



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
Ingeniería Eléctrica - Procesamiento digital de señales

**Identificación de partículas neutras mediante análisis de forma
de pulso en el Telescopio de Neutrones Solares en Sierra Negra,
Puebla**

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:

Marcos Alfonso Anzorena Méndez

TUTOR PRINCIPAL:

Dr. José Francisco Valdés-Galicia
Instituto de Geofísica

México, D.F. Agosto 2014



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.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Francisco García Ugalde

Secretario: Dra. Lucia Medina Gómez

Vocal: Dr. José Francisco Valdés-Galicia

Primer suplente: Dr. Pablo Roberto Perez Alcázar

Segundo suplente: Dr. Luis Xavier González Méndez

Lugar donde se realizó la tesis:

Telescopio de neutrones solares

en Sierra Negra, Puebla

UNAM

TUTOR DE TESIS:

Dr. José Francisco Valdés-Galicia

Investigador Titular C, T.C.

Mas todo lo que antes valía mucho para mí, ahora, a causa de Cristo, lo tengo por algo sin valor. Aún más, a nada le puedo dar valor si lo comparo con el bien supremo de conocer a Cristo Jesús, mi Señor.

Por causa de Cristo lo he perdido todo, y todo lo considero basura a cambio de ganarlo a él y encontrarme unido a él; no con mi propia justicia, sino con la justicia que viene por medio de la fe en Cristo Jesús...

Filipenses 3:7-9

Agradecimientos

Sería un *tonto* si no agradezco a todas aquellas personas que han ayudado a finalizar este trabajo. Primeramente quiero agradecer a mis padres por todo su amor y fortaleza. A mi padre por sus dulces *consejos y regaños*, los cuales llevo *guardados* en mi corazón. A mi madre por sus *palabras de aliento*, por sus *noches de desvelo* y todos sus cuidados.

Con mucho cariño, a todos mis hermanos: Enrique, Miguel, Elisa, Zetzuko, Ariel, Cassandra, Isaí, Shelomi y Eliane. Por todas las experiencias que hemos vivido juntos; por el amor y amistad que he podido encontrar en ellos. Siempre están conmigo.

De muy manera especial quiero agradecer a mi hermano Enrique por ser un gran ejemplo para mi y enseñarme a no darme por vencido.

También quiero agradecer a mi *segunda* familia: mis suegros y cuñados, por el gran cariño que me han mostrado y los momentos de alegría que hemos compartido.

Al Dr. José Francisco Valdés-Galicia por su: dirección, apoyo, palabras y enseñanzas. Gracias por su tiempo y sobretodo por la amistad.

A cada uno de los miembros del jurado por sus comentarios y observaciones.

A mis compareños (*y amigos*) del grupo de Rayos Cósmicos: Ing. Octavio Musalem, Fís. Alejandro Hurtado, Rocío, Ernesto, Marco, Julio, Taylor y Dr. Luis Xavier González, por la ayuda que me proporcionaron en el desarrollo de esta investigación. En especial a Ernesto Ortiz por sus aportaciones.

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

Finalmente, quiero agradecer a mi amada esposa Rocío. Por sus cuidados, fortaleza y paciencia. Gracias por sus palabras de animo y el tiempo que pasa a mi lado. Gracias por todos los años de *dulce amistad*. Porque sé que el camino no es *fácil*, pero tu siempre estás conmigo. Sobretodo, gracias por amarme como soy.

Índice general

Introducción	VII
1. El Sol: un gigantesco horno nuclear	1
1.1. La actividad solar	3
1.1.1. Fulguraciones solares	4
2. Detección de neutrones solares	6
2.1. El telescopio de neutrones solares en Sierra Negra	7
2.2. Análisis de forma de pulso	10
2.2.1. Plásticos centelladores	10
2.2.2. Tubo fotomultiplicador	14
2.2.3. Impedancia a la salida del PMT	15
2.3. Discriminación neutrón- γ	18
3. Identificación de partículas empleando tratamiento digital de pulsos	20
3.1. Adquisición de la señal	21
3.1.1. Parámetros para la conversión A/D	21
3.1.2. Captura de forma de onda	25
3.1.3. Acoplador direccional activo	29

3.2. Estimación de energía y sincronización de eventos	31
3.3. Clasificación de eventos de radiación	38
3.3.1. Análisis por integración de carga y fracción constante	38
3.3.2. Clasificación óptima y el algoritmo de κ -medias	41
4. Resultados y conclusiones	45
4.1. Conclusiones y trabajo futuro	51
Apéndice	54
A. Controlador básico para osciloscopios Tektronix	55
B. Diseño del acoplador direccional y la tarjeta de circuito impreso	58

Introducción

En el contexto de la Física de partículas, el problema de la detección de radiación se centra en el desarrollo de técnicas y métodos que se utilizan para el registro, seguimiento e identificación de partículas; con el objetivo de estudiar los procesos físicos que intervienen en la formación de los diversos tipos de radiación. Dentro de la extensa gama de tecnologías existentes, la detección de radiación mediante interacción con materiales centelleadores permanece como uno de los procedimientos más comúnmente utilizados y prácticos.

Los detectores de centelleo convierten de forma lineal la energía cinética de las partículas en pulsos de luz, cuyo valor promedio es proporcional a la energía depositada por la partícula. En algunos casos, la forma de los pulsos emitidos por el detector depende del tipo de partícula excitante. De esta forma, la energía de la radiación incidente se puede estimar mediante la integración de pulsos y, por medio de un análisis de su forma, determinar la naturaleza de la misma. La clasificación de eventos de radiación mediante la caracterización de su historia temporal se denomina *Discriminación por forma de pulsos*.

Este acercamiento al problema de detección presenta una reducción significativa en complejidad con respecto a otras técnicas, tales como el uso de materiales de blindaje, o geometrías especiales de detección. A pesar de tal ventaja, los métodos basados en análisis de forma de pulsos tienen el inconveniente de no poder separar las componentes en tiempo real; principalmente limitados por el gran número de eventos de radiación que produce un detector y la gran cantidad de operaciones que se requieren para procesar un evento. Por estas razones es importante desarrollar nuevos métodos de análisis que permitan identificar correctamente las componentes temporales de los pulsos y además disminuyan el costo computacional.

Nuestro objetivo principal es implementar un sistema que utilice la técnica de análisis de forma de pulsos para clasificar los eventos de radiación en una señal producida por partículas neutras (n^0 y γ). Para ello analizamos la señal proveniente del Telescopio de neutrones solares ubicado en Sierra Negra, Puebla, a 4600 m de altura. Mediante el uso de técnicas de tratamiento digital de señales encontramos las formas de pulso características de los rayos γ y neutrones en el telescopio.

En el capítulo uno de esta tesis presento una breve introducción al estudio de los fenómenos solares, la cual inicia con una descripción de la estructura interna del Sol. Posteriormente, se encuentra una descripción del campo magnético solar y los diversos fenómenos físicos relacionados a él.

El capítulo dos describe la detección de neutrones solares y su importancia. Un instrumento que fue diseñado para la detección de estas partículas es el Telescopio de Neutrones Solares en Sierra Negra, Puebla. En este capítulo también se describe el principio de funcionamiento de este instrumento, además del proceso de formación de las señales que utiliza. Al final del capítulo se discuten las características de la señal que pueden ser útiles para el desarrollo del método de clasificación.

El capítulo tres expone la adquisición y tratamiento de las señales del telescopio, posteriormente identificando las partículas neutras como neutrones o rayos γ .

Finalmente, el capítulo cuatro muestra los resultados de los experimentos realizados en Sierra Negra utilizando el sistema de clasificación. Además presenta las conclusiones generales del trabajo y el trabajo a futuro.

Capítulo 1

El Sol: un gigantesco horno nuclear

Con un volumen de $1.41 \times 10^{27} \text{ m}^3$ (1,3 millones de veces el volumen de la Tierra) y una temperatura superficial de 5780 K, el Sol es el objeto más grande de nuestro sistema planetario; una (casi) esfera de gas caliente (plasma) compuesta en un 92.1 % de Hidrógeno, 7.8 % Helio y 0.1 % de otros materiales más pesados [1]. El Sol es la fuente de energía que soporta la vida en nuestro Planeta y su estudio nos ha permitido conocer una buena parte del Universo. Sin embargo, el Sol es tan sólo una de las miles de millones de estrellas que existen.

Toda la energía que emite el Sol se genera en su *núcleo* mediante fusión nuclear. El núcleo ocupa la distancia desde el centro hasta 0.25 del radio solar (R_s) [2]. En él se encuentra el 50 % de la masa del Sol y tiene una densidad de $150 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ (150 veces la densidad del agua). 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. La temperatura ($15 \times 10^6 \text{ K}$) y presión ($26 \times 10^{16} \text{ Pa}$) son tan altas que las interacciones nucleares se dan de forma espontánea [3] y dado que el Hidrógeno es el elemento más abundante, las reacciones protón-protón ($p^+ - p^+$) para crear Helio (fusión nuclear) 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 $3.8 \times 10^{26} \text{ W}$.

Fuera del núcleo, las condiciones de presión y temperatura son menores y la fusión nuclear no puede llevarse a cabo. Son los fotones, producto de las reacciones $p^+ - p^+$, los que transportan la energía generada hacia las capas superiores. Debido a la alta densidad del medio, los fotones no pueden recorrer una distancia muy grande sin colisionar con el plasma y perder energía. Colisión tras colisión, los fotones son dispersados y parte de su energía es convertida en fotones menos energéticos. Con mucha dificultad un fotón tarda ≈ 10 millones de 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. 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 zonas 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 en forma de radiación. Es la parte visible del Sol (con instrumentos especiales) y consta de tres secciones: *fotosfera*, *cromosfera* y *corona*. La fotosfera es una capa delgada, con una temperatura cercana a los 5700 K [4]. Una característica sobresaliente de esta capa son las *manchas solares*; regiones oscuras que tienen diámetros que van desde algunos hasta cientos de miles de kilómetros. El número de manchas es variable y está relacionado con el ciclo solar, cuya duración es de aproximadamente 11 años. Las manchas son la manifestación visible de los fuertes campos magnéticos en la fotosfera, los cuales son hasta 10000 veces mayores al campo magnético terrestre.

En la región superior de la fotosfera la temperatura alcanza un valor mínimo de 4400 K . Contrario a lo que se supondría, al alejarnos aún más de la superficie solar, en la cromosfera (de 1000 y 2000 km de altura), la temperatura crece lentamente hasta los 6000 K . Al llegar a los 2300 km , ésta alcanza $1 \times 10^6\text{ K}$. 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. A este flujo supersónico de partículas, compuesto principalmente de p^+ y e^- , se le conoce con el nombre de *viento solar*.

La figura 1.1 se muestra un diagrama esquemático de las regiones del Sol.

Estructura del Sol:

1. Núcleo
2. Zona de radiación
3. Zona convectiva
4. Fotosfera
5. Cromosfera
6. Corona
7. Manchas solares

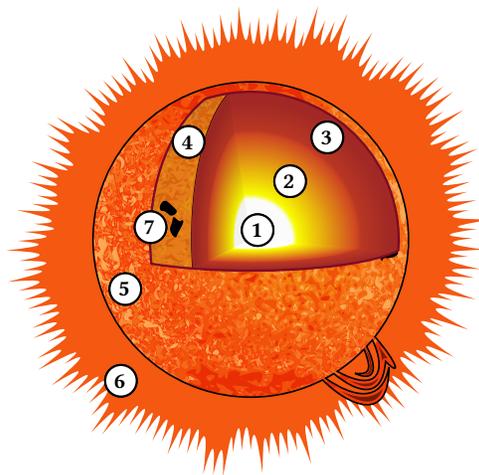


Figura 1.1: Estructura del Sol.

1.1. La actividad solar

El término *actividad solar* se refiere al conjunto de perturbaciones que se originan en la atmósfera solar, tales como: manchas solares, fulguraciones y protuberancias. De forma colectiva, a las zonas del Sol donde ocurren estos fenómenos se les denomina *regiones activas* [1]. El número de regiones incrementa al iniciar un nuevo ciclo solar, llega a un máximo y finalmente decae hasta desaparecer.

Desde el descubrimiento del campo magnético en el Sol, el papel de éste en la actividad solar ha sido estudiado de forma extensiva. Entre 1973 y 1974, la estación espacial *Skylab* realizó las primeras observaciones detalladas de la corona utilizando un telescopio de *rayos X suaves* (con energías entre 0.1 y 10 keV) y descubrió que las regiones brillantes están relacionadas con intensos campos magnéticos. Hoy en día, se considera al *campo magnético solar* la principal fuente de energía de la actividad solar.

El campo magnético solar es complejo y variante con el tiempo. Al inicio de cada ciclo solar (cuando la actividad es mínima) el Sol es una buena aproximación de un *dipolo magnético* [1]. A pesar de esto (a diferencia de la Tierra) el Sol no rota como un cuerpo rígido. El gas que se encuentra en la región ecuatorial rota más rápido que el que está en los polos (dicho fenómeno se conoce como *rotación diferencial*) y como resultado de esto la estructura del campo magnético se modifica. De esta forma, conforme el ciclo solar avanza, las líneas de campo se deforman, pasando de una estructura dipolar a una toroidal de forma gradual. El ciclo llega a su máximo cuando las líneas de campo se han deformado completamente. La figura 1.2 ilustra los cambios en la distribución del flujo magnético durante el ciclo. Después de alcanzar el máximo, el campo sufre una reestructuración, alcanza un estado de energía mínima y regresa a la forma dipolar.

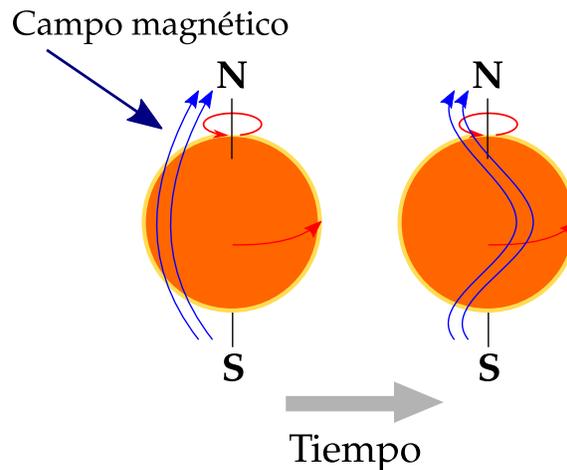


Figura 1.2: A la izquierda se observa una configuración dipolar. Al pasar el tiempo ésta se deforma hasta llegar a la estructura toroidal.

Como ya se mencionó, las manchas solares son zonas donde se desarrollan campos magnéticos muy intensos. Son regiones oscuras que se encuentran entre 1000 y 2000 K más frías que la fotosfera. Esto se debe a la intensa actividad magnética, la cual impide el flujo del plasma y previene la convección [2].

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°N y 30°S [3]. 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* [4].

1.1.1. Fulguraciones solares

Los fenómenos más energéticos en el sistema solar tienen origen en la atmósfera del Sol. La energía liberada en una fulguración es del orden de 10^{25} J, $\approx 1/6$ de la energía total emitida por el Sol en un segundo. Una fulguración es un fenómeno explosivo, donde se libera de forma repentina la energía magnética almacenada. Las fulguraciones producen emisiones en todo el espectro electromagnético (aunque la mayor parte de la energía se encuentra fuera del rango visible), además de acelerar partículas al *régimen relativista* (velocidad cercana a la velocidad de la luz) y/o grandes cantidades de materia a velocidades que pueden exceder los 500 km s^{-1} . Este flujo de partículas energéticas viaja a través del medio interplanetario e impacta la magnetosfera terrestre, provocando tormentas geomagnéticas; las cuales pueden perturbar las comunicaciones satelitales. Debido a estas características, las fulguraciones han permanecido como uno de los temas de estudio más importantes de la Física solar desde su descubrimiento.

El 1 de Septiembre de 1859, R. C. Carrington y R. Hodgson observaron por primera vez una fulguración solar [5], cuando notaron destellos intensos cerca de un grupo de manchas solares. Desde entonces se han desarrollado diversas técnicas para ver fulguraciones. Dentro de éstas, las más importantes son las observaciones ópticas y en rayos X [3]. Otra técnica importante es el uso del filtro para la línea de Hidrógeno [6] ($\text{H}\alpha$). $\text{H}\alpha$ es una línea espectral en el rango visible, con longitud de onda igual a 656.28 nm, sensible al calentamiento atmosférico y que muestra las características magnéticas de la fulguración.

La figura 1.3 (parte inferior derecha) muestra la fulguración ocurrida el 4 de noviembre de 2003. Esta es la fulguración solar más grande que ha sido registrada por instrumentos modernos.

En la actualidad no se cuenta con un modelo que explique completamente los mecanismos que producen estos fenómenos. Sin embargo, desde mediados del siglo XX se han desarrollado diversos modelos teóricos para explicar la relación entre el campo magnético solar y las fulguraciones. De forma general las fulguraciones se pueden describir en tres etapas principales: fase precursora, fase impulsiva y fase de decaimiento térmico.

En la fase precursora se presenta un aumento de temperatura en una región activa. Este aumento se interpreta como un incremento en la energía almacenada en la región. Como ya se mencionó, la

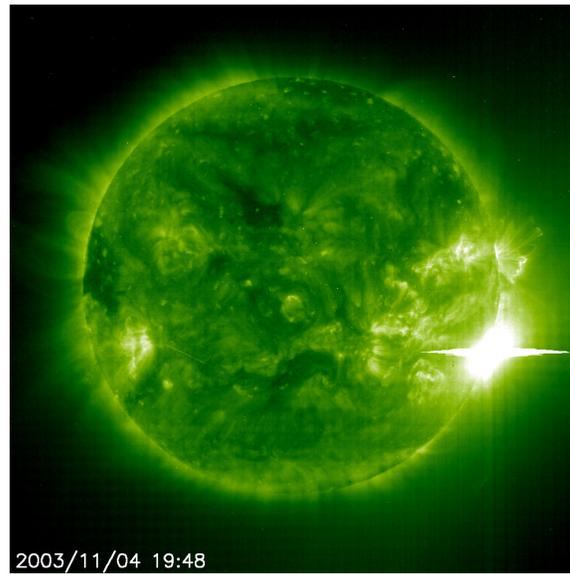


Figura 1.3: La fulguración fue tan grande que saturó los instrumentos de la nave que captó la imagen. Razón por la cual no se conoce la magnitud exacta de la explosión. La imagen fue tomada por el satélite SOHO, con un filtro a 19.5 nm. <http://sohowww.nascom.nasa.gov/>

rotación diferencial deforma las líneas de campo magnético, cuando un *tubo de flujo magnético* cruza la superficie solar, sus líneas tienden a expandirse. Al expandirse, la energía disponible crece hasta un nivel crítico. En la fase impulsiva, las líneas de campo se reordenan (se rompen y reconectan) en una configuración de menor energía, liberando grandes cantidades de energía y acelerando partículas a velocidades relativistas. A dicho mecanismo se le conoce como *reconexión magnética* [6]. Algunas de las partículas energéticas escapan de la atmósfera solar y se propagan a través del medio interplanetario. En algunos casos, estas partículas pueden ser detectadas en la superficie de la Tierra y son conocidas como *rayos cósmicos solares*.

En la fase de decaimiento térmico, el resto de las partículas aceleradas durante la fase impulsiva viajan a través de la atmósfera solar e interaccionan con ésta. Finalmente, las partículas excitadas radian el exceso de energía en diferentes longitudes de onda.

Capítulo 2

Detección de neutrones solares

Las fulguraciones solares aceleran iones (protones, partículas α y núcleos más pesados) y electrones a altas energías. El estudio de estos mecanismos de aceleración se puede hacer a través del espectro electromagnético, con instrumentos en la superficie terrestre y sondas espaciales. De esta forma, la aceleración de electrones se pueden estudiar mediante observaciones con rayos X y rayos gamma (γ) [3]. En contraste, la aceleración de iones aún no se comprende del todo. Una alternativa para comprender el mecanismo de aceleración de iones es la observación directa de iones solares. Sin embargo, debido a que estas partículas tienen carga eléctrica, su trayectoria se modifica por los campos magnéticos en el Sol, el campo magnético interplanetario y el campo geomagnético durante su viaje del Sol a la Tierra. Como resultado, la información sobre el tiempo de producción y el espectro de energía de los iones se pierde. La observación de partículas neutras evita estas dificultades, ya que éstas pueden viajar libremente [7] sin ser afectadas por el campo magnético interplanetario; conservando información sobre el tiempo de producción y el espectro de las partículas, que están ligados con el tiempo de aceleración y espectro de los iones. La interacción entre iones y núcleos en la atmósfera solar produce rayos γ y neutrones (n^0).

La posibilidad de detectar neutrones energéticos producidos durante fulguraciones solares (*neutrones solares*) en la superficie terrestre fue predicha en 1951 por Peter L. Biermann [8]. A pesar de esto, la primera detección de neutrones solares en la Tierra fue hecha 30 años después, por el satélite *Solar Maximum Mission* (SMM) [9]. En los años siguientes, durante la segunda mitad del ciclo solar 21 (1981-1986), sólo se logró detectar un evento de neutrones solares.

