



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**“Desarrollo de un detector de neutrones sensible a la
posición en dos dimensiones para el estudio de reacciones
nucleares”**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C A

P R E S E N T A:

QUIELA MARINA CURIEL GARCÍA



**DIRECTOR DE TESIS:
DRA. LIBERTAD BARRÓN PALOS
2008**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

A mi papá por sus cuestionamientos y consejos que han forjado gran parte de la persona que soy. Por las interesantes pláticas que hemos mantenido en su esfuerzo para tratar de entender la física. Por su pasión por la UNAM.

A la p'tite biche por su entusiasmo y apoyo incondicional. Gracias a su constante afán de encontrar oportunidades he podido vivir experiencias inolvidables que sin duda marcaron y estarán siempre presentes en mi vida.

A la Familia García García por recibirme siempre calidamente en su casa.

A mi abuela adorada por todo el amor que me da.

A Emi por su infinita tolerancia y comprensión en mis momentos de locura y estrés.

Al Dr. Efraín Chavéz por su compromiso como docente, gracias al cual encontré mi gran interés en la física de neutrones y sobre todo por toda la confianza que ha depositado en mí.

A la Dra. Libertad por toda la dedicación y compromiso que adquirió para la realización de este trabajo.

Al Físico Arcadio Huerta por sus invaluable conocimientos en electrónica y adquisición de datos. Por su paciencia y solidaridad en largas jornadas de trabajo.

Al Dr. Ernesto Belmont por su asesoría, atención y numerosas pláticas.

A la Dra. M. E. Ortiz ya que sin su apoyo no hubiera sido posible la realización de esta tesis.

Al Dr. Armando Varela por estar siempre al pendiente del desarrollo de los experimentos y por sus aportaciones para la mejora del mismo.

Por supuesto a mis queridísimos vagos Toño, Celia, Zaira, Noemix, Pato, Pastrami, Jozra, Nacho, Dante, Esmeralda, Frank, Irene, Felipe, Anahí, Poncho, Dookie, Maria la nuestra, Fabo, Beak, el roomie, Samantha, Raul Nayarit, Padawancito.

A mi hermano, por los buenos momentos.

CONTENIDO

Agradecimientos	2
Introducción	5
Capítulo 1. INTERACCIÓN DE RADIACIONES NEUTRAS CON LA MATERIA.	
1.1 Radiación gama γ	7
1.1.1 Interacción γ -materia	7
1.1.1.1 Efecto fotoeléctrico	7
1.1.1.2 Dispersión Compton	9
1.1.1.3 Producción de pares	9
1.1.1.4 Sección eficaz y absorción de la radiación gama	10
1.2 Neutrones n	11
1.2.1 Interacción n -materia	11
1.2.1.1 Dispersión elástica	13
1.2.1.2 Dispersión inelástica	13
1.2.1.3 Captura radiactiva	14
1.3 Similitudes entre neutrones y rayos gama	15
Capítulo 2. DETECCIÓN DE RADIACIÓN NEUTRA.	
2.1 Centelladores	17
2.1.1 Centelladores inorgánicos	18
2.1.2 Centelladores orgánicos	19
2.1.2.1 Sensibilidad a la posición	22
2.1.2.1.1 Método de atenuación de luz	23
2.1.2.1.2 Diferencia de tiempo	23
2.2 Recolección de luz	24
2.2.1 Generalidades de detectores	24
2.3 Detectores de centelleo	25
2.3.1 Fotomultiplicadores	26
2.3.1.1 Fotocátodo	26
2.3.1.2 Dinodo	27
2.3.1.3 Ánodo	28
2.3.1.4 Ruido	28
2.3.2 Guías de luz	29
Capítulo 3. SISTEMA DE ADQUISICIÓN DE DATOS.	
3.1 Sistema NIM	31
3.1.1 Módulos	32
3.2 Cables coaxiales	33
3.3 Procesamiento de datos	34
3.3.1 CAMAC	35
3.3.3.1 ADC Wilkinson	35
3.3.1 Tarjetas multicanales	36

Capítulo 4. DESARROLLO EXPERIMENTAL

4.1	Correlación gamas	38
4.1.1	Germanio-Germanio	38
4.1.2	Germanio-Nal(Tl)	39
4.1.3	Nal(Tl)-Placa de plástico centellador	40
4.2	Sensibilidad lineal a la posición	40
4.2.1	Plástico centellador hexagonal	40
4.2.2	Placa de plástico centellador	41
4.3	Sensibilidad en dos dimensiones	42
4.3.1	Programa de adquisición de datos	45
4.4	Sensibilidad lineal a la posición con un colimador	48
4.4.1	Plástico centellador hexagonal con colimador	49
4.5	Fotomultiplicadores Thorn EMI	50
4.5.1	Funcionamiento y calibración	50
4.5.2	Influencia de guías de luz y blindaje magnético	50
4.6	Recubrimiento detector	52

Capítulo 5. RESULTADOS Y ANÁLISIS

5.1	Correlación gamas Germanio-Nal(Tl)	54
5.2	Correlación Nal(Tl)-Placa de plástico centellador	55
5.3	Sensibilidad lineal a la posición	56
5.3.1	Plástico centellador hexagonal pulido	56
5.3.2	Plástico centellador hexagonal esmerilado	57
5.3.3	Plástico centellador hexagonal esmerilado y con colimador	61
5.3.4	Placa de plástico centellador	
5.4	Resultados fotomultiplicadores Thorn EMI	64
5.4.1	Funcionamiento y calibración	64
5.4.2	Influencia de guías de luz y blindaje magnético	66
5.5	Sensibilidad a la posición en dos dimensiones	68
5.5.1	Placa Centelladora con fotomultiplicadores RCA	68
5.6	Recubrimiento del detector	72

Capítulo 6. CONCLUSIONES 74

Apéndice A. Características de la instrumentación 76

Apéndice B. Programa FORTRAN. Simulación Monte-Carlo 78

Bibliografía 80

INTRODUCCIÓN

El poder detectar la posición de neutrones en dos dimensiones es fundamental en muchas mediciones en física nuclear y de radiaciones. Por ejemplo, tomografías [1], radiografías [2], estudio de estructuras biológicas [3], sistemas de seguridad [4], estudio de la dispersión de neutrones en blancos pesados [5-9], la producción de núcleos radioactivos a través de reacciones nucleares de tipo (d,n) y su consecuente utilización como haces secundarios, estudios de estructura nuclear, como el decaimiento de estados nucleares excitados a través de la emisión de dineutrón, son algunos de los temas en los que actualmente se realiza investigación en física nuclear experimental en nuestro país. Para estos estudios, y muchos otros, el contar con un detector de neutrones sensible a la posición y que cubra una buena fracción del ángulo sólido representaría un gran avance, además de que podría simplificar los montajes experimentales y facilitar el análisis de las medidas. Lo anterior es la principal motivación para el desarrollo del presente trabajo de tesis.

Detectores con sensibilidad a la posición de los neutrones tanto lineal como en dos dimensiones ya han sido desarrollados, sin embargo éstos se centran principalmente en la detección de neutrones térmicos, mientras que el tipo de neutrones que requieren ser detectados en los experimentos anteriormente descritos son neutrones rápidos.

Existen varios modelos con los cuales se puede obtener sensibilidad a la posición a través de reacciones nucleares, para lo cual se utilizan detectores basados en el uso de cámaras de ionización de ^3He [10-12], detectores de estado sólido [13], o bien detectores de centelleo [14-16]. Estos detectores se centran preferentemente en la detección de neutrones térmicos. Sin importar el tipo de técnica que se utilice para la detección de neutrones lo que se busca en cualquier detector es un área grande de sensibilidad, una buena eficiencia de detección y buena resolución espacial, de conteo y temporal.

En sus principios la luz proveniente de los detectores de centelleo era recolectada a “puro ojo” razón por la cual no tuvieron éxito. El inicio de los detectores de centelleo para el estudio de radiaciones atómicas y nucleares como lo conocemos hoy en fue desarrollado en 1945 por Blau y Dreyfus en el cual sustituyeron los ojos del observador por un fotomultiplicador [17]

El descubrimiento de los centelladores orgánicos fue hecho por Kallmann y *Herforth* en 1948 [18] en donde estableció que es posible obtener información de la energía y la naturaleza de la radiación incidente a través del pulso generado por el dispositivo.

Entre los avances más sorprendentes como resultado del redescubrimiento de la técnica de centelleo fue la aplicación de la misma para la detección y análisis de neutrones y radiación gama.

En este trabajo se presenta un estudio de la sensibilidad a la posición de gamas y neutrones en detectores de centelleo con diferentes geometrías (hexagonal y placa rectangular) con la finalidad de construir un detector neutrones de gran superficie (que cubra una fracción importante del ángulo sólido) y que sea sensible a la posición en dos dimensiones.

En el primer capítulo se describen las reacciones básicas que ocurren cuando radiaciones ionizantes sin carga interactúan con la materia y los efectos que producen. Para experimentos de física nuclear o de partículas el conocimiento de estos procesos es de gran importancia, ya que en ellos se basan los mecanismos de detección para rayos gama y neutrones y determinan la sensibilidad y eficiencia del detector.

En la primera sección del capítulo 2 se describen las características generales de los materiales centelladores orgánicos e inorgánicos, es decir los procesos de fotoluminiscencia que se dan cuando una partícula interactúa con ellos. En la última parte de esa sección se explica el porqué es posible tener una sensibilidad a la posición con materiales centelladores y los métodos que se utilizan para extraer dicha información. La segunda sección trata las características generales que se deben considerar en un detector de radiación tales como la eficiencia intrínseca, la resolución de energía, etc. En la tercera sección se describen las componentes y funciones de un detector de centelleo, primero se detallan las principales piezas de un tubo fotomultiplicador así como sus funciones y posteriormente se trata el uso auxiliar de guías de luz para el acoplamiento entre un material centellador y un tubo fotomultiplicador.

Para poder extraer la información proveniente de un detector de centelleo es necesario el uso de cierto tipo de electrónica; en el tercer capítulo se da una breve descripción acerca de la electrónica tipo NIM y CAMAC, tarjetas multicanales y cables coaxiales utilizados para la realización de este trabajo.

En el capítulo 4 se describen los experimentos realizados y los procesos de adquisición de datos para cada uno de ellos. En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos y el análisis de cada uno de ellos. Por último en el capítulo 6 se presentan las conclusiones del presente trabajo.

CAPÍTULO 1: INTERACCIÓN DE RADIACIONES NEUTRAS CON LA MATERIA

1. Radiación gama γ

Al igual que la estructura de capas del átomo, el núcleo también está caracterizado por niveles discretos de energía. La transición entre estos niveles se logra a través de absorción o emisión de radiaciones electromagnéticas como los rayos gama. La energía emitida en forma de fotones (gamas) se puede utilizar para caracterizar la energía de ligadura de los núcleos o bien mostrar líneas espectrales que ayuden a identificar el núcleo.

Los núcleos radiactivos son una fuente de radiación gama ya que sufren un proceso conocido como decaimiento radiactivo el cual consiste en emitir algún tipo de radiación (β , γ , etc) para liberar el exceso de energía que tienen. Los rayos gama también pueden producirse por una aniquilación electrón-positrón o bien en reacciones nucleares.

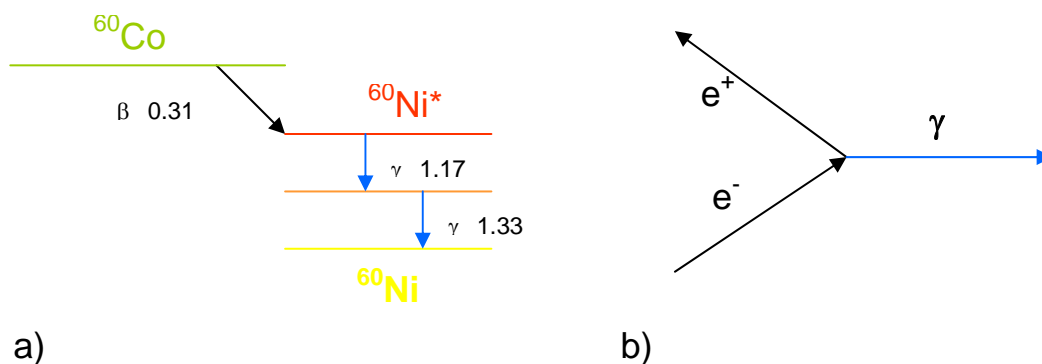


Figura 1.1 Fuentes de radiación gama. a) Decaimiento de una fuente de ^{60}Co . b) Aniquilación electrón-positrón.

El caso del decaimiento de una fuente de ^{60}Co es especial ya que debido a que los dos fotones gama que se generan son emitidos en cascada es posible hacer experimentos de coincidencia con ellas.

1.1 Interacción γ – materia

Los mecanismos de interacción gama-materia son:

1. Efecto fotoeléctrico
2. Dispersión Compton
3. Producción de pares

Dependiendo de las propiedades del material y la energía de radiación habrá un mecanismo dominante en la interacción.

1.1.1 Efecto fotoeléctrico

Éste es un proceso de absorción en el cual la energía del rayo gama incidente es absorbida por el átomo. Si el gama tiene suficiente energía, un electrón es arrancado del átomo (fotoelectrón) y emitido con una energía cinética dada por:

$$E_e = h\nu - E_l$$

donde E_l es la energía de ligadura.

