



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

Posgrado en Ciencias de la Tierra
Instituto de Geofísica
Departamento de Ciencias Espaciales

Desarrollo de un instrumento para la detección de neutrones solares en la cima del Volcán Sierra Negra

TESIS

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

PRESENTA:

Marcos Alfonso Anzorena Méndez

TUTOR PRINCIPAL:

Dr. José Francisco Valdés-Galicia
Instituto de Geofísica, UNAM

COMITÉ TUTOR:

Dr. Gustavo Adolfo Medina-Tanco
Instituto de Ciencias Nucleares, UNAM

Dr. José Alberto Ramírez Aguilar
Unidad de Alta Tecnología, UNAM

Ciudad Universitaria, CD. MX. , Agosto 2021



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Unless I am convinced by the testimony of the Scriptures or by clear reason, I am bound by the Scriptures I have quoted and my conscience is captive to the Word of God. I cannot and I will not recant anything, since it is neither safe nor right to go against conscience. May God help me. Amen.

*Martin Lutero ante la Dieta Imperial de Worms
25 de Mayo de 1521*

Agradecimientos

A mi querida UNAM, por una educación pública, laica y gratuita.

Al Dr. José Francisco Valdés-Galicia, mi tutor y mentor durante estos doce años de formación. Por abrirme las puertas al mundo científico y enseñarme a andar en él. Agradezco todo su apoyo, dirección e ideas; pero sobretodo agradezco su amistad.

A los miembros de mi comité tutor: Dr. Gustavo Adolfo Medina-Tanco y Dr. José Alberto Ramírez Aguilar. Por todos los comentarios y observaciones para enriquecer mi investigación. En especial quiero agradecer a Dr. Medina-Tanco y al M.I. Juan Carlos Sánchez Balanzar por ayudarme a realizar el experimento en las instalaciones del Instituto de Ciencias de Nucleares.

A cada uno de los miembros del jurado, Dr. Luis Xavier González Méndez, Dr. Luis Manuel Villaseñor Cendejas, Dra. Karen Salome Caballero Mora y Dr. Ernesto Ortiz Fragoso, por su valiosa revisión y comentarios que me ayudaron a mejorar esta investigación.

Agradezco a Dra. Karen Caballero y el equipo del LARCAD por permitirme utilizar el cluster para correr las simulaciones.

De manera especial quiero agradecer a Dr. Ernesto Ortiz por toda su asesoría a través de estos años, su colaboración en mi formación científica y amistad.

También quiero agradecer el apoyo de Dr. Yutaka Matsubara.

A mis demás compañeros/amigos del grupo de Rayos Cósmicos: Ing. Octavio Musalem, Fís. Alejandro Hurtado, M.I. Rocío, Taylor, por la ayuda que me proporcionaron en el desarrollo de esta tesis. En particular agradezco a Rocío por enseñarme a usar Geant4. A Octavio, Alejandro y Roberto les agradezco todo su apoyo durante mi estancia en la estación de RC y el trabajo que de forma directa o indirecta hace posible nuestra investigación. Además, agradezco a Alejandro y Roberto por su colaboración durante los experimentos en Sierra Negra y su ayuda para construir los prototipos.

Finalmente quiero agradecer al Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE) por permitirnos instalar el SciCRT en Sierra Negra y darnos todas las facilidades para el experimento.

Dedicatoria

Escribir esta tesis doctoral, la cual marca el inicio de una nueva etapa de mi vida, es una de las experiencias más agradables que he tenido. No tanto por los frutos obtenidos a partir de la misma, sino por permitirme ser testigo del amor y apoyo de las personas que están a mi lado. Debido a esto, la conclusión más concisa de este trabajo es: *la cura de la soberbia es la necesidad*.

Quiero agradecer a mi amada esposa (y colega) Rocío por compartir conmigo la experiencia de la vida. Por compartir tus sueños y ayudarme alcanzar los míos. Porque juntos atravesamos los momentos más amargos, y no me soltaste de la mano. Agradezco todas las palabras de ánimo, risas y largas discusiones; cada taza de café... las horas de desvelo. Gracias porque con tu amor me haz hecho una mejor persona.

Agradezco a mis padres todo el amor y fortaleza que me han dado: sus cuidados y consejos me han hecho el hombre que soy. Me dieron un hogar, una familia y compartieron conmigo el *más dulce tesoro*. Tengan la seguridad de que nunca voy a olvidar donde está mi casa. A mi padre agradezco sus enseñanzas y a mi madre su ternura.

Para Enrique, Miguel, Elisa, Ariel y Zetzuko; mi más profundo aprecio. Hemos caminado juntos, nos hemos soportado, nos hemos caído: sigamos esforzándonos hasta la meta. Los amo mucho y son parte de mi. A mi hermano Enrique, por ser un gran ejemplo para mi. A los más jóvenes: Kassandra, Isai, Shelomi y Eliane les agradezco toda su alegría y todo su cariño para mi.

A mi segunda Familia, la que me adoptó. A Heriberta y Francisco les estoy infinitamente agradecido. Me abrieron su casa, se mostraron como padres para mi; aunque yo era un desconocido. A Lorena, Patricia, Georgina, Alberto, Paola, Isaac y Abraham. Gracias por todas las risas, largas pláticas, aventuras y proyectos... En cada uno de ustedes encontré una amiga/amigo especial.

Índice general

Resumen	VIII
Abstract	x
1. Mirando al Sol invisible	1
1.1. Estructura interna del Sol	2
1.2. Ráfagas solares	5
1.3. Aceleración de partículas en Ráfagas	6
1.4. Observaciones de rayos γ solares	11
1.5. Observación de neutrones solares	14
1.5.1. Propagación de neutrones solares	14
1.5.2. Observaciones en el espacio y superficie	17
2. Telescopio centellador de Rayos Cósmicos	22
2.1. Descripción del detector	23
2.2. Caracterización del sistema óptico: barra de centelleo y fibra WLS	26
2.3. Formación de la señal de detección y respuesta del fotomultiplicador	32
2.4. Validación experimental de la simulación	36

ÍNDICE GENERAL

3. Desarrollo de nueva electrónica para el SciCRT	45
3.1. Desempeño del SciCRT ante un evento de neutrones solares	45
3.2. La técnica de <i>Time over threshold</i>	48
3.3. Diseño de un <i>Time digital converter</i> con sobremuestreo	52
3.4. Diseño y optimización de la electrónica	53
4. Detección de partículas energéticas solares con el SciCRT	60
4.1. Desempeño del SciCRT como detector de RC	60
4.1.1. Estabilidad del detector	65
4.2. Observación de partículas solares	68
4.2.1. Posible observación de neutrones solares el 4 de Septiembre de 2017	69
4.2.2. Posible observación de rayos γ solares el 6 de Septiembre de 2017	75
4.3. Comentarios finales	79
5. Conclusión	82
Apéndice	85
A. Clasificación de partículas cargadas y no cargadas en el SciCRT usando un método de anti-coincidencia	86

Resumen

Los neutrones solares son un fenómeno único. Éstos son producidos en intensas explosiones solares, mediante la interacción del plasma en la atmósfera del Sol con iones acelerados. Luego entonces, una medición del espectro de energía de los neutrones confiere información del mecanismo de aceleración, ya que los neutrones viajan por el medio interplanetario sin ser afectados por el campo magnético. Al propagarse por la atmósfera terrestres, éstos son fuertemente atenuados y solo una pequeña cantidad neutrones de alta energía (entre 0.1 y 1 GeV) puede penetrar a cierta profundidad atmosférica. Ya que los neutrones tienen masa, el tiempo de propagación del Sol a la Tierra depende de su energía; lo cual hace de vital importancia medir el tiempo de arribo para poder descartar entre una emisión impulsiva o continua.

Con el objetivo de estudiar este fenómeno se desarrolló una red mundial de telescopios de neutrones, instalados en siete montañas, cercanas al ecuador. Esta red de telescopios observa al Sol 24 h al día y ha sido capaz de detectar eventos relacionados con ráfagas solares. Sin embargo, el desarrollo de un nuevo tipo de detector con un volumen activo mayor es esencial para mejorar la significancia estadística y resolución en energía. Este nuevo tipo de detector es el SciCRT.

En 2013 instalamos el SciCRT en la cima del volcán Sierra Negra, Puebla, (19.0°N, 97.3°W) para operar como un nuevo y mejorado telescopio de neutrones solares (y de muones). Comparado con la generación previa de detectores, el SciCRT tiene una mayor resolución en energía y es sensible a neutrones de menor energía. Además, dado que el telescopio permite registrar la trayectoria de las partículas y la energía depositada en el trayecto; nuevas técnicas de identificación de partículas se pueden implementar, mejorando la sensibilidad a los neutrones solares.

Por otra parte, si consideramos que solo están disponibles 3/8 de la electrónica necesaria para la instalación completa del telescopio, el desarrollo de un sistema de adquisición de datos de alta velocidad se vuelve una prioridad para el experimento. Con esta motivación comencé el diseño de nueva electrónica rápida para el telescopio. El desarrollo de este proyecto, sin embargo, requirió de un estudio mediante simulación de los procesos físicos que participan en la formación de la señal, un análisis de la deposición de energía en el detector y estructura temporal de la señales. A partir de este estudio pude diseñar la electrónica requerida, además de cumplir con los requisitos de consumo de potencia y costo. Para validar la operación del sistema desarrollado hice un experimento en alta montaña, comparando las características de la simulación con las señales reales.

Los resultados muestran una buena concordancia entre ambos, además de que me permitieron caracterizar algunas no linealidades del detector.

Finalmente, analicé datos del SciCRT en busca de señales de neutrones solares a partir de 2015, período a partir de cual 1/8 del detector comenzó a operar de forma regular en el sitio. De este análisis encontré dos incrementos asociados a fulguraciones, ocurridas en Septiembre de 2017. La conclusión del análisis muestra que las partículas registradas pudieron ser originadas durante los eventos solares.

Abstract

Solar neutrons are a unique phenomenon. Relativistic neutrons are produced during intense Solar flares by the interaction between accelerated ions and plasma in the atmosphere of the Sun. Measurement of their energy spectrum conveys information about the acceleration process, as they travel across the interplanetary medium in their way to Earth unaffected by the magnetic field. There is a strong attenuation of these particles when they interact with the atmosphere and only a small number portion of high energy neutrons (between 0.1 to 1 GeV) is capable of penetrating deeply. Since neutrons have mass, propagation time depends on energy, therefore distinction between impulsive and continuous emission is only possible measuring their arrival time.

A global network of solar neutron telescopes (SNT) were developed with the sole purpose of studying this phenomenon. The network of telescopes is located on seven mountains near the equatorial line, observing the Sun 24 h a day, so far being successful detecting several events associated with flares. However, the development of new a type of detector with a larger active volume is essential to improve the statistical significance and energy resolution. This new type of detector is the SciBar cosmic ray telescope (SciCRT).

In 2013 we installed the SciCRT at the top of Sierra Negra (4600 m) volcano in Mexico (19.0°N, 97.3°W), to serve as a new and improved solar neutron and muon telescope. Compared with the previous generation of Solar neutron telescopes, the SciCRT has almost 15 times higher target scintillator volume for neutrons, it has also better energy resolution and is sensitive to lower energy neutrons. Furthermore, because the SciCRT records the energy deposition along the path, new schemes of particle identification may be accomplished which in turn improves the sensitivity for solar particles.

Considering that only 3/8 of the required electronics for the detector is available at the present time, the development of new fast electronics is a priority of our experiment to fully realize the capabilities of SciCRT as an improved SNT. Motivated by this I began designing a new front end electronics for the telescope. To achieve my goal I developed a simulation technique that includes all the relevant process in the signal generation using cosmic ray muons as input to study the energy deposition and timing information. From this I was able to design and build front end electronics units, constraining the problem to find an efficient low power/cost solution. A extensive test of the electronics was done with an experiment at high altitude to extract the features of the

real signals and compare them with the simulation. All the results of the experiment are in good agreement with the simulation. Furthermore, from the application of the analysis I was able to determine non-linearities in the response of the detector.

Because 1/8 of the detector has been working stable since 2015, I analyzed the collected data to search for solar neutron signals associated with large solar flares. From this I identified significant and positive excesses in the event rate of the detector on two different dates on September 2017. After applying a selection criteria (direction, energy and type of particle) I concluded that these increments may be produced by neutrons and γ -rays coming from the direction of the Sun. I also complemented this studies with a detector performance study.

Capítulo 1

Mirando al Sol invisible

Nuestra especie, por medio de sus sentidos, es consciente del mundo a su alrededor, no obstante ha invertido miles de años en tratar de entender aquello que con los sentidos podemos percibir, usando la razón. Comprender el espacio en el que habitamos y las complejas relaciones entre sus diversos elementos representa una de las más altas aspiraciones de la raza humana.

Así, con nuestros ojos vemos a través de la luz sin poder entender completamente su naturaleza y origen. Hoy nuestra comprensión del fenómeno es ligeramente superior, no solo gracias al desarrollo de complejos modelos teóricos, sino a la construcción de instrumentos que nos permiten observar más allá de nuestros sentidos.

La edad del Universo se ha podido estimar en $(13.787 \pm 0.020) \times 10^9$ años a partir de mediciones precisas de la radiación de fondo de microondas (CMB) por parte de satélites y modelos cosmológicos [1]. No obstante, nuestra comprensión de lo ocurrido el instante del *big bang*, hasta aproximadamente 10^{-43} s después de él, resulta inaccesible para las leyes de la Física. Podemos suponer que en el principio el Universo era infinitamente pequeño y caliente; lo cual implica que las 4 interacciones fundamentales estaban unificadas. A medida que el Universo se expande, la temperatura también disminuye; trayendo consigo la separación de interacciones fundamentales (gravedad e interacciones nuclear fuerte y electrodébil), además de una serie de fenómenos que aún no entendemos del todo. Uno de estos procesos es la de inflación cósmica (expansión acelerada), la cual podría explicar la estructura homogénea del Universo a gran escala. Por otro lado está el proceso de bariogénesis. De éste se desconoce su mecanismo, pero se supone estuvo presente en las etapas iniciales del Universo y dio origen a la asimetría entre la cantidad de materia y antimateria.

A partir de lo 10^{-10} s después del *big bang* nuestra comprensión de los fenómenos físicos es más clara debido a que la temperatura del Universo se encuentra en la región de energía explorada usando el LHC y descrita con precisión a través del *modelo estándar*. En esta etapa la temperatura del Universo aún era demasiado alta para permitir la formación de hadrones, por lo que la materia se encuentra en una fase de plasma quark-gluones. Aproximadamente a los 10^{-6} s el Universo se enfría lo suficiente para que quarks y gluones se unan para formar protones, neutrones y demás

hadrones. A un segundo desde el inicio de la expansión la temperatura es cercana a los 10^{10} K; el Universo se compone principalmente de fotones, electrones y neutrinos; además de algunos protones y neutrones. Cuando la temperatura cae alrededor de los 10^9 K (100 s), neutrones y protones no tienen suficiente energía para escapar a la atracción de la fuerza nuclear fuerte y se combinan para formar los primeros átomos de ^2H , ^4He , Li y Be. Durante esta época el plasma que constituye el universo es opaco a los fotones, ya que los electrones libres interactúan mediante dispersión de Thomson con los fotones; dejándoles a éstos un camino libre medio muy corto.

Un punto de inflexión ocurre cuando el Universo tiene una edad de 3.8×10^5 años. Aquí el enfriamiento del plasma permite que la atracción electromagnética una electrones y protones para formar los primeros átomos neutros. En este instante se vuelve posible que los fotones viajen largas distancias sin ser absorbidos. Son estos fotones, corridos hacia el rojo, los que constituyen la radiación de fondo de microondas (CMB) y que brindan una de las principales pruebas del modelo del *big bang*.

Tendrían que transcurrir algunos millones de años más para que las primeras galaxias se comenciarán a formar. Esto ocurrió en zonas donde existía una ligera mayor concentración de materia, las cuales fueron frenadas de su expansión por la atracción gravitacional. A medida que el gas en estas regiones colapsaba, los átomos dentro de ellas colisionaban incrementando su energía cinética. La edad oscura del Universo¹ llegaría a su fin a medida que los efectos gravitatorios y las colisiones fueron calentando el material y produciendo reacciones nucleares hasta que se formaron las estrellas.

Es así como la formación del Sol representa tan solo un pequeño instante en la historia del Universo. Nuestro interés por él surge más bien de su estrecha relación con la vida de nuestra especie en la Tierra. A pesar de esto, no debemos subestimar su importancia en el desarrollo de la Astronomía y Astrofísica. Es a través del estudio conjunto del Universo lejano y de los procesos que ocurren en el Sol que nuestro entendimiento de lo que nos rodea se ha enriquecido. Si además abordamos este estudio desde la perspectiva de la Física de partículas, mirar al Sol invisible nos presenta un laboratorio único para estudiar fenómenos extraordinariamente complejos.

1.1. Estructura interna del Sol

El Sol es una estrella joven de unos 4.5×10^9 años de segunda generación, lo cual implica que contiene materia más pesada que expulsada de la generación previa de estrellas cuando éstas se convirtieron en supernovas. Su volumen es de 1.41×10^{27} m³ y tiene temperatura superficial de 5780 K. El Sol es el objeto más grande de nuestro sistema planetario; una (casi) esfera de plasma compuesta en un 92.1 % de Hidrógeno, 7.8 % Helio y 0.1 % de otros materiales más pesados.

Los fotones que nos permiten ver el mundo que nos rodea tienen su origen en el núcleo solar mediante fusión nuclear. El núcleo ocupa la distancia desde el centro hasta 0.25 del radio solar

¹Llamada así por la falta de un mecanismo para producir fotones.

El Sol invisible

(R_s) [2]. En él se encuentra el 50 % de la masa del Sol, con una densidad de $1.5 \times 10^5 \text{ kg m}^{-3}$. Aun cuando no podemos ver en el interior del Sol, existen modelos generalmente aceptados de cómo está constituido y cuáles son los procesos que transportan la energía generada en su interior hasta su atmósfera. En el núcleo la temperatura ($1.5 \times 10^7 \text{ K}$) y presión ($2.6 \times 10^{17} \text{ Pa}$) son tan altas que las interacciones nucleares se dan de forma espontánea y dado que el Hidrógeno es el elemento más abundante, las reacciones protón-protón ($p^+ - p^+$) para crear Helio son las más abundantes. Cerca de 3.6×10^{38} protones por segundo son convertidos en núcleos de Helio, lo que equivale a una tasa de producción de energía de $3.8 \times 10^{26} \text{ W}$ [3].

Las reacciones $p^+ - p^+$ se desarrollan en tres etapas:

1. Producción de deuterón: $p^+ + p^+ \rightarrow {}^2\text{H}^+ + e^+ + \nu_e$.
2. Fusión de deuterón para producir Helio: ${}^2\text{H}^+ + p^+ \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$.
3. Finalmente generación de ${}^4\text{He}$, para lo cual existen varias reacciones, sin embargo la más probable es: ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p^+$.

En estrellas del tamaño de nuestro Sol la última reacción es el principal mecanismo de producción de He y ocurre en $\approx 84\%$ de los casos [4]. El resultado neto del ciclo protón-protón es la conversión de 6 protones en ${}^4\text{He}$ con la liberación de 26.73 MeV. Los neutrinos emitidos en la fusión toman un promedio de 0.25 MeV de energía cada uno; y de esta forma cada átomo de H en el proceso lleva a la emisión de 6.55 MeV de energía electromagnética [5].

Otra reacción importante en la que se convierte hidrógeno en helio es el *ciclo CNO* (carbono-nitrógeno-oxígeno). En el Sol sólo 10 % del total de reacciones nucleares son ciclo CNO, sin embargo en estrellas más masivas esta es la fuente de energía principal.

Las principales reacciones que componen el ciclo CNO se describen a continuación:

1. ${}^{12}_6\text{C} + p^+ \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma + 1.9 \text{ MeV}$.
2. ${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu_e + 1.2 \text{ MeV}$.
3. ${}^{13}_6\text{C} + p^+ \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma + 7.5 \text{ MeV}$.
4. ${}^{14}_7\text{N} + p^+ \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma + 7.3 \text{ MeV}$.
5. ${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu_e + 1.7 \text{ MeV}$.
6. ${}^{15}_7\text{N} + p^+ \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He}$.

Al finalizar el ciclo, el núcleo de C con el que se inicia el ciclo se regenera y por lo tanto éste actúa como un catalizador [6].

A medida que disminuye presión y temperatura, la fusión nuclear no puede llevarse a cabo, con lo cual se considera termina el núcleo. Sólo los rayos γ producto de las reacciones pueden transportar

la energía generada en el núcleo hacia las capas superiores del Sol. Sin embargo, debido a la alta densidad del medio, éstos no pueden recorrer una gran distancia sin colisionar con el plasma del medio y perder energía. Colisión tras colisión los fotones son dispersados y parte de su energía es convertida en fotones menos energéticos cuya longitud de onda hacia el rango de los rayos X. Con mucha dificultad un fotón tarda $\approx 1 \times 10^6$ años en atravesar una distancia de $0.5R_s$ [2]. A esta región entre 0.25 y $0.7R_s$, en donde sólo los fotones transportan energía, se le denomina *zona de radiación*.

Después de los $0.7R_s$, la presión y temperatura en el Sol han disminuido considerablemente y puede formarse hidrógeno molecular H_2 , el cual es capaz de absorber grandes cantidades de radiación ultravioleta. Debido a esto, el transporte de energía deja de hacerse por medio de radiación. El gradiente de temperatura entre la parte superior y la parte más baja hace que el plasma caliente suba y el frío baje, formando corrientes de convección. Estos movimientos forman celdas convectivas de diferentes tamaños, que al ser observadas mediante telescopios de alta resolución, se muestran como gránulos en la superficie solar cuyo centro es más brillante que las orillas. Las áreas más brillantes indican la presencia de material caliente en ascenso. La zona en donde se lleva a cabo este proceso se conoce como *zona convectiva* y tiene una profundidad que va desde 0.7 hasta $1.0R_s$.

La *atmósfera solar* es la parte del Sol que se encuentra al exterior de la zona convectiva y donde la energía del núcleo escapa hacia el espacio principalmente en forma de radiación. Es la parte visible del Sol y consta de tres capas: *fotosfera*, *cromosfera* y *corona*. La fotosfera es una capa delgada, con una temperatura cercana a los 5700 K [5]. Una característica sobresaliente de la fotosfera son las *manchas solares*; regiones oscuras que tienen diámetros que van desde 10^3 hasta 10^5 km. Las manchas son la manifestación visible de las cuerdas de flujo magnético que emergen de la zona convectiva hacia la atmósfera superior (una explicación más detallada se da en la siguiente sección). La magnitud del campo magnético en las manchas es tan grande que dificulta la circulación del plasma en su interior, lo cual logra aislarlo de su entorno y generar diferencias de temperatura (entre 1000 y 2000 K más frías que la fotosfera [2]). Es debido a esta temperatura inferior que el material dentro de la mancha radia una menor cantidad de fotones, lo que desde nuestra perspectiva se ve como regiones oscuras.

El número de manchas es variable y está estrechamente relacionado con el ciclo de actividad solar, cuya duración es de aproximadamente 11 años. Las manchas aparecen abruptamente al inicio del ciclo solar. Su número aumenta conforme la forma del campo se aleja de la forma dipolar y alcanza un máximo cuando el campo alcanza la forma toroidal. Las primeras manchas del ciclo aparecen en latitudes cercanas a $30^\circ N$ y $30^\circ S$ [6]. Al pasar el tiempo, estas manchas desaparecen y surgen nuevas, cada vez más cerca del ecuador solar. A la migración de las manchas solares durante el ciclo se le conoce como *ley de Spörer* [5].

En la región superior de la fotosfera la temperatura alcanza un valor mínimo de 4400 K. Contrario a lo que se supondría, al alejarnos de la superficie solar, en la cromosfera (entre 1000 y 2000 km de altura), la temperatura crece lentamente hasta los 6000 K. Al llegar a los 2300 km, ésta alcanza 1×10^6 K. Ambos fenómenos han sido estudiados ampliamente, sin embargo su mecanismo no es totalmente entendido. La *zona de transición*, la región donde se presenta el cambio brusco de temperatura, marca el límite entre la cromosfera y la corona. Debido a las altas temperaturas en

la región, el gas en la corona no puede ser retenido por la atracción gravitacional del Sol y en consecuencia se extiende por todo el medio interplanetario. La expansión del gas coronal no puede realizarse con velocidad igual a cero ya que esto implica que la presión del fluido permanece finita a distancias infinitas del Sol. En consecuencia, la única solución posible es que la velocidad incremente y por lo tanto disminuya la presión a medida que nos alejamos del Sol. A medida que la velocidad va en aumento el flujo se vuelve supersónico y recibe el nombre de *viento solar*.

1.2. Ráfagas solares

Las ráfagas solares (también conocidas como fulguraciones) son fenómenos explosivos que se observan en la atmósfera del Sol, la cual está llena de plasma magnetizado. La energía que se libera durante una ráfaga se encuentra en el rango de 10^{21} J a 10^{25} J y puede emitirse en diferentes productos. La magnitud espacial de las cuerdas magnéticas de la ráfaga va desde los 10^3 m hasta los 10^5 m, aunque varía de evento a evento. El tamaño afecta directamente la duración (entre 10^3 s y 10^4 s) y la cantidad de energía liberada.

Las ráfagas se observan en un amplio rango del espectro electromagnético; en ondas de radio, radiación óptica, rayos X y rayos γ . La figura 1.1 muestra un ejemplo de la observación una ráfaga por medio del satélite SDO (Solar dynamics observatory), ocurrida el 19 de Julio de 2012 (la explicación detallada de la imagen se da más adelante). Por otro lado, las explosiones puede acelerar iones y electrones a energías relativistas; que a su vez pueden producir otras partículas. De forma cualitativa podemos clasificar e las fulguraciones en cinco grupos de acuerdo a la intensidad de la emisión de rayos X, la cual es indicativa de la cantidad de energía que radia el plasma coronal. Para la clasificación de grupos se usa la banda de 0.1 nm a 0.8 nm del satélite GOES, localizado a una distancia de 1 AU. La clasificación es la siguiente: **A**($\geq 10^{-8}$ W m $^{-2}$), **B**($\geq 10^{-7}$ W m $^{-2}$), **C**($\geq 10^{-6}$ W m $^{-2}$), **M**($\geq 10^{-5}$ W m $^{-2}$) y **X**($\geq 10^{-4}$ W m $^{-2}$).

La enorme cantidad de energía liberada durante la explosión puede explicarse a través de los modelos de reconexión magnética, propuestos originalmente entre 1946 y 1958 [7, 8, 9, 10]. En estos modelos, cuerdas de flujo magnético (tubos de flujo torcidos) emergen a la superficie solar debido al efecto de boyancia originado por las diferencias de densidad entre el plasma del tubo y su alrededor. Una vez que las cuerdas se encuentran en la superficie, su campo magnético es comprimido por el plasma en su vecindad que se mueve a una cierta velocidad. El resultado de la compresión crea zonas en donde interaccionan líneas de campo de polaridad opuesta y en la región neutra surge una hoja de corriente. Eventualmente el flujo de corriente produce un gradiente del campo magnético y la topología se reorganiza para encontrar una configuración de menor energía [11]. A través de este proceso, la energía magnética almacenada en la hoja de corriente se convierte en energía cinética y térmica; además de estar acompañada de intensos campos eléctricos los cuales pueden ser los responsables de la aceleración de partículas.

La existencia del proceso de reconexión magnética fue comprobada mediante observaciones en rayos X del satélite Yokoh [12, 13] y simulaciones magnetohidrodinámicas (MHD) de la atmósfera solar [14]; sin embargo se necesitan observaciones más detalladas para confirmar los modelos.

Otro avance importante hacia el establecimiento de los modelos de reconexión se dio en Julio de 2012, con la observación por parte del satélite SDO de la formación de cuerdas magnéticas. La figura 1.1 muestra la evolución temporal de una ráfaga ocurrida el día 19. En el panel superior izquierdo se observa el lapso de tiempo antes de la explosión, a una longitud de onda de 17 nm, la cual sirve para estudiar la corona solar en estado de reposo. El panel superior derecho muestra el mismo evento minutos después; en la parte derecha de la imagen se aprecia una zona que se ilumina ligeramente naranja (marcada con un círculo rojo). La intensa emisión en tres bandas de UVE (de 10 a 120 nm) está asociada con los campos magnéticos de la cuerda. Los paneles inferiores fueron registrados 8 h después, cuando la compleja estructura del campo magnético se reorganiza dando lugar a la ráfaga.

1.3. Aceleración de partículas en Ráfagas

La primera prueba de que el Sol podía acelerar partículas a energías relativistas (iones y electrones) se observó el 28 de Febrero de 1942 [lange42], cuando varios monitores de rayos cósmicos instalados en la superficie terrestre registraron un incremento en la tasa de cuentas. Gracias a estas observaciones, desde hace más de 50 años hemos entendido que la ráfagas solares pueden acelerar protones al rango de GeV.

En 1951 Biermann [15] predijo la posibilidad de que protones relativistas acelerados durante una fulguración pudieran producir neutrones de altas energías, además de rayos γ , y que éstos pudieran ser detectados en la superficie terrestre. Por otra parte, la primera estimación del flujo de rayos γ esperado de varios objetos astrofísicos (incluyendo ráfagas solares) fue publicado en 1958 [16]. Estos primeros estimados sirvieron como base para los primeros estudios detallados acerca de las emisiones de partículas energéticas neutras, lo cuales iniciaron en 1967 por Lingenfelter y Ramaty [17]. Este análisis aporta información detallada sobre las reacciones nucleares en la atmósfera solar, así como un estimado de la cantidad de neutrones, positrones y espectro de rayos γ producidos.

Desde entonces se han registrado 72 eventos partículas enérgicas solares, siendo el último el 10 de Septiembre de 2017. Estos eventos caracterizan una parte del espectro de los rayos cósmicos solares, correspondiente a las partículas con $E_k > 450$ MeV o rigidez magnética $R > 1$ GV. Si la energía de los protones primarios es menor a dicho umbral, los monitores de neutrones (NM) no responden a ellos debido a la absorción atmosférica de las partículas. La respuesta máxima de los monitores de neutrones suele estar entre 1 y 5 GV. El análisis y clasificación de estos eventos resulta complejo debido a diversas características que presentan en su espectro de energía, intensidad, composición y propiedades espacio-temporales. Uno de los sistemas de clasificación más usados fue propuesto por [18] y se basa en tres parámetros diferentes: máxima intensidad direccional de protones de energía mayor a 10 MeV, absorción de ondas de radio en las capas polares a 30 MHz e incremento en la razón de conteo de monitores de neutrones a nivel del mar.

Durante las dos últimas décadas, gracias a las observaciones en satélites de rayos X durante fulguraciones solares; la clasificación de eventos de partículas solares con base en la duración del estallido en rayos X suaves es factible. Inicialmente se denominaron como *impulsivos* los eventos

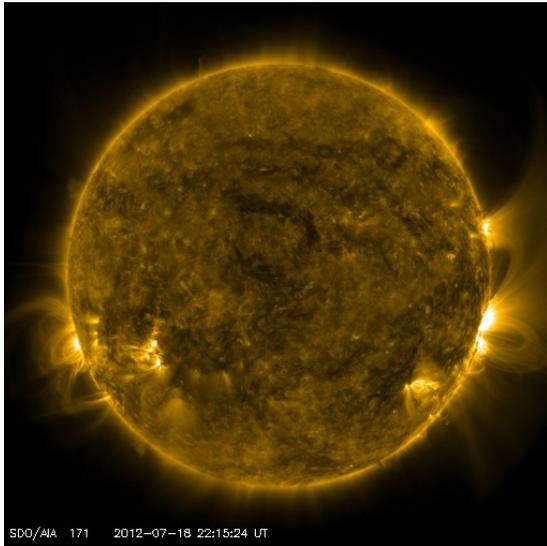


Imagen en la banda de 17 nm.

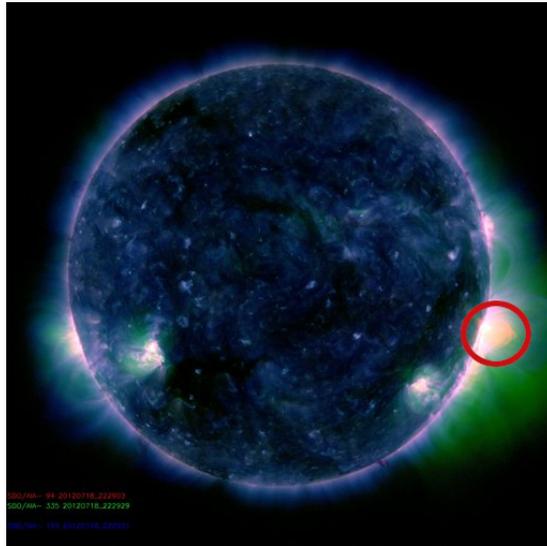


Imagen compuesta: 9 nm, 19 nm y 33 nm.

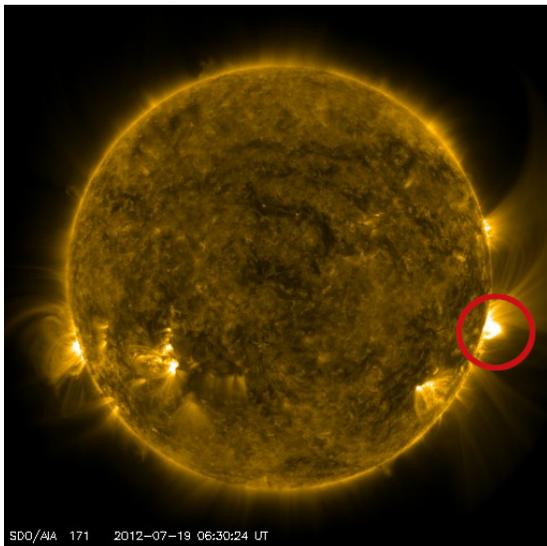


Imagen en la banda de 17 nm.

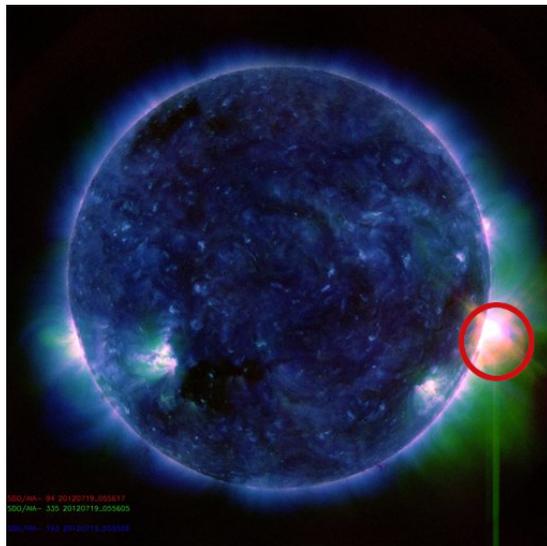


Imagen compuesta: 9 nm, 19 nm y 33 nm.

Figura 1.1: Imágenes tomadas por el SDO durante la ráfaga del 19 de Julio de 2012. Los paneles superiores presentan la formación de una cuerda magnética 8 h antes del evento. Los paneles inferiores registran el momento de la posible reconexión magnética. Fuente: <https://sdo.gsfc.nasa.gov>

Cuadro 1.1: Propiedades de eventos impulsivos y graduales (tomada de [19]).

Características	Eventos impulsivos	Eventos graduales
Partículas:	Abundancia e^-	Abundancia p^+
$^3\text{He}/^4\text{He}$	~ 1	~ 0.0005
Fe/O	~ 1	~ 0.1
H/He	~ 10	~ 100
Q(Fe)	~ 20	~ 14
Duración	Horas	Días
Ángulo apertura	$< 30^\circ$	$\sim 180^\circ$
Emisión radio (tipo)	III,V	II,IV
Rayos X	Impulsivo	Gradual
Coronógrafo	—	CME
Viento solar	—	Onda de choque
Eventos por año (máximo del ciclo solar)	~ 1000	~ 10

en donde la emisión de rayos X suaves era menor de una hora y *graduales* aquellos cuya duración era mayor. Sin embargo, después se demostró que dicho parámetro sólo representa una descripción fenomenológica pobre de los mecanismos asociados de aceleración [19].

La tabla 1.1 resume las características principales de los eventos impulsivos y graduales. Los eventos impulsivos están contenidos en un volumen pequeño de $\leq 10^{27} \text{ cm}^3$, se presentan en la parte baja de la atmósfera solar, poseen una densidad energética de partículas térmicas de $\geq 10^{-5} \text{ J cm}^{-3}$ y no están asociados con transientes de luz blanca. Los eventos graduales están contenidos en un volumen de $\geq 10^{28} \text{ cm}^3$, se presentan mucho más alto en la atmósfera (corona), tienen una densidad energética de $\leq 10^{-5} \text{ J cm}^{-3}$ y están relacionados con eyecciones de masa coronal.

Es claro que también existen eventos híbridos, en lo cuales fenómenos tanto impulsivos como graduales ocurren y en algunos casos no es posible hacer una distinción clara. En tales eventos se espera tener una combinación tanto de partículas aceleradas por la ráfaga, como por choques impulsados por eyecciones de masa coronal. Otra característica importante a notar es que en los eventos de partículas producidos por fulguraciones de larga duración se puede esperar un *núcleo* (definido en espacio y tiempo) de partículas aceleradas por la fulguración, rodeadas por un halo de partículas producidas en la eyección [20].