La dificultad de detectar neutrones solares proviene de que estos tienen masa y son inestables; con un tiempo de vida media de ≈ 886 s. Si consideramos la ecuación para la energía cinética (relativista) de la partícula:

$$E_k = m_0 c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} - 1 \right) \quad (2.1)$$

Neutrones solares

donde m_0 es la masa en reposo del neutrón, c la velocidad de la luz en el vacío y v la velocidad de la partícula. Un neutrón con $E_k=100$ MeV (1 eV es la energía cinética que adquiere un electrón al ser acelerado con una diferencia de potencial de 1 V) tiene una velocidad de $\approx 130\,000$ km s⁻¹. Con esta velocidad, un neutrón tarda en recorrer la distancia entre el Sol y la Tierra (denominada *unidad astronómica*) 1165 s (19.4 min), lo cual es mayor que su tiempo de vida media (≈ 15 min). Tomando en cuenta que el decaimiento de partículas es un *proceso de Poisson*, la probabilidad de que una partícula con τ tiempo de vida media, sobreviva después de un tiempo t es:

$$P(t) = \exp\left(-\frac{t}{\gamma\tau}\right) \quad (2.2)$$

donde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$ y se conoce como el *factor de Lorentz*.

Como resultado, en promedio, cerca del 70 % de los neutrones con esta energía decaen antes de llegar a la órbita terrestre. Si además consideramos que los neutrones al entrar en la atmósfera terrestre son fuertemente atenuados [10] al interactuar con los núcleos atmosféricos, sólo una pequeña fracción se conserva para ser detectada.

Las siguientes conclusiones surgen de lo anterior:

1. Es esencial medir la energía y tiempo de arribo de los neutrones a la Tierra si se desea conocer el instante en que fueron emitidos en el Sol[7].
2. Sólo los neutrones muy energéticos (> 100 MeV) pueden ser detectados en la superficie terrestre.
3. Los detectores especializados en neutrones solares deben colocarse a gran altura para evitar la atenuación atmosférica y aumentar la probabilidad de detección.

2.1. El telescopio de neutrones solares en Sierra Negra

Los telescopios de neutrones solares (*TNS*) fueron desarrollados en el Solar-Terrestrial Environment Laboratory (*STELab*) de la Universidad de Nagoya, Japón [11]; con el objetivo de observar neutrones solares. Para lograrlo, una red mundial de telescopios se instaló en siete montañas localizadas cerca al ecuador terrestre, para asegurar un tiempo de exposición a la radiación solar máximo.

El telescopio de neutrones solares en Sierra Negra, Puebla, es el más reciente miembro de esta red. Se encuentra instalado en la cima del volcán Sierra Negra (19.0°N, 97.3°W) a 4580 m de altura. El detector fue instalado en Marzo de 2003 por colaboración entre el STELab y el Instituto de Geofísica de la UNAM. Ha estado operando de forma continua desde Julio de 2004. El 7 de Septiembre de 2005 el detector pudo registrar un evento de neutrones solares [12, 3].

El telescopio está compuesto por plásticos centelladores 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 *tubo fotomultiplicador* y convertidos en una señal de corriente (la sección 2.2 contiene una descripción más detallada del proceso de formación de la señal). Finalmente, la señal se integra para obtener pulsos de voltaje cuya amplitud es proporcional a la energía depositada por la partículas.

Los pulsos de voltaje son amplificados y después pasan por un *discriminador de alturas* (comparador de voltaje). La función de este circuito es generar un pulso de niveles lógicos, si y sólo si, la amplitud de los pulsos supera un umbral determinado. Como paso final, cada 10 s se registra el número de pulsos por periodo de tiempo. En total, el TNS cuenta con cuatro canales de energía (E_{dep}), los cuales corresponden a cuatro umbrales distintos $E_{\text{dep}} \geq 30\text{ MeV}$, 60 MeV , 90 MeV y 120 MeV [10]. De esta manera, la información que registra el detector por canal es el número de partículas que depositaron una energía mayor o igual a la del umbral.

La figura 2.1 muestra una fotografía del TNS en Sierra Negra, Puebla.



Figura 2.1: El 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.

Tomando en cuenta que el detector se encuentra en un ambiente de radiación mixta (medio con diferentes especies de partículas, de orígenes diversos) y los plásticos centelladores responden tanto a partículas cargadas como no cargadas, se requiere de un medio para discriminar el flujo de partículas neutras. Por esta razón, alrededor de los plásticos centelladores se instalaron contadores proporcionales.

Neutrones solares

Los contadores proporcionales son tubos rellenos con gas a presión [13]. El contador está constituido por un alambre delgado que cruza un cilindro de metal y está aislado de tal manera que no toca al cilindro. Entre el tubo y el alambre se conecta una fuente de alto voltaje (1200 V). Cuando una partícula penetra el tubo, ioniza el gas y los iones positivos y negativos son acelerados, por el alto voltaje, hacia el contenedor y el electrodo, respectivamente. En consecuencia, se produce un pulso de corriente eléctrica. Debido a su principio de detección (interacción de fuerzas electrostáticas) los contadores proporcionales son utilizados para detectar la componente cargada de la radiación (p^+ , e^\pm , μ^\pm ...)

Formado un circuito lógico con las señales de salida de los contadores proporcionales y los plásticos centelladores, se puede producir una señal de *anti-coincidencia*; la señal sólo toma el valor de *uno* cuando hay un *evento de radiación* en los plásticos y no en los contadores. La figura 2.2 explica mediante un diagrama lógico la formación de la señal de anti-coincidencia.

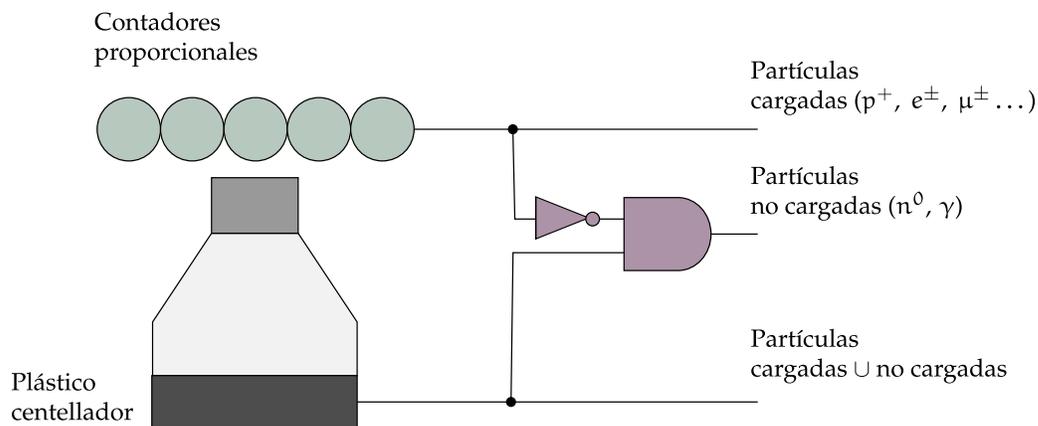


Figura 2.2: Sistema lógico de detección del TNS en Sierra Negra.

Por encima de los contadores proporcionales se colocaron placas de plomo de 0.5 cm de espesor, con el objetivo de eliminar la contaminación por fotones [10]. De igual manera, a los lados se colocaron placas de hierro de 0.1 cm.

Debajo del arreglo de plásticos centelladores se colocaron cuatro capas de contadores proporcionales, con cinco tubos cada una, las cuales sirven para determinar la dirección de los neutrones incidentes. Dos de estas capas se encuentran en la dirección **EW**, mientras que las otras en la dirección **NS**. En total se tiene un arreglo matricial de 5×5 (25 canales direccionales), con una resolución angular de 15° . Para realizar las mediciones direccionales se utiliza un Dispositivo lógico programable complejo (*CPLD* por sus siglas en inglés).

Las señales generadas por el detector son adquiridas por módulos especiales diseñados para aplicaciones de Física de partículas. Las operaciones analógicas (amplificación y discriminación) se realizan en módulos *NIM* (Nuclear instrument module); mientras el sistema de anti-coincidencias, direcciones, conteo y transmisión de datos está basado en módulos *CAMAC* (Computer automated measurement and control) [14]. Los datos finales se almacenan en una PC.

2.2. Análisis de forma de pulso

Como se mostró en la sección anterior, las partículas neutras sólo producen señal en los plásticos centelladores del telescopio, mientras que las partículas cargadas producen señal tanto en los centelladores como en los contadores proporcionales. Esta característica permite separar el flujo de partículas; en cargadas y no cargadas. Sin embargo, dentro de las partículas no cargadas debemos considerar el flujo de γ , lo cual implica contaminación en la señal de neutrones. Resultados de simulaciones numéricas en [10, 3] muestran que el flujo de γ es rechazado en un 67%, al ser convertidos en pares electrón-positrón ($e^- - e^+$) en las placas de plomo. Determinar experimentalmente el porcentaje de contaminación por radiación γ en la señal de neutrones es uno de los objetivos centrales de esta investigación.

Para llevar esto a cabo, una alternativa es estudiar a detalle el proceso de formación de la señal en los plásticos centelladores, para descubrir si existen diferencias significativas entre las señales producidas por neutrones y rayos gamma. A continuación describiré los tres elementos principales que intervienen en la formación de los pulsos: el plástico centellador, el tubo fotomultiplicador y la impedancia de entrada del sistema de adquisición.

2.2.1. Plásticos centelladores

El centelleo es un fenómeno físico, donde un cierto material emite luz (de longitud de onda dada) después de ser excitado por radiación ionizante. Un material centellador ideal tiene las siguientes propiedades [13]:

1. Debe convertir la energía cinética de las partículas cargadas en luz detectable, con una alta eficiencia.
2. La conversión debe ser lineal, es decir, la luz producida debe ser proporcional a la energía depositada.
3. El material debe ser transparente a la luz producida por él.
4. El tiempo de decaimiento debe ser corto para poder generar pulsos rápidos.

Ningún material satisface de forma simultánea todos los criterios, por lo que las características del material se eligen dependiendo del tipo de aplicación. Para la detección de neutrones rápidos se prefieren materiales centelladores *orgánicos* [13] porque tienen tiempos de respuesta cortos (1 ns) y contienen hidrógeno (la importancia de esta propiedad se explica más adelante). Una desventaja de este tipo de material es que generan un menor flujo de luz a la salida, en comparación con otro tipo de centelladores.

Si un centellador orgánico se disuelve en un solvente y posteriormente es polimerizado, se obtiene un centellador sólido llamado plástico centellador. La gran ventaja de estos materiales es que pueden ser moldeados en prácticamente cualquier forma.

Mecanismo y modelo ideal del pulso de centello

El mecanismo básico de centello en los materiales orgánicos es la *fluorescencia* o emisión rápida de luz, la cual surge de la transición entre estados energéticos de una molécula. Para explicar el mecanismo consideraremos una partícula cargada que incide en el material centellador. A su paso por él, la partícula interactúa mediante fuerza electrostática con los electrones de los átomos del material y les transfiere energía. Esto causa que los electrones se exciten, pasando de su *estado basal* (S_0) a un nivel más energético ($S_1, S_2 \dots$). De ahí los electrones regresan al estado S_0 , emitiendo su exceso de energía en forma de fotones de fluorescencia.

Podemos modelar la emisión de fotones por el material como la suma de dos funciones exponenciales [15] y obtener la forma del pulso de luz de centelleo en función del tiempo. A este modelo lo llamaremos *modelo ideal de luz de centelleo*:

$$L(t) = \begin{cases} L_0 \left[\exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_d}\right) - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_r}\right) \right] & t \geq t_0 \\ 0 & t < t_0 \end{cases} \quad (2.3)$$

donde L representa la intensidad de luz, τ_r se conoce como el tiempo de levantamiento, τ_d la constante de decaimiento del centellador, L_0 la altura máxima del pulso y t_0 el instante donde inicia el proceso de emisión. Una condición del modelo es que: $\tau_r \ll \tau_d$. Un pulso con estas características se puede ver en la figura 2.3.

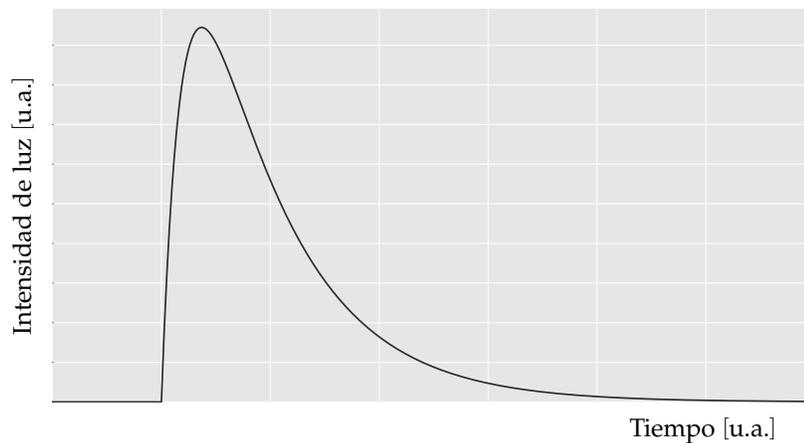


Figura 2.3: Modelo ideal de forma de pulso de un centellador orgánico.

Para valores de t pequeños y haciendo $t_0 = 0$, la primera exponencial decae lentamente y el comportamiento está dominado por la segunda exponencial. La ecuación 2.3 se puede escribir como:

$$L(t) = L_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] \quad (2.4)$$

sustituyendo $t = \tau_r$ obtenemos que $L = L_0 (1 - \exp(-1))$, lo cual implica que τ_r es el tiempo que el pulso tarda en alcanzar el 63% de su amplitud máxima. De forma similar, para valores de t grande, la segunda exponencial tiende a cero y el comportamiento está determinado por la primera exponencial:

$$L(t) = L_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (2.5)$$

al sustituir t_d en la ecuación 2.5 obtenemos que éste representa el tiempo que tarda el pulso de luz en decaer al 37% de su valor máximo.

Es importante señalar que cada material centellador tiene características de decaimiento y levantamiento diferentes. En particular, las constantes de decaimiento de plásticos centelladores se encuentran entre 2 y 5 ns, mientras que las constantes de levantamiento son menores a los 800 ps. Por tal razón, en la práctica la subida del pulso se considera instantánea [15].

Dispersión elástica de neutrones

Un problema surge al considerar la detección de neutrones en la discusión previa: los neutrones no tienen carga, por lo tanto no pueden excitar el material centellador y no pueden ser detectados.

Una técnica diseñada para la detección de neutrones rápidos (tal como los neutrones solares) es la *dispersión elástica de neutrones* por núcleos atómicos ligeros.

El proceso de dispersión elástica puede ser visto como una colisión elástica entre una partícula en movimiento y otra en reposo. En nuestro caso la partícula en movimiento es un neutrón y la partícula en reposo un núcleo atómico. Debido a la interacción, parte de la energía cinética del neutrón se transfiere al núcleo y su dirección de propagación se modifica. Por otro lado, el núcleo parte del reposo al absorber la energía cinética del neutrón, convirtiéndose en un *núcleo de retroceso*. Al final de la reacción, la energía cinética total se conserva porque la energía del neutrón dispersado más la energía del núcleo de retroceso es igual a la del neutrón incidente [13].

Para un neutrón con energía cinética E_n , interactuando con un núcleo de peso atómico A , la energía perdida por colisión (igual a la energía adquirida por el núcleo de retroceso) E_r es:

$$E_r = \frac{4A}{1+A^2} (\cos^2 \theta) E_n \quad (2.6)$$

Neutrones solares

de esta ecuación podemos observar que la energía está determinada por θ , el ángulo de dispersión del núcleo. Si consideramos el caso de un ángulo de dispersión $\theta = 0$ (i.e. colisión directa), nos da la pérdida de energía máxima posible [13]:

$$E_r = \frac{4A}{1+A^2} E_n \quad (2.7)$$

La expresión anterior explica porque el uso de núcleos ligeros en la detección de neutrones ya que a medida que el peso atómico crece, la transferencia de energía decrece. Sólo cuando un neutrón colisiona con núcleos de hidrógeno puede transferir toda su energía.

Dado que el núcleo de hidrógeno sólo está formado por un protón, a los núcleos de retroceso por lo regular se les conoce como *protones de retroceso*. Son estas partículas cargadas las que permiten la detección de los neutrones en el plástico centellador, ya que ellas excitan el material y provocan el fenómeno de centelleo. Además, este método tiene la gran ventaja de preservar la información de la energía del neutrón incidente, para ángulos de dispersión pequeños.

Por cada neutrón que entra al detector existe cierta probabilidad de que éste interactúe dentro de él. Una medida de esta probabilidad es la eficiencia de detección, la cual depende del tipo de material que usa el detector, las propiedades de la radiación incidente y la longitud del recorrido de la partícula en el detector. Especialmente en detección de neutrones energéticos, para poder alcanzar eficiencias de detección adecuadas ($\approx 10\%$), es necesario aumentar el espesor del centellador [13].

Empleando centelladores de gran espesor (≈ 30 cm), es posible que un neutrón incidente tenga múltiples colisiones con los núcleos de hidrógeno antes de escapar del centellador, perdiendo en cada interacción una fracción de su energía. Debido a que el tiempo entre interacciones es pequeño, los pulsos producidos en cada colisión se *apilan*, originando un pulso cuya forma se aleja del modelo ideal. Este efecto se muestra en la figura 2.4.

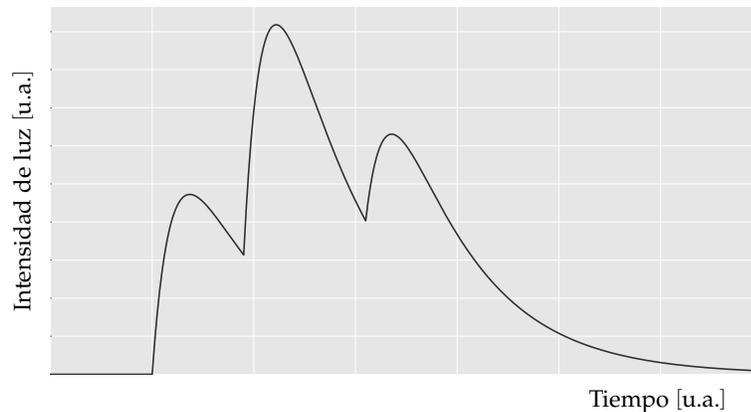


Figura 2.4: Efecto de las dispersiones múltiples de un neutrón en la forma de pulso.

2.2.2. Tubo fotomultiplicador

El tubo fotomultiplicador (PMT por sus siglas en inglés) es un dispositivo capaz de convertir una señal óptica extremadamente débil en un señal eléctrica, con alta ganancia, bajo ruido y baja distorsión. Consiste principalmente de tres estructuras: una capa fotosensible, denominada fotocátodo, una estructura de multiplicación de electrones y un electrodo recolector [16].

Cuando los fotones llegan al fotocátodo, los electrones que se encuentran en la banda de valencia (mayor nivel energético) absorben la energía de éstos ($h\nu$) y quedan en un estado de excitación. Si la energía adquirida por los electrones es mayor que la función de trabajo (energía mínima necesaria para arrancar un electrón de un sólido) del material, éstos son emitidos como *fotoelectrones*. Dependiendo de la eficiencia del material fotosensible y la energía de los fotones incidentes, una pequeña fracción de éstos será emitida como electrones. Un diagrama de la estructura interna del PMT se muestra en la figura 2.5:

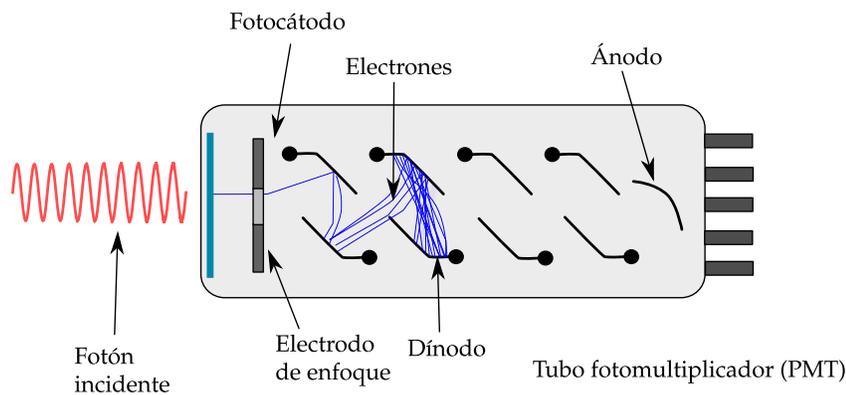


Figura 2.5: Estructura básica y principio de funcionamiento de un tubo fotomultiplicador.

Cada fotoelectrón emitido es acelerado por un campo eléctrico (alto voltaje) hacia una estructura denominada *dínodo*. En el dínodo la multiplicación de electrones se lleva a cabo a través de un proceso denominado *emisión secundaria de electrones*, el cual es similar a la emisión fotoeléctrica mencionada anteriormente. Si se utiliza un material adecuado, la energía depositada por los electrones en el dínodo, excita los electrones del mismo, dando como resultado la emisión de un mayor número de electrones, con menor energía.