La probabilidad de interacción aumenta con la energía de ligadura, por lo que habitualmente el fotoelectrón pertenece a las capas K o L, que son las más próximas al núcleo y por tanto su energía de ligadura es mayor.

Al liberarse el fotoelectrón el átomo se ioniza y el lugar dejado por el fotoelectrón se llena rápidamente por la captura de un electrón libre. En algunos átomos el espacio dejado puede llenarse con un electrón perteneciente a una capa superior del átomo, lo cual produce la emisión de rayos X, los cuales a su vez pueden ser absorbidos muy cerca del lugar en donde se originaron y producir una doble ionización del átomo. En muy raros casos, es posible que al llenarse el hueco dejado por el fotoelectrón, la energía de excitación del átomo sea liberada mediante la emisión de un segundo electrón (electrón Auger).

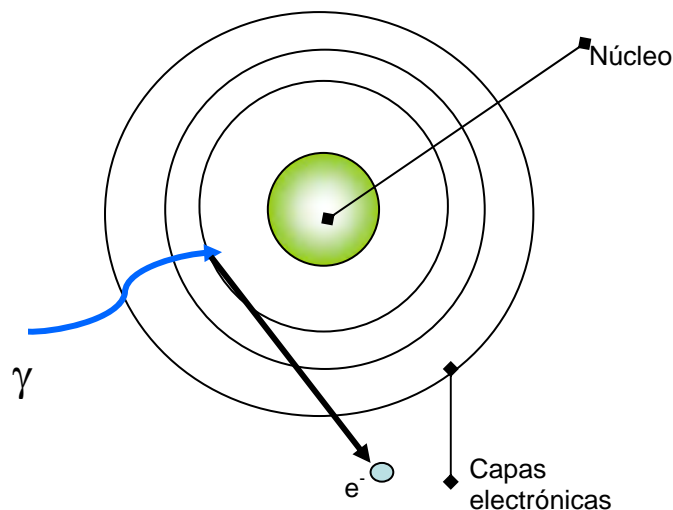


Figura 1.2 Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es el proceso predominante para radiación gama de baja energía y en materiales de alto número atómico Z . No existe una expresión analítica válida para la probabilidad de este efecto en todos los rangos de energía E y número atómico Z , pero una aproximación esta dada por [19]

$$\tau \cong \text{constant} \times \frac{Z^n}{E^{3.5}}$$

donde el exponente n varía entre 4 y 5 [20].

1.1.2 Dispersión Compton

La dispersión Compton es un proceso de dispersión elástica. Al incidir la radiación gama sobre un átomo, es dispersada por un electrón a un ángulo θ respecto a su dirección original y transmite una porción de su energía al electrón que se considera originalmente en reposo. El electrón gana energía cinética y es conocido con el nombre de *electrón de retroceso*.

La energía del electrón de retroceso está dada por la diferencia de energía del gama incidente ($h\nu$) y del dispersado ($h\nu'$):

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

Este mecanismo domina para gamas con energías entre 0.5 y 10 MeV. Depende también de la densidad electrónica ya que cada electrón puede ser un centro dispersor, y varía linealmente con el número atómico Z [19].

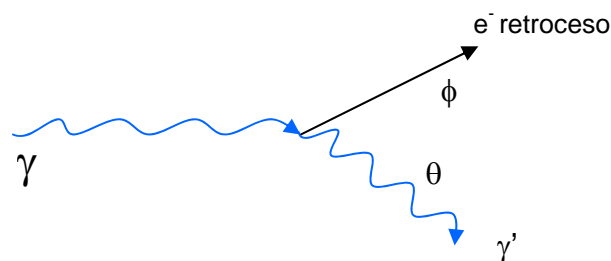


Figura 1.3 Dispersión Compton

1.1.3 Producción de pares

Este proceso sólo es posible si la energía de la radiación gama es superior o igual a 1.02 MeV (dos veces la energía de la masa en reposo del electrón) y con la presencia de un campo Coulombiano de un núcleo. La radiación gama desaparece y se transforma en par positrón-electrón. Si la energía es mayor a 1.02 MeV el exceso de energía se transforma en energía cinética para el positrón y para el electrón. Al ir perdiendo energía cinética el positrón vuelve a interactuar con algún electrón del medio y se aniquilan, lo que da origen a dos nuevas gamas secundarias, que se conocen como *radiación de aniquilamiento*.

No existe una expresión sencilla para la probabilidad de que ocurra este proceso, pero su magnitud varía aproximadamente como el cuadrado del número atómico del material y es dominante para las gamas de altas energías.

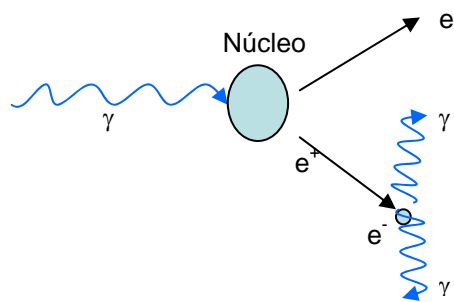


Figura 1.4 Producción de Pares

1.1.4 Sección eficaz y absorción de la radiación gama

Cuando un haz de radiación gama interactúa con la materia no pierde energía, si no que atenúa su intensidad debido a que en cualquiera de los tres procesos mencionados se pierde un fotón del haz ya sea por absorción o por dispersión.

Cada uno de los procesos descritos anteriormente tiene una probabilidad de ocurrir y la suma de estas tres probabilidades nos define la sección eficaz total por átomo:

$$\sigma = \Phi_{\text{fotoeléctrico}} + Z\sigma_{\text{Compton}} + \tau_{\text{pares}}$$

donde Z es el número de electrones del átomo. Si multiplicamos σ por la densidad de átomos $N_{\text{átomos}}$ obtenemos la probabilidad de interacción por unidad de longitud conocida como *coeficiente lineal de atenuación* μ :

$$\mu = N_{\text{átomos}}\sigma = \frac{N_a\rho}{A}\sigma$$

con N_a : Número de Avogadro, ρ : densidad de material, A : peso molecular [21].

El número de gamas transmitidos se da en términos de este coeficiente de manera exponencial:

$$I = I_0e^{-\mu d}$$

donde d es la distancia recorrida por el haz de rayos gama en el material. Si dividimos el coeficiente lineal de atenuación por la densidad del material, se obtiene el *coeficiente másico de atenuación* $\mu_M = \mu/\rho$.

Las gamas también se caracterizan por su camino libre medio, que es la distancia promedio que recorre un rayo gama antes de interactuar con el material, y el valor se obtiene a través de [19]:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu}$$

En materiales sólidos el valor de λ varía entre unos cuantos milímetros hasta decenas de centímetros [19].

2. Neutrones n

El neutrón es una partícula subatómica perteneciente a la familia de los bariones, formado por dos *quarks down* y un *quark up*. Su masa es aproximadamente 1.839 veces la masa del electrón, es decir 1.008665 u o bien 939.6 Mev/c². Cuando se encuentra fuera del núcleo atómico es una partícula inestable y su vida media se encuentra en el rango de 885.7 ± 0.8 segundos [50]. Fue descubierto en 1932 por James Chadwick.

Los neutrones se dividen, de acuerdo a su energía, en tres grandes grupos:

1. Rápidos. Con energías mayores a 100 keV
2. Epitérmicos. Energías entre 100 keV y 0.1 eV
3. Lentos. Sus energías son menores a 0.1 eV. Este grupo se divide en varios subgrupos:
 - a. Térmicos. Energías de aproximadamente 0.025 eV.
 - b. Fríos. Energías de 5x10⁻⁵ eV a 0.025 eV.
 - c. Muy Fríos. Energías de 2x10⁻⁷ eV a 5x10⁻⁵ eV.
 - d. Ultra Fríos. Energías menores a 2x10⁻⁷ eV.

No existen fuentes naturales de neutrones que sean útiles para un uso experimental, pero es posible crear compuestos con base en isótopos radioactivos que emitan neutrones u obtenerlos a través de reacciones nucleares.

2.1 Interacción n -materia

Los neutrones carecen de carga eléctrica, por lo cual al interactuar con la materia no lo hacen con los electrones, pero si con los núcleos.

Existen diversos mecanismos de interacción neutrón-núcleo, siendo los más comunes: dispersión elástica (n,n), dispersión inelástica (n,n') y reacciones nucleares, muchas de las cuales implican la absorción de neutrones en los materiales y la activación del material: (n,γ), (n,α), (n,p), (n,fisión), (n,2n), etc.

[22] Todas estas maneras posibles de interacción se expresan cuantitativamente en términos de la probabilidad de interacción neutrón-materia. La probabilidad de interacción se expresa en términos de la sección eficaz σ microscópica. Si multiplicamos σ por la densidad nuclear del material $N_{\text{átomos}}$ obtendremos la sección eficaz macroscópica Σ . Cada una de estas secciones depende del mecanismo de interacción neutrón-materia y de la energía del neutrón. Para obtener la sección eficaz macroscópica total es necesario sumar las secciones asociadas a cada tipo de interacción [19,23]

$$\Sigma_{\text{tot}} = \Sigma_{\text{disp.elástica}} + \Sigma_{\text{disp.inelástica}} + \Sigma_{\text{difracción}} + \dots$$

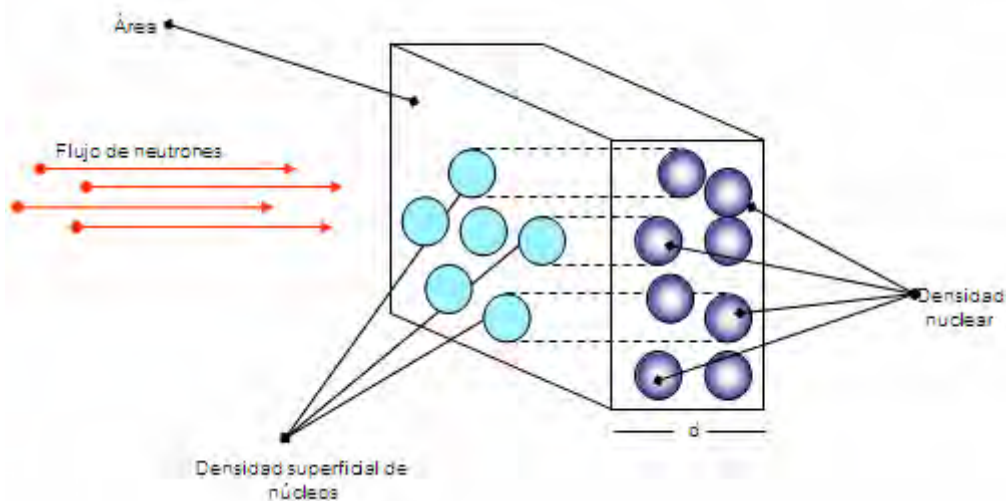


Figura 1.5 Diagrama de la sección eficaz para neutrones.

Ésta cantidad desempeña el mismo papel que el coeficiente de absorción lineal para las gamas. Entonces si se realiza un experimento para medir la atenuación de neutrones en algún material, el número de neutrones detectados caerá exponencialmente conforme avanza dentro del material, con una relación de atenuación que está determinada por Σ_{tot} y el espesor del material de interacción de la siguiente manera:

$$I = I_0 e^{-\Sigma_{\text{tot}} d}$$

Para neutrones de altas energías la sección eficaz varía suavemente respecto a la energía, mientras que para neutrones lentos σ cambia rápidamente con la energía y se presentan fenómenos de *resonancia*.

Para el camino libre medio de los neutrones el caso es análogo al de la radiación gama

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{\text{tot}}}$$

En materiales sólidos λ es del orden de centímetros o menos para neutrones lentos y para neutrones rápidos es del orden de decenas de centímetros [23].

2.1.1 Dispersión elástica

La moderación de un neutrón dentro de un material se va dando paulatinamente, es decir cada vez que un neutrón colisiona con un núcleo pierde energía, hasta alcanzar la energía que corresponde al equilibrio termodinámico del neutrón con el material, dada por kT , donde T es la temperatura del material y k es la constante de Boltzman. Este fenómeno es conocido como termalización. Para el caso en el que el material en el que interactúan los neutrones está a temperatura ambiente, la energía final de los mismos una vez termalizados es en promedio de 0.025 MeV [23].

La termalización depende del número de masa A del material en el que los neutrones se propagan, entre más núcleos por centímetro cúbico (mayor densidad) haya en el material, más colisiones sufrirá el neutrón y más rápidamente se termalizará. Los materiales ideales para termalizar neutrones son aquellos que contienen gran cantidad de hidrógeno y alta densidad.

En cada choque los neutrones transmiten parte de su energía cinética a los núcleos, de tal forma que estos últimos a su vez se convierten en proyectiles conocidos como *núcleos de retroceso* (*partículas cargadas positivamente*), que interactúan electromagnéticamente con los electrones del medio hasta perder la energía cinética adquirida después del choque.