Existen diversos modelos para explicar la aceleración de partículas en la atmósfera solar, las más importantes son: aceleración de Fermi de segundo orden y aceleración por onda de choque. A continuación doy una descripción breve de ellos:

- La aceleración estocástica, o *aceleración de Fermi de segundo orden* es un proceso en un plas-

ma turbulento en el cual una partícula puede ganar o perder energía de manera aleatoria debido a colisiones entre partículas con centros de dispersión móviles (nubes magnéticas). Dicho proceso, considerando un intervalo de tiempo largo en donde se presentan muchos incrementos y decrementos, da origen a la aceleración.

En [21] se propone un modelo de aceleración de Fermi de segundo orden que incluye: el camino libre medio λ y una fuente de partículas constante q a una cierta energía de inyección E_0 . Con este modelo se puede predecir (en el régimen no relativista) el número de partículas $N(E)$ en función de la energía a través de:

$$N(E) = \frac{6q}{\alpha c p_0} I_2(x_{inj}) k_2(x) \quad (1.1)$$

en donde $x = \sqrt{12pc/mc^2\alpha T}$; p , m y T son el momento, masa y tiempo de escape promedio de la partícula, respectivamente. α es la velocidad de las dispersiones dividida entre $c\lambda$, mientras que K_2 y I_2 son funciones de Bessel modificadas.

Por otro lado para el régimen relativista se tiene:

$$N(E) = \frac{3q}{\alpha E_0} \left(\sqrt{9 + \frac{12}{\alpha T}} \right)^{-1} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-s} \quad (1.2)$$

de donde $s = -1/2 + 1/2\sqrt{9 + 12/\alpha T}$ es el índice espectral. En este sentido el parámetro αT es muy importante ya que caracteriza la forma de espectro (a valores más grandes de αT el espectro es más duro).

- La aceleración por onda de choque ocurre cuando una onda de choque se propaga por la corona acelerando partículas en su frente. Este tipo de aceleración es un mecanismo atractivo, pues a diferencia del caso de la aceleración estocástica, se han observado desde hace tiempo iones acelerados por choques asociados con choques interplanetarios corrotantes, choques solares transitorios y choques planetarios. Existen, de hecho, dos mecanismos que pueden acelerar partículas en choques rápidos: la *aceleración de choque de Fermi de primer orden* (o difusiva) y el mecanismo de deriva de choque. En el primer tipo las partículas adquieren energía al ser dispersadas por el plasma en frente de la onda y a los lados. En el segundo mecanismo, las partículas ganan energía al ser reflejadas por el frente de onda.

Si suponemos que no existe turbulencia en el plasma corriente arriba ni corriente abajo a partir del choque, el mecanismo principal de aceleración es la deriva de iones y electrones a lo largo del campo eléctrico convectivo $E = -v_u B$, donde B es la intensidad del campo magnético y v_u es la velocidad de flujo corriente arriba respecto del marco de referencia del choque. Es importante notar que cuando $v_u \parallel B$ la intensidad del campo eléctrico tiende a ser nula y la aceleración por deriva no es importante.

De acuerdo de [21], el mecanismo de deriva es más eficiente (en un orden de magnitud) si el frente de onda es casi perpendicular con el choque. En este caso, si las partículas tienen una velocidad mayor que la velocidad de la onda de choque, éstas son reflejadas y por lo tanto aceleradas a través de múltiples choques. En algunos casos restringidos la densidad de partículas se puede expresar como una ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} \propto p^{-z} \quad (1.3)$$

de donde el índice espectral z (en el caso no relativista) es igual a $3V/\Delta V = 3r/(r-1)$, V es la velocidad de la onda de choque, ΔV es la discontinuidad en la velocidad del plasma y r es la razón de compresión de la onda. En el caso relativista z aumenta en un factor de dos.

De los diferentes modelos se requiere logren explicar los siguientes datos observacionales: Iones acelerados energías de GeV, tiempos de aceleración cortos (considerando los eventos impulsivos) y la cantidad total de energía liberada durante la explosión (10^{21} J – 10^{25} J).

Con respecto al primer punto, las observaciones de neutrones solares y rayos γ brindan evidencias importantes ya que cuando las partículas cargadas son aceleradas, éstas emiten radiación electromagnética y partículas secundarias al interactuar con el atmósfera solar. Considerando por el momento solo el caso de neutrones solares, sabemos que éstos se producen en las interacciones de iones con la atmósfera solar siguiendo las siguientes reacciones: $p^+ + p^+$, $\alpha + \alpha$, $p^+ + \alpha$ y la interacción de p^+ y α con núcleos más pesados en el ambiente [22]. Dado que algunas de estas reacciones producen piones y el umbral para que este proceso ocurra es de 300 MeV [23], concluimos que los protones acelerados durante la fulguración deben alcanzar por lo menos esta energía (la cual es de 200 MeV para el caso de colisiones $p^+ + \alpha$). Más aún, dado que en algunos eventos de neutrones solares se han detectado partículas con energías de 2 GeV esto nos lleva a estimar que los iones deben ser acelerados en el orden de los GeV durante la explosión.

En cuanto al tiempo de aceleración los perfiles de tiempo de rayos X duros y rayos γ nos dan una idea la escala temporal en la que debe ocurrir la aceleración. Debido a esto, en el caso de los eventos impulsivos, el mecanismo de aceleración debe lograr que las partículas ganen energía de manera eficiente; logrando reproducir los perfiles temporales de la radiación electromagnética que incrementan en tan solo unos cuantos segundos.

El último punto está relacionado con el umbral inferior de energía de la aceleración de partículas a bajas energías, lo cual se describe mediante el uso de funciones de Bessel para el caso de aceleración estocástica y una ley de potencias en el caso de la aceleración por ondas de choque. En particular el modelo de ley de potencias es muy sensible al parámetro del umbral, por lo que para que se pueda ajustar al contenido de energía se debe restringir el rango de valores. Esto da origen a espectros de neutrones con distintas características [23].

Aunado a esto, en [24] se analizan diferentes escenarios de producción de neutrones usando como base estos dos modelos de aceleración. En el caso de la aceleración estocástica la gran mayoría de los neutrones por debajo de 10 MeV son producto de colisiones $p^+ + \alpha$. A mayores energías la producción se debe a partículas α rápidas (colisiones $\alpha + \alpha$ y $\alpha + p^+$). Una conclusión adicional de este análisis es que la producción de neutrones es muy sensible a la composición del plasma local. Por otro lado, en el modelo de onda de choque los neutrones son producidos por protones, mayormente en colisiones $p^+ + \alpha$ a bajas energías y $p^+ + p^+$ a altas energías. De aquí también se desprende que el espectro de neutrones no es sensible a la composición del plasma.

De esta forma podemos vislumbrar como la observación de neutrones solares y el estudio de su espectro de energía nos puede ayudar a diferenciar entre los modelos propuestos. En lo que resta de este capítulo describiré las características de las observaciones de rayos γ y neutrones. No obstante, para poder tratar correctamente el tema de las observaciones de neutrones, primeramente hablaré de la propagación de estas partículas en el espacio interplanetario y la atmósfera terrestre.

1.4. Observaciones de rayos γ solares

Las emisiones de rayos γ provenientes del Sol están relacionadas con diversos procesos: 1. producción de rayos γ de 511 keV por aniquilación $e^+ + e^-$; 2. reacciones nucleares: líneas de desexcitación nuclear a 4.4 MeV/6.1 MeV del Carbono/Oxígeno, captura de neutrones a 2.223 MeV; 3. Bremsstrahlung; 4. decaimiento de π^0 , con una energía de alrededor 70 MeV.

Asociados a la aceleración de iones, son generadas una gran variedad de líneas de rayos γ a partir de interacciones nucleares, como por ejemplo la línea de captura neutrones para formar ${}^2\text{H}$ a 2.223 MeV o núcleos excitados (O, N, C, etc.). Rayos γ con energías > 10 MeV son producidos por el decaimiento de piones neutros ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$) además de Bremsstrahlung asociado a e^+ y e^- provenientes del decaimiento de piones cargados ($\pi^\pm \rightarrow \mu + \nu$; $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$). Los piones a su vez son producto dispersiones inelásticas entre los iones acelerados y la materia en la atmósfera ($p^+ + p^+ \rightarrow d + \pi^+$, $p^+ + p^+ \rightarrow n + p^+ + \pi^+$, $p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + \pi^0$). Luego entonces el espectro de energía de los rayos γ asociados a una fulguración exhibe características de espectro continuo y de líneas.

La figura 1.2 muestra un ejemplo del espectro de rayos γ asociado a una ráfaga el 4 de Junio de 1991, el cual fue observado por el satélite CGRO [25]. El espectro de líneas va desde los 0.5 hasta los 8 MeV, mientras que la contribución del continuo se extiende más allá de lo 10 MeV.

Las líneas a 511 keV provenientes de la aniquilación e^+ / e^- fueron observadas por el satélite OSO-7 durante la década de los 70, mientras que la observación de líneas de desexcitación fue posible hasta la siguiente década por el satélite Solar maximum mission (SMM). Este satélite además logró observar varios eventos relacionados con fulguraciones, lo cual permitió establecer mejor las relaciones entre las líneas espectrales y las partículas aceleradas.

A partir de la década de los noventa, observaciones en una amplio espectro (10 keV a 30 GeV) de energías se han llevado a cabo por cuatro misiones nuevas: BASTE, OSSE, COMPTEL y EGRET. Del año 2000 a la fecha, dos satélites se han convertido en los principales pioneros de la observación de rayos γ : RHESSI (Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager) y *Fermi* (Fermi Gamma-ray Space Telescope).

El satélite RHESSI ha abierto una nueva era en las investigaciones de la aceleración de partículas en el Sol. La principal característica de este telescopio es su capacidad de producir imágenes de la atmósfera solar con una excelente resolución en un rango de energías de 3 keV a 20 eV. Con estas propiedades RHESSI dio la primera evidencia de sobre la localización del sitio de aceleración

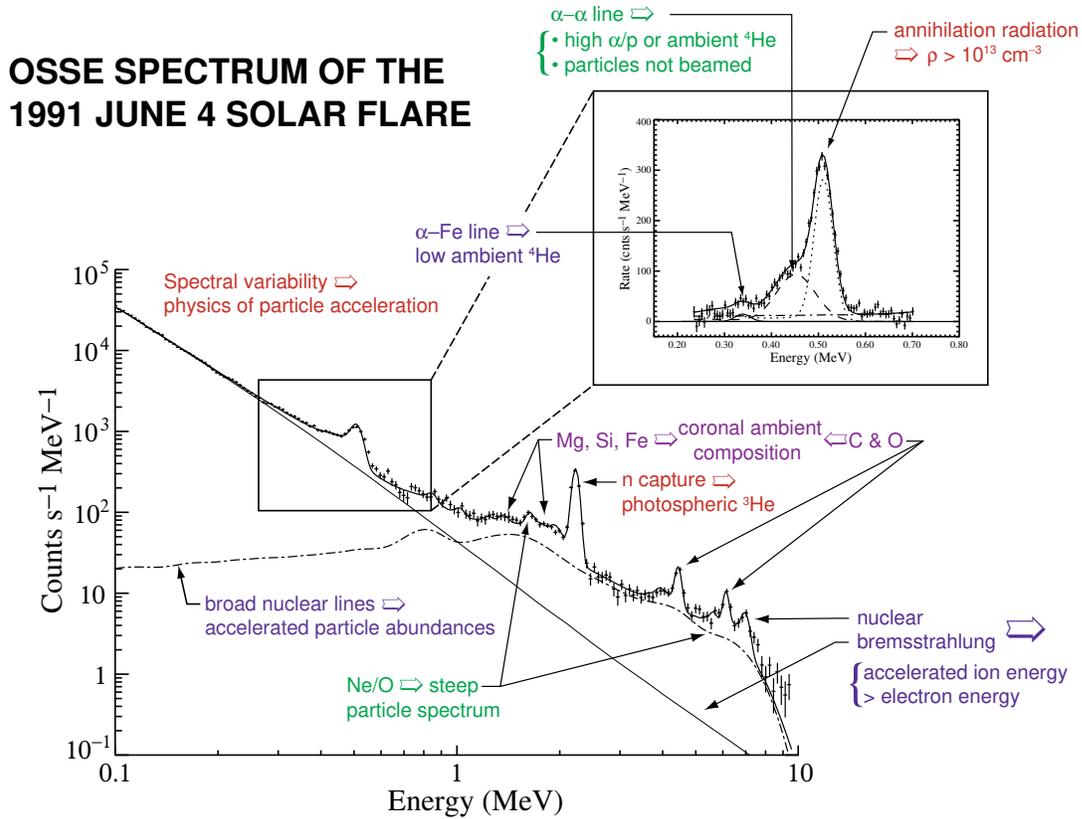


Figura 1.2: Espectro de rayos γ solares asociados a la explosión del 4 de Junio de 1991. Imagen tomada de <https://heasarc.gsfc.nasa.gov>

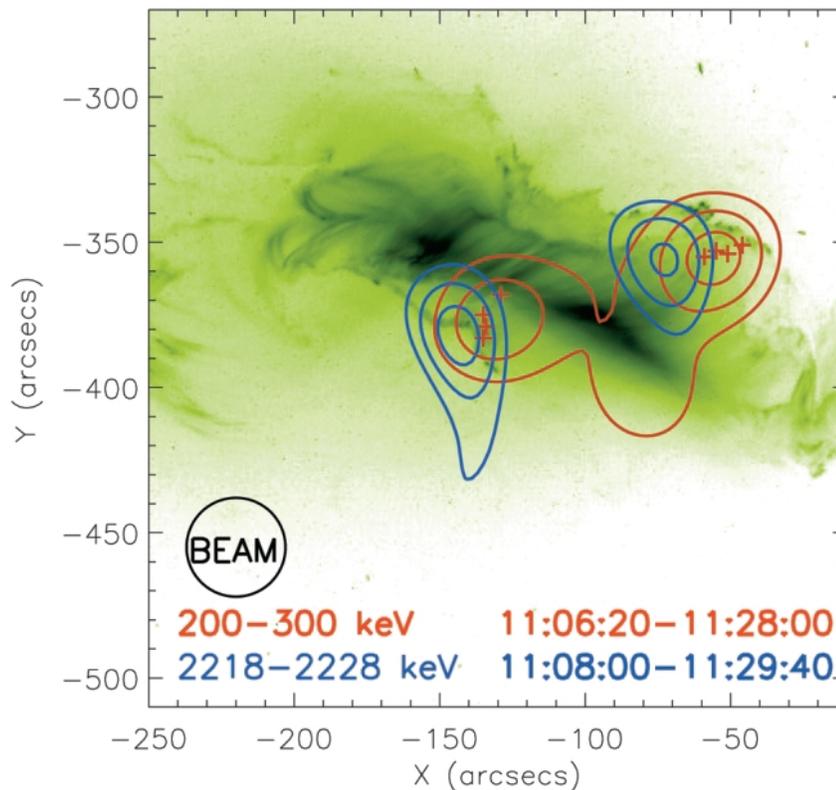


Figura 1.3: Imagen compuesta de observaciones en rayos X y γ de la ráfaga solar ocurrida el 28 de Octubre de 2003. Los contornos azules y rojos muestran la zona donde se aceleran la partículas (iones y electrones, respectivamente) dentro de la región activa que produjo la ráfaga. Imagen tomada de [26].

de los iones energéticos a través de la observación en rayos γ [26, 27]. La figura 1.3 muestra los *footprints* donde se origina la aceleración de iones/electrones. La imagen compuesta está montada sobre una fotografía tomada por el instrumento TRACE en la banda de 19.5 nm (útil para observar la corona y plasma caliente). Estas observaciones demuestran que el sitio de aceleración es cercano a la región de la explosión, lo cual apuntaría a que está relacionada con el proceso de reconexión magnética. No obstante, no es posible explicar la diferencia entre la región de aceleración de los iones y electrones (del orden de 10 Mm).

El satélite Fermi fue lanzado en 2008 y cuenta con dos instrumentos: el GBM (Gamma-ray burst monitor) y el LAT (Large-area telescope). GBM es un contador de rayos γ que se compone de dos cristales de germanato de bismuto (BGO) y 14 centelladores de yoduro de Sodio (NaI), que en conjunto permiten analizar el espectro de radiación en un rango de 8 keV a 40 MeV. Por otro lado el instrumento LAT es un telescopio de conversión de pares y es sensible en el rango de 20 MeV a 300 GeV. Es importante recalcar que mientras el LAT es instrumento capaz apuntar en una cierta

dirección, el GBM solo es capaz de observar incrementos en el número de partículas.

Desde su lanzamiento el instrumento LAT ha detectado tanto eventos impulsivos como eventos de larga duración, asociados con ráfagas del tipo X y M. Un descubrimiento importante dentro de estas observaciones son las emisiones de larga duración, las cuales pueden durar más de 12 h, y son registradas en los rayos γ de más alta energía (> 100 MeV) [28]. Un aspecto importante de este tipo de emisiones es que no se observan en la misma escala de tiempo en otras longitudes de onda.

En [28] también se discute la posibilidad del origen de la emisión de larga duración, lo cual se hace con base en los datos del LAT asociados a una explosión ocurrida el 7 de Marzo de 2011. En ésta se detectaron rayos γ de hasta 1 GeV, posible prueba de que fueron generados por decaimiento de π^0 y que la energía de los protones primarios sería del orden de 5 GeV. En contraste, si la emisión es ocasionada por Bremsstrahlung de electrones energéticos, el espectro de éstos últimos debe extenderse más allá de 1 GeV. Esta segunda opción resulta más compleja de empatar con otras observaciones, por lo que el decaimiento de piones parece un escenario más probable.

1.5. Observación de neutrones solares

1.5.1. Propagación de neutrones solares

Cuando los neutrones escapan de la atmósfera solar viajan sin ser afectados por los campos magnéticos en el medio interplanetario. Los neutrones libres son inestables y están sujetos a decaimiento β con una vida media de $\tau = 880.3$ s. Debido a esto, el espectro de neutrones que arriban a la orbita terrestre se modifica, afectando principalmente a los neutrones de baja energía. Para tener un modelo cuantitativo de este efecto usaremos la siguiente expresión; la probabilidad de que una partícula con τ tiempo de vida media, sobreviva y alcance la Tierra sin decaer:

$$P(E_k, r) = \exp\left(-\frac{t}{\gamma\tau}\right) \quad (1.4)$$

en donde E_k es la energía cinética de la partícula, r es la distancia a la fuente (para neutrones solares $r = 1$ AU), t es el tiempo de vuelo de la partícula y γ es factor de Lorentz. Denominaremos $P(E_k, 1AU)$ como la probabilidad de arribo de neutrones. Para neutrones con energías cinéticas $E_k = 100$ MeV el tiempo de vuelo es de aproximadamente 1165 s, con lo cual decaen el 70 % de las partículas emitidas. Luego entonces, los neutrones solares con esta energía pueden ser detectados en el espacio o en superficie. Un aspecto interesante es que los productos del decaimiento (protones y electrones) también se observan, siempre y cuando se logren distinguir de la emisión de protones solares; lo cual se ha reportado con anterioridad [29, 30].

El panel de la izquierda en la figura 1.4 muestra la probabilidad de arribo de neutrones en el rango de energías de 10-1000 MeV. La utilidad de esta gráfica viene de que puede ser utilizada como

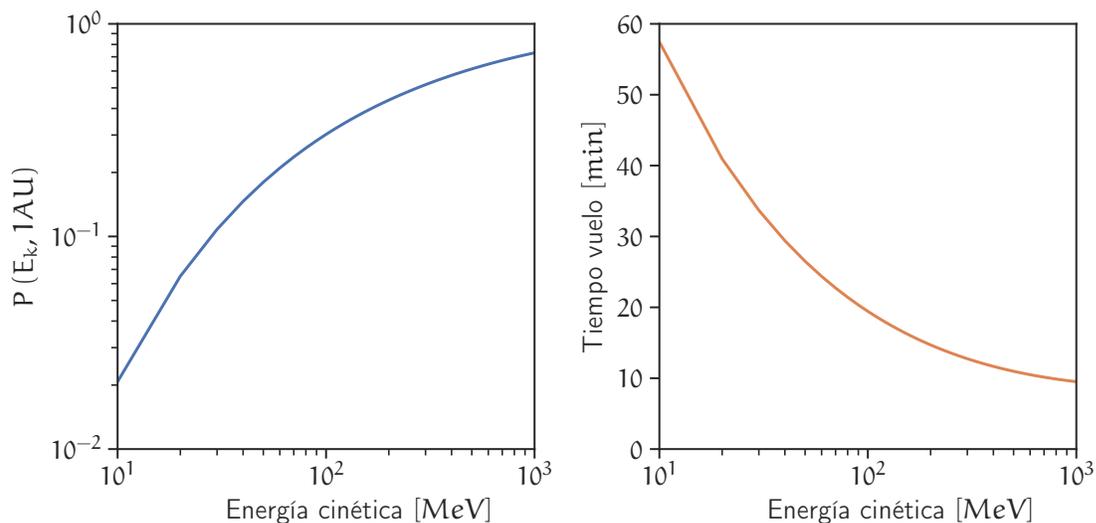


Figura 1.4: Probabilidad de arribo de neutrones solares a la orbita terrestre (panel izquierdo) y tiempo de vuelo (panel derecho).

función de respuesta para corregir el espectro de energías de neutrones solares observado en el Tierra. Como se observa en la figura, en principio es posible detectar neutrones de bajas energías, sin embargo más adelante veremos que la principal limitante es la atenuación atmosférica. El panel de la derecha muestra el tiempo de vuelo en función de la energía cinética de los neutrones.

Los neutrones que inciden al tope de la atmósfera terrestre se propagan hacia la superficie colisionando en el trayecto con núcleos atmosféricos. Durante el trayecto, tres procesos importantes ocurren: dispersión elástica, dispersión inelástica e intercambio de carga.

El proceso de dispersión elástica es el único que contribuye de manera positiva a la propagación de neutrones ya que la transferencia de energía de los neutrones a los núcleos atmosféricos es limitada en núcleos de Oxígeno y Nitrógeno (máximo 0.22 de la energía incidente en el caso del Oxígeno y 0.28 para el caso del Nitrógeno). Luego entonces, es de esperarse que la mayoría de los neutrones sujetos a este proceso lleguen a altitudes de alta montaña; no obstante con modificaciones en el espectro de energía y distribución angular. Los dos procesos restantes contribuyen a la atenuación de los neutrones solares. En el proceso de intercambio de carga los neutrones interaccionan con núcleos atmosféricos y en su lugar se emiten protones en la dirección frontal. En este caso la transferencia de energía es casi total y los protones emitidos son absorbidos en la atmósfera mediante ionización. Por otro lado, en la dispersión inelástica los neutrones proyectiles transfieren energía a los núcleos dejándolos en un estado excitado y generando una gran cantidad de productos secundarios (entre ellos neutrones secundarios). De manera general la dispersión inelástica contribuye de manera importante a la atenuación de los neutrones, no obstante sus productos pueden ser observados a cierta profundidad atmosférica [31].

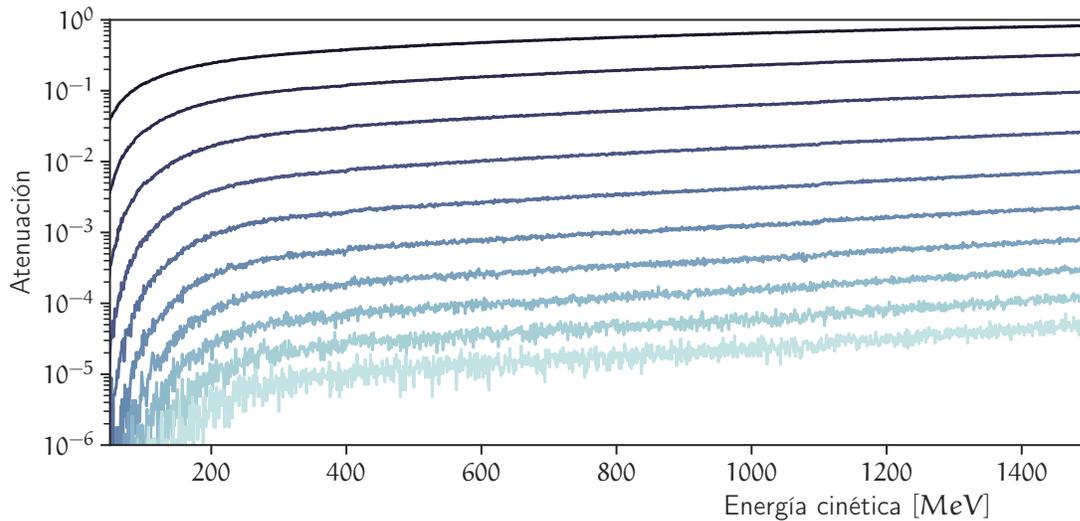


Figura 1.5: Simulación MC de la atenuación de neutrones solares en función de la energía cinética al tope de la atmósfera y profundidad atmosférica. Del color más oscuro al más claro, la profundidad atmosférica varía de 100 g cm^{-2} a 1000 g cm^{-2} .

La figura 1.5 muestra el resultado de una simulación monte carlo (MC) de la propagación de 10^8 neutrones solares en la atmósfera terrestre. Para realizar la simulación utilicé el modelo de Shibata [31], el cual permite estudiar el espectro de los neutrones solares a diferentes profundidades atmosféricas y además ha sido calibrado con experimentos en aceleradores de partículas. En el modelo, los neutrones se inyectan al tope de la atmósfera con un ángulo cenital definido (para este caso $\theta = 0$) y un índice espectral. Como se aprecia en la figura la mayor atenuación la sufren los neutrones de baja energía, independientemente de la profundidad, volviéndose factible detectar neutrones solares a partir de 100 MeV. Por otro lado, también es posible estudiar los efectos de la atenuación en función de una profundidad específica. De la figura se puede concluir que las localidades de alta montaña tienen características apropiadas para la observación de neutrones.

Otra característica importante a estudiar es el perfil temporal de los neutrones cuando arriban a una cierta localidad, el cual está directamente relacionado con su espectro de energía. En la figura 1.6 muestro el resultado de simular neutrones con diferentes índices espectrales (entre -3.0 y -5.0) arribando a la profundidad de Sierra Negra (575 g cm^{-2}). Como es de esperarse, al disminuir el índice espectral, los neutrones de menor energía se vuelven más dominantes en el espectro y por lo tanto, el tiempo de vuelo de los neutrones emitidos por el Sol se ve retardado. Esta propiedad de los neutrones nos permite diferenciar entre distintos mecanismos de aceleración (ver sección 1.3).

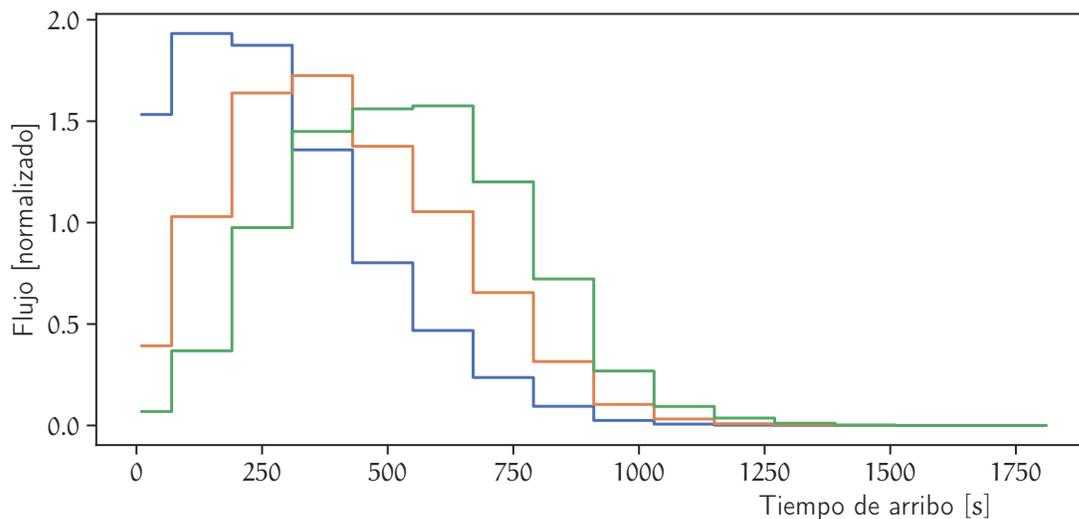


Figura 1.6: Perfiles temporales del arribo de neutrones en función del índice espectral α . En azul $\alpha = 3.0$, naranja $\alpha = 4.0$ y verde $\alpha = 5.0$.

1.5.2. Observaciones en el espacio y superficie

La primera prueba científica sobre la existencia de neutrones solares fue dada por [32], en relación con la fulguración del 21 de Junio de 1980 a las 13:18 UT. El evento fue registrado por el espectrómetro de rayos γ del satélite SMM, con un incremento total de 130σ . El espectrómetro (GRS por sus siglas en inglés) está compuesto de 7 detectores de NaI(Tl), los cuales registran rayos γ en el rango de 0.3 a 0.9 MeV. Además el satélite cuenta con un detector de CsI(Na) de 25 cm de espesor, sensible a rayos γ de alta energía y neutrones, y un sistema de anti-coincidencias.

Los datos del GRS registran tanto rayos γ como neutrones con energías mayores a los 100 MeV, lo cual brinda pruebas de aceleración de iones a energías del orden de los GeV. La figura 1.7 muestra el perfil temporal del GRS en dos bandas de deposición de energía: en panel superior de 10 a 140 MeV y el panel inferior de 25 a 140 MeV.

Durante la fase impulsiva de la ráfaga, que dura aproximadamente 1 min, se detectaron fotones de alta energía provenientes del decaimiento de piones neutros y Bremsstrahlung de electrones. Posteriormente durante 17 min se detectó el incremento debido al flujo de neutrones solares. Para la determinación del espectro de energía de los neutrones se supuso que éstos fueron emitidos con una distribución temporal δ al mismo instante que los fotones de alta energía. De acuerdo con el tiempo de vuelo registrado en los datos de la figura 1.7, las energías cinéticas se extienden desde los 50 MeV hasta más allá de los 500 MeV. La prueba contundente de la detección de neutrones solares está en que la emisión extendida solo se registra en el canal de más alta deposición de energía y el espectro de energía no tiene la forma del espectro de fotones energéticos producidos

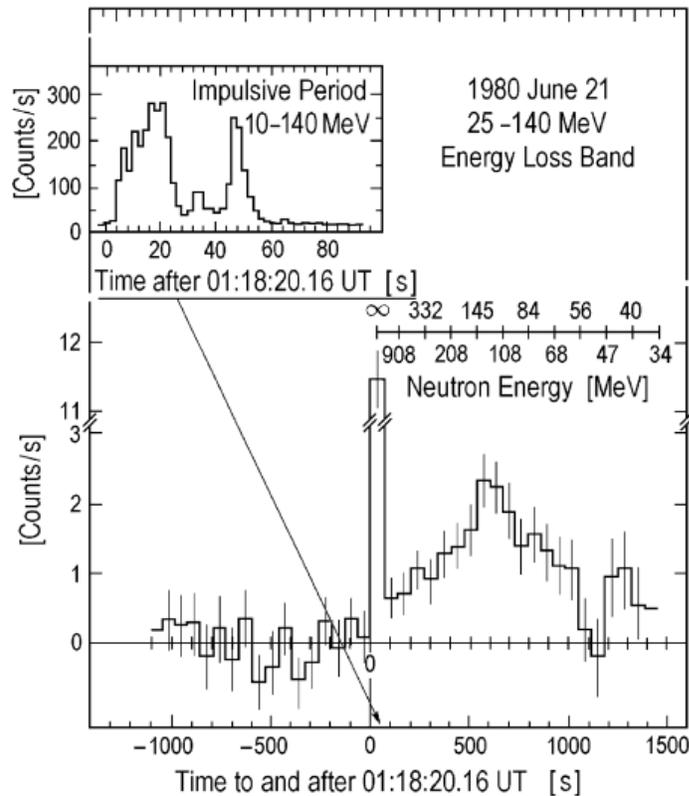


Figura 1.7: Evento de neutrones solares registrado el 21 de Junio de 1980 por el satélite SMM. El panel superior muestra el canal de menor deposición de energía y que registra el incremento debido a rayos γ . El panel central muestra los eventos con mayor deposición de energía y que corresponden a neutrones solares. Imagen tomada de [32].

por Bremsstrahlung [33].

El 3 de Junio de 1982 se obtuvo la primera observación de neutrones solares en superficie, la cual además se observó también por medio del satélite SMM [34]. El flujo de neutrones y fotones de alta energía fue originado por una intensa ráfaga X8.0 que inició a las 11:41 UT. Los fotones se pudieron observar desde las ondas de radio hasta los rayos γ . A las 11:43 UT el satélite SMM registró un incremento importante en el flujo de rayos γ provenientes del Sol, a lo que siguió una emisión de rayos γ de alta energía (> 10 MeV) y neutrones solares.

En la superficie terrestre 3 monitores de neutrones registraron incrementos sobre su nivel de fondo que van desde los 2.9 hasta los 8.5σ [35]. De los tres monitores localizados en el continente Europeo el que tuvo mejores condiciones para observar el evento fue el de Jungfrauoch, Suiza²: con un ángulo cenital solar de $\theta = 25^\circ$ y una profundidad atmosférica de 670 g cm^{-2} . La figura 1.8

²Los otros dos se localizan en Italia y la República Checa

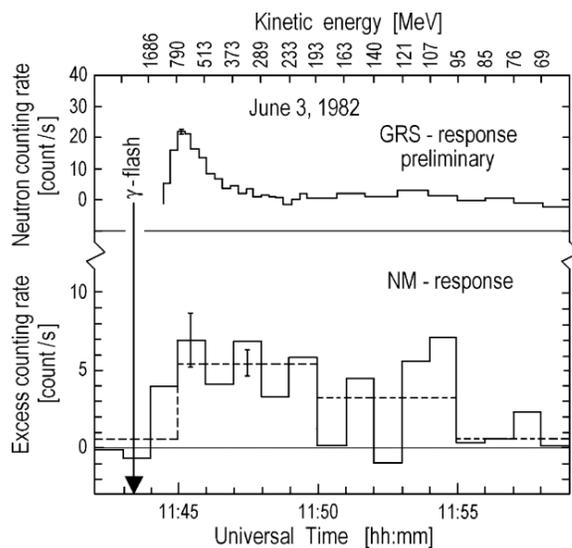


Figura 1.8: Evento de neutrones solares del 3 de Junio de 1982. El panel superior muestra los datos del SMM y el panel inferior los del monitor de neutrones de Jungfraujoch. Imagen tomada de [34].

muestra las tasas de cuentas del SMM y las del monitor de neutrones. El panel superior se encuentran los datos del GRS con una resolución de 20 s, mientras que el panel inferior contiene datos del NM con resolución de 1 min (curva continua) y 5 min (curva punteada). En los datos de 5 min los incrementos de las 11:45 a 11:55 corresponden a 6.7σ y 4.0σ , respectivamente. La escala de energías en el panel superior indica la energía cinética de los neutrones solares detectados, asumiendo que se emitieron al mismo instante de los rayos γ con una distribución temporal δ .

De acuerdo con [35] la energía de los neutrones detectados está en el rango de 100 MeV a 2 GeV, con un índice espectral de -2.4 .

El evento de neutrones solares del 22 de Febrero de 1991 significa un paso importante en el estudio de este fenómeno; no sólo por el estudio del evento en si, sino por la implementación exitosa del primer telescopio de neutrones solares (TNS) en el monte Norikura, Japón [36]. Con este nuevo instrumento fue posible discriminar la dirección de arribo de los neutrones (11° en la dirección solar) y separarlos en bandas de energías. Las tres bandas de energías que registra el TNS son: 50 a 360 MeV, 280 a 500 MeV y energías mayores a 390 MeV. Este evento también es de gran interés dado que la fulguración no mostró una gran significancia en la emisión de rayos X, lo cual llevo a concluir que la producción de neutrones se genero en la cromósfera baja [37].

Debido al éxito del TNS de Norikura para extraer información sobre los neutrones solares, el Solar-Terrestrial Environment Laboratory (STELab) de la Universidad de Nagoya, Japón, desarrolló e instaló una red mundial de telescopios en siete montañas alrededor del mundo. La figura 1.9 muestra un diagrama esquemático de uno de los TNS instalados en la cima del volcán Sierra Negra (19.0°N , 97.3°W a 4580 m de altura). El telescopio está compuesto por plásticos centellado-

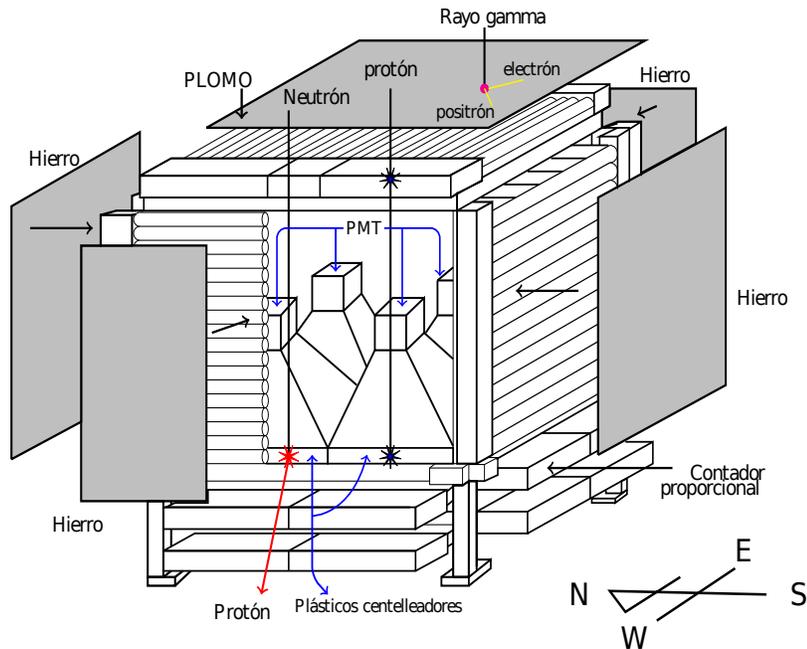


Figura 1.9: Diagrama esquemático del Telescopio de neutrones solares se encuentra en estación en la cima del volcán Sierra Negra. El sitio es conocido por albergar otro experimento importante, el Gran Telescopio Milimétrico. Las dimensiones del detector son: 280 cm de alto y 266 cm de largo y ancho Tomado de [39]

res de 1 m^2 de área y 30 cm de espesor, cada uno. En total se tienen cuatro plásticos para cubrir un área de 4 m^2 . En los plásticos, la energía cinética de las partículas es convertida en pulsos de luz, que después son captados por un fotomultiplicador y discriminados. De esta manera, la información que registra el detector se clasifica en 4 canales de energía[38].