Para alcanzar ganancias superiores a 10^4 , un PMT necesita varias etapas de emisión. Si a la salida del fotocátodo los electrones atraídos al primer dínodo producen δ electrones por cada fotoelectrón, al repetir el proceso N veces, se lleva a cabo la multiplicación de electrones, incrementando el número con cada etapa. La ganancia total del PMT está dada por [13]:

$$G = \alpha \cdot \delta^N \quad (2.8)$$

Neutrones solares

donde α es el porcentaje de fotoelectrones recolectado por la estructura multiplicadora. Considerando $\delta = 5$, $\alpha \approx 100\%$ (valores típicos para un PMT) y 15 etapas de dínodos; la ganancia total será de $\approx 3 \times 10^{10}$, lo cual constituye una señal detectable [13, 16].

Los electrones secundarios emitidos en el último dínodo son recolectados en el ánodo.

Respuesta en el tiempo

Los PMT son fotodetectores con respuesta en el tiempo extremadamente rápida. Sus características están principalmente determinada por el *tiempo de tránsito* que requieren los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo en a travesar la estructura multiplicadora y llegar al ánodo [17]. A pesar de esto, a causa de la naturaleza aleatoria del proceso de emisión secundaria, el tiempo de tránsito no es constante, sino una función de densidad de probabilidad. Esto implica que la respuesta al impulso de un PMT siempre tendrá un ensanchamiento finito y variable [15]. Al ancho total a altura media (FWHM) de la función de densidad de los tiempos de tránsito se le conoce como: *fluctuación del tiempo de tránsito*.

La fluctuación del tiempo de tránsito es el parámetro más importante para caracterizar la respuesta en el tiempo de un PMT. Mientras más grandes sean las fluctuaciones, la resolución en el tiempo del PMT será menor. En tubos fotomultiplicadores de varios diseños, los tiempos de tránsito de los electrones se encuentran en el rango de 20 a 80 ns, con fluctuaciones menores a los 10 ns [17].

Los tiempos de levantamiento y decaimiento del pulso a la salida del PMT son otros de los parámetros importantes en la respuesta del tiempo. En este caso, el tiempo de levantamiento se define como el tiempo necesario para que el pulso pase del 10 % al 90 % de su amplitud máxima, mientras que el tiempo de decaimiento es el tiempo que requiere para caer del 90 % al 10 % de la amplitud. Para diferentes tipos de PMT, los tiempos de levantamiento van desde los 0.5 ns hasta 8 ns y los tiempos de decaimiento desde 1 ns hasta 30 ns [17].

En muchas aplicaciones, estas características temporales son suficientes para considerar la respuesta del PMT como instantánea [13, 15, 17]. Haciendo esta consideración, la señal a la salida del PMT representa fielmente el proceso de interacción de la partícula con el centellador.

2.2.3. Impedancia a la salida del PMT

La corriente a la salida del ánodo puede ser medida directamente por algún dispositivo de medición de alta precisión. Sin embargo, el método más conveniente y generalmente usado es la conversión de los pulsos de corriente a voltaje, para posteriormente amplificarlos y procesarlos [15]. La forma de los pulsos de voltaje es afectada directamente por la impedancia del circuito a la salida del ánodo. Un esquema de este circuito puede ser el que se muestra en la figura 2.6.

La fuente de corriente $i(t)$ representa al PMT y R_L la resistencia de carga que convierte la señal de corriente en una señal voltaje v_i . Esta señal es transportada a través del cable blindado Z_0 a

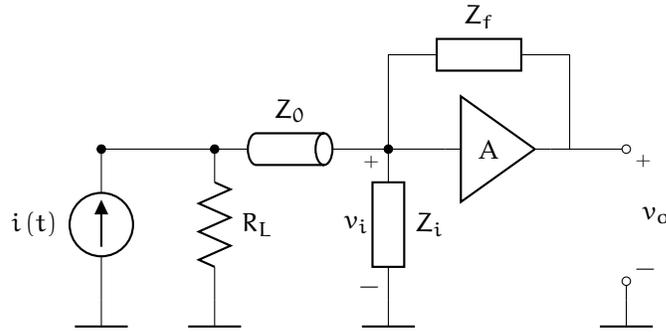


Figura 2.6: Circuito conectado a la salida del tubo fotomultiplicador. Z_i y Z_f representan las impedancias de entrada y realimentación del amplificador.

la unidad de adquisición de datos, cuya primera etapa es el preamplificador A. Para encontrar la forma de pulso de voltaje, podemos simplificar este sistema en un circuito *RC paralelo*. Donde R represente la resistencia equivalente entre la resistencia de carga y la impedancia de entrada del amplificador y C la capacitancia equivalente entre el ánodo del PMT, el cable de interconexión y la capacitancia del amplificador.

Considerando la respuesta del PMT, la corriente $i(t)$ a la entrada del circuito se puede modelar de acuerdo con la ecuación 2.3. Si además despreciamos el efecto de τ_r y hacemos $t_0 = 0$, obtenemos la siguiente expresión:

$$i(t) = i_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right) \quad (2.9)$$

donde i_0 es proporcional a L_0 , la magnitud del pulso luminoso. La corriente i_0 también puede ser representada mediante Q , la carga total producida durante la interacción de la partícula con el centellador:

$$Q = \int_0^{\infty} i(t) dt \quad (2.10)$$

luego entonces:

$$i_0 = \lambda Q \quad (2.11)$$

y por lo tanto:

$$i(t) = \lambda Q \exp(-\lambda t) \quad (2.12)$$

donde $\lambda = \tau_d^{-1}$ La corriente total en el circuito RC debe ser la suma de la corriente a través de la capacitancia C y la corriente a través de la resistencia R :

$$\begin{aligned} i(t) &= i_C + i_R \\ &= C \frac{dv_i}{dt} + \frac{v_i}{R} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Sustituyendo 2.12 en 2.13 y resolviendo para v_i obtenemos:

$$v_i = \frac{1}{\lambda - \omega_c} \cdot \frac{\lambda Q}{C} [\exp(-\omega_c t) - \exp(-\lambda t)] \quad (2.14)$$

con $\omega_c = \frac{1}{RC}$, la frecuencia de corte del circuito RC paralelo.

Surge una situación similar a la que se tuvo con el modelo ideal de pulso de centello, donde las características de la señal quedan determinadas por los valores de las constantes de las exponenciales. En este caso, sólo el parámetro λ es fijo, pudiendo variar la constante ω_c de acuerdo a la aplicación. Se tienen dos casos posibles:

Frecuencia de corte pequeña: Si $\omega_c \ll \lambda$ tenemos:

1. La componente rápida del pulso, su flanco de subida, se atenúa y el tiempo de levantamiento queda definido por la constante del centellador τ_d .
2. El decaimiento del pulso depende de $\exp(-\omega_c t)$ y dado que ω_c es pequeña, el pulso tendrá un decaimiento lento, disminuyendo la resolución en el tiempo del detector.
3. La amplitud del pulso se maximiza y tiene un valor de $v_{max} = Q/C$; mejorando con esto la razón señal a ruido.

Frecuencia de corte grande: Si $\omega_c \gg \lambda$ se tiene:

1. La componente rápida del pulso, su flanco de subida, se preserva y el tiempo de levantamiento queda determinado por la constante de tiempo RC.
2. El decaimiento del pulso depende de $\exp(-\lambda t)$, es decir la constante de decaimiento del centellador. De esta manera la señal de voltaje preserva la forma del pulso luminoso y aumenta la resolución temporal del detector.
3. La amplitud del pulso disminuye y tiene un valor de $\lambda Q/\omega_c C$; la cual es mucho menor que en el caso anterior, dado que $\omega_c \gg \lambda$ y por lo tanto disminuye la razón señal a ruido.

De esta exposición podemos concluir dos cosas: en ambos casos, la amplitud del pulso es proporcional a Q , la cual a su vez es proporcional a la energía depositada por la partícula. Luego entonces si deseamos estimar con exactitud la energía de la partícula incidente debemos utilizar un circuito con una frecuencia de corte muy pequeña para maximizar la razón señal a ruido. A este circuito se le conoce como *integrador*. Si por otro lado, deseamos preservar las características temporales de la señal de corriente y, por ende, las de la señal de luminosa, es necesario conectar al ánodo del PMT un circuito con una frecuencia de corte mucho mayor a la constante de decaimiento del centellador. Esto es de esperarse, sin embargo es importante notar la disminución en la razón señal a ruido y como consecuencia la degradación en la resolución en energía.

2.3. Discriminación neutrón- γ

La detección de neutrones rápidos a través de protones de retroceso es uno de los métodos de detección más eficientes que existen, sin embargo no es el método más utilizado. En un ambiente de radiación mixta, donde el flujo de radiación γ es comparable con el flujo de neutrones; a menos que se realice una identificación evento a evento del tipo de radiación, la señal de neutrones se pierde en la señal de fondo de radiación γ . Incluso cuando los flujos no son de la misma magnitud, la contaminación por radiación γ es una de las grandes limitantes en el uso de esta técnica.

Para desarrollar un método de clasificación, primero es necesario estudiar la interacción de la radiación γ con la materia. Existen tres procesos fundamentales de interacción, cada uno predominante dependiendo del rango de energía de la radiación incidente. El efecto fotoeléctrico es el proceso de interacción dominante para radiación con energía inferior a los 0.5 MeV. A energías mayores, en el rango de 0.5 a 5 MeV, el proceso más probable de interacción es el *efecto Compton*. La creación de pares $e^- - e^+$ es el tercer tipo de interacción importante y se convierte en el más significativo por encima de los 5 MeV. Como la energía mínima que requiere una partícula para ser detectada por el TNS es de 100 MeV [3] concentraremos nuestro estudio en el mecanismo de creación de pares.

La creación de pares ocurre cuando un rayo γ interactúa con el campo eléctrico en la vecindad de un núcleo atómico. Como resultado, el fotón desaparece y se crea un par $e^- - e^+$, en un proceso de conversión de energía en masa. Para que la producción se lleve a cabo, el rayo γ requiere una energía mínima de 1.022 MeV, dos veces la masa en reposo ($2m_0c^2$) de un electrón. Si la energía del γ incidente excede este valor, el exceso de energía se reparte entre el electrón y el positrón en forma de energía cinética.

Dentro de un material (e.g. un plástico centellador) el electrón y positrón viajan unos cuantos milímetros antes de perder toda su energía cinética y ser absorbidos por el medio. En el caso de los e^+ también existe la posibilidad de que éstos interactúen con los electrones del medio produciendo fotones mediante el mecanismo de aniquilación [15]. Ya que la radiación γ incidente es *invisible* para un detector de radiación (no tiene carga eléctrica), la interacción entre el material y los e^- y e^+ producto hace posible el estudio de este tipo de radiación.

En resumen, aunque los tipos de interacción son distintos, la técnica de detección de neutrones y rayos γ es similar, ya que en ambos casos requiere la producción de partículas cargadas en el centellador mediante alguno de los mecanismos descritos. Posteriormente, los productos de la interacción excitan el material centellador y producen un pulso luminoso que puede ser detectado. Luego entonces, tratar de distinguir ambos tipos de partículas utilizando solamente la técnica de detección por anti-coincidencia es imposible, ya que no existe ninguna característica que nos permita diferenciarlas. La discriminación $n^0 - \gamma$ en plásticos centelladores es un problema abierto.

Un posible método de separación empleando tratamiento digital de pulsos se describe en [18]. La técnica propuesta se basa en el análisis de forma de pulso, considerando que las diferencias entre los mecanismos de interacción de ambos tipos de radiación traen como consecuencia *formas de pulso características*. Dado que un neutrón tiene masa, su velocidad al atravesar el centellador siempre será menor a la velocidad de un γ en el mismo medio (30 cm ns^{-1}). Tomando en cuenta que el neutrón puede tener múltiples interacciones con el plástico, si registramos los pulsos producidos con un sistema electrónico lo suficientemente rápido, éstos exhiben una estructura compleja y aleatoria en la escala de 10 ns o menos. Los pulsos originados por radiación γ tienen una estructura mucho más simple, debido a la mayor velocidad de estas partículas. A pesar de que el método tiene una base teórica sólida, su implementación no consiguió resultados satisfactorios, principalmente por las dimensiones del centellador que se utilizó (7.5 cm de espesor).

Partiendo de la técnica explicada en el párrafo anterior, nuestro objetivo principal será implementar un sistema que utilice ésta para clasificar los eventos de radiación en una señal producida por partículas neutras (n^0 y γ), aprovechando las características del telescopio de neutrones (plásticos centelladores de 30 cm de espesor). Para ello digitalizamos la señal proveniente del TNS y, mediante tratamiento digital de señales, intentaremos encontrar las formas de pulso características de los rayos γ y de los neutrones en el telescopio. Nuestro sistema se adaptó a las condiciones de operación del telescopio, así como al rango de energía de la radiación incidente.

Por otro lado, como hemos enfatizado la importancia de la detección de neutrones solares y la necesidad de contar con instrumentos como el TNS, usamos el sistema de clasificación para determinar experimentalmente el porcentaje de contaminación en la señal de neutrones del detector. Esto, además de permitirnos evaluar el desempeño del clasificador, nos proporcionará una herramienta para validar las simulaciones del detector que se han realizado y examinar la calidad de sus datos. Ya que no es posible predecir la ocurrencia de un evento de neutrones solares, la señal de radiación que utilizaremos para nuestro estudio es producto de la radiación de fondo en el sitio. Como menciona [19], el flujo de γ 's con energías mayores a 100 MeV a nivel de Sierra Negra es de $\approx 1 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, mientras que el flujo de neutrones es superior a $8.5 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Por tal motivo, quitando por completo el blindaje alrededor del telescopio, una primera aproximación nos dice que de cada 100 partículas neutras que se detectan: 90 son neutrones y 10 rayos γ .

Capítulo 3

Identificación de partículas empleando tratamiento digital de pulsos

La radiación llega al telescopio de forma aleatoria en todas direcciones, compuesta por un gran número de partículas de diferentes especies; cada una con energía desconocida. De éstas, una parte es detenida por el plomo y el hierro alrededor del telescopio y sólo una pequeña fracción tiene las características necesarias para ser detectada. Las partículas que logran pasar el blindaje producen pulsos de voltaje cuya amplitud es proporcional a la energía depositada en los plásticos centelladores. Después de ser amplificados, los pulsos se comparan (discriminan) con 4 niveles de referencia, los cuales corresponden a diferentes niveles de deposición de energía. A los niveles de referencia se les identifica como: S1 para partículas con $E_{dep} \geq 30$ MeV, S2 para $E_{dep} \geq 60$ MeV, S3 para $E_{dep} \geq 90$ MeV, S4 para $E_{dep} \geq 120$ MeV. En consecuencia, todas aquellas partículas que depositan menos de 30 MeV en los plásticos son consideradas *radiación de fondo* y eliminadas de la señal de detección. Como resultado del proceso de discriminación, el tren de pulsos lineales se convierte en un tren de pulsos lógicos, perdiendo las características de la forma de onda original.

Surge entonces la necesidad de implementar un sistema de adquisición que permita registrar los eventos de radiación en forma individual y crear una base de datos con los diferentes tipos. Dado que el telescopio trabaja de forma continua, dicho sistema deberá poder interconectarse sin alterar la operación del mismo. Además, de acuerdo con lo expuesto en la sección 2.2.3; para poder optimizar la resolución temporal, tendremos que elegir una constante de tiempo adecuada a la entrada del sistema. El desarrollo y características de este sistema se detallan en la siguiente sección (3.1).

Una vez resuelto el problema de adquisición, definiré los métodos y algoritmos que utilicé para poder extraer la información de la señal; justificando cada una de las etapas del tratamiento y comparando el desempeño de diversos algoritmos. Para esto tomaré como base las herramientas de tratamiento digital de señales.

Nuestro objetivo principal será reconocer dentro de una señal de radiación generada por partículas neutras, los eventos producto de la radiación γ y separarlos de los eventos de neutrones.

3.1. Adquisición de la señal

3.1.1. Parámetros para la conversión A/D

Con objeto de poder representar correctamente la señal del centellador en forma digital, debemos obtener primero la frecuencia de muestreo y los parámetros de cuantización óptimos. Comenzaremos estudiando si la adquisición de la señal requiere de un modelo de parámetros concentrados o distribuidos. Para realizar el análisis supondremos una señal sinusoidal de frecuencia f igual a la frecuencia más alta f_m de la señal del detector, es decir: $f = f_m$.

El diagrama a bloques de la figura 3.1 muestra el proceso de formación y adquisición de la señal de radiación por el TNS. El cable que interconecta el PMT y el amplificador es del tipo RG – 58, con una impedancia característica $Z_0 = 50 \Omega$, una longitud l_c de aproximadamente 5 m y una capacitancia de 100 pF m^{-1} .

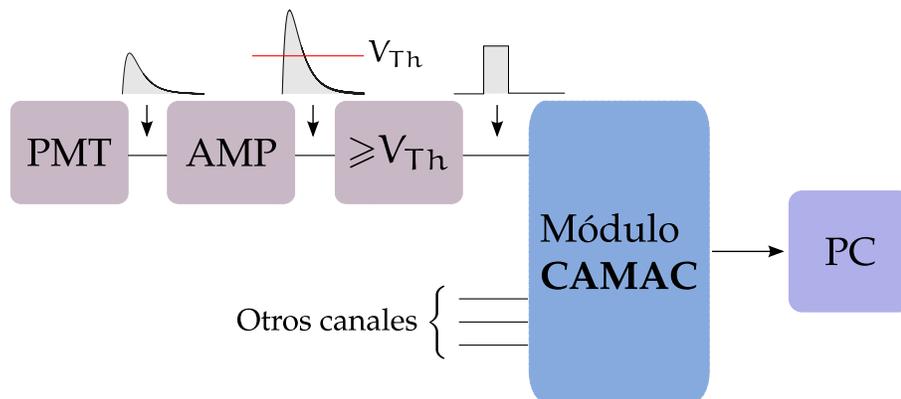


Figura 3.1: Diagrama a bloques de la electrónica asociada al TNS. El módulo CAMAC es el encargado de contar los pulsos de cada de uno de los cuatro centelladores, los contadores proporcionales y las direcciones de arriba.

La velocidad de propagación de una señal sinusoidal en un medio está dada por:

$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (3.1)$$

de donde c representa la velocidad de la luz y ϵ_r es la constante dieléctrica. Para el caso del cable tipo RG – 58, el material dieléctrico es *polietileno* y $v_p = 1.99 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$. Con este valor podemos calcular la longitud de onda λ :

$$\lambda = \frac{v_p}{f} \quad (3.2)$$

f es la frecuencia de la señal sinusoidal. Para señales de baja frecuencia, ($l_c < \lambda/6$) el cable se puede modelar como una simple resistencia. Por otra parte, para señales rápidas ($l_c > \lambda/6$) debemos modelar al cable como una línea de transmisión[20, 21]. En todo caso, la elección del modelo depende de f .

Para obtener el ancho de banda de la señal del detector, recordemos la señal descrita en la sección 2.2.3. El pulso en el extremo transmisor del cable es la suma de dos componentes exponenciales, las cuales determinan los tiempos de levantamiento y decaimiento de la señal. Una de las condiciones que cumple este modelo es que $t_{lev} \ll t_{dec}$, independientemente del valor de impedancia a la salida del PMT. Luego entonces, el ancho de banda es igual a f_m y está relacionado con la componente más rápida t_{lev} , por lo que necesitamos encontrar una expresión que relacione ambas.

Para valores de t pequeños, la señal v_i se puede expresar de forma general como:

$$v_i = V_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{lev}}\right) \right] \quad (3.3)$$

con amplitud V_0 y constante de levantamiento τ_{lev} . Para una señal de este tipo se sabe que f_m está relacionado con la constante de levantamiento de la siguiente forma:

$$\tau_{lev} = \frac{1}{2\pi f_m} \quad (3.4)$$

Por otro lado, despejando t de la ecuación 3.3 obtenemos:

$$t = -\tau_{lev} \ln\left(1 - \frac{v_i}{V_0}\right) \quad (3.5)$$

Definiremos t_1 como el tiempo que tarda la señal en pasar del 0% al 10% de su valor máximo y t_2 como el tiempo que tarda en pasar del 0% al 90%. Así, $v_i/V_0 = 0.1$ si $t = t_1$ y $v_i/V_0 = 0.9$ si $t = t_2$. Sustituyendo estos valores en la ecuación 3.5 y resolviendo para t_1 :

$$\begin{aligned} t_1 &= \tau_{lev} \ln(1 - 0.1) \\ &= \tau_{lev} (\ln(10) - \ln(9)) \end{aligned} \quad (3.6)$$

por otro lado con $t = t_2$ tenemos:

$$t_2 = \tau_{lev} \ln(10) \quad (3.7)$$

recordando que $t_{lev} = t_2 - t_1$:

$$t_{lev} = \tau_{lev} \cdot \ln(9) \quad (3.8)$$

Tratamiento digital de pulsos

Finalmente, como se menciona en la sección 2.2.3, el valor de la constante de levantamiento del pulso depende de la impedancia del circuito conectado a la salida del PMT. Más aún, ya que nuestro objetivo es preservar las características temporales del pulso, el flanco de subida de éste queda determinado por la constante de tiempo del circuito RC paralelo. En otras palabras:

$$\tau_{lev} = RC \quad (3.9)$$

combinando las ecuaciones 3.4, 3.8 y 3.9 da como resultado:

$$t_{lev} = \frac{\ln(9)}{2\pi f_m} \quad (3.10)$$

$$\approx \frac{0.34}{f_m} \quad (3.11)$$

El siguiente paso fue medir el tiempo de levantamiento de los pulsos con la ayuda de un osciloscopio digital. La descripción de cómo realicé esta prueba se encuentra en el capítulo 4. De dichas mediciones el resultado fue: $t_{lev} = 6.64 \pm 0.35$ ns. Utilizando este valor podemos conocer el ancho de banda y la longitud de onda:

- $f_m = 52.60$ MHz.
- $\lambda = 3.79$ m.

donde λ fue calculado para la señal sinusoidal considerando $f_m = f$. Podemos ver que $\lambda/6 > l_c$, por lo tanto es más apropiado utilizar un modelo de parámetros distribuidos para la adquisición de la señal. La sección 3.1.3 explica con detalle las consecuencias de este resultado.