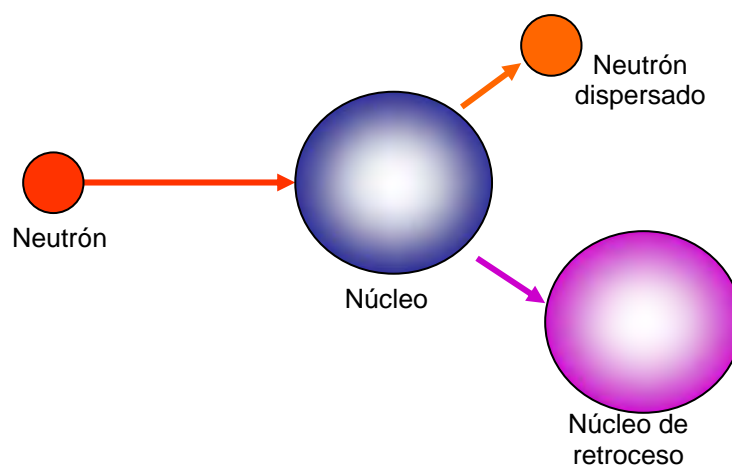


Figura 1.6 Dispersión elástica

2.1.2 Dispersión inelástica

En esta reacción el neutrón es dispersado dejando al núcleo blanco en un estado excitado, que después puede decaer a su

estado original por emisión gama o dar origen a la formación de un núcleo distinto si el decaimiento se efectúa a través de algún otro mecanismo, como se ejemplifica en la siguiente figura

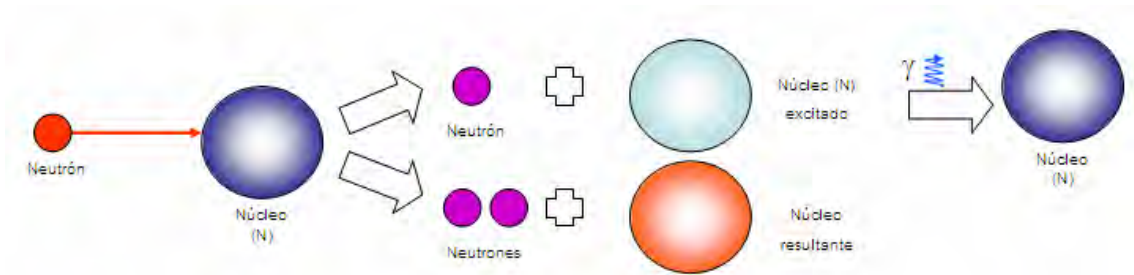


Figura 1.7 Ilustración de algunos de los procesos que pueden ocurrir en una dispersión inelástica.

Estas reacciones se denotan: $A(a,b)B$ (Proyectil, Partícula Resultante) Núcleo resultante.

2.1.3 Captura radiactiva

En este proceso el neutrón es absorbido por el núcleo alterando el número atómico A y su estado energético.

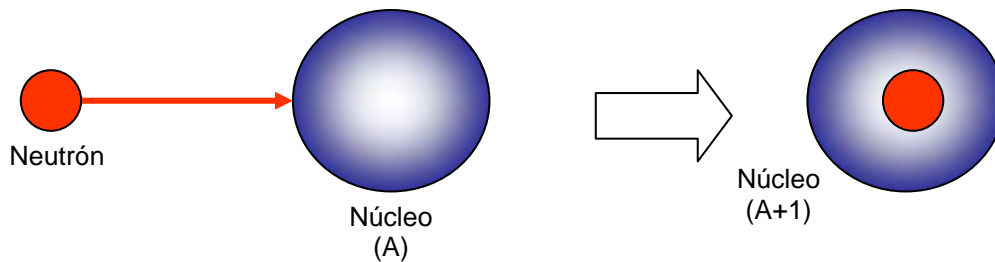


Figura 1.8 Captura de un neutrón por un núcleo

La captura de un neutrón produce un núcleo en estado excitado que puede decaer por emisión de partículas cargadas (protones, alfas, etc) o neutras (gamas o neutrones). Si el neutrón capturado genera inestabilidad el resultado es la fisión del núcleo en dos núcleos de masa menor y una gran liberación de energía.

Se conoce como captura radiactiva al proceso en el que el neutrón es absorbido y la energía de excitación del núcleo resultante es emitida en forma de un fotón (rayo gama).

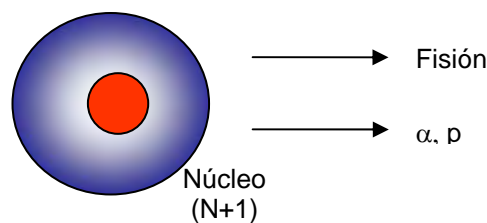


Figura 1.9 Posibles productos de una captura radiactiva.

1.3 Similitudes entre neutrones y rayos gama

Por razones de seguridad [24] y disponibilidad es difícil trabajar con fuentes emisoras de neutrones. Debido a las grandes similitudes entre rayos gama y neutrones es posible calibrar con fuentes emisoras de partículas gamas detectores que posteriormente serán expuestos a radiación de neutrones.

Como se explicó en las secciones anteriores, los fotones gama y los neutrones son radiaciones neutras, tienen caminos libres medio grandes en comparación de partículas cargadas. Debido a su naturaleza neutra, para su detección es necesaria la presencia de partículas secundarias, en general en el caso de gamas se trata de electrones y para neutrones los protones. En la *Figura 1.10* se muestran las energías necesarias de un electrón y un protón para producir la misma cantidad de luz en un centellador.

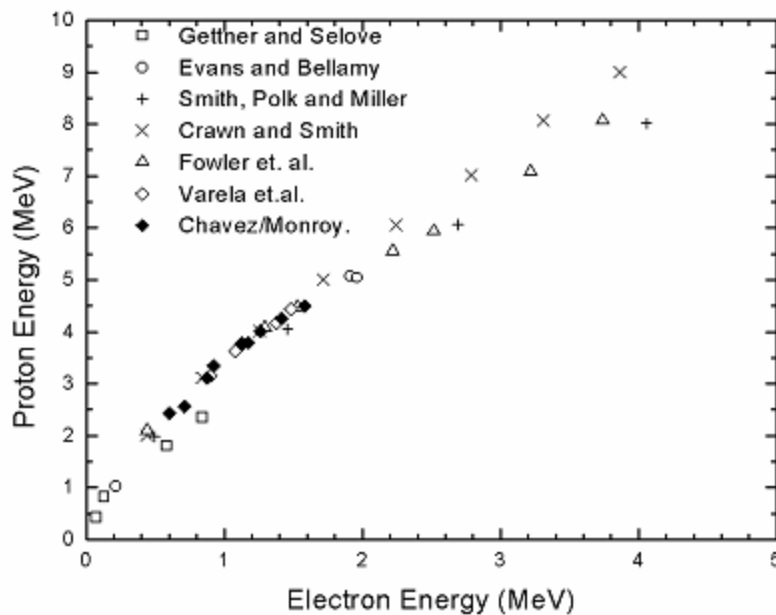


Figura 1.10 Equivalencia entre las energías de electrones y protones para producir la misma cantidad de luz en un material centellador [25].

De la *Figura 1.10* se observa como al utilizar una fuente de rayos gama es posible obtener la misma cantidad de luz que la generada por neutrones de cierta energía, lo cual hace posible que si se establece una calibración con rayos gamas, está será válida para neutrones de cierta energía.

CAPÍTULO 2. DETECCIÓN DE RADIACIÓN NEUTRA

La necesidad de detectar y analizar las diversas radiaciones en experimentos ha llevado a la construcción de una gran variedad de detectores, pero todos basados en un mismo principio fundamental: convertir parte o toda la energía de la radiación transferida a un detector en información accesible y cuantificable.

2.1 Centelladores

Un centellador es un material que exhibe una propiedad de luminiscencia, cuando es expuesto a ciertas formas de energía como luz, calor, radiación, etc. Absorbe y convierte una fracción de la energía en luz visible con una longitud de onda característica.

La detección de radiación por medio de centelladores incluye el uso de líquidos, plásticos, cristales orgánicos, cristales inorgánicos, gases y vidrios. El tipo de centellador se escoge según la radiación que se piense detectar. Por ejemplo para partículas β o partículas de muy baja energía los más utilizados son los de tipo líquido, y para los iones pesados es preferible utilizar cristales inorgánicos.

Cada centellador se caracteriza por:

- Longitud de onda de emisión
- Tiempo de decaimiento
- Longitud de atenuación
- Índice de refracción

Existen varias cantidades importantes que determinan la eficiencia y resolución de un centellador. La cantidad de luz emitida define la eficiencia del centellador para convertir energía incidente en fotones; la respuesta del centellador será distinta para partículas distintas de la misma energía.

También es importante considerar la *resolución de energía*, ya que esta determina la diferencia mínima de energía que puede haber entre dos partículas para que puedan ser detectadas y distinguidas una de la otra. Esta resolución varía con la energía y el tipo de radiación. Para los centelladores la resolución en energía no es su característica principal, en óptimas condiciones es cercana al 10% [26,27]. Además, entre más luz se produzca por unidad de energía depositada, mayor será la señal recolectada en el sensor, lo que se traduce en mayor resolución.

La resolución temporal en los centelladores está determinada por el *tiempo de respuesta (fracciones de nanosegundos a segundos)*, es decir la diferencia de tiempo entre la llegada de la radiación y la emisión del primer fotón. En el caso

de materiales centelladores el *tiempo de recuperación* (tiempo requerido por el material para recuperarse) es muy reducido (del orden de nanosegundos [23]).

La luz emitida por materiales centelladores tiene dos componentes principales: la rápida (fluorescencia) y la retrasada (fosforescencia); la proporción de cada una de ellas en la recolección final de luz está estrechamente ligada con la naturaleza de la radiación y la energía de incidencia.

2.1.1 Centelladores inorgánicos

Están hechos de materiales con un número atómico Z grande y de preferencia de alta densidad para favorecer la contribución debida al efecto fotoeléctrico y tener una mejor eficiencia de interacción. Son cristales crecidos a altas temperaturas y en general están hechos de haluros-alcalinos, óxidos y sulfatos [28].

El mecanismo de centelleo para materiales inorgánicos depende de la *banda de valencia, de conducción y prohibida*, las cuales están determinadas por la estructura del material.

La mayoría de los cristales en estado puro cuando son excitados por la interacción con radiación, un electrón ubicado en la banda de valencia salta a la banda de conducción, dejando un hueco en la primera; el fotón emitido por el electrón al regresar a la banda de valencia es de muy alta energía y no es visible. Para lograr que el fotón emitido esté en el rango visible se agregan impurezas al cristal, conocidas como *activadores*. Estas impurezas modifican la estructura de la banda prohibida, creando estados energéticos que permiten al electrón estar en la banda prohibida hasta que decae a su estado inicial.

Hay dos consecuencias importantes de la presencia de los estados excitados del activador:

- 1.- La diferencia entre los estados excitados del activador y la banda de valencia es tal que el fotón emitido tendrá una longitud de onda que lo hará visible.

- 2.- En un cristal puro, la energía del fotón emitido es la misma que la energía de activación del cristal, por lo cual no hay transmisión de luz (el fotón vuelve a ser absorbido una y otra vez). Un cristal dopado se vuelve transparente a la luz de centelleo, ya que la energía de emisión de los fotones es menor a la energía necesaria de activación del cristal.

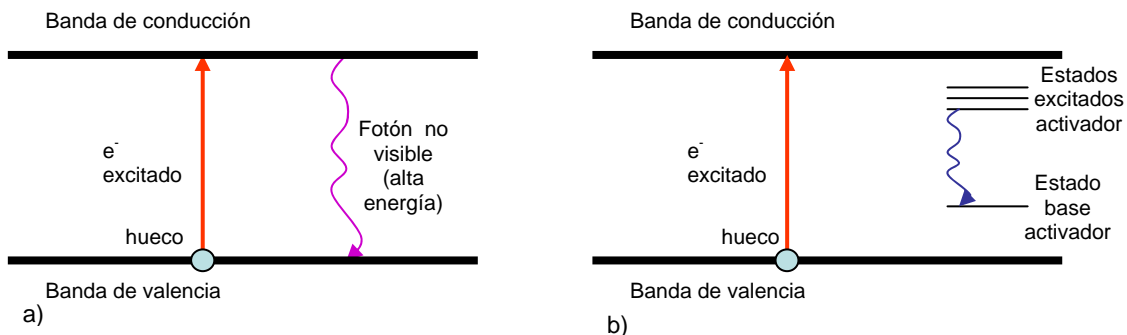


Figura 2.1 Configuración de los estados excitados de un centellador inorgánico. a) Para un cristal puro. b) Para un cristal con impurezas.

Cuando una partícula cargada pasa por un centellador inorgánico, se crean una gran cantidad de pares hueco-electrón. Ya formado este par hay dos formas principales de comportamiento: independiente o conjunto.

Si actúan conjuntamente, el par es conocido como *excitón* y viaja a través del cristal hasta encontrar un átomo de activador generando la luz de centelleo

Cuando el comportamiento es independiente, en el momento que se da la excitación el electrón que deja la banda de valencia puede viajar a través del cristal hasta encontrar un átomo de activador ionizado, la ionización del átomo activador se origina a raíz de que el hueco que es positivo se traslada hasta encontrar el activador y la energía de ionización del activador es menor que la del cristal puro. Ya que el electrón ha encontrado al activador ionizado, la nueva configuración electrónica es tal que permite el decaimiento del electrón a la banda de valencia, sin embargo si la configuración no permite el decaimiento del electrón a su estado base, este debe incrementar su energía para poder llegar a un estado desde el cual pueda realizar la transferencia a la banda de valencia. Esta energía la obtiene a través de excitaciones térmicas, y como resultado la luz que emite es retardada (fosforescencia).