Los TNS requieren la capacidad de rechazar la componente cargada de la radiación cósmica, lo cual se logra en el caso del telescopio de Sierra Negra a través de una señal de anti-coincidencia generada por contadores proporcionales alrededor del detector. Adicionalmente, debajo del arreglo de plásticos centelleadores se colocaron cuatro capas de contadores proporcionales con nueve tubos cada una, las cuales sirven para determinar la dirección de los neutrones incidentes. A pesar de sus enormes ventajas con respecto a los monitores de neutrones para observar eventos de neutrones solares, en el capítulo 2 profundizaré sobre las limitantes de este diseño de telescopio.

La tabla 1.2 resume los eventos de neutrones solares detectados en superficie con suficiente significancia estadística ($> 5\sigma$), recopilada a partir de [40, 41, 42]. Los eventos de la tabla han sido observados ya sea por NM, TNS o ambos. Por otra parte, una lista detallada de posibles eventos (significancias entre 2.7σ y 4.9σ) de 1980 a 2005 se puede encontrar en [43].

El evento del 7 de Septiembre de 2005 es de gran importancia debido a que ha generado una

El Sol invisible

Cuadro 1.2: Eventos de neutrones solares detectados en superficie asociados con fulguraciones solares.

Fecha	Hora UT	Tipo de ráfaga	Localidad.	Observatorio	Índice espectral	Flujo (100 MeV) $\times 10^{26} \text{ MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$
3/6/1982	11:43	X8.0	S09E72	Jungfrauoch	-4.0 ± 0.2	260 ± 70
24/5/1990	20:48	X9.3	N36W76	Climax	-2.9 ± 0.1	430 ± 40
23/3/1991	22:42	X9.4	S26E28	Haleakala	-2.7 ± 0.1	6.0 ± 0.1
4/6/1991	03:37	X12.0	N30E70	Norikura	-4.9 ± 0.6	19 ± 2
24/11/2000	14:51	X2.3	N22W07	Chacaltaya	-4.2 ± 0.5	4.0 ± 1.3
25/8/2001	16:23	X5.3	S17E34	Chacaltaya	-3.1 ± 0.4	2.4 ± 1.3
28/10/2003	09:51	X17.4	S16E08	Tsumeb	-3.8 ± 0.4	37 ± 14
2/11/2003	17:03	X8.3	S14W56	Chacaltaya	-7.0 ± 1.3	2.8 ± 1.6
4/11/2004	19:29	X28.0	S19W83	Haleakala	-3.9 ± 0.5	150 ± 60
7/9/2005	17:17	X17.0	S06E89	Chacaltaya	-3.8	61
				Sierra Negra		
8/7/2014	16:20	M6.5	N12E56	Chacaltaya	-2.6 ± 0.2	3.50 ± 0.03
				Sierra Negra		

discusión importante sobre la distribución temporal de la producción de neutrones en el Sol [41], ya que estos son acelerados por un mayor tiempo que la radiación electromagnética. De acuerdo con [44] este comportamiento puede ser explicado por un nuevo modelo de MHD desarrollado por [45]. En nuestro caso este evento se analizará con mayor profundidad en el capítulo 3, ya que además nos ayudará a plantear la motivación detrás del desarrollo de la nueva electrónica del SciCRT.

Capítulo 2

Telescopio centellador de Rayos Cós- micos

Actualmente los telescopios de neutrones solares solo permiten estudiar el espectro de energía con resolución limitada. Dado que los neutrones tienen masa, sus velocidades sufren dispersión dependiendo de su energía, lo cual complica establecer el perfil temporal de emisión. Aunado a esto, la baja estadística de conteo producto de la eficiencia de los telescopios y su limitada resolución angular; limitan las posibilidades de los TNS para esclarecer los mecanismos de aceleración de partículas.

Un diseño mejorado de Telescopio de neutrones fue propuesto en [46]. En este diseño se utilizan barras de centelleo de dimensiones $5 \times 10 \times 300 \text{ cm}^3$, alineadas de tal forma que permiten trazar las trayectorias de los neutrones incidentes además de medir su energía depositada. El Telescopio centellador de Rayos cósmicos (SciCRT por sus siglas en inglés) es un nuevo experimento de rayos cósmicos basado en este principio.

El SciCRT utiliza como trazador activo el detector SciBar, diseñado originalmente para el experimento *long-baseline K2K* [47] y posteriormente en el experimento SciBooNE del Fermilab (Laboratorio Nacional Fermi) [48]. En el año 2013 el SciBar fue trasladado a la cima del volcán Sierra Negra, Puebla a 4600 m sobre el nivel del mar, con el objetivo de observar neutrones solares. La localidad de Sierra Negra es ideal para este experimento debido a la profundidad atmosférica (en línea vertical: 575 g cm^{-2}), su cercanía con el ecuador terrestre (19.0°N , 97.3°W), además de la experiencia previa en la operación de otro telescopio de neutrones solares en el sitio y la infraestructura del lugar¹.

Un diagrama esquemático del detector se muestra en la figura 2.1. Las ventajas del SciCRT sobre la generación previa de telescopios proviene de integrar las funciones de anti-coincidencia, blanco centellador y telescopio direccional en las barras centelleo del SciBar. Esto permite tener 15 veces

¹En la actualidad el volcán Sierra Negra se ha convertido en un observatorio astrofísico de nivel mundial.

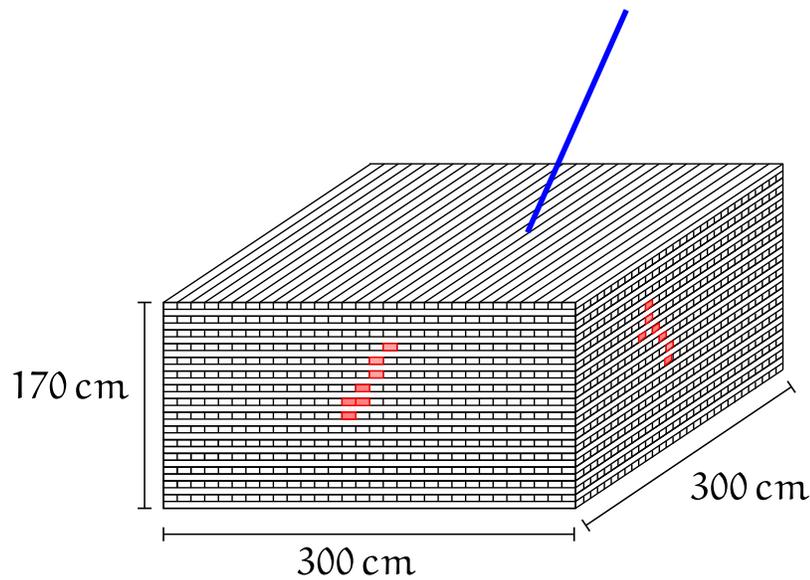


Figura 2.1: Diagrama esquemático del SciCRT. El detector se compone de 14 848 barras centelladoras y fibras WLS. La lectura de las fibras se hace por medio MAPMTs en grupos de 64 canales.

más volumen activo, mejor resolución en energía y un umbral de detección menor. Considerando todas estas características el SciCRT tiene una eficiencia de detección 10 veces mayor a la del TNS previamente en el mismo sitio [49] (considerando neutrones de 100 MeV).

Por otro lado, dado que el SciCRT registra la energía depositada a lo largo la trayectoria de las partículas dentro del detector, podemos aplicar esquemas novedosos de identificación de partículas; lo cual a su vez mejora la sensibilidad a las partículas solares [50]. Este tipo de análisis *offline* en conjunción con el uso de las barras de centelleo en modo anti-coincidencia mejora el rechazo a partículas de fondo (principalmente μ^\pm y rayos γ) incrementando la razón señal a ruido.

2.1. Descripción del detector

El SciCRT está compuesto de 14 848 barras de centelleo, alineadas en planos horizontales X – Y, perpendiculares entre sí. Los planos están constituidos de 116 barras en la dirección X y 118 en la dirección Y. En total hay 128 capas de barras de centelleo apiladas verticalmente, agrupadas en estructuras de 16 capas llamadas *Super block* (SB). Cada SB está sostenido firmemente por una estructura de acero, la cual mantiene la integridad mecánica de las barras. No obstante, la estructura introduce un hueco de aire entre cada capa de 82 mm; lo cual entre otras cosas afecta la respuesta angular del telescopio, por lo que es necesario incluir esta característica en las simulaciones del detector. El volumen total de las barras en el detector es de $300 \times 300 \times 170 \text{ cm}^3$.

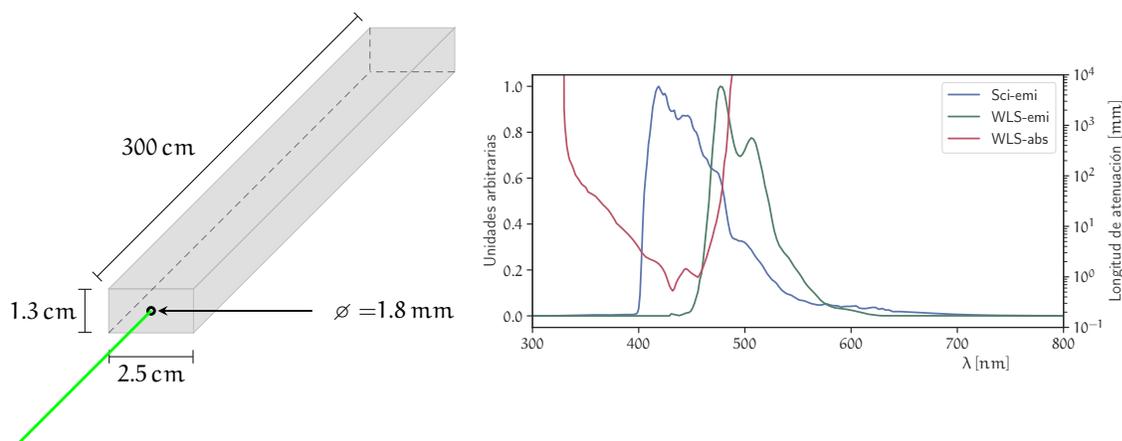


Figura 2.2: Diagrama esquemático de una barra centelladora con la fibra WLS instalada (panel izquierdo). Espectros de absorción y emisión de la fibra WLS y la barra de centelleo. Los datos de los espectros fueron obtenidos de [51] y [52].

Las barras de centelleo fueron fabricadas en el Fermilab y tienen características similares a las del experimento MINOS [47]. Están hechas de poliestireno, dopado con 1 % PPO y 0.03 % POPOP (ambos utilizados como *cambiadores* de longitud de onda). Las dimensiones de las barras son $2.5 \times 1.3 \times 300 \text{ cm}^3$ y en el centro tienen un orificio cilíndrico de 1.8 mm donde se insertan fibras WLS (*wavelength shifting*). Los centelladores tienen una cubierta de TiO_2 (0.25 mm de espesor) para aislarlos ópticamente entre si y mejorar la recolección de fotones. Un diagrama de las barras se observa en el panel izquierdo de la figura 2.2.

Las fibras WLS están acopladas por un lado a un tubo fotomultiplicador multi-ánodo (MAPMT) y por el otro extremo están pintadas de blanco para mejorar la eficiencia de recolección. Las fibras son del tipo Y11(200)MS desarrollado por la empresa *Kuraray*. El fotomultiplicador es de 64 canales, modelo H8804, fabricado por *Hamamatsu Photonics*.

El espectro de emisión de los plásticos centelladores se puede observar en el panel derecho de la figura 2.2, con una respuesta máxima a 420 nm. Como se también se puede observar, el espectro de absorción de la fibra WLS está diseñado para cubrir de forma adecuada el espectro del plástico. La emisión de la fibra tiene un máximo a 470 nm. La máxima eficiencia cuántica del MAPMT es de 0.25 a 420 nm, pero disminuye a 0.15 al considerar la respuesta espectral del MAPMT.

La electrónica para la adquisición de datos del telescopio fue desarrollada para el experimento K2K y está compuesta por circuitos de procesamiento analógico, de señal mixta y digitales; integrados a través de tecnología de alta escala [53]. El procesamiento de la señales empieza con la conversión de la señal óptica en eléctrica por parte del MAPMT, para posteriormente ser amplificada, formada y multiplexada en la electrónica de *Front End* (FE). Este acondicionamiento se lleva a cabo en el dominio analógico y de señal mixta. Después de este proceso, las señales son multiplexadas y se transfieren a la electrónica de *Back End* (BE) mediante un bus diferencial. En

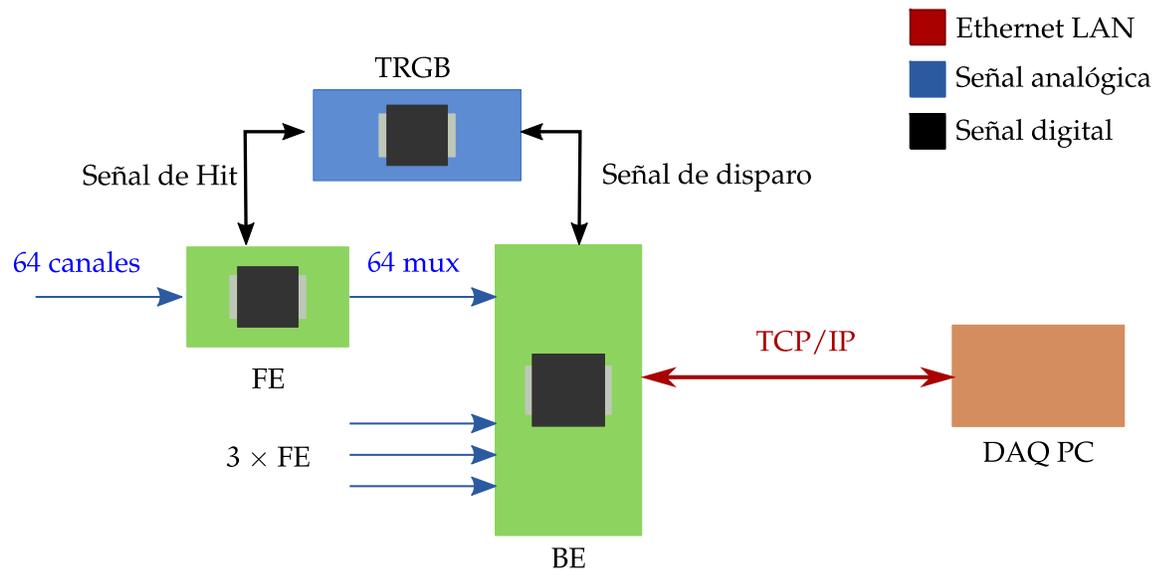


Figura 2.3: Diagrama esquemático de la electrónica del SciCRT. La señal de los MAPMTs se procesan en paralelo en cada una de las FE y posteriormente son enviadas a las BE para la conversión A/D.

las unidades que integran la electrónica de BE las señales son convertidas a digital y transferidas finalmente al servidor de adquisición de datos mediante la interface VME. Para poder seleccionar los eventos a guardar, las unidades FE mandan una señal de *hit* a las tarjetas de disparo (TRGB), las cuales son unidades de procesamiento digital programable que seleccionan los eventos con base en una condición de disparo.

Un diagrama esquemático de la electrónica instalada actualmente en el telescopio se muestra en la figura 2.3. En el diagrama se muestra el flujo de señales, las cuales en el caso de los MAPMTs se procesan en paralelo por cada una de las FE y posteriormente son enviadas a las unidades BE para la conversión A/D. La TRGB recibe y envía señalizaciones al resto de la electrónica para indicar si se almacena el evento registrado. A partir de aquí podemos entender que la principal limitante para el procesamiento de los eventos lo constituye el bus de comunicación al servidor. Para superar este obstaculo, la nueva versión de la electrónica utiliza el protocolo de comunicación Ethernet. Una discusión más profunda sobre este punto se encuentra en el capítulo 3, en donde además se listan la motivación científica y los requerimientos.

Bajo condiciones normales, el telescopio registra dos conjuntos de datos diferentes. Muones de alta energía (arriba de 450 MeV) son detectados cuando producen coincidencia entre las capas superiores e inferiores del detector. El umbral para la detección de partículas en estas capas dedicadas es de 0.3 MIP (≈ 0.5 MeV). El otro conjunto de datos del telescopio registra partículas neutras (aproximadamente 70% de los datos son de neutrones atmosféricos). El disparo para este tipo de eventos está definido cuando no hay ninguna señal en las capas de muones (anti-coincidencia) y además se registra una traza en uno de los SB con al menos 14 MeV de energía depositada. Las ganan-

cias de los MAPMT y umbrales para las capas de neutrones y muones se determinaron mediante simulaciones MC y se calibraron en Abril de 2014 [54].

2.2. Caracterización del sistema óptico: barra de centelleo y fibra WLS

Para lograr alcanzar los objetivos planteados el siguiente paso de mi investigación fue la caracterización de los elementos ópticos y optoelectrónicos que integran al SciCRT. Para ello, diseñé un modelo del proceso de generación de la señal de detección (simulación MC) y la posterior calibración de la electrónica usando dicho modelo.

Como ya mencioné anteriormente, las barras de centelleo del detector fueron fabricadas en Fermilab y han sido utilizados en diversos experimentos; por la misma razón sus propiedades ópticas y mecánicas han sido investigadas ampliamente. Como referencia me basé únicamente en los datos del fabricante [55].

El fluor usado en los plásticos del SciCRT (POPOP y PPO) emite en el espectro visible desde aproximadamente 400 nm hasta 580 nm, con un máximo en 420 nm [51]. El espectro de emisión de la barra se puede observar en color azul en el panel derecho de la figura 2.2. Por otro lado, la figura 2.4 muestra el resultado de simular 10^6 muones interaccionando con una barra centelladora descrita usando *Geant4* [56, 57] (distribución en color azul). Las características del modelo de la barra descrito se resumen en la tabla 2.1.

Al ser excitadas las moléculas de la barra, los fotones son emitidos de forma isotrópica en el volumen del plástico. Para mejorar la recolección por parte de la fibra WLS y para aislar ópticamente las barras entre si, cada centellador cuenta con un recubrimiento de TiO_2 . El espesor del recubrimiento impone una cota mínima en la energía del primario que puede entrar en la barra y producir una señal detectable. De acuerdo con [58], resultados de una simulación MC sugieren que con un espesor similar al de las barras del SciCRT; el flujo de protones, electrones y fotones con $E_k < 10$ MeV es atenuado considerablemente. En el caso de nuestro detector este efecto es despreciable ya que, a partir de nuestra simulación sabemos que el umbral de detección de primarios (para las especies antes mencionadas) se encuentra cercano a 100 MeV.

En nuestra simulación de la barra un aspecto de vital importancia para la generación de las señales ópticas es el acoplamiento óptico que existe entre la superficie de la barra y el revestimiento. Tomando en consideración [52, 58], fijé la reflectividad del recubrimiento en 90% en el rango de 300 nm a 800 nm, considerando además una componente difusa y especular. Dicho de otra forma, esta caracterización garantiza que la simulación trata la reflexión de los fotones en el recubrimiento principalmente de manera geométrica, ensanchando el espectro de los fotones de acuerdo a un cierto parámetro de rugosidad. Esto permite simular las imperfecciones en ambas superficies.

Una fracción de los fotones que logran entrar en la fibra WLS son absorbidos y reemitidos a una

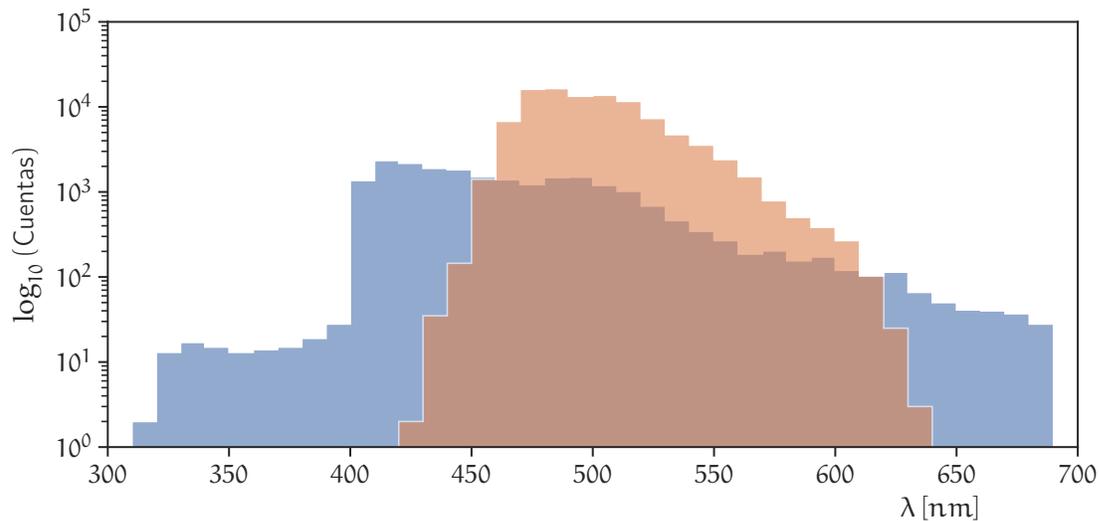


Figura 2.4: Simulación MC del proceso de emisión-absorción de fotones entre la barra y la fibra WLS.

mayor longitud de onda que la inicial². La emisión de los fotones por la fibra tiene las características de un decaimiento exponencial con $\lambda_{WLS} = 12.0$ ns y es isotrópica. Debido a que la fibra tiene dos recubrimientos (metacrilato y metacrilato fluorado), para que se lleve a cabo la reflexión total interna se requiere que los fotones sean emitidos con ángulos menores a 26.9° con respecto al eje de la fibra [51].

Los parámetros usados en la simulación de la fibra en Geant4 se muestran en la tabla 2.1. Es importante hacer notar que todos los parámetros ópticos utilizados fueron definidos en el rango de 300 nm a 800 nm, lo cual requirió en algunos casos extrapolar cuidadosamente los datos proporcionados por el fabricante. Relacionado a este punto, es necesario evitar introducir discontinuidades en los espectros definidos, ya que dicha situación conlleva a la creación de acoplamientos ópticos artificiales y por lo tanto a la atenuación de la señal óptica. En la figura 2.4, la distribución en color naranja muestra los fotones reemitidos en la simulación, los cuales constituyen una prueba de la consistencia de la simulación.

Dentro de los parámetros de la simulación, la longitud de atenuación óptica de la fibra WLS requirió una calibración especial. La figura 2.5 muestra los resultados de este procedimiento. Como primer paso, la curva naranja es el resultado de la simulación previo a la calibración. La simulación consistió en arrojar fotones usando el espectro de emisión de la barra, a diferentes posiciones fijas dentro de la fibra y de manera isotrópica. En la simulación usé como parámetro de entrada la longitud de atenuación propuesta por el fabricante: > 3.5 m, la cual se define en Geant4 como

²Por efecto de la conservación de la energía el fotón reemitido nunca puede tener una longitud menor a la longitud inicial.

Cuadro 2.1: Características ópticas y mecánicas.

(a) Barra centelladora	
Material base	poliestireno
Fluor	PPO y POPOP
Densidad (g cm^{-3})	1.08
Pico de emisión (nm)	420
Constante de decaimiento (ns)	3.6
Constante de Birks (cm MeV^{-1})	0.0208
Producción de luz (fotones/MeV)	8000
Dimensiones (cm^3)	$2.5 \times 1.3 \times 300$
(b) Fibra WLS Y11(200)	
Densidad (g cm^{-3})	1.05
Pico de emisión (nm)	470
Longitud de absorción	ver figura 2.2
Índice de refracción (núcleo)	1.60
Índice de refracción (revestimiento 1)	1.49
Índice de refracción (revestimiento 2)	1.42
Tiempo de decaimiento (ns)	12.0
Reflectancia de la pintura	0.54
(c) MAPMT H8804	
Longitud de onda de respuesta máxima(nm)	420
QE máxima (%)	25
Ganancia a -950 V	5.9×10^6
Tiempo de levantamiento (ns)	1.0

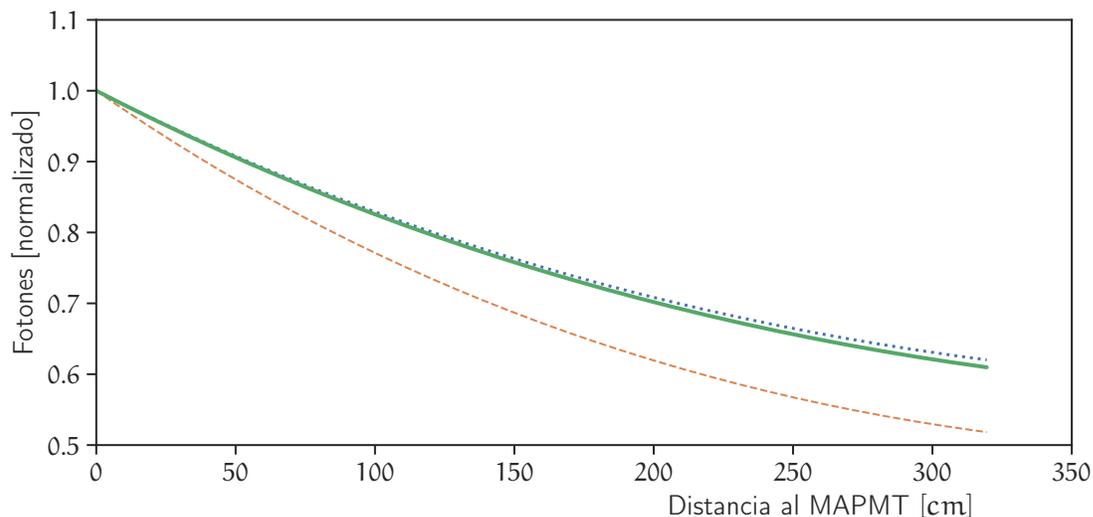


Figura 2.5: Atenuación de fotones en la fibra WLS. La curva azul son datos del experimento. La curva naranja representa el resultado de la simulación MC usando la atenuación reportada por el fabricante. La curva verde es el ajuste de la simulación a partir del experimento.

una propiedad del material (en este caso del núcleo de la fibra). Para cada posición la simulación registra el número de fotones que llegaron al extremo de la barra donde se encuentra el fotosensor. Luego entonces, los resultados en la figura 2.5 son el número de fotones (normalizado) $L(x)$ que alcanzan el MAPMT en función de la distancia al mismo.

Los resultados de la simulación se pueden ajustar con la ecuación 2.1, la cual representa la relación entre la distancia al fotomultiplicador y $L(x)$:

$$L(x) = k \left(\exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right) + R \exp\left(-\frac{2.0x_{\text{tot}} - x}{\lambda}\right) \right) \quad (2.1)$$

de donde k es la ganancia del sistema óptico, λ es la longitud de atenuación, R es la reflectancia de al final de la fibra WLS y x_{tot} es la longitud total de la fibra (aproximadamente 330 cm, incluyendo la distancia del borde de la barra al fotomultiplicador). De manera general, el primer término de la ecuación representa la fracción de la luz que llega al MAPMT directamente, mientras que el segundo término representa la fracción reflejada.

El siguiente paso fue la obtención de la longitud de atenuación usando los datos del telescopio. Para determinar este parámetro usé $\sim 4 \times 10^6$ eventos de muones, los cuales fueron registrados usando como disparo la coincidencia de las capas superiores e inferiores del detector (*4-fold*). Utilicé muones para esta prueba debido a que son partículas de ionización mínima (MIP) y su deposición de energía en una barra es prácticamente constante (aproximadamente 1.8 MeV).

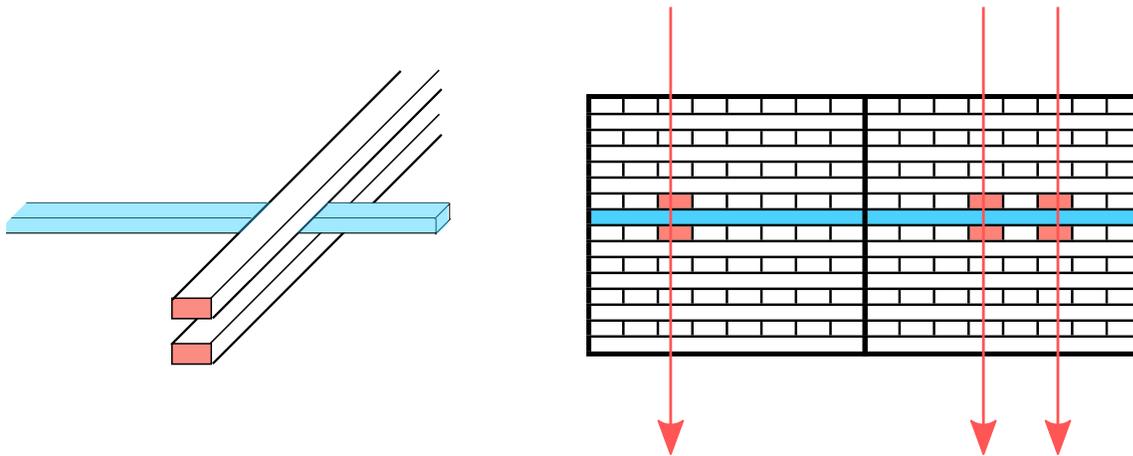


Figura 2.6: Diagrama esquemático de la selección de eventos de muones en los datos del SciCRT.

A partir de los datos registrados, construí distribuciones de la energía depositada en cada barra de uno de los lados del detector; mientras la traza en la otra cara del detector sirve para medir la distancia entre el punto de cruce de la partícula y el MAPMT. Las distribuciones de cada barra se clasifican en 14 grupos diferentes (hay 14 MAPMTs en una de las caras del SciCRT), lo cual hace posible medir el efecto de atenuación en la fibra midiendo la posición del pico de la distribución de energía depositada en cada barra. Utilizando esta clasificación es posible medir la distancia del punto de cruce con un incertidumbre de ± 10 cm. Una restricción extra que establecí en el análisis fue la de analizar solo eventos producidos por partículas que cruzan de forma vertical, lo cual tiene por objetivo evitar eventos con una larga deposición de energía. La figura 2.6 muestra de forma resumida el procedimiento de selección de eventos y clasificación descrito. La barra en color azul es el canal que estamos analizando (panel izquierdo), mientras que las barras rojas en el otro lado del detector sirven para medir la distancia al MAPMT y seleccionar eventos verticales (panel derecho).

Por otro lado la figura 2.7 muestra las distribuciones de ADC de muones cruzando a dos distancias diferentes del MAPMT. La distribución en azul claro corresponde a una distancia de 280 cm, mientras que la distribución en azul oscuro la obtuve a 40 cm. Usando un voltaje de alimentación -900 V para cada MAPMT, cerca del 50 % de las barras (de un total de 896) tiene estadística suficiente para realizar el análisis, lo cual quiere decir que las distribuciones obtenidas no son afectadas por la saturación del MAPMT o falta de ganancia.

Ya que los muones registrados en el análisis están el rango de energía de 0.5 a 30 GeV y son considerados MIPs, las distribuciones de intensidad luminosa registrada por los MAPMTs pueden ser ajustadas utilizando distribuciones de Landau. A partir del valor máximo estimado en cada ajuste (MPV) procedí a calcular el promedio ponderado para cada distancia. Posteriormente, ajusté la ecuación 2.1 y como resultado obtuve la gráfica azul mostrada en el figura 2.5. Los parámetros obtenidos a partir del ajuste son: $\lambda = 408 \pm 4$ cm y $R = 0.541 \pm 0.030$, lo cual es consistente con un estudio previo [59].

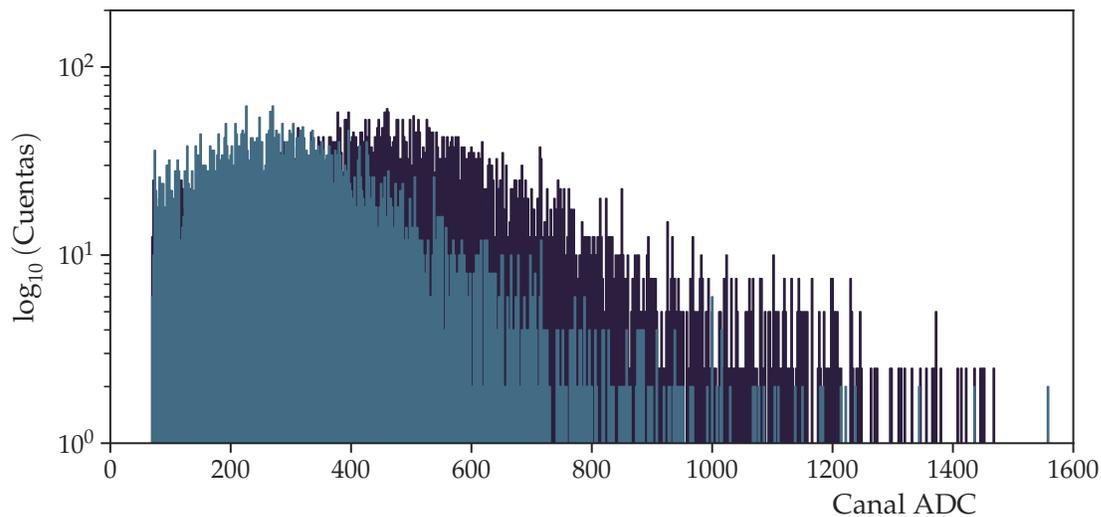


Figura 2.7: Distribuciones de ADC de muones que cruzan una barra de centelleo a diferentes distancias del fotomultiplicador.

No obstante, es evidente de la figura que el resultado experimental difiere del obtenido en la simulación, lo cual indica que es necesario ajustar los parámetros del código. La discrepancia entre ambos experimentos proviene de varios factores. El primero es que la longitud de atenuación provista por el fabricante es en realidad un *longitud de atenuación de señal*, es decir, proviene de una medición realizada por el fabricante en donde interviene la geometría del experimento donde se midió y el acoplamiento óptico entre los diferentes elementos. En comparación el valor asignado en la simulación, la longitud de atenuación es una propiedad del material.

Con objeto de resolver esta discrepancia en [52] se propone utilizar el espectro de pérdidas de señal μ_{WLS} , el cual se muestra en la figura 2.4 y describe de mejor forma la atenuación en la fibra. Este espectro es provisto por el fabricante, sin embargo requiere la corrección mediante un factor de cuadrático, de la siguiente forma:

$$\mu_{corr} = a_0 \cdot \mu_{WLS} + a_1 \cdot \mu_{WLS}^2 \quad (2.2)$$

en donde μ_{corr} es el espectro corregido y μ_{WLS} es el especificado por el fabricante. De esta forma podemos usar las constantes a_0 y a_1 para calibrar los resultados de la simulación con el experimento. Finalmente, la curva verde en la figura 2.5 muestra el resultado de la corrección de la simulación, con parámetros de ajuste: $\lambda = 405 \pm 3$ cm y $R = 0.498 \pm 0.020$. A partir de esto podemos concluir que la atenuación óptica en la simulación concuerda con el experimento.

2.3. Formación de la señal de detección y respuesta del fotomultiplicador

La interacción de una partícula en el centellador produce un enorme número de fotones, de los cuales una pequeña fracción es capturada en la fibra WLS y puede propagarse a uno de los pixeles del MAPMT. En consecuencia, la señal eléctrica que debe procesar la instrumentación, es una señal de corriente compuesta por la suma de las contribuciones individuales de cada fotón que fue detectado por el sensor óptico. Así el modelo de señal eléctrica se puede definir a través de la siguiente ecuación:

$$i_{\text{pmt}}(x, t) = \sum_{i=1}^{N_{\text{phe}}} i(t - t_i) \quad (2.3)$$

de donde i_{pmt} es la corriente a la salida del MAPMT en función del tiempo y posición en la que atravesó la partícula la barra; N_{phe} es el número total de fotoelectrones a la salida del MAPMT y t_i la distribución de los tiempos de arribo. Es importante mencionar que N_{phe} a su vez depende de la distancia, la ganancia del MAPMT, eficiencia cuántica y energía depositada por la partícula en la barra. A continuación dedicaré mi esfuerzo en presentar las características temporales de la señal de detección

Los fotones que la fibra logra transportar hacia alguno de los fotocátodos del sensor tienen una distribución de tiempo definida principalmente por dos variables aleatorias [60]. La primera de éstas es, a su vez, la suma de dos variables aleatorias; la desexcitación de la fibra WLS y la emisión por parte del material centellador debido al paso de radiación ionizante. Ya que ambos procesos son independientes entre si y pueden ser descritos mediante variables aleatorias exponenciales, la siguiente ecuación describe la distribución de tiempos P_D resultante:

$$P_D(t) = \frac{e^{-t/t_p} - e^{-t/t_f}}{t_p - t_f} \quad (2.4)$$

de donde t_p y t_f son las constantes de decaimiento de la barra y fibra WLS, respectivamente. Valores característicos para estos parámetros se pueden ver en la tabla 2.1, los cuales fueron determinados en experimentos previos [58, 61]. Una observación importante al respecto es, dado que la fibra WLS tiene una constante de decaimiento mayor a la de la barra (12 ns); es la primera la que domina el proceso.