Conociendo el valor de f_m es posible determinar la frecuencia de muestreo mínima necesaria F_s a través del *Teorema del muestreo de Nyquist-Shannon* [22]:

$$\begin{aligned} F_s &\geq 2f_m \\ &\geq 105.21 \text{ MHz} \end{aligned} \quad (3.12)$$

El siguiente parámetro que debemos definir es el número de niveles de cuantización necesarios para convertir la señal con distorsión mínima. De acuerdo con [23] para realizar este análisis podemos utilizar la razón señal a ruido de cuantización, la cual está definida por la siguiente expresión:

$$\text{SNR}_Q = 6.02(B + 1) + 10.8 - 20 \log_{10} \left(\frac{X_m}{\sigma_x} \right) \quad (3.13)$$

donde $B + 1$ representa el número de bits por muestra y X_m el rango de la escala del A/D. El número de niveles de cuantización es igual 2^{B+1} .

El término $-20 \log_{10} (X_m/\sigma_x)$ permite obtener la relación que debe existir entre la escala del convertidor A/D y la amplitud *rms* de la señal. En el caso ideal, si $X_m = \sigma_x$, la razón señal a ruido de cuantización es máxima. Si por otro lado $X_m < \sigma_x$, el proceso de cuantización introduce distorsión severa en la señal (saturación). En el caso cuando $X_m > \sigma_x$ la señal ocupa menos niveles de cuantización y la potencia del ruido aumenta.

Como la señal de radiación es aleatoria, no es posible alcanzar la SNR_Q máxima, sólo ajustar la razón X_m/σ_x de manera que la señal ocupe el mayor número de niveles de cuantización y la potencia del ruido sea mínima. Por otro lado, la escala del convertidor A/D se debe adaptar al rango dinámico de la señal, buscando que el porcentaje de pulsos saturados sea pequeño.

Para lograr esto utilizamos el histograma de amplitudes de la señal de radiación y obtenemos el rango en el cual se encuentra la mayor parte de los valores de amplitud de la señal. La figura 3.2 muestra el histograma de amplitudes de un conjunto 1000 pulsos. Estimando σ_x a partir de este conjunto de valores tenemos como resultado 4.74 mV.

Si ajustamos $X_m = 10\sigma_x$ (suponiendo que podemos variar la escala del convertidor) el 99.9% de los pulsos se convierten correctamente, mientras que el 0.1% sufre distorsión por saturación. Para superar este inconveniente, podemos eliminar todos los pulsos que sufren distorsión de la base de datos, verificando si alcanzan el valor máximo de la escala.

En términos de la SNR_Q , utilizar un convertidor con escala $X_m = 10\sigma_x$ provoca una pérdida de 20 dB con respecto al valor máximo posible. A pesar de esto, decidimos utilizar esta relación ya que las características del convertidor no permitían manejar una escala menor y resulta difícil amplificar la señal del detector. Con el objetivo de disminuir el efecto del ruido en la señal, la sección 3.2 describe el uso de un filtro digital.

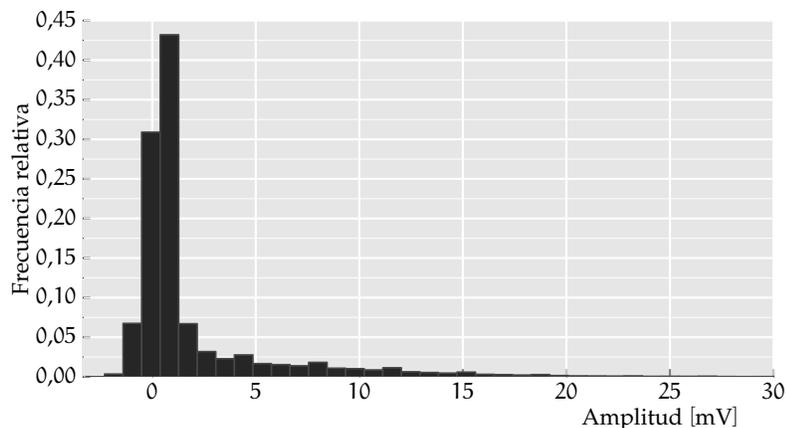


Figura 3.2: Histograma de amplitudes de la señal de radiación.

3.1.2. Captura de forma de onda

La figura 3.3 muestra el sistema de captura de la forma de onda y su interconexión con la electrónica del detector. El sistema se compone de tres unidades principales: un divisor de señales, un convertidor A/D y una computadora personal.

El proceso de conversión A/D de los pulsos del detector se realiza mediante un osciloscopio de señal mixta Tektronix *MSO2024*. Este instrumento tiene un ancho de banda de 200 MHz, una frecuencia de muestreo de hasta 2 GHz y una resolución de 8 bit/muestra. Una de las principales características de este osciloscopio es su puerto de comunicaciones *USB* integrado; el cual permite configurar el instrumento y controlar el proceso de adquisición de forma remota. De esta manera, usando un programa de adquisición adecuado, el osciloscopio puede transmitir los datos adquiridos a la computadora personal, para su posterior análisis.

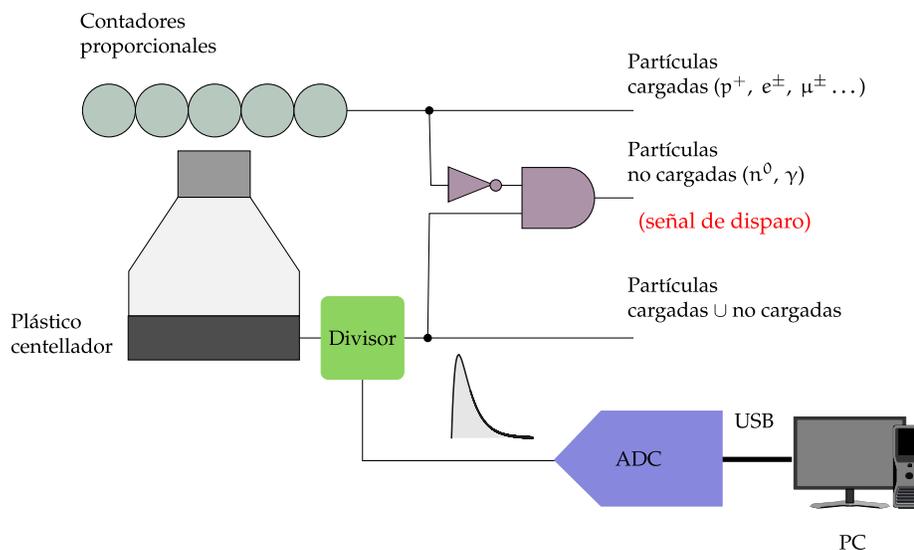


Figura 3.3: Interconexión entre el sistema de captura de forma de onda y la electrónica del TNS. Sólo es posible capturar la señal de un PMT a la vez.

Uno de los objetivos principales del sistema de captura es registrar la señal de radiación sin distorsionarla en el proceso. Tal propiedad no es posible ya que tanto el osciloscopio como el elemento sensor (la punta de pruebas) tienen una impedancia finita y por lo tanto operan con un ancho de banda.

En el caso del osciloscopio, el ancho de banda finito del instrumento genera un tiempo de levantamiento y en consecuencia provoca un error sistemático en la medición del tiempo de levantamiento de la señal. Este error es intrínseco al sistema de medición y no puede reducirse, sólo estimar su efecto. De acuerdo con especificaciones del fabricante, el *MSO2024* tiene un tiempo de levantamiento de 1.74 ns.

La punta de prueba del osciloscopio presenta la mayor limitante en la medición de señales rápidas como la del fotomultiplicador. En este caso podemos modelar la punta como un sistema de segundo orden, con efectos tanto capacitivos como inductivos. Los efectos inductivos se deben principalmente a la conexión a tierra de la punta. Si una punta de 300 MHz de ancho de banda se conecta a tierra a través de un cable de 10 cm de longitud, la inductancia parásita de la conexión provoca una degradación del 400 % en el tiempo de respuesta de la punta. Por lo tanto, para disminuir los efectos de la punta de pruebas en nuestro sistema de captura, el método más sencillo es emplear cable coaxial como elemento sensor del osciloscopio [24, 25] y obtener una conexión directa a tierra. Utilizando un cable coaxial del tipo RG – 58 de 60 cm de longitud se tiene un tiempo de levantamiento de 6 ps.

Para obtener el error total debido a estos efectos, la ecuación que aproxima el tiempo de levantamiento debido a n bloques conectados en cascada, libres de sobrepaso es [24]:

$$t_T^2 = \sum_{j=1}^N t_j^2 \quad (3.14)$$

donde t_T es el tiempo de levantamiento total, t_j es el tiempo debido al j -ésimo bloque y N es el número total de bloques. Evaluando esta expresión en el caso del osciloscopio y el cable coaxial, para una señal con un tiempo de levantamiento de ≈ 7 ns el error que introducen es de: 2.95 %.

Hasta aquí he presentado las características generales del sistema de captura de la forma de onda. A continuación describiré como se lleva a cabo el proceso de adquisición y con ello las particularidades del programa de adquisición. Para ello analizaremos el fenómeno de radiación como un proceso estocástico.

Adquisición de la señal de radiación

La figura 3.4 muestra el número de partículas que arriban al detector en función del tiempo. El tiempo de arribo de la i -ésima partícula se representa en t_i . Dado que las partículas llegan de forma aleatoria, la secuencia $\{t_1, t_2, \dots, t_m\}$, denotada por $\{t_i\}$, también es una secuencia aleatoria. Si además se cumple que $0 \leq t_0 < t_1 < t_2 < \dots < t_m$ y $t_0 = 0$; el número de partículas N_t que arriban al detector en el intervalo $(t_0, t]$ es un proceso aleatorio que se expresa como:

$$N_t = \max \{n, t_n \leq t\} \quad (3.15)$$

y se denomina *proceso de Poisson* [26]. Una de las propiedades de este proceso es que la probabilidad de observar k eventos en el intervalo $(t_0, t]$ sigue una distribución de Poisson:

$$P(N_t = k) = \frac{(\lambda_p t)^k}{k!} \exp(-\lambda_p t) \quad (3.16)$$

donde λ_p representa el valor esperado de eventos que ocurren por unidad de tiempo. Por otro lado, si T_n representa el tiempo transcurrido desde el evento $n - 1$ hasta el n , entonces T_n tiene una distribución exponencial con parámetro λ_p . Si λ_p representa el número promedio de partículas que llegan al detector por unidad de tiempo, entonces $P(T_n \leq t) = \int_0^t \lambda_p e^{-\lambda_p \tau} d\tau$ mide la probabilidad de que se presente un evento de radiación en un periodo de duración t .

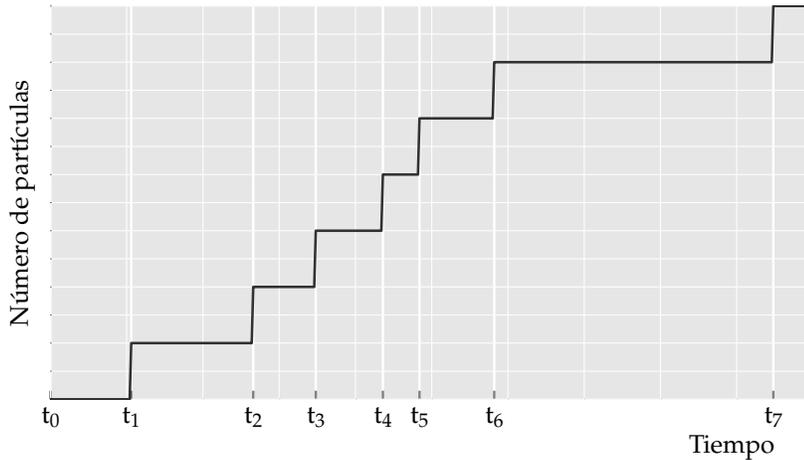


Figura 3.4: Proceso de conteo.

Esta propiedad nos permite definir la eficiencia del sistema de adquisición en función del tiempo de conversión. Definiremos al tiempo de conversión t_{conv} como el tiempo que requiere el sistema para procesar un pulso proveniente del detector y transmitirlo a una memoria (una PC por ejemplo). Es conveniente resaltar que durante el tiempo de conversión el sistema de captura se encuentra en un estado *ocupado*, por lo que no puede procesar ninguna otra señal. En consecuencia, todos aquellos eventos que se presentan en un periodo de t_{conv} después de que inicia la conversión se pierden. Por lo tanto, para medir la eficiencia requerimos calcular $P(T_n > t_{conv})$, la cual representa fracción de eventos que en promedio puede detectar el sistema [13].

Si estudiamos el caso del TNS, para el canal menos energético (S1) con $\lambda_p \approx 335$ cuentas/s, una eficiencia de $P(T_n > t_{conv}) = 0.99$ requiere de un tiempo de conversión $t_{conv} = 30 \mu s$. Obtener un tiempo de conversión de esta magnitud es complejo, principalmente por el tiempo que se requiere para transferir la información, y necesita de una arquitectura especial para el tratamiento. El algoritmo 1 muestra el procedimiento general de la adquisición de una señal de radiación, basado en un arquitectura específica para el tratamiento de pulsos.

Resalta del algoritmo el uso de una señal de disparo; una señal lógica que permite decidir que eventos de radiación se registran y cuales no. Esta señal se puede generar siempre que la partícula tenga una energía superior a un umbral (una amplitud mayor a un nivel de voltaje) o cuando la partícula produjo algún tipo de coincidencia en el detector. En nuestro caso ya que sólo buscamos registrar los pulsos debidos a radiación neutra, la señal de disparo que se utiliza es la señal de

anti-coincidencia del telescopio (en la figura 3.3 la señal denominada *Partículas neutras* es la señal de disparo).

Entrada: Señal de radiación

Salida : Señal de radiación digitalizada

Inicia adquisición de datos;

mientras la adquisición no se detenga **hacer**

 Espera un evento de radiación;

 Inicia conversión A/D;

 Almacena temporalmente la conversión;

 Espera señal de disparo;

si la señal de disparo está lista **entonces**

 Transmite la información a la PC;

 Espera fin de la transmisión;

si termino la transmisión **entonces**

 Regresa a esperar un evento de radiación;

en otro caso

 Regresa a esperar el fin de la transmisión;

en otro caso

 Elimina la señal de la memoria temporal;

 Regresa a esperar un evento de radiación;

Finaliza adquisición;

Algoritmo 1: Procedimiento para adquirir datos

Aun cuando el osciloscopio tiene un tiempo de conversión muy grande ($\bar{t}_{conv} = 0.53\text{ s}$) y en consecuencia una eficiencia muy pequeña, su arquitectura permite implementar fácilmente el procedimiento de adquisición planteado. Es por esta razón que decidí utilizar este instrumento para crear la base de datos de los pulsos del detector. La gran desventaja de este método es que requiere de periodos de adquisición muy grandes para obtener un número de eventos considerable (en el peor de los casos $\approx 30\text{ min}$ por cada 500 eventos).

Para implementar el procedimiento de adquisición utilicé el *conjunto de instrucciones* con el que cuenta el osciloscopio y desarrollé un programa para manejar la adquisición mediante la computadora. Dado que los controladores del instrumento sólo funcionan en sistemas operativos *Windows* y no se proporciona el código fuente para adaptarlos, tuve la necesidad de desarrollar un controlador básico para el osciloscopio utilizando *Python*. El programa funciona bajo *Linux*, es *software libre* y hace uso de la biblioteca *pyUSB*, la cual sirve para controlar el puerto USB mediante *Python*. La descripción del programa se encuentra en el apéndice A de esta tesis.

Finalmente, como la escala vertical del osciloscopio y la frecuencia de muestreo no se pueden ajustar de forma independiente, si consideramos la duración de los pulsos de $\approx 200\text{ ns}$; la mejor escala para representar un sólo evento en una ventana de adquisición es de 40 ns/división . Tal situación fuerza $F_s = 2\text{ GHz}$, por lo que la señal está sobremuestreada.

3.1.3. Acoplador direccional activo

El diagrama de la figura 3.3 muestra un elemento denominado *divisor*, el cual es un *acoplador direccional* que permite transmitir la señal al sistema de adquisición para ser muestreada. Idealmente este circuito deber permitir observar la señal del detector sin alterar la operación del telescopio, conservando todas las características de la señal original. De particular importancia es la amplitud de la señal de los PMTs, ya que a partir de esta propiedad la electrónica del detector estima la energía de la radiación incidente.

Si consideramos al acoplador como un dispositivo pasivo, la potencia total a la entrada debe ser igual a la suma de las potencias en el puerto receptor y el puerto acoplado, es decir:

$$P_e = P_r + P_c \quad (3.17)$$

lo cual implica, bajo esta suposición, que una consecuencia de adquirir la señal del detector es la reducción en la amplitud de la misma. Para profundizar en este análisis definiremos los siguientes parámetros:

Factor de acoplamiento $C_{c,e} = -10 \log \left(\frac{P_c}{P_e} \right)$. Fracción de la potencia de la señal de entrada que se transmite hacia el puerto acoplado.

Pérdida por inserción $IL_{r,e} = -10 \log \left(\frac{P_r}{P_e} \right)$. Pérdida de la potencia total transmitida hacia el puerto receptor debida a la inserción del acoplador. En el caso ideal esta pérdida sólo se debe a la transmisión de potencia hacia el puerto acoplado.

Pérdida por acoplamiento $CL_{r,e} = -10 \log \left(1 - \frac{P_c}{P_e} \right)$. Pérdida de la potencia de señal de entrada debida a la transmisión hacia el puerto acoplado.

Examinando el caso en el que las pérdidas por inserción sólo dependen del acoplamiento, si buscamos minimizar el efecto de la adquisición de la señal (disminuir las pérdidas por inserción), el resultado es el muestreo de una señal de menor potencia. Por otro lado, si buscamos maximizar la potencia que recibe el sistema de adquisición, aumentamos el factor de acoplamiento, pero afectamos la operación del telescopio ya que incrementan las pérdidas por inserción. Ambas situaciones son inaceptables, más si pensamos que la señal que estamos procesando es de muy bajo nivel (≥ 7 mV de acuerdo con mediciones hechas en el lugar).

En el mejor de los casos, utilizando un acoplador pasivo, para la adquisición podemos utilizar un factor de acoplamiento de -3 dB (50%), lo cual implica una pérdida en la señal del detector del 50%. La situación empeora si valoramos que al transmitir la señal por el cable el 50% de la potencia se pierde en la transmisión. Recordando lo descrito en secciones anteriores, el hecho de que la señal del detector tenga componentes de alta frecuencia (≈ 50 MHz) supone el uso de un modelo de parámetros distribuidos y por consiguiente técnicas de *acoplamiento de impedancia*.

Viendo el cable como una línea de transmisión con impedancia característica Z_0 , si una fuente V_S con impedancia Z_S transfiere potencia a través del cable hacia una carga Z_L , podemos definir el coeficiente de reflexión Γ_L como [21]:

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (3.18)$$

la condición de acoplamiento se logra cuando $Z_L = Z_0$, lo cual da como resultado $\Gamma_L = 0$, es decir no existe potencia reflejada de la carga hacia la fuente. Si también se cumple que $Z_S = Z_0$, no existe potencia reflejada de la fuente hacia la carga y se obtiene la máxima transferencia de potencia [21], es decir:

$$V_L = \frac{V_S}{2} \quad (3.19)$$

Analizando estos problemas, decidí diseñar un acoplador direccional activo que permitiera disminuir las pérdidas de potencia y garantizara aislar los efectos del sistema de adquisición en el telescopio y viceversa. El principio de funcionamiento del circuito es bastante sencillo: se requieren dos amplificadores en configuración no inversora alimentados con la misma señal de entrada. Cada uno debe tener $G = 2$ para compensar el efecto de la transmisión de la señal por el cable. Finalmente, la salida de un amplificador alimenta al detector, mientras que el otro amplificador alimenta al sistema de adquisición. En ambos casos la conexión del amplificador hacia la carga se realiza mediante una línea de transmisión, por lo que se deben acoplar las impedancias para evitar las reflexiones, regresando la señal a su amplitud original. De esta forma el sistema tiene una ganancia total igual a uno. El diagrama de un canal del circuito acoplador direccional activo se muestra en la figura 3.5.

El desarrollo de un circuito de este tipo resulta bastante complejo debido al requerimiento del ancho de banda. En primer lugar, el diseño exige el uso de amplificadores de alta frecuencia y el desarrollo de una tarjeta de circuito impreso especial para montar el sistema. Por otro lado, se requiere emplear componentes de alta precisión cuidando su disposición en la tarjeta, ya que una condición esencial es que $G_T = 1$. El apéndice B contiene los detalles sobre el diseño del acoplador y el proceso de optimización de la tarjeta.

Una vez que obtuve el prototipo final del circuito, realicé pruebas en él para verificar su desempeño. La prueba consistió en suministrar un tren de pulsos a la entrada del acoplador, con una frecuencia de 50 kHz, ancho de pulso de 100 ns, amplitud de 50 mV y tiempos de subida y bajada de 10 ns; conectando la salida de cada canal al osciloscopio. Después medí en cada caso las características de los pulsos de salida y comprobé que las diferencias con la señal de entrada eran prácticamente despreciables ($\leq 5\%$). Finalmente probé el circuito por largos periodos de tiempo (≈ 3 h) e inspeccioné si el circuito operaba de forma estable. Las pruebas fueron realizadas en el Observatorio de Rayos Cósmicos de Ciudad Universitaria, a una altura de 2268 m sobre el nivel del mar. Posteriormente tuve que repetir estas pruebas en Sierra Negra, Puebla, para verificar si

las condiciones de altura no perturbaban la operación del circuito. Los resultados de la prueba se exponen en el capítulo 4.

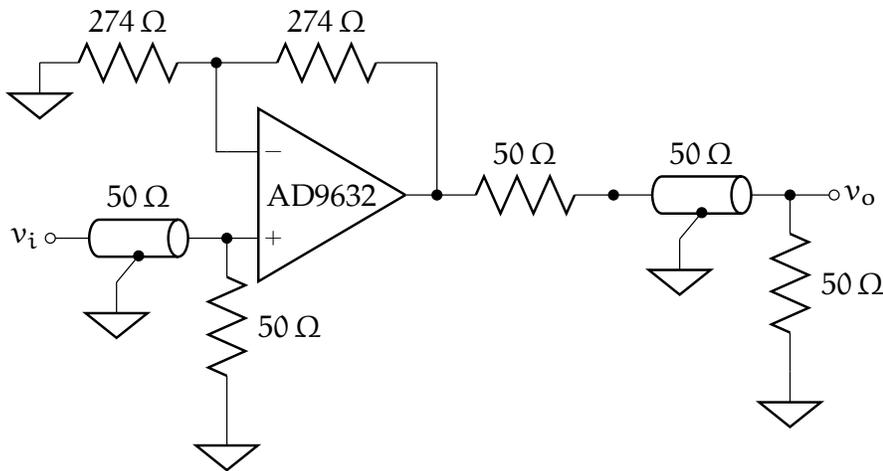


Figura 3.5: Diagrama del acoplador direccional activo utilizando el amplificador operacional AD9632. La señal de entrada v_i corresponde a la señal proveniente del detector, mientras que la señal de salida es aquella que se transmite a la electrónica del telescopio o al sistema de adquisición de datos. En ambos casos se utilizan *terminaciones* de $50\ \Omega$ para acoplar las impedancias.

3.2. Estimación de energía y sincronización de eventos

Una muestra de la señal capturada utilizando el sistema de adquisición descrito se encuentra en la figura 3.6. La señal fue adquirida con una frecuencia de muestreo de 2 GHz y cuantizada con 8 bit/muestra. Observando la figura resulta evidente que la señal se encuentra contaminada por ruido; lo cual introduce incertidumbre en la medición de amplitud. Dado que la energía que depositan las partículas en el plástico centellador es proporcional a la amplitud de los pulsos eléctricos que producen, la primera etapa del tratamiento de la señal debe ser la reducción del ruido en la señal, para posteriormente estimar la energía con mayor exactitud.

De acuerdo con [16, 20] el ruido $n(t)$ a la entrada del sistema de medición de radiación se puede modelar como *ruido aditivo blanco y gaussiano*. A este proceso debemos agregar el error introducido por el proceso de cuantización al realizar la conversión A/D de la señal del fotomultiplicador.

El error de cuantización $e[n]$ se puede considerar como una secuencia de ruido blanco con distribución uniforme; con media cero y varianza [23]:

$$\sigma_e^2 = \frac{2^{-2 \cdot (B+1)} X_m^2}{12} \quad (3.20)$$

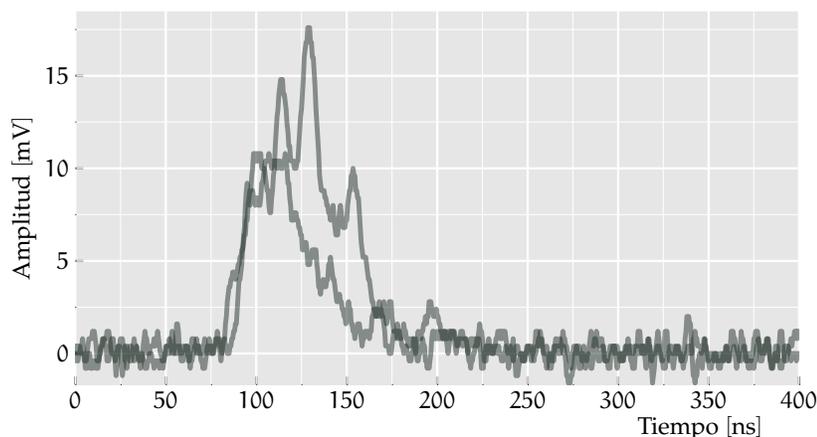


Figura 3.6: Ejemplo de dos eventos de radiación registrados por el sistema de captura de forma de onda.

En nuestro caso $B + 1 = 8$ y $X_m = 50$ mV. Evaluando la expresión anterior con estos valores obtenemos que: $\sigma_e^2 = 5.08 \times 10^{-10}$ V², la cual representa la potencia promedio del ruido de cuantización.

Una consecuencia del teorema del limite central es que la distribución de la secuencia $w = n + e$ es gaussiana con $\mu_T = 0$ y $\sigma_T = \sigma_n + \sigma_e$. De este modo el modelo de ruido aditivo blanco y gaussiano se ajusta al ruido de la señal registrada. Para comprobar esto, utilizando la base de datos de formas de onda de pulsos del detector, tomé una muestra del ruido en la señal y estudié sus propiedades.

La figura 3.7 presenta el resultado del estudio empleando 80 000 muestras de ruido tomadas de un archivo con 800 formas de onda. A la izquierda se encuentra el histograma normalizado de las muestras del ruido, junto con un ajuste realizado mediante una distribución normal. Los parámetros del modelo se estiman a partir de la media y la desviación estándar de la secuencia.

Posteriormente, para determinar si $w[n]$ es una secuencia de ruido blanco; debemos calcular su autocorrelación, la cual debe aproximarse a $\phi_{ww}[m] = \sigma_w^2 \delta[m]$. En la parte derecha de la figura, se presenta la secuencia de autocorrelación para el ruido de la señal; la cual se estimó a partir de [23]:

$$\hat{\phi}_{ww}[m] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} w[n] w[n+m] \quad (3.21)$$

donde N representa el número total de muestras. Como se puede ver, esta secuencia se aproxima al caso ideal, por lo que podemos concluir que el ruido de la señal cumple con el modelo propuesto.

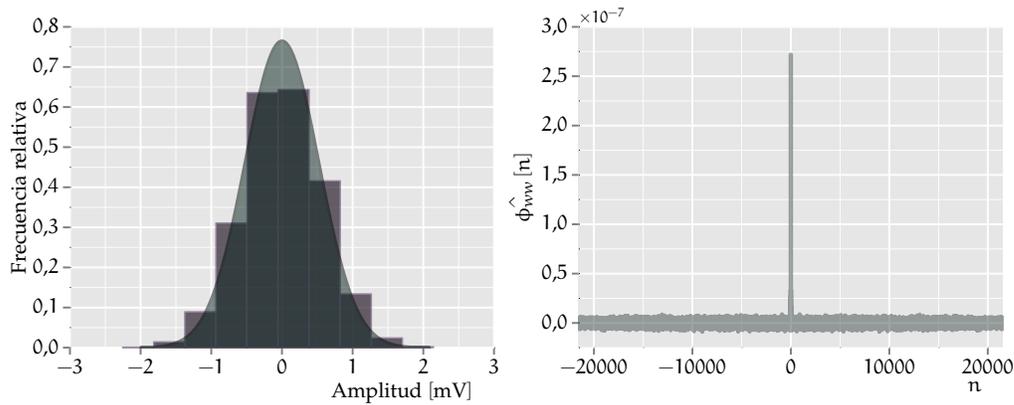


Figura 3.7: Propiedades del ruido de la señal de detección. A la izquierda se muestra el histograma de valores, ajustados con una distribución $\mathcal{N}(-2.89 \times 10^{-21}, 2.71 \times 10^{-7})$. A la derecha se encuentra la secuencia de autocorrelación. El valor máximo de esta señal es σ_w^2 .

Ya que la potencia de ruido se encuentra distribuida en la banda de $[0, F_s/2]$ y la señal está sobremuestreada, una técnica para reducir el efecto del ruido en la señal es la aplicación de un filtro pasa bajas. Para poder estimar la ganancia de procesamiento al aplicar el filtro, primero debemos calcular la relación señal a ruido [23]:

$$\text{SNR}_{\text{dB}} = 10 \log_{10} \left(\frac{\sigma_w^{-2}}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (x[n])^2 \right) \quad (3.22)$$

donde $x[n]$ representa la señal del fotomultiplicador sin ruido. En el caso del telescopio de neutrones, la señal más pequeña que podemos registrar es un pulso generado por una partícula que deposita $E_{\text{dep}} = 30 \text{ MeV}$, lo cual corresponde a una amplitud de 7.6 mV (cómo se obtiene este valor se describe más adelante). Utilizando el modelo ideal del pulso de centelleo con esta amplitud y la constante de levantamiento calculada en la sección anterior; podemos calcular la potencia de la señal sin ruido. Así la razón señal a ruido para la señal de radiación de menor energía es:

$$\text{SNR}_{\text{dB}} = 18.54 \quad (3.23)$$

El siguiente paso es diseñar un filtro digital que permita reducir la varianza del ruido, introduciendo una distorsión mínima a la señal. Idealmente el filtro debe tener dos propiedades:

- Una respuesta en magnitud constante en la banda de paso para no producir distorsión de amplitud.
- Una respuesta de fase cero para eliminar la distorsión de fase.

En la práctica un filtro con estas características es imposible de realizar. Una buena aproximación es un *filtro de respuesta al impulso finita* (FIR por sus siglas en inglés), el cual se puede diseñar para tener una respuesta en magnitud constante en la banda de paso y una respuesta en fase *lineal*. Puesto que una fase lineal implica un retardo de la señal en el tiempo, la operación del filtro no produce distorsión de fase, es decir, no modifica la forma de la señal [27].

La relación entre la salida $y[n]$ y la entrada $x[n]$ de un filtro FIR se puede expresar a través de la siguiente ecuación en diferencias:

$$\begin{aligned} y[n] &= h[n] * x[n] \\ &= \sum_{k=0}^{M-1} h[k] x[n-k] \\ &= h_0 x[n] + h_1 x[n-1] + \dots + h_{M-1} x[n-(M-1)] \end{aligned} \quad (3.24)$$

donde $h[n]$ y M representan los coeficientes y el orden del filtro, respectivamente. Dado un conjunto de especificaciones, los coeficientes del filtro se pueden obtener por medio de diferentes métodos; el más simple entre estos, el método por inventanado[28, 23]. A continuación listo las especificaciones que utilicé para el diseño del filtro:

- Banda de paso de 0 a 60 MHz, considerando un 10% de tolerancia al ancho de banda calculado al inicio del capítulo.
- Banda de rechazo de 0.16 a 1 GHz.
- Ganancia máxima de la banda de rechazo -43 dB.

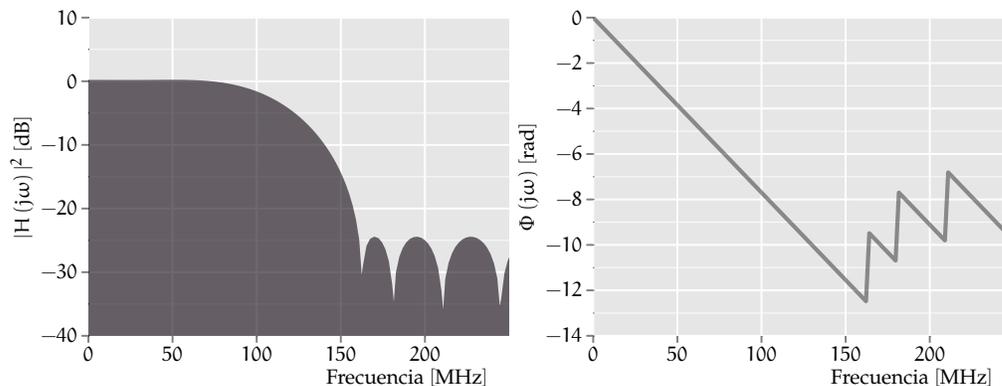


Figura 3.8: Respuesta en frecuencia del filtro. A la izquierda se muestra la respuesta en magnitud, la cual es constante en la banda de paso. A la izquierda se observa la respuesta en fase.

Aun cuando especificaciones más estrictas en la banda de rechazo podrían disminuir considerablemente la varianza del ruido en la señal, también debemos tomar en cuenta que al hacer esto el orden del filtro se incrementa. Si además consideramos que al aplicar un filtro de orden M se introduce un retardo $M/2$ en la secuencia de salida [23], el orden del filtro está limitado por el número de muestras por evento de radiación registrado. Usando las especificaciones anteriores, se obtiene un orden de filtro $M = 50$, con un retardo en la secuencia de salida de 25 muestras y una mejora en la SNR a la salida de ≈ 5 dB. La respuesta en frecuencia del filtro se muestra en la figura 3.8, mientras que el efecto del filtro sobre la señal del detector se muestra en la figura 3.9.

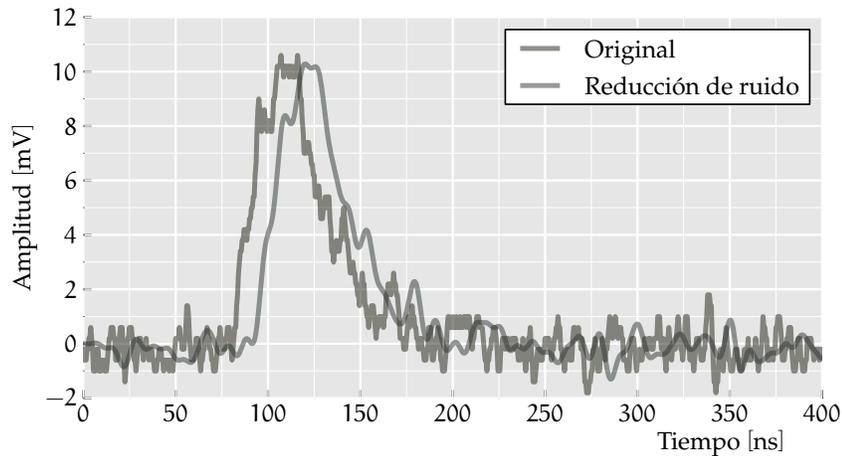


Figura 3.9: Señal del telescopio registrada por el sistema de captura de forma de onda antes y después del proceso de filtraje.

Una vez que la varianza del ruido se ha disminuido, el siguiente objetivo es establecer la relación entre la energía depositada por la partícula y la amplitud de los pulsos. Como se mencionó con anterioridad, el telescopio cuenta con cuatro umbrales de energía, los cuales corresponden a cuatro diferentes niveles de altura de pulso. Estos *canales* de energía han sido calibrados con la ayuda de un acelerador de partículas [29]. Ya que cada plástico centellador tiene características diferentes, el conjunto de umbrales de voltaje es distinto para cada uno.

Observando que las señales de salida de los PMTs son amplificadas antes de ser discriminadas (3.1), concluimos que los niveles de referencia están en función de la ganancia de cada bloque amplificador. Por consiguiente, si deseamos conocer los umbrales de voltaje; tomando en cuenta que la adquisición de la forma de onda se realiza antes del bloque amplificador, primero necesitamos caracterizar el sistema de amplificación. Para evitar este procedimiento, una alternativa más sencilla se describe en el algoritmo 2.

El principio de funcionamiento del algoritmo se basa en encontrar la amplitud mínima necesaria para que una partícula pueda ser detectada por el telescopio, lo cual corresponde al límite inferior del canal de energía. El uso del histograma sirve para garantizar que se tiene más de un evento de radiación por umbral.

Entrada: Señal de radiación y señal de disparo

Salida : Umbrales de voltaje

para Centellador $i \leftarrow 1$ a 4 **hacer**

para Nivel de referencia $j \leftarrow 1$ a 4 **hacer**

 Adquirir N eventos radiación utilizando como disparo la salida del discriminador

para nivel de referencia j ;

 Calcular histograma de alturas de los pulsos $h(A)$;

 Umbral $_{i,j} \leftarrow \underset{\lambda}{\arg \min} h(A)$

Algoritmo 2: Procedimiento para determinar los umbrales de voltaje del telescopio de neutrones solares.

Ahora bien, una vez que se obtuvieron los cuatro umbrales para cada PMT, debemos comprobar si estos guardan una relación lineal con los canales de energía: S1 para partículas con $E_{dep} \geq 30$ MeV, S2 para $E_{dep} \geq 60$ MeV, S3 para $E_{dep} \geq 90$ MeV, S4 para $E_{dep} \geq 120$ MeV. La prueba la realicé mediante una regresión lineal simple y el resultado se muestra en la siguiente figura 3.10.

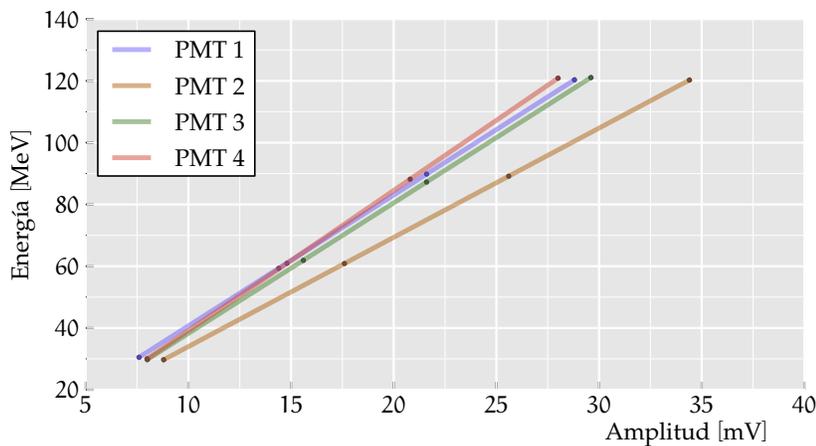


Figura 3.10: Regresión lineal simple entre los umbrales calculados con el algoritmo 2 y los cuatro canales de energía, para cada uno de los plásticos centelladores. En todos los casos el coeficiente de determinación R^2 es > 0.99 .

La ecuación resultante de este análisis es de gran utilidad, ya que conociendo la altura de cualquier señal de radiación registrada podemos calcular la energía depositada por la partícula.

Finalmente debemos recordar que en la sección 2.2.3 se demostró que la amplitud del pulso es proporcional a la integral del mismo. Sin embargo, surge un problema cuando consideramos el caso de pulsos generados por varias interacciones de una misma partícula, como por ejemplo los neutrones.

Con el fin de evitar este inconveniente, un método [13] consiste en aproximar la integral $T_s \sum x_n$ y realizar este cálculo para cada pulso registrado. Posteriormente debemos encontrar la relación lineal entre el integral y la amplitud. De este modo, todas las muestras de un pulso x_n contribuyen en el cálculo y podemos estimar la energía depositada en todo el intervalo de duración de la señal.

Sincronización de eventos de radiación

Para establecer la posición de la señal en el eje temporal, el osciloscopio fija un nivel de referencia conocido como *disparo*. El inicio de la adquisición de la señal se define como el tiempo en que ésta cruza el nivel de referencia. A partir de ese instante, el instrumento captura un número fijo de N muestras hasta completar la longitud del registro (ventana) de adquisición. A este modo de operación se le conoce como *disparo por flanco de subida*. El gran inconveniente de este método es su alta sensibilidad al ruido y a la forma de onda de la señal.

De esta manera, la posición de un pulso en la escala horizontal de la ventana de adquisición depende tanto del tiempo de arribo del evento de radiación, como de las características de la señal. Si consideramos este efecto en un conjunto de M formas de onda digitalizadas, cada una compuesta por N muestras, podemos observar que todos los pulsos inician en un instante diferente. Ya que esta información no proporciona ninguna característica real del fenómeno de radiación y además dificulta el análisis de la forma de los pulsos, la mejor opción es emplear un algoritmo para sincronizar (alinearse en el tiempo) las formas de onda.

El proceso de sincronización se describe a través del algoritmo 3. El primer paso en la sincronización es determinar el instante en que *inicia* cada pulso. Esta tarea se puede hacer mediante disparo por flanco de subida, con los inconvenientes que dicho método presenta. En particular, cuando la amplitud de los pulsos tiene un rango muy amplio, el disparo por flanco brinda resultados muy pobres [16, 20]. Con el fin de compensar este efecto, una alternativa es adaptar el umbral de acuerdo con la amplitud del pulso. A este método se le conoce como *disparo de fracción constante*. En el dominio digital, el disparo por fracción constante consiste en calcular el valor máximo del pulso $A_{m_{\max}}$ y posteriormente encontrar el instante T_{cf} (número de muestra) cuando la señal supera una fracción C_f de su máximo [30, 31].

Posteriormente partimos el registro del pulso, S_i muestras antes y S_f muestras después de T_{cf} . El objetivo de esto es conservar solamente las muestras de la señal que contienen información, eliminando las partes del registro sólo con ruido. Como en principio la señal puede ocupar cualquier posición en el eje temporal, existe la posibilidad de que no haya suficientes muestras a partir de T_{cf} para definir la ventana. Los casos que presentan esta condición se eliminan del conjunto de formas de onda.

Utilizando este procedimiento más del 90 % de los pulsos quedan alineados correctamente. Las circunstancias bajo las que el algoritmo falla, así como sus consecuencias, se discuten en la siguiente sección. Las señales filtradas y en sincronía se almacena en un archivo para posteriormente analizar su forma.

Entrada: Forma de onda digitalizada, C_f

Salida : Forma de onda sincronizada

Normalizar forma de onda ($A_{max} = 1.0$);

Buscar en la forma de onda, la localidad T_{cf} a partir de la cual el pulso supera el umbral C_f ;

si $T_{cf} - s_i \geq 0$ y $T_{cf} + S_f \leq N$ **entonces**

 | Forma de onda sincronizada \leftarrow Forma de onda segmentada;

en otro caso

 | Eliminar del registro la forma de onda;

Algoritmo 3: Sincronización por fracción constante.

3.3. Clasificación de eventos de radiación

Como se explicó en la sección 2.3, un método para separar la radiación γ de los eventos de neutrones es mediante el análisis de la forma del pulso. Cuando los pulsos son registrados con un sistema de adquisición lo suficientemente rápido, la señal producida por neutrones exhibe una estructura compleja y aleatoria, resultado de las múltiples dispersiones de la partícula. Esto también se traduce en un pulso de mayor duración. Mientras tanto, los pulsos originados por γ deben tener una estructura más sencilla, con una duración menor.

En el desarrollo de esta sección describiré los algoritmos que utilicé para medir las diferencias entre las formas de los pulsos, así como las limitantes que observé al aplicar cada uno en la base de datos de formas de onda.

3.3.1. Análisis por integración de carga y fracción constante

El método de integración de carga consiste en realizar medidas independientes de la integral del pulso sobre diferentes intervalos de tiempo [32]. El cociente entre estos dos valores es aproximadamente constante para pulsos con forma similar, independientemente de su amplitud. Para una señal en tiempo discreto podemos aproximar la integral a través de la sumatoria. Formalmente el método se define como:

$$Q_{int} = \frac{\sum_{n=a}^b x[n]}{\sum_{n=c}^d x[n]} \quad (3.25)$$

donde a , b , c y d son constantes que definen los intervalos de integración y en general son distintas entre si. Posteriormente se debe construir un histograma con los cocientes Q_{int} de cada pulso y establecer umbrales de decisión, dependiendo del número de formas que se deseen clasificar.

Surge un gran inconveniente al emplear este método, ya que en principio existen un número enorme de posibilidades para elegir los intervalos de integración y el desempeño de la clasificación está directamente relacionado con estos parámetros. En nuestro caso como es necesario clasificar las interacciones debidas a neutrones o γ 's independientemente de la energía depositada, utilicé como denominador la energía total depositada. Esto deja los intervalos de integración del numerador libres para evaluar el desempeño del clasificador. Empleando la suma acumulada se puede examinar el comportamiento del cociente al incrementar el intervalo de integración, como se observa en la figura 3.11:

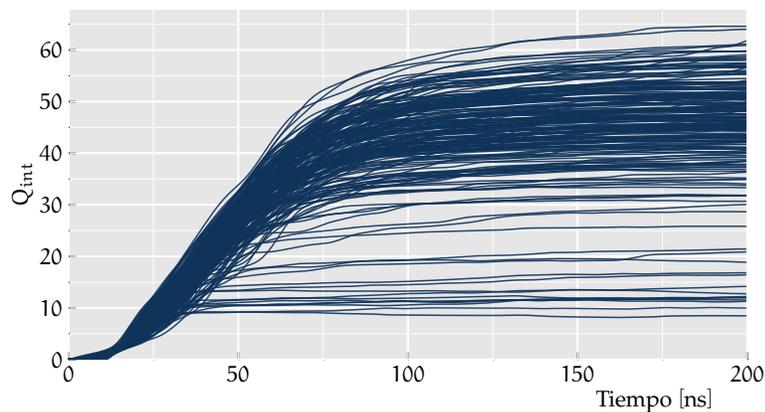


Figura 3.11: Integración de carga en función del tiempo aplicado a un conjunto de 200 pulsos.

Se observa en la figura que en el intervalo de 0 a 40 ns no existe ninguna separación significativa entre los cocientes. Después de este tiempo se comienzan a separar dos grupos y en el extremo derecho de la gráfica se tiene la mayor separación. Esto indica que, independientemente de la cantidad de energía depositada, existen dos modos de interacción distintos. En un caso tenemos partículas que depositan energía pero lo hacen de forma rápida, mientras que existe otro tipo de radiación que deposita energía de forma lenta. Pensando que este fenómeno surge de las diferencias en los procesos físicos que forman la señal (en donde un neutrón requiere más tiempo para a travesar el plástico e interacciona con uno o varios núcleos, mientras que un rayo γ interactúa por creación de pares, un proceso mucho mas rápido), podemos suponer que el primer grupo corresponde con la radiación γ .

Otra técnica de análisis que proporciona resultados similares a la integración de carga se denomina *time over threshold*. En este análisis el objetivo es medir el tiempo que permanece la señal por encima de un nivel de referencia, lo cual está relacionado con la deposición de energía de la partícula. De acuerdo con [33] el umbral debe ser lo más pequeño posible, de manera que permita examinar por completo el tiempo de interacción de la partícula. El umbral que se utiliza normalmente es $V_{th} = 5\sigma_w$.

La figura 3.12 muestra el histograma en dos dimensiones en función de la energía del pulso (eje de las abscisas) y el tiempo sobre el umbral (eje de las ordenadas) para un conjunto de doscientas

formas de onda. El análisis comprueba que existen varios mecanismos de interacción de las partículas, ya que algunas depositan su energía de forma rápida en el plástico (parte inferior de la gráfica) y otras lo hacen durante periodos más prologados (parte superior de la gráfica). El grupo de pulsos que se encuentra en la parte inferior podría relacionarse con radiación γ .

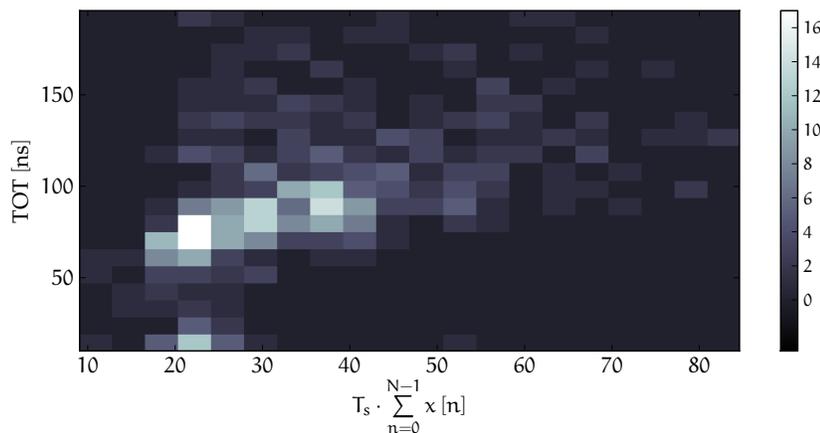


Figura 3.12: *Time over threshold* en función de la energía para un conjunto de pulsos.

Ambos algoritmos nos permiten ver que existen varios mecanismos de deposición, sin embargo no son óptimos ya que no están diseñados para trabajar con señales de estructura compleja.

En particular el método de integración de carga es sensible a la sincronización de las señales, lo que no permite la comparación directa de los cocientes en muchos casos. La sincronización ideal sólo se puede obtener cuando los pulsos están formados exclusivamente de un máximo local. Como dicha condición no siempre se cumple para las señales producto de la interacción de neutrones (dispersión elástica múltiple), no es posible tener un alineamiento perfecto. Esto lleva a resultados de clasificación pobres.

El método de tiempo sobre el umbral es superior al de integración de carga en el sentido de que no requiere de una sincronización perfecta. No obstante, el desempeño de la clasificación está en función de la energía depositada, la mejor separación se obtiene al incrementarse la energía. Dicha razón es suficiente para descartar el uso de este método en la detección de pulsos angostos, ya que son los de menor energía.

A partir de esta exposición podemos concluir que ninguno de los dos métodos se adapta a los requerimientos del problema y surge la necesidad de un método de análisis diferente; donde se considere la estructura de los pulsos y se pueda aplicar en un amplio rango de energías.

3.3.2. Clasificación óptima y el algoritmo de k-medias

Si conocemos la forma de onda característica que producen la interacción de rayos γ y neutrones en el telescopio, el problema de clasificación se reduce al de *detección de señal conocida en ruido blanco gaussiano*. Matemáticamente podemos definir esto con la siguiente prueba de hipótesis:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 : x[n] &= s_0[n] + w[n] & n = 0, 1, \dots, N-1 \\ \mathcal{H}_1 : x[n] &= s_1[n] + w[n] & n = 0, 1, \dots, N-1 \end{aligned} \quad (3.26)$$

donde $s_0[n]$ y $s_1[n]$ son señales conocidas producto de la interacción de radiación γ y neutrones, respectivamente. $w[n]$ representa el ruido aditivo blanco gaussiano.

De acuerdo con [34] el logaritmo de la razón de verosimilitud $l(x)$ se expresa como:

$$l(x) = -\frac{1}{2\sigma_w^2} \left(\sum_{n=0}^{N-1} (x[n] - s_1[n])^2 - \sum_{n=0}^{N-1} (x[n] - s_0[n])^2 \right) \quad (3.27)$$

La operación del clasificador es decidir cual de las dos hipótesis es cierta, comparando $l(x)$ con un umbral de decisión η . Si $l(x) > \ln(\eta)$ el clasificador decide \mathcal{H}_1 , mientras que si $l(x) < \ln(\eta)$ se elige la hipótesis \mathcal{H}_0 . Ya que nuestro objetivo es clasificar correctamente las señales, el criterio que se utiliza para definir el umbral es el de *probabilidad de error mínima*. Tomando dicha restricción, el umbral queda definido por el cociente de las probabilidades *a priori* [35]:

$$\eta = \frac{P(\mathcal{H}_0)}{P(\mathcal{H}_1)} \quad (3.28)$$

El siguiente paso es definir estas probabilidades. Como se mostró en la sección 2.3 el porcentaje de contaminación por radiación γ en la señal de neutrones es de aproximadamente 10%, lo cual también se puede definir como $P(\mathcal{H}_0)$: la probabilidad de observar un pulso producto de radiación γ en un conjunto de pulsos. Por otro lado, puesto que $P(\mathcal{H}_0) + P(\mathcal{H}_1) = 1$; $P(\mathcal{H}_1) = 0.9$. Utilizando estos valores en la ecuación 3.28 tenemos como resultado: $\ln(\eta) = -2.1972$.

Si consideramos la señal $x[n]$ como un vector en \mathbb{R}^N , podemos expresar a las sumatorias en la ecuación 3.27 de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} \sum_{n=0}^{N-1} (x[n] - s_i[n])^2 &= (\mathbf{x} - \mathbf{s}_i)^T \cdot (\mathbf{x} - \mathbf{s}_i) \\ &= \|\mathbf{x} - \mathbf{s}_i\|^2 \end{aligned} \quad (3.29)$$

donde \mathbf{x} y \mathbf{s}_i son vectores que representan a la señal detectada y la señal conocida, mientras que (\cdot) es el producto escalar entre los dos vectores. $\|\mathbf{x} - \mathbf{s}_i\|$ es la distancia euclidiana en \mathbb{R}^N y se denota como $d(\mathbf{x}, \mathbf{s}_i)$.

Finalmente, la prueba de verosimilitud queda definida de la siguiente forma:

$$d(\mathbf{x}, \mathbf{s}_0) - d(\mathbf{x}, \mathbf{s}_1) \underset{\mathcal{H}_0}{\overset{\mathcal{H}_1}{\geq}} 2\sigma_w^2 \ln(\eta) \quad (3.30)$$

Cuando $\eta = 1$ (probabilidades a priori iguales), el lado derecho de la prueba es igual a cero y el clasificador recibe el nombre de *clasificador de distancia mínima*. En nuestro caso $\eta \neq 1$, pero σ_w^2 es muy pequeño; por lo tanto $2\sigma_w^2 \ln(\eta) \approx 0$ y es válido utilizar el clasificador de distancia mínima.

La medida de desempeño del clasificador es la probabilidad de error P_e , la cual está en función de la distancia euclidiana entre las dos señales conocidas, es decir:

$$P_e = Q\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{d(\mathbf{s}_1, \mathbf{s}_0)^2}{\sigma_w^2}}\right) \quad (3.31)$$

donde Q es un tipo de función de error. La expresión anterior permite minimizar P_e incrementando la distancia entre las señales \mathbf{s}_1 y \mathbf{s}_0 . En nuestro caso P_e es fija, ya que la distancia entre las señales no puede modificarse. En este sentido el detector es óptimo ya que garantiza la probabilidad de error mínima. No obstante, existen varias complicaciones que limitan su uso:

- El inconveniente más grande para aplicar el clasificador de distancia mínima es la necesidad de determinar las formas de onda producida por los dos tipos de radiación. Aun cuando contamos con un modelo de los pulsos y una idea general de las diferencias que deben existir entre ambas señales, sólo a través de una simulación detallada de las interacciones nucleares es posible conocer las *formas de onda características*.
- Los errores en la clasificación son producto de las diferencias entre la señal recibida y la señal conocida. En el clasificador de distancia mínima estas diferencias son originadas por la acción del ruido sobre la señal. Esta situación no se ajusta a la realidad del problema, ya que en este caso las diferencias también son originadas aleatoriamente por el proceso de interacción de la partícula con la materia. A pesar de que existen clasificadores que consideran dicha problemática, la aplicación de éstos requiere de la caracterización del fenómeno aleatorio, lo cual, al igual que en el punto anterior, sólo es posible mediante una simulación.
- Como se explicó en la sección anterior, el clasificador debe poder aplicarse en un amplio rango de energías y no ser sensible a los errores de sincronización. Con respecto al primer punto, el desarrollo de clasificador requiere que los pulsos tengan la misma amplitud, lo cual es fácil satisfacer haciendo la amplitud de éstos igual a uno. El error de sincronización, por otro lado, afecta considerablemente el desempeño de la clasificación y requiere de un

replanteamiento del problema [34]. A pesar de esto, la solución de los otros dos puntos es mucho más importante.

Tomando en cuenta estos factores, es de vital importancia realizar una simulación del proceso de formación de las señales en el telescopio para poder clasificar correctamente los eventos. En vista de que esto está más allá de los alcances de nuestra investigación; la única alternativa para tratar el problema es la *clasificación no supervisada: análisis de cúmulos*.

El análisis de cúmulos consiste en agrupar un conjunto de L vectores \mathbf{x} , definidos en un espacio N -dimensional, en K grupos C denominados cúmulos. La asignación se realiza con base en la noción de distancia entre un vector y el centroide del cúmulo. En este sentido, el análisis de cúmulos es similar a la clasificación de distancia mínima, con la enorme diferencia de que el resultado del análisis son los centroides de los cúmulos.

Uno de los algoritmos más sencillos para ejecutar esta tarea, que además ha sido utilizado satisfactoriamente para identificar eventos de radiación [36], es el algoritmo de k -medias. En el algoritmo, el centroide del cúmulo C_i se define a través de la media μ_i de las muestras que lo componen. La partición se realiza de manera que los M elementos que pertenecen al cúmulo i son aquellos que tienen distancia mínima al centroide. Dicho de otra forma, el algoritmo trata de minimizar la suma cuadrática dentro del cúmulo:

$$\arg \min_C \sum_{i=1}^k \sum_{\mathbf{x}_j \in C_i} \|\mathbf{x}_j - \mu_i\|^2 \quad (3.32)$$

A continuación se describen los pasos de los que consta el algoritmo de k -medias [37]:

Entrada: Conjunto de L formas de onda, número k de cúmulos

Salida : k -formas de onda características

Definir k -centroides iniciales μ_i en el espacio N -dimensional de forma aleatoria;

Examinar la posición en el espacio de los vectores \mathbf{x} y asignar cada uno al centroide más cercano;

Calcular los nuevos centros de los cúmulos μ_f a través de la media de los elementos que lo componen;

si $\mu_f - \mu_i \approx 0$ **entonces**

 Finaliza del algoritmo;

en otro caso

$\mu_f \leftarrow \mu_i$;

 Regresar a examinar la posición de los vectores;

Algoritmo 4: Algoritmo de k -medias.

Aplicamos este procedimiento al conjunto de pulsos provenientes del telescopio de neutrones, utilizando $k = 2$ como parámetro de entrada para encontrar las formas características producidas

por neutrones y γ . Como el número de eventos de neutrones en un conjunto de datos es mucho mayor al de γ , para obtener resultados adecuados con el algoritmo es necesario preparar un *archivo especial* donde el número de eventos de ambos fuera similar. Las formas de pulso características obtenidas se muestran en la figura 3.13.

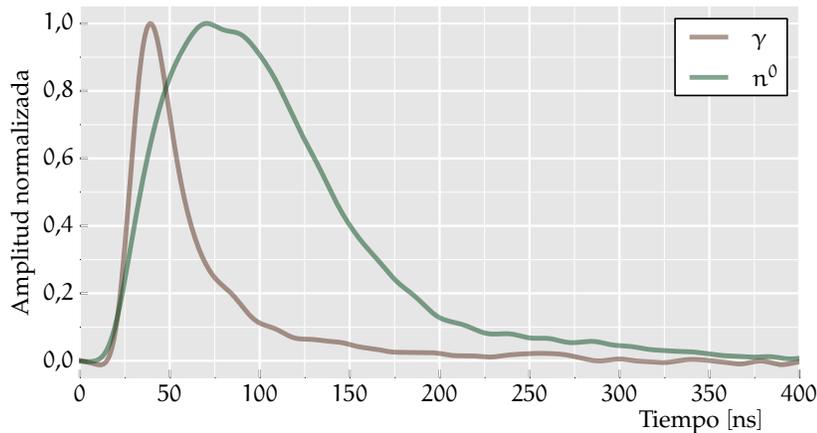


Figura 3.13: Formas de pulso características obtenidas mediante clasificación no supervisada con el algoritmo de k-medias.

Observando la figura se puede notar que los eventos producidos por γ son de menor duración que los producidos por los neutrones, lo cual concuerda con lo descrito en la sección 2.3. En el caso del prototipo de los pulsos de neutrones, éste no presenta la estructura compleja esperada del fenómeno de dispersión elástica. Esta situación surge del uso de la media como estimador de la forma de pulso característica, la cual de forma inherente reduce las variaciones de los pulsos. A pesar de esto, la mayor duración de la señal indica que en promedio los neutrones interactúan más con el plástico, es decir tienen múltiples colisiones, lo cual también concuerda con lo expuesto en la sección 2.3.

Hasta aquí se han expuesto las técnicas que utilizamos para extraer la información de la señal de radiación proveniente del telescopio de neutrones y la clasificación de los eventos de acuerdo con un criterio de distancia. En el proceso fue necesario desarrollar un sistema de adquisición de datos básico que permitiera digitalizar las señales del detector sin interferir en la operación del mismo y crear una base de datos de los pulsos.

Nuestro siguiente paso fue probar el sistema en Sierra Negra a 4580 m sobre el nivel del mar, realizando una serie de experimentos para comprobar el funcionamiento del clasificador y determinar el porcentaje de contaminación de γ en la señal de neutrones. La descripción de estos experimentos y los resultados obtenidos se encuentran en el siguiente capítulo.

Capítulo 4

Resultados y conclusiones

El desarrollo de la parte experimental de nuestra investigación puede dividirse en cuatro etapas diferentes. En la primera etapa realicé la programación del controlador básico para el osciloscopio y probé su funcionamiento adquiriendo una onda cuadrada con características conocidas ($f = 1 \text{ kHz}$, $V_{pp} = 500 \text{ mV}$). Una vez que logré transferir el resultado de la conversión A/D a la computadora, el siguiente paso fue comprobar si las muestras transferidas correspondían con los valores de voltaje de la señal. Para esto es necesario conocer el formato que utiliza el osciloscopio para representar los valores de amplitud. De acuerdo con el manual del equipo, la información está representada en formato digital de punto fijo con signo. Usando la siguiente ecuación con los parámetros de adquisición establecidos, podemos conocer el valor de una muestra en [V]:

$$\text{Amplitud en volts} = \text{escala} * (\text{valor de la muestra} - \text{posición vertical}) + \text{offset vertical} \quad (4.1)$$

Después de calibrar correctamente los valores de amplitud, la programación del controlador terminó. La segunda etapa consistió en la construcción y prueba del acoplador direccional activo. Como ya se mencionó en el capítulo tres, la fabricación de la tarjeta de circuito impreso donde se monta el acoplador es la parte más importante del diseño. Para lograr resultados satisfactorios con la tarjeta fue necesaria la construcción de diversos prototipos, probando una disposición de elementos diferente en cada uno hasta encontrar la adecuada.

Con la versión final de la tarjeta, realicé las pruebas descritas en la sección 3.1.3 y posteriormente examiné el comportamiento del sistema de captura completo (convertidor A/D y acoplador) durante periodos de adquisición de 2 h, con el objetivo de comprobar la estabilidad de operación.

Luego de conseguir esto, la siguiente etapa de pruebas se llevó a cabo en Sierra Negra. Dado que el sistema requiere trabajar en condiciones ambientales adversas (4580 m sobre el nivel del mar) y la mayoría del equipo utilizado no está garantizado para trabajar bajo tales condiciones, decidí revisar nuevamente el funcionamiento de ambos módulos por separado.

El principal problema que encontré al realizar estas pruebas fue el cambio de las características de operación del circuito acoplador direccional. En Sierra Negra el circuito presenta un incremento en la corriente de consumo y una disminución en la ganancia de ambos canales. El incremento en la corriente no presenta un problema severo, gracias a la temperatura ambiente del lugar ($\approx 10^\circ\text{C}$). Bajo otras condiciones, el aumento puede provocar sobrecalentamiento e inestabilidad en los amplificadores. En contraste, la disminución de la ganancia afecta considerablemente el desempeño de nuestro sistema, ya que modifica las condiciones de operación del telescopio (al disminuir la amplitud de la señal de entrada) y distorsiona la forma de onda de la señal (al no estar correctamente acoplado). Para corregir esto fue necesario aumentar la resistencia de realimentación en ambos canales hasta el valor de ganancia necesario. La adquisición de datos con el osciloscopio no presentó ningún problema trabajando a esta altura.

Con los dos módulos trabajando correctamente, proseguí a capturar la primera base de datos de forma de onda. Adquirí datos de los cuatro plásticos centelladores, utilizando como señal de disparo cada uno de los cuatro canales energéticos: S1, S2, S3 y S4. La motivación tras esto era examinar si las formas de los pulsos en cada uno de los plásticos tenían aproximadamente las mismas características y, en el caso de encontrar pulsos con formas de onda significativamente diferentes, verificar si el fenómeno se presentaba en todos los centelladores, descartando el mal funcionamiento de alguno. En total se capturaron 1000 eventos de radiación por cada centellador.

El siguiente paso fue desarrollar los programas de análisis y despliegue de información. El *software* está escrito en *Python* utilizando las bibliotecas para computación científica: *NumPy*, *Scipy* y *Matplotlib*. En total escribí ocho programas que permiten extraer la información de las señales de la base de datos. A continuación doy una descripción breve de la función de cada uno de los programas:

neutron-daq: Configuración de los parámetros de adquisición y control del proceso.

neutron-pre: Filtraje de los pulsos y sincronización de eventos.

neutron-cluster: Clasificación de los eventos a través del algoritmo de k-medias.

neutron-analysis: Análisis de forma de onda por integración de carga y *time over threshold*.

neutron-noise: Estudia las características del ruido en la señal y obtiene la SNR.

neutron-test: Permite visualizar los pulsos de un archivo de datos y obtener su histograma.

neutron-response: Determina la relación energía-amplitud para un conjunto de datos.

neutron-fourier: Análisis de forma de onda utilizando la *DCT*.

El programa *neutron-fourier* permite hacer la clasificación de las formas de onda utilizando la *transformada discreta coseno*; el cual ha sido utilizado con éxito en otros experimentos de radiación [38] y presenta una alternativa atractiva para la solución del problema. Sin embargo, debido a las restricciones de tiempo, no pude probar el programa extensivamente y realizar el análisis necesario.

Resultados y conclusiones

Finalizado el desarrollo del *software* de análisis y despliegue de información, procesé el conjunto de pulsos adquiridos en Sierra Negra para estudiar su forma de onda y verificar si éstas se podían clasificar en dos grupos. Recordando lo expuesto en la sección 2.2, la parte superior del telescopio está cubierta con placas de plomo, las cuales sirven para atenuar la radiación γ y disminuir la contaminación en la señal de neutrones. Tomando esto en cuenta, si los pulsos angostos efectivamente son generados por la interacción de γ 's con los plásticos: sólo debe existir un número muy pequeño de éstos en los datos obtenidos con placas plomo encima del detector. La figura 4.1 muestra el resultado del análisis para un plástico centellador, midiendo solamente el ancho de los pulsos.

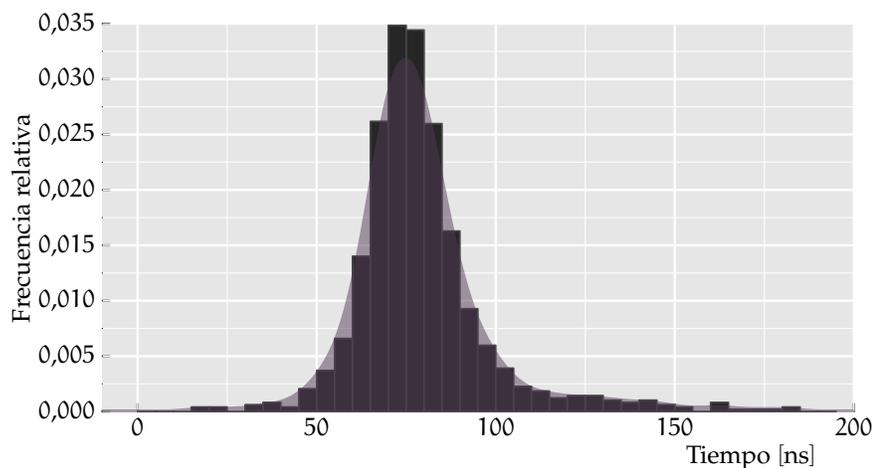


Figura 4.1: Histograma de los anchos de pulso de un conjunto de datos utilizando placas de plomo.

Como se puede ver en la figura, existe un pequeño grupo de pulsos de duración menor a 40 ns, lo cuales pueden relacionarse con eventos por interacción de radiación γ .

El obtener este resultado nos motivó a realizar más pruebas quitando las placas de plomo de la parte superior del telescopio y observando si existe un incremento significativo del número de pulsos angostos. En esto consistió la etapa final de nuestra investigación.

Las características del proceso de adquisición fueron las mismas: capturé un total 1000 eventos de radiación por cada uno de los cuatro centelladores, utilizando como señal de disparo los cuatro canales energéticos del telescopio. La figura 4.2 muestra el resultado de la prueba para un plástico centellador quitando las placas de plomo de encima del detector. En este caso, si establecemos un umbral de decisión de 35 ns, el grupo de pulsos a la izquierda umbral representa aproximadamente el 10% de los que están a la derecha.

Para complementar nuestro análisis, utilizamos los datos que proporciona el telescopio de neutrones; los cuales representan el número de partículas que inciden en el detector cada 10 s. Considerando que comenzamos el experimento quitando las placas de plomo a las 12:00h y finalizamos la prueba colocando las placas de vuelta en su lugar a las 16:00h, el valor medio de las cuentas debe

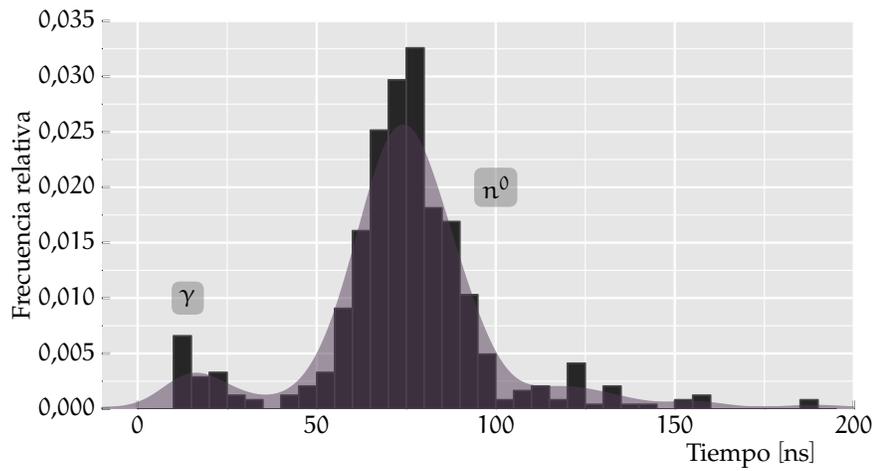


Figura 4.2: Histograma de los anchos de pulso de un conjunto de datos sin usar placas de plomo.

incrementarse aproximadamente 10 % durante el transcurso de la prueba. La figura 4.3 muestra el porcentaje de desviación de la media para los datos del telescopio el día 15 de enero de 2014 cuando realizamos la prueba. Se puede observar claramente que durante la duración de la prueba el número de cuentas incrementa en el porcentaje esperado, lo cual brinda evidencias de que en principio la técnica de identificación es correcta.

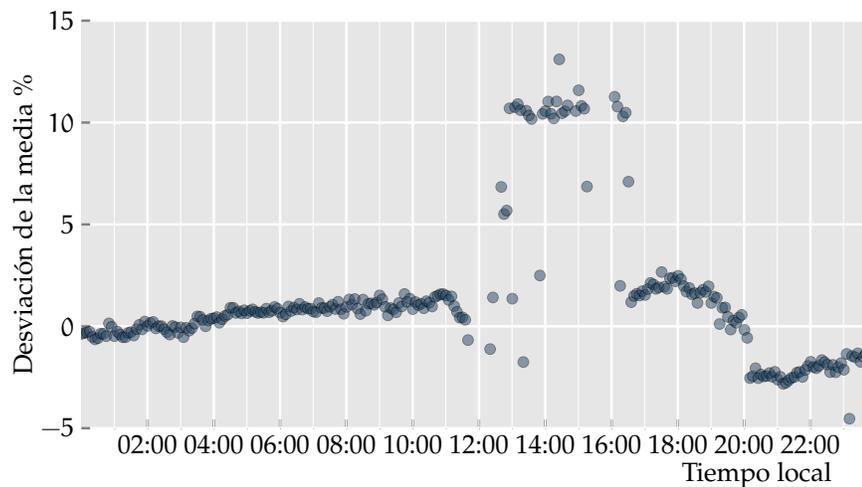


Figura 4.3: Porcentaje de desviación de la media para el flujo de partículas detectado por el TNS el día 15 de enero de 2014.

Resultados y conclusiones

Sin embargo aún existen varios puntos a discutir. Primeramente como se demostró en el capítulo anterior, la clasificación utilizando la duración de los pulsos (*time over threshold*) no es óptima porque la separación de las clases depende de la energía de la partícula (la integral del pulso). A pesar de esto, debido a que al inicio del experimento no se contaba con un número suficiente de pulsos para implementar el algoritmo de k-medias, fue necesario recurrir a esta técnica y al método de integración de carga para hacer el análisis. Para compensar las deficiencias del algoritmo de *time over threshold* utilicé pulsos de amplitud unitaria y de esta forma obtener una separación entre clases uniforme.

Cuando al fin se tuvieron datos suficientes para implementar el algoritmo de k-medias, formé un archivo compuesto por: 100 pulsos de eventos de radiación γ y 100 de interacciones de neutrones. La selección de las señales la hice primero separando los pulsos en dos grupos con el método de *time over threshold* y posteriormente descartando aquellos en los que la clasificación falla claramente. Después, utilizando el algoritmo de k-medias, obtuve las formas de pulso características que se muestran en la figura 3.13.

Ya que no podemos aplicar el algoritmo de k-medias directamente sobre la base de datos (porque los grupos deben tener aproximadamente el mismo número de miembros), para poder hacer la clasificación de las formas de onda nos auxiliamos del concepto de clasificador de distancia mínima; usando como señal conocida los pulsos característicos obtenidos en el paso anterior. Respecto a la función que utilizamos para calcular la distancia entre las formas, se menciona en [36] que la distancia euclidiana tiende a ser sensible al ruido de las señales. Para evadir este problema se propone utilizar la siguiente medida de distancia:

$$D(\mathbf{x}, \mathbf{s}_i) = \sum_{j=0}^{N-1} (x_j - s_{i,j}) \quad (4.2)$$

De forma general $D(\mathbf{x}, \mathbf{s}_i) \in \mathbb{R}$, por lo cual la prueba de verosimilitud debe modificarse de la siguiente manera:

$$\left| D(\mathbf{x}, \mathbf{s}_0) \right| \underset{\mathcal{H}_0}{\overset{\mathcal{H}_1}{\geq}} \left| D(\mathbf{x}, \mathbf{s}_1) \right| \quad (4.3)$$

La figura 4.4 muestra el histograma de las distancias: $D(\mathbf{x}, \mathbf{s}_0)$ y $D(\mathbf{x}, \mathbf{s}_1)$, aplicadas a los pulsos obtenidos sin las placas de plomo. Utilizando esta regla de clasificación se obtienen un porcentaje de contaminación por radiación γ de 12%.

Con objeto de medir el desempeño de la clasificación, podemos definir la figura de mérito M , la cual mide la separación entre las clases γ y n^0 :

$$M = \frac{|P_a - P_b|}{W_a + W_b} \quad (4.4)$$

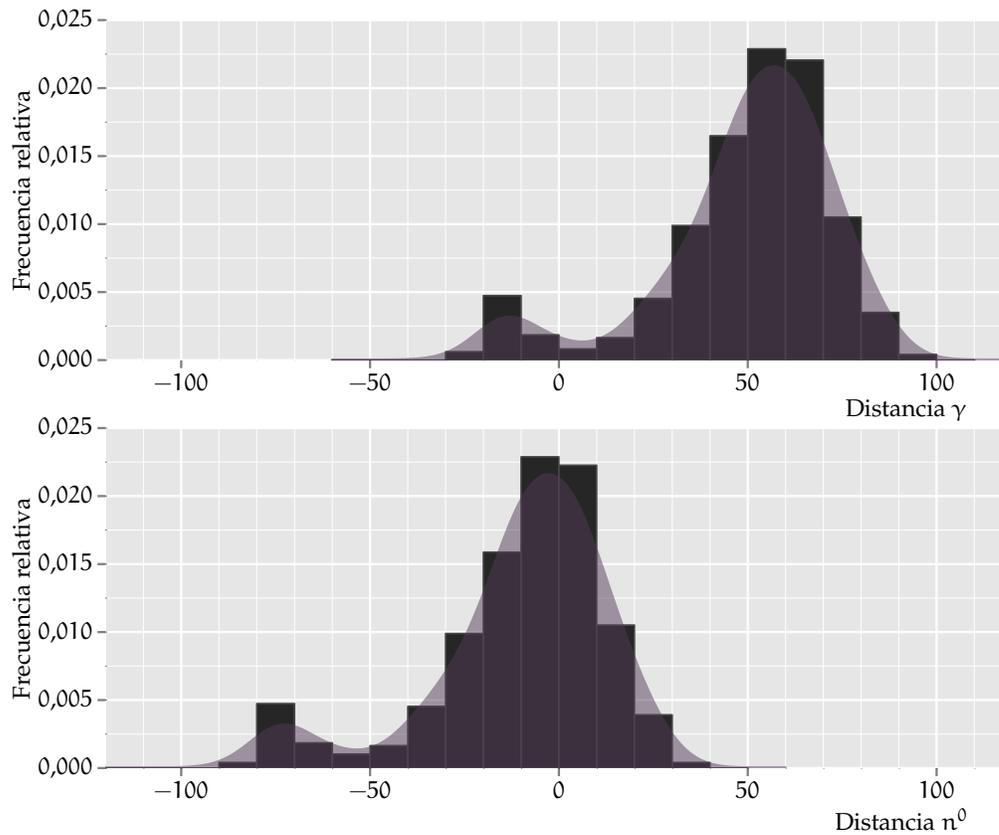


Figura 4.4: Histogramas de los valores de distancia $D(x, s_i)$, entre el conjunto de datos sin usar placas de plomo y las formas de pulso características.

donde el término $|P_a - P_b|$ representa la distancia entre los máximos de las distribuciones y W el ancho de la distribución. Evaluando esta expresión para la clasificación por medio de *time over threshold* obtenemos $M = 1,3$ y para el caso de la clasificación por distancias $M = 1,2$. Este resultado apunta a que la clasificación utilizando la medida de la duración del pulso es mejor que la clasificación por distancias, aunque la diferencia entre los dos métodos es muy pequeña. A pesar de esto, es importante recordar que sólo hemos utilizado una aproximación del modelo de interacción de la radiación y en el proceso hemos omitido varias características de la forma de onda de los pulsos. Por lo tanto, podemos concluir que requerimos un estudio más profundo de los mecanismos de interacción y una simulación numérica del proceso de detección para obtener mejores resultados.

Finalmente, las figuras 4.5 y 4.6, muestran ejemplos de los pulsos identificados como eventos de radiación γ y neutrones. Los pulsos de γ están formados por una sola interacción con el plástico y representan un excitación de corta duración para el sistema de detección. Los pulsos de neutrones son el producto de colisiones repetidas entre éstas partículas y el material centellador, provocando un pulso sin estructura definida y mucho tiempo de duración.

4.1. Conclusiones y trabajo futuro

Luego de finalizar con el proceso de recolección de datos y desarrollo de herramientas de análisis; tras haber analizando los resultados, probándolos con experimentos; puedo concluir que la técnica de análisis de forma de pulsos para clasificar eventos de radiación en una señal producida por partículas neutras funciona y permite identificar entre eventos de partículas γ y neutrones. Además, este análisis nos ha permitido extraer información de los mecanismos de interacción de estos tipos de radiación, a través del modelo de formas de pulso características; con lo cual hemos podido comprobar que en promedio los rayos γ depositan menos energía en el material centellador debido a su velocidad y los neutrones tienen múltiples colisiones en el plástico. Con esto puedo decir que se cumplió el objetivo principal de esta tesis, que era aplicar las herramientas del tratamiento digital de señales en el estudio de un fenómeno de radiación.

Asimismo, el método de clasificación que hemos implementado ha permitido estimar el porcentaje de contaminación por radiación γ en la señal de neutrones del TNS. Este resultado no sólo permite validar la simulación del detector que se había hecho con anterioridad, sino que también brinda información acerca de la calidad de los datos que entrega el telescopio de neutrones. Puedo concluir que, al colocar las placas de plomo encima del detector, la contaminación por radiación γ es prácticamente despreciable. Sabiendo esto, podemos decir que el TNS es una herramienta confiable para el estudio de la actividad solar.

Más allá de estos resultados, las herramientas aquí expuestas tienen otras potenciales aplicaciones, fuera del campo de la Física solar y de las altas energías. El problema de discriminación $n^0 - \gamma$ en plásticos centelladores es un área de investigación aún en desarrollo, con aplicaciones que van desde la medicina hasta la ingeniería nuclear. Un trabajo futuro será implementar el método que desarrollamos en esta investigación utilizando algún tipo de procesador digital de señales, para realizar la clasificación en tiempo real y poder estudiar los fenómenos en forma continua. La operación continua de un sistema de este tipo nos permitiría el estudio de las variaciones en el tiempo de la radiación, así como su dependencia angular.

Profundizando en este punto, creo que uno de los requerimientos para crear un método de clasificación más eficiente para el TNS, es la construcción de un modelo más preciso de interacción entre materia y partículas. Para obtener una clasificación más confiable, el primer paso debe ser elaborar una simulación detallada del proceso de formación de la señal en el telescopio, no sólo considerando las reacciones en el centellador, sino también evaluando los efectos de sistema de captura de luz y el PMT. Este trabajo queda pendiente para una futura investigación.

Una prueba de la necesidad de conocer con mayor profundidad el proceso de formación de la señal es la siguiente. Como ya mencioné los pulsos de γ representan un excitación de corta duración para el sistema de detección. Desde el punto de vista de los sistemas dinámicos, la radiación γ bajo ciertas consideraciones funciona como una entrada *impulso* al sistema. Midiendo el tiempo de levantamiento de la forma de pulso característica de la radiación γ obtenemos un valor de 6.64 ns, lo cual se aproxima mucho al valor especificado para el modelo de PMT que utiliza el TNS (7 ns). Tal parámetro lo mide experimentalmente el fabricante iluminando el fotomultiplicador con un

pulso de duración muy corta (un impulso de luz). Evidentemente la diferencia entre los valores ($\approx 5\%$) es debida a errores de medición. Considerando esto, los pulsos debidos a la interacción de radiación γ deberían ajustarse adecuadamente al modelo ideal de luz de centelleo expuesto en el capítulo dos; sin embargo, se encuentran diferencias significativas entre ambas señales. Existen procesos en la formación del pulso que aún no se ha estudiado completamente.

Para finalizar esta exposición, me gustaría plantear la siguiente pregunta: ¿bajo que circunstancias el clasificador por distancias comete errores de identificación? Para contestarla haré referencia a las figuras 4.5 y 4.6. Como se observa en las figuras, las formas de los pulsos son muy distintas, por lo que pareciera difícil que el clasificador identificará incorrectamente alguna de las dos.

Los errores de sincronización y la desviación de los pulsos reales de las formas de pulso características son dos de los problemas que ya habíamos encontrado degradan el desempeño de la clasificación. Resolver esto necesita de un clasificador basado en una prueba de hipótesis compuesta y que su modelo no considere sólo al ruido como fuente de variación.

Haciendo a un lado estas dificultades, examinando el hecho que los rayos γ tienen tres diferentes tipos de interacción, tal vez los errores de identificación surgen de un mecanismo de interacción capaz de imitar las dispersiones elásticas de los neutrones y por ende la forma de onda. El tratamiento digital de señales es una disciplina poderosa para la resolución de problemas, sin embargo, la discriminación precisa $n^0 - \gamma$ en plásticos centelladores aún permanece un problema abierto.

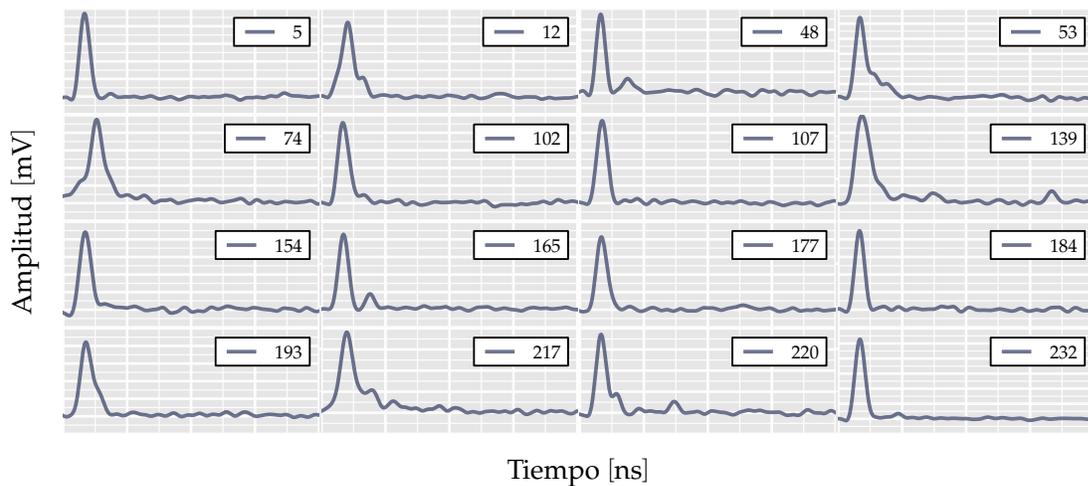


Figura 4.5: Muestra de 16 pulsos identificados como eventos producidos por radiación γ . Los pulsos se caracterizan por su corta duración y estructura simple.

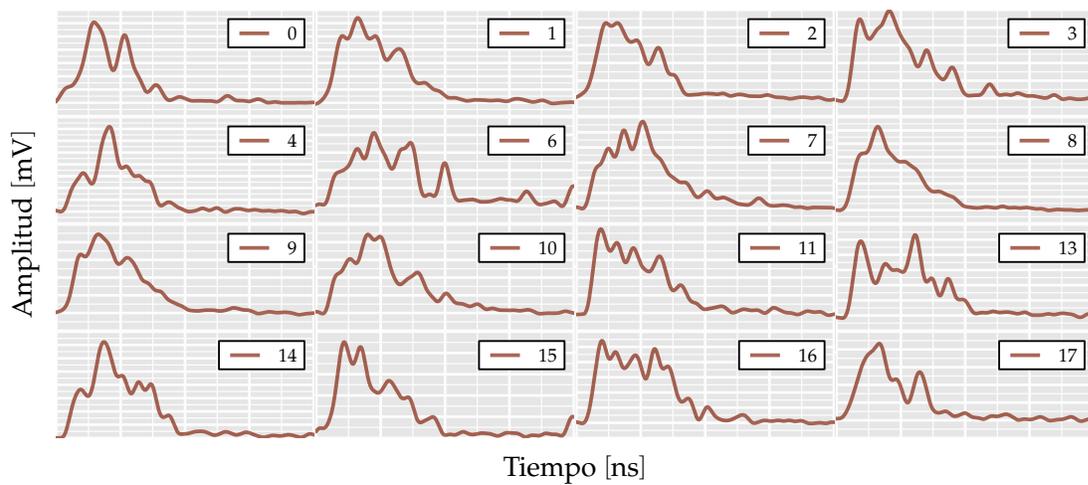


Figura 4.6: Muestra de 16 pulsos identificados como eventos producidos por radiación neutrones. Los pulsos se caracterizan por tener una duración mayor, con una estructura compleja y aleatoria.

Apéndice

Apéndice A

Controlador básico para osciloscopios Tektronix

El desarrollo del controlador está basado en la especificación *USBTMC* y el manual de programación del osciloscopio. La especificación establece los atributos, servicios y el formato de datos para implementar dispositivos de prueba y medición usando la interfase USB, mientras que el manual describe el conjunto de instrucciones necesarias para controlar el instrumento. Puesto que el osciloscopio es un instrumento que cumple la especificación *USBTMC*, el protocolo de comunicación entre éste y la computadora (*host*) está fundamentado dentro de los requerimientos de la especificación.

Tomando esto como punto de partida, un controlador *USBTMC* debe soportar tres diferentes canales de comunicación:

Control El canal de comunicación básico de acuerdo con el estándar USB 2.0. Sirve para configurar la comunicación de los dispositivos USB.

Bulk-OUT Canal de comunicación que sirve para enviar comandos del dispositivo *host* hacia el instrumento.

Bulk-IN Canal de comunicación que sirve para enviar comandos del instrumento hacia el *host*.

El controlador se encarga de seleccionar cualquiera de estos tres canales dependiendo de la operación que se necesite realizar. La selección la realiza el controlador enviando una cadena de *bytes* codificada. La cadena (nos referiremos a ella como cabecera) está compuesta de la siguiente manera: tipo de operación que se va a realizar, identificador de mensaje y comando específico.

Por otro lado, el conjunto de instrucciones del osciloscopio define dos tipos de operaciones: comandos y consultas. Los comandos son instrucciones que le indican al instrumento una tarea a

realizar, sin la necesidad de que haya una respuesta por parte del mismo. Las consultas sirven para transmitir datos del osciloscopio a la computadora.

Para realizar estas operaciones sólo son necesarios los canales *Bulk-OUT* y *Bulk-IN*. Si la operación que se le envía al osciloscopio no necesita de una respuesta (comando), el controlador debe utilizar el canal *Bulk-OUT* y formar la cadena que se transmite a través del puerto de acuerdo con las especificaciones. Si la operación requiere de una respuesta, el controlador primero utiliza el canal *Bulk-OUT* para solicitar la información al osciloscopio y posteriormente recibe por el canal *Bulk-IN* el resultado. En ambos casos el programa debe ser capaz de manipular cadenas de *bytes* y utilizar el puerto USB para transferirlas.

Python es un lenguaje de programación que permite fácilmente efectuar ambos procedimientos con la ayuda de la biblioteca *pyUSB*. Para importar las funciones de la biblioteca se debe utilizar:

```
import usb.core as usbc
import usb.util as usbt
```

Después, antes de realizar cualquier operación, el programa primero debe establecer comunicación con el instrumento. La siguiente función realiza esta tarea:

```
def tekopen(idV, idP):
    dev=usbc.find(idVendor=idV, idProduct=idP)
    if dev is None:
        raise ValueError('No se encontro el osciloscopio')
    if dev.is_kernel_driver_active(0):
        dev.detach_kernel_driver(0)
    dev.set_configuration()
    usbt.claim_interface(dev,0)
    return dev
```

los argumentos de entrada de la función son los identificadores del instrumento. Éstos se puede obtener en Linux a través del comando: `lsusb`.

Una vez que el puerto de comunicaciones está disponible, se pueden enviar instrucciones al instrumento. Las instrucciones se componen de mnemónicos y argumentos. Los mnemónicos son las funciones a realizar y los argumentos son las cantidades que se fijan a través del mnemónico. Para diferenciar entre comandos y consultas, las consultas llevan un signo de interrogación al final de la instrucción.

En resumen, la cadena de bytes que envía el controlador por medio del puerto está formada de la siguiente manera:

$$\text{Cadena de bytes} = \text{Cabecera} + \text{Mnemónico} + \text{Argumento} + \text{Fin de cadena} \quad (\text{A.1})$$

Controlador básico para osciloscopios Tektronix

A continuación presento el programa que utilicé para formar estas cadenas y enviarlas a través del puerto USB. Con él se puede implementar (casi) por completo el conjunto de instrucciones del osciloscopio:

```
def tekcq (dev ,comd ,oendp=0x01 ,iendp=0x82 ):
    n=1
    ncomp=n^0xFF
    mlen=len (comd)
    fiveb=np . divide (mlen ,256)
    fourb=np . mod (mlen ,256)
    abytes=''
    if np . mod (mlen ,4) !=0:
        nabytes=4-np . mod (mlen +12 ,4)
        for x in range (0 ,nabytes ):
            abytes+=struct . pack ( '1B' ,0)
    header=struct . pack ( '12B' ,1 ,n ,ncomp ,0 ,fourb ,fiveb ,0 ,0 ,1 ,0 ,0 ,0)
    msg=header+comd+abytes
    if comd[-1] != '? ':
        dev . write (oendp ,msg ,0 ,100)
    else :
        n=2
        ncomp=n^0xFF
        inr=struct . pack ( '12B' ,2 ,n ,ncomp ,0 ,0 ,1 ,0 ,0 ,0 ,0 ,0)
        dev . write (oendp ,msg ,0 ,100)
        dev . write (oendp ,inr ,0 ,100)
        res=dev . read (iendp ,256 ,0 ,1000)[12:]
        res=res . tostring ()
    return res
```

Apéndice B

Diseño del acoplador direccional y la tarjeta de circuito impreso

El diseño del acoplador direccional activo está basado en el amplificador operacional *AD9632* de Analog Devices el cual es un amplificador de alta velocidad ($1500 \text{ V} \mu\text{s}^{-1}$) y amplio ancho de banda (250 MHz); estable para ganancias ≥ 2 . Una ventaja adicional de este dispositivo es que utiliza la arquitectura de amplificador realimentado por voltaje, lo cual facilita en gran manera el diseño del circuito.

De acuerdo con la hoja de especificaciones del fabricante, la respuesta en frecuencia del amplificador depende de la resistencia de realimentación. Considerando una alimentación de $V_s = \pm 5 \text{ V}$, $G = 2$ y una señal a la entrada de $v_{in} = 100 \text{ mV}$; la respuesta en frecuencia más plana se consigue usando $R_f = 275 \Omega$.

La figura 3.5 muestra el diagrama final del circuito. Se utilizan resistencias de 50Ω para acoplar la impedancia a la entrada y a la salida del sistema. El primer paso para verificar el comportamiento del amplificador fue simular la respuesta en frecuencia mediante *SPICE*. El resultado de la simulación nos da un ancho de banda de 120 MHz y un tiempo de levantamiento de 1.4 ns, lo cual es adecuado para la aplicación.

El siguiente paso fue ensamblar un prototipo del acoplador. Para el desarrollo de la tarjeta de circuito impreso se tomaron en cuenta los siguientes lineamientos:

- El circuito debe incluir un plano de tierra. Éste funciona como un voltaje de referencia común, provee de blindaje, favorece la disipación de calor y disminuye la inductancia parásita. Idealmente una capa del circuito impreso debe estar dedicada exclusivamente al plano, ya que los mejores resultados se obtienen con un plano continuo.
- La razón de rechazo a la fuente de alimentación es un parámetro que se utiliza para cuantificar la cantidad de ruido de la fuente de alimentación que un amplificador electrónico puede

Diseño del acoplador direccional y la tarjeta de circuito impreso

rechazar. En general este parámetro es dependiente de la frecuencia y degrada considerablemente la respuesta del amplificador. Con objeto de compensar dicho efecto es indispensable utilizar condensadores de derivación en las terminales de alimentación del circuito.

- Si la longitud de las pistas de señal es menor a 2.5 cm, éstas se consideran simples conductores. Para longitudes mayores se requiere diseñar las pistas como líneas de transmisión.
- Reducir las capacitancias e inductancias parásitas en la tarjeta. Para reducir la capacitancia se puede incrementar la distancia entre las capas de la tarjeta o reducir el área de las pistas. Para reducir la inductancia se debe disminuir la longitud de las pistas, utilizar un plano de tierra o aumentar el ancho de las pistas. Por estas mismas razones es fundamental utilizar circuitos integrados de montaje superficial.

Utilicé dos condensadores de derivación por cada terminal de polarización del circuito. La combinación que recomienda el fabricante es un condensador de tantalio de $10\ \mu\text{F}$ lo más cercano al puerto de alimentación, con objeto de compensar al amplificador en bajas frecuencias, y otro de $0.1\ \mu\text{F}$ de poliéster para compensar en altas frecuencias. El condensador de poliéster debe colocarse lo más cercano posible al circuito integrado.

Una vez que tuve un diseño inicial de la tarjeta usando sólo un amplificador, el siguiente paso fue optimizar la disposición de los elementos y agregar el segundo canal. Utilicé una tarjeta de circuito impreso de doble capa y dispuse cada canal del acoplador en un capa diferente. Esto afecta el diseño del plano de tierra (no es continuo en ninguna de las capas del circuito), pero mejora el desacoplo entre los canales.

Coloqué todas las resistencias lo más cercano posible al circuito integrado para disminuir las capacitancias parásitas. Con el mismo objetivo, todos los componentes del circuito se montan de manera superficial a la tarjeta.

Una descripción mucho más detallada del proceso de diseño de una tarjeta de este tipo se encuentra en [25, 39, 24]. El prototipo final de la tarjeta se observa en la siguiente figura:

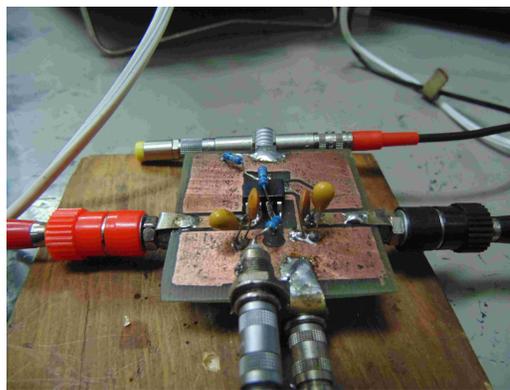


Figura B.1: Acoplador direccional activo

Referencias

- [1] J. A. Otaola y J. F. Valdés-Galicia. *Rayos cósmicos: mensajeros de las estrellas*. Fondo de cultura económica, México, 1992. 1, 3
- [2] M. G. Cordero Tercero *et al.* *Introducción a la Física Espacial*. UNAM, México, 2013. 1, 4
- [3] L. X. González Méndez. *El Telescopio de neutrones solares en Sierra Negra y aceleración de iones en la atmósfera solar*. Tesis doctoral, Instituto de Geofísica UNAM, 2010. 1, 4, 6, 7, 10, 18
- [4] S. Bravo Nuñez. *Encuentro con una estrella*. Fondo de cultura económica, México, Segunda edición, 1997. 2, 4
- [5] R. C. Carrington. Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859. *Monthly notices of the royal Astronomical Society*, 20:13–15, 1859. 4
- [6] K. Shibata y T. Magara. Solar flares: Magnetohydrodynamic processes. *Living Rev. Solar Phys.*, 8, (2011), 6. [Online article]: cited [21-Ene-2014] <http://www.livingreviews.org/lrsp-2011-6>. 4, 5
- [7] J.F. Valdés-Galicia *et al.* Solar neutron events as a tool to study particle acceleration at the Sun. *Advances in Space Research*, 43:565–572, 2009. 6, 7
- [8] P. L. Biermann *et al.* Neutral cosmic rays produced in the Sun. *Zeitschrift für Naturforschung*, 6a:47–48, 1951. 6
- [9] E. L. Chupp *et al.* A direct observation of solar neutrons following the 0118 UT flare on 1980 June 21. *Astrophysical Journal, Part 2*, 263:L95–L99, 1982. 6
- [10] J.F. Valdés-Galicia *et al.* An improved solar neutron telescope installed at a very high altitude in México. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535:656–664, 2004. 7, 8, 9, 10
- [11] Y. Muraki *et al.* Observation of solar neutrons associated with the large flare on 1991 June 4. *The Astrophysical Journal*, 400:L75–L78, 1992. 7
- [12] T. Sako *et al.* Long-lived solar neutron emission in comparison with electron-produced radiation in the 2005 September 7 solar flare. *The Astrophysical Journal*, 651:L69–L72, 2006. 7

REFERENCIAS

- [13] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, Estados Unidos, Cuarta edición, 2010. 9, 10, 12, 13, 14, 15, 27, 37
- [14] Y. Muraki *et al.* A data taking system with low power consumption for cosmic ray research. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 530:367–378, 2004. 9
- [15] S. N. Ahmed. *Physics and engineering of radiation detection*. Elsevier, Reino Unido, 2007. 11, 12, 15, 18
- [16] P. W. Nicholson. *Nuclear electronics*. John Wiley & Sons, Estados Unidos, 1974. 14, 15, 31, 37
- [17] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier tubes: Basics and applications*. Word Technical Writing, Inc., Japón, Tercera edición, 2007. 15
- [18] P. L Reeder *et al.* Detection of fast neutrons in a plastic scintillator using digital pulse processing to reject gammas. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 422:84–88, 1999. 19
- [19] P. K. Grieder. *Cosmic rays at Earth: Researcher's reference manual and data book*. Elsevier Science B. V., Países Bajos, 2001. 19
- [20] H. Spieler. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, Estados Unidos, 2007. 22, 31, 37
- [21] T. R. Kuphaldt *et al.* *Lessons In Electric Circuits, Volume II – AC*. Open Book Project, Estados Unidos, Sexta edición, 2007. 22, 30
- [22] C. E. Shannon. Communication in the Presence of Noise. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 37(1):10–21, 1949. 23
- [23] A. V. Oppenheim y R. W. Schaffer. *Discrete time signal processing*. Prentice Hall, Estados Unidos, Tercera edición, 2009. 23, 31, 32, 33, 34, 35
- [24] H. Johnson y M. Graham. *High Speed Digital Design: A Handbook of Black Magic*. Prentice Hall, Estados Unidos, 1993. 26, 59
- [25] J. Williams. High Speed Amplifier Techniques. Technical report, Linear Technology, 1991. 26, 59
- [26] A. Papoulis. *Probability, Random Variables and Stochastic Processes*. McGraw-Hill, Estados Unidos, Tercera edición, 1991. 26
- [27] Z. M. Hussain *et al.* *Digital Signal Processing: An introduction with MATLAB and Applications*. Springer, Alemania, 2011. 34
- [28] R. A. Losada. Practical FIR Filter Design in MATLAB. Technical report, The MathWorks, Inc., 2003. 34
- [29] H. Tsuchiya *et al.* Detection efficiency of a new type of solar neutron detector calibrated by an accelerator neutron beam. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 463:183–193, 2001. 35

-
- [30] D. G. Cussans y H. F. Heath. Optimization of the pulse arrival time determination in the ZEUS central tracking detector FADC system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 362:277–282, 1995. 37
- [31] M. A. Nelson *et al.* Analysis of digital timing methods with BaF2 scintillators. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 505:324–327, 2003. 37
- [32] V. T. Jordanov y G. F. Knoll *et al.* Digital Pulse-Shape Analyzer Based on Fast Sampling of an Integrated Charge Pulse. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 42:683–687, 1995. 38
- [33] P. J. Sellin *et al.* Performance of digital algorithms for n/ γ pulse shape discrimination using a liquid scintillation detector. *Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2:57–60, 2003. 39
- [34] S. M. Kay. *Fundamentals of Statistical Signal Processing volume II: Detection Theory*. Prentice Hall, Estados Unidos, 1998. 41, 43
- [35] H. L. Van Trees. *Detection, Estimation and Modulation Theory (Part I)*. John Wiley & Sons, Estados Unidos, Segunda edición, 2001. 41
- [36] D. Savran *et al.* Pulse shape classification in liquid scintillators using the fuzzy c-means algorithm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 624:675–683, 2010. 43, 49
- [37] J. Lira Chavéz. *Tratamiento digital de imágenes multiespectrales*. Universidad Nacional Autónoma de México, México, Segunda edición, 2010. 43
- [38] Z. Szadkowski. A spectral 1st level FPGA trigger for detection of very inclined showers based on a 16-point discrete cosine transform for the Pierre Auger Observatory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 606:330–343, 2009. 46
- [39] J. Ardizzoni. A practical guide to High-Speed Printed-Circuit-Board layout. Technical report, Analog Devices, 2005. 59