También puede ocurrir que el electrón sea atrapado por el activador. En este caso pueden existir ciertas transiciones entre niveles excitados en los cuales los fotones emitidos no son visibles, lo cual produce una pérdida de conversión entre la energía de la partícula y la luz emitida por el centellador (*quenching*).

2.1.2 CENTELLADORES ORGÁNICOS

En los centelladores orgánicos predomina la fluorescencia como forma de emisión de luz. Este proceso se debe a diversas transiciones en la estructura energética de una sola molécula y

puede ser observada aun sin que el material tenga una estructura organizada, a diferencia de los centelladores inorgánicos.

El centelleo de estos materiales se debe a las transiciones realizadas por los electrones que ocupan los orbitales moleculares π . Estos electrones no están asociados a algún átomo en particular.

En la configuración electrónica de los *orbitales moleculares* π , el estado de mínima energía corresponde a un estado singlete denotado por S_0 . Los niveles S_1 , S_2 , etc. son los estados excitados del singlete. Los niveles S_{nn} corresponden a estados moleculares vibracionales. La diferencia energética entre cada uno de los estados S_{nn} es menor a la energía térmica de las moléculas, y al estar el centellador a temperatura ambiente y sin ninguna fuente de radiación, casi todas las moléculas se encuentran en el estado S_{00} .

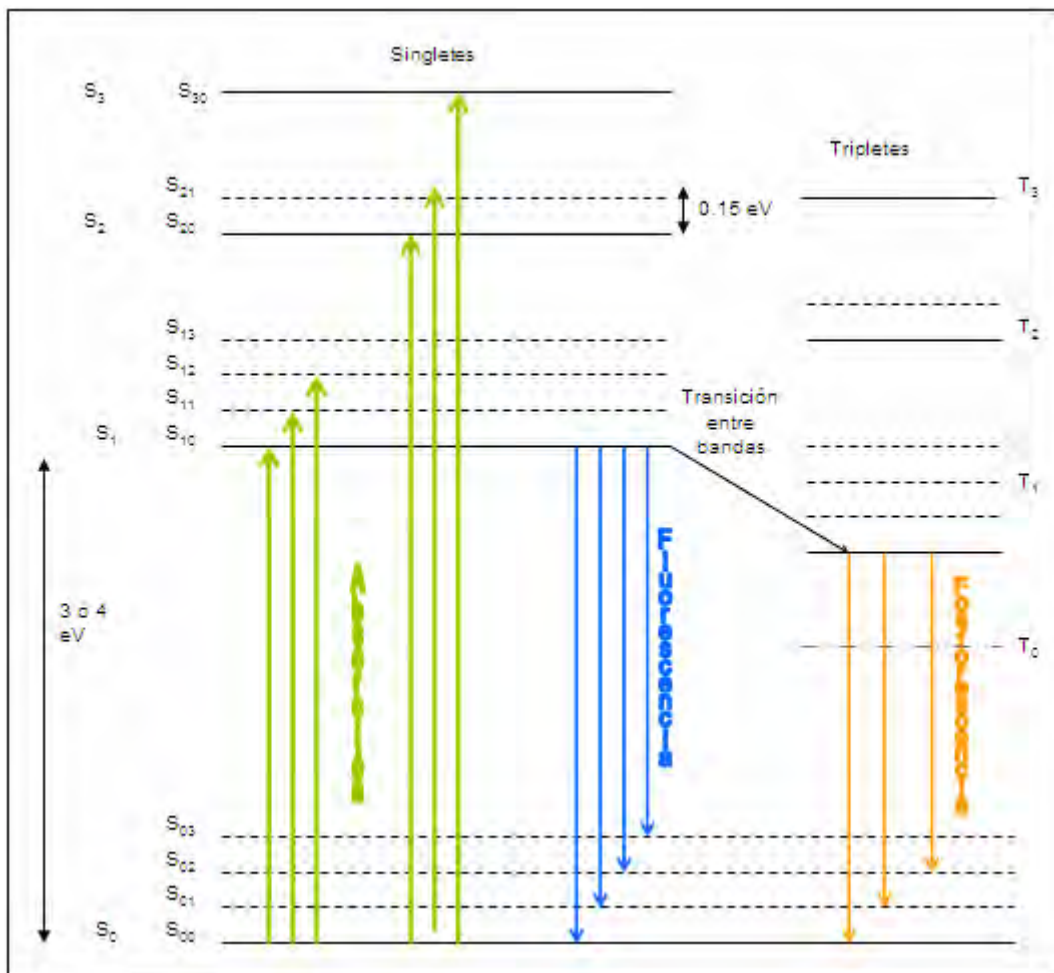


Figura 2.2 Representación de los niveles de energía de electrones orbitales π .

La excitación de una molécula en esta configuración se debe a la absorción de energía proveniente de la radiación ionizante que excita tanto los niveles energéticos como los vibracionales de la molécula. Un electrón en el estado máximo de energía decae rápidamente al estado S_1 con muy poca radiación (fonones vibracionales) [29] en un proceso conocido como *degradación interna*. Si decae a algún estado excitado vibracional, decaerá de éste rápidamente debido a que no estará en equilibrio térmico con sus vecinos.

La probabilidad de decaimiento del estado S_1 a algún estado S_{0n} es muy grande y muy rápida (<10 pseg) por lo que la luz originada por radiación en el plástico centellador en su gran mayoría proviene del cambio de todas las moléculas que se encuentren en el estado S_{10} a cualquiera de los estados vibracionales de S_{0n} a través de fluorescencia. [19]

Si la molécula se desexcita a un estado triplete: T_1 , T_2 , etc., para poder regresar a su estado base primero decae al estado T_0 por medio de degradación interna, pero la transición del estado T_0 - S_0 está prohibida por *reglas de selección multipolares* [30-31]. Para que la desexcitación ocurra, la molécula debe aumentar su energía para así trasladarse a un estado excitado donde el decaimiento a S_0 sea permitido. El tiempo que una molécula puede permanecer en los niveles excitados T_n , es del orden de 10^{-3} s, que es un tiempo mucho mayor al tiempo de decaimiento descrito en el párrafo anterior, de manera que la emisión de luz debida a esta transición (fosforescencia) se percibe después de que la emisión por fluorescencia halla terminado. La intensidad de la fosforescencia es aproximadamente el 10% de la que presenta la fluorescencia [27].

Otra característica importante de los centelladores orgánicos es su capacidad de no absorber la fluorescencia que emiten, esto debido a que la mayoría de las emisiones tienen una energía menor a la necesaria para la excitación de la moléculas del centellador, está *transparencia* permite la transmisión de la luz [19].

Cuando la excitación es producida por una partícula con ionización específica mucho mayor que la debida a un electrón de manera que la densidad de excitación dentro del centellador es alta, la eficiencia se reduce (*quenching*). Este efecto perturba principalmente a la fosforescencia ocasionando un cambio en la forma de pulso de la luz de centelleo [27].

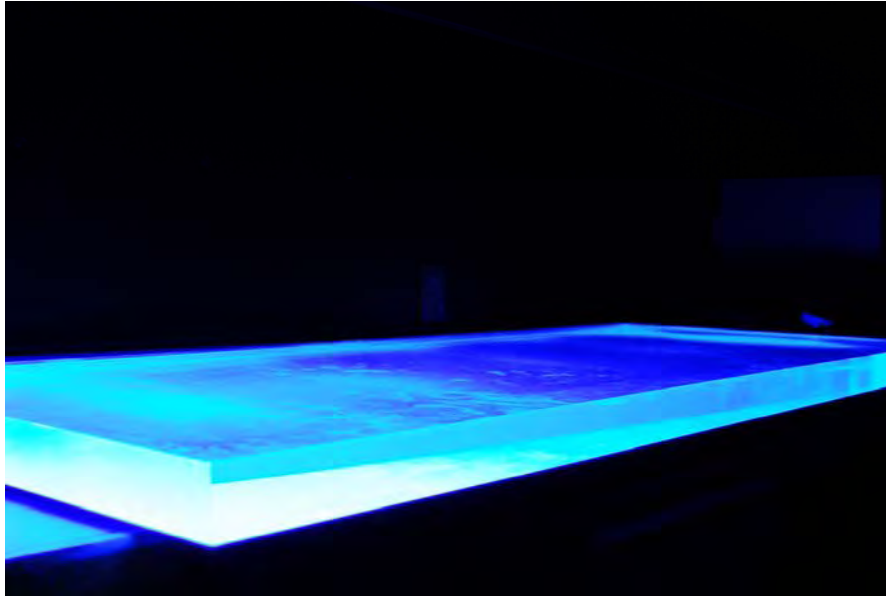


Figura 2.3 Placa de plástico centellador iluminada con luz UV.

2.1.2.1 Sensibilidad a la posición

La luz emitida por un centellador orgánico se dispersa en todas las direcciones, lo que implica que sólo una pequeña parte podrá llegar a la superficie en donde se ubica el *sensor de luz*. De esta fracción de luz, la gran mayoría habrá sufrido al menos una reflexión dentro del centellador, las cuales, podrán ser totales si el ángulo de incidencia (θ) es mayor o igual que un ángulo crítico (θ_c), o parciales ($\theta < \theta_c$) en donde una parte será reflejada y la otra se transmitirá a través de la superficie del centellador.

Al trabajar con plásticos centelladores y querer a partir de ellos obtener una respuesta a la posición significa, según el método que se utilice, tener una pérdida en la eficiencia de recolección de la luz.

La pérdida de luz debida a múltiples reflexiones internas en una superficie irregular es lo que hace posible la sensibilidad de un plástico centellador a la posición de los eventos que llegan a él. Cuando se alteran las fronteras del plástico centellador, la respuesta al cambio en la posición de la fuente es distinto [32].

Los métodos más usados para obtener sensibilidad a la posición se basan en la diferencia de tiempo de vuelo de la luz para llegar a los fotomultiplicadores o bien en la intensidad de luz recibida en cada uno de ellos. La primera en general se utiliza para detectores de gran tamaño, obteniendo una resolución de entre 2-3cm., mientras que la segunda se utiliza para detectores pequeños. En el caso de dos dimensiones, utilizando el método de atenuación de la luz se ha encontrado una resolución de aproximadamente 1cm^2 [14].

2.1.2.1.1 Método de atenuación de luz

Si consideramos el caso hipotético de un centellador ideal, en el cual no hubiera atenuación de la luz y que todas las reflexiones que se den dentro de él sean reflexiones totales internas, entonces la señal que se obtendría no daría ninguna información acerca de la posición de la fuente.

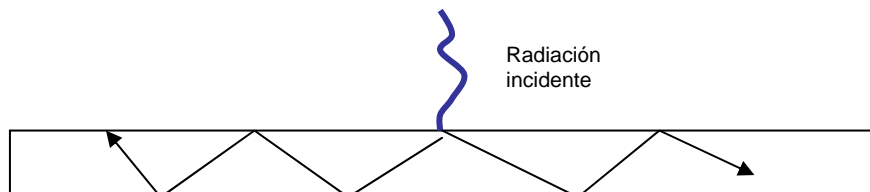


Figura 2.4 Esquema ilustrativo de la transmisión de luz por reflexión interna en un centellador hipotético.

Los centelladores reales tienen una superficie rugosa a escala microscópica. Gracias a estas imperfecciones el ángulo de propagación respecto a la superficie varía, aumentando la probabilidad de que los rayos de luz que inicialmente tenían un ángulo cercano al ángulo crítico se pierdan. El número de reflexiones internas varía respecto a la distancia fuente-sensor de luz, por tanto la recolección de luz será sensible a la posición y la recolección final incluirá todos los ángulos de incidencia de la radiación [14].

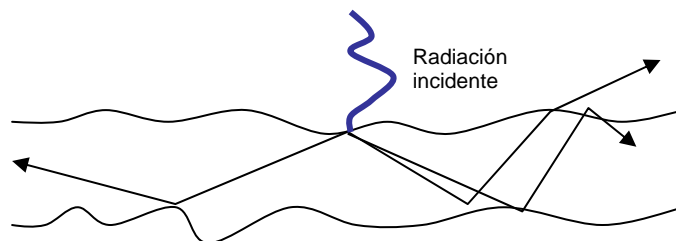


Figura 2.5 Esquema ilustrativo de la transmisión de luz por reflexión interna en un centellador real.

2.1.2.1.2 Diferencia de tiempo

Es una técnica que se utiliza para detectores centelladores de gran tamaño, ya que se trabaja con la velocidad de la luz. Si acoplamos dos sensores de luz a un material centellador de tal forma que queden frente a frente se puede utilizar esta técnica.

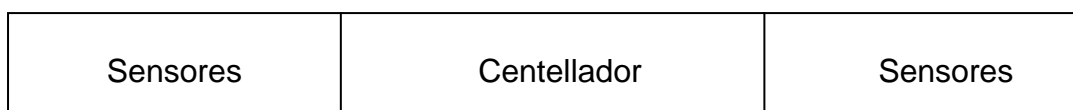


Figura 2.6 Montaje experimental para obtener sensibilidad a la posición con la técnica de diferencia de tiempo.

La velocidad de propagación de la luz dentro del centellador esta dada por $\frac{c}{n}$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío y n es el índice de refracción del centellador, por lo que la diferencia que existirá entre el tiempo en que llegan las señales a los sensores es muy pequeña. Debido a las múltiples reflexiones que sufre la luz antes de llegar a los fotomultiplicadores, el tiempo real de propagación es substancialmente más grande.