La segunda variable aleatoria que afecta las distribuciones de tiempo de los fotones es la relacionada con la propagación en la fibra. Considerando solo los fotones que tienen una propagación meridional, el tiempo que tardan en recorrer la fibra se puede estimar de la siguiente forma:

$$t_{\text{prop}} = \frac{x}{\cos(\alpha)} \frac{n_{\text{core}}}{c} \quad (2.5)$$

donde α representa el ángulo con respecto al eje de la fibra y es una variable aleatoria uniforme; c/n_{core} es la velocidad de los fotones en el medio y $x/\cos(\alpha)$ la distancia recorrida total por el fotón hasta un pixel del MAPMT. No obstante, el tiempo real de propagación de un fotón en la fibra se ve afectado directamente por la pintura al final de la fibra y las reflexiones ocurridas en el recubrimiento del plástico. Luego entonces, si consideramos el *paquete* de fotones que se propaga por la fibra después de la interacción, el efecto general del proceso de transporte es la atenuación y ensanchamiento del pulso luminoso. Ambos efectos son de gran importancia en el contexto del desarrollo de electrónica de alta velocidad.

La distribución temporal de los fotones que llegan al MAPMT es finalmente afectada por la respuesta del mismo. A continuación describiré brevemente el principio de funcionamiento del sensor y sus propiedades.

El fotomultiplicador convierte la señal óptica débil en una señal eléctrica, con alta ganancia, bajo ruido y baja distorsión. Cuando los fotones llegan al fotocátodo, los electrones que se encuentran en la banda de valencia absorben la energía de los primeros ($h\nu$). Si la energía adquirida por los electrones es mayor que la función de trabajo del material, éstos son emitidos como fotoelectrones. Dependiendo de la eficiencia del material fotosensible y la energía de los fotones incidentes, una fracción de éstos provocará la emisión de electrones.

Los fotoelectrones emitidos son acelerados por el campo eléctrico de los dínodo. En el dínodo la multiplicación de electrones se lleva a cabo a través de la emisión secundaria de electrones. Para alcanzar ganancias superiores a 10^4 , un fotomultiplicador necesita varias etapas de emisión. Para el caso los MAPMTs en el SciCRT la ganancia puede alcanzar 10^7 utilizando 12 dínodos.

Los fotomultiplicadores son detectores con respuesta extremadamente rápida. Sus características están principalmente determinadas por el *tiempo de tránsito* que requieren los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo en atravesar la estructura multiplicadora y llegar al ánodo [62]. A pesar de esto, a causa de la naturaleza aleatoria del proceso de emisión secundaria, el tiempo de tránsito no es constante, sino tiene una distribución. Esto implica que la respuesta del sensor a un pulso muy corto de luz siempre tendrá un ensanchamiento finito y variable [63]. Al ancho total a altura media (FWHM) de la función de densidad de los tiempos de tránsito se le conoce como: *spread in transit time*.

La respuesta espectral de los sensores utilizados en el SciCRT es proporcionada por el fabricante y está resumida en la tabla 2.1. De aquí es importante notar que aunque la eficiencia cuántica máxima es cercana al 30 %, en realidad cuando consideramos en su totalidad la respuesta espectral del sensor la eficiencia está más próxima al 15 %.

Por otro lado, sobre la respuesta temporal del MAPMT no existe documentación abierta al respecto. Para lograr caracterizar este elemento buscaremos obtener el *single photo-electron response* del fotomultiplicador; el cual se define cómo el estado en el que el sensor responde en promedio

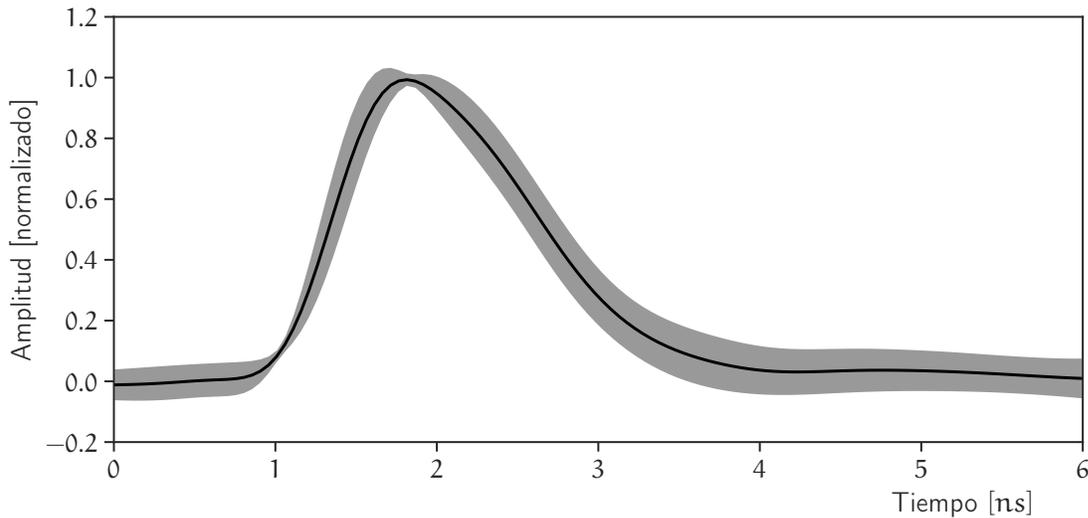


Figura 2.8: Respuesta SPE promedio en función del tiempo (curva negra). El área sombreada muestra las fluctuaciones de $\pm\sigma$.

con un solo fotoelectrón por pulso luminoso incidente. Para obtener esta respuesta desarrollé un experimento colocando al MAPMT en una caja negra e iluminé la superficie fotosensible con un pulso de muy corta duración. Para evitar la saturación del sensor, coloqué el sensor a una distancia de 50 cm, además de utilizar un difusor. En este caso el difusor fue un cono de plástico pintado de blanco, el cual produce un haz luminoso homogéneo.

La fuente luminosa la cree utilizando un diodo emisor de luz (LED), un circuito digital para generar los pulsos de alimentación (del orden de 100 ns) y un circuito diferenciador RC.

Para realizar correctamente la prueba, previo a la iluminación del fotocátodo, medí los niveles de ruido de la cámara oscura para garantizar un nivel adecuado de cuentas por corriente oscura. El nivel de ruido para pulsos de -10 mV de amplitud es de 0.5 cuentas/s.

Los resultados del experimento usando la fuente luminosa se muestran en la figura 2.8. La curva negra representa la respuesta promedio obtenida de probar con 7 MAPMTs, mientras que el área sombreada representa la variación de $\pm\sigma$. El LED que utilicé tiene un máximo en su respuesta de 505 nm. Ya que la respuesta temporal del fotomultiplicador tiene un ancho de banda muy grande, para la digitalización de los pulsos utilicé un osciloscopio de alta resolución (ancho de banda de 2 GHz y frecuencia de muestreo de 1×10^{10} muestras/s), que fue facilitado por el Laboratorio de detectores del Instituto de Ciencias Nucleares.

Para lograr el estado SPE ajusté la intensidad de luz de tal manera que tuviera un 10% de eventos detectados, lo cual basados en estadística de Poisson garantiza un $\sim 0.5\%$ de eventos contienen 2 o más fotoelectrones [64].

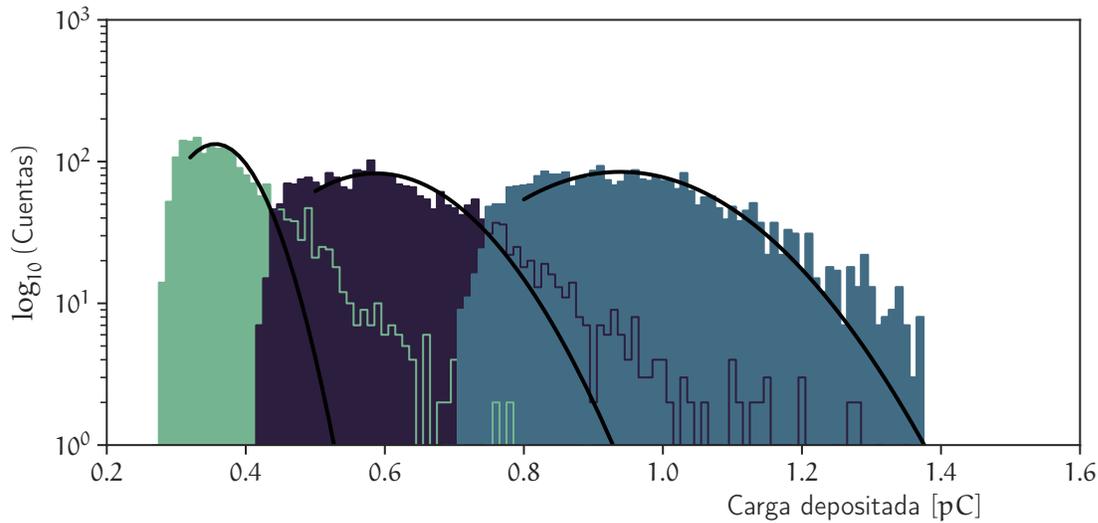


Figura 2.9: Distribuciones de carga de SPE para tres diferentes voltajes de operación. De izquierda a derecha los voltajes utilizados son: -850 V , -900 V y -950 V .

De acuerdo con [60], la respuesta SPE puede ser modelada como la respuesta en el tiempo de un circuito $CR - (RC)^\alpha$ como sigue:

$$v(t) = \frac{QR}{\tau\Gamma(1 + \alpha)} \left(\frac{t}{\tau}\right)^\alpha e^{-t/\tau} \quad (2.6)$$

en donde Q es la carga integrada del pulso (o carga característica), R es la resistencia de carga y τ y α son parámetros libres del modelo. $\Gamma(1 + \alpha)$ es la función gamma la cual se usa como constante de normalización.

Para poder ajustar este modelo a los datos primero obtuve las distribuciones de Q para diferentes voltajes de operación: -850 V , -900 V y -950 V , lo cual se muestra en la figura 2.9. Estas distribuciones se pueden aproximar utilizando una distribución Gaussiana. Con un voltaje de alimentación de -950 V la carga media medida es de $0.938 \pm 0.003\text{ pC}$. Siguiendo un procedimiento similar para las distribuciones de τ (las cuales se ajustan más a una distribución de Landau) obtuve un valor de $\alpha = 2.0$ para nuestro MAPMT.

De esta manera, la caracterización de los elementos optoelectrónicos que intervienen en la formación de la señal me permitió crear un modelo de la misma, el cual incluye propiedades medidas experimentalmente y procesos físicos relevantes; y nos permitirá un estudio detallado para el desarrollo de nuestro instrumento. Ésto, sin embargo, será el objetivo del siguiente capítulo. La siguiente sección está dedicada a la validación experimental de la simulación Monte Carlo.

2.4. Validación experimental de la simulación

El experimento que desarrollé para validar la simulación consiste en detectar μ^\pm usando la coincidencia de 4 barras centelladoras ubicadas en las capas superiores e inferiores del detector, como muestra en la figura 2.10. En la figura, las barras con las que se realiza la coincidencia están etiquetadas de p_0 a p_3 . Considerando las dimensiones de las barras (2.5 cm de ancho), el área total de detección es de 6.25 cm^2 . Si además tomamos en cuenta que existe una distancia de 200 cm entre las barras superiores e inferiores, el ángulo máximo con respecto al cenit con que los μ^\pm pueden generar coincidencia es de 0.36° .

Los 200 cm de material centellador (aproximadamente 128 barras) también imponen un límite inferior a la energía cinética de los muones detectados. Una primera estimación se puede hacer utilizando la ecuación de Bethe-Bloch:

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dx} &= -2a \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 w_{\max}}{\bar{I}^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \\ a &= 2\pi N_e r_e^2 m_e z \beta \\ w_{\max} &= \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + 2m_r \gamma + m_r^2} \end{aligned} \quad (2.7)$$

con $r_e = 2.818 \times 10^{-13} \text{ cm}$ el radio clásico del electrón; γ el factor de Lorentz; $\beta = v/c$, $m_e = 0.511 \text{ MeV}/c^2$ la masa en reposo del electrón; w_{\max} la máxima transferencia de energía en una colisión; \bar{I} el potencial medio de excitación; δ la corrección del efecto de densidad; m_r la razón de las masas del muon y el electrón. Finalmente, $N_e = N_A \rho Z/A$, de donde Z y A son el número atómico y la masa atómica del material, respectivamente, N_A el número de Avogadro y ρ la densidad del material. Integrando la ecuación 2.7 para x de 0 a 1.3 cm, obtenemos una pérdida de energía en la barra de $E = -2.73 \text{ MeV}$. Por consiguiente, un muon que cruza verticalmente el detector requiere al menos una energía de 350 MeV.

No obstante, cuando la partícula atraviesa el medio la cantidad de energía depositada es subestimada por la ecuación 2.7, ya que existen fluctuaciones estadísticas tanto en el número de colisiones sufridas como en la energía transferida en cada una. Debido a esto, para establecer el umbral del energía requerido modifiqué la simulación en Geant4 para incluir un volumen equivalente de barras de centelleo; de forma que estas sirvieran como material absorbente.

Con el fin de inyectar a la simulación un espectro de muones adecuado, utilicé como generador de eventos el modelo PARMA model 4.0 (*PHITS-based Analytical Radiation Model in the Atmosphere*) [65, 66], el cual es capaz de reproducir los datos de diferentes experimentos de astrofísica a diferentes profundidades atmosféricas, incluyendo la dependencia del ángulo cenital. Para calcular el espectro de μ^\pm en Sierra Negra, el modelo PARMA considera la profundidad atmosférica, rigidez umbral y el periodo de observación (para corregir efectos debidos a la actividad solar). El espectro de energía de los muones que llegan a la barra en la parte de inferior del detector calculado

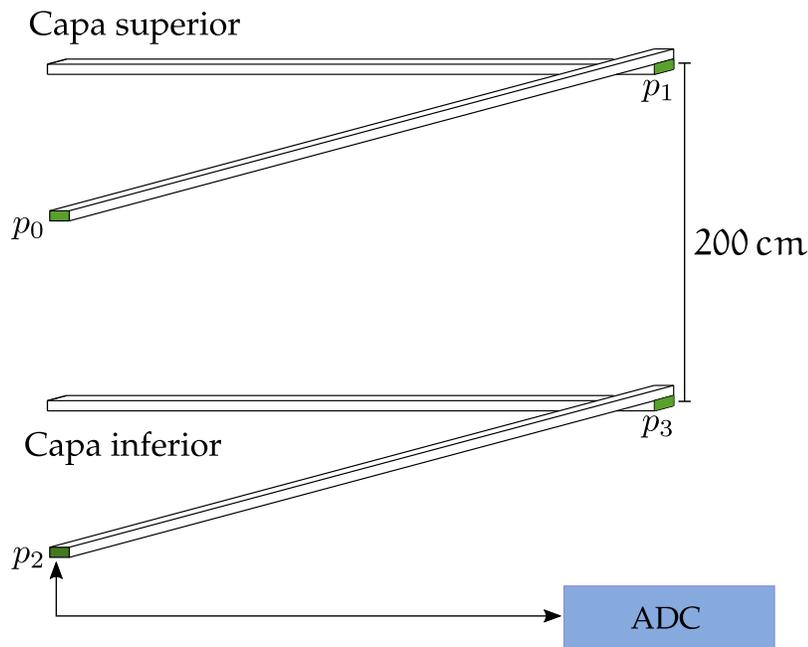


Figura 2.10: Configuración del experimento en Sierra Negra. El sistema de coincidencias se forma por las tarjetas instaladas en las posiciones marcadas en verde.

mediante PARMA se muestra en la figura 2.11. Usando este *setup* de simulación podemos obtener la energía depositada por las partículas en la barra, así como la cantidad de fotones que llegan al sensor y sus tiempos de arribo.

Un primer resultado que se observa de la figura 2.11 es que los muones que logran cruzar el SciCRT de forma vertical requieren al menos 400 MeV de energía.

Puesto que la electrónica del SciCRT no permite procesar las señales de las barras de manera independiente, con el propósito de desarrollar el experimento, instalé en Sierra Negra cuatro amplificadores (marcados en verde en la figura 2.10) que desarrollé con la ayuda del Ing. Roberto Taylor, técnico en la estación de RC de Ciudad Universitaria.

La salida de los amplificadores genera la señal de *4-fold*, la cual sirve como disparo para un digitalizador de pulsos, el cual toma la señal directa a la salida del fotomultiplicador (marcado como p_2). Con esta configuración obtenemos una tasa de eventos de 275.3 ± 3.0 eventos/h. El alto voltaje en los MAPMTs está fijo en -950 V, con un umbral en la electrónica de -70 mV (~ 2 pe). Los pulsos registrados se muestrean a una frecuencia de 4 Gmuestras/s.

La figura 2.12 muestra en color azul oscuro una señal adquirida con el experimento, en comparación con señales producidas por la simulación (curvas de color). La simulación incluye todos los procesos descritos previamente: PARMA + material absorbente + barra de centelleo + fibra WLS + SPE del MAPMT.

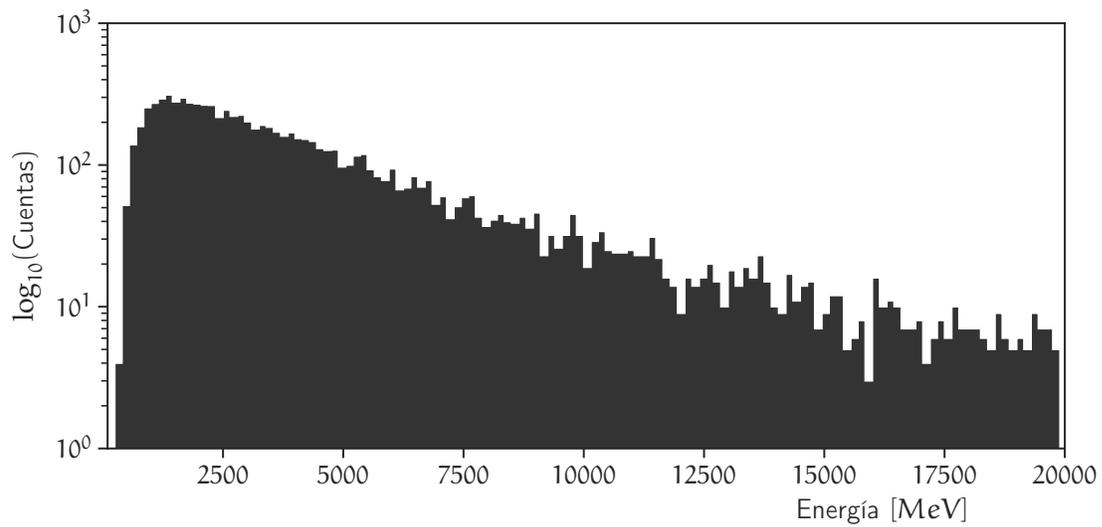


Figura 2.11: Espectro de energía de μ^\pm utilizado en la simulación. El espectro es estimado a partir del modelo PARMA usando la localidad de Sierra Negra.

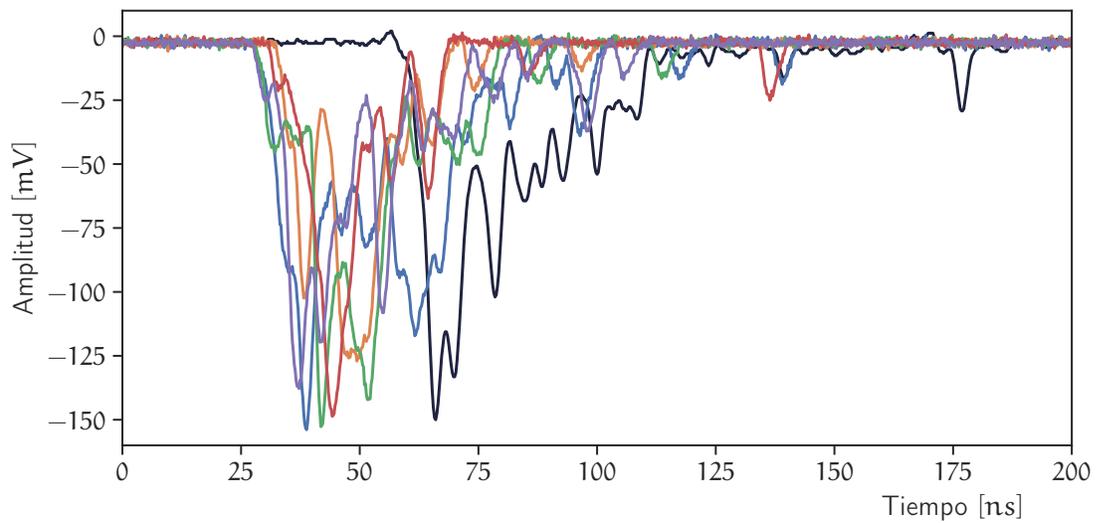


Figura 2.12: Comparación entre señales generadas por la simulación MC (curvas de color) y el experimento realizado en Sierra Negra (curva oscura).

Telescopio centellador

De acuerdo con la simulación la tasa de eventos esperada para muones con energías mayores a 400 MeV, atravesando verticalmente un área de 6.25 cm^2 es de 264.6 ± 1.5 eventos/h. Sin embargo, para poder comparar esta tasa con la tasa de experimento es necesario considerar la eficiencia de detección. Si analizamos el caso de una sola barra que registra más de $2pe$, obtenemos que la eficiencia es cercana a 0.99 y, dado que las barras producen señal de forma independiente, la eficiencia total es de 0.97. Así, un mejor estimado de la tasa de eventos en la simulación es 256.6 ± 2.0 eventos/h.

A partir de aquí es posible observar que el experimento y la simulación difieren en la tasa de eventos en un 7%. En lo que sigue explicaré el origen de esta discrepancia, analizando las características en el tiempo y carga depositada por los muones registrados en el experimento.

En principio, la contaminación ocasionada por partículas de otras especies, capaces de cruzar el detector, es casi despreciable. Luego entonces, la mayor tasa en el experimento debe ser ocasionada por eventos múltiples (dos o más partículas registradas en una ventana de 200 ns) o disparos accidentales.

El diagrama de tiempos de la generación de las señales en el experimento se muestra en la figura 2.13. La distancia entre el MAPMT y el punto donde el muon cruza y genera la coincidencia es de 295.0 ± 2.5 cm. Los fotones emitidos desde este punto, dentro del centellador, requieren por lo menos de 16 ns para alcanzar el MAPMT (considerando que se propagan en línea recta). Este valor es ensanchado por la distribución angular de los fotones transmitidos por la reflexión total interna en la fibra y los fotones que se reflejan al final de la barra y el revestimiento. A partir de la simulación pude estimar que el tiempo mínimo que requieren los fotones para llegar al MAPMT es de 23 ns (t_A en el diagrama). En el diagrama se observa que la señales adquiridas en los puntos p_0 y p_2 son afectadas por este retardo temporal. Por otro lado, los muones relativistas que cruzan el telescopio de forma vertical solo necesitan 7 ns (marcado como t_B) para alcanzar la parte inferior del detector. Siguiendo este razonamiento, las señales en p_1 ocurren casi inmediatamente después de la interacción de la partícula, mientras que los pulsos adquiridos en p_2 y p_3 están atrasados t_B con respecto a las señales en el tope. Dado que los eventos en p_2 son los últimos en producirse, el instante en que ocurren determina el tiempo de generación de disparo.

A esto se suma un retardo introducido por los amplificadores, cables de interconexión y otros elementos en la cadena de procesamiento de la señal, lo cual en total suma un retardo $t_p = 150$ ns. Lo destacable de este análisis es que ambos efectos se pueden usar para corregir los datos, de manera que el efecto de t_p se usa para compensar los datos experimentales, mientras que los datos de la simulación son compensados por el retardo de $t_A + t_B$.

Con esto podemos comparar las distribuciones de tiempo t_{max} en las que los pulsos alcanzan su valor máximo. El resultado de este análisis se muestra en la figura 2.14. La distribución en verde es el resultado de la simulación, mientras que el histograma negro corresponde a los datos obtenidos en el experimento. La diferencia entre ambas distribuciones es evidente y proviene principalmente de no linealidades en el cadena de procesamiento que no están completamente caracterizadas y no se pueden incluir en la simulación. El más importante de estos efectos es debido a las variaciones de temperatura en el lugar, lo cual afecta a los circuitos que generan la coincidencia y según el

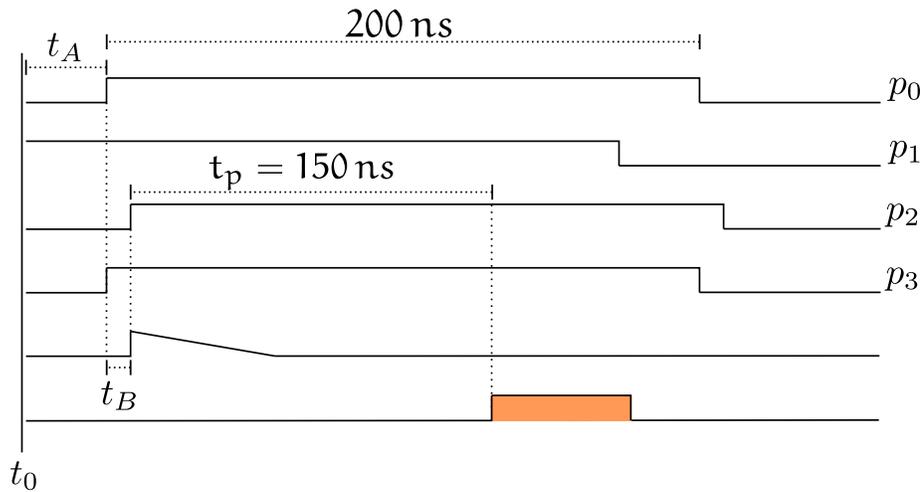


Figura 2.13: Diagrama de tiempos de la generación de señales en el experimento con muones atmosféricos.

fabricante es del orden de ± 10 ns. La segunda fuente de error importante es el digitalizador de pulsos, el cual tiene una incertidumbre en su tiempo de propagación del orden de ± 50 ns. Dado que ambos factores se pueden asumir derivados de errores en la electrónica y en principio no afectan directamente el número de eventos registrados, podemos descartar su papel en las diferencias entre la simulación y el experimento.

Como se mencionó en la sección anterior, los fotones de centelleo y de la fibra son emitidos de forma aleatoria siguiendo un decaimiento exponencial. Resultado de este fenómeno, cada señal originada por la interacción de partículas en el plástico tiene la firma de un decaimiento exponencial dominado por la constante de tiempo más lenta de los dos procesos. Para verificar esta característica, ajustamos una función exponencial negativa a la cola de todos los pulso, comenzando el instante de máxima amplitud. Los resultados se muestran en la figura 2.15, en la cual las curvas punteadas representan los ajustes. Como se observa en la figura, el ajuste en los datos experimentales se limita a una ventana de 50 ns de duración. Esto es debido a que después de este instante la razón señal a ruido cae, lo que hace imposible seguir detectando el decaimiento. Los valores de constantes de tiempo obtenidas para la simulación y el experimento son: $\tau_{sim} = 17.10 \pm 0.03$ ns, $\tau_{exp} = 17.64 \pm 0.02$ ns, los cuales son cercanos a la constante de tiempo de la fibra WLS; la más lenta de ambas. Es de esperarse que este valor se degrade debido al volumen de la barra y el revestimiento [58].

A continuación analicé el ancho de las señales $t_{90} - t_{10}$, definido como el intervalo de tiempo que requiere el pulso para pasar del 10 al 90% de la carga total. La distribución color verde claro en la figura 2.16 corresponde a los resultados de la simulación, mientras que la distribución negra proviene de los datos experimentales. Aunque ambas distribuciones son muy similares, se puede observar una diferencia de 7 ns entre los valores máximos de ambas. La razón de esto se encuentra en la degradación de los tiempos de subida y bajada de los pulsos debido al ancho de banda

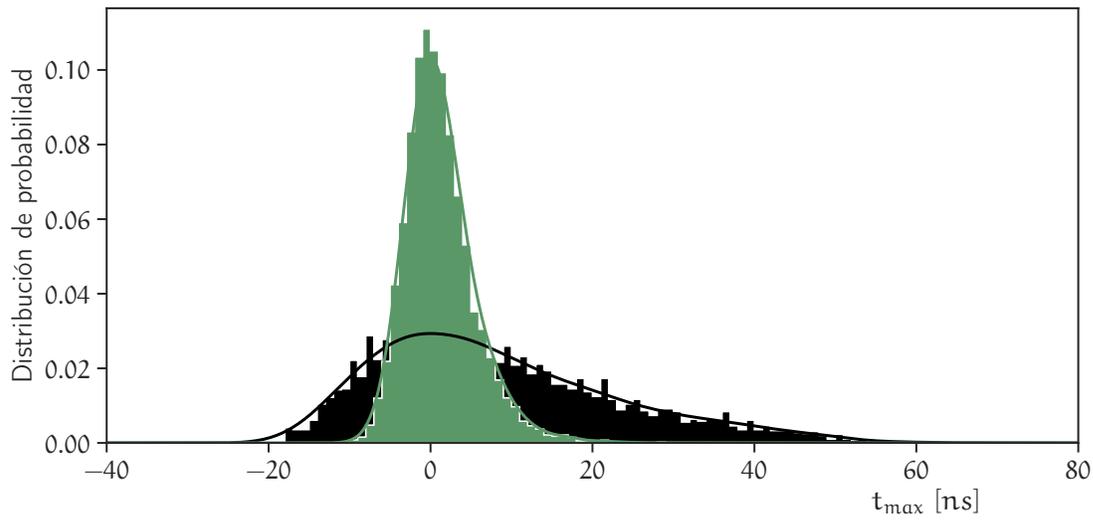


Figura 2.14: Distribuciones de t_{max} para el experimento y la simulación. La distribución en verde es el resultado de la simulación, mientras que la distribución en negra es proveniente del experimento.

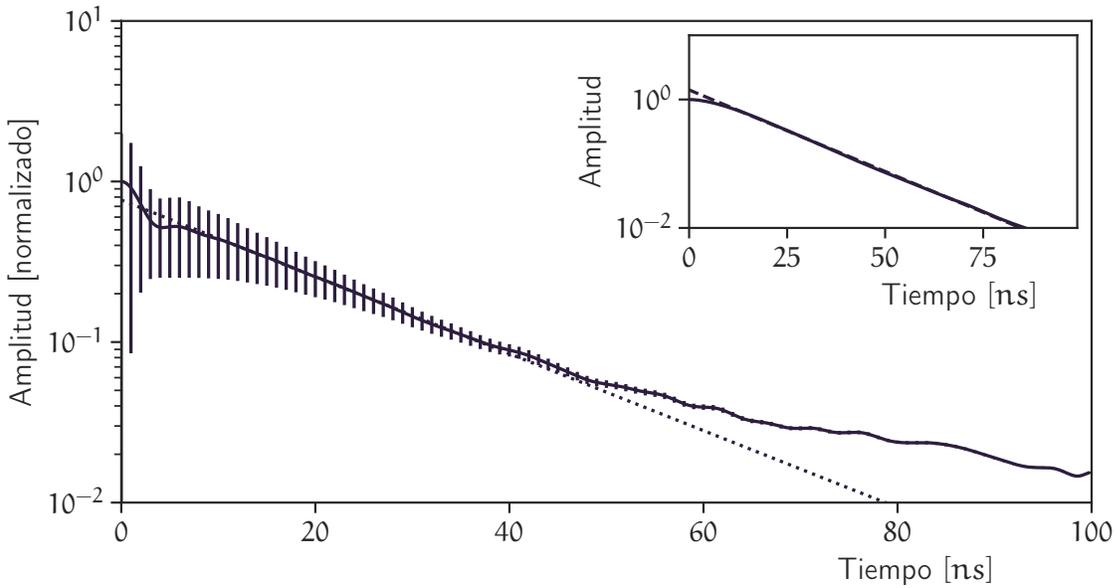


Figura 2.15: Análisis del decaimiento exponencial de la fibra WLS. El panel en la esquina superior derecha muestra los resultados de la simulación. Los datos experimentales se muestran en la parte central de la figura.

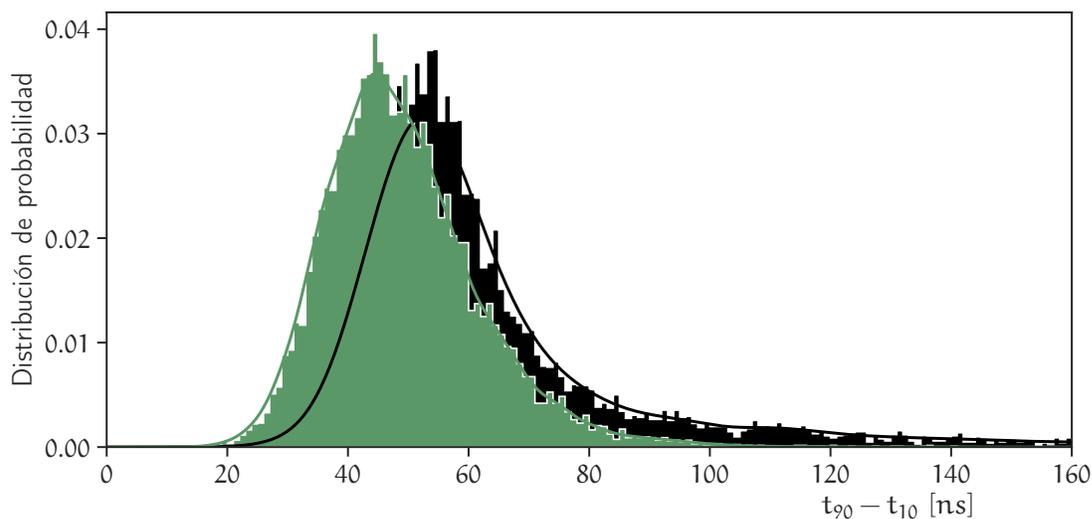


Figura 2.16: Distribuciones de ancho de pulso para datos experimentales y simulación. La distribución verde es el resultado de la simulación, mientras que la de color negro es el experimento.

limitado de los elementos que componen la cadena de conexión. Si calculamos el tiempo de subida compuesto por estos elementos en serie obtenemos un valor de 3.4 ns, el cual además debe afectar a los pulsos de forma simétrica. De esta forma se explican de forma satisfactoria las diferencias entre experimento y simulación.

Otro rasgo distintivo de la distribución experimental es su cola más extendida, la cual se extiende más allá de los 120 ns y no puede ser corregida con los argumentos previos. Ya que el ancho del pulso es independiente de la energía depositada³, la cola de la distribución solo se puede atribuir a eventos de dos o más partículas en la ventana de tiempo o disparos accidentales. La figura 2.17 muestra el histograma en dos dimensiones del número de fotoelectrones contra el ancho del pulso de los datos del experimento. La escala de colores representa el número de eventos en cada *bin*. Como se observa en la figura los eventos con anchos mayores (mayores a 100 ns) se encuentran distribuidos en la parte de menor deposición de carga, lo cual supone no pueden ser originados por dos o más partículas. Por lo tanto suponemos la contaminación debe originarse de disparos accidentales de la electrónica. A partir de la simulación podemos estimar que la probabilidad de tener un pulso de ancho mayor a 100 ns es menor a 0.5%, así que establecemos esto como un umbral de corte para limpiar los datos experimentales. Después de la selección de eventos, la tasa de eventos registrada en el experimento es 253.3 ± 5.0 eventos/h.

Finalmente, cerraré este capítulo comparando las distribuciones del número de fotoelectrones en el experimento y la simulación. La figura 2.18 muestra los resultados. La curva verde corresponde a los datos del experimento, mientras que la curva negra representa la simulación. La diferencia

³Esto se debe a que la medida del ancho se hace sobre un pulso normalizado en amplitud.

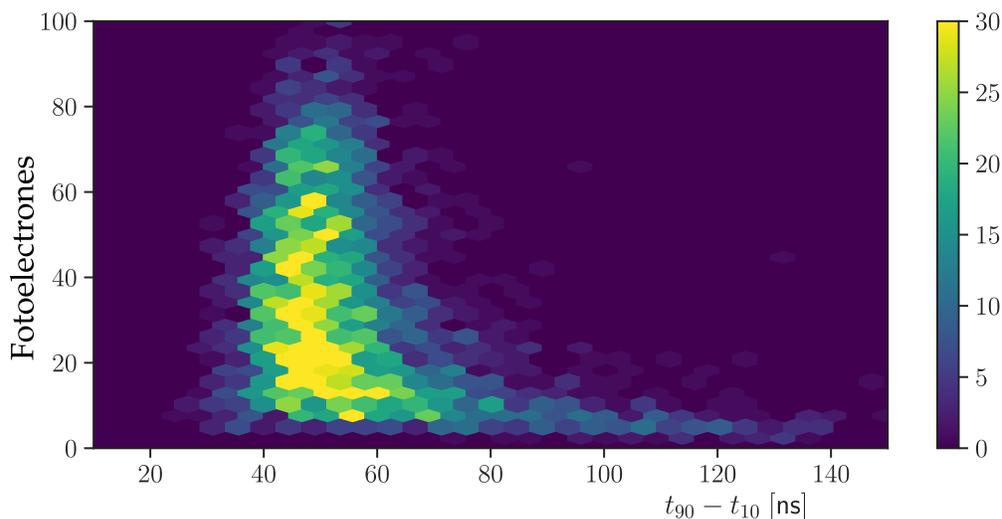


Figura 2.17: Histograma en dos dimensiones mostrando la relación de $t_{90} - t_{10}$ y el número de fotodectrones en la señal. La escala de colores representa el número de eventos en cada *bin*.

entre ambas es de esperarse ya que la simulación no incluyen los efectos de la resolución finita del detector y otras no linealidades. El efecto de la resolución finita puede agregarse a la simulación sumando la contribución de una variable aleatoria Gaussiana. Este proceso se puede representar mediante la ecuación 2.8, la cual describe la convolución de la distribución de fotodectrones con la función de resolución $p(N_{p_{he}})$:

$$s(N_{p_{he}}) = \frac{1}{k_{sat}} \int_0^{N_{max}} s_{sim}(N_{sim}) p(N_{p_{he}} - N_{sim}) dN_{sim} \quad (2.8)$$

de donde s representa la distribución experimental y s_{sim} la obtenida mediante simulación. El efecto de la resolución del detector en la distribución experimental es evidente si comparamos los valores máximos de ambas distribuciones, centrados alrededor de 10 pe. De esta forma el ensanchamiento en la distribución del experimento se puede explicar considerando las fluctuaciones aleatorias en la respuesta. Por otra parte, el cambio de variable de $N_{p_{he}}$ (número observable de fotodectrones) y N_{sim} indica la distorsión ocasionada por una respuesta no lineal. En este sentido introducimos la función de saturación k_{sat} , la cual modela la posible saturación del MAPMT al trabajar a voltajes cercanos a su límite de operación. Para este análisis use un polinomio de segundo orden como función de saturación para ajustar la simulación a los datos experimentales.

La curva punteada en la figura 2.18 muestra los resultados de la simulación al incorporar los efectos mencionados previamente. Tras la corrección los datos experimentales y la simulación con-

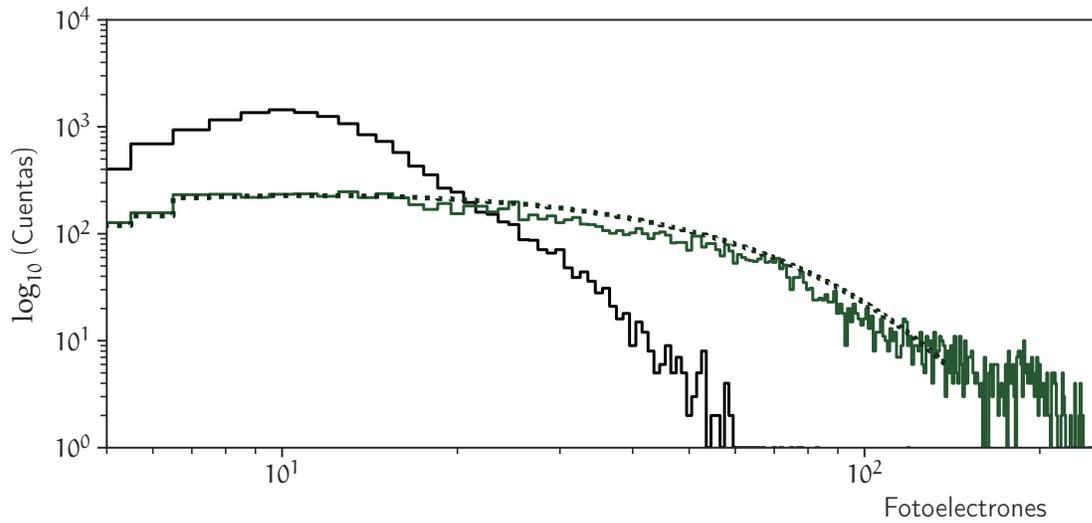


Figura 2.18: Distribución de número de fotoelectrones detectados en el experimento y la simulación MC. Los resultados de la simulación se convolucionan con una función de resolución para ajustar con los datos experimentales (ver texto).

cuerdan en el rango de 5 a 150 pe. Para valores de carga mayores los motivos de la desviación no son evidentes, lo cual podría suponer un cambio en la función de saturación o alguna otra no linealidad. De cualquier manera, con este análisis concluimos que la deposición de energía de μ^\pm tiene un valor máximo de 250 pe. Es importante enfatizar que, dado que el SciCRT opera de forma regular con una ganancia menor, los efectos de saturación y resolución aquí expresados no deben afectar significativamente el desempeño del telescopio.

Capítulo 3

Desarrollo de nueva electrónica para el SciCRT

Las necesidades del SciCRT operando en Sierra Negra no se acoplan directamente a los objetivos específicos de los experimentos K2K y SciBooNE, por lo que una de nuestras metas dentro de la colaboración ha sido el desarrollo de electrónica de alta velocidad de transferencia, bajo costo y consumo de potencia. Sumado a esto hemos decidido seguir principios similares a los del desarrollo de software libre para evitar el *vendor lock-in*. No obstante, encontrar una solución que cumpla de forma simultánea todos estos requerimientos resulta muy complejo. En este capítulo abordaré detalladamente el desarrollo del sistema de adquisición de datos, dando particular énfasis a su motivación científica. En este sentido el primero trataremos la velocidad de transferencia.

El primer paso en la dirección elegida fue desarrollar BE utilizando *SiTCP* (procesador embebido programable desarrollado para experimentos de física de altas energías [67]) y la instalamos en uno de los SB que componen las capas de neutrones del telescopio [68]. Gracias al uso de esta tecnología logramos alcanzar una tasa de transferencia de datos 10 veces mayor a la que teníamos con el bus VME. En la siguiente sección presentaré un estudio mediante simulación MC para evaluar el desempeño del SciCRT utilizando la electrónica de alta velocidad. Este análisis tiene también por objetivo mostrar la motivación detrás del requerimiento en la velocidad de transferencia. Hago notar que estudios similares se encuentran en: [49, 68]. El resultado original contenido en esta tesis lo presenté en la Conferencia internacional de Rayos Cósmicos en *Busan*, Corea del Sur [69].

3.1. Desempeño del SciCRT ante un evento de neutrones solares

Evaluaremos la respuesta del SciCRT a un evento de neutrones solares mediante simulación MC, comparando el resultado con los datos obtenidos por el TNS instalado en Sierra Negra durante la ráfaga del 7 de Septiembre de 2005 [41]. Este evento fue detectado por el TNS con una significancia

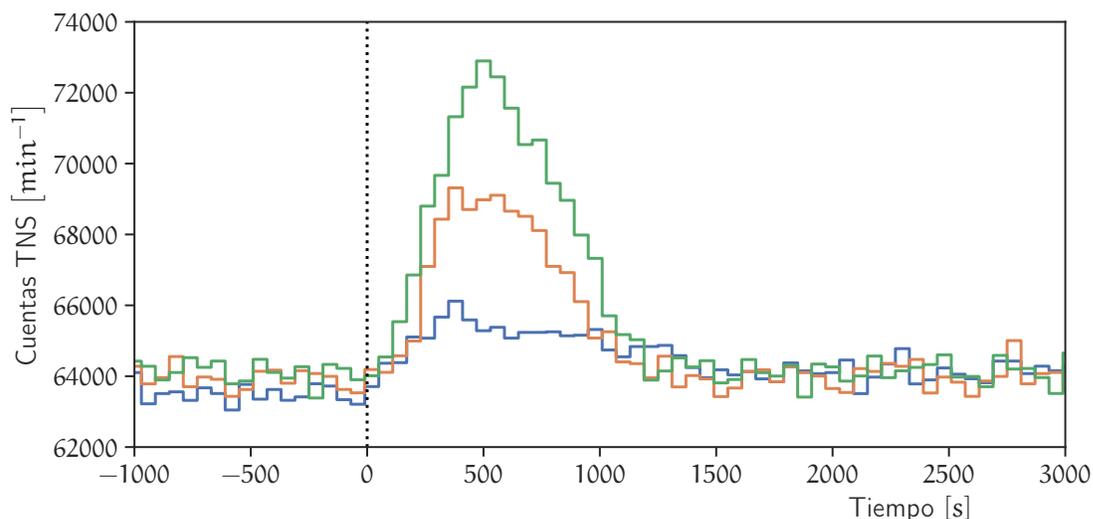


Figura 3.1: Simulación de los perfiles temporales del SciCRT asumiendo un flujo de neutrones solares similar al del evento del 7 de Septiembre de 2005. La curva azul muestra los datos obtenidos por el TNS, la curva naranja es el perfil temporal del SciCRT usando la electrónica original. La curva verde muestra el caso cuando instalamos la electrónica de alta velocidad. Los datos están normalizados al nivel de fondo del TNS. La curva punteada indica el instante en que la intensidad de rayos X duros alcanzó su máximo valor.

de 17σ en el canal de partículas neutras con energías mayores a > 30 MeV. El pico de la emisión de rayos X duros (satélite INTEGRAL) fue a las 17:36:40 UT.

Si tomamos el flujo de neutrones solares para este evento, podemos estimar la significancia de las señales detectadas por el SciCRT en un evento similar. Para nuestra estimación consideraremos como parámetros de entrada [49]: un espectro de energía de los neutrones en el Sol de acuerdo a una ley de potencias $6.1 \times 10^{27} (E/\text{MeV})^{-3.8} \text{ MeV}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, neutrones emitidos de manera impulsiva en el Sol y un ángulo cenital de 17.5° . La propagación de los neutrones solares en la atmósfera terrestre se simula usando el modelo de Shibata.

Los resultados de nuestro cálculo se muestran en la figura 3.1. Es importante aclarar que para esta estimación tomamos en cuenta dos situaciones; una con la electrónica original y otra con la electrónica de alta velocidad, ambas instaladas en 4/8 del detector. La línea punteada en 0 s indica el instante en que la intensidad de rayos X duros alcanzó su valor máximo. En la figura la curva azul representa los datos del TNS de partículas neutras con $E_k > 30$ MeV. El perfil temporal de las cuentas del SciCRT con la electrónica original (curva naranja) muestra una significancia de 39σ , lo que se traduce en una sensibilidad 2.3 veces mayor a la del TNS durante el mismo evento. Sin embargo, al tomar en cuenta el caso de la nuevo DAQ (curva verde), el incremento es de 59σ , es decir, 3.5 veces mayor sensibilidad.

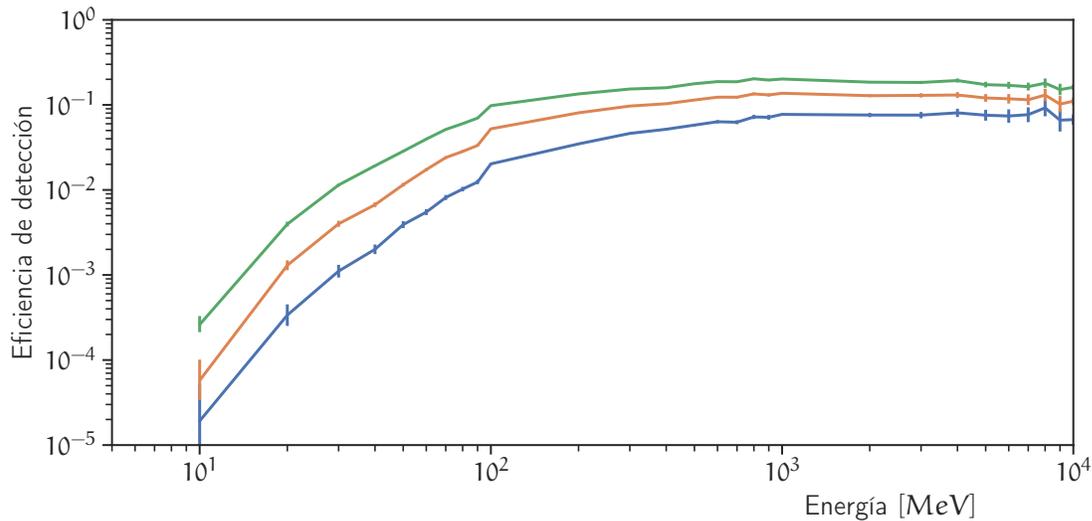


Figura 3.2: Eficiencia de detección de neutrones en función de SB instalados. La gráfica azul representa la eficiencia con un SB, la gráfica naranja es con dos SB y la verde con cuatro SB.

Con respecto a los datos de energía depositada (considerando el uso de electrónica de alta velocidad) el incremento también notable puesto que se tiene una sensibilidad 3 veces mayor, con la ventaja extra de que podemos estimar el espectro de los neutrones con una excelente resolución [68].

A pesar de este resultado positivo, la sensibilidad del detector es directamente función del volumen activo del telescopio. Para justificar este punto, la figura 3.2 muestra la eficiencia de detección de neutrones en función del número de SB instalados y la energía incidente. La curva azul representa el caso para un SB, la curva naranja dos SB y la verde cuatro. De la figura es posible concluir que la eficiencia de detección de neutrones incrementa principalmente en la zona de bajas energías (<100 MeV). Este resultado concuerda con lo expuesto en [70], el cual reporta una eficiencia del 30% para neutrones de 50 MeV considerando la instalación completa del SciCRT. En el caso de los neutrones de mayor energía, aunque la eficiencia de detección no incrementa de forma significativa con el número de SB instalados, las capacidades para estudiar el espectro de energía y la distribución angular si son mejoradas.

Adicionalmente, dada la operación del telescopio en alta montaña, la operación sostenible a largo plazo requiere de la producción de electrónica de bajo costo y potencia de consumo, ya que las condiciones ambientales reducen la vida útil de los componentes, además de dificultar la disipación de calor. Tomando en cuenta todo lo anterior y considerando que solo 3/8 de la electrónica total necesaria para la instalación está disponible en estos momentos, el desarrollo de nuevas unidades de *front end* se vuelve una prioridad de nuestro experimento.

3.2. La técnica de *Time over threshold*

Como mencioné en el capítulo 2, cuando una partícula energética entra en el volumen activo de un detector, ésta pierde su energía interaccionando con el medio. Considerando una partícula con carga eléctrica, la energía depositada se puede estimar midiendo las pérdidas por ionización; el número de iones generados al atravesar el detector. En el caso de un material centellador la medida de la pérdida por ionización es el número de fotones.

De esta forma, el cálculo de la carga depositada Q en el detector se puede realizar integrando la señal de corriente:

$$Q = \int_0^{T_{\max}} i_{pmt}(t) dt \quad (3.1)$$

de donde T_{\max} es el tiempo de corte, el cual se debe escoger lo más grande posible para garantizar que la integración incluya la mayor cantidad de fotoelectrones¹. Luego entonces un método sencillo para procesar este tipo de información consiste en integrar los pulsos para posteriormente digitalizarlos. Esto constituye la base de las técnicas convencionales de procesamiento de pulsos ampliamente utilizadas en electrónica nuclear.

Con la llegada de sistemas de detección de radiación de gran escala (sistemas de miles de canales o más), los métodos basados en digitalización de pulsos se implementan en circuitos de aplicación específica (ASIC); lo cual permite una excelente resolución de energía, bajo consumo de potencia y tamaño reducido; a expensas de altos costos de producción y desarrollo.

Por esta razón el desarrollo de la instrumentación del SciCRT requiere de un método de estimación de energía que se adapte a las necesidades de nuestro experimento.

Una alternativa es el uso de la técnica de *Time over threshold* (TOT), la cual permite una arquitectura simplificada a cambio de una pérdida en la linealidad y compresión en el rango dinámico [71]. En este método una señal digital variante en el tiempo TOT codifica la información de la amplitud del pulso, a partir del tiempo que dura el pulso analógico por encima de un umbral predefinido. Posteriormente se necesita convertir la información temporal a valores digitales usando un *time digital converter* (TDC).

Para aplicar este método el primer paso será encontrar una relación entre Q y TOT, lo cual se puede hacer resolviendo un sistema de ecuaciones no lineales. Si consideramos $s(t)$ la señal con la información de la carga y $v(t)$ la función que describe al umbral, el sistema de ecuaciones se puede escribir como:

¹Idealmente este tiempo debe ser infinito, sin embargo esto lleva a la saturación de la electrónica.

$$\begin{aligned} s(t)|_{t=t_i} &= v(t)|_{t=t_i} \\ s(t)|_{t=t_f} &= v(t)|_{t=t_f} \end{aligned} \quad (3.2)$$

donde t_i y t_f representan los puntos en que la señal rebasa el umbral. Es importante notar que $TOT = t_f - t_i$. Resolviendo este sistema para el caso particular de un pulso de centelleo del tipo exponencial obtenemos:

$$\begin{aligned} TOT &= -\ln\left(\frac{V_{th}}{s_0}\right)^{\tau_d} \\ &= \tau_d \ln(s_0) - K \end{aligned} \quad (3.3)$$

de donde s_0 representa la distribución de amplitudes del pulso (energía depositada), τ_d la constante del centellador y V_{th} el umbral para la conversión. Con este modelo simplificado podemos observar que la relación entre la carga y el TOT no es lineal. Para verificar este comportamiento realizaremos una simulación de primeros principios tomando las características similares a las de las señales del SciCRT. Primero consideramos que s_0 es una variable aleatoria distribuida normalmente $X \sim \mathcal{N}(\mu, \sigma^2)$, con media μ y desviación estándar σ .

El resultado de la simulación se presenta en la figura 3.3. Los paneles superior en inferior izquierdo muestran los pulsos simulados y la distribución de amplitudes, respectivamente. Por otro lado, el panel superior derecho en la figura muestra la relación que existe entre Q y TOT para las señales descritas. El panel inferior derecho muestra la distribución de los valores de TOT. Idealmente esta distribución debe ser la misma que la del panel izquierdo, sin embargo, debido a la relación no lineal entre Q y TOT, observamos una distorsión en el área de baja energía; lo cual limita el rango dinámico del método.

Esta limitante del método nos obliga a ser cuidadosos en la elección de parámetros de diseño de nuestro sistema, ya que sin un análisis detallado se corre el riesgo perder resolución en energía. Como expondré más adelante, esto me motivó a realizar un estudio mediante simulación buscando optimizar los parámetros de diseño.

Aunado a este problema, es importante establecer que la señal a la salida del detector no es útil para extraer la información de la carga depositada del evento de radiación ya que es de corta duración. Debido a esto, el primer paso antes de poder procesar la señal de radiación es acondicionar la señal para que tenga una mayor duración y una amplitud máxima definida. El efecto de incrementar la duración de la señal, mejora la razón señal a ruido, mientras que la amplitud definida permite la lectura correcta de la información de la carga. Esto lleva a que el proceso de optimización requiera el estudio de los diversos elementos que comprenden el sistema.

El diagrama esquemático del sistema TOT propuesto se muestra en el panel superior de la figura 3.4. El uso de un dispositivo programable como el FPGA (field programmable gate array) permite la integración de la mayoría de las funciones requeridas por el sistema de procesamiento de pulsos,

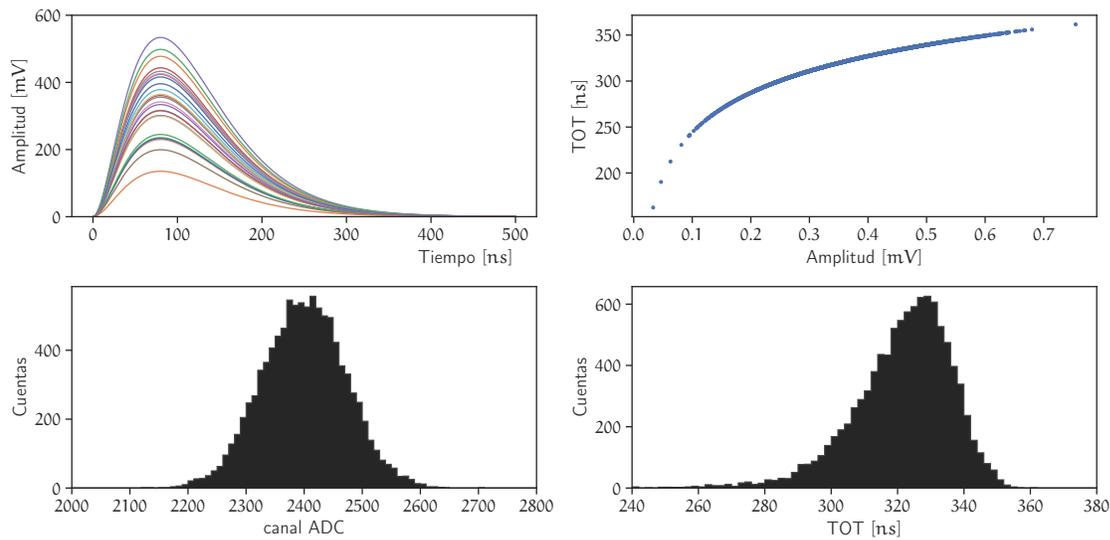


Figura 3.3: Modelo de primeros principios de conversión Carga-TOT.

incluido SiTCP que nos permite hacer la transferencia de datos rápida. La principal ventaja de esta integración es que permite reducir el costo de desarrollo y producción.

La parte analógica del sistema está compuesta por un circuito preamplificador y un formador. El preamplificador tiene como función convertir la señal de corriente del fotomultiplicador en una señal de voltaje, llevando a cabo en el proceso la integración de la señal de corriente. El formador es un filtro pasa banda, en el cual además de amplificar la señal de la etapa anterior, también define las características temporales (tiempos de subida, bajada y duración) de la señal del detector. Considerando que la mayor parte del sistema es digital, y que ésta se puede implementar en un sólo dispositivo: el tamaño de la tarjeta queda principalmente definido por el número de componentes utilizados para construir la sección de procesamiento analógico. Por esta razón el diseño de este bloque tiene como restricción encontrar un solución que utilice una cantidad de elementos pequeña. Una arquitectura básica para este bloque se muestra en el panel inferior de la figura 3.4, la cual se describirá más adelante.

A continuación presenté el diseño del sistema TDC usando la técnica de sobremuestreo, el cual tiene el fin de alcanzar una buena resolución temporal y un bajo uso de los recursos del circuito programable.

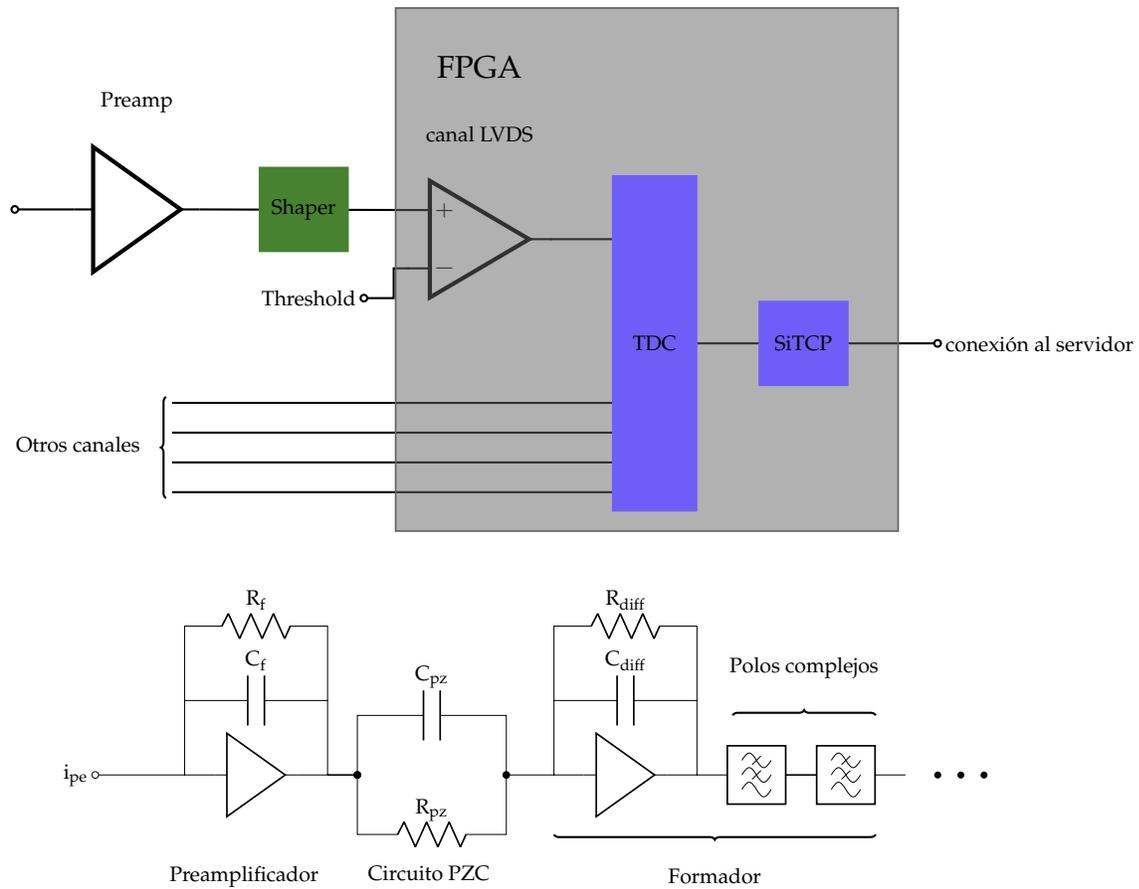


Figura 3.4: Diagrama esquemático de la nueva electrónica del SciCRT (panel superior). Circuito de amplificación y formación (panel inferior).

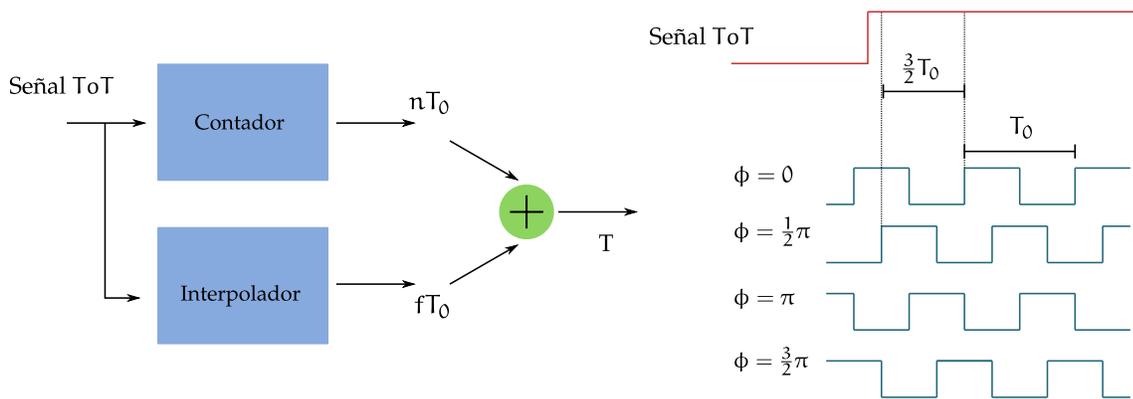


Figura 3.5: Arquitectura básica del sistema TDC por interpolación (panel izquierdo). Diagrama de tiempo y principio de operación del sistema TDC por interpolación.

3.3. Diseño de un *Time digital converter* con sobremuestreo

La arquitectura básica de un TDC está compuesta por un contador digital y un circuito detector de flancos (detección de inicio y fin de la señal a medir). A pesar de que este sistema puede tener un amplio rango dinámico de medición, la principal desventaja es la resolución temporal; ya que depende directamente de la frecuencia de reloj. Debido a esto resulta complejo en práctica alcanzar resoluciones temporales menores a 10 ns con esta arquitectura.

Un técnica empleada para superar esta limitación es el sobremuestreo [72, 73], cuyo principio de funcionamiento se ilustra en la figura 3.5. Un TDC con sobremuestreo se compone de dos unidades: un contador grueso y un interpolador. El contador opera a una frecuencia $F_0 = 1/T_0$, con él se obtiene una medida *entera* del número de ciclos de reloj que dura la señal a medir (en nuestro caso TOT). El interpolador se encarga de medir la parte fraccionaria del ciclo de reloj, utilizando para esto N copias de la señal de reloj. Como se observa en la parte derecha de la figura 3.5, las copias están retrasadas una respecto a la otra por un factor de T_0/N . La lógica dentro del sistema interpolador se encarga de determinar cuál de las copias de la señal de reloj fue la primera en observar la transición de la señal a medir y fija un valor binario. El resultado de la medición del intervalo de tiempo es la suma la parte entera y la fraccionaria.

Procedí a describir un módulo TDC en un FPGA usando un factor de sobremuestreo de 8, con lo que pude obtener resoluciones temporales de 0.5 ns a 2.5 ns. En este módulo también incluí la transferencia de datos usando SiTCP. La precisión del convertidor fue medida usando una señal a la entrada de 7.71 ns de duración y una frecuencia de repetición de 1 kHz. En total obtuve una muestra de 1×10^5 eventos. La frecuencia de la señal a medir nos sirve para caracterizar el *tiempo muerto* del sistema de adquisición y determinar si la velocidad de transmisión entre éste y la PC es suficiente para procesar la información obtenida del detector. Los resultados de la prueba se muestran en el histograma de la figura 3.6.

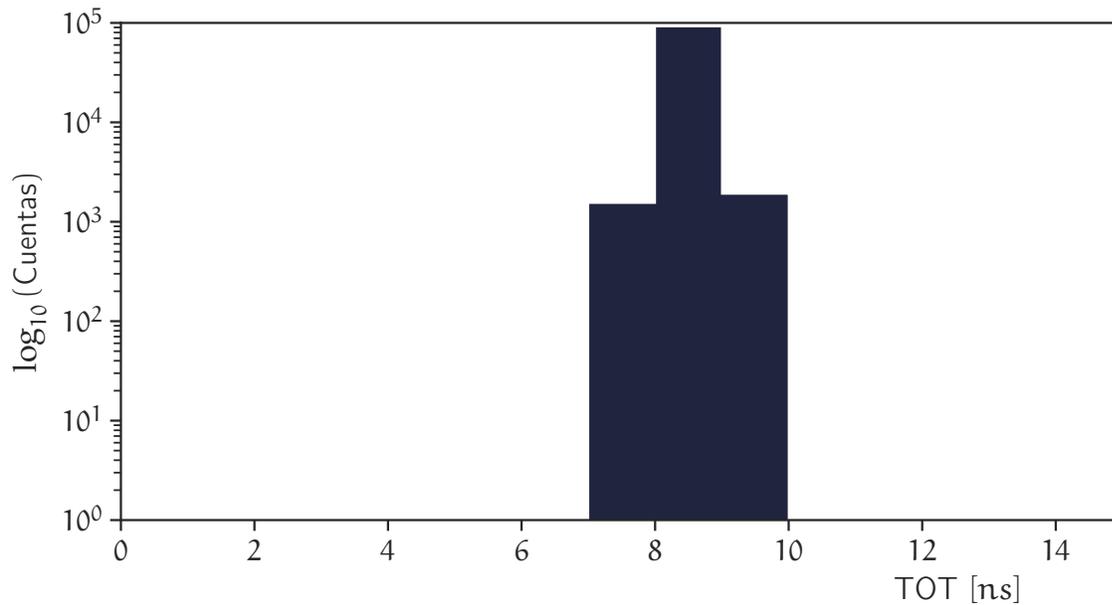


Figura 3.6: Precisión del circuito TDC con una resolución de 1 ns. La prueba se realizó con una señal de 7.71 ns de duración y una frecuencia de repetición de 1 kHz.

Al analizar los resultados de la figura, podemos concluir que son satisfactorios; ya que al utilizar un TDC con resolución de 1 ns, el *bin* más cercano a la duración que deseamos medir es 8 ns y más del 96% de los eventos se encuentran en ese *bin*. Solo el 4% de los eventos tienen un error producido debido a errores de sincronía del interpolador (los eventos entre 7 ns y 9 ns). Es importante mencionar que estos errores están directamente relacionados con el *jitter* (fluctuaciones aleatorias en las fases) en la señal a medir y/o la señal de reloj.

3.4. Diseño y optimización de la electrónica

Para diseñar el circuito preamplificador utilizamos una configuración de *charge sensitive amplifier*, con un capacitor C_f y una resistencia R_f en el lazo de realimentación. De esta forma, tres parámetros son necesarios para la especificación de este sistema: los valores de C_f , R_f y el ancho de banda mínimo del amplificador. La razón S/N del preamplificador es sensible a estos parámetros, sin embargo considerando que nuestro fotosensor es un MAPMT, el número de fotoelectrones en la señal es el factor dominante. Con respecto a este punto, suponiendo la señal producida un muon que interactúa con una de las barras del SciCRT en el extremo más alejado del sensor (ver 2), sabemos que en promedio llegan al sensor 10 pe. Esto se traduce en una señal de amplitud considerable (200 mV), lo cual nos permite concluir que el efecto de C_f y R_f en S/N es despreciable.

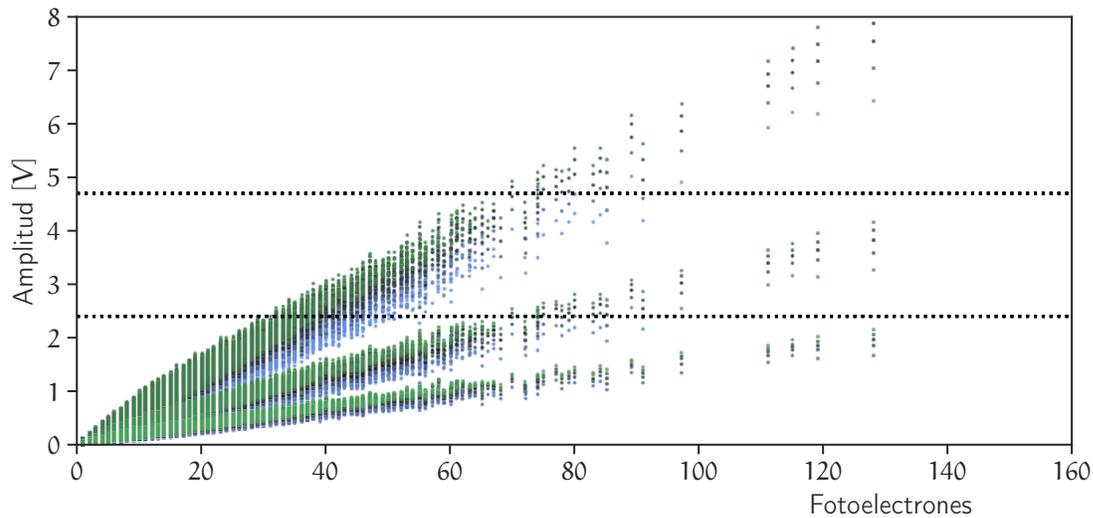


Figura 3.7: Respuesta del preamplificador en función de los elementos de realimentación. La ganancia de conversión (la pendiente de las estructuras lineales) es controlada principalmente por C_f . Los colores en la figura representan cambios en R_f mientras C_f se mantiene constante. Para más detalles ver el texto.

Las características del pulso después del procesamiento analógico (duración y amplitud) son afectadas directamente por el preamplificador, y debido a esto deben ser consideradas para la optimización del TDC. Un punto importante dentro de esto es la minimización del ruido de cuantización, lo cual puede alcanzarse utilizando de manera efectiva el rango dinámico del amplificador (buscando evitar la saturación) y el TDC. Para esto realizamos una simulación MC incluyendo la respuesta en frecuencia del preamplificador y el circuito formado (el cual se describe más adelante); variando el valor de C_f en el rango de 10 a 500 pF. De esta forma obtenemos la relación lineal entre el número de fotoelectrones en la pulso de entrada (pe) y la amplitud del pulso de salida. El valor de R_f se selecciona en el rango de 1 a 50 k Ω de forma que la constante de integración sea aproximadamente 600 ns.

La figura 3.7 muestra el resultado de este análisis para $C_f = 20, 40$ y 100 pF, lo cual resulta en tres estructuras lineales distintivas. Los colores en la figura representan valores diferentes R_f mientras C_f permanece constante. Las líneas horizontales en la figura indican dos diferentes voltajes de saturación: 5 V y 2.5 V, correspondientes a dos diferentes tipos de amplificadores. A partir de esto podemos concluir que la pendiente de las curvas en la figura (la ganancia de conversión) es principalmente controlada por C_f , mientras que es relativamente insensible a cambios de R_f . Considerando que el rango dinámico de la señal de muones de 1 a 250 pe (como se mostró en el capítulo 2), el valor óptimo para C_f está entre 20 pF y 40 pF para el caso de amplificadores con $V_{sat} = 5$ V.

Lo siguiente es analizar la conversión de la señal analógica a una señal TOT. El análisis requiere que definamos el método de formación de las señales y las características del TDC. Es importante recordar que, junto con el consumo de potencia del circuito, los parámetros del TDC sirven de restricción al problema de optimización ya que el uso eficiente del rango dinámico disminuye la distorsión por ruido de cuantización. Para el circuito formador utilicé un filtro Gaussiano ya que éste se desempeña satisfactoriamente en aplicaciones con altas tasas de cuentas [74].

Haciendo un análisis similar al de la sección 3.2 usando una forma de pulso Gaussiana, podemos escribir la relación entre el número de fotoelectrones y el TOT de la siguiente forma:

$$T_{OT}^2 = 2\sigma^2 \ln(k_0 N_{phe}) - w_{th} \quad (3.4)$$

en donde N_{phe} es el número de fotoelectrones, k_0 es la ganancia de conversión del preamplificador, σ es el tiempo de formación del circuito y w_{th} es una constante de calibración; dependiente del umbral usando para el TOT y σ . Usando la ecuación 3.4 y considerando que k_0 fue determinada en el análisis anterior, las características de la señal del detector se pueden convertir de forma eficiente cambiando σ y el umbral del sistema.

La simulación completa de la electrónica considera el preamplificador, circuito formador y conversión a digital usando el TDC. El rango y resolución del TDC se seleccionan a partir de los resultados de la simulación, considerando los casos en donde el rango de la señal del detector ocupa la mayor cantidad de *bins*. A partir de esto determiné que una con una resolución de 1 ns/bin y 8 bits/muestra es posible convertir la señal de manera efectiva. La figura 3.8 muestra el resultado de la simulación usando la resolución óptima de TDC, para diferentes valores de σ del formador ($\sigma = 70, 100$ y 125 ns). En cada panel de la figura la escala de colores representa un umbral distinto, desde azul (10 mV) claro hasta el verde claro (50 mV). Es evidente de la figura que el rango dinámico del convertidor se ocupa mejor con $\sigma = 125$ ns.

Con el objetivo de implementar el circuito formador usamos el método descrito en [74], el cual es un método muy usado en el desarrollo de electrónica nuclear. Bajo este marco de referencia solo se necesitan dos parámetros para especificar el diseño: el orden del filtro N y su topología. El orden del filtro mejora la respuesta temporal del circuito disminuyendo el efecto del *pile-up*, con la desventaja de incrementar el consumo de potencia. Tras el análisis escogí un filtro de orden $N = 3$ ya que ofrecía la mejor respuesta en términos de desempeño y consumo de potencia.

Para finalizar el análisis mediante simulación del diseño, estudié el posible efecto de dependencia entre el TOT y la distancia al MAPMT. Considerando que uno de los extremos de las barras está pintado para mejorar la eficiencia de recolección, es de esperarse un ensanchamiento en la estructura temporal de los pulsos a medida que la partícula cruza el centellador a distancias más cortas del fotosensor. La figura 3.9 muestra el resultado de simular 1×10^6 muones cruzando la barra centelladora a diferentes distancias del MAPMT. Como se esperaba, los pulsos generados cerca del sensor son más anchos que los generados en el otro extremo. No obstante, el efecto es muy pequeño; incapaz de producir alguna saturación en la electrónica. Queda la posibilidad de que relación lineal entre estas variables pueda ser útil en el futuro para corregir los datos registrados,

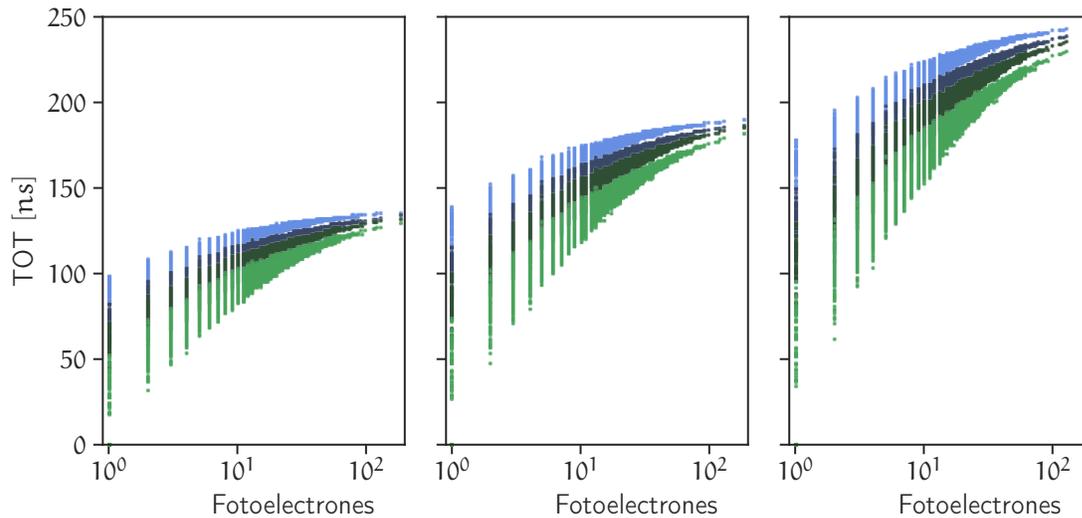


Figura 3.8: Características del TOT para señales de muones simuladas usando formadores Gausianos de diferente escala. El panel de la izquierda es con $\sigma = 70$, el panel del centro corresponde a $\sigma = 100$ y el panel de la derecha es $\sigma = 125$. Los colores representan cambios en el umbral, desde 10 mV (azul claro) a 50 mV (verde claro).

en un análisis similar al hecho con la atenuación de la fibra.

El circuito final del preamplificador/formador se muestra en la 3.10. La elección del modelo del amplificador operacional se hizo considerando el ancho de banda mínimo con vista a reducir el consumo de potencia. A partir de la simulación estimé que el circuito requiere un mínimo ancho de banda de 200 MHz. Con esto seleccioné dos modelos de amplificadores, el ADA4891 y ADA4807, ambos de Analog Devices. Ambos circuitos tienen una respuesta en frecuencia similar, sin embargo difieren en consumo de potencia y precio.

Durante una estancia de investigación en el ISEE (Institute) de la Universidad de Nagoya, Japón, construí un prototipo de 16 canales de la electrónica FE. El prototipo utiliza el amplificador ADA4891 y fue probado con LED verde (pico de emisión 505 nm). La parte digital del sistema la implementé usando una tarjeta Spartan 6 de Xilinx, la cual realiza las tareas de discriminación, TDC y transferencia de datos usando SiTCP. Para la interconexión del sistema fue además necesario desarrollar circuito capaz de distribuir la alimentación y señales de reloj del sistema utilizando la capa física del Ethernet. La figuras 3.11a y 3.11b muestran la tarjeta diseñada, así como el prototipo en operación.

El resultado de la prueba usando LED con una carga equivalente a 10 pe se observa en la figura 3.12. El lienzo grande de la figura muestra la distribución de valores de TOT resultado del experimento, mientras que el lienzo pequeño contiene el resultado de una simulación de la electrónica

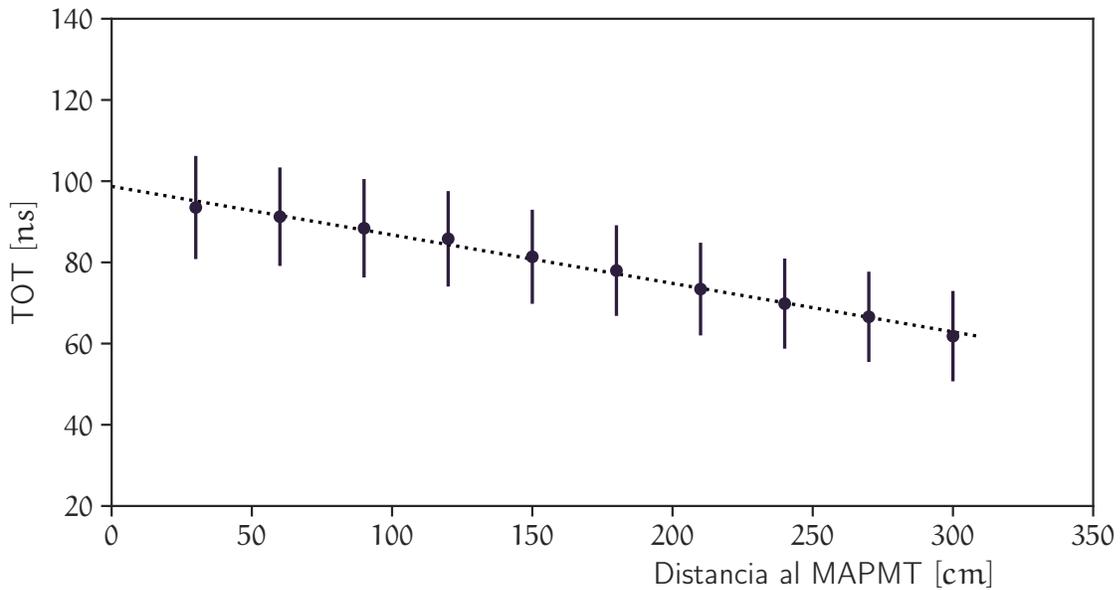


Figura 3.9: Valores promedio de TOT a diferentes distancias del MAPMT, incluyendo barras de error de $\pm\sigma$. La línea punteada representa el resultado del ajuste lineal.

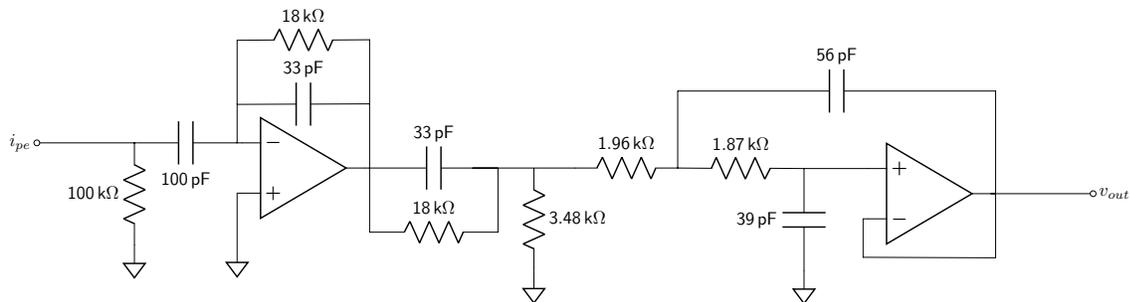
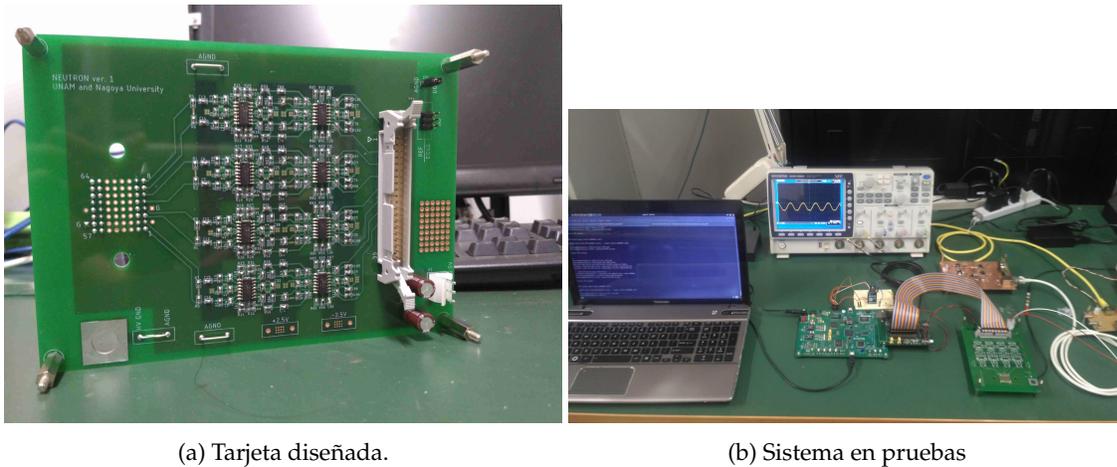


Figura 3.10: Diagrama esquemático del circuito preamplificador/formador. Para el análisis mediante la simulación MC consideramos dos modelos de amplificadores: ADA4891 y ADA4807.



(a) Tarjeta diseñada.

(b) Sistema en pruebas

Figura 3.11: Prototipo de la nueva electrónica del SciCRT desarrollado en la Universidad de Nagoya durante le verano de 2018.

usando la carga definida. Las diferencias entre el experimento y la simulación se observan en los datos alrededor de 5 ns y en eventos mayores a 80 ns. Estos efectos son producidos por el ruido de electrónico (pedestal) y contaminación de fotones, respectivamente. Ambos procesos no están incluidos en el modelo de la simulación.

Las fluctuaciones periódicas que se observan en el distribución experimento (como por ejemplo alrededor de 20 ns) son producto del jitter en las señales de reloj y LED, además de otros efectos no lineales del TDC. Esta situación se describió previamente en este capítulo, y requiere de un estudio más profundo para determinar sus efectos en la pérdida de precisión del sistema. A pesar de estas discrepancias, las similitudes entre la simulación y el experimento validan nuestra metodología.

La versión final de la electrónica actualmente está en construcción y pronto comenzará a probarse en el sitio. Para esta versión usaremos el circuito ADA4807, ya que tiene excelentes características para operar en alta montaña. Usando este amplificador estimamos un consumo de potencia de 700 mW, lo cual es aproximadamente 5 veces mayor a la electrónica original diseñada usando ASICs. A pesar de esto, la integración de diversas funciones en un solo sistema gracias al uso del FPGA, nos proyecta un consumo total de potencia de 5 W por unidad, lo cual representa un 50 % de ganancia en comparación por el sistema de adquisición de datos original.

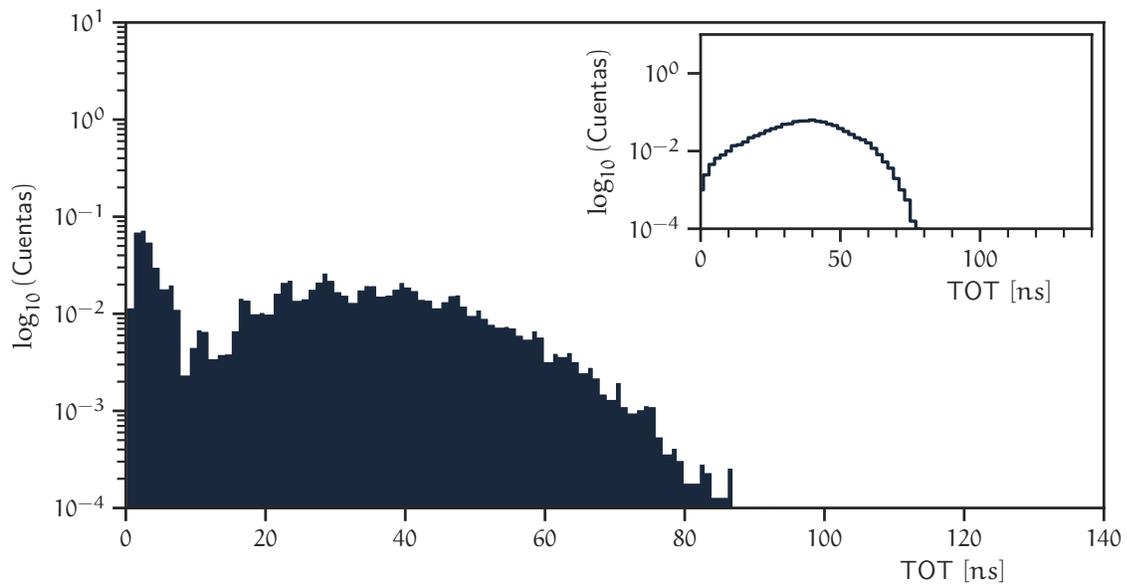


Figura 3.12: Distribución experimental de TOT (lienzo grande) y simulación (lienzo pequeño) para una carga equivalente de 10 pe utilizando un TDC de 8 bit con 1 ns resolution.

Capítulo 4

Detección de partículas energéticas solares con el SciCRT

4.1. Desempeño del SciCRT como detector de RC

Estudios sobre el desempeño del SciCRT como detector de rayos cósmicos se encuentran en [49, 54], sin embargo hacen la evaluación durante un periodo de tiempo corto y condiciones operacionales distintas a las actuales. En la presente sección enfocaré mis esfuerzos en determinar el desempeño del detector bajo las condiciones actuales de operación, con vistas a determinar su confiabilidad durante un evento de partículas solares y estimar los errores sistemáticos.

Con el fin de alcanzar este objetivo utilicé un código de simulación que incluye la descripción completa del telescopio, el cual fue desarrollado por mi colega Rocío García. Los detalles de esta simulación se presentan en [50]. Algunos puntos que fueron necesarios adaptar para mi análisis son los siguientes:

- Considerar siete tipos de partículas diferentes: neutrones, protones, μ^\pm , e^\pm y rayos γ .
- Utilizar el modelo PARMA como generador de eventos para las distribuciones de energía y de ángulos cenitales.
- Los parámetros de entrada del modelo son los correspondientes a la localidad de Sierra Negra y el periodo de observación de Septiembre de 2017.
- Todos los espectros de energía de las partículas usadas en la simulación se definen en un rango de 10 MeV a 1 TeV.
- Las propiedades ópticas de los materiales del detector están deshabilitadas para reducir el tiempo de computo.

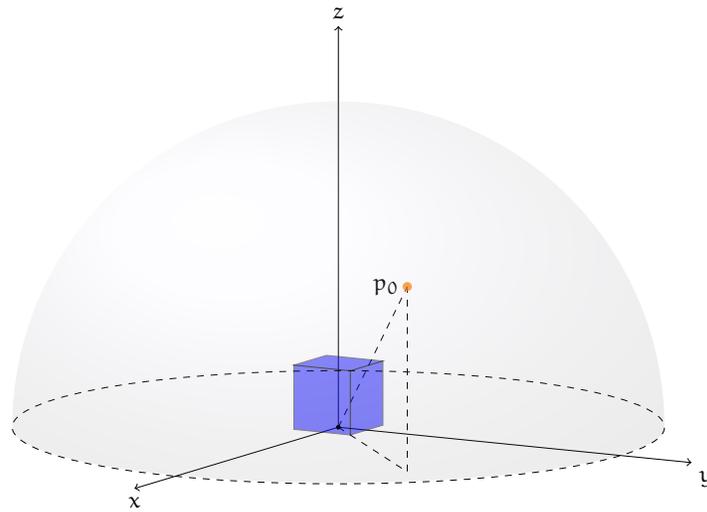


Figura 4.1: Configuración de la simulación en Geant4.

- Se simulan en total 3×10^7 de eventos, los cuales son lanzados al detector desde una semiesfera de 5 m de radio.

La figura 4.1 muestra la geometría usada en la simulación para inyectar las partículas al detector. El cubo azul representa la posición del detector en la simulación, mientras que las partículas son inyectadas desde la semiesfera.

La condición para que las partículas sean contadas en la simulación es que éstas depositen al menos 7 MeV en una barra de cada lado del detector; sin generar señal en las capas dedicadas a la detección de muones. A partir de aquí seleccioné solo los eventos que cumplen con el disparo en el SB 3, que es donde está instalada la electrónica de alta velocidad. El resultado de este análisis se muestra en la figura 4.2. La línea roja representa la eficiencia de detección de neutrones; mientras que las líneas verde, café, morada, azul y naranja son eficiencias de protones, μ^\pm , rayos γ , positrones y electrones; respectivamente. En todos los casos las eficiencias reportadas son las totales, es decir, están ponderadas con respecto a la distribución angular e incluyen una barra de error. La tasa de eventos total estimada a partir de estas especies es de 3132.31 ± 94.80 eventos/min, de los cuales las principales contribuciones provienen de neutrones, muones, rayos γ y protones.

Las partículas cargadas son rechazadas de manera eficiente usando la señal de anti-coincidencia, sin embargo éstas puede entrar por los lados del detector. Aun así, dado que electrones, positrones y muones depositan en promedio poca energía por barra (aunque tienen una deposición de energía grande en el detector), el umbral de 7 MeV constituye una barrera para estas especies. El caso de los protones es más complejo puesto que pueden tener deposiciones de energía similares a las de los neutrones.

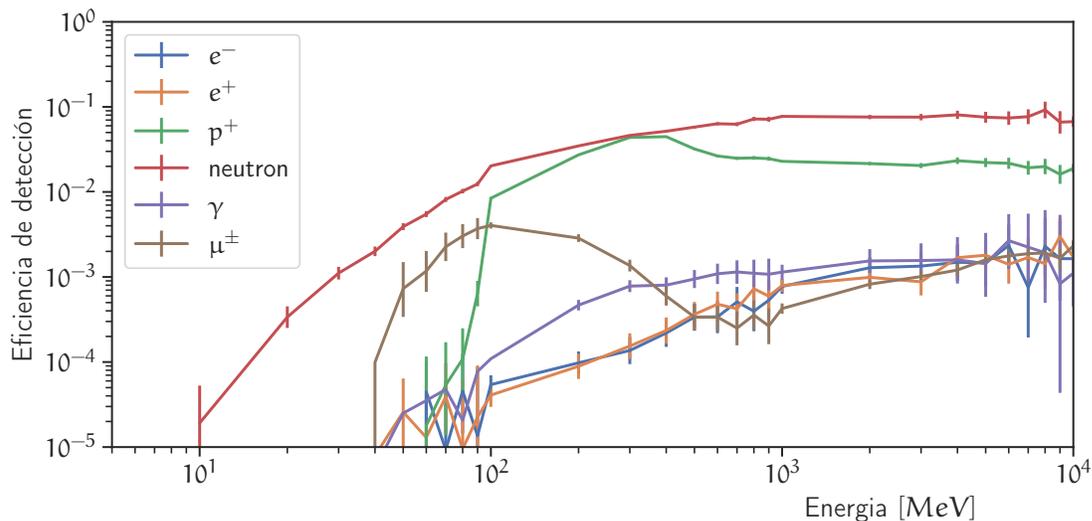


Figura 4.2: Eficiencia de detección del SciCRT para diferentes especies de partículas en función de la energía incidente (ver texto).

De acuerdo con este estudio, el SciCRT tiene una eficiencia de detección grande (comparable con la de neutrones) para rayos γ con ángulos mayores a 30° y energías superiores a 100 MeV; lo cual lo hace un buen detector de rayos γ solares.

El siguiente paso de mi análisis fue comparar la tasa estimada previamente con los datos experimentales. Los datos usados en esta parte del análisis provienen del 14 de Noviembre de 2017. La tasa de eventos crudos registrada por el telescopio se muestra en la figura 4.3. De este modo la tasa media de eventos se estima en: 3841.68 ± 2.14 eventos/min.

La diferencia entre la simulación y el experimento es evidente, con un error de $\approx 20\%$ tomando como base la simulación. En principio las diferencias deben ser ocasionadas por características del detector no incluidas en la simulación, como pueden ser; las ganancias de los MAPMTs, no linealidades de la electrónica y fluctuaciones debidas a la temperatura, entre otros factores. Dado que las fluctuaciones debidas a la temperatura se deben observar en escalas de tiempo mayores, en primera instancia quedan descartadas como posibles factores que expliquen la discrepancia.

Para poder investigar cualquiera de las posibilidades restantes es necesario reconstruir los eventos registrados por el detector. En resumen este proceso consta de: eliminar el pedestal de las distribuciones de ADC, corregir el efecto de atenuación en las barras y finalmente convertir los valores de ADC en energía depositada.

Una ejemplo de distribución ADC de una de las barras de centelleo se muestra en la figura 4.4. Dos características importantes de estas distribuciones son el pico debido a ruido electrónico (pedestal) y el pico de señal (en este caso aproximadamente en 100 ADC). Para cada archivo de eventos

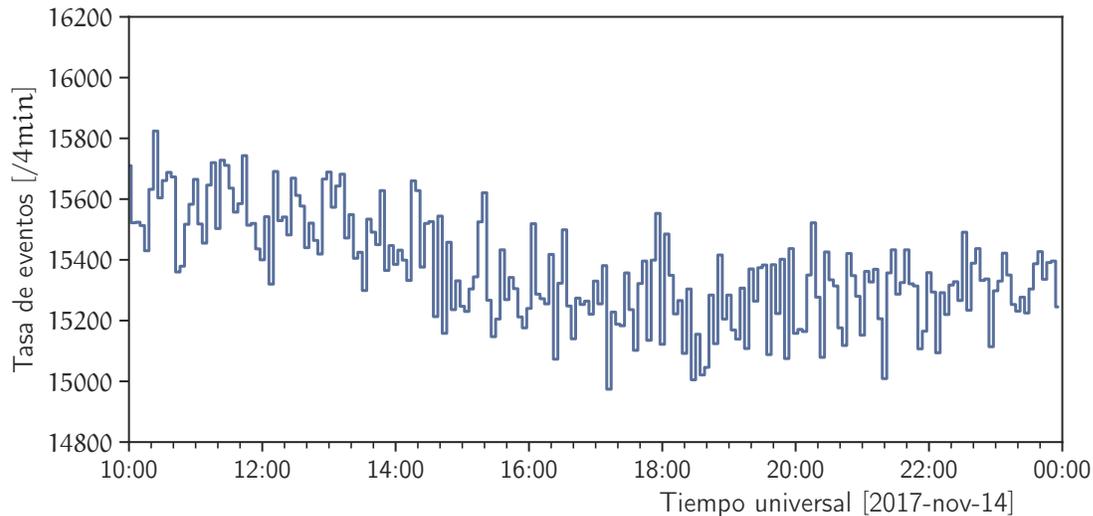


Figura 4.3: Tasa de eventos registrada por el SB3 durante el 14 de Noviembre de 2017

registrados es necesario estimar el valor del pedestal por barra, ya que éste representa el punto de referencia a partir del cual la electrónica mide la energía depositada. La posición del pedestal de cada barra la calculo a partir de la media de una distribución Gaussiana ajustada al pico principal. La distribución que se muestra en la figura 4.4 corresponde a los datos de una barra, acumulados durante una día y a los que se les ha sustraído el pedestal (es decir las distribuciones están referidas a cero).

Posteriormente es necesario corregir los datos de ADC por efectos de la atenuación en la fibra. Este procedimiento se realiza a través de la ecuación 2.1. Finalmente los datos de ADC son convertidos a energía depositada usando el mapa de ganancias descrito en [75].

Utilizando los datos de energía depositada construí distribuciones de energía máxima por traza E_{max} para el periodo de tiempo analizado. El resultado se muestra en la figura 4.5, en donde la distribución azul corresponde a las barras del lado Y del SciCRT y la distribución naranja a las del lado X. Estas distribuciones son útiles ya que permiten estudiar el umbral de detección de las barras, y de esta manera nos permiten observar si las diferencias detectadas provienen de la electrónica y/o los MAPMTs. A partir de la figura podemos corroborar que el umbral de detección de las barras es menor a 7 MeV, lo cual explica la mayor tasa de eventos en el experimento.

El origen de este fenómeno muy probablemente se debe a unidades de electrónica FE que presentan una ganancia mayor a la del promedio, y por lo tanto permiten registrar eventos de menor energía. La figura 4.6 permite comprobar este comportamiento. En ella he obtenido las mismas distribuciones de energía máxima depositada, pero en esta ocasión clasificándolas de acuerdo al número de MAPMT donde se detectó el evento. El panel izquierdo muestra en total 28 distribu-

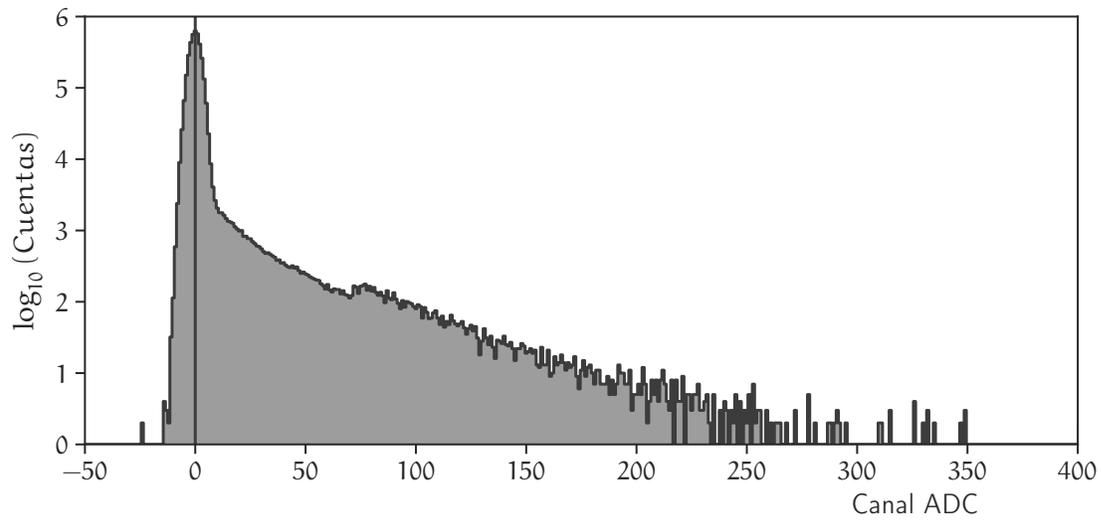


Figura 4.4: Distribución ADC de una barra de centelleo.

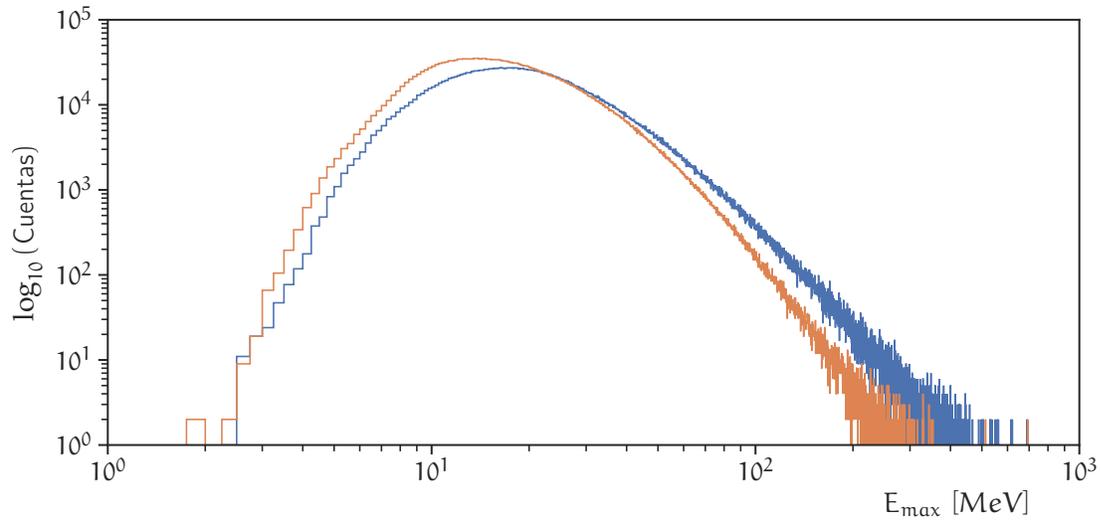


Figura 4.5: Distribuciones de energía máxima depositada en una barra de centelleo. La distribución en azul corresponde a las barras del lado Y y la distribución naranja al lado X.

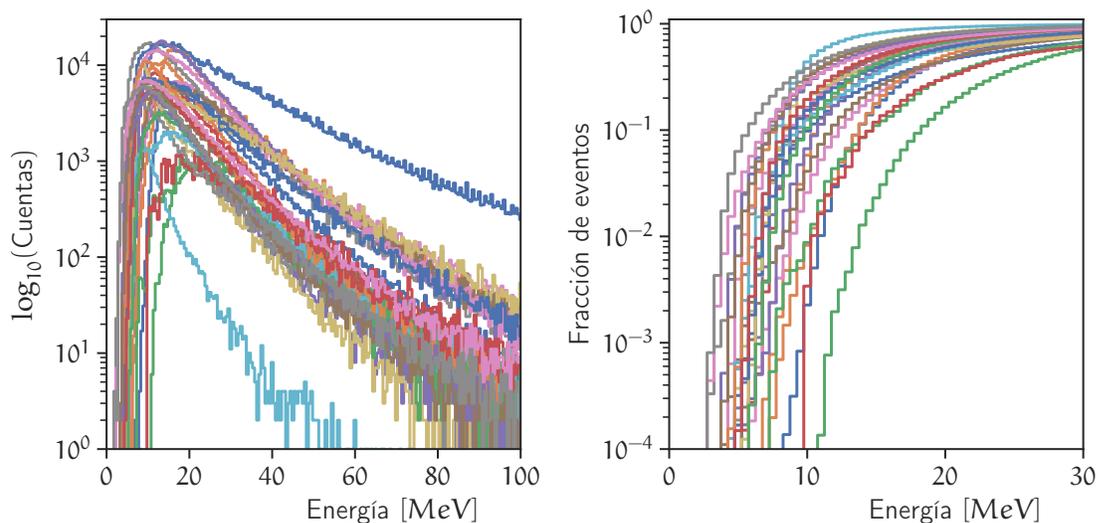


Figura 4.6: Distribuciones de energía máxima depositada en una barra de centelleo, clasificadas de acuerdo al MAPMT que registra la señal. El panel izquierdo muestra la distribución de cada fotosensor, mientras que el panel derecho muestra las distribuciones acumuladas.

ciones, correspondientes a cada uno de los MAPMTs que comprenden el SB3. Se puede apreciar de esta gráfica que la distribución de cada MAPMT inicia en un valor de energía diferente, lo cual apunta a diferencias en el umbral de detección. Para observar más claramente este efecto, el panel derecho muestra las distribuciones acumuladas; a partir de esto podemos calcular un umbral promedio de 5 MeV.

No obstante, el efecto del umbral solo afecta a una pequeña cantidad de eventos; ya que la razón entre el número de eventos que no superan el umbral de 7 MeV y los que si solo superan es tan solo del 3.5%¹. Luego entonces podemos considerar todos los eventos por debajo de 7 MeV como hits accidentales y eliminarlos de nuestro análisis. Finalmente podemos estimar la tasa de eventos del experimento en: 3178.40 ± 1.77 eventos/min, lo cual concuerda con la simulación dentro de la incertidumbre asociada.

4.1.1. Estabilidad del detector

Para finalizar esta sección presentaré un análisis sobre la operación estable del telescopio. Dado que el SciCRT se encuentra trabajando en alta montaña, bajo condiciones atmosféricas severas, una parte importante de nuestro trabajo en sitio ha sido el desarrollo e instalación de la infraestructura necesaria. Esto incluye sistemas de respaldo de alimentación eléctrica (banco de baterías y fuente

¹Aquí conviene aclarar que nos referimos al número de eventos por MAPMT, no al número de eventos totales.

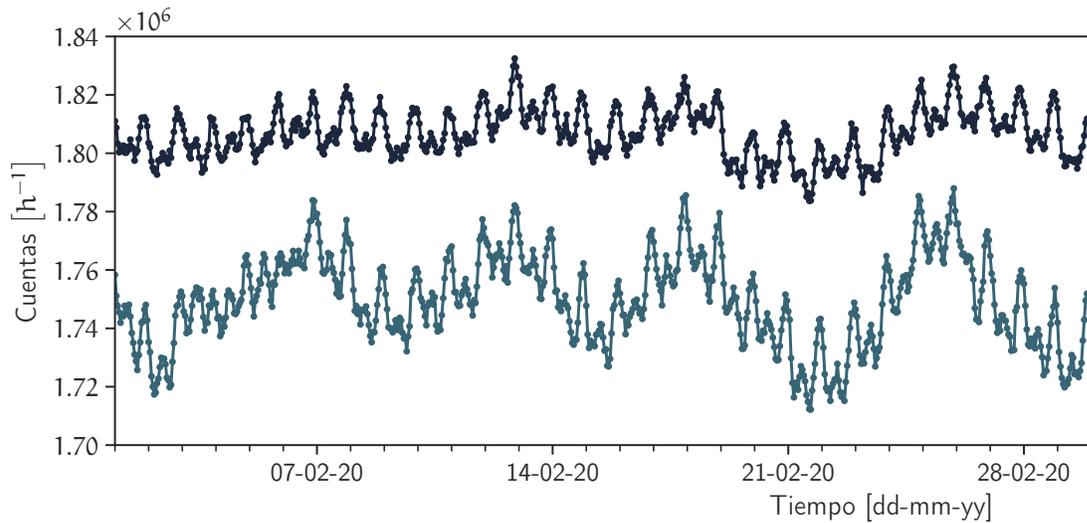


Figura 4.7: Total de eventos de muones registrados durante Febrero 2020 por el SciCRT (línea azul oscura) en comparación con datos del NM de la Ciudad de México (línea azul claro).

de alimentación ininterrumpida) y sistema de ventilación para favorecer la disipación de calor de la electrónica. La figura 4.7 presenta un ejemplo de la operación estable del detector durante el mes de febrero de 2020. En esta figura se muestran los datos del número de eventos por hora registrados en las capas de muones en color azul oscuro, mientras que la línea azul claro presenta los datos del NM de la Ciudad de México. A fin de presentar ambas gráficas en la misma escala, sumé 10^6 cuentas a los datos del NM. De la gráfica se puede observar que ambas series de tiempo siguen la misma evolución en el tiempo, lo cual es notable para en el caso de un detector operando a la altura de Sierra Negra, ya que los NMs son instrumentos ampliamente usados en el estudio de RC debido a su estabilidad.

De forma similar la figura 4.8 muestra el número de eventos por hora de las capas de neutrones. En este punto es importante aclarar que, debido al gran volumen de datos que registra el SB3, la adquisición en esta capa del detector se detiene por las noches para poder comprimir los archivos registrados. Esto explica las discontinuidades que se observan en la gráfica. A pesar de esta limitante se pueden notar de la figura que la serie de tiempo sigue la misma tendencia de las otras mencionadas previamente.

Por otra parte, ya que una parte significativa del análisis con los datos de neutrones está relacionada con la deposición de energía en las barras, un estudio de estabilidad requiere monitorear las ganancias de los MAPMTs en función del tiempo. La figura 4.9 muestra el resultado de esta análisis para los MAPMTs en las capas de neutrones durante un periodo de tres meses; de Diciembre 2019 a Febrero 2020. Para calcular la ganancia de los MAPMTs, dado que el pico de señal no es muy prominente, el procedimiento de análisis es el siguiente:

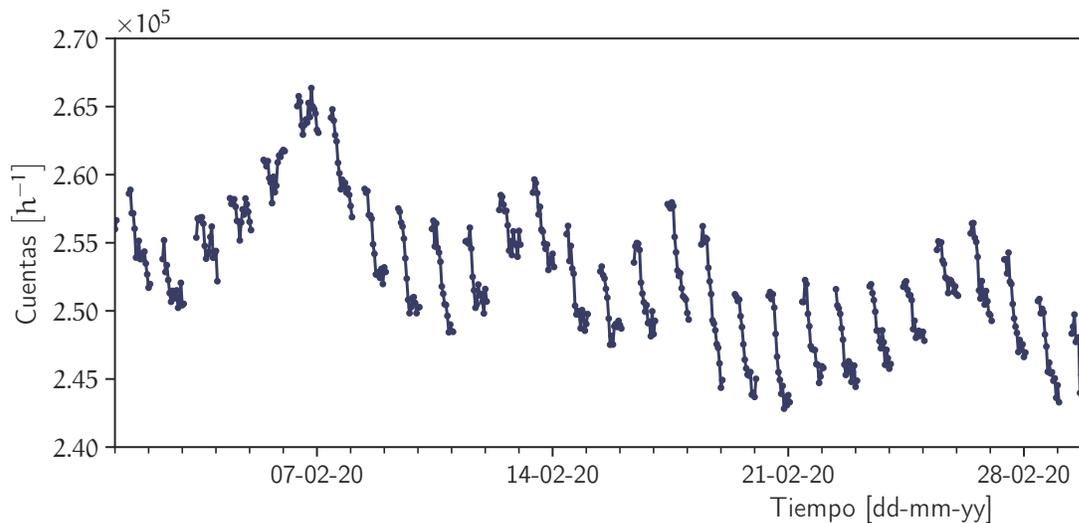


Figura 4.8: Total de eventos de partículas neutras registrados durante Febrero 2020 por el SciCRT.

1. Usar las distribuciones de ADC de cada barra y calcular los pedestales (ver figura 4.4).
2. Ajustar una función exponencial negativa a la región de 15 a 70 ADC posterior al pico del pedestal.
3. Sustraer el pedestal y función exponencial de la distribución de la barra.
4. Estimar la posición del pico de la señal.

El paso final se puede realizar ajustando una distribución al histograma resultante o calculando la moda del mismo. Por simplicidad del algoritmo utilicé la moda del histograma, sin embargo, resultados similares se pueden obtener ajustando una distribución. La desventaja de usar la moda es que este es parámetro muy sensible a la estadística del histograma, lo cual compensé calculando la ganancia por periodos de tres días. El panel superior de la figura 4.9 muestra la variación de la ganancia en el tiempo para uno de los MAPMTs del SB3. Como se observa en la figura, la ganancia tiene fluctuaciones considerables durante el periodo, muy probablemente causadas por efectos de temperatura [47]. No obstante, la mayoría de las variaciones están en el intervalo del $\pm 1.0\%$ (área sombreada en verde oscuro) y ninguna sobrepasa $\pm 2.0\%$ (área sombreada en verde claro).

Finalmente el panel inferior muestra la distribución para todos los MAPMT en el SB3 durante el periodo de tres meses. De la figura se puede concluir que, a pesar de las condiciones atmosféricas de Sierra Negra, todas las variaciones se encuentran en el rango de $\pm 2.5\%$.

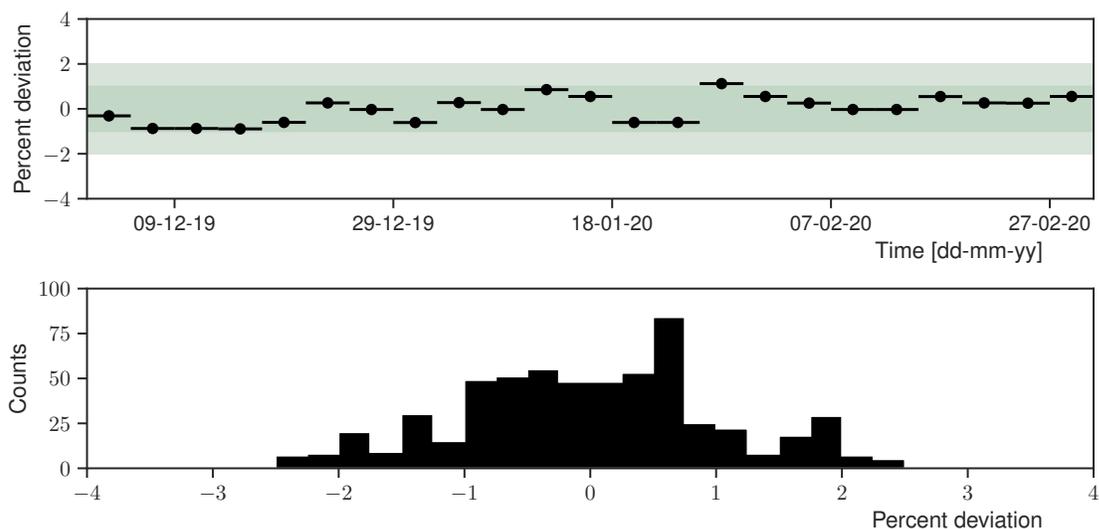


Figura 4.9: Estabilidad de la ganancia de los MAPMTs durante un periodo de tres meses. El panel superior muestra la variación en el tiempo de uno de los MAPMT. Las áreas sombreadas corresponden con las variaciones de $\pm 1\%$ y $\pm 2\%$. El panel inferior es la distribución de todos los MAPMTs.

4.2. Observación de partículas solares

Una vez demostrada la operación estable del SciCRT, así como las posibles fuentes de error asociadas con la electrónica; en lo que resta de este capítulo mostraré las capacidades del telescopio en la observación de partículas energéticas solares. Para lograr este objetivo, mi análisis complementa las observaciones hechas con el SciCRT con datos obtenidos mediante satélites dedicados a la detección de rayos X y γ . Las misiones satelitales utilizadas en este estudio son: FERMI, RHESSI, y GOES 15.

Los datos de GOES 15 (obtenidos de [76]) sirven como punto de partida para el estudio, ya que este satélite lleva un registro las 24 h del flujo de rayos X provenientes del Sol. De acuerdo con la tabla 1.2 la mayoría de los eventos de neutrones solares están asociados con ráfagas del tipo X, mientras que solo un evento está confirmado se produjo por una ráfaga tipo M. Considerando la base de datos de GOES, desde la instalación de la electrónica de alta velocidad en el SciCRT (Julio 2015) a la fecha; se han detectado 4 explosiones del tipo X y 71 del tipo M.

De los 4 eventos más intensos (todos ocurridos en Septiembre de 2017), dos de ellos no coinciden en tiempo con el periodo de observación del telescopio, mientras que en los otros dos el SciCRT no estaba trabajando debido a problemas en el suministro eléctrico del sitio.

Tomando en cuenta que el SciCRT es más sensible a neutrones de baja energía y la intensidad en

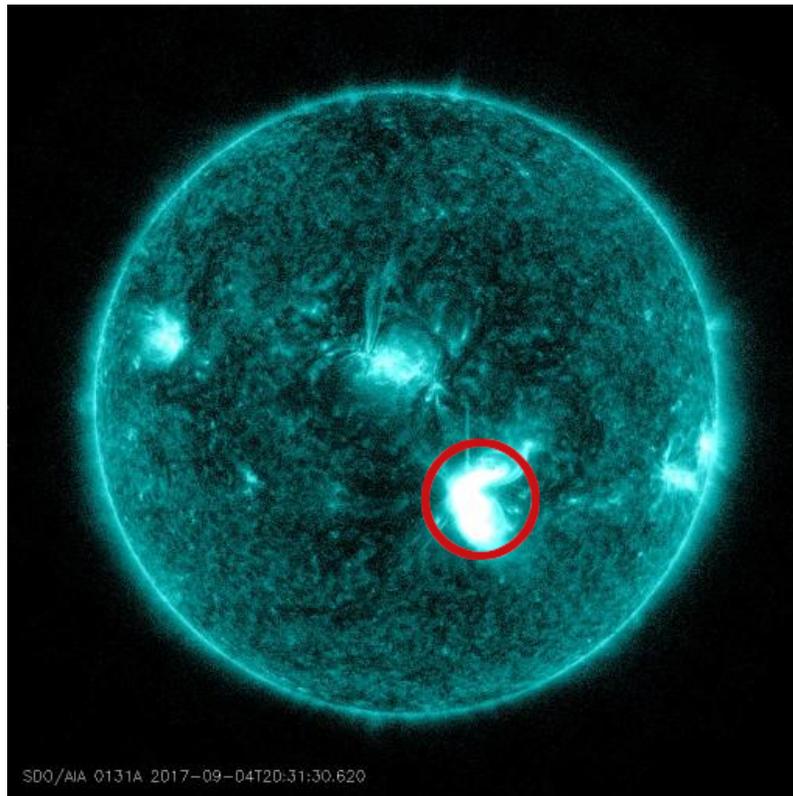


Figura 4.10: Image tomada por el satélite SDO durante la fulguración del 04/09/17 en la banda de 13.1 nm. Fuente: <https://www.spaceweatherlive.com/en.html>

rayos X está relacionada con el espectro de los neutrones producidos², un estudio sistemático de las 71 fulguraciones del tipo M resulta de gran interés para la comunidad, aun considerando que solo una fracción de éstas tiene condiciones para ser detectada en Sierra Negra. No obstante, por restricciones de tiempo solo concentraré mi análisis en dos eventos interesantes ocurridos durante Septiembre de 2017.

4.2.1. Posible observación de neutrones solares el 4 de Septiembre de 2017

El 4 de Septiembre de 2017 la región activa 12 673 produjo una fulguración del tipo M5.5 a las 20:28 UT (instante en que se registro en la orbita de la Tierra), localizada en las coordenadas S10° W2° (figura 4.10). A esta hora el satélite GOES registro un incremento en rayos X suaves en la banda de 1.5 a 12 keV, lo cual se muestra en color negro en la figura 4.11.

Por otro, la línea verde en la figura 4.11 muestra los datos del monitor de estallidos de rayos

²Lo cual es una suposición razonable pero aún requiere de más pruebas para sustentarla.

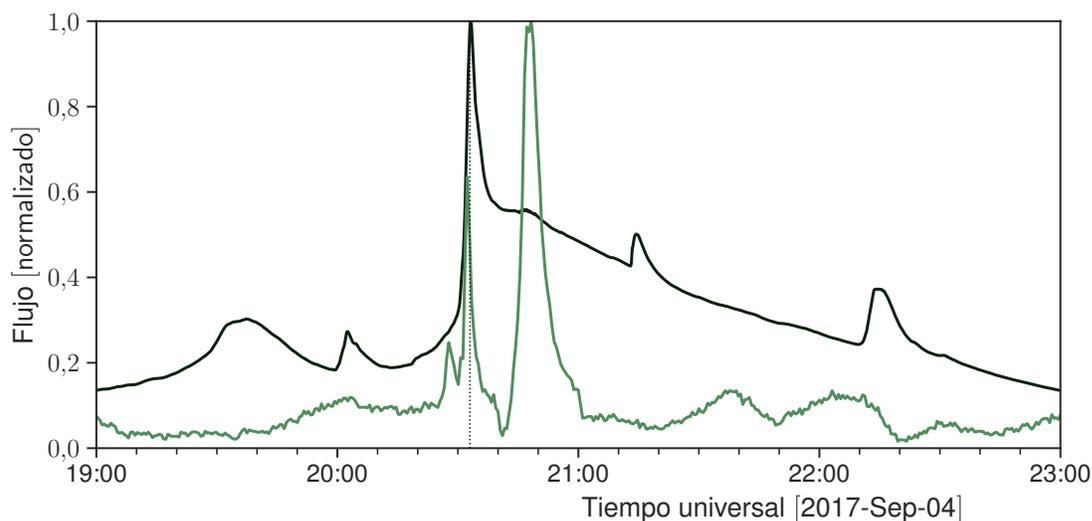


Figura 4.11: Perfil temporal de rayos X suaves (línea negra) observados por GOES 15, para la fulguración del 4 de Septiembre de 2017. La línea verde muestra los datos de FERMI-GBM en el rango de 50 a 300 keV.

γ de FERMI (GBM) en la banda de 50 a 300 keV. Dos incrementos importantes en esta banda se observan a las 20:28 y 20:52, lo cual brinda pruebas de la aceleración de electrones durante la explosión. Un análisis similar usando los datos de RHESSI [77] nos proporciona información similar a la obtenida con FERMI³.

Para poder argumentar sobre la producción de neutrones durante la ráfaga es necesario buscar en el espectro de rayos γ las firmas de los procesos de desexcitación nuclear y decaimiento de piones. No obstante, en este evento en particular, el telescopio de neutrones SEDA-FIB (instalado en la estación internacional) reporta una detección de neutrones en la dirección solar con alta significancia estadística [78]. Además de esto GOES también reporta un incremento debido a protones de altas energías, observado 4 h después de la explosión. De esta manera podemos esperar la observación de neutrones en la superficie terrestre si las condiciones de profundidad atmosféricas y flujo son adecuadas.

La figura 4.12 muestra el coseno del ángulo cenital solar para las diferentes localidades donde se encuentra la red mundial de telescopios de neutrones, considerando el instante en que se registra el máximo de la ráfaga. A partir de esta figura podemos concluir que en el instante del evento solar las mejores estaciones para observar neutrones solares eran Mauna Kea (Hawaii) y Sierra Negra, México. Tomando en cuenta el caso de México, el valor del ángulo cenital para el momento de la

³No incluyo los datos de RHESSI en este trabajo debido a que no existen herramientas libres para su procesamiento. Sin embargo, un análisis preliminar de éstos se puede hacer en la siguiente página <http://sprg.ssl.berkeley.edu/~tohan/browser/>.

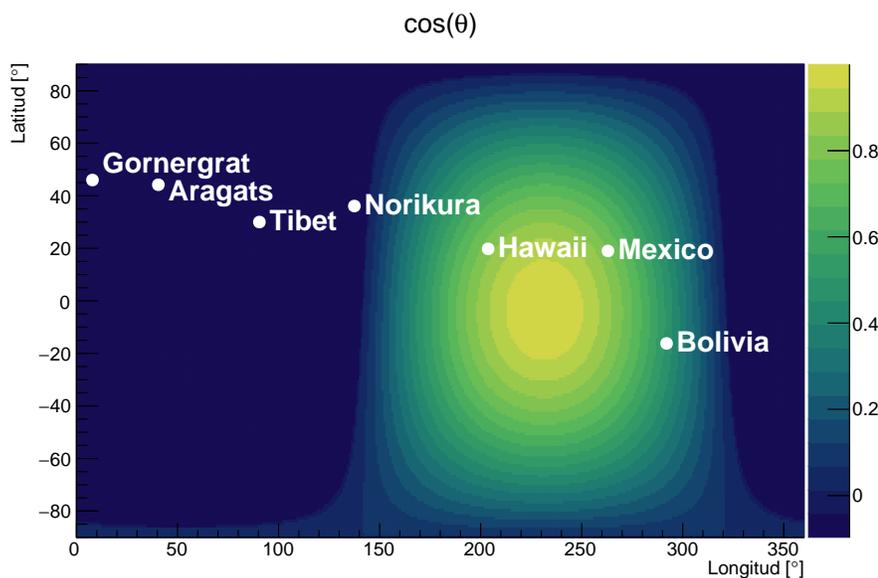


Figura 4.12: Coseno del ángulo cenital del Sol para el instante en que se registra la ráfaga. Los puntos muestran la localización geográfica de los TNS. La zona más clara indica un ángulo cenital del Sol cercano a cero.

ráfaga es de 38.7° y la masa de aire en el sitio 732 g cm^{-2} . Sin embargo, debido a que los neutrones sufren dispersión elástica en la atmósfera, la masa de aire efectiva es menor ($\approx 650 \text{ g cm}^{-2}$); lo cual favorece la propagación [79, 31].

A pesar de que estas condiciones favorecen la observación de partículas solares en Sierra Negra, como se puede apreciar en la figura 4.13, la tasa de eventos del telescopio no registra ningún exceso positivo durante la explosión. En la figura, el instante del máximo de la ráfaga t_0 se indica mediante la línea punteada vertical. Para calcular la significancia (σ) de los datos lo hice siguiendo el procedimiento descrito en [22]. En este método, primero ajustamos un polinomio de tercer grado a la serie de tiempo de las cuentas, considerando una ventana de tiempo $t_0 \pm 1.5 \text{ h}$. Posteriormente calculamos la significancia mediante la siguiente expresión:

$$\sigma = \frac{N_j - N_{bj}}{\alpha \sqrt{N_{bj}}} \quad (4.1)$$

de donde N_j es el total de cuentas registradas por cada 2 min, N_{bj} es el valor de la línea de base (polinomio) y α un factor de normalización, el cual sirve para *estandarizar* los residuos ($N_j - N_{bj}$). A partir de esta expresión consideramos como señal significativa a cualquier exceso de cuentas arriba de 3σ . Para poder asociar esta señal con la detección de partículas solares, es necesario que ésta ocurra dentro del intervalo de tiempo de $t_0 - 15 \text{ min}$ a $t_0 + 45 \text{ min}$; lo cual tiene como objetivo buscar señales de neutrones solares en un amplio rango de energías.

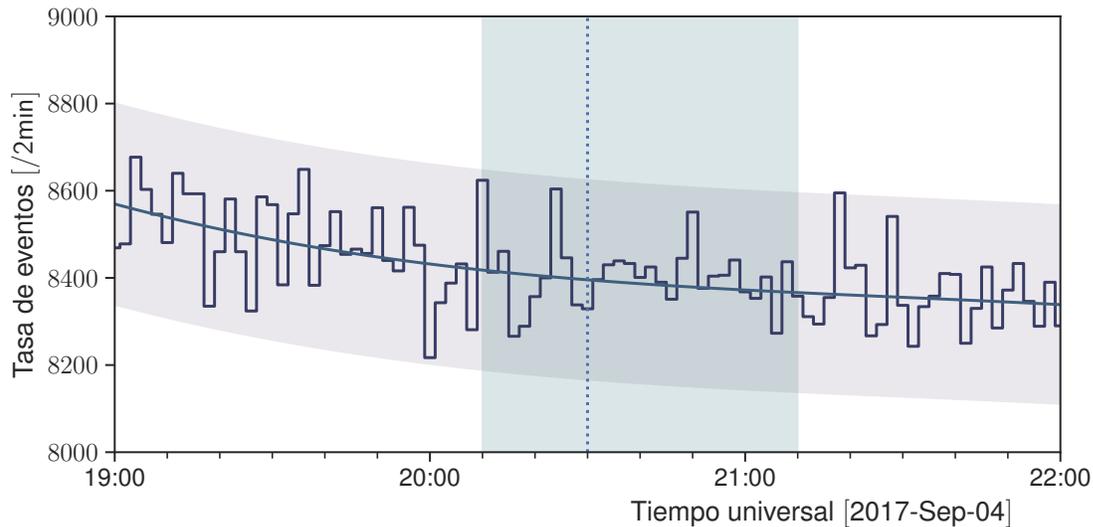


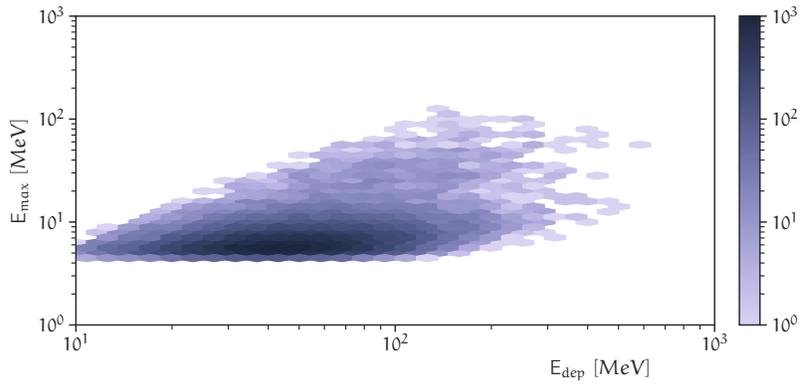
Figura 4.13: Perfil temporal de eventos registrados por el SciCRT el 04/09/17. El área sombreada representa el nivel de 3.0σ .

En la figura 4.13 la línea azul representa el ajuste del polinomio de tercer grado, mientras que el área sombreada en la dirección horizontal es el intervalo de $\pm 3\sigma$. Como se puede observar, no existe ningún incremento mayor a 3σ durante la ventana de tiempo de interés (área sombreada vertical), en primera instancia no podemos concluir que el SciCRT detectó partículas solares.

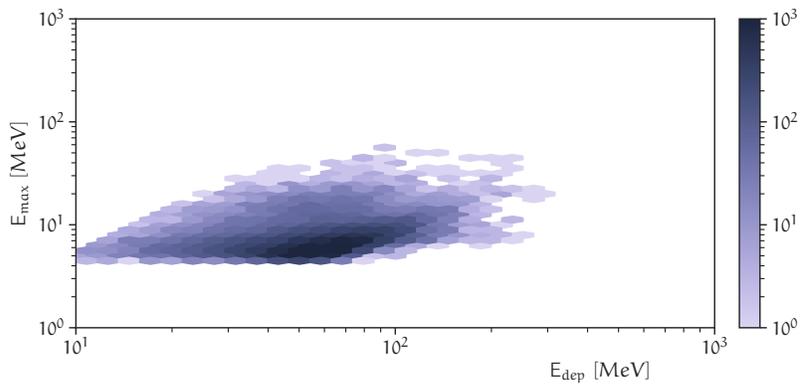
Por otro lado, dado que la fulguración no es gran magnitud, es conveniente buscar un método para eliminar la contaminación producida por radiación cósmica secundaria en los eventos registrados, y analizar si de esta forma es posible encontrar una señal significativa.

Un método simple para realizar la clasificación consiste en el análisis de las distribuciones de energía depositada contra energía máxima depositada en una barra [70, 80]. La figura 4.14 muestra las distribuciones obtenidas mediante simulación para las diferentes componentes de la radiación cósmica. El panel superior muestra los resultados para e^\pm y rayos γ , el panel del centro contiene datos de μ^\pm y el panel inferior corresponde a la componente hadrónica. En todas las figuras la escala de color (de colores claros a oscuros) representa la densidad de eventos en uno de los *bines*. Se puede apreciar en las figuras que tanto la componente electromagnética como la muónica se agrupan en el extremo inferior derecho de las gráficas, mientras que los hadrones están agrupados en la parte superior izquierda. Esto se debe a que los protones tienen pérdidas de energía grandes cuando se detienen dentro del detector.

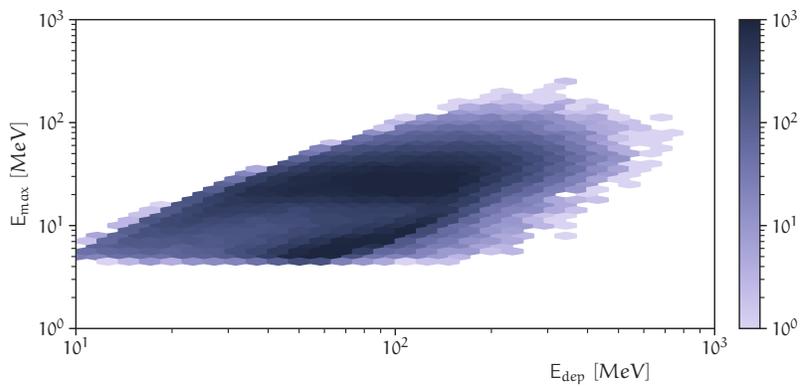
De esta forma podemos definir la ecuación 4.2, la cual permite realizar la separación entre hadrones y componentes muónica/electromagnética:



Componente electromagnética (γ y e^\pm).



Componente muónica.



Componente hadrónica.

Figura 4.14: Distribuciones E_{dep} E_{max} para las diferentes componentes de la radiación cósmica secundaria.

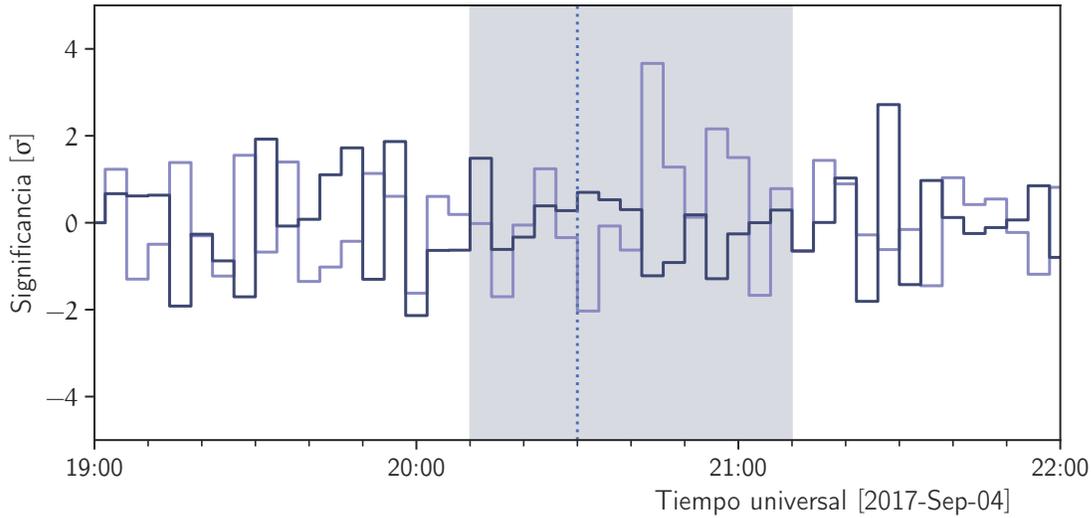


Figura 4.15: Significancia en función del tiempo para los grupos de hadrones (serie color violeta) y muones/electromagnética (serie color azul fuerte). La resolución temporal de las series es de 4 min.

$$E_{\max} = 0.646807 \cdot (E_{\text{dep}})^k \quad (4.2)$$

$$k = 0.5 \cdot \log_{10} \left(\frac{283.0}{5.0} \right)$$

Cabe mencionar que, a pesar de que este método tiene buena precisión para hadrones (hay poca contaminación de las componentes electromagnética y muónica), la eficiencia es muy pobre (menor al 40%) y no permite directamente separar entre neutrones y protones. Un método adicional que se puede utilizar para separar entre partículas cargadas y no cargadas se presenta en el Apéndice A. No obstante, los métodos desarrollados en [50] son mucho más poderosos.

El resultado de aplicar el criterio de selección descrito anteriormente a los datos del SciCRT se muestra en la figura 4.15. En la figura se grafican las significancias de las series de tiempo de los hadrones (serie en color violeta) y componentes muónica/electromagnética (serie en color azul fuerte), además del instante del máximo de la ráfaga (línea punteada) y la ventana de tiempo para observar neutrones. Cada *bin* en la serie de tiempo corresponde a 4 min. De la serie de tiempo de hadrones se observa un incremento de 3.8σ doce minutos después del máximo en rayos X, lo cual indicaría la detección de neutrones de 400 MeV (tomando en cuenta el tiempo de vuelo, ver figura 1.4).

Aunado a esto, la serie de hadrones tiene 4 excesos positivos posteriores al máximo, lo cual podría

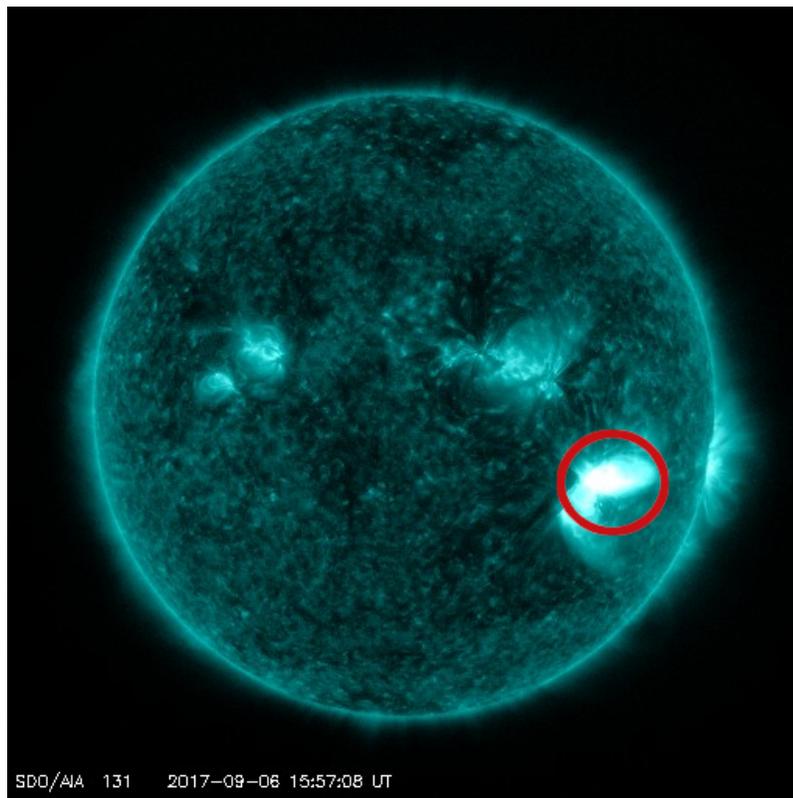


Figura 4.16: Image tomada por el satélite SDO durante la fulguración del 06/09/17 en la banda de 13.1 nm. Fuente: <https://www.spaceweatherlive.com/en.html>

estar relacionados con neutrones de menor energía. Tomando en cuenta estos excesos la significancia está entre 5.1σ y 10.1σ , dependiendo cuanto consideremos que dura la emisión. También existe la posibilidad que estos las dos señales significativas se presenten debido a dos instantes de aceleración diferentes, tomando en cuenta los dos máximos en emisión de rayos X duros (ver figura 4.11). En este sentido un análisis más detallado del espectro registrado por FERMI y RHESSI puede dar pistas sobre el escenario en el que se aceleraron los neutrones.

4.2.2. Posible observación de rayos γ solares el 6 de Septiembre de 2017

El 6 de Septiembre de 2017 el Sol produjo otra ráfaga tipo M2.7 a las 15:45 UT, proveniente de la misma región activa que la explosión analizada previamente (aunque desplazada 20° al Oeste). La figura 4.16 muestra una imagen de la atmósfera solar en la banda de 13.1 nm.

El satélite GOES registró el incremento en la banda de rayos X suaves, sin embargo ni FERMI ni RHESSI estuvieron en condiciones para observar este evento.

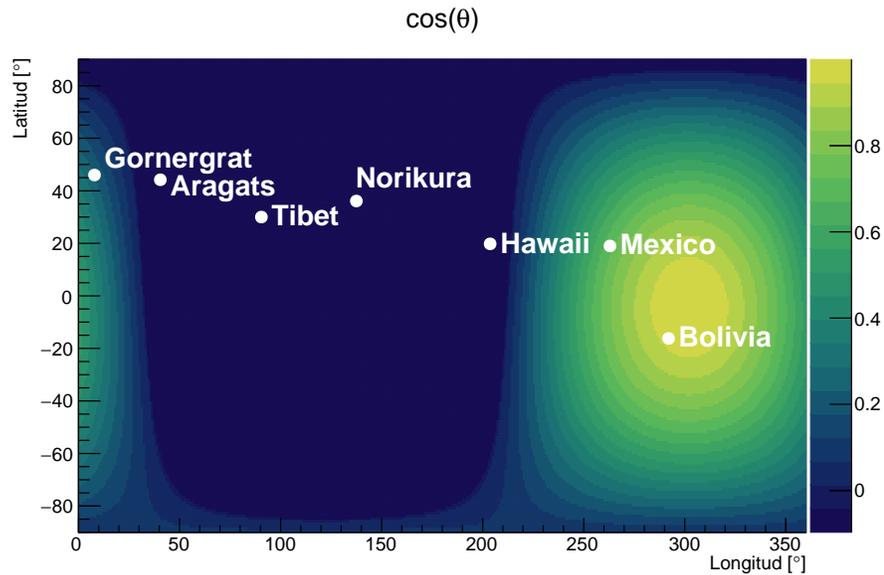


Figura 4.17: Coseno del ángulo cenital del Sol para el instante en que se registra la ráfaga. Los puntos muestran la localización geográfica de los TNS. La zona más clara indica un ángulo cenital del Sol cercano a cero.

Aun con estas limitaciones, al revisar las condiciones para la detección de partículas solares, vemos que el SciCRT tenía buenas posibilidades de observarlas. Esto se puede corroborar mediante la figura 4.17, en la cual se muestra que los mejores sitios para observar en el instante de la fulguración son Sierra Negra y Chacaltaya, Bolivia. El ángulo cenital solar es de 45.1° en el instante de la ráfaga, con una masa de aire de 813 g cm^{-2} (masa efectiva de 688 g cm^{-2}).

La figura 4.18 muestra la tasa de eventos registrada para el instante de la ráfaga, considerando la ventana de $t_0 \pm 1.5 \text{ h}$. La línea azul representa el ajuste del polinomio de tercer grado, mientras que el área sombreada en la dirección horizontal es el intervalo de $\pm 3\sigma$. Para este evento en particular tenemos un exceso de 3.8σ , seguido de 6 excesos positivos; resultando en una significancia de 8.9σ durante 14 min.

Por otro lado, aunque la señal es muy significativa, sostener la hipótesis de que estas partículas son neutrones es difícil debido al retardo de 20 min que existe entre t_0 y el exceso de 3.8σ . De ser neutrones estas partículas, su energía cinética sería de 100 MeV y los subsecuentes incrementos de menor energía; lo cual apuntaría a un espectro de emisión muy suave. Otra posibilidad de interpretar este resultado es que los iones primarios en la atmósfera solar no se hayan producido en el mismo instante que los electrones, llevando a este retraso. Ambas posibilidades pueden ser estudiadas analizando con detalle la distribución de energía depositada, lo cual se deja para un futuro estudio.

Otra posibilidad que surge de este resultado es que las partículas detectadas no sean neutrones.

Detección de partículas

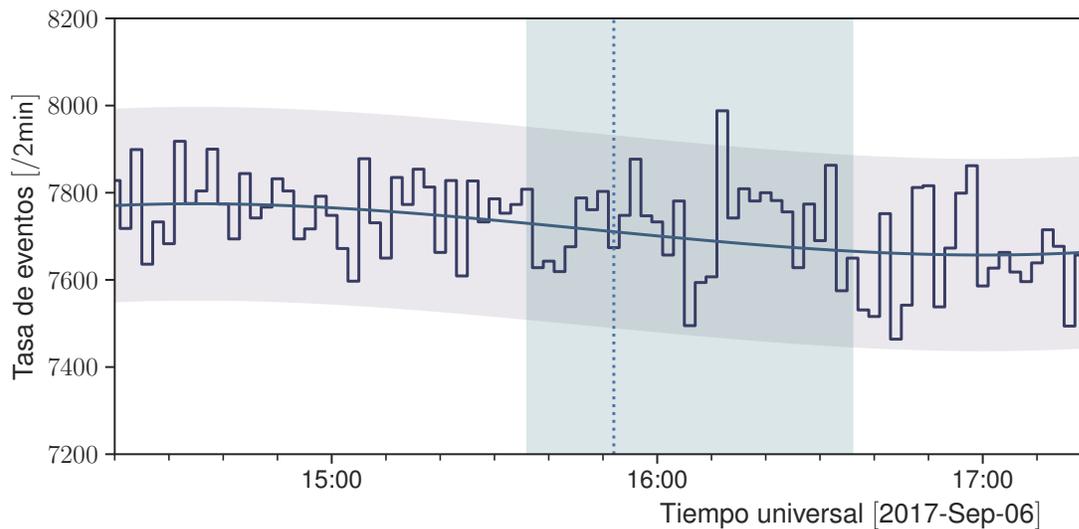


Figura 4.18: Perfil temporal de eventos registrados por el SciCRT el 06/09/17. El área sombreada representa el nivel de 3.0σ .

En este sentido el satélite GOES reporta un flujo de protones energéticos en la órbita terrestre, sin embargo esta hipótesis también resulta muy poco probable por dos circunstancias. La primera es que los protones monitoreados por GOES son de energías menores a 1 GeV, lo que hace imposible que lleguen al sitio de Sierra Negra debido a la rigidez umbral del sitio (≈ 8.2 GV). Aunado a esto, no hay ningún exceso registrado asociado a estas partículas en la base de datos de monitores de neutrones (<https://www.nmdb.eu/nest/>).

Más aún, el incremento reportado por GOES inicia a las 12:02, asociado a una fulguración muy intensa del tipo X9.3. En el caso de que un pequeño número de los protones producidos durante esta ráfaga tuviera la energía suficiente para entrar en la localidad de Sierra Negra, surge el problema de por qué su detección es a las 16:15.

Otro escenario es el de la detección de rayos γ solares. En este caso FERMI reporta una emisión de rayos γ con energía > 100 MeV, iniciando con la fulguración X9.3 y manteniéndose durante más de 13 h dos ordenes de magnitud arriba de la línea de base. Los datos de FERMI se muestran en la figura 4.19, con la línea punteada indicando t_0 para la ráfaga M2.6. La línea negra sólida representa el nivel de flujo de Sol quieto ($\approx 4.5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$).

Para poder descartar las diferentes posibilidades seguí una metodología similar a la hecha para el evento del 4 de Septiembre y apliqué el criterio de separación antes mencionado. De esta forma obtuve el resultado de la figura 4.20. Como se observa, para este evento el exceso se encuentra registrado en la serie de tiempo de la componente electromagnética/muones, con lo que en principio nos brinda pruebas de que las partículas detectadas son rayos γ .

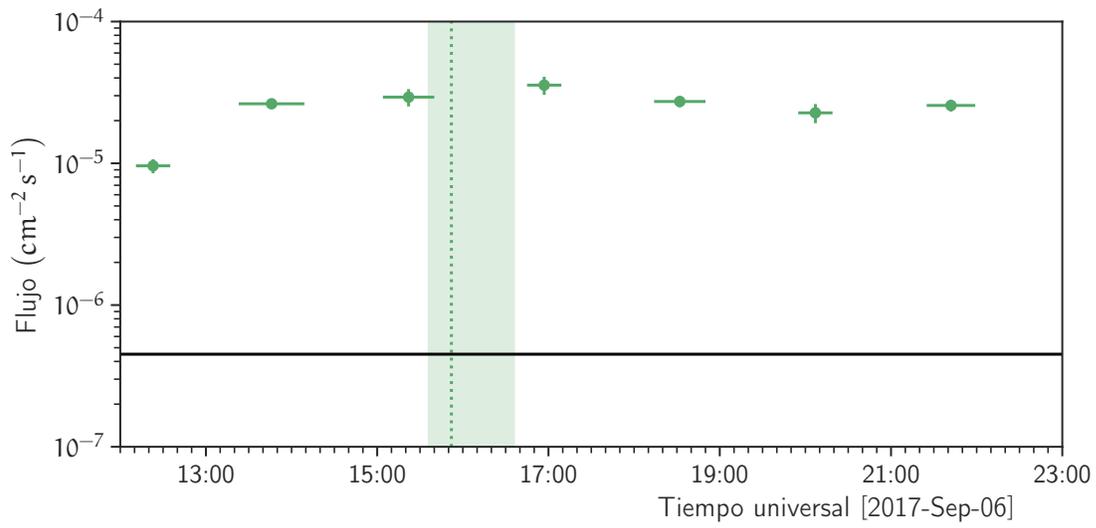


Figura 4.19: Flujo de rayos γ con energías > 100 MeV detectado por FERMI el 06/09/17.

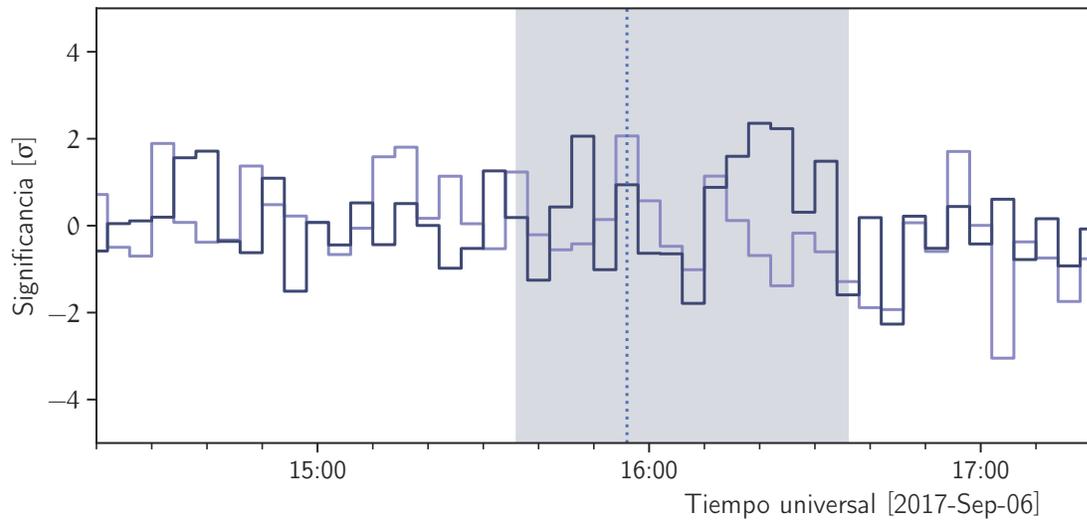


Figura 4.20: Significancia en función del tiempo para los grupos de hadrones (serie violeta) y muones/electromagnética (serie azul fuerte). La resolución temporal de las series es de 4 min.

Aun con este resultado, sustentar la hipótesis de la detección de rayos γ es complicado, en primer lugar porque la atmósfera terrestre es opaca a este tipo de radiación. Por otra parte, esta hipótesis sufre del mismo problema que la detección de protones, debido a los intervalos de tiempo en que se registra.

Con respecto a esto último, un argumento a favor es el presentado en [81], en donde se reporta una detección de rayos γ solares bajo circunstancias similares. En primera instancia, el artículo presenta la posible observación de rayos γ solares mediante satélite (SEDA-FIB) y un telescopio en superficie (el TNS de Sierra Negra), lo cual apoya la idea de que a pesar de su atenuación en la atmósfera; estas partículas pueden llegar a sitios en alta montaña. Más aún, las características del evento explosivo son muy parecidas; ya que la producción de los rayos γ también se asocia a una emisión de alta energía (> 100 MeV) de larga duración, pero la observación de las partículas en superficie no se presenta en la fase de crecimiento de la fulguración sino tiempo después. Esto abre nuevas preguntas sobre como se llevó a cabo la aceleración de las partículas primarias que produjeron los rayos γ . En este sentido, el evento aquí analizado brinda pruebas para confirmar este tipo de eventos y serviría como motivación para buscar más señales de rayos γ solares en detectores de superficie.

4.3. Comentarios finales

Para finalizar este capítulo presento de manera breve un resumen de las características de los eventos con el fin de establecer las líneas sobre las que seguiré mi investigación.

En el caso del evento del 4 de Septiembre, tenemos suficiente evidencia de datos de satélites para confirmar la producción de neutrones en el Sol y su detección en la órbita terrestre. Es por lo tanto necesario estudiar la propagación de éstos en la atmósfera terrestre y su interacción con el detector.

Un primer paso de esto es la figura 4.21, en donde se muestran los resultados de una simulación MC con el modelo PARMA incluyendo todas las especies (distribución naranja) y el modelo de Shibata para la propagación de neutrones solares en la atmósfera más la contribución de RC secundarios de PARMA (distribución azul). En ambos casos los histogramas corresponden a las distribuciones de ángulo cenital de partículas en el sitio. El ángulo al que se inyectan las partículas en el tope de la atmósfera es de 38.7° . La curva roja en la figura presenta la diferencia cuadrática entre los histogramas durante el evento y el periodo sin evento. Podemos ver de esta gráfica que el máximo se encuentra en 31° .

El número de neutrones solares inyectados en la simulación al tope de la atmósfera es de 50×10^6 , de los cuales solo llegan a la altura de Sierra Negra 50×10^3 . De estos solo aproximadamente el 5% producirán señal el SciCRT, lo cual nos deja con 2500 posibles eventos detectados. Si distribuimos estos 2500 eventos durante el intervalo de duración del evento, obtenemos una significancia similar a la reportada en la sección anterior. De este razonamiento podemos concluir que es factible explicar el incremento registrado en los datos.

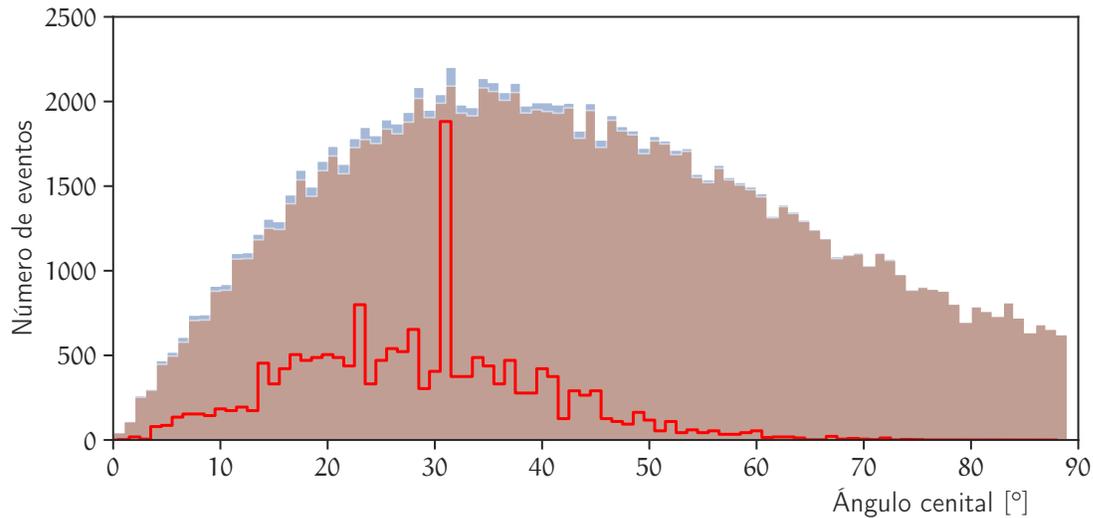


Figura 4.21: Distribuciones de ángulo cenital para RC secundarios (distribución naranja) y RC más neutrones solares (distribución azul). La curva roja representa la diferencia cuadrática entre ambas.

Más allá de esto, otro propiedad importante de los resultados en a figura 4.21 está en el cambio de la distribución angular de los neutrones que se observan, ya que hay una diferencia de 7° entre ambas⁴, lo cual es producto de la dispersión de los neutrones por la atmósfera. A partir aquí percibe la importancia de simular estos neutrones interaccionando con el SciCRT, ya que su distribución angular también debe verse modificada.

Sumado a esto, un análisis más detallado de los datos de satélite y un estudio del espectro de energía observado por el telescopio son necesarios para determinar las propiedades más importantes de este evento.

En lo referente al evento del 6 de Septiembre los datos de satélite son insuficientes para establecer todo el escenario del evento. Una alternativa se encuentra en los datos del satélite Integral [82], el cual también observa rayos γ en el rango de energía requerido.

Por otro lado, haciendo un análisis similar al del otro evento, obtuve los resultados que se muestran en la figura 4.22. En este caso utilicé CORSIKA para realizar la simulación, inyectado 50×10^6 de rayos γ al tope de la atmósfera con un ángulo cenital de 42° .

De la figura es evidente que la distribución angular de los rayos γ sufre poca variación con respecto al valor de entrada, ya que el máximo de la diferencia entre ambas distribuciones está en 38° . Este valor máximo es un resultado positivo para confirmar la detección del evento con el SciCRT, ya que el telescopio solo es sensible a rayos γ de alta energía y ángulos mayores a 30° .

⁴Efecto conocido como refracción de neutrones solares [79]

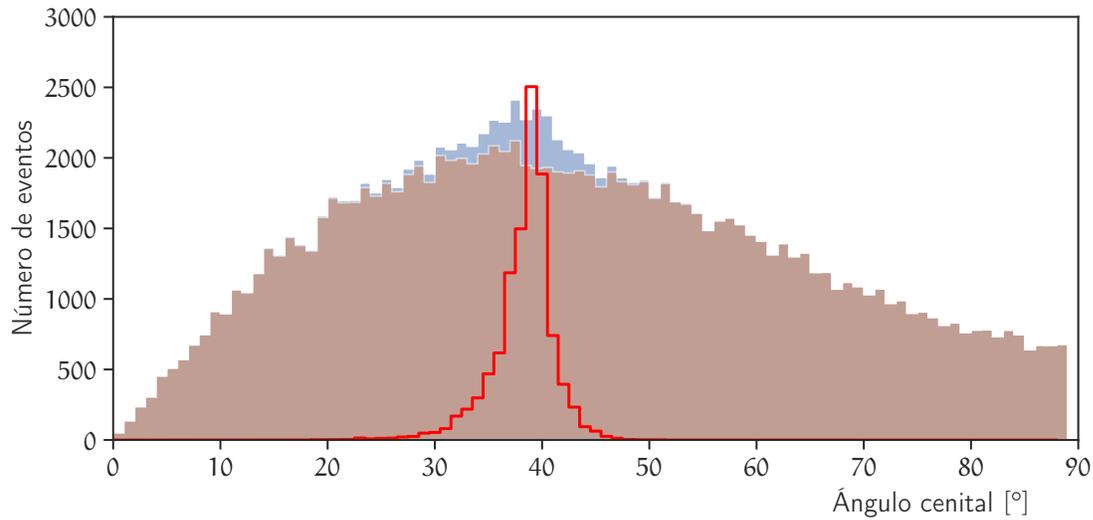


Figura 4.22: Distribuciones de ángulo cenital para RC secundarios (distribución naranja) y RC más rayos γ solares (distribución azul). La curva roja representa la diferencia cuadrática entre ambas.

Sin embargo, el número de rayos γ que llegan al sitio es muy sensible al espectro de energía inyectado al tope de la atmósfera, además de que esto también repercute en la capacidad del SciCRT para detectar estos eventos. De este último punto resulta importante hacer un análisis de espectro de energía de las partículas detectadas para posteriormente tratar de estimar el espectro en el tope de la atmósfera. Teniendo este resultado, un estudio de los datos de FERMI del espectro de energía (aunque en un periodo de tiempo diferente) pueden brindar una pauta para establecer la autenticidad del evento.

Capítulo 5

Conclusión

La operación del SciCRT será fundamental para comprender los mecanismos de aceleración en el Sol. El nuevo detector, además de su volumen activo mayor, tiene mayores capacidades para identificar partículas y mejor resolución en energía; lo cual lo hace un excelente instrumento para estimar el espectro de energía de los neutrones solares. Desde 2015 el telescopio opera de manera estable, gracias a la instalación de electrónica de alta velocidad. Aunado a esto, hemos comenzado el diseño de unidades de electrónica FE, con vista a alcanzar el potencial del SciCRT como telescopio de neutrones solares.

Para lograr este objetivo hemos diseñado un técnica de simulación que incluye todos los procesos importantes en la generación de las señales, alimentando a la entrada de la simulación muones de rayos cósmicos secundarios, con el fin de analizar su deposición de energía e información temporal. A partir de esto hemos logrado diseñar y construir prototipos de la nueva electrónica, con la ventaja de tener una solución efectiva en costo y potencia. La validación de la metodología la realizamos construyendo una versión de 16 canales de preamplificador/formador, incluyendo la descripción de las funciones de discriminación, TDC y transferencia de datos en un FPGA. La prueba de este sistema la realizamos mediante un pulsador LED.

Una prueba extensiva se realizó en un experimento de alta montaña, con el propósito de extraer las características de la señal real y compararlas con la simulación. Todos los resultados obtenidos se encuentran en buena concordancia con la simulación. Además, la aplicación de este análisis nos permitió determinar no-linealidades en la respuesta del detector, y encontrar una relación importante entre la señal de TOT y la distancia con respecto al sensor óptico. Por otro lado, el estudio de la longitud de atenuación en las fibras usando datos experimentales nos permitió la calibración de la simulación MC para incluir propiedades ópticas de las barras de centelleo y fibras WLS que habían sido analizadas con anterioridad. Con respecto a las características temporales de las señales del detector, a través de nuestro análisis hemos determinado la necesidad de estudiar a profundidad la dependencia de varios parámetros de la electrónica con respecto a la temperatura, lo cual puede afectar la resolución del telescopio.

Conclusión

Una observación final con respecto a la desarrollo de la electrónica es que, bajo las restricciones actuales de nuestro análisis, la distribución temporal de las señales producidas por neutrones en las barras de centelleo no se ha estudiado; y será motivo de futuras investigaciones debido a su importancia.

Posteriormente, en la parte final de esta tesis presentamos un estudio del desempeño del SciCRT como telescopio de rayos cósmicos y un análisis de su operación estable. El estudio de desempeño lo realizamos comprando las tasas de eventos del experimento y una simulación MC que incluye siete especies de partículas. Además, la simulación también considera las distribuciones de energía y angulares de las componentes de la radiación cósmica, así como su abundancia en el flujo total. La tasa de eventos obtenida a través de la simulación es de: 3132.31 ± 94.80 eventos/min. Por otra parte, al analizar la tasa de eventos del experimento encontramos una contaminación por eventos de menor energía a la del umbral. Posterior al filtrado de los eventos accidentales, obtuvimos una tasa de eventos de 3178.40 ± 1.77 eventos/min, con lo cual concluimos que ambas concuerdan dentro de las incertidumbres asociadas.

En el estudio de estabilidad nos concentramos en analizar las variaciones de la ganancia de los 28 MAPMT que componen el SB3 del SciCRT. Con este objetivo nos enfocamos en analizar tres meses de datos, de Diciembre de 2019 a Febrero de 2020, lo cual presentó un reto técnico debido al gran volumen de datos que hay que procesar. Como resultado de este estudio pudimos concluir que la ganancia de los MAPMT se ve afectada, principalmente por condiciones ambientales, pero debido a la instalación de infraestructura adecuada en el sitio la máxima variación observada es de solo 2.5%. Este resultado nos da garantía de que el SciCRT opera de manera estable, no obstante resalta la importancia de monitorear sistemáticamente la ganancia del telescopio para conocer la incertidumbre asociada con la estimación de energía.

Ambos análisis (estabilidad y desempeño) apuntan a que el detector en su condición actual puede ser usado de manera confiable para observar partículas energéticas solares. Luego entonces es interés para la comunidad científica el análisis de los datos obtenidos por el SciCRT durante estos primeros años de operación.

Teniendo esta motivación realizamos un estudio de los datos obtenidos durante dos ráfagas solares de intensidad media (tipo M) y encontramos que hay buenas razones para concluir que el SciCRT observó partículas provenientes del Sol: neutrones en un caso y rayos γ en el otro. Es importante remarcar aquí, que aunque el método propuesto nos ha permitido hacer una primera aproximación al problema, el método tiene varias limitaciones y en ese sentido las técnicas empleadas en [50] presentan una mejor alternativa. Un futuro análisis de estos eventos, en donde se estudie con detalle el espectro de energía de las partículas detectadas, así como su dirección de arribo; no solo permitirá comprobar la detección sino también entender el escenario bajo el cual se aceleraron estas partículas. Esto es notable dado que, no solo el SciCRT nos permite estudiar con mayor profundidad estos eventos, sino que además nos abre una nueva ventana al ser más sensible a neutrones de baja energía y tener una mejor eficiencia de detección para rayos γ , en comparación con la generación previa de TNS.

Finalmente, de confirmarse la detección de rayos γ esto nos abre nuevas preguntas sobre como

se pudieron originar estas partículas en el contexto de una emisión de rayos γ de alta energía y larga duración. En este sentido, el evento aquí analizado brinda pruebas para confirmar este tipo de eventos y sirve como motivación para buscar más señales de rayos γ solares en detectores de superficie.

Apéndice

Apéndice A

Clasificación de partículas cargadas y no cargadas en el SciCRT usando un método de anti-coincidencia

Como mencioné en el capítulo 4, la separación de las diferentes especies que detecta el SciCRT es una tarea compleja, ya que aunque las capas de muones eliminan la contaminación de partículas cargadas que inciden verticalmente; existe contaminación de partículas cargadas que entran por los lados del detector.

Un método sencillo para eliminar esta contaminación consiste en utilizar las barras que rodean el SB como anti-coincidencia, las cuales se muestran en el figura A.1 en color verde. Este método funciona debido a que las partículas no cargadas producen trazas en el interior del SB sin disparar la anti coincidencia (traza color rojo en la figura).

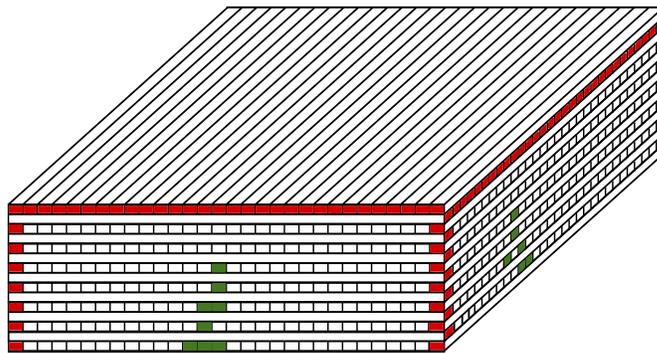


Figura A.1: Definición de la señal de anti-coincidencia para el SB3. Las barras color verdes son las utilizadas en el estudio de la eficiencia de separación.

Clasificación de partículas cargadas y no cargadas en el SciCRT usando un método de anti-coincidencia

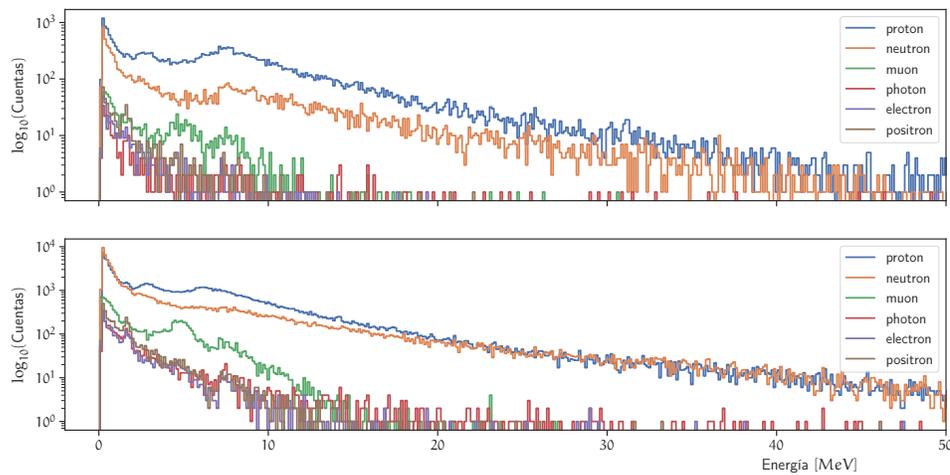


Figura A.2: Histogramas de energía depositada para diferentes especies de partículas en las capas de anti-coincidencia.

Sin embargo este método no es totalmente eficaz debido a dos los siguientes puntos:

- Las barras del SB3 están instaladas a la mitad del detector (debajo de SB1 y SB2).
- Las barras que se utilizan en anti-coincidencia no están en la capa más exterior del detector (hay 16 barras de centelleo extras en cada lado del detector.)

El primer punto limita el uso de la capa superior como anti-coincidencia, ya que partículas no cargadas que generen señal en la superior (SB2) podrían ser eliminadas por el uso de el método. El segundo punto disminuye la efectividad del método ya que al cruzar las barras externas al SB, la probabilidad de que neutrones y rayos γ interaccionen en las barras de anti-coincidencia incrementa.

Tomando en cuenta esto realicé una simulación MC para encontrar la mejor combinación de patron de anti-coincidencia y umbral para separar partículas cargadas y no cargadas. El resultado de esta simulación se muestra en la figura A.2. El panel superior muestra el histograma de deposición de energía de cada una de las especies en la capa superior del SB3. El panel inferior muestra la misma distribución pero para las barras laterales. De ambas figuras se puede apreciar claramente que todas las especies depositan energía en las barras de anti-coincidencia, por lo que en principio no es posible hacer una separación perfecta.

Por esta razón, el patron de anti-coincidencia a usarse en el análisis de los datos debe adecuarse al evento en particular que estemos estudiando. Considerando esto hay dos casos. Utilizando un umbral de 6.0 MeV para las capas de anti-coincidencia y usando solo las barras de arriba en el

disparo: los protones son rechazados en un 90 %, mientras que neutrones disminuyen en un 50 % y los muones son prácticamente eliminados.

Con el mismo umbral, pero usando las barras laterales tenemos lo siguiente: protones se eliminan en un 35 %, mientras que neutrones y muones se atenúan en un 10 %.

En ambos casos electrones, positrones y rayos γ son fuertemente atenuados, por lo que si se desea ver estos productos no es conveniente el uso de la anti-coincidencia.

Bibliografía

- [1] Plank collaboration. «Plank 2018 results». En: *Astronomy and Astrophysics* 641 (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/201833910.
- [2] Cordero Tercero, M. G. and others. *Introducción a la Física Espacial*. México: UNAM, 2013.
- [3] Lang, K. *The Sun from Space*. Alemania: Astronomy and Astrophysics Library, Springer, 2009.
- [4] E. G. Adelberger y other. «Solar fusion cross sections II: The pp chain and CNO cycles». En: *Reviews of Modern Physics* 83 (2011). DOI: 10.1103/RevModPhys.83.195.
- [5] Noyes, R. W. *The sun, our star*. Estados Unidos: Harvard University Press, 1982.
- [6] Golub, L. and Pasachoff, J. M. *Nearest star: The suprising science of the Sun*. Estados Unidos: Cambridge University Press, 2014.
- [7] R. G. Giovanelli. «A Theory of Chromospheric Flares». En: *Nature* 158 (1946), págs. 81-82. DOI: 10.1038/158081a0.
- [8] F. Hoyle. «Some Recent Researches in Solar Physics». En: *Cambridge University Press* (1950). DOI: 10.1002/qj.49707632720.
- [9] P. A. Sweet. «The neutral point theory of solar flares». En: *Cambridge University Press* (1958), págs. 123-134. DOI: 10.1017/S0074180900237704.
- [10] E. N. Parker. «Sweet's mechanism for merging magnetic fields in conducting fluids». En: *Journal of Geophysical Research* 62(4) (1957), págs. 509-520. DOI: 10.1029/JZ062i004p00509.
- [11] Shibata, K. y Magara, T. «Solar flares: Magnetohydrodynamic processes». En: *Living Reviews in Solar Physics* 8 (2011). [Online article]: citado [10-Apr-2021] <http://www.livingreviews.org/lrsp-2011-6>. DOI: 10.12942/lrsp-2011-6.
- [12] S. Masuda y col. «A loop-top hard x-ray source in a compact solar flare as evidence for magnetic reconnection». En: *Nature* 371 (1994), págs. 495-497. DOI: 10.1038/371495a0.
- [13] S. Tsuneta y col. «Observation of a solar flare at the limb with the YOJKOH Soft X-ray Telescope». En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 44(5) (1992), págs. L63-L69.
- [14] T. Yokoyama y K. Shibata. «Magnetohydrodynamic Simulation of a Solar Flare with Chromospheric Evaporation Effect Based on the Magnetic Reconnection Model». En: *The Astrophysical Journal* 549 (2001), págs. 1160-1174. DOI: 10.1086/319440.

-
- [15] V. L. Bierman, O. Haxel y A. Schlüter. «Neutral cosmic rays produced in the Sun». En: *Zeitschrift für Naturforschung* 6a (1951), págs. 47-48.
- [16] P. Morrison. «On gamma ray astronomi». En: *Il Nuovo Cimento* 7(6) (1958), págs. 858-865.
- [17] R. E. Lingenfelter y R. Ramaty. «High Energy Nuclear Reactions in Solar Flares». En: *High-Energy Nuclear Reactions in Astrophysics: A collection of articles* (1967), págs. 99-158.
- [18] D. F. Smart y M. A. Shea. «Solar proton event classification systems». En: *Solar Physics* 16 (1971), págs. 484-487.
- [19] D. V. Reames. «Energetic particles from solar flares and coronal mass ejections». En: *AIP Conference Proceedings*. 1996. DOI: 10.1063/1.50970.
- [20] E. W. Cliver. «Solar flare gamma-ray emission and energetic particles in space.» En: *AIP Conference Proceedings*. 1996. DOI: 10.1063/1.50980.
- [21] R. Ramaty y R. J. Murphy. «Nuclear processes and accelerated particles in solar flares». En: *Space Science Reviews volume* 45 (1987), págs. 213-268.
- [22] D. Lopez. «Estimation of the neutron emissions during the large flares of solar cycle 24». Tesis doct. Nagoya University, 2016.
- [23] H. Tsuchiya. «Observation of solar neutrons in association with solar flare using an international network of a new type of solar neutron detector». Tesis doct. Nagoya University, 2001.
- [24] R. J. Murphy, C. D. Dermer y R. Ramaty. «High-energy processes in solar flares». En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 63 (1987), págs. 721-748.
- [25] R. J. Murphy y col. «OSSE observations of the 4 June 1991 solar flare». En: *AIP Conference Proceedings*. 1994. DOI: 10.1063/1.45214.
- [26] G. J. Hurford y col. «First Gamma-Ray Images of a Solar Flare». En: *The Astrophysical Journal* 595(2) (2003), págs. L77-L80. DOI: 10.1086/378179.
- [27] G. J. Hurford y col. «Gamma-Ray Imaging of the 2003 October/November Solar Flares». En: *The Astrophysical Journal* 644(1) (2006), págs. L93-L96. DOI: 10.1086/505329.
- [28] M. Ackermann y col. «High-energy gamma-ray emission from solar flares: Summary of Fermi Large Area Telescope detections and analysis of two M-class flares». En: *The Astrophysical Journal* 787(15) (2014). DOI: 10.1088/0004-637X/787/1/15.
- [29] P. Evenson y col. «Protons from the decay of solar flare neutrons». En: *The Astrophysical Journal* 274(2) (1983), págs. 875-882. DOI: 10.1086/161500.
- [30] N. Agueda y col. «On the near-earth observation of protons and electrons from the decay of low-energy solar flare neutrons». En: *The Astrophysical Journal* 737(2) (2011). DOI: 10.1088/0004-637X/737/2/53.
- [31] S. Shibata. «Propagation of solar neutrons through the atmosphere of the Earth». En: *Journal of Geophysical Research* 99 (1994), págs. 6651-6665.
- [32] E. L. Chupp y col. «A direct observation of solar neutrons following the 0118 UT flare on 1980 June 21». En: *The Astrophysical Journal, Part 2* 263 (1982), págs. L95-L99.
- [33] Dorman, L. I. *Solar neutrons and related Phenomena*. Paisés Bajos: Springer, 2010.

BIBLIOGRAFÍA

- [34] H. Debrunner y col. «The solar cosmic ray neutron event on June 3, 1982». En: *Proceedings 18th International Cosmic Ray Conference*. 1983.
- [35] E. L. Chupp y col. «Solar Neutron Emissivity during the Large Flare on 1982 June 3». En: *The Astrophysical Journal* 318 (1987), págs. 913-925. DOI: 10.1086/165423.
- [36] Y. Muraki y col. «Observation of solar neutrons associated with the large flare on 1991 June 4». En: *The Astrophysical Journal* 400 (1992), págs. L75-L78.
- [37] Y. Muraki y col. «On isolated neutron events of Feb. 22, 1991 and May 3, 1991». En: *Proceedings 22th International Cosmic Ray Conference*. 1991.
- [38] J. F. Valdés-Galicia y col. «An improved solar neutron telescope installed at a very high altitude in México». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 535 (2004), págs. 656-664.
- [39] Barrantes, M. «El Telescopio de neutrones solares en Sierra Negra y aceleración de iones en la atmósfera solar». Tesis doctoral. Instituto de Geofísica UNAM, 2010.
- [40] K. Watanabe. «Solar Neutron Events Associated with Large Solar Flares in Solar Cycle 23». Tesis doct. Nagoya University, 2005.
- [41] T. Sako y col. «Long-lived solar neutron emission in comparison with electron-produced radiation in the 2005 September 7 solar flare». En: *The Astrophysical Journal* 651 (2006), págs. L69-L72.
- [42] Y. Muraki y col. «Simultaneous Observation of Solar Neutrons from the International Space Station and High Mountain Observatories in Association with a Flare on July 8, 2014». En: *Solar physics* 291 (2016), págs. 1241-1265.
- [43] Miroshnichenko, L. I. *Solar cosmic rays: Fundamentals and applications*. Estados Unidos, Segunda Edición: Springer, 2015.
- [44] K. Watanabe y col. «Physics of ion acceleration in the solar flare on 2005 September 7 determines γ -ray and neutron production». En: *Advances in Space Research* 44 (2009), págs. 789-793.
- [45] X. Hua y col. «Angular and energy-dependent neutron emission from solar flare magnetic loops». En: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 140(2) (2002), págs. 563-579.
- [46] T. Sako y col. «Super Solar Neutron Telescope for the Next Solar Maximum». En: *Proceedings 28th International Cosmic Ray Conference*. 2013.
- [47] K. Nitta y col. «The K2K SciBar detector». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 535 (2004), págs. 147-151.
- [48] K. Hiraide. «The SciBar Detector at FNAL Booster Neutrino Experiment». En: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 159 (2006), págs. 85-90. DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2006.08.052.
- [49] Y. Nagai y col. «First cosmic-ray measurements by the SciCART solar neutron experiment in Mexico». En: *Astroparticle physics* 59 (2014), págs. 39-46. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2014.04.005.
- [50] R. Garcia y other. «Particle identification and analysis in the SciCART using machine learning tools». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 1003 (2020), pág. 165326. DOI: 10.1016/j.nima.2021.165326.

- [51] T. Kikawa. «Measurement of Neutrino Interactions and Three Flavor Neutrino Oscillations in the T2K Experiment». Tesis doct. Kyoto University, 2014.
- [52] E. Dietz-Laursonn. «Detailed Studies of Light Transport in Optical Components of Particle Detectors». Tesis doct. RWTH Aachen University, 2016. URL: <http://publications.rwth-aachen.de/record/667646>.
- [53] M. Yoshida y col. «Development of the readout system for the K2K SciBar detector». En: *IEEE transactions on nuclear science* 51.6 (2004), págs. 3043-3046.
- [54] Y. Sasai y col. «Performance of the SciBar cosmic ray telescope (SciCRT) toward the detection of high-energy solar neutrons insolar cycle 24». En: *Earth, Planets and Space* 66.130 (2014).
- [55] D. Beznosko. *FNAL-NICADD Extruded Scintillator*. Inf. téc. Fermilab, 2004.
- [56] S. Agostinelli y col. «Geant4—a simulation toolkit». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 06.3 (2003), págs. 250-303. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [57] J. Allison y col. «Geant4 developments and applications». En: *IEEE transactions on nuclear science* 53.1 (2006), págs. 270-278. DOI: 10.1109/TNS.2006.869826.
- [58] G. Ros y col. «On the design of experiments based on plastic scintillators using GEANT4 simulations». En: *Radiation Physics and Chemistry* 153 (2018), págs. 140-151. DOI: 10.1016/j.radphyschem.2018.09.021.
- [59] T. Itow. «Calibration of a high sensitivity instrument for solar neutron observation». Tesis de mtría. Nagoya University, 2013.
- [60] F. A. Sánchez y G. Medina-Tanco. «Modeling scintillator and WLS fiber signals for fast Monte Carlo simulations». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 620 (2010), págs. 182-191. DOI: 10.1016/j.nima.2010.03.110.
- [61] O. Mineev y col. «Scintillator detectors with long WLS fibers and multi-pixel photodiodes». En: *Journal of instrumentation* 6 (2011), P12004. DOI: 10.1088/1748-0221/6/12/P12004.
- [62] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier tubes: Basics and applications*. Japón, Tercera edición: Word Technical Writing, Inc., 2007.
- [63] Ahmed, S. N. *Physics and engineering of radiation detection*. Reino Unido: Elsevier, 2007.
- [64] D. Barnhill y col. «Testing of photomultiplier tubes for use in the surface detector of the Pierre Auger observatory». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 591 (2008), págs. 453-466. DOI: 10.1016/j.nima.2008.01.088.
- [65] T. Sato. «Analytical Model for Estimating Terrestrial Cosmic Ray Fluxes Nearly Anytime and Anywhere in the World: Extension of PARMA/EXPACS». En: *PLOS ONE* 10.12 (2015), págs. 1-33. DOI: 10.1371/journal.pone.0144679.
- [66] T. Sato. «Analytical Model for Estimating the Zenith Angle Dependence of Terrestrial Cosmic Ray Fluxes». En: *PLOS ONE* 11.8 (2016), págs. 1-22. DOI: 10.1371/journal.pone.0160390.
- [67] T. Uchida. «Hardware-Based TCP Processor for Gigabit Ethernet». En: *IEEE transactions on nuclear science* 55 (2008), págs. 1631-1637.

BIBLIOGRAFÍA

- [68] Y. Sasai y col. «A faster and more reliable data acquisition system for the full performance of the SciCRT». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 857 (2017), págs. 50-57. DOI: 10.1016/j.nima.2016.12.060.
- [69] M. Anzorena y col. «Current status of SciCRT experiment and its expected future performance». En: *Proceedings 35th International Cosmic Ray Conference*. 2017. DOI: 10.22323/1.301.0051.
- [70] Y. Nagai. «Observation of cosmic rays by the new solar neutron telescope, SciCRT». Tesis doct. Nagoya University, 2014.
- [71] T. Fujiwara y col. «Multi-Level Time-Over-Threshold Method for Energy Resolving Multi-Channel Systems». En: *IEEE transactions on nuclear science* 57.5 (2010), págs. 2545-2548.
- [72] D. F. Spencer y col. «A high-resolution, multi-stop, time-to-digital converter for nuclear time-of-flight measurements». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 556 (2006), págs. 291-295.
- [73] A. Balla y col. «The characterization and application of a low resource FPGA-based time to digital converter». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 739 (2014), págs. 75-82.
- [74] S. Ohkawa, M. Yoshizawa y K. Husimi. «Direct synthesis of the Gaussian filter for nuclear pulse amplifiers». En: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 138 (1976), págs. 85-92.
- [75] R. Hikimochi. «Energy calibration of a new solar neutron telescope, the SciCRT». Tesis de mtría. Nagoya University, 2015.
- [76] NOAA. *GOES Space Environment Monitor*. URL: <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/index.html> (visitado 30-04-2020).
- [77] NASA. *High Energy Astrophysics Science Archive Research Center*. URL: <https://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi3/> (visitado 30-04-2020).
- [78] K. Kamiya y col. «Solar Neutrons Observed from September 4 to 10, 2017 by SEDA-FIB». En: *Proceedings 36th International Cosmic Ray Conference*. 2019.
- [79] L. I. Dorman y J. F. Valdés-Galicia. «Numerical simulation and analytical description of solar neutron transport in the Earth's atmosphere». En: *Journal of Geophysical Research* 104 (1999), págs. 22417-22426.
- [80] E. Ortiz y col. «Neutron and gamma-ray fluxes measured by SciCRT prototype at the top of sierra negra volcano, Mexico». En: *Revista mexicana de Física* 65(5) (2019), págs. 545-553. DOI: 10.31349/revmexfis.65.545.
- [81] Y. Muraki y col. «Possible detection of solar gamma-rays by ground-level detectors in solar flares on 2011 March 7». En: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 72 (2020). DOI: 10.1093/pasj/psz141.
- [82] ESA. *Integral science data center*. URL: <http://www.isdc.unige.ch/integral/> (visitado 30-04-2020).