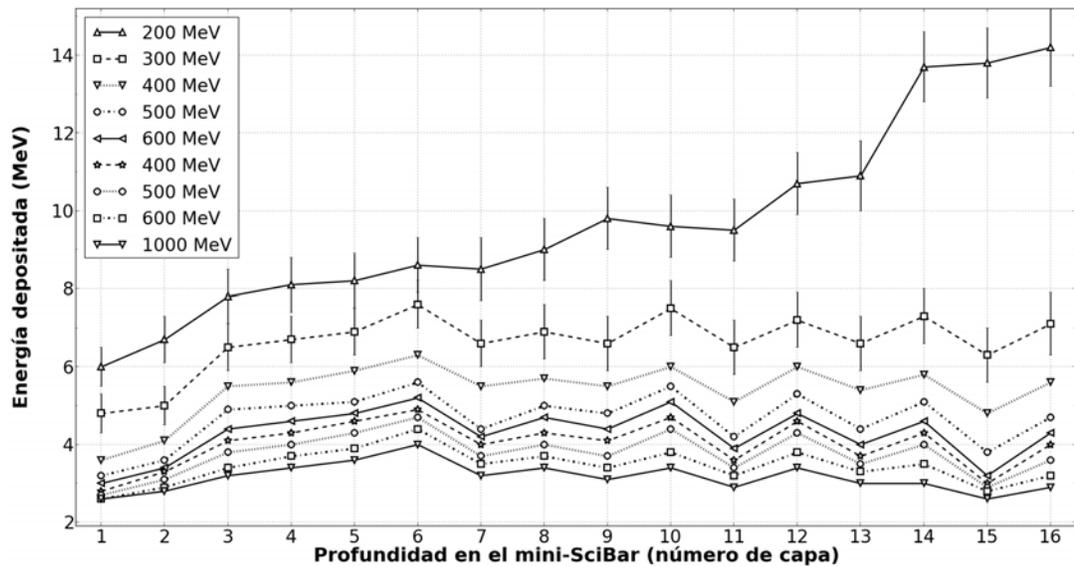


Figura 4.5: Energía depositada por protones con diferente de energía cinética inyectados al tope del mini-SciBar, obtenida de la simulación. El eje horizontal representa la profundidad del detector de acuerdo al número de capa del arreglo de barras de centelleo.

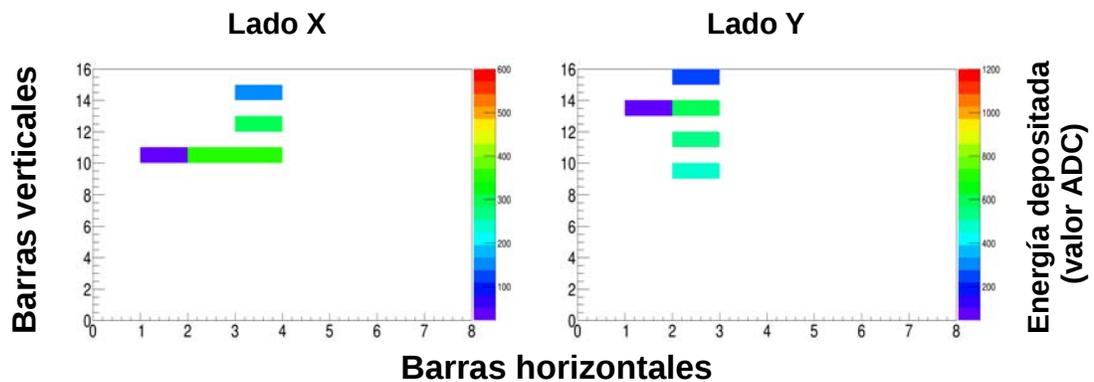


Figura 4.6: Traza obtenida de los datos del mini-SciBar, el patrón de deposición de energía es similar al patrón obtenido de la simulación Monte Carlo, de un protón con energía cinética de 100 MeV.

Capítulo 5

Criterio de selección de neutrones y rayos gamma

5.1. Introducción

Los neutrones de la radiación cósmica secundaria son generados en las interacciones de la radiación cósmica primaria con los núcleos atmosféricos. Los neutrones de baja energía ($\leq 10 \text{ MeV}$) son producto de la evaporación de núcleos excitados y presentan una distribución angular isotrópica. Los neutrones de alta energía pueden ser producidos en colisiones nucleares y también en interacciones de intercambio de carga de las partículas primarias con alta energía. La distribución angular de los neutrones de alta energía es anisotrópica (Grieder, 2001). Los neutrones producidos en procesos de evaporación a grandes altitudes pueden ser dispersados fuera de la atmósfera, mientras que, los neutrones de alta energía pueden escapar de la atmósfera si las partículas primarias inciden con un amplio ángulo cenital.

Debido a que los neutrones son producidos por partículas cargadas, éstos presentan variaciones latitudinales en su intensidad. El flujo de neutrones de baja energía es modulado por el ciclo solar. Además, intensas fulguraciones solares pueden producir flujos de neutrones solares significantes en la atmósfera terrestre (Grieder, 2001).

Para registrar neutrones con detectores basados en plástico centellador, es necesario que éstos interaccionen nuclearmente con el material y produzcan un protón (Matsubara et al., 2011).

Los rayos gamma atmosféricos son producto de procesos nucleares y electromagnéticos de la radiación cósmica secundaria, como son: 1) decaimiento de piones neutros, 2)

emisión bremsstrahlung de electrones, 3) aniquilación de electrón-positrón, 4) procesos de dispersión inelástica, 5) desexcitación de núcleos (producidos por fragmentación o captura neutrónica), 6) decaimiento de otras partículas inestables. La dependencia altitudinal del espectro de energía de los rayos gamma contiene información sobre el balance de energía de la radiación secundaria y del rol relativo de los procesos electromagnéticos y nucleares, responsables de la producción, absorción y difusión de fotones (Grieder, 2001).

Los tres principales procesos de interacción de fotones con la materia son: absorción fotoeléctrica, dispersión Compton y producción de pares. Si un fotón posee una energía mayor a 1.022 MeV ($2m_e c^2$), la producción de pares es posible en el dominio de un campo electrostático de un núcleo, la producción de pares no puede llevarse a cabo en el espacio vacío debido a que ahí no pueden satisfacerse simultáneamente la conservación de energía y de momento. Para fotones con energía $\sim 100 \text{ MeV}$ o mayor, el proceso de interacción dominante es la producción de pares (Longair, 1992).

Para fotones con energía de hasta $\sim 10 \text{ MeV}$, muchos de los trabajos experimentales se han llevado a cabo con observaciones de telescopios de centelleo. Para energías mayores han sido usados en combinación detectores de centelleo y Cherenkov.

En este capítulo explicaré el método desarrollado con ayuda de una simulación Monte Carlo, para separar señales de neutrones de las señales de rayos gamma dejadas al pasar a través del mini-SciBar, en un rango de energía entre 100 MeV y 1 GeV para ambas especies. También explicaré la técnica utilizada para separar las señales de la radiación neutra (neutrones y rayos gamma) de las señales de partículas cargadas.

5.2. Método desarrollado con ayuda de una simulación Monte Carlo, para separar señales de neutrones y rayos gamma en los datos del mini-SciBar

Para registrar neutrones y rayos gamma con el mini-SciBar es necesario que un neutrón colisione con un núcleo del centellador para producir un protón, y el rayo gam-

ma interacción con el campo electrostáticos de un núcleo del centellador para producir un par electrón-positron o que interaccione con un electrón del centellador para transferirle energía.

Para separar las señales de la radiación neutra (neutrones y rayos gamma) de las señales de partículas cargadas, se implementó un sistema de anticoincidencia entre las barras de centelleo exteriores (superiores y laterales) y las barras de centelleo interiores del detector (ver figura 5.1). De esta forma, si una partícula al penetrar en el detector dispara al menos una barra exterior y una o más interiores, será considerada una partícula cargada. Si la radiación incidente en el detector, al penetrar éste no dispara ninguna barra exterior y dispara al menos una barra interior, será considerada radiación neutra.

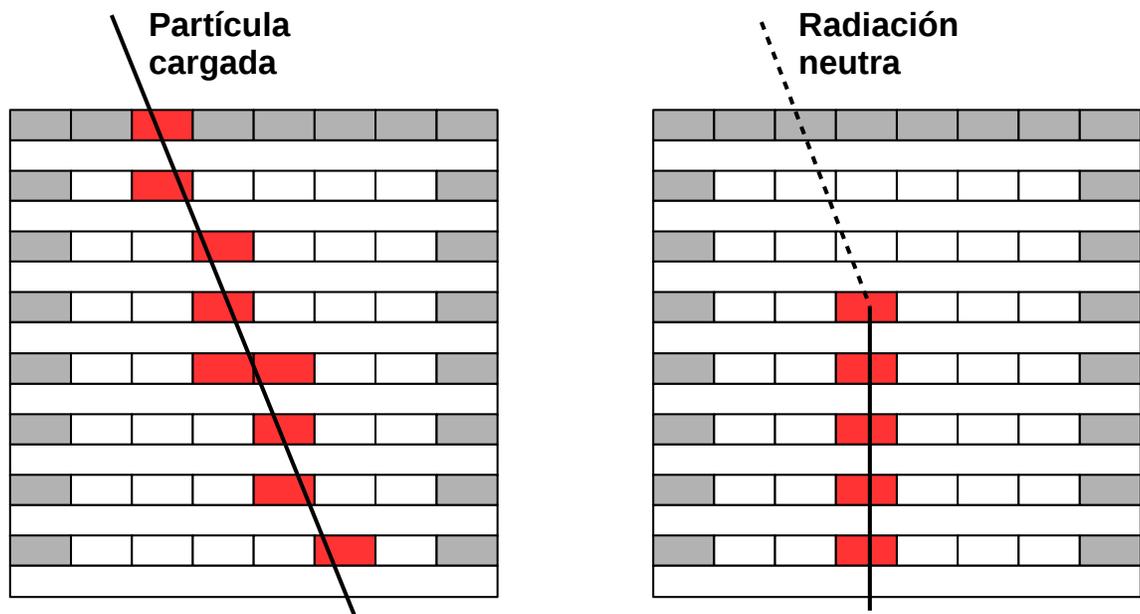


Figura 5.1: Esquema que representa el sistema de anticoincidencia entre las barras exteriores (grises) y las barras interiores (blancas) del mini-SciBar, para separar la radiación neutra de partículas cargadas.

Para este trabajo, de los resultados de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar, consideré neutrones y rayos gamma con energía entre 100 MeV y 1 GeV , inyectados al detector con un ángulo de incidencia entre 0° y 70° .

Para el desarrollo de un método de separación de señales de neutrones y rayos

gamma (en el rango de energía de interés), se debe tener en cuenta que el registro de radiación neutra en detectores basados en plástico centellador se realiza de forma indirecta, esto es, para registrar un neutrón es necesario la producción de un protón vía una colisión nuclear, mientras que, para el registro de un rayo gamma es necesario la producción de pares vía una interacción electromagnética.

Por lo mencionado en el párrafo anterior, desarrollar un método de separación de estas especies por medio de un análisis de trazas, como el desarrollado para la separación de electrones y muones presenta un alto grado de dificultad, considerando que el mini-SciBar tiene una profundidad de 20 *cm*, debido a que la profundidad de interacción de los neutrones y rayos gamma es aleatoria, en otras palabras, dos neutrones de igual energía no necesariamente interaccionan a la misma profundidad del detector, produciendo trazas diferentes, por lo anterior, decidí desarrollar un método de separación alternativo para estas especies.

En la figura 5.2 y 5.3 muestro la traza de un neutrón y de un rayo gamma respectivamente, en ambos casos las especies fueron inyectadas con un ángulo de incidencia de 0° , en estas figuras claramente se observa que: 1) esta radiación no disparó la primera capa de barras de centelleo del detector, 2) el protón generado por el neutrón vía colisión nuclear, deposita en general más energía por barra respecto a la depositada en la traza del rayo gamma, lo que genera un corto alcance en el plástico centellador, y 3) el par electrón-positrón generado por el rayos gamma vía producción de pares, deposita en general menos energía por barra respecto a la depositada en la traza del neutrón.

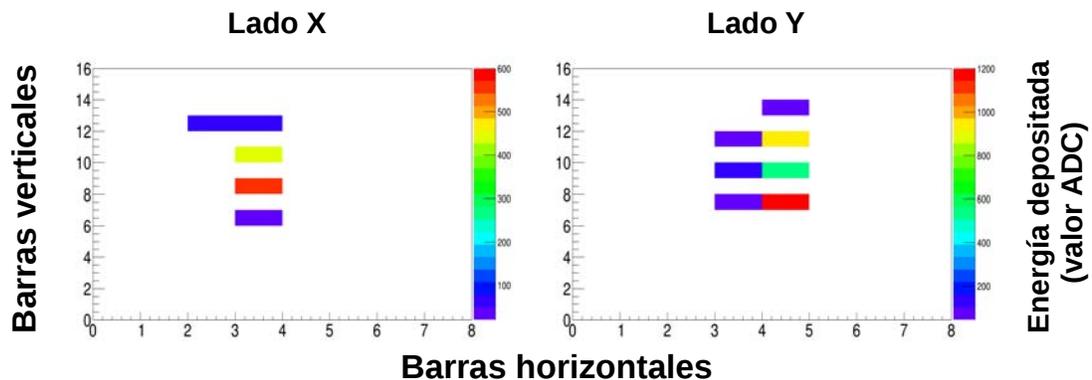


Figura 5.2: Traza de un neutrón con energía cinética de 100 *MeV* inyectado en el mini-SciBar con un ángulo incidente de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo.

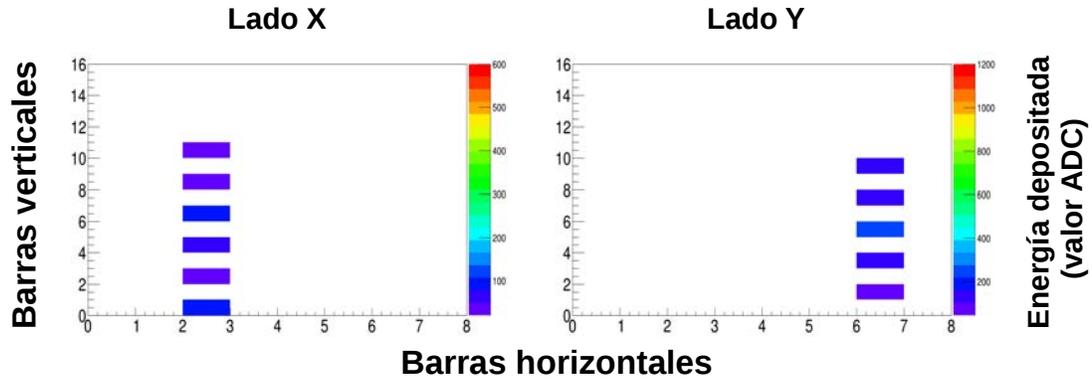


Figura 5.3: Traza de un rayo gamma con energía cinética de 100 MeV inyectado en el mini-SciBar con un ángulo incidente de 0° , obtenida de la simulación Monte Carlo.

Para la separación de señales de neutrones y rayos gamma, de los resultados de la simulación calculé la máxima energía depositada en una barra de centelleo cuando estas especies son inyectadas al detector.

De los resultados obtenidos, en la figura 5.4 muestro las distribuciones de la máxima energía depositada en una barra de la traza al inyectar neutrones con un ángulo de incidencia de 0° , y con energía cinética entre 100 y 1000 MeV . En la gráfica se observa que las distribuciones son relativamente planas, lo que indica, que los neutrones depositan su energía (vía protones, producidos en interacciones nucleares) en un amplio rango desde 0.8 MeV (que es el umbral de separación de ruido y señal de rayos cósmicos, ver capítulo 2) hasta $\sim 30 \text{ MeV}$.

También se encontró que, la distribución de la máxima energía depositada es independiente del ángulo de incidencia, con el que se inyectan los neutrones al detector, como ejemplo, en la figura 5.5 muestro el caso para neutrones con energía cinética de 200 MeV , en la gráfica podemos observar que las curvas que corresponden a neutrones con un mayor ángulo de incidencia, están por encima de las curvas que corresponden a menores ángulos de inyección, considerando que el espectro de energía utilizado es plano, lo anterior indica que, existe una mayor eficiencia para detectar neutrones con ángulos de incidencia $> 40^\circ$ respecto a los que inciden con un ángulo menor.

En la figura 5.6, muestro las distribuciones de la máxima energía depositada en una barra de la traza, al inyectar rayos gamma con un ángulo de incidencia de 0° , y con energías cinéticas entre 100 y 1000 MeV . En la gráfica se observa que la deposición

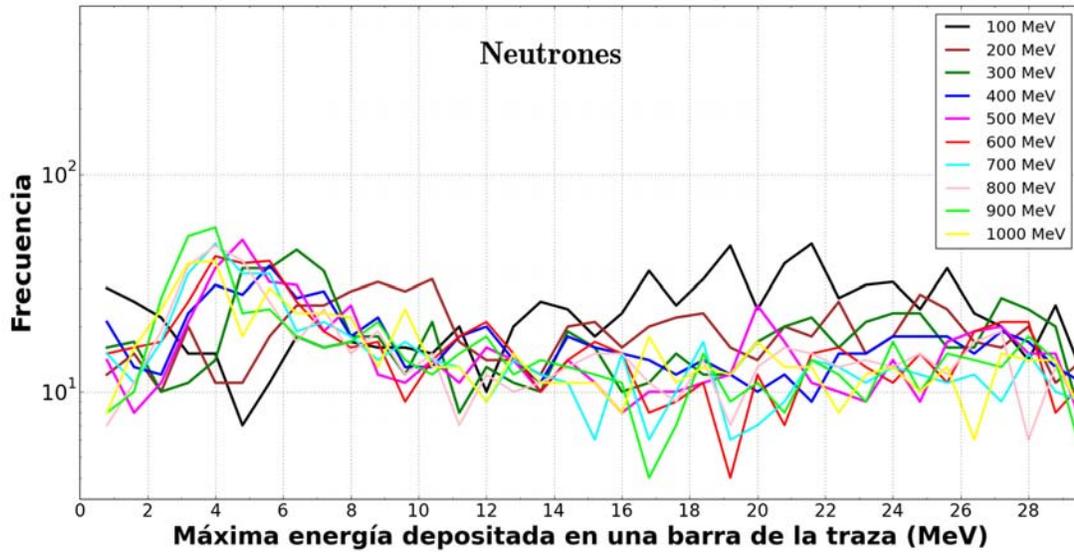


Figura 5.4: Distribuciones de la máxima energía depositada por neutrones en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los neutrones se inyectaron con un ángulo de incidencia de 0° , con diferente energía cinética; se utilizó un espectro plano de energía.

se realiza en una estrecha banda de energía aproximadamente entre 2 y 12 MeV , las distribuciones muestran un máximo en $\sim 5 MeV$, se observa que las distribuciones son independientes de la energía cinética de los rayos gamma.

En la figura 5.7, se observa que para ángulos de incidencia $> 40^\circ$ el máximo de la distribución de la máxima energía depositada depende del ángulo de incidencia de los rayos gamma. Para ángulos de incidencia entre 0° y 40° , el máximo de las distribuciones está en $\sim 5.5 MeV$, mientras que, para ángulos de incidencia de 50° , 60° y 70° el máximo se recorre a ~ 6.5 , ~ 8 y $\sim 9 MeV$ respectivamente.

En la figura 5.8, muestro la distribución de la máxima energía depositada en una barra del mini-SciBar al inyectar neutrones y rayos gamma, ambas especies con energía cinética entre 100 y 1000 MeV , con una distribución angular $I(\theta) = I_{(\theta=0^\circ)} \text{Cos}^4\theta$, y con un espectro de energía obtenido de (Grieder, 2001) para cada especie respectivamente.

Los resultados obtenidos hasta ahora muestran que: 1) con el método de máxima energía depositada no es posible la separación de neutrones con diferente energía cinética (entre 100 y 1000 MeV), debido a que las distribuciones de deposición cubren un mismo intervalo de los 2 MeV a los 30 MeV aproximadamente (ver figura 5.1), 2) los

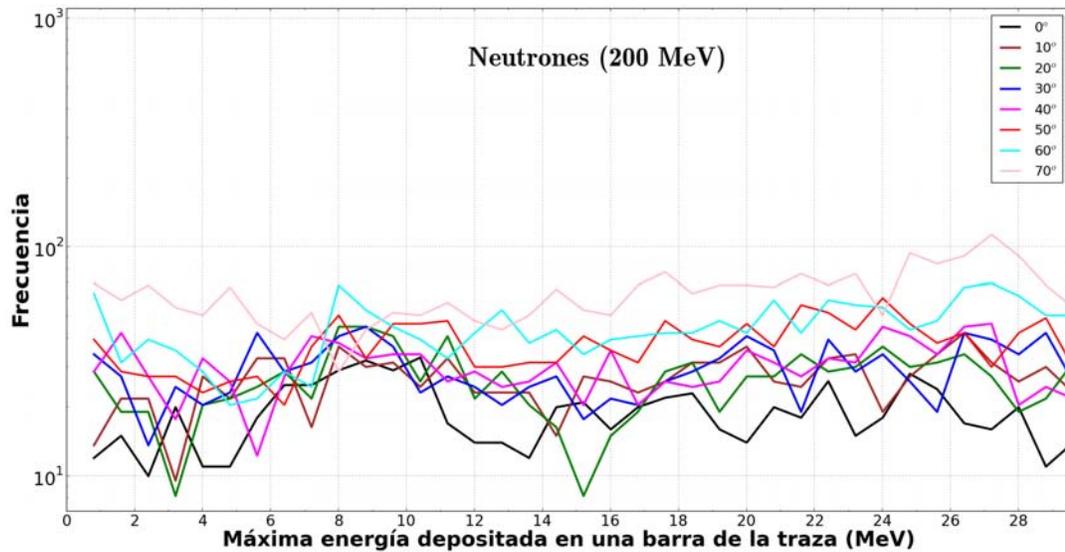


Figura 5.5: Distribuciones de la máxima energía depositada por neutrones en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los neutrones se inyectaron con una energía cinética de 200 MeV, con diferente ángulo de incidencia.

rayos gamma con energía entre 100 y 1000 MeV, son indistinguibles entre si de acuerdo con las distribuciones de máxima energía depositada en una barra de centelleo, debido a que estas distribuciones cubren un mismo intervalo (entre 2 y 10.9 MeV) y presentan un máximo en ~ 5.5 MeV (ver figura 5.3), y 3) la separación entre neutrones y rayos gamma es posible considerando la parte de las curvas que no se traslapan, mostradas en la figura 5.8.

Por lo mencionado en el párrafo anterior, establecí que: 1) un neutrón es considerado una partícula que deposita una energía máxima mayor o igual a 10.9 MeV en una barra de centelleo, y 2) un rayo gamma es considerado un fotón que deposita una energía máxima mayor a 2 MeV y menor a 10.9 MeV en una barra de centelleo.

Existen neutrones que depositan una energía máxima por barra menor al umbral de separación establecido (10.9 MeV), esta cantidad de neutrones es equivalente al 35.5% del total. La cantidad de rayos gamma que depositan una energía máxima por barra, mayor al umbral de separación es equivalente al 5.1% del total.

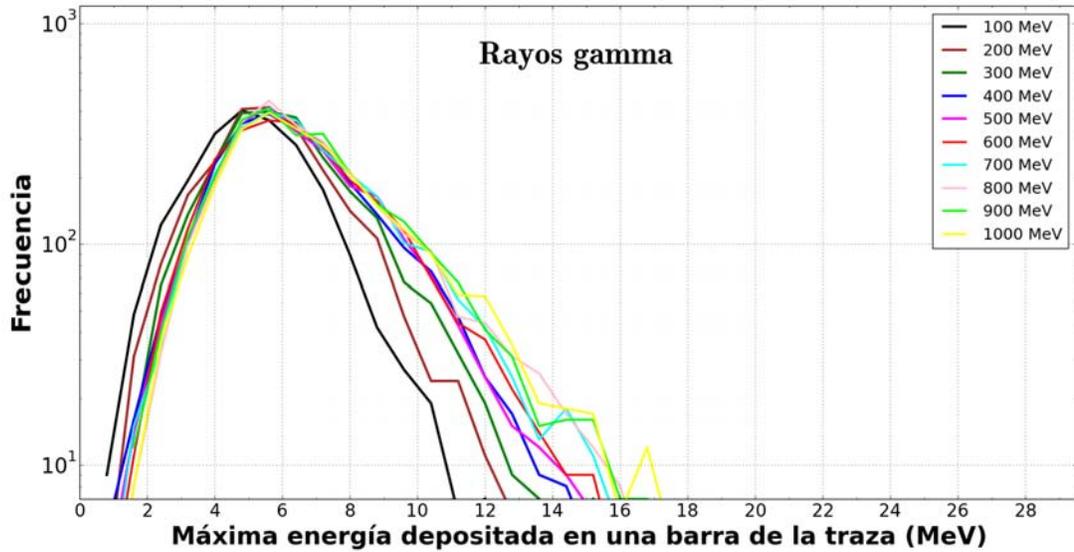


Figura 5.6: Distribuciones de la máxima energía depositada por rayos gamma en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los rayos gamma se inyectaron con un ángulo de incidencia de 0° , con diferente energía cinética.

5.3. Flujo de neutrones y rayos gamma en la cima del volcán Sierra Negra

Con los criterios de separación de neutrones y rayos gamma, obtenidos con ayuda de los resultados de la simulación Monte Carlo del mini-SciBar, procedí a analizar los datos registrados por el detector para el período de Octubre de 2010 a Julio de 2012, el lector debe tener en mente que existen múltiples períodos en los que no existen datos registrados debido a frecuentes interrupciones en el suministro de energía eléctrica en el sitio. Adicionalmente para este análisis no se incluyeron los datos de diversos períodos en los cuales se colocaron placas de plomo sobre el detector con el fin de absorber la componente suave de la radiación cósmica secundaria (los resultados de estos experimentos se presentan en el capítulo 3).

En la figura 5.9, muestro una traza obtenida de los datos del mini-SciBar, que satisface el criterio de selección para neutrones. En esta figura observamos que, la traza no está integrada por alguna barra exterior, y la deposición de energía en las barra interiores es similar a la mostrada en la figura 5.2, de acuerdo con la escala en colores.

En la figura 5.10, muestro una traza obtenida de los datos del mini-SciBar, que

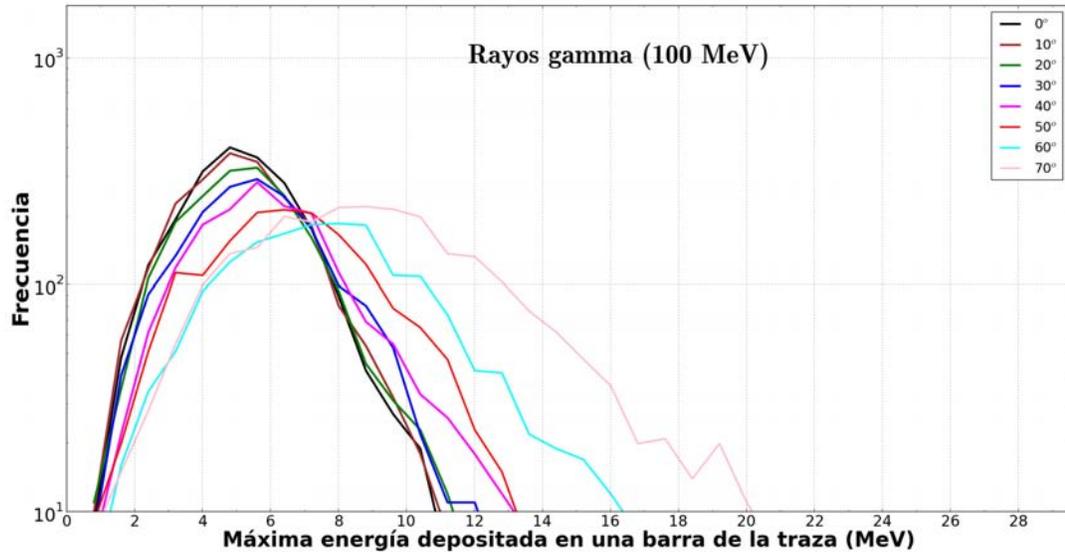


Figura 5.7: Distribuciones de la máxima energía depositada por rayos gamma en una barra del mini-SciBar (obtenidas de la simulación). En todas las distribuciones los rayos gamma se inyectaron con una energía cinética de 100 MeV , con diferente ángulo de incidencia.

satisface el criterio de selección para rayos gamma. En ella observamos que la traza satisface la anticoincidencia, al igual que la traza mostrada en la figura 5.9, la máxima energía depositada por barra (de acuerdo a la escala en colores), es menor que la mostrada en la figura 5.9 y similar a la mostrada en la figura 5.3

Utilizando el criterio de selección para neutrones se obtuvo un flujo promedio de $1,433 \pm 42 \text{ cuentas/hora}$, que incluye el 5.1% del flujo de rayos gamma que depositan una máxima energía mayor a 10.9 MeV . Utilizando el criterio de selección para rayos gamma el flujo promedio obtenido es de $8,776 \pm 99 \text{ cuentas/hora}$, que incluye el 35.5% del flujo de neutrones que depositan una máxima energía menor a 10.9 MeV . Cuando realizamos las correcciones producto del traslape de las curvas de la figura 5.8, el flujo estimado de neutrones es $1,536 \pm 68 \text{ cuentas/hora}$ y el flujo estimado de rayos gamma es $8,674 \pm 117 \text{ cuentas/hora}$.

Tomando en cuenta el sistema de anticoincidencia para separar partículas neutras, el área de detección se reduce a $15 \times 15 \text{ cm}^2$, y el ángulo sólido es ($\sim 4 \text{ sr}$), con ello, el flujo obtenido para neutrones es equivalente a $4.74 \pm 0.21 \times 10^{-4} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$, y para rayos gamma es de $2.68 \pm 0.04 \times 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$. Haciendo una estimación del flujo de estas especies con los espectros reportados en el libro (Grieder, 2001), encontré que

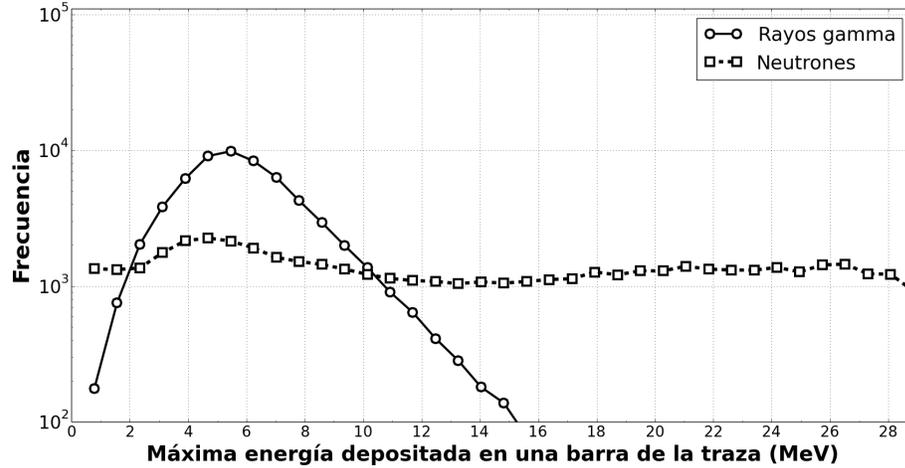


Figura 5.8: Distribuciones de la máxima energía depositada por neutrones (cuadrados) y rayos gamma (círculos) en una barra del mini-SciBar, obtenidas de la simulación Monte Carlo. Para ambas especies: 1) la distribución es la suma de las distribuciones obtenidas en un rango de energía entre 100 MeV y 1 GeV y para ángulos de incidencia entre 0° y 70° , 2) la distribución angular es $I(\theta) = I_{(\theta=0^\circ)} \text{Cos}^4\theta$, y 3) sus respectivos espectros de energía fueron tomados de (Grieder, 2001).

el flujo de neutrones y rayos gamma con energía cinética entre 100 y $1,000 \text{ MeV}$ a una profundidad atmosférica de 650 y 760 g/cm^2 respectivamente, es $\sim 10^{-3} (\text{cm}^2 \text{ssr})^{-1}$ para ambas especies, lo que es consistente con nuestra medición.

5.4. Conclusiones del capítulo

Basado en la máxima energía que depositan en una barra de centelleo del mini-SciBar, fue posible establecer un criterio para separar las señales de neutrones y rayos gamma. Se encontró que los neutrones generalmente depositan una mayor cantidad de energía respecto a la máxima energía depositada por rayos gamma. El criterio establecido no produce una separación total de estas dos especies, sin embargo, provee herramientas para hacer correcciones a los conteos registrados por el detector.

Para el análisis de los datos, se implementó un sistema de anticoincidencia entre las barras exteriores y las interiores, con el objetivo de separar señales de radiación neutra (neutrones y rayos gamma) de señales de partículas cargadas.

Considerando lo establecido en el párrafo anterior, se encontró que el flujo de neu-

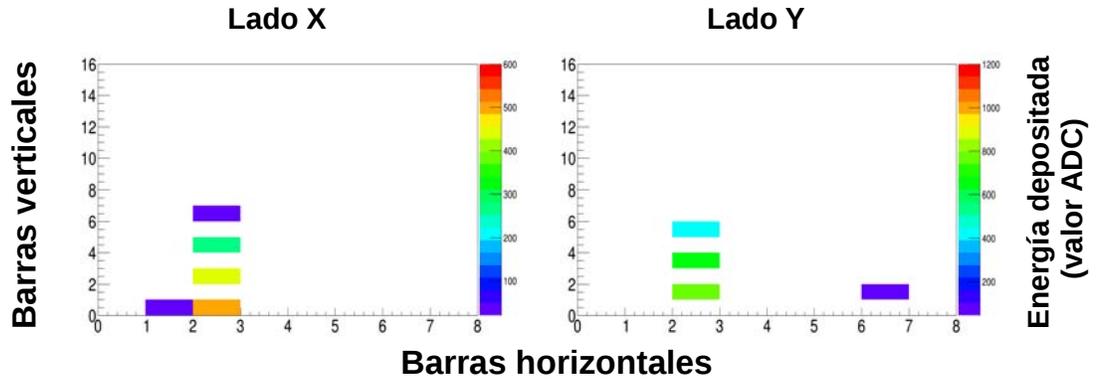


Figura 5.9: Traza obtenida de los datos del mini-SciBar al aplicar el criterio de selección de neutrones.

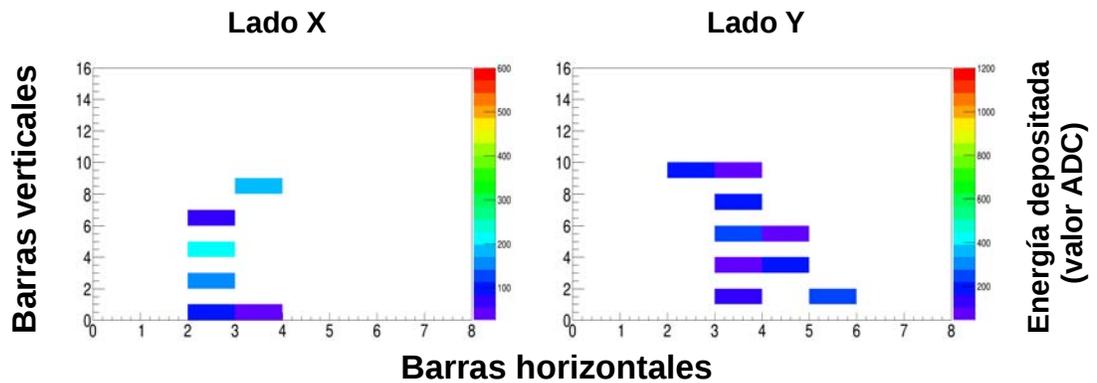


Figura 5.10: Traza obtenida de los datos del mini-SciBar al aplicar el criterio de selección de rayos gamma.

trones es $4.74 \pm 0.21 \times 10^{-4} (cm^2ssr)^{-1}$, y el flujo de rayos gamma es $2.68 \pm 0.04 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$, ambos resultados son consistentes con los reportados por mediciones realizadas con anterioridad con equipos y técnicas distintas a las empleadas en el mini-SciBar (Grieder, 2001), (Longair, 1992). Por lo anterior, concluimos que el método desarrollado para la separación de neutrones y rayos gamma en los datos del mini-SciBar es apropiado para hacer estimaciones de los flujos de éstas partículas secundarias.

Capítulo 6

Propuesta de la metodología obtenida con el mini-SciBar para su aplicación en el SciCRT

El mini-SciBar descrito en el capítulo 2, es un detector prototipo del telescopio de centelleo de rayos cósmicos (SciCRT, por sus siglas en inglés). El SciCRT 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 y resolución angular (Sako et al., 2003). Podrá además discriminar entre las señales de las distintas partículas que conforman la radiación cósmica secundaria.

La componente activa para la detección de la radiación cósmica del SciCRT es plástico centellador. Esta componente esta estructurada en 8 bloques, cada uno formado de 8 capas de plástico centellador, cada capa esta formada por dos planos ortogonales, uno de los cuales tiene 116 barras de plástico centellador y el otro 118; el SciCRT esta integrado por 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 de $300 \times 300 \times 160 \text{ cm}^3$ (sin considerar la estructura que la soporta); para registrar las señales de las barras se utilizarán 232 tubos fotomultiplicadores multi-ánodo, en la figura 6.1 se muestra una foto de la componente activa del SciCRT al cual se le han colocado algunas fibras ópticas.

En el lado izquierdo de la figura 6.2, se muestra esquemáticamente el método para la detección de neutrones en los actuales TNSs. Los neutrones incidentes (línea punteada) vía reacciones nucleares con el plástico centellador producen partículas cargadas (línea



Figura 6.1: Foto del SciCRT, en ella observamos el arreglo de las barras de centelleo, distribuidas en los 8 bloques apilados uno encima del otro, cada bloque contiene 8 capas de plástico centellador (con un espesor de 20 *cm*).

solida) cuya dirección es registrada por contadores proporcionales, localizados bajo el plástico centellador. En la figura se muestran tres casos en la detección, en a) podemos medir 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 del plástico centellador y pierde su energía al cruzar éste, así la eficiencia en la medición de direcciones es limitada, y en el caso c) si en el plástico centellador se producen dos o más partículas, resulta imposible determinar su dirección.

En gran medida los problemas que presentan los actuales TNSs se resolverán con el SciCRT, debido a que la parte activa en la detección de la radiación cósmica de éste nuevo detector está integrada por barras de plástico centellador de sección transversal pequeña ($1.3 \times 2.5 \text{ cm}^2$), las cuales tendrán la función de ser blanco de las partículas y, al mismo tiempo, generadoras de sus respectivas trazas, con las cuales mediremos la

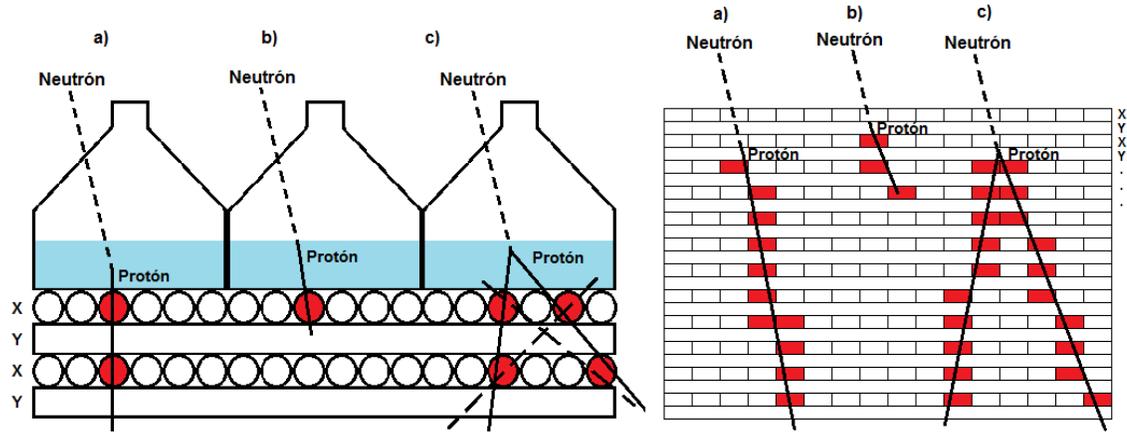


Figura 6.2: Esquema del método en la detección de neutrones de un TNS (izquierda) y del SciCRT (derecha).

energía depositada y la dirección de arribo de las partículas. En la parte derecha de la figura 6.2, muestro esquemáticamente la solución de los problemas de identificación que presentan los actuales TNSs; 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, ésta solo deberá cruzar 2 capas de plástico centellador. Y en el caso c) la dirección de las partículas cargadas será inequívoca.

En abril de 2011, el SciCRT fue trasladado a las instalaciones del Instituto Nacional de Astronomía, óptica y Electrónica (INAOE) en Tonantzintla, estado de Puebla, lugar donde se instaló en la estructura de soporte diseñada ad-hoc. Se realizaron pruebas y una primer calibración, los principales resultados fueron reportados en (Nagai et al., 2014). En abril de 2013, el SciCRT fue trasladado a la cima del volcán Sierra Negra a una altitud de 4,580 *msnm*, equivalente a una profundidad atmosférica de 575 *g/cm²*. En este sitio se realizó una segunda calibración del detector, los resultados fueron reportados en (Sasai et al., 2014). Desde septiembre de 2013 el SciCRT ha recopilado datos con 3/8 partes de su volumen, debido a cortes prolongados de energía, tormentas eléctricas, y problemas que surgen en el sistema de adquisición de datos, la recopilación de éstos no ha sido de forma continua. Actualmente se encuentra en desarrollo y prueba nueva electrónica, uno de los objetivos que se ha logrado es disminuir el tiempo muerto en un orden de magnitud (~ 0.1 *ms*).

En la figura 6.3 muestro gráficamente el comportamiento de los escaladores del SciCRT para el año 2014, en esta gráfica podemos observar los múltiples períodos en

los cuales no existen datos por las razones mencionadas en el párrafo anterior.

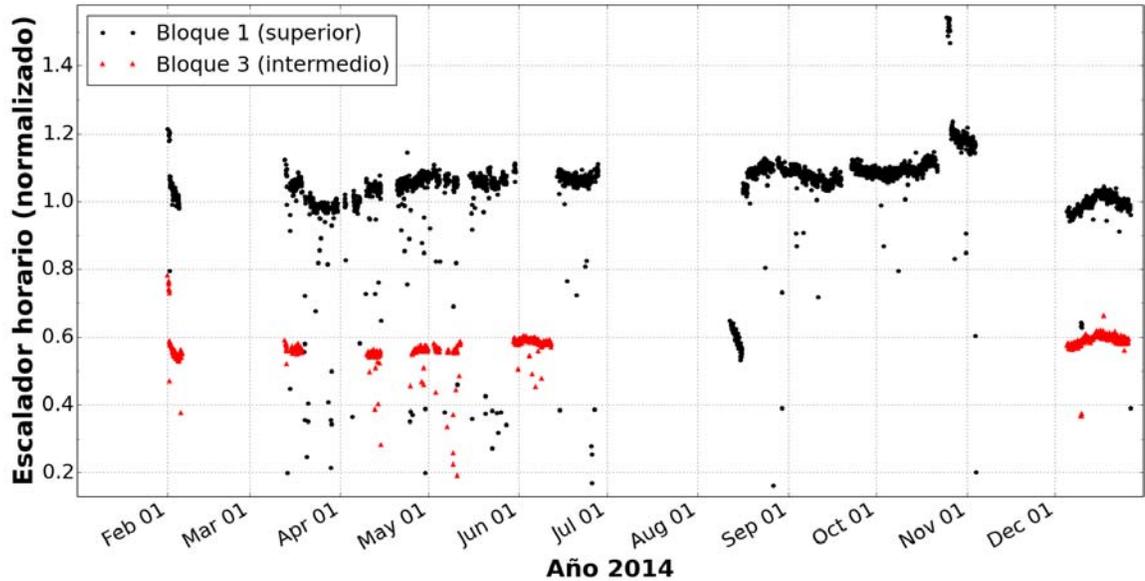


Figura 6.3: Escaladores horarios del bloque 1 (marcadores negros) y bloque 3 (marcadores rojos) del SciCRT, normalizados a 2.6×10^6 cuentas/hora.

En los capítulos 3, 4 y 5 del presente trabajo, se han presentado los métodos desarrollados para la separación de cada una de las principales especies que componen la radiación cósmica secundaria a una profundidad atmosférica de 575 g/cm^2 , en algunos casos, la separación de éstas no fue total, sin embargo, la técnica nos proporcionó herramientas para realizar correcciones y hacer estimados confiables. Al comparar mis resultados con los reportados en la literatura se comprobó que éstos son consistentes con aquellos, lo que implica que nuestros métodos son apropiados para dicha separación de partículas.

Con este trabajo pude darme cuenta que la idea del mini-SciBar es adecuada para la detección de la radiación cósmica, sin embargo, también note que su tamaño impone restricciones para la separación de las especies que conforman la radiación secundaria, en el rango de energía de interés. El tamaño volumétrico del SciCRT es 1,568 veces el tamaño volumétrico del mini-SciBar, lo que permitirá una mayor eficiencia para separar señales de partículas.

Los métodos desarrollados para la separación de señales de partículas en el mini-

SciBar desarrollados en esta tesis, además de constituir una herramienta analítica original completa para el detector del caso, constituyen una base firme para su implementación y ampliación con los datos del SciCRT.

Conclusiones

En el presente trabajo, mediante el análisis de los resultados de una simulación Monte Carlo del mini-SciBar, se desarrollaron métodos para separar las señales de electrones, muones, protones, neutrones y rayos gamma registradas por el detector. El mini-SciBar es un detector prototipo de la radiación cósmica, que estuvo operando de Octubre de 2010 a Julio de 2012, en la cima del volcán Sierra Negra, en el Estado de Puebla.

La primera conclusión que puede extraerse es que la idea de construir detectores de radiación cósmica, cuya parte activa en la detección está basada en barras de plástico centellador es correcta.

Basándose en el número de barras de centelleo disparadas al paso de las partículas cargadas, fue posible establecer un criterio que permitió diferenciar las señales de electrones de las señales de muones, dado que se encontró que los electrones producen, en general, trazas con un número mayor de barras respecto a las trazas producidas por muones. El criterio establecido no produce una separación total de los dos flujos, sin embargo proporciona herramientas para estimar los flujos reales. Considerando los resultados del experimento que consistió en colocar diversos espesores de plomo sobre el detector, combinado con los resultados de la simulación Monte Carlo, nos llevaron a concluir que el método desarrollado para la separación de electrones y muones es apropiado.

Basado en el patrón de deposición de energía generado por protones al pasar a través del detector, fue posible establecer un criterio de selección de estas partículas para energías cinéticas de 100, 200, 300 MeV y para un rango de 400 a 1000 MeV donde son indistinguibles entre sí.

Con la implementación de un sistema de anticoincidencia entre las barras exteriores e interiores del mini-SciBar, se separaron las señales de radiación neutra (neutrones y rayos gamma) de las señales de partículas cargadas. Basado en la máxima energía

depositada en una barra del detector, fue posible separar las señales de neutrones de las señales de rayos gamma. El criterio no produce una separación total de ambas especies, sin embargo provee herramientas para estimar los flujos reales.

Considerando lo establecido en los párrafos anteriores, se encontró que :

- I. El flujo de electrones registrado dentro del observatorio por el mini-SciBar es $3.5 \pm 0.1 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$. Al realizar correcciones debido a la producción de electrones en el techo del observatorio por la interacción de rayos gamma y muones con éste, el flujo de electrones estimado en la cima del volcán Sierra Negra es $1.8 \pm 0.1 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$. El flujo de muones estimado es $8.0 \pm 0.1 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$.
- II. El flujo de protones registrado con energía cinética entre 400 y 1000 *MeV* es $8.06 \pm 0.44 \times 10^{-4} (cm^2ssr)^{-1}$.
- III. El flujo de neutrones estimado es $4.74 \pm 0.21 \times 10^{-4} (cm^2ssr)^{-1}$, y el flujo de rayos gamma estimado es $2.68 \pm 0.04 \times 10^{-3} (cm^2ssr)^{-1}$.

Todos los resultados son consistentes con los reportados por mediciones realizadas con anterioridad con equipos y técnicas distintas a las empleadas en el mini-SciBar (Grieder, 2001), (Longair, 1992). Por lo anterior, concluimos que los métodos desarrollados para la separación de las señales de las diversas especies que constituyen la radiación cósmica secundaria, en los datos del mini-SciBar es apropiado para hacer estimaciones de los flujos de éstas partículas.

Apéndice

A continuación se adjunta los artículos desprendidos de este trabajo.

El primer artículo titulado "Observation of Cosmic Ray at the top of the Sierra Negra volcano in Mexico with the SciCRT prototype" se desprende de lo reportado en el capítulo 3.

El segundo artículo titulado "Observation of cosmic ray hadrons at the top of the Sierra Negra volcano in Mexico with the SciCRT prototype" se desprende de lo reportado en el capítulo 4.

Observation of Cosmic Ray at the top of the Sierra Negra volcano in Mexico with the SciCRT prototype

E. Ortiz and J.F. Valdés-Galicia

Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, 04510, México.

Y. Matsubara, Y. Nagai, and Y. Muraki

Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8601, Japan.

A. Hurtado, O. Musalem, R. García, and M.A. Anzorena

Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City, 04510, México.

L.X. González,

SCiESMEX, Instituto de Geofísica, Unidad Michoacán, Universidad Nacional Autónoma de México, 58190, Morelia, Michoacán. México.

Y. Itow, T. Sako, D. Lopez, and Y. Sasai

Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8601, Japan.

K. Munakata and C. Kato

Department of Physics, Shinshu University, Asahi, Matsumoto 390-8621, Japan.

S. Shibata, and H. Takamaru

College of Engineering, Chubu University, Kasugai 487-8501, Japan.

H. Kojima

Faculty of Engineering, Aichi Institute of Technology, Toyota 470-0392, Japan.

K. Watanabe

Institute of Space and Astronautical Science, Japan Aerospace Experiment Agency, Yoshinodai, Chuo-ku, Sagami-hara 252-5210, Japan.

H. Tsuchiya

Japan Atomic Energy Agency, 2-4 Shirakata Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan.

T. Koi

SLAC National Accelerator Laboratory, Menlo Park, CA 94025-7015, USA.

Received 10 April 2015; accepted 25 September 2015

We are currently in the process of calibration of a new cosmic ray detector called SciBar Cosmic Ray Telescope (SciCRT) located at the top of the Sierra Negra volcano at 4,600 m.a.s.l., in Eastern Mexico. The SciCRT will work mainly as a Solar Neutron and Muon Telescope, with a high angular resolution ($\sim 1^\circ$), but it will also serve as a gamma ray and hadron shower detector. The mini-SciCR is a prototype of the SciCRT, it uses the same scintillator bars and recording hardware, the size of the mini-SciCR is 1/1568 compared with the SciCRT. In this paper we will report the main results obtained with the mini-SciCR that was operating at the top of the Sierra Negra volcano from October 2010 to July 2012. Our main aims were to show the appropriate performance of all the detector systems and to develop a technique to separate the flux of soft and hard secondary cosmic rays with the help of a Monte Carlo simulation, our energy range of interest is from 100 MeV to a few GeV. Additionally we will report results with a modification of the detector setup that helped to confirm the correct identification of the particle species.

Keywords: Cosmic rays; secondary cosmic rays; SciCRT.

PACS: 95.55.Ev; 95.55.Vj; 95.30.Cq; 93.30.Hf

1. Introduction

When the primary cosmic radiation penetrates to the Earth's atmosphere, it is subject to interactions with the electrons, atoms and molecules that constitute the air. As a result of these interactions the particles suffer energy losses through hadronic and/or electromagnetic processes. Incident hadrons are subject to strong interactions when colliding with atmospheric nuclei, such as nitrogen and oxygen. Above an energy of a few GeV, local penetrating particle showers are produced, resulting in the creation of muons and other secondary particles in the collisions. Energetic primaries and, in case of heavy primaries, their spallation fragments continue to propagate in the atmosphere producing more particles along their trajectories in successive interactions. The secondary cosmic radiation is divided into hard and soft components. The hard component is able to penetrate 15 cm of lead, which corresponds to 167 g/cm^2 . The soft component which consists of positive and negative electrons and photons is almost completely absorbed in such a massive shield. Its flux at sea level amounts to about 35% – 40% of that of the muons [1].

The electron component in the atmosphere includes both primaries incident from outer space, and secondary that are created within the atmosphere. The main sources of secondary electrons of either charge are short-lived particles, resulting from interactions of primary and secondary cosmic rays with nuclei that constitute the air. Gamma rays from neutral pion decay undergoing pair creation supply the bulk of electrons and positrons, followed by decaying muons and, in rare cases, charged pions.

Muons are chiefly the decay products of charged pions and to a much lesser extent of charged kaons. With the exception of photons and neutrinos, muons are the most abundant component of the secondary cosmic radiation at sea level. Consequently much more information is available from muons than from any other component. In addition, muon data reveal information on high energy processes in the atmosphere and on the primary radiation, in particular on its spectrum and composition [2].

We are currently in the calibration process of a new type of detector called SciBar Cosmic Ray Telescope (SciCRT). The SciCRT will widen the capabilities of the current Solar Neutron Telescopes (SNT), that is, the ability to measure the energy and determine the direction of arrival of solar neutrons but with greater efficiency and precision, it will additionally work as a Muon Telescope and be able to detect any kind of energetic particle crossing through and the showers that may produce inside [3].

In order to complete the calibration process we are currently operating in an intermittent manner just 3/8 of the full detector, therefore the importance of the particle discrimination has increased compared with that expected before the

operation. The SciCRT is installed on the top of the Sierra Negra volcano, Mexico (575 g/cm^2 ; $18^\circ 59' \text{ N}$; $97^\circ 18' \text{ W}$). On this site we installed in October 2010 a prototype of this detector that uses the same scintillator bars that integrate the SciCRT and the same data acquisition hardware. This prototype was named mini-SciCR, the size of the mini-SciCR is 1/1568 of the volume of the SciCRT, our aims with this prototype detector were to diagnose the overall performance of the entire system on site, including the electronics, demonstrate that the mini-SciCR was able to detect particles of the secondary cosmic radiation and design some techniques for the identification of the different species of arriving particles.

2. Mini-SciCR: detector prototype

The mini-SciCR (shown in Fig. 1) consists of 128 scintillator bars with a total volume of $20 \times 20 \times 20.8 \text{ cm}^3$, arranged in eight layers, each layer consists of 16 bars integrating two mutually orthogonal planes of eight bars each. The scintillator bars are made of polystyrene, doped with PPO (1%) and POPOP (0.03%), to shift its emission spectrum peak to 420 nm. Each scintillator bar has dimensions of $2.5 \times 1.3 \times 20 \text{ cm}^3$ with TiO_2 reflecting coating, it has a hole of 1.8 mm diameter in the middle, a wavelength shifting (WLS) fiber of 1.5 mm diameter is inserted for light collection, the gap between the fiber and the scintillator is negligible due to the low air density. The fiber is of the multi-clad type, Y11(200)MS, made by Kuraray, their absorption and emission spectrum has a peak in 430 nm and 476 nm respectively [4].

Each side of the detector (X and Y) has 64 scintillator bars whose emitted light is transported by WLS fibers attached to a 64 channel multi-anode photomultiplier tube (MAPMT) H8804 Hamamatsu Photonics K.K., its anodes are arranged in an 8×8 array with each anode measuring $2 \times 2 \text{ mm}^2$. The sensitive wave length is from 300 nm to 650 nm, that matches the emission spectrum of the WLS fibers [5]. The photons emitted in every scintillator bar are collected and transported by WLS fibers to the MAPMT, the signals from it are read by an analog to digital converter (ADC). Once the ADC signal distributions have been determined and a proper discriminator established to discard the noise, the threshold signal level of each bar may be fixed (see below). For every event registered, the set of bars triggered establish the trajectory of the charged particles detected. To identify a neutron, a nuclear collision to produce a recoil proton is necessary [5].

The readout system consists of two front end boards (FEBs) attached to each of the MAPMTs, a DAQ board connected to FEBs, and a trigger board (TB) connected to the DAQ board. The FEB is a combination of two ASICs (VA32_HDR11 and TA32CG) it is employed to mul-

tiplex pulse height information from each anode of a 64 channel MAPMT and make a fast triggering signal. The VA32_HDR11 has preamplifiers for 32 input channels and shapes its output with a slow Gaussian-like shaper, the TA32CG has discriminators to make a hit signal when a MAPMT anode signal exceeds the threshold level [6].

The DAQ board may readout eight MAPMTs, each of the eight channels has line drivers to control the FEB's ASICs and a flash ADC (FADC) to digitize the multiplexed analog signals. Programmable logic devices, CPLDs and an FPGA, are used to allow a flexible control of the data acquisition process. A CPLD (Xilinx XC95288), generates control signals for each FEB, it also provides a control sequence for digitization and storage of data into a FIFO. An FPGA (Xilinx XCV600) is connected to all CPLDs on the DAQ board to determine the timing to start readout and to switch data taking modes, it can also control timing to hold the peak of the shaped pulse using a fast triggering signal from each TA32CG [7]. The Trigger Board (TB) is connected to the DAQ board and makes the trigger signal, a hit signal is obtained when there is a signal from the upper 32 or the lower 32 MAPMT channels. The trigger signal is created by coincidence of the X side upper and the Y side upper hit signals, or/and X side lower and Y side lower hit signals. The cross-talk at the surface of a MAPMT was measured to be 2.72% for the central channels and 0.45% for the corners channels [7].

3. Performance of the mini-SciCR as a cosmic ray detector

The array of the scintillator bars of the mini-SciCR (see Fig. 1) served as the target and generator of tracks of the incident particles. To verify that the data of the detector are records of cosmic rays, we registered the counting rate of all particles that managed to cross the entire detector. It is difficult to make precise estimate of the mini-SciCR performance over the whole period of operation (October 2010 to July 2012) since some modifications to the original setup were performed extending for periods of up to four months (see below), in addition, there are periods where we have no data due to cuts in the power supply (see Fig. 2). It can be observed that data collection is stable when there was power to operate. In Fig. 2 we plot the hourly raw data obtained from October 2010 to March 2011, after which modifications to the original set up were made in periods of different lengths of time, we do not include periods in which modifications were made, since these changes were not consecutive, the data show fluctuations which may confuse the reader. Nonetheless, the Forbush decrease that occurred on March 7, 2012 was successfully registered by the mini-SciCR and gives us a tool to estimate its performance as a cosmic ray detector. In Fig. 3 we show a plot of the normalized counting rates of the mini-SciCR for the period 5 to 15 March, 2012, compared with those obtained by the neutron monitors (NMs) at [13] (1.1 GV cut-off rigidity), [8] (2.5 GV cut-off rigidity) and [6]

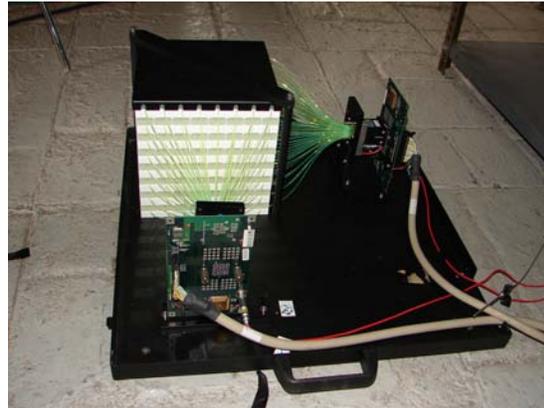


FIGURE 1. Photo of the mini-SciCR, showing one of the MAPMT and the FEBs.

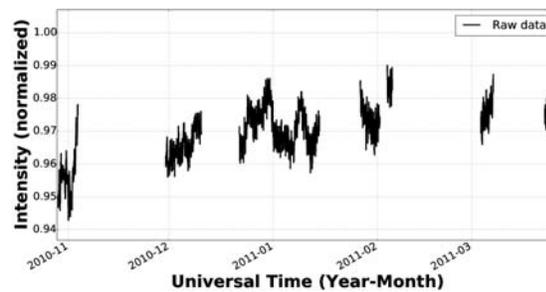


FIGURE 2. Hourly raw data of the mini-SciCR from October 2010 to March 2011 (vertical scale is normalized to 290,000 counts/hour), there are periods in which we have no data due to cuts in the power supply.

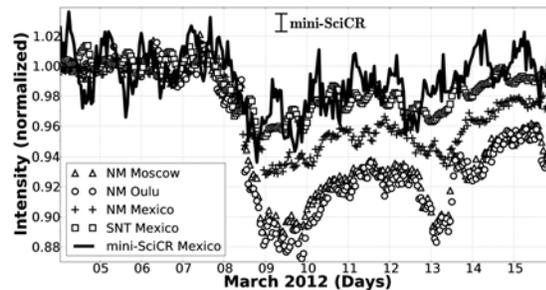


FIGURE 3. Forbush decrease on March 7, 2012, recorded by the mini-SciCR (line, normalized to 18,115 counts/hour), the >30 MeV charged particles channel of the Solar Neutron Telescope (square, normalized to 10,083,850 counts/hour) both installed in the Sierra Negra volcano summit, and the Neutron Monitors at Mexico City (plus sign, normalized to 812,210 counts/hour), Moscow (triangle, normalized to 550,260 counts/hour) and Oulu (circle, normalized to 379,200 counts/hour). The one sigma bar of the mini-SciCR is shown for reference. One sigma bars of other detectors would be unnoticeable.

(8.2 GV cut-off rigidity), plus the >30 MeV charged particles channel of the SNT at Sierra Negra [14]. The variability of the counting rates of the mini-SciCR is larger

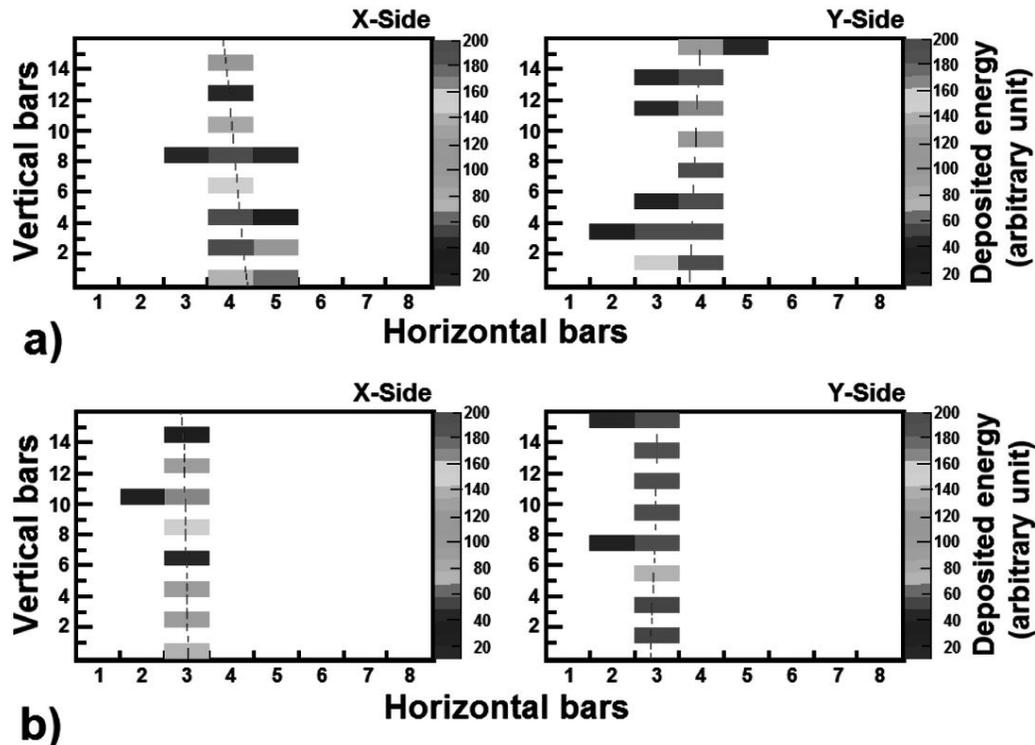


FIGURE 4. Traces left by a) an electron (400 MeV) and b) a muon (400 MeV), both are results of Monte Carlo simulations.

(288 counts/hour, see Fig. 3), as it should be expected regardless of the averaging period used, being a much smaller detector than the others with lower statistics. However, on the average, the amplitude of the Forbush decrease observed by mini-SciCR is remarkably similar to those of the SNT and its time evolution follows closely the decrease and recovery phase of the Mexico City NM. Oulu and Moscow NMs show deeper decreases as they respond to lower rigidity particles. Anyhow, it is to note the similarities observed in all detectors during the decrease and recovery phases. This result is a confirmation that the mini-SciCR detects cosmic radiation particles. A Forbush decrease is a global phenomenon of cosmic rays, to which all detectors around the world should respond in accordance with the rigidity cut-off of the site where it is located (see *e.g.* [1]). We are therefore confident that the counting rates of our prototype correspond to those of the secondary cosmic radiation.

4. Technique developed to separate the electron and muon fluxes

One of the main capabilities of the SciCRT will be the differentiation between species of particles leaving recognizable signals. At the atmospheric depth of Sierra Negra (575 g/cm^2), electrons and muons are by far the most abun-

dant particles of the secondary cosmic radiation. As an additional performance test, it was therefore necessary to find a method to separate the muon and electron fluxes detected by the mini-SciCR.

We made a Monte Carlo simulation for the mini-SciCR, for this work, we consider electrons with kinetic energy between 100 MeV and 1 GeV and muons with kinetic energy between 100 MeV and 5 GeV, with zenith angles of incidence between 0° and 45° and flat momentum spectra for both species of particles. We used the PHITS package to calculate atmospheric attenuation and Geant4 to estimate particle behavior in the detector [10].

In search of criteria to differentiate between electron and muon signals left by their passage through the array of the scintillator bars, we made two different analysis of the results of a Monte Carlo simulation. First: we calculated the typical energy deposited by these particles as they pass through the scintillator bars, the results show that there is no statistically significant difference in the energy deposited by these particles. Second: we characterized the track left by these particles to pass through the array of the scintillator bars, the result of this analysis allowed us to establish a selection criteria to distinguish electrons from muons as will be described below.

In Fig. 4 we present examples of typical tracks left by an electron and a muon. It is easily recognized that the muon



FIGURE 5. Distribution of number of triggered bars when electrons (triangle, normalized to 17,992 counts) or muons (square, normalized to 18,606 counts) pass through the mini-SciCR's array producing a small "shower" inside of the detector, because they triggered more than 19 bars (see text).

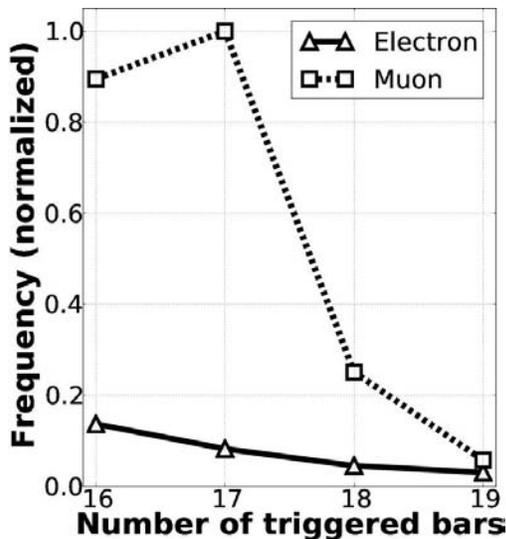


FIGURE 6. Distribution of number of triggered bars when electrons (triangle, normalized to 17,992 counts) or muons (square, normalized to 18,606 counts) pass through the mini-SciCR's array of the scintillator bars and they left "clean" tracks, because they triggered less than 20 bars (see text).

leaves a much "cleaner" track as it triggers almost only the bars through which the particle crosses (from 16 to 19), because the main energy loss processes are excitation and ionization [2]. In contrast, the electron trace is of the "shower" type (from 20 to 32 triggered bars), since electrons interact more easily with the matter they traverse as they add bremsstrahlung emission and Compton collisions to their energy loss processes ([4]). In both cases, in the energy range of interest. Therefore tracks with up to 19 bars triggered will be considered as "clean", alternatively those tracks triggering 20 or more bars will be labeled as "shower" type.

The analysis of tracks was made based on a Monte Carlo simulation of the mini-SciCR, consisted in counting the number of bars triggered when the electrons and the muons pass through the array of scintillator bars, with the condition that

these particles cross all layers. To be able to cross the whole detector a particle must have a kinetic energy of at least 100 MeV. Our energy range of interest is from 100 MeV to a few GeV. We used these energy ranges since for them the fluxes of electrons and muons are dominant at the height of the Sierra Negra volcano summit (see, *e.g.*, [2,4]), 100 MeV is the lower limit of the Monte Carlo simulation program used. The main features of the results are summarized as follows:

1. When an electron crosses the array of scintillator bars, it may trigger from 20 to over 30 scintillator bars, the distribution obtained is independent of energy and shows a maximum around 24 (see Fig. 5). This indicates the generation of a small shower inside the array of scintillator bars, this happens because, besides the molecular excitation and ionization by the electrons, they also emit bremsstrahlung radiation, multiple Compton collisions are also plausible. However, there are few electrons that excite almost exclusively the bars along their path, generating "clean" tracks (see Fig. 6).
2. When a muon crosses the mini-SciCR, the number of triggered bars is generally less than those of the electrons. A muon excites almost exclusively the bars along its path, generating "clean" tracks, they essentially excite the molecules of scintillator material but do not emit bremsstrahlung radiation since this process is important for muons with energies greater than 200 GeV [2]. The distribution obtained shows a maximum at 17 bars, with a drastic drop towards higher numbers of bars (see Fig. 6).
3. The normalized distributions of the number of bars triggered, generated by electrons or muons that pass through the array of the scintillator bars of the mini-SciCR are very different: while muons show a sharp maximum at 17, the maximum of the electron distribution is at 24 bars, and it is much wider, due to the variety of processes by which electrons can deposit their energy in the scintillator material (this result is summarized in Table I). However, it should be noted that even with the strong capability to generate showers in the detector, the simulation shows that not all the electrons produce them, therefore there are some electrons that trigger less than 19 scintillator bars, independent of the electron energy.

Based on the simulation results, a suitable criteria for the separation of the fluxes of electrons and muons in the real tracks registered, needs to consider essentially the parts of the curves in Figs. 5 and 6 that do not overlap. An electron is considered a particle that leaves a track that triggered a number of scintillator bars greater than or equal to 20 and less than or equal to 32 (see Fig. 5), the electrons whose track is outside this range are 30% of those within the interval (see Fig. 6 and Table I). A muon is considered a particle that leaves a

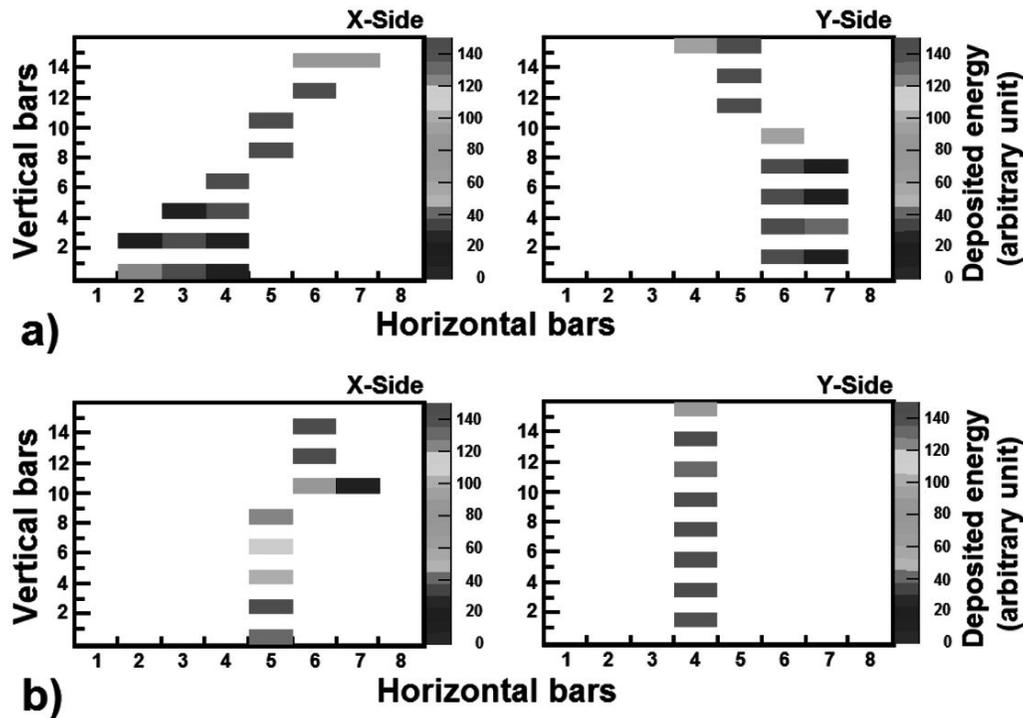


FIGURE 7. Traces obtained of the mini-SciCR data, considering the criteria for a) electrons and b) muons (see text).

TABLE I. Criteria for particle separation according to the number of triggered bars and overlap of the numerically obtained distributions.

Particle	Number of triggered bars	Maximum distribution	Overlap with other distribution
Muon	from 16 to 19 (clean track)	17	1%
Electron	from 20 to 32 (shower type)	24	30%

track that affects a number of scintillator bars greater than or equal to 16 and less than or equal to 19 (see Fig. 6), the muons whose track consists of a number of bars outside this range are slightly less than 1% of those within the interval (see Fig. 5 and Table I). In Fig. 7 we present examples of traces obtained with the mini-SciCR data.

With the above stated separation criteria, established based on the Monte Carlo simulations, we proceeded to analyse the tracks obtained in the mini-SciCR for the period from October 2010 to July 2012, when it was in operation at the Sierra Negra volcano. With the separation method designed, considering the overlapping of the simulation distributions (see Figs. 6 and 7), we made an estimate of the average flux of electrons that trigger from 20 to 32 bars as $4,400 \pm 86$ counts/hour. When we consider those tracks that are indistinguishable from muon tracks, the actual flux of

TABLE II. Flux of secondary cosmic rays measured with mini-SciCR at the top of Sierra Negra Volcano.

Particle	Measured flux (counts/hour)	Flux corrected by overlap (counts/hour)
Muon	$14,000 \pm 119$	$12,700 \pm 130$
Electron	$4,400 \pm 86$	$5,700 \pm 122$

electrons must be approximately $5,700 \pm 122$ counts/hour; the corresponding flux of muons estimated is of $14,000 \pm 119$ counts/hour, if we omit the calculated electrons that contribute to this counting rate because its track is indistinguishable to the muons, the actual flux of muons should be approximately $12,700 \pm 130$ counts/hour. These calculations were made for the flux observed inside the laboratory. These results are summarized in Table II.

In order to confirm that the particles detected were indeed electrons and muons, we modified the original setup: it con-

TABLE III. Contribution of various sources to the total flux of electrons ($5,700 \pm 122$ counts/hour) measured inside of the laboratory by the mini-SciCR.

Electron source according to the MC simulation	Contribution
Electrons of the secondary cosmic radiation	35.4%
Electrons produced by gamma rays	49.6%
Electrons produced by muons	15%

TABLE IV. Results of the experimental setup with lead plates.

Lead thickness (mm)	Experimental Muon flux (%)	MC simulation Muon flux (%)	Experimental Electron flux (%)	MC simulation Electron flux (%)
0	100.0	100.0	100.0	100.0
3.2	87.8	95.7	120.9	110.0
6.4	84.5	91.8	107.7	100.0
9.6	83.1	90.0	96.5	89.2
10	83.3	—	100.5	—
12.8	82.0	89.4	89.2	77.3
16	80.4	87.8	80.3	66.8
19.2	81.8	86.8	80.8	58.3
20	81.8	—	73.6	—
22.4	82.1	86.4	69.5	50.5
25.6	—	86.1	—	47.8
28.8	—	85.7	—	40.5
30	81.3	—	64.1	—
32.0	—	84.2	—	36.4
32.4	80.2	—	66.0	—
35	80.3	—	60.0	—
40	80.4	—	61.4	—
42.4	79.6	—	65.2	—
50	76.7	—	47.4	—

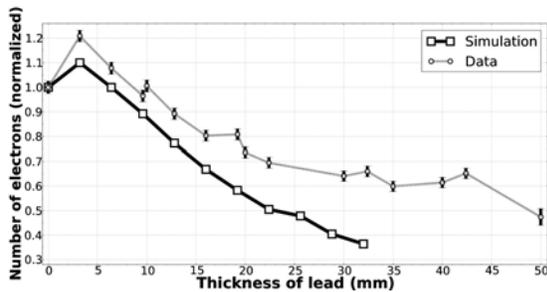


FIGURE 8. Electron flux as a function of the thickness of the lead plates over the mini-SciCR (normalized to 5,700 counts). The experimental data are the circles and the simulation data are the squares. The simulation results are the sum of all electrons originated by the three possible processes (see Fig. 10).

sisted on the emplacement of lead plates above the detector with varying thicknesses (from 3.2 mm to 50 mm). We also made a Monte Carlo simulation for these setups, including the roof and the wall of the laboratory (1 cm of iron).

As stated, the electron flux inside the laboratory is $5,700 \pm 122$ counts/hour, this quantity is the sum of: i) electrons of the secondary cosmic radiation that pass through the roof of the laboratory (35.4%), ii) electrons produced by gamma rays (pair production process) that interact with the material of the roof of the laboratory (49.6%) and, iii) electrons produced by muons (delta ray emission) that interact with the roof of the laboratory (15%). These contributions

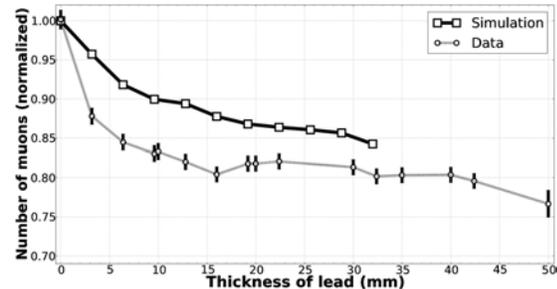


FIGURE 9. Muon flux as a function of the thickness of the lead plates over the mini-SciCR (normalized to 12,700 counts). The data of the experiment are the circles and the simulation data are the squares.

estimated by our Monte Carlo simulation are shown in Fig. 10 (ordinate scale for 0 mm of lead) and Table III. Taking the above considerations into account, the electron flux of secondary cosmic radiation inside of laboratory must be about $2,018 \pm 139$ counts/hour. We should also consider, however, the attenuation suffered by the electron flux in the roof, then the estimated flux outside the laboratory is $2,875 \pm 152$ counts/hour. Thus, the electron flux is about 23% of the muon flux at the top of the Sierra Negra volcano. These results are consistent with those obtained long ago in Mount Evans, Colorado at a similar height (4,359 m.a.s.l), where this ratio was 30% [7]. These fluxes coincide also with [4] and [2].

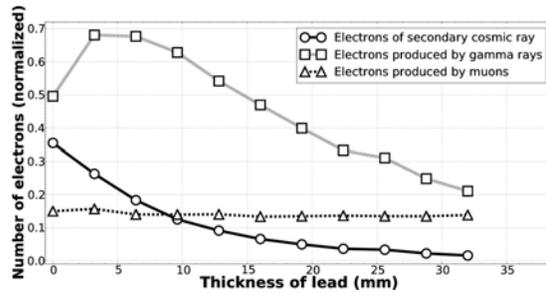


FIGURE 10. Numerical simulation results of the electron flux with different thicknesses of the lead plates over the mini-SciCR. The circles represents those produced in the atmosphere (secondary cosmic radiation), the squares are those coming from γ -rays that interact with the electrostatic field of the atoms of lead, and the triangles are those produced by muons.

Second, we included electrons with kinetic energy between 100 MeV and 1 GeV, γ -rays and muons with kinetic energy between 100 MeV and 5 GeV because they are the most abundant particles of the secondary cosmic radiation, all species with incident zenith angles between 0° and 45° and with an energy spectrum obtained from [2]. The results of this setup and the corresponding Monte Carlo simulations are shown in Figs. 8, 9, 10 and Table IV, and summarized as follows:

1. In the data with the first lead plate whose thickness is 3.2 mm, the number of electrons measured by the experiment increases by 20% over the average number of electrons measured without the lead plate; while the simulation data show an increase of 10% (see Fig. 8). The electron flux measured with the mini-SciCR covered with different thicknesses of lead is the sum of the electrons produced in the atmosphere (secondary cosmic radiation) that manage to cross the lead plates, plus those produced by γ -rays and muons that interact with the lead (see Fig. 10). One possible reason for the difference between the electron flux measured and that obtained in the simulation is that the γ -rays flux used in the simulation was obtained by interpolating data from [2] at different altitudes.
2. The results of the simulation (see Fig. 10) show that: 1) the number of electrons of the secondary cosmic radiation decreases with the increase in thickness of lead, 2) a production of electrons due to interaction of γ -rays with the lead (pair production), that is increased by placing the first lead plate, remains constant when placing the second plate and decreases for thicknesses of lead greater than 6.4 mm, 3) an almost constant production of electrons due to the interaction of muons with the lead (delta ray emission). The electrons produced by γ -rays are responsible for the increase in the electron counting rate observed when placing the first lead plate on top of the mini-SciCR. The sum of all the

electrons originated by the three sources mentioned is shown in Fig. 8.

3. When the second lead plate (6.4 mm) is put on top of the detector, the number of electrons gradually decreases (see Fig. 8). After approximately 20 mm of lead, the flux becomes approximately constant for greater thicknesses of lead. The reason for this is these electrons are mainly produced by muons (delta ray emission), whose flux becomes approximately constant for these thicknesses of lead (see Fig. 9 and 10).
4. By placing 5 cm of lead (maximum thickness used) over the detector, the number of electrons decreased to 48.8% with respect to the original flux (see Fig. 8). The electron flux is not negligible since the muon flux is practically constant for thicknesses greater than 2 cm of lead, and these muons produce electrons by delta ray emission.
5. When lead plates are placed over the detector, the muon flux shows a decrease until about 1 cm thickness of lead (see Fig. 9). This indicates that the thickness is enough to stop a considerable amount of muons, about 17% of the initial flux. Most probably these are slow muons and/or electrons that generate clean tracks (as explained above).
6. The muon flux has a less pronounced decrease for thicknesses of lead greater than 1 cm; it is almost constant, and with the maximum thickness of lead (5 cm) over the detector, it is 76.5% of the flux without lead plates over the detector (see Fig. 9), mainly due to the high energy muons that are able to cross all the lead plates.
7. In Fig. 8 the electron flux measured in the mini-SciCR is above the predictions of the simulation, in the simulation we used pure lead. In the experiment the lead used is not pure; the manufacturer guarantees a 90% pure lead composition of the plates, but we had no means to prove this is true; therefore the absorbing power of the plates used must be diminished with respect to pure lead.
8. In Fig. 9 we can see that the muon flux measured is below the simulation predictions. This is to be expected as the mini-SciCR is not able to detect all the high energy muons crossing through it. Differences are, however, never greater than 7%. Curves are almost parallel, with a slight tendency to converge at the highest thicknesses.

5. Summary

The capability of the mini-SciCR as a cosmic ray detector was demonstrated. As an example, we present the Forbush decrease recorded on March 7, 2012, that was also registered

by the charged particles channels of the SNT in Sierra Negra; Neutron Monitors of different cut-off rigidities, located around the world also detected the event with a similar structure as that observed at Sierra Negra. Therefore, we have shown that the technique to be used for cosmic ray detection in the SciCRT is reliable at the site.

Based on the number of scintillator bars triggered by particles crossing the detector, it was possible to establish a criterion to separate the records of electrons and muons. It was found that the electrons generally produce tracks with a greater number of bars triggered. These two species were chosen because they have a flux that is at least ten times more abundant than other secondary particles at the site where the detector was placed (575 g/cm^2). The criterion established does not produce a total separation of the two particle species, however it does provide tools to correct the observed counting rates.

Considering the previous paragraph, it was found that the flux of electrons inside the laboratory registered with the mini-SciCR is approximately $5,700 \pm 122$ counts/hour;

after the proper corrections to consider the electrons produced at the roof of the laboratory are done (details in Sec. 4), the electron flux outside is $2,875 \pm 152$ counts/hours. The measured flux of muons should be approximately $12,700 \pm 130$ counts/hour. The ratio between the two fluxes at this atmospheric depth is consistent with those reported by Refs. 7, 4 and 2.

A modification of the original setup of the detector, putting lead plates of different thicknesses on top, combined with results of a MC simulation, lead us to verify that the fluxes separated by the technique designed consisted mainly of muons and electrons.

Acknowledgments

The authors sincerely thank the engineer Miguel Angel García Palacio for his technical support. This work was partially supported by PAPIIT-UNAM IN114612 and CONACyT-180727.

-
1. A.V. Belov, *International Astronomical Union* **257** (2009) 439-450.
 2. P.K.F. Grieder, *ELSEVIER SCIENCE B.V.* (2001) 1-300.
 3. M. Hasegawa, *Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with Neutrino-Nucleus Interaction Studies in the K2K Experiment*, PhD thesis, Kyoto University, (2006) 24-38.
 4. M.S. Longair, *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, (1992) 1-151.
 5. Y. Matsubara, *et al.*, *Observation of solar neutrons by using a very sensitive cosmic ray detector*, 32nd International Cosmic Ray Conference, **10** (2011) 14-17.
 6. *Mexico City Neutron Monitor*, <http://cosmicrays.unam.mx/>.
 7. D.J.X. Montgomery, *Cosmic Ray Physics*, Princeton University Press, (1949) 186-283.
 8. *Moscow Neutron Monitor*, <http://cosrays.izmiran.ru/>.
 9. Y. Muraki, *et al.*, *Astroparticle Physics* **29** (2008) 229-242.
 10. Y. Nagai, *Performance of the SciCR as a solar neutron detector*, 32nd International Cosmic Ray Conference, **10** (2011) 2-5.
 11. Y. Nagai, *et al.*, *Astroparticle Physics* **59** (2014) 39-46.
 12. K. Nitta, *et al.*, *The K2K SciBar detector*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **535** (2004) 147-151.
 13. *Oulu Neutron Monitor*, <http://cosmicrays oulu.fi/>.
 14. J.F. Valdes-Galicia, *et al.*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* **535** (2004) 656-664.
 15. J.F. Valdés-Galicia, *Advances in Space Research* **43** (2009) 565-572.
 16. M. Yoshida *et al.*, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **51** (2004) 3043-3046.



Observation of cosmic ray hadrons at the top of the Sierra Negra volcano in Mexico with the SciCRT prototype

E. Ortiz^{a,*}, J.F. Valdés-Galicia^a, Y. Matsubara^b, Y. Nagai^b, A. Hurtado^a, O. Musalem^a,
 R. García^a, M.A. Anzorena^a, L.X. González^c, Y. Itow^b, T. Sako^b, D. Lopez^b, Y. Sasai^b,
 K. Munakata^d, C. Kato^d, M. Kozai^d, S. Shibata^e, H. Takamaru^e, H. Kojima^f,
 K. Watanabe^g, H. Tsuchiya^h, T. Koiⁱ

^a Universidad Nacional Autónoma de México, Mexico City 04510, Mexico

^b Solar-Terrestrial Environment Laboratory, Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8601, Japan

^c SCiESMEX, Instituto de Geofísica, Unidad Michoacán, Universidad Nacional Autónoma de México, 58190 Morelia, Michoacán, Mexico

^d Department of Physics, Shinshu University, Asahi, Matsumoto 390-8621, Japan

^e College of Engineering, Chubu University, Kasugai 487-8501, Japan

^f Faculty of Engineering, Aichi Institute of Technology, Toyota 470-0392, Japan

^g National Defense Academy of Japan, 1-10-20 Hashirimizu, Yokosuka 239-8686, Japan

^h Japan Atomic Energy Agency, 2-4 Shirakata Shirane, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki 319-1195, Japan

ⁱ SLAC National Accelerator Laboratory, Menlo Park, CA 94025-7015, USA

Received 9 June 2015; received in revised form 6 February 2016; accepted 11 February 2016

Abstract

In this work we report the flux of protons and neutral emission measured at the top of the Sierra Negra volcano at 4600 m.a.s.l. (575 g/cm^2), in Eastern Mexico. As an example of the capability of the mini-SciCR as a cosmic ray detector we present the Forbush decrease recorded on March 7, 2012. These data were obtained with a cosmic ray detector prototype called mini-SciCR that was operating from October 2010 to July 2012. Our main aims were to measure the hadronic component flux of the secondary cosmic ray and to show the appropriate performance of all system of the detector. To separate the signals of protons from other charged particles we obtained the energy deposition pattern when they cross the detector using a Monte Carlo simulation, and to separate the signals of neutral emission we used an anticoincidence system between the edge bars and the internal bars of the detector. The mini-SciCR is a prototype of a new cosmic ray detector called SciBar Cosmic Ray Telescope (SciCRT) installed in the same place, which is in the process of calibration. The SciCRT will work mainly as a Solar Neutron and Muon Telescope, it is designed to achieve: (1) larger effective area than the current Solar Neutron Telescope, (2) higher energy resolution to determine the energy spectrum of solar neutrons, (3) lower energy threshold, and (4) higher particle identification ability.

© 2016 COSPAR. Published by Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Cosmic ray; Solar cosmic ray; SciCRT

1. Introduction

The atmosphere of the Earth provides more than ten interaction lengths for protons going straight down. If the observations were at sea level such a proton would retain

* Corresponding author.

E-mail address: eortiz@geofisica.unam.mx (E. Ortiz).

on the average less than 0.001 of its energy. The energy loss fluctuates from event to event and the energy spectrum of cosmic ray protons would be difficult to reconstruct. Heavier cosmic ray nuclei have significantly shorter interaction lengths and lose energy much faster (Stanev, 2010).

To understand the physics that involves the properties of the cosmic radiation, we need to build suitable detectors, their characteristics are determined by the properties of the cosmic rays components of interest: the size, physical principle of detection, statistical capabilities, energy and angular resolution are of crucial importance. A particular case are those designed to detect solar cosmic rays.

Particle acceleration at the solar surface has been studied by radio and optical telescopes, X-ray and γ -ray satellites, cosmic ray detectors on board satellites and at the Earth's surface. Electrons and ions are accelerated at the solar surface, the understanding of the acceleration processes is difficult because transport is affected by the electromagnetic fields at the acceleration site and the interplanetary magnetic field (IMF). Due to IMF effects, charged particles from the Sun usually arrive at the Earth from tens of minutes to a few hours later than the X-rays or γ -rays which take only around 500 s to travel the Sun–Earth distance.

In extreme events, the ions accelerated at solar flares produce nuclear interactions with the solar atmosphere material and give rise to γ -ray lines and neutrons. The neutrons that escape from the Sun into interplanetary space may reach the Earth. These neutrons are attenuated by the Earth's atmosphere and may be observed by ground-based detectors (Muraki et al., 2008; Valdés-Galicia et al., 2009). The solar neutron emitted during solar flares have been monitored by Neutron Monitors and Solar Neutron Telescope. The Neutron Monitors have a high efficiency but the lack of information about energy, direction and charge of the incoming particles is a disadvantage for the observation of solar neutron. The Solar Neutron Telescopes are designed to overcome these disadvantages and to solve the particle acceleration problem during solar flares (Sako et al., 2003).

Solar neutrons contain crucial information about the dynamics of the acceleration processes on solar flares since they are not deflected by the solar or interplanetary magnetic fields. The measurement of the energy of the neutrons and determination of their corresponding spectrum is very important to understand the production time, efficiency and mechanisms of the particle acceleration at the Sun (Matsubara et al., 2011).

The problem of solar neutrons and related phenomena came to the forefront after the solar flares of August 1972 (when solar gamma rays were discovered), as well as after the flares of June 1980 and June 1982, when solar neutrons were discovered (Dorman, 2010). However, many years before, forecasts and rough estimations were made of the expected nuclear reactions of solar energetic particles with the matter of the solar atmosphere, and of the

generation of solar neutrons and gamma rays, in the frame of some simple models.

The first solar neutron event observed in the high mountain was simultaneous observed by gamma ray spectrometer (GRS) of the solar maximum mission (SMM) and by the neutron supermonitor on Jungfrauoch on June 3, 1982. The start of detection of high energy γ -ray fluxes was at 11:43:29 UT. The first high energy solar neutrons was detected by the neutron supermonitor at 11:44 UT and the average flux of neutrons with energy from ≈ 0.5 GeV up to several GeV in the period 11:44–11:47 UT was 0.08–0.10 neutrons/cm²/s. The first neutrons on SMM with energy of 300–400 MeV were detected at 11:48 UT with the flux ≈ 0.2 neutrons/cm²/s, and the maximum of this flux was detected at 11:58 UT. The energy of the solar neutrons was determined by time of flight method, with the suggestion that the time dependence of neutron generation and ejection into interplanetary space, described by δ -function and the moment of generation coincide with the time of high energy γ -ray generation (Dorman, 2010).

We are currently in the process to calibrate a new type of detector called SciBar Cosmic Ray Telescope (SciCRT). The SciCRT will widen the capabilities of the current Solar Neutron Telescopes, that is, the ability to measure the energy and determine the direction of arrival of solar neutrons but with greater efficiency and precision (Nagai et al., 2014; Sako et al., 2003). It will additionally work as a Muon Telescope. The SciCRT consists of 14,848 scintillator bars (2.5 cm \times 1.3 cm \times 3 m) arranged in 64 layers, each made of two orthogonal bar plates with 116 and 118 scintillator bars.

The entire volume of the SciCRT can act both as a target and a tracker. This makes the detector powerful in terms of detection efficiency and directional measurements. Sako et al. (2003) report that for a similar detector the energy and direction of 70% of incoming neutrons with kinetic energies >150 MeV can be measured.

To detect neutrons the SciCRT will record the neutral radiation by a system of anticoincidence between edges bars and internal bars. The separation between neutrons and γ -rays will be done through of an analysis of the recoil particles (shape of track and deposited energy). We tested the performance of the SciCRT before install it on the top of the Sierra Negra volcano and with help of the Monte Carlo simulation we found that (1) the trajectories of hadrons have branches, these events triggered 10 or more bars in the bottom layer (using a threshold of 0.8 MIP per bar), (2) the trajectories of γ -rays do not have branches and these are thick accompanied by a high energy deposit core, and (3) the trajectories of muons are clean. For more details see Nagai et al. (2014).

The SciCRT will operate on the top of the Sierra Negra volcano, Mexico (575 g/cm²; 18°59'N; 97°18'W), on this site we installed in October 2010 a prototype that uses the same scintillator bars that integrate the SciCRT and the same data acquisition hardware. This prototype was

named mini-SciCR, our aims with this detector were to diagnose the overall performance of the entire system on site. It includes the electronics and demonstrates that the mini-SciCR was able to detect particles of the secondary cosmic radiation, our energy range of interest is from 100 MeV to a few GeV.

2. mini-SciCR: detector prototype

The mini-SciCR (shown in Fig. 1) consists of 128 scintillator bars with a total volume of $20 \times 20 \times 20.8 \text{ cm}^3$, arranged in eight layers. Each layer consists of two mutually orthogonal planes of eight bars each. The scintillator bars are made of polystyrene, doped with PPO (1%) and POPOP (0.03%), to shift its emission spectrum peak to 420 nm. Each scintillator bar has dimensions of $2.5 \times 1.3 \times 20 \text{ cm}^3$ with TiO_2 reflecting coating. It has a hole of 1.8 mm diameter in the middle, a wave length shifting (WLS) fiber of 1.5 mm diameter is inserted for light collection. The fiber is of the multi-clad type, Y11(200) MS, made by Kuraray, their absorption and emission spectrum have a peak in 430 nm and 476 nm respectively (Nitta et al., 2004; Hasegawa, 2006).

Each side of the detector (X and Y) has 64 scintillator bars, whose emitted light is transported by WLS fibers attached to a 64 channel multi-anode photomultiplier tube (MAPMT) H8804 Hamamatsu Photonics K.K., its anodes are arranged in an 8×8 array with each anode measuring $2 \times 2 \text{ mm}^2$. The sensitive wave length is from 300 nm to 650 nm, that matches the emission spectrum of the WLS fibers (Yoshida et al., 2004). The high voltage supplied to the MAPMTs was -730 V and -755 V for X side and Y side respectively. The photons emitted in every scintillator bar are collected and transported by WLS fibers to the MAPMT, the signals are read by an analog to digital converter (ADC). Once the ADC signal distributions have been determined and a proper discriminator established to discard the noise, the threshold signal level of each bar

may be fixed (see below). The cross-talk for the central channels of the MAPMTs was 2.72% and 0.45% for the corners channels (Nagai et al., 2011). For every event registered, the set of bars triggered establish the trajectory of the charged particles detected. To identify a neutron, a nuclear collision to produce a recoil proton is necessary (Matsubara et al., 2011).

The readout system (shown in Fig. 2) consists of two front end boards (FEBs) attached to each of the MAPMTs, a data acquisition (DAQ) board connected to FEBs, and a trigger board (TB) connected to the DAQ board. The FEB is a combination of two ASICs (VA32_HDR11 and TA32CG), which is employed to multiplex pulse height information from each anode of a 64 channel MAPMT and make a fast triggering signal. The VA32_HDR11 has preamplifiers for 32 input channels and shapes its output with a slow Gaussian-like shaper with a peak at $1 \mu\text{s}$. The TA32CG has discriminators to make a hit signal (peak at 80 ns) if a MAPMT anode signal exceeds the threshold level (Yoshida et al., 2004).

The DAQ board may readout eight MAPMTs. Each of the eight channels has line drivers to control the FEB's ASICs and a flash ADC (FADC) to digitize the multiplexed analog signals. Programmable logic devices, CPLDs and an FPGA, are used in order to allow a flexible control of the data acquisition process. A CPLD (Xilinx XC95288), generates control signals for each FEB, it also provides a control sequence for digitization and storage of data into a FIFO. An FPGA (Xilinx XCV600) is connected to all CPLDs on the DAQ board to determine the timing to start readout and to switch data taking modes, it can also control timing to hold the peak of the shaped pulse using a fast triggering signal from each TA32CG (Yoshida et al., 2004). The Trigger Board (TB) is connected to the DAQ board and makes the trigger signal, a hit signal is obtained when there is a signal from the upper 32 or the lower 32 MAPMT channels. The trigger signal is created by coincidence of the X side upper and the Y side upper

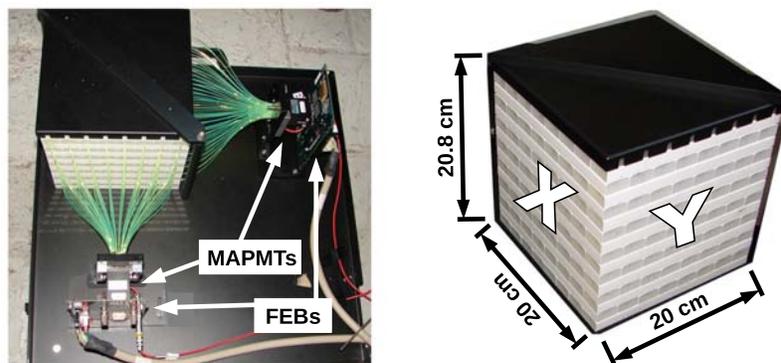


Fig. 1. Photos of the mini-SciCR, the left photo shows the optical fibers coming out from the scintillator bars attached to multi-anode photomultiplier tubes and these connected to the front end boards. The right photo shows the array of the scintillator bars and the dimensions of the detector. For more details see text.

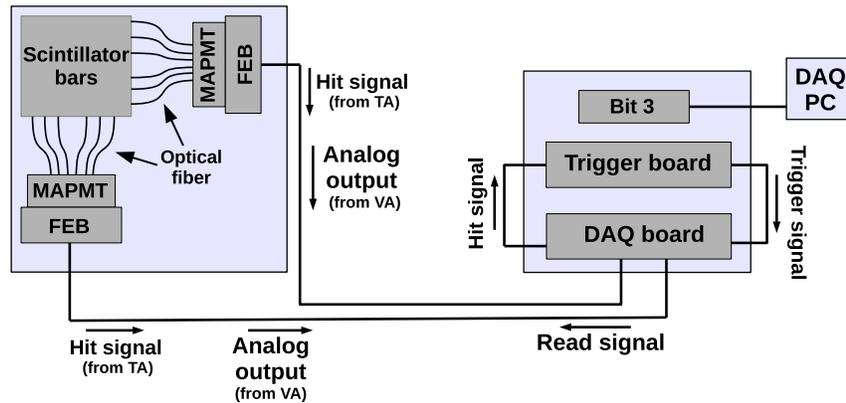


Fig. 2. Readout system of the mini-SciCR. The photons produced in the scintillator bars are collected by WLS fibers and transported to MAPMTs, they are converted to current pulses and sent to FEBs (see left box). When a signal exceeds a certain discriminator level at the FEBs a hit signal is sent to the TB through the DAQ board. The trigger signal is created by the TB (see right box) and sent back to the FEBs as the read signal (see left box). After about 10 μ s, the multiplexed analog output is sent to DAQ board, converted to digital values and sent to the computer for recording. The dead time of ADC reading is around 1 ms.

hit signals, and/or X side lower and Y side lower hit signals.

3. Results of the Monte Carlo simulation

We made a Monte Carlo simulation of the mini-SciCR, in this process, we injected seven kinds of particles: positive and negative muon, electron, positron, γ -ray, neutron and proton, in the energy range from 100 MeV to 9 GeV with zenith angles of incidence between 0° and 85° . The behavior of particles inside of the detector was simulated by Geant4, and the injection distribution was uniform at the top of the detector (Nagai et al., 2011). The gain and the high voltage supplied to each MAPMT were also considered in the simulation. In this work, we considered protons with kinetic energy between 100 MeV and 1 GeV, with zenith angles of incidence between 0° and 45° .

The array of the scintillator bars of the mini-SciCR (see Fig. 1) served as the target and generator of the tracks of the incident charged particles. In search of a criteria to differentiate protons with different kinetic energy, we used the simulation to calculate the typical energy deposited by these particles when crossing through the scintillator bars. 1 MeV corresponds to ~ 26 and ~ 56 digit of ADC value for X side and Y side respectively, these values were obtained from the minimum ionizing particle (MIP). To obtain the MIP of each scintillator bar, we used protons with kinetic energy of 1 GeV injected at 0° , muons with kinetic energy greater than 400 MeV were also used. The main reason for the ADC values of X side and Y side to be different is the difference in the gain of the MAPMT in each side. The main features of the results are summarized as follows:

1. We obtained the energy deposited by protons in the first layer of the detector due to ionization and atomic excitation. It decreases as the kinetic energy of the protons is

increased (see Fig. 3), in agreement with the Bethe–Bloch formula (Grieder, 2001). This is very similar in the others layers.

2. Fig. 4 shows the typical energy deposited by protons with 100 MeV kinetic energy, injected with an incidence angle of 0° on the detector, we found that 93% of them have enough energy to reach the layer 4, and only 19.6% of them reach the layers 6. It results in poor statistics to calculate the typical energy deposited at scintillator bars of the layer 6. For protons with same energy and injected at 15° , 30° , and 45° their attenuation in the layer 4 is 88.7%, 87.7% and 69.9% respectively. In this figure we can see that the energy deposited in the second layer of each side is greater than the energy deposited in the first layer, this is because when the protons cross the first layers lose energy.
3. Fig. 5 shows the typical energy deposited by protons with 200 MeV kinetic energy, injected with an incidence angle of 0° on the detector. We can see that 72.3% of them have enough energy to reach the last layer (layer 16). In this figure we can see that the deposited energy increases with the depth at the detector. However, this increase is not as pronounced as in Fig. 4.
4. In the Figs. 6 and 7 we show the typical energy deposited by protons with different energy injected with an incidence angle of 0° on the detector. We can see that (i) differentiate protons with 200 MeV of kinetic energy is relatively easy because the energy deposition pattern left when they cross the detector do not overlap with those of protons with different energies; (ii) differentiate protons with 300 MeV of kinetic energy by the pattern of energy deposited left by them in the X-side of the detector is not trivial, because the uncertainty (placed to the left of the square marker) of these overlap with uncertainty of protons with 400 MeV, except for the energy deposited in the last two layers (see Fig. 7); however,

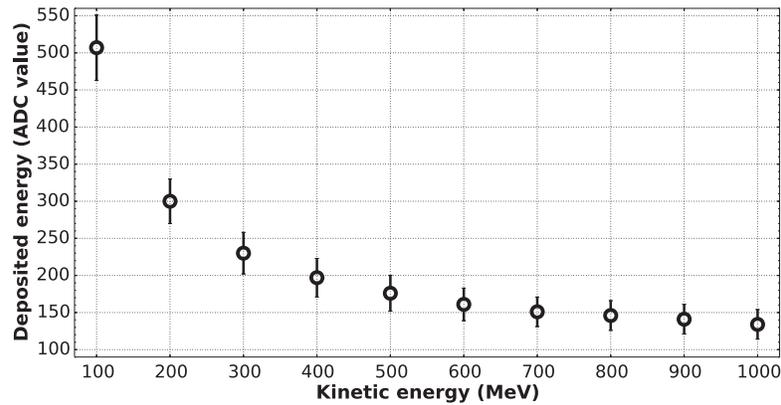


Fig. 3. Typical energy deposited by protons with different kinetic energy in the first layer of the mini-SciCR.

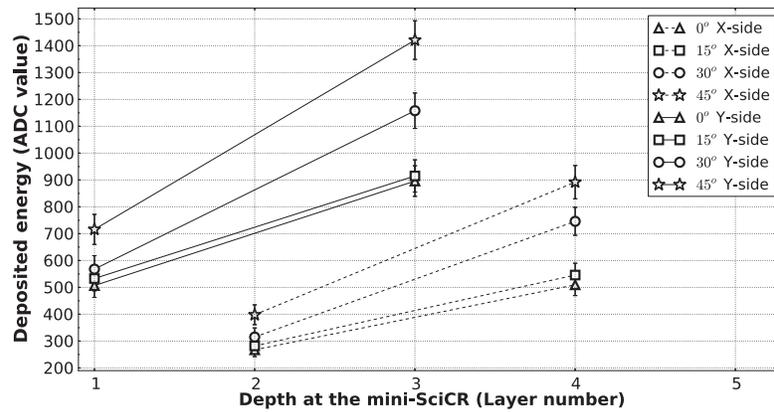


Fig. 4. Pattern of typical energy deposited by protons at the mini-SciCR injected with different incidence angles and with 100 MeV of kinetic energy. The solid line represents the pattern at the Y-side and the dotted line represents the pattern at the X-side, the main difference between Y-side and X-side is the high voltage supply to each MAPMT, as the response of each one is different. For more detail see text.

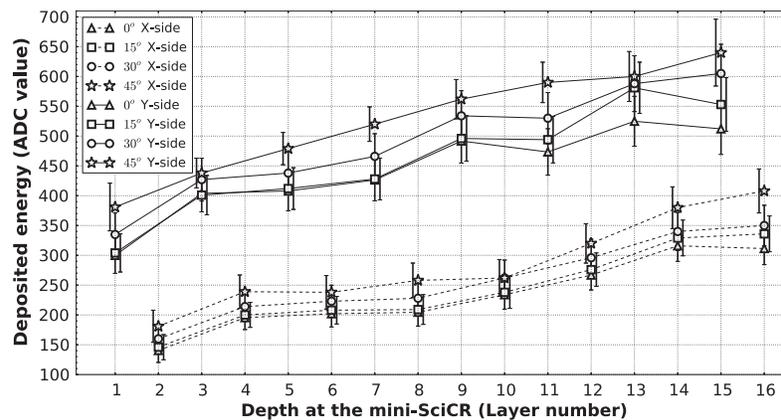


Fig. 5. Pattern of typical energy deposited by protons at the mini-SciCR injected with different incidence angles and with 200 MeV of kinetic energy. The solid line represents the pattern at the Y-side and the dotted line represents the pattern at the X-side, the main difference between Y-side and X-side is the high voltage supply to each MAPMT, as the response of each one is different. For more detail see text.

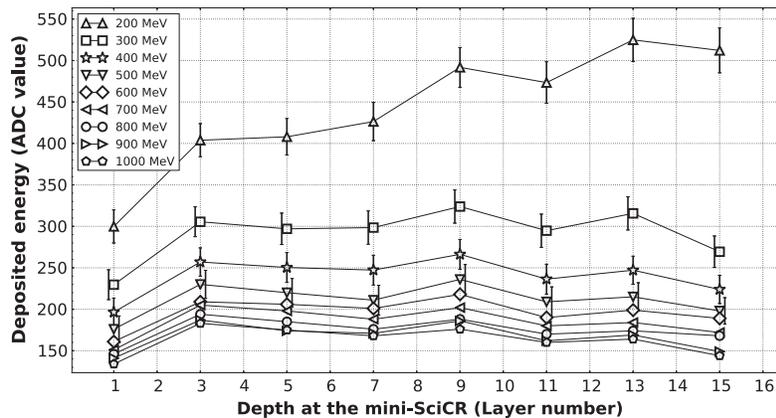


Fig. 6. Pattern of typical energy deposited by protons at the Y-side of the mini-SciCR injected to 0° and with different kinetic energy.

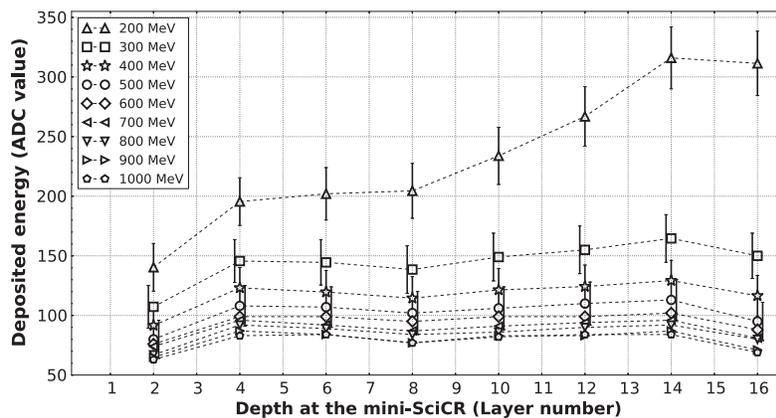


Fig. 7. Pattern of typical energy deposited by protons at the X-side of the mini-SciCR injected to 0° and with different kinetic energy.

the uncertainties of the energy deposited in the Y-side do not overlap with those of protons with larger energy (see Fig. 6); and (iii) there is no statistically significant difference between the patterns of energy deposited left by protons with energies between 400 MeV and 1000 MeV (see Figs. 6 and 7, we do not put error bars to all energies to avoid overlap).

4. Results

Based on Monte Carlo simulation results, a suitable criterion for the separation of protons with different energy is given by the pattern of energy deposition left when they cross the scintillator bars of the detector. A proton with 100 MeV, 200 MeV or 300 MeV is considered a particle that left a pattern of energy deposition shown in Figs. 4, 5 or 6 and 7 respectively. A proton with kinetic energy between 400 and 1000 MeV is considered a particle that left a pattern as that shown in Figs. 6 and 7.

Using the method developed in the previous section, we found that the fluxes per hour of protons with 100, 200 and 300 MeV are 33 ± 6 , 58 ± 8 and 152 ± 15 respectively and that the flux per hour of protons with energy between 400 MeV and 1000 MeV is 1277 ± 70 . This last proton flux per hour is equivalent to $8.06 \times 10^{-4} \text{ (cm}^2 \text{ s sr)}^{-1}$. If we compare this value with those reported in the Grieder (2001) book, we find that they are consistent, e.g. Grieder (2001) reports that the proton flux with kinetic energy between 430 and 1220 MeV at an altitude of 3200 m.a.s.l. is $6.06 \times 10^{-4} \text{ (cm}^2 \text{ s sr)}^{-1}$. Vertical fluxes of protons at 3200 m.a.s.l. compared to those at 4600 m. a.s.l. differ by less than a factor two (see e.g. Longair, 1992).

To register a neutron is necessary that the nuclear-collisions with the scintillator material produce a proton recoil; while to register a γ -ray is necessary that this interacts with an electron of material to transfer energy or that interacts with the electrostatic field of the atoms to produce an electron-positron pair.

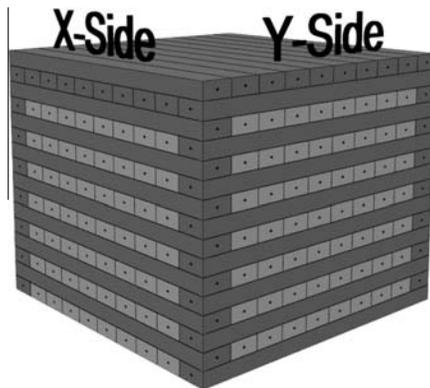


Fig. 8. System of anti-coincidence between edges bars (grey color) and internal bars (light grey color) at the mini-SciCR to discriminate neutral emission from charged particles.

Table 1
Neutral emission flux according to the number of internal bars triggered.

Triggered bars	Events per hour	Statistical error
1	45247	656
2	33419	489
3	21657	316
4	15755	227
5	12657	202
6	10612	165
7	9148	152
8	7605	129
9	6620	121
10	5932	113
11	5476	109
12	5535	111
13	6024	111
14	5453	180
15	2280	95
16	1129	48

To discriminate neutral emission (neutrons and γ -rays) from charged particles we implement a system of anti-coincidence between edges bars (only top and lateral) and internal bars of the detector (see Fig. 8). We also split the neutral emission flux according to the number of internal bars triggered, the Table 1 shows this flux.

In the Fig. 9 we show the neutral emission flux per hour which satisfy the conditions of anti-coincidence and that the number of scintillator bars triggered are between 3 and 16. Forbush decrease that occurred on March 7, 2012 was successfully registered by the mini-SciCR. In this figure we show this flux variation compared with that obtained by plus the >30 MeV charged particles channel of the SNT at Sierra Negra (Valdes-Galicia et al., 2004).

5. Summary

Based on the pattern of energy deposition left by protons when they cross the scintillator bars of the mini-SciCR, we established a criterion that allowed us to get the proton flux for different energy. We also obtained neutral emission flux using an anti-coincidence system between the scintillator bars.

It was found that the fluxes of protons per hour with 100, 200 and 300 MeV registered with the mini-SciCR are approximately 33 ± 6 , 58 ± 8 and 152 ± 15 respectively. The flux per hour of protons with energy between 400 MeV and 1000 MeV is $8.06 \times 10^{-4} (\text{cm}^2 \text{s sr})^{-1}$, we found that this value is consistent with those reported in the Grieder (2001) book. The neutral emission flux per hour according to the number of scintillator bars triggered is shown in Table 1. Furthermore, in Fig. 9 we show a Forbush decrease registered by the mini-SciCR. Based on these facts, we can conclude that the experiment was successful.

This experiment has given us new knowledge and tools that we will apply in a new cosmic ray detector that is

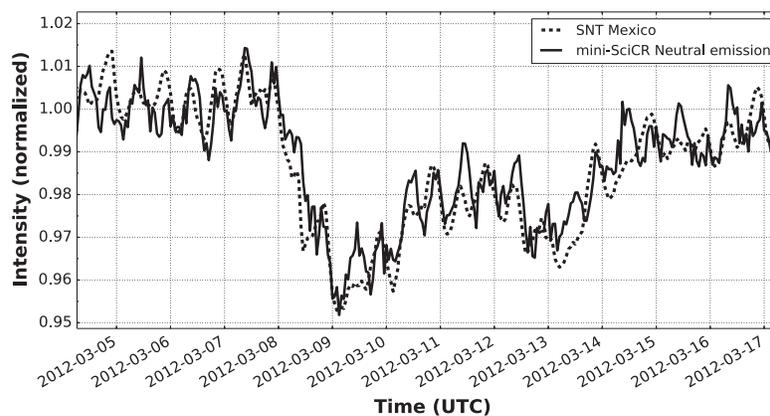


Fig. 9. Forbush decrease recorded by the mini-SciCR (the neutral emission flux is normalized to $115,886 \pm 1568$), and >30 MeV charged particles channel of the Solar Neutron Telescope both installed at the top of the Sierra Negra volcano on March 7, 2012.

currently under calibration. The detector has been named Scintillator Cosmic Ray Telescope (SciCRT) and is already installed at the top of the Sierra Negra volcano.

Acknowledgments

The authors sincerely thank to engineer Miguel Angel Garcia Palacio for his technical support. This work was partially supported by UNAM-PAPIIT-IN104115 and CONACyT-180727T. Grants from Scientific Research(B) 22340054, Scientific Research(C) 23540348 and Fellows 243676 from JSPS are also acknowledged. This work was also partially supported by the joint research program of the Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STEL), Nagoya University, Japan.

References

- Dorman, L.I., 2010. *Solar Neutrons and Related Phenomena*. Springer, Dordrecht, Heidelberg, London, New York, 41–56.
- Griener, P.K.F., 2001. *Cosmic Rays at Earth*. Elsevier Science B.V., P.O. Box 211, 1000 AE Amsterdam, The Netherlands, 1–300.
- Hasegawa, M., 2006. Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with Neutrino-Nucleus Interaction Studies in the K2K Experiment (PhD thesis). Kyoto University, pp. 24–38.
- Longair, M.S., 1992. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 40 West 20th Street h0020 New York, USA, 1–151.
- Matsubara, Y., Nagai, Y., Itow, Y., Sako, T., Lopez, D., Mitsuka, G., Munakata, K., Kato, C., Yasue, S., Kozai, M., Tsurusashi, M., Nakano, Y., Shibata, S., Takamaru, H., Kojima, H., Tsuchiya, H., Watanabe, K., Koi, T., Valdés-Galicia, J.F., Hurtado, A., Musalem, O., Ortiz, E., González, L.X., 2011. Observation of solar neutrons by using a very sensitive cosmic ray detector. In: 32nd International Cosmic Ray Conference, vol. 10, pp. 14–17.
- Muraki, Y., Matsubara, Y., Masuda, S., Sakakibara, S., Sako, T., Watanabe, K., Butikofer, R., Fluckiger, E.O., Chilingarian, A., Hovsepyan, G., Kakimoto, F., Terasawa, T., Tsunesada, Y., Tokuno, H., Velarde, A., Evenson, P., Poirier, J., Sakai, T., 2008. Detection of high-energy solar neutrons and protons by ground level detectors on April 15, 2001. *Astropart. Phys.* 29, 229–242.
- Nagai, Y., Matsubara, Y., Itow, Y., Sako, T., Lopez, D., Mitsuka, G., Munakata, K., Kato, C., Yasue, S., Kozai, M., Tsurusashi, M., Nakano, Y., Shibata, S., Takamaru, H., Kojima, H., Tsuchiya, H., Watanabe, K., Koi, T., Valdés-Galicia, J.F., Hurtado, A., Musalem, O., Ortiz, E., González, L.X., 2011. Performance of the SciCR as a solar neutron detector. In: 32nd International Cosmic Ray Conference, vol. 10, pp. 2–5.
- Nagai, Y., Matsubara, Y., Itow, Y., Sako, T., Lopez, D., Sasai, Y., Itow, T., Munakata, K., Kato, C., Kozai, M., Miyazaki, T., Shibata, S., Takamaru, H., Kojima, H., Tsuchiya, H., Watanabe, K., Koi, T., Valdés-Galicia, J.F., Hurtado, A., Musalem, O., Ortiz, E., González, L.X., Anzorena, M., García, R., 2014. First cosmic-ray measurements by the SciCRT solar neutron experiment in Mexico. *Astropart. Phys.* 59, 39–46.
- Nitta, K., Aliu, E., Andringa, S., Aoki, S., Choi, S., Dore, U., Espinal, X., Gomez-Cadenas, J.J., Gran, R., Hasegawa, M., Hayashi, K., Hayashi, K., Hayato, Y., Hiraide, K., Ichikawa, A.K., Inuma, M., Jang, J.S., Jen, E.J., Joo, K.K., Jung, C.K., Kato, I., Kerr, D., Kim, J.Y., Kim, S. B., Kobayashi, K., Kohara, A., Kubota, J., Kudenko, Y., Kuno, Y., Lee, M.J., Lessac-Chenin, E., Lim, I.T., Loverre, P.F., Ludovici, L., Maesaka, H., Mariani, C., McGrew, C., Mineev, O., Morita, T., Murakami, T., Nakanishi, Y., Nakaya, T., Nawang, S., Nishikawa, K., Pac, M.Y., Rhee, E.J., Rodríguez, A., Sanchez, F., Sasaki, T., Shiraishi, K.K., Suzuki, A., Takahashi, T., Takubo, Y., Tanaka, M., Terri, R., Tornero-Lopez, A., Ueda, S., Wilkes, R.J., Yamamoto, S., Yokoyama, M., Yoshida, M., 2004. The K2K SciBar detector. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* 535, 147–151.
- Sako, T., Muraki, Y., Hirano, N., Tsuchiya, H., 2003. Super solar neutron telescope for the next solar maximum. In: 28th International Cosmic Ray Conference, pp. 3437–3440.
- Stanev, T., 2010. *High Energy Cosmic Rays*. Springer-verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 91–129.
- Valdes-Galicia, J.F., Muraki, Y., Tsujihara, H., Sako, T., Musalem, O., Hurtado, A., González, L.X., Matsubara, Y., Watanabe, K., Hirano, N., Tateiwa, N., Shibata, S., Sakai, T., 2004. An improved solar neutron telescope installed at a very high altitude in Mexico. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* 535, 656–664.
- Valdés-Galicia, J.F., Muraki, Y., Watanabe, K., Matsubara, Y., Sako, T., González, L.X., Musalem, O., Hurtado, A., 2009. Solar neutron events as a tool to study particle acceleration at the Sun. *Adv. Space Res.* 43, 565–572.
- Yoshida, M., Yamamoto, S., Murakami, T., Tanaka, M., Nakaya, T., Nishikawa, K., Joo, K.K., Kim, B.J., Kim, J.Y., Kim, S.B., Lee, M.J., Lim, I.T., 2004. Development of the readout system for the K2K SciBar detector. *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 51, 3043–3046.

Bibliografía

Bibliografía

Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., Behner F., Bellagamba L., Boudreau J., Broglia L., Brunengo A., Burkhardt H., Chauvie S., Chuma J., Chytracsek R., Cooperman G., Cosmo G., Degtyarenko P., Dell'Ácqua A., Depaola G., Dietrich D., Enami R., Feliciello A., Ferguson C., Fesefeldt H., Folger G., Foppiano F., Forti A., Garelli S., Giani S., Giannitrapani R., Gibin D., Gómez Cadenas J.J., González I., Gracia Abril G., Greeniaus G., Greiner W., Grichine V., Grossheim A., Guatelli S., Gumplinger P., Hamatsu R., Hashimoto K., Hasui H., Heikkinen A., Howard A., Ivanchenko V., Johnson A., Jones F.W., Kallenbach J., Kanaya N., Kawabata M., Kawabata Y., Kawaguti M., Kelner S., Kent P., Kimura A., Kodama T., Kokoulin R., Kossov M., Kurashige H., Lamanna E., Lampén T., Lara V., Lefebure V., Lei F., Liendl M., Lockman W., Longo F., Magni S., Maire M., Medernach E., Minamimoto K., Mora de Freitas P., Morita Y., Murakami K., Nagamatu M., Nartallo R., Nieminen P., Nishimura T., Ohtsubo K., Okamura M., OÑeale S., Oohata Y., Paech K., Perl J., Pfeiffer A., Pia M.G., Ranjard F., Rybin A., Sadilov S., Di Salvo E., Santin G., Sasaki T., Savvas N., Sawada Y., Scherer S., Sei S., Sirotenko V., Smith D., Starkov N., Stoecker H., Sulkimo J., Takahata M., Tanaka S., Tcherniaev E., Safai Tehrani E., Tropeano M., Truscott P., Uno H., Urban L., Urban P., Verderi M., Walkden A., Wander W., Weber H., Wellisch J.P., Wenaus T., Williams D.C., Wright D., Yamada T., Yoshida H., & Zschiesche D., GEANT4 - a simulation toolkit, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 506, 250-303, 2003.

Álvarez L., & Compton A.H., A Positively Charged Component of Cosmic Rays, *The Physical Review*, Vol. 43, 835-836, April 22, 1933.

Antia H.M., Bhatnagar A., & Ulmschneider P., *Lectures on Solar Physics*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2003.

Aschwanden M.J., *Physics of the Solar Corona*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 2005.

- Benestad, R.E., *Solar Activity and Earth's Climate*, Second Edition, Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2006.
- Debrunner H., Fluckiger E.O., & Stein P., On the sensitivity of neutron monitors to solar neutrons, *Nuclear Instrument and Methods Physics Research A*, 278(2), 573-575, 1989.
- Dorman, L.I., *Solar Neutrons and Related Phenomena*, Springer Dordrecht Heidelberg London New York, 2010.
- Dorman L.I., Valdés-Galicia J.F., & Dorman I.V., Numerical simulation and analytical description of solar neutron transport in the Earth's atmosphere, *J. Geophysics Research*, 104(A10), 22417-22426, 1999.
- Gaisser T.K., *Cosmic Ray and Particle Physics*, Cambridge University Press, 1990.
- Grieder, P.K.F., *Cosmic Rays at Earth*, ELSEVIER SCIENCE B.V., P.O. Box 211, 1000 AE Amsterdam, The Netherlands, 2001.
- Hasegawa, M., *Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with Neutrino-Nucleus Interaction Studies in the K2K Experiment*, PhD thesis, Kyoto University, 24-38, 2006.
- Johnson T.H., & Compton A.H., The Azimuthal Asymmetry of the Cosmic Radiation, *The Physical Review*, Vol. 43, 834-835, May 15, 1933.
- Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement*, Third Edition. New York, J. Wiley, 2000.
- Lemaître G., & Vallarta M.S., On Compton Latitude Effect of Cosmic Radiation, *The Physical Review*, Vol. 43, No. 2, January 15, 1933.
- Longair M.S., *High Energy Astrophysics*, Cambridge University Press, Second Edition, 40 West 20th Street, New York, USA, 1-151, 1992.
- Matsubara Y., Nagai Y., Itow Y., Sako T., Lopez D., Mitsuka G., Munakata K., Kato C., Yasue S., Kozai M., Tsurusashi M., Nakano Y., Shibata S., Takamaru H., Kojima H., Tsuchiya H., Watanabe K., Koi T., Valdés-Galicia J.F., Hurtado A., Musalem O., Ortiz E., & González L.X., Observation of solar neutrons by using a very sensitive cosmic ray detector, 32nd International Cosmic Ray Conference, 10, 14-17, 2011.

- Mendoza E.B., Cordero M.G., Lara A., Maravilla M.D., Valdés-Galicia J.F., & Velasco V.M., *Introducción a la física espacial*, Coordinación de Difusión Cultural, Dirección General de Publicaciones y Fomento Editorial, Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, 2013.
- Miroshnichenko, L., *Solar Cosmic Rays, Fundamentals and Applications*, Second Edition, Springer Cham Heidelberg New York Dordrecht London, 2015.
- Montgomery D.J.X., *Cosmic Ray Physics*, Princeton University Press, 186-283, 1949.
- Muraki Y., Matsubara Y., Masuda S., Sakakibara S., Sako T., Watanabe K., Butikofer R., Fluckiger E.O., Chilingarian A., Hovsepyan G., Kakimoto F., Terasawa T., Tsunetsada Y., Tokuno H., Velarde A., Evenson P., Poirier J., & Sakai T., *Detection of high-energy solar neutrons and protons by ground level detectors on April 15, 2001*, *Astroparticle Physics*, 29, 229-242, 2008.
- Muraki Y., Matsubara Y., Imaida I., Koi T., Murata T., Munakata Y., Shibata S., Tatsuoka R., Sakai H., Nonaka T., Ohnishi T., Wakasa T., Hatanaka K., & Ishida Y., *Solar Flare and Neutron Telescope*, *Nuclear Physics B*, 60B, 3-11, 1998.
- Nagai Y., Matsubara Y., Itow Y., Sako T., Lopez D., Sasai Y., Itow T., Munakata K., Kato C., Kozai M., Miyazaki T., Shibata S., Takamaru H., Kojima H., Tsuchiya H., Watanabe K., Koi T., Valdés-Galicia J.F., Hurtado A., Musalem O., Ortiz E., González L.X., Anzorena M., & García R., *First cosmic-ray measurements by the SciCRT solar neutron experiment in Mexico*, *Astroparticle Physics*, 59, 39-46, 2014.
- Nagai Y., Matsubara Y., Itow Y., Sako T., Lopez D., Mitsuka G., Munakata K., Kato C., Yasue S., Kozai M., Tsurusashi M., Nakano Y., Shibata S., Takamaru H., Kojima H., Tsuchiya H., Watanabe K., Koi T., Valdés-Galicia J.F., Hurtado A., Musalem O., Ortiz E., & González L.X., *Performance of the SciCR as a solar neutron detector*, *32nd International Cosmic Ray Conference*, 10, 2-5, 2011.
- Nitta K., Aliu E., Andringa S., Aoki S., Choi S., Dore U., Espinal X., Gomez-Cadenas J.J., Gran R., Hasegawa M., Hayashi K., Hayashi K., Hayato Y., Hiraide K., Ichikawa A.K., Inuma M., Jang J.S., Jen E.J., Joo K.K., Jung C.K., Kato I., Kerr D., Kim J.Y., Kim S.B., Kobayashi K., Kohara A., Kubota J., Kudenko Y., Kuno Y., Lee M.J., Lessac-Chenin E., Lim I.T., Loverre P.F., Ludovici L., Maesaka H., Mariani C., McGrew C., Mineev O., Morita T., Murakami T., Nakanishi Y., Nakaya T., Nawang S., Nishikawa K., Pac M.Y., Rhee E.J., Rodríguez A., Sanchez F., Sasaki T., Shiraishi K.K., Suzuki A., Takahashi T., Takubo Y., Tanaka M., Terri R., Tornero-Lopez A.,

- Ueda S., Wilkes R.J., Yamamoto S., Yokoyama M., & Yoshida M., The K2K SciBar detector, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 535, 147-151, 2004.
- Ortiz E., Detector prototipo de rayos cósmicos secundarios para conocer la contribución relativa de cada una de sus componentes, Tesis de maestría, Instituto de Geofísica, UNAM, 2013.
- Ortiz E., Valdés-Galicia J.F., Matsubara Y., Nagai Y., Muraki Y., Hurtado A., Musalem O., García R., Anzorena M.A., González L.X., Itow Y., Sako T., Lopez D., Sasai Y., Munakata K., Kato C., Shibata S., Takamaru H., Kojima H., Watanabe K., Tsuchiya H., & Koi T., Observation of Cosmic Ray at the top of the Sierra Negra volcano in Mexico with the SciCRT prototype, *Revista Mexicana de Física*, 61, 466-474, 2015.
- Ortiz E., Valdés-Galicia J.F., Matsubara Y., Nagai Y., Hurtado A., Musalem O., García R., Anzorena M.A., González L.X., Itow Y., Sako T., Lopez D., Sasai Y., Munakata K., Kato C., Kozai M., Shibata S., Takamaru H., Kojima H., Watanabe K., Tsuchiya H., & Koi T., Observation of cosmic ray hadrons at the top of the Sierra Negra volcano in Mexico with the SciCRT prototype, *Advances in Space Research*, 2016.
- Sako T., Muraki Y., Hirano N., & Tsuchiya H., Super Solar Neutron Telescope for the Next Solar Maximum, 28th International Cosmic Ray Conference, 3734-3440, 2003.
- Yoshinori Sasai, Yuya Nagai, Yoshitaka Itow, Yutaka Matsubara, Takashi Sako, Diego Lopez, Tsukasa Itow, Kazuoki Munakata, Chihiro Kato, Masayoshi Kozai, Takahiro Miyazaki, Shoichi Shibata, Akitoshi Oshima, Hiroshi Kojima, Harufumi Tsuchiya, Kyoko Watanabe, Tatsumi Koi, José Francisco Valdés-Galicia, Luis Xavier González, Ernesto Ortiz, Octavio Musalem, Alejandro Hurtado, Rocio Garcia, & Marcos Anzorena, Performance of the SciBar cosmic ray telescope (SciCRT) toward the detection of high-energy solar neutrons in solar cycle 24, *Earth, Planets and Space*, 66:130, 2014.
- Shibata, S., Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth, *Journal of Geophysical Research*, Vol. 99, No. A4, 6651 - 6665, April 1, 1994.
- Shibata K., Solar Flares: Magnetohydrodynamic Processes, *Living Rev. Solar Physics*, 8, 6, 2011.
- Stanev T., High Energy Cosmic Rays, Second edition, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 2010.

- Strong K.T., Saba J.L.R., Haisch B.M., & Schmelz J.T., *The Many faces of the Sun*, Springer-Verlag, New York, Berlin Heidelberg, 1998.
- Syed, N.A., *Physics and Engineering of Radiation Detection*, First edition, Elsevier, San Diego, CA 92101-4495, USA, 2007.
- Valdés-Galicia J.F., Muraki Y., Watanabe K., Matsubara Y., Sako T., González L.X., Musalem O., & Hurtado A., Solar neutron events as a tool to study particle acceleration at the Sun, *Advances in Space Research*, 43, 565-572, 2009.
- Vilmer N., MacKinnon A.L., & Hurford G.J., *Space Science Reviews*, 159, 167-224, 2011.
- Vrnak, *Solar Physics: Flares and CMEs. Physics of Solar Flares and Coronal Mass Ejections*, Institute of Geophysics, Astrophysics and Meteorology, Karl-Franzens University of Graz, 2007.
- Watanabe k., Muraki Y., Matsubara Y., Murakami K., Sako T., Miranda P., Ticona R., Velarde A., Kamimoto F., Ogio S., Tokuno H., Tsuchita H., Shibata S., Sakai T., Mizumoto Y., Ogasawara R., Nakagiri M., Miyashita A., & Lopate C., Solar neutron events in association with large solar flares in November 2003, *Advances in Space Research*, 38, 425-439, 2006.
- Yoshida M., Yamamoto S., Murakami T., Tanaka M., Nakaya T., Nishikawa K., Joo K.K., Kim B.J., Kim J.Y., Kim S.B., Lee M.J., & Lim I.T., Development of the Readout System for the K2K SciBar Detector, *IEEE Transactions on Nuclear Scice*, Vol. 51, No. 6, December 2004.
- Zirin, H., *Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press, New York, 1989.