2.2 RECOLECCIÓN DE LUZ

2.2.1 Generalidades de detectores

Una clase muy importante de detectores de radiación basan su principio de funcionamiento en la conversión de la energía depositada en un material, en un pulso de voltaje o corriente que pueda ser manejado por electrónica especializada [21]. Otros detectores como las placas fotográficas, las trazas nucleares dejadas en distintos materiales, los materiales luminiscentes, etcétera, no pretenden convertir la energía depositada en el material en información electrónica, pero no nos ocuparemos de ellos en este trabajo

Hay varias características que definen la calidad de un detector. La *sensibilidad* es la capacidad de producir una señal útil a partir de cierta radiación. Un detector no puede ser sensible a todos los tipos de radiación y energías. Son diseñados para detectar ciertos tipos de radiación en un rango de energías. La sensibilidad de un detector depende de diversos factores:

- A. Las secciones eficaces de interacción de la radiación con el material.
- B. La cantidad de material detector
- C. El ruido inherente del detector
- D. El material que protege las partes sensibles del detector.

El ruido es una fluctuación en el voltaje o la corriente en la señal de salida del detector y siempre está presente aún si no hay radiación. Para que la señal producida por el detector pueda ser analizada es necesario que ésta sea más grande que el promedio de las fluctuaciones.

Algunos detectores son extremadamente fotosensibles, por lo cual es necesario que no sean expuestos a ciertos tipos de luz. La exposición de un fotomultiplicador a un campo magnético afecta la trayectoria de los electrones provocando que nunca

lleguen al primer ánodo del mismo. En estos casos es necesario blindar el detector.

La señal de salida de un detector es en general un pulso de corriente. La cantidad de ionizaciones en el detector se refleja en la *altura del pulso*. Asumiendo que la forma del pulso no cambia de un evento a otro, la relación entre dicha altura y la energía de la radiación se conoce como la *respuesta del detector*. Para algunos detectores, cuando detectan cierto tipo de radiación la respuesta es de tipo lineal o muy próxima a ella, pero en otros casos la relación puede volverse más complicada.

Si el detector puede medir la energía de la radiación incidente es importante considerar la *resolución de energía*, la cual se da en términos de la *anchura total del pulso a la mitad del máximo del mismo* ΔE (FWHM por sus siglas en inglés). El detector podrá diferenciar entre dos pulsos si la diferencia en energía entre ellos es mayor a ΔE . La resolución relativa para una energía E está dada por:

$$resolución_r = \frac{\Delta E}{E}$$

Si se pretenden tomar espectros de energía, un factor de consideración es el *factor de respuesta*, el cual se define como el espectro de los pulsos generados por el detector cuando es bombardeado por un haz monoenergético de radiación [21] y está determinado por las diferentes interacciones que sufre el haz en el detector, el diseño y la geometría del mismo.

En los detectores se pueden considerar varias características asociadas al tiempo (*tiempo de respuesta*, *tiempo de lectura*, etc. [28]), todas ellas determinan la *resolución temporal* del detector. La más destacada es el *tiempo muerto*, que es el tiempo que tiene que pasar entre el registro de un evento y ser sensible a otro. Durante el tiempo muerto ningún evento puede ser registrado, y después de éste periodo el detector entra a una fase en donde puede detectar algunas partículas pero no con plena sensibilidad; pasado ese lapso (*tiempo de recuperación*) el detector es capaz de generar señales con una máxima amplitud.

La *eficiencia de detección* ε de un detector se define como la probabilidad de que una partícula que pase a través de él sea detectada. Ésta eficiencia varía con la geometría del detector y la radiación (secciones eficaces) que se estén utilizando [21,23].

2.3 Detectores de centelleo

Para tener un detector de centelleo es necesario tener un material centellador acoplado directamente o por medio de una guía de luz a un sensor de luz (fotomultiplicadores, fotodiodos, fototransistores, etc) que será el responsable de convertir los centelleos en pulsos de corriente amplificados que podrán ser analizados.

El mecanismo de emisión de luz en un detector de centelleo depende del centellador con el que se fabrique; en uno orgánico es debido a las excitaciones e ionizaciones moleculares, mientras que en los inorgánicos es debido a su estructura. Ya que la luz ha sido producida por el material centellador, se procura recolectar la mayor parte posible de la luz emitida. Debido a que la luz emitida se dispersa en cualquier dirección, sólo una pequeña parte llegara justo a la superficie en donde se encuentra el sensor de detección. Debido a la longitud de onda de emisión del centellador [33], es importante que el aparato de recolección sea suficientemente sensible y capaz de convertir estos pulsos en señales eléctricas cuantificables.

2.3.1 Fotomultiplicadores

Un fotomultiplicador es un detector óptico que convierte señales de luz de no más de unos cientos de fotones en un pulso de corriente con poco ruido. Los fotomultiplicadores son sensibles a las regiones ultravioleta, visible y parte de la infrarroja del espectro electromagnético [17].

Constan esencialmente de tres elementos: fotocátodo, dínodos y ánodo. Para un buen funcionamiento deben estar al vacío [34].

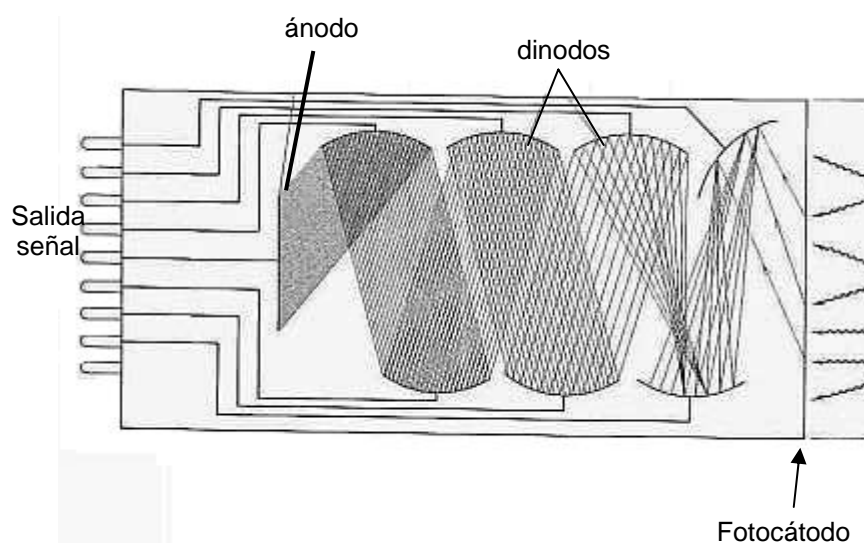


Figura 2.7 Diagrama de un fotomultiplicador

2.3.1.1 Fotocátodo

Un fotocátodo es un cátodo hecho de un material fotosensible cuya función principal es convertir los fotones incidentes en electrones (efecto fotoeléctrico).

Al llegar un fotón, el fotocátodo lo absorbe de tal manera que transfiere su energía a un electrón. La energía está determinada por la longitud de onda en la que emite el centellador. El electrón se traslada a través del material fotosensible perdiendo la energía cinética adquirida por los choques con los otros electrones hasta llegar a la superficie; si en este punto su energía es más grande que la función de trabajo del fotocátodo-vacío, el electrón escapa. Es importante resaltar que entre más pequeños sean el espesor del fotocátodo y la función de trabajo se tendrá una mayor cantidad de electrones libres.

El fotoelectrón ya fuera del fotocátodo es dirigido y acelerado por un sistema óptico-eléctrico que los transporta hasta el primer dinodo.

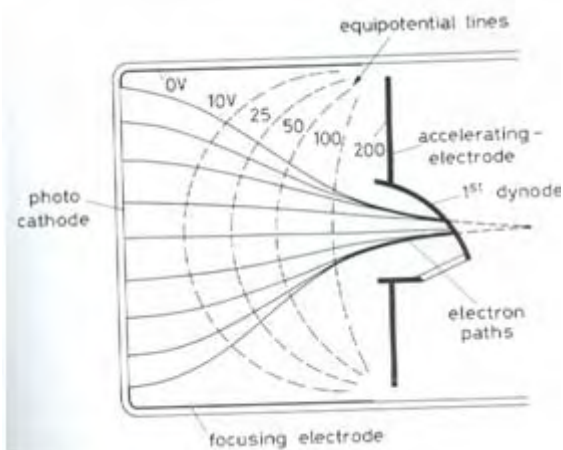


Figura 2.8 Sistema óptico-eléctrico. Este sistema sirve para transportar los fotoelectrones arrancados del fotocátodo y enfocarlos para que la mayoría de ellos lleguen al primer dinodo.

2.3.1.2 Dinodo

La corriente generada por el fotocátodo es muy débil, por lo que para su amplificación es necesario el uso de electrodos de emisión o *dinodos*.

Cuando un electrón llega al dinodo transfiere su energía a los electrones de éste provocando que escapen del material; ésta ganancia es conocida como *factor secundario de emisión* δ [17] y no es constante ya que cada electrón produce un número diferente de electrones secundarios aún teniendo la misma

energía. δ es proporcional a la diferencia de potencial existente entre cada dínodo

$$\delta = KV_d$$

donde K es una constante de proporcionalidad y V_d es la diferencia de potencial [21].

Los fotomultiplicadores tienen varios niveles de dinodos, dependiendo del material de fabricación de los mismos. Además pueden tener distintas configuraciones y la selección de una configuración particular afecta el tiempo de respuesta y el rango de linealidad del fotomultiplicador.

La amplificación final de la corriente se calcula a partir de δ y el número de niveles n que tenga el fotomultiplicador (es decir $n-1$ dinodos) a través de la expresión:

$$G = \delta^{n-1}$$

Por ejemplo, para los valores $\delta=4$ y $n=14$ se obtienen una amplificación de $G=7 \times 10^7$.

La carga que llega al ánodo entonces es:

$$Q = eA = 1.1 \times 10^{-11} \text{ C};$$

si ésta carga es recolectada en aproximadamente 5ns da como resultado una corriente de:

$$i = \frac{dQ}{dt} = 2.2 \text{ mA}$$

en el ánodo [28].

2.3.1.3 Ánodo

Es el electrodo terminal del fotomultiplicador. Capta la corriente producida por los dinodos debido a su naturaleza positiva y produce un pulso de corriente que se envía a un circuito eléctrico para producir un pulso que sirve para la detección y medición de la partícula ionizante.

2.3.1.4 Ruido

Cuando se toman lecturas con fotomultiplicadores se pueden apreciar ciertas variaciones que están relacionadas con el ruido que se genera dentro del fotomultiplicador.

Cuando un fotomultiplicador no está recibiendo ninguna señal, hay una pequeña corriente presente. A esta corriente se le llama *corriente de fondo* y proviene de varios factores como las emisiones térmicas del dínodo o cátodo, fugas de corriente, contaminación radiactiva, fenómenos de ionización, luz, etc. La

magnitud de este ruido es del orden de unos cuantos nanoamperes.

La naturaleza estadística de la emisión de fotones y la emisión secundaria de electrones da origen a un *ruido estadístico*. Para una intensidad de luz constante, el número de fotoelectrones producidos así como los electrones secundarios fluctúa con el tiempo, por lo cual la corriente en el ánodo también fluctuará alrededor de un valor medio.

2.3.2 Guías de luz

El acoplamiento entre un fotomultiplicador y un material centellador debe permitir la máxima transmisión de luz. La presencia de burbujas de aire en la interfaz reduce la transmisión ya que cada una de ellas se convierte en una trapa de luz. El material con el que se realice el acoplamiento debe tener un índice de refracción lo más cercano posible al del centellador y la ventana del fotomultiplicador.

Debido a la construcción del fotomultiplicador o la forma del centellador a veces no es posible acoplar directamente el fotomultiplicador al material centellador; en estos casos la luz emitida por el centellador se conduce al fotomultiplicador a través de una *guía de luz*.

Las guías de luz se fabrican usualmente de plexiglas, lucita, perspex, acrílico, etc. Funcionan bajo el principio de reflexión interna, es decir que toda la luz que entra por un extremo de la guía de luz es guiada por reflexiones a través de ella hasta llegar al otro extremo.

La transmisión de luz a través de una guía esta limitada por el ángulo total de reflexión y el teorema de Liouville.

En el caso de la reflexión es necesario tomar en cuenta el medio en el que se tiene la guía. Para que un rayo se refleje dentro de la guía de luz es necesario que el ángulo de reflexión θ cumpla:

$$\text{sen}\theta \geq \frac{n_{\text{medio}}}{n_{\text{guía de luz}}}$$

donde n_{medio} y $n_{\text{guía de luz}}$ son los índices de refracción del medio exterior y de la guía de luz respectivamente.

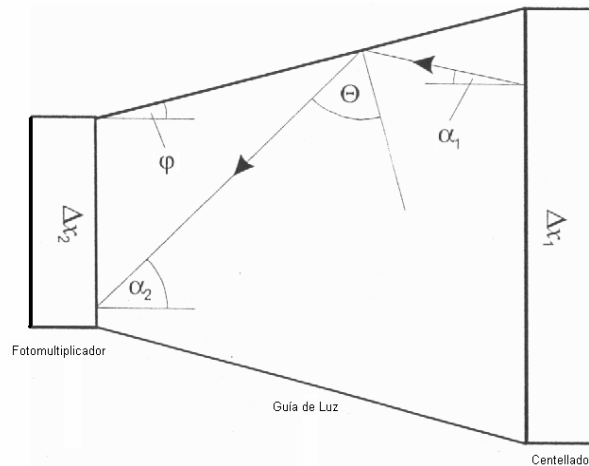


Figura 2.9 Esquema de la reflexión interna dentro de una guía de luz.

En este caso el ángulo máximo de salida del haz reflejado está determinado por el ángulo de colimación φ de la siguiente manera:

$$\alpha_{2\max} = \frac{\pi}{2} + \varphi - \Theta.$$

Como el máximo ángulo de reflexión en la guía es $\pi/2$, el mínimo ángulo de salida es φ . Los rayos que inciden con $\alpha_1=0^\circ$ saldrán de la guía sin ser reflejados [35].

El teorema de Liouville consiste en la conservación de fase. La propagación de los rayos de luz se pueden describir como trayectorias en un espacio fase de 6 dimensiones (p, q) , donde las componentes de q son las coordenadas generalizadas (q_1, q_2, q_3) y las de p son los momentos generalizados (p_1, p_2, p_3) . A partir de estas componentes es posible determinar la longitud del camino recorrido por la luz en cierto medio por la relación:

$$nds = p_1dq_1 + p_2dq_2 + p_3dq_3$$

En estos casos se considera el haz de luz como si fuera un flujo para el cual el elemento de volumen se conserva [36]. Este teorema tiene como consecuencia que ningún sistema basado únicamente en la reflexión o en la difracción podrá transmitir fotones con una eficiencia del 100%.

CAPÍTULO 3. SISTEMAS DE ADQUISICIÓN DE DATOS

3.1 Sistema NIM

Para poder extraer información de las señales provenientes de un detector de radiación es necesario decodificar los pulsos eléctricos a través de un sistema electrónico. Un sistema de adquisición de datos se diseña según el tipo de información que se quiera obtener.

Los pulsos llevan la información de manera *digital* o *analógica*. Una señal analógica varía alguna de sus características (amplitud, forma, etc.) continuamente respecto a la interacción radiación-materia, en el caso de un detector de centelleo la amplitud del pulso generado depende de la energía depositada en el material centellador. Este tipo de señales se ve afectada por los ruidos del experimento. En una señal digital la información está cuantizada, generalmente limitada a dos estados. Es posible obtener la información dada por una señal analógica a través de la señal digital utilizando un sistema binario. En la convención NIM (*Nuclear Instrument Module*) [37] un estado lógico puede corresponder 0 V cuando no hay ningún pulso y a AV cuando hay un pulso, donde A es el voltaje asociado al pulso.

Las señales analógicas son convertidas a señales digitales y viceversa con dispositivos electrónicos como los ADC (análoga → digital) o DAC (digital → análoga) ya que en general los módulos electrónicos no trabajan con la misma señal.

Los pulsos se dividen en *pulsos rápidos* cuyo tiempo de formación es menor a unos cuantos nanosegundos y *pulsos lentos* con un tiempo de formación mayor a cientos de nanosegundos. Los primeros son muy importantes para aplicaciones de tiempo y una tasa alta de conteo, los lentos son preferentemente usados para obtener características de altura del pulso. No es posible tratar ambos tipos de pulsos con una sola electrónica.

En el sistema NIM los aparatos electrónicos más básicos son construidos en forma de *módulos* con ciertos estándares mecánicos y especificaciones eléctricas. Para alimentar con voltaje estos módulos es necesario instalarlos en un *NIM-bin*. (Caja o receptáculo, se usará la palabra "*NIM-bin*" por costumbre)

Un *NIM-bin* está construido para aceptar un máximo de 12 módulos. El *NIM-bin* ofrece una alimentación de voltaje constante con hasta 6 valores distintos para los módulos de electrónica: ± 6 V, ± 12 V y ± 24 V. Puede ser montado en un rack estándar de 19".



Figura 3.1 Fotografía del rack de 19" del Laboratorio de Física de Radiaciones en el IFUNAM. El primero cajón (de arriba hacia abajo) es el cajón CAMAC, los tres subsecuentes son NIM-bins con distintos módulos en cada uno de ellos.

3.1.1 Módulos

Para obtener información de los pulsos originados por detectores es necesario procesarlos a través de distintos módulos. Según el tipo de procesamiento que requiera la señal se utilizan módulos con funcionalidades distintas. Cualquier módulo preserva la información de interés.

Cuando los pulsos generados por un detector son de baja intensidad, es necesario tratarlos con un módulo *amplificador* para incrementar la señal de salida.

En ciertos experimentos es necesaria una sincronización entre las señales, para lo cual se utilizan módulos de retraso (*delay*) que permiten retrasar señales con diferentes factores (microsegundos o nanosegundos). Generalmente es necesario el uso de ventanas para seleccionar los eventos de interés. Las ventanas se generan con módulos ventana-retraso (*Gate and Delay*); cuando se requiere crear una sola ventana a partir de varias es necesario utilizar *unidades lógicas*.

Existen módulos que permiten seleccionar la altura de los pulsos con los que se quiere trabajar, llamados *discriminadores* (*discriminator*). En el discriminador se establece un valor umbral de manera que los pulsos que superen dicho umbral generan un pulso lógico; sí los pulsos no superan el umbral no generan

ninguna respuesta. Con un discriminador es posible bloquear el ruido generado por pulsos de pequeña amplitud

Los módulos tienen medidas estándares siendo la mínima 3.43cmx22.25cm. El ancho puede variar únicamente en múltiplos exactos del ancho mínimo.

3.2 Cables coaxiales

Es muy importante llevar la información a través de la electrónica de la manera más fidedigna posible, por lo cual es necesario que los cables que se utilicen preserven la información de la señal. El desarrollo de la teoría de *transmisión de señales de pulso* ha permitido diseñar *líneas de transmisión coaxiales* (cables coaxiales) que distorsionan muy poco la información aunque ésta sea transmitida a distancias largas.

La geometría de los cables coaxiales consta de dos cilindros concéntricos conductores separados por un material dieléctrico protegidos por una cubierta de plástico. Los pulsos dentro de un cable coaxial se transmiten como si fueran ondas viajeras.

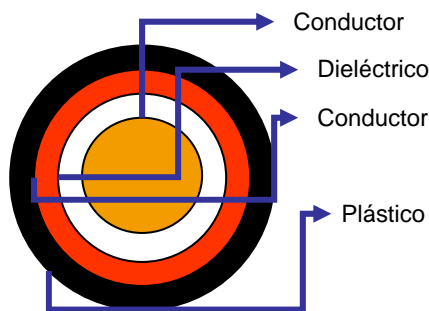
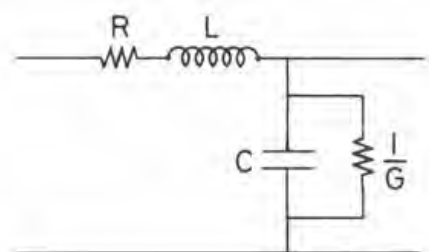


Figura 3.2 Diseño de un cable coaxial.

Un cable coaxial tiene capacitancia e inductancia propias del orden de 100 pF/m y unos cientos de $\mu\text{H}/\text{m}$ respectivamente. El circuito equivalente de una pequeña longitud de cable coaxial está constituido por una resistencia, un inductor y un capacitor.



A partir de este circuito es posible derivar la ecuación de onda para un cable coaxial

$$\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2} + (LC + R_1 C) \frac{\partial V(z,t)}{\partial t} + GV(z,t)$$

donde z es la dirección de propagación de la onda. En un cable ideal las resistencias R_1 y G no existen, entonces la ecuación se reduce a

$$\frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial z^2} = LC \frac{\partial^2 V(z,t)}{\partial t^2},$$

cuya solución es

$$V(z,t) = V_1 \exp[i\omega t - kz] + V_2 \exp[i\omega t + kz],$$

con $k^2 = \omega^2 LC$. Esta ecuación representa dos ondas viajando en direcciones opuestas $+z$ y $-z$, donde la segunda corresponde a una reflexión que depende de las condiciones de frontera del cable. La presencia de una onda reflejada puede causar interferencia y distorsión en la información; para impedir que exista ésta onda los cables diseñados para los sistemas NIM tienen una impedancia igual a la de todos los dispositivos de entrada y salida en los que serán conectados. Cuando las impedancias no son iguales el problema se resuelve aumentando, en paralelo o en serie, *terminadores*

La velocidad de propagación de la onda queda determinada por:

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

El tiempo de propagación por unidad de longitud es el inverso de la velocidad:

$$T = v^{-1} = \sqrt{LC};$$

ésta cantidad es conocida como el *retraso* asociado al cable y depende de la longitud del cable. En la actualidad se pueden encontrar cables con un retraso de 1 ns, 3 ns, 5 ns y 10 ns. Este retraso es útil para los experimentos puesto que permite sincronizar o desincronizar señales.

Para la realización de este trabajo se utilizaron cables coaxiales con conectores tipo *BNC* y *LEMO* [38-39].

3.3 Procesamiento de datos

Para poder extraer la información proveniente de la electrónica NIM es necesario digitalizar los datos a través de un sistema de adquisición de datos (CAMAC, tarjeta multicanal, etc). Cada sistema tiene un software asociado con el cual es posible la

generación y observación de los espectros obtenidos. Para un análisis más completo es necesaria la utilización de otro tipo de paquetes como OriginLab8 u *OakRidge System*.

3.3.1 CAMAC

Es un sistema estándar modular capaz de manejar una gran cantidad de datos de manera eficaz. Convierte señales analógicas a digitales (ADC), mide la máxima amplitud del pulso analógico y lo convierte en un valor digital. Es controlado a partir del módulo CC (controlador) el cual recibe órdenes enviadas desde una computadora. Dicho controlador define los protocolos de comunicación entre los módulos, así como la forma en que se envía la información a la computadora (USB, GPIB, etc.).

Las dimensiones del cajón CAMAC son 48.3 cm x 31.2 cm x 48.5 cm, con espacio para 23 módulos tamaño estándar (1.7 cm x 31.2 cm x 48.5 cm), los cuales están interconectados entre sí [40]. El CAMAC puede alimentar cada módulo con voltajes de $\pm 6V$, $\pm 12V$ o $\pm 24V$. Cuando termina de procesar los pulsos analógicos los almacena en su memoria interna y posteriormente los envía a la computadora.

Existen varios convertidores ADC: de flash, Wilkinson y sucesión aproximada, siendo el segundo el más común.

3.3.1.1 ADC Wilkinson

Cuando un pulso entra a un ADC Wilkinson debe superar una cota inferior predeterminada, este nivel se ajusta a través del controlador que está en la computadora, si el pulso tiene una energía mayor a la cota inferior se abre una ventana (*linear gate*) y el capacitor (*rundown*) comienza a cargarse de tal forma que el voltaje varía con la amplitud del pulso entrante, cuando el pulso ha alcanzado su máximo y comienza a decaer, la ventana se cierra, el capacitor comienza a descargarse y el *address clock* se conecta al *address counter*, el reloj de pulsos cuenta el tiempo que tarda el capacitor en descargarse. Como el tiempo de descarga del capacitor es proporcional a la amplitud del pulso, el número N_c que se graba en el directorio del reloj también lo es. El número N_c es el número de canal y se graba en la memoria de histograma [40].

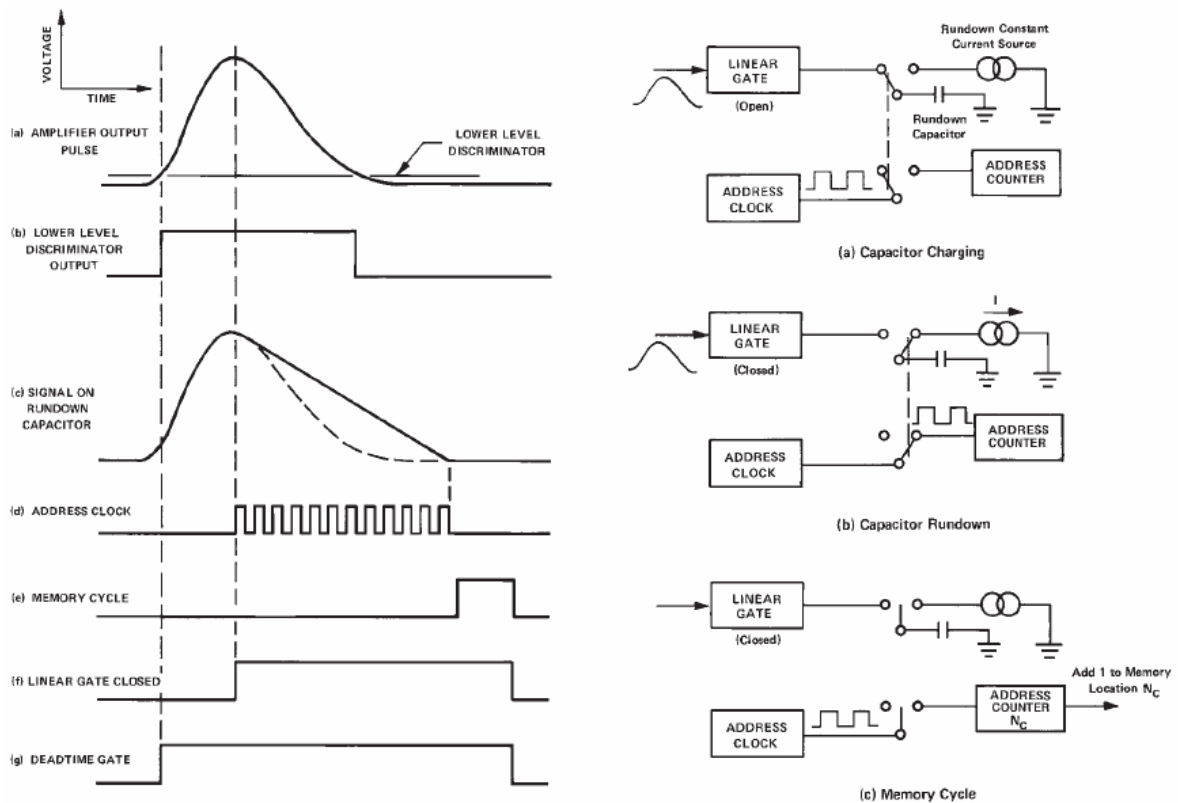


Figura 3.3 Procesamiento de datos en un ADC Wilkinson

Debido a la naturaleza modular del CAMAC es posible procesar señales provenientes de cientos de detectores simultáneamente. En nuestro dispositivo experimental podemos manejar actualmente hasta 16 canales a un mismo tiempo.

3.3.2 Tarjetas multicanales

Las tarjetas multicanales (MCD) también funcionan bajo el principio de Wilkinson. Algunas tarjetas aceptan el uso de disparos externos y otras no. El número de entradas para señales digitales varía según la tarjeta, la señal de salida puede ser tanto digital como análoga

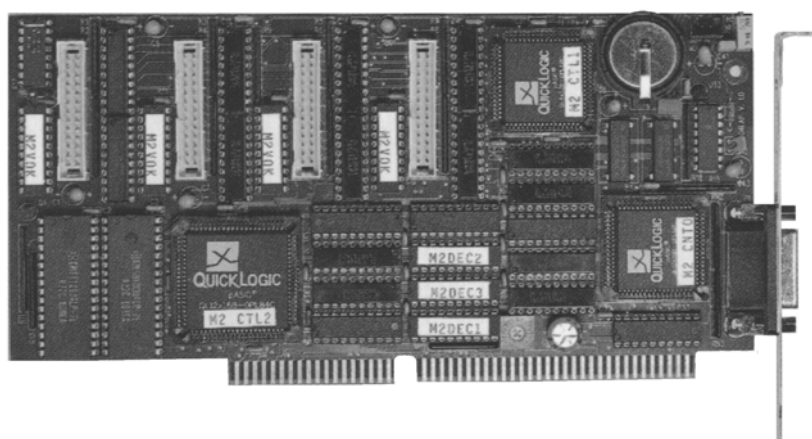


Figura 3.3 Fotografía de una tarjeta multicanal MCD4LAP [41].

El voltaje de las señales de entrada puede variar y depende de la polaridad que acepte el modelo. También cuentan con una memoria interna para almacenar datos.

Las tarjetas multicanales se controlan a partir de software que en su mayoría también son programas que permiten la visualización y manipulación de datos.

CAPÍTULO 4: DESARROLLO EXPERIMENTAL

El primer experimento consistió en observar la correlación de las gamas producidas por el decaimiento de una fuente de ^{60}Co , para comprobar el funcionamiento óptimo de los fotomultiplicadores RCA 4523 y la electrónica asociada a cada uno de ellos.

4.1 Correlación gamas

4.1.1 Germanio

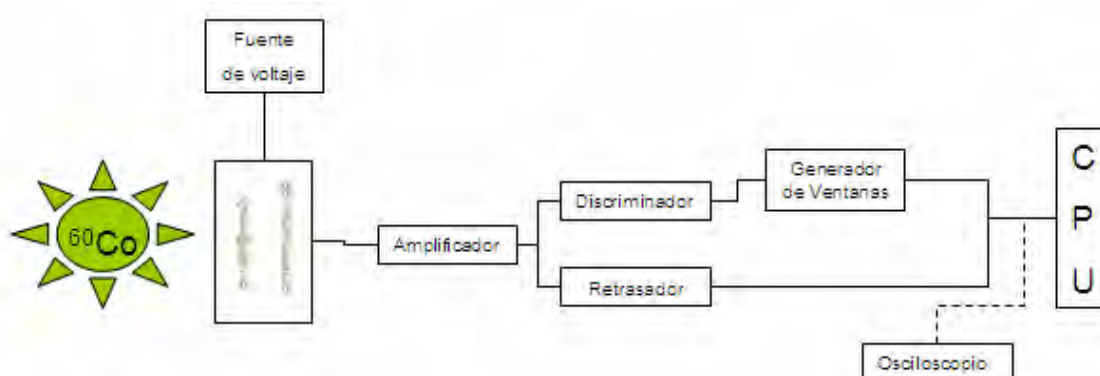


Figura 4.1 Configuración experimental para determinar la correlación de los rayos gamma emitidos por una fuente de ^{60}Co utilizando un detector de germanio hiper-puro.

Montamos el dispositivo mostrado en la *Figura 4.1* para poder generar la ventana que se usa en la siguiente parte del experimento. Primero sincronizamos la señal proveniente del retrasador con la ventana en el osciloscopio para obtener el espectro completo del ^{60}Co con la tarjeta multicanal ORTEC.

Reducimos el ancho de la ventana a $3\mu\text{s}$ y la retrasamos respecto a la señal hasta que las contribuciones al pico asociado a la gama de 1.17 MeV desaparezcan. Si se observa esto en el osciloscopio se aprecia que la ventana está dentro del pulso pero no está centrada.

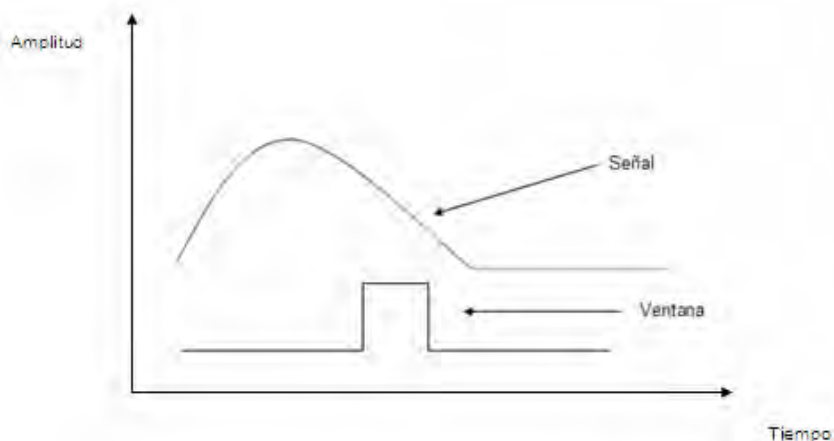


Figura 4.2 Diagrama la pantalla del osciloscopio para obtener la correlación de las gamas emitidas por una fuente de ^{60}Co .

4.1.2 Germanio – NaI(Tl)

La segunda parte del experimento consistió en exponer al mismo tiempo un detector de Germanio hiper-puro y un detector de NaI(Tl) a la radiación de una fuente de ^{60}Co .

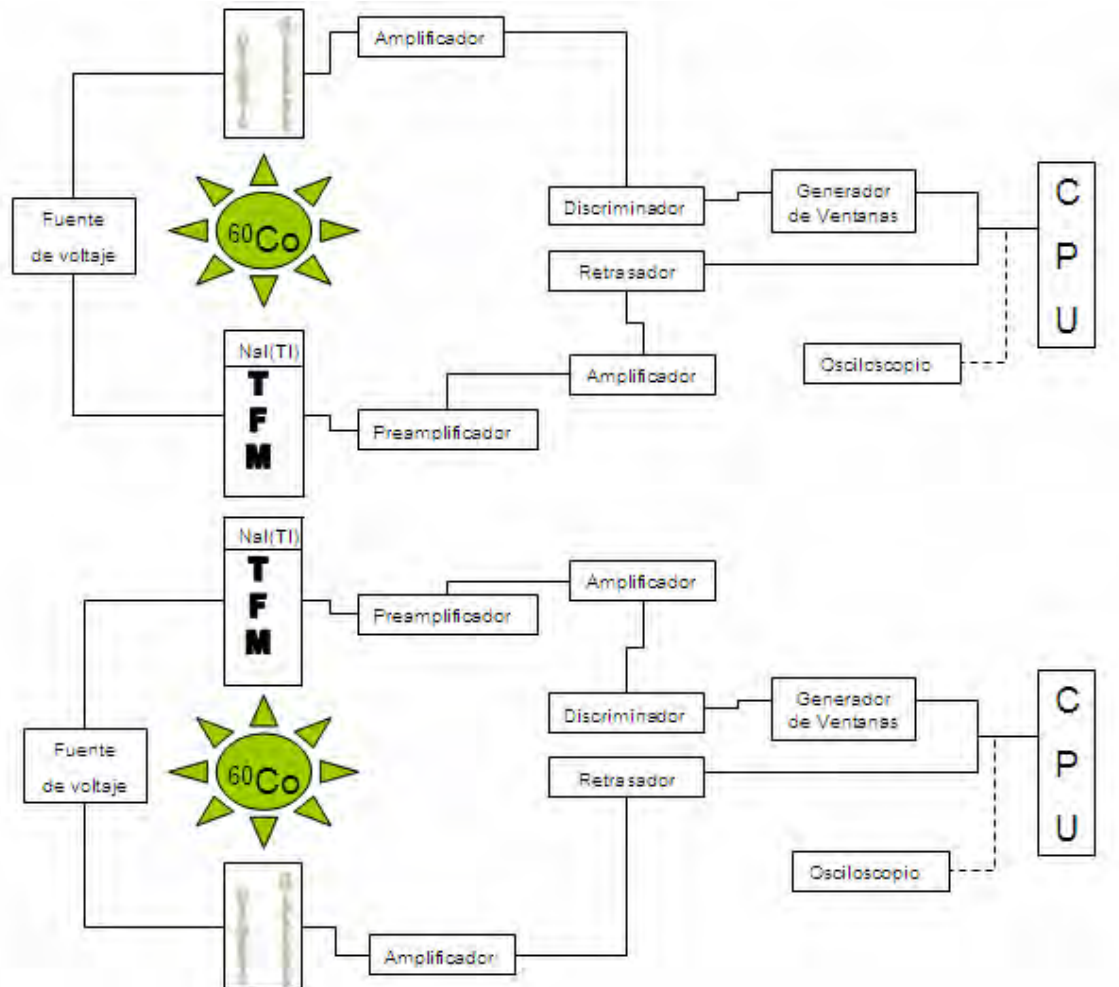


Figura 4.3 La imagen a) muestra el dispositivo experimental para observar la correlación de gamas con la ventana generada por el detector de Germanio y la señal proveniente del NaI(Tl). En b) la señal proviene del detector de Germanio y la ventana se genera a partir del centellador de NaI(Tl).

La señal del NaI(Tl) y del Germanio hiper-puro llegan a un amplificador (*Dual Amplifier 855 ORTEC*). La señal que generará el disparo se manda al discriminador para seleccionar sólo los pulsos debidos a la fuente y reducir el ruido. La señal llega a un generador de ventanas (*Gate and Delay Generator 416A ORTEC*)

y se genera el disparo que se envía a la tarjeta multicanal ORTEC.

La segunda señal simplemente se manda a un retrasador (*Delay Amplifier 427A*) para poder sincronizarla con el disparo, para luego mandarla a la tarjeta multicanal ORTEC.

El voltaje de funcionamiento del fotomultiplicador RCA 4523 acoplado al detector de NaI(Tl) fue de -1800V y para el Germanio hiper-puro de -2600V, proveniente de una fuente de alto voltaje LeCroy 14480.

4.1.3 NaI(Tl) – Plástico hexagonal centellador

Para realizar este experimento el procedimiento es casi igual al que se describe en la sección anterior; el detector de Germanio hiper-puro se sustituye por un detector de centelleo constituido por un plástico hexagonal centellador (BC-408) [42-43] acoplado con grasa óptica BC-630 a un tubo fotomultiplicador RCA 4523

4.2 Sensibilidad lineal a la posición

4.2.1 Plástico centellador hexagonal

El arreglo experimental consiste en dos centelladores hexagonales de 30cm de largo y 5cm de apotema, con un recubrimiento de teflón y aluminio. Cada uno está acoplado ópticamente a un fotomultiplicador RCA 4523.

El hexágono de la derecha (A) tiene la cara frontal al acoplamiento pulida, mientras que la cara del hexágono de la izquierda (B) está esmerilada y sin recubrimiento de teflón y aluminio.

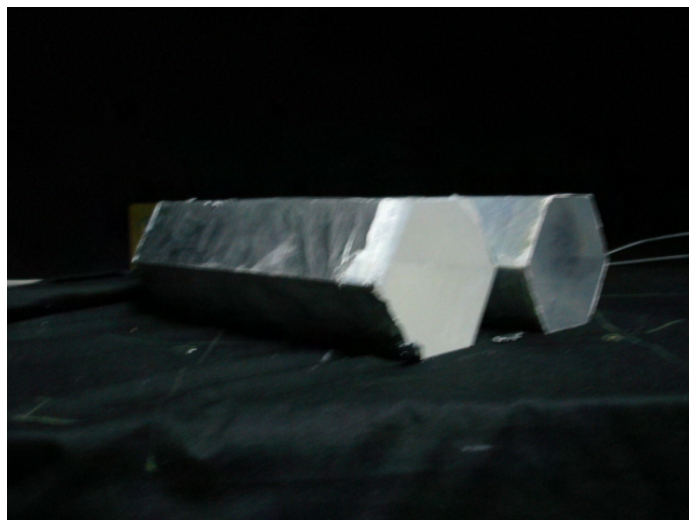


Figura 4.4 Plásticos Centelladores Hexagonales. El prisma de la izquierda tiene el recubrimiento de aluminio y teflón y todas sus caras pulidas. El prisma de la derecha tiene la cara opuesta al acoplamiento esmerilada y sin recubrimiento de teflón y aluminio.

Se colocó la fuente de ^{60}Co a distintas distancias del fotocátodo en un canto del hexágono A y se tomaron espectros de 300seg para cada distancia. Posteriormente se repitió el proceso para el hexágono B.

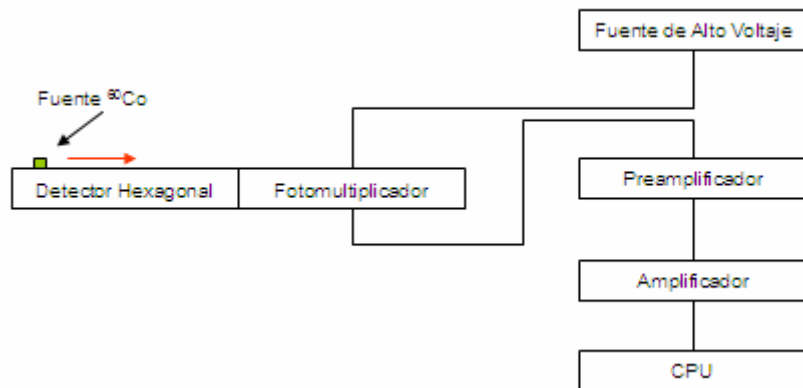


Figura 4.5 Montaje experimental y sistema electrónico de adquisición de datos para obtener sensibilidad a la posición en el plástico centellador hexagonal.

4.2.2 Placa de plástico centellador

La placa de plástico centellador utilizada en este experimento es de la compañía Bicron tipo BC-408. Tiene dimensiones de 152cm x63cm x5 cm.

Se acopló ópticamente un fotomultiplicador tipo RCA 4523 centrado en el extremo de 63cm. La fuente de ^{60}Co se movió en línea recta justo frente al fotocátodo.

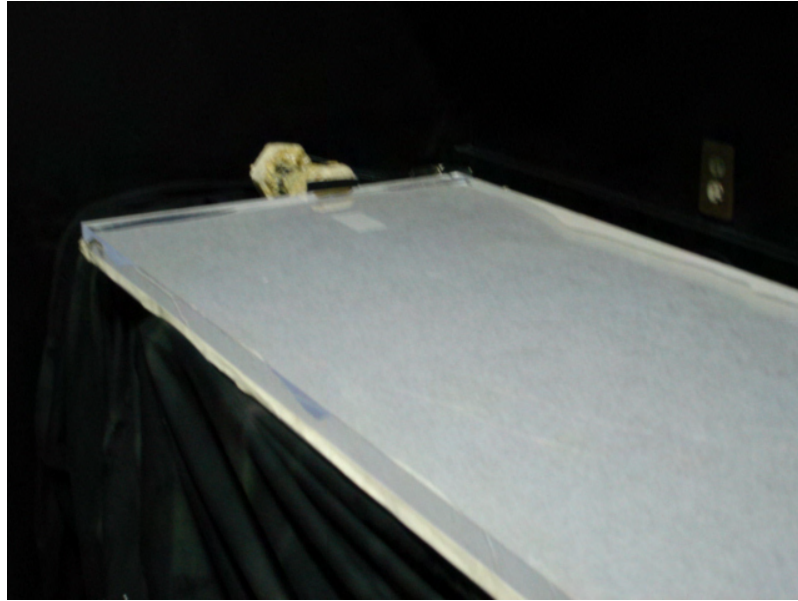


Figura 4.6 Fotografía de la placa centelladora con el fotomultiplicador RCA acoplado ópticamente a ella.

El fotomultiplicador se alimenta con un voltaje de 1900V provenientes de una fuente de alto voltaje LeCroy 14480. La corriente generada en el fotomultiplicador se envía al preamplificador (*Preamplifier 113 ORTEC*) y luego a un amplificador (*Amplifier Canberra 2026*) para luego ser analizada con la tarjeta multicanal ORTEC.

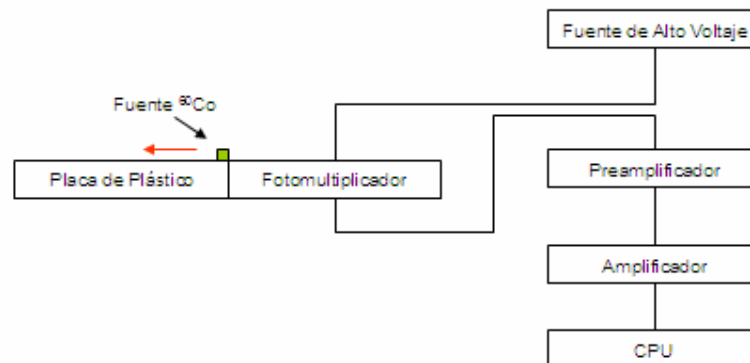


Figura 4.7 Sistema de adquisición de datos para la sensibilidad lineal en la placa de plástico centellador BC-408

El tiempo de adquisición de datos fue de 600seg para cada una de las distancias.

4.3 Sensibilidad en dos dimensiones

Para realizar este experimento se acoplaron ópticamente dos fotomultiplicadores RCA 4523 cada uno en la parte media de los lados de la placa. Todo el dispositivo para la toma de datos se cubrió con una tela negra para evitar la incidencia de luz externa en el montaje experimental.



Figura 4.8 Fotografía del dispositivo experimental para observar el comportamiento a la posición de una fuente de gamas con dos fotomultiplicadores

Se cuadriculó la mitad de la placa en cuadros de 15cm x15cm, cada vértice corresponde a una coordenada.

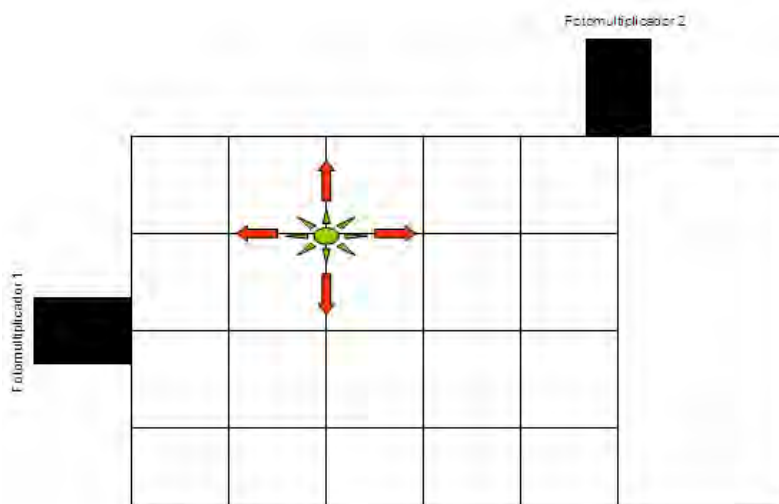


Figura 4.9 Diagrama de la cuadrícula marcada en una de las mitades de la placa. En cada uno de los vértices se colocó la fuente de ^{60}Co y se tomó el respectivo espectro de dispersión

En cada coordenada se tomó un espectro de 10 minutos con el dispositivo electrónico que se muestra en la *Figura 4.9*.

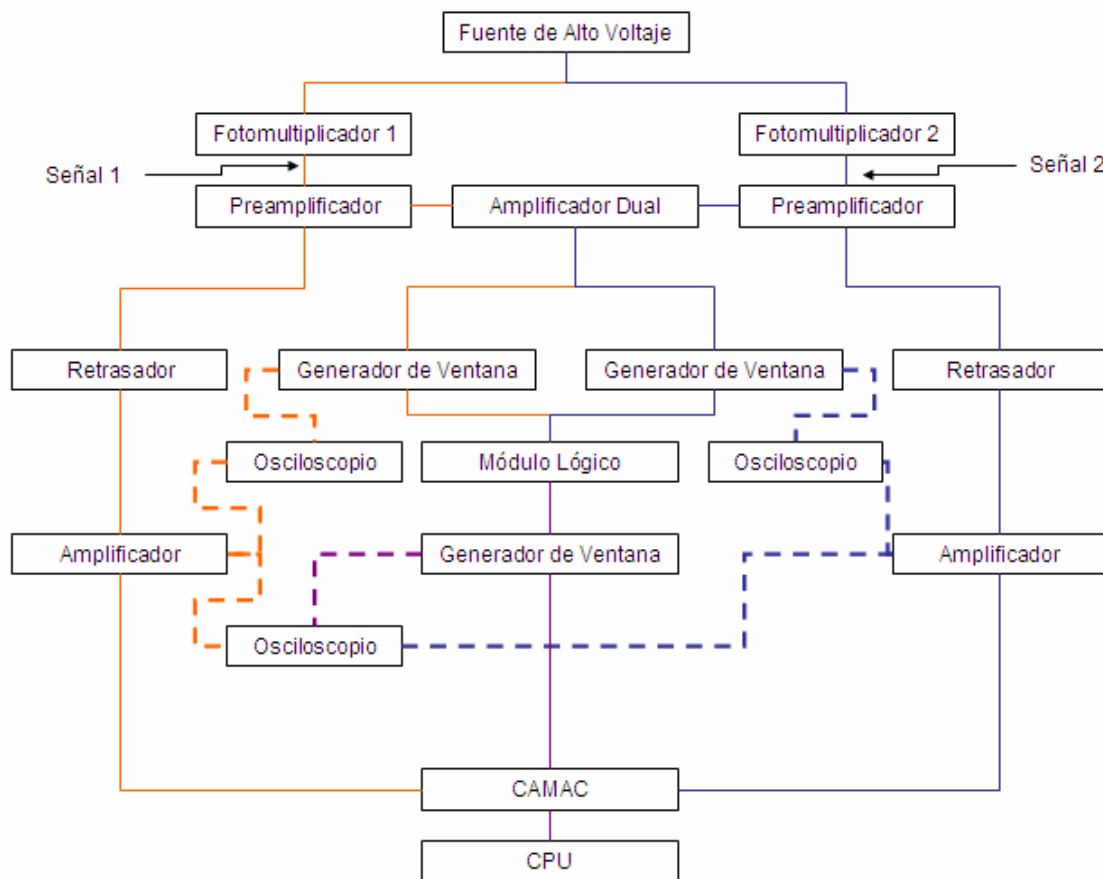


Figura 4.10 Sistema electrónico de adquisición de datos para la placa. Las líneas punteadas indican observaciones que se realizaron antes de mandar la señal al CAMAC.

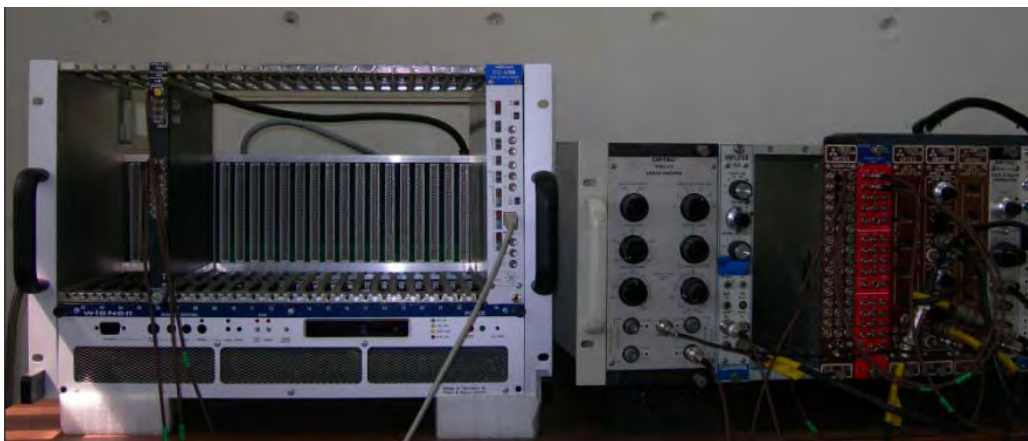


Figura 4.11 Fotografía de los módulos NIM y del CAMAC utilizados en este experimento.

Al salir la señal de cada uno de los fotomultiplicadores son enviadas a un preamplificador (*Preamplifier 113 ORTEC*). La señal se envía al mismo tiempo a un retrasador y a un amplificador dual. Después del retrasador la señal del fotomultiplicador 1 se envía a un amplificador (*Amplifier Canberra*

2026) y la señal proveniente del fotomultiplicador 2 a un amplificador (*Linear Amplifier 410 ORTEC*).

El amplificador dual es un módulo NIM (*Dual Amplifier 855 ORTEC*) que tiene entrada para dos señales y tiene controles de ganancia independientes para cada una de ellas. Se utiliza como discriminador de ambas señales para seleccionar los pulsos asociados a la fuente. La señal de salida es enviada a un generador de ventanas (*Gate and Delay Generator 416A ORTEC*) para la señal 1 y un (*GG8010 ORTEC*) para la señal 2

Con las señales amplificadas y con su respectiva ventana creada se observan por separado (señal 1-ventana1, señal 2-ventana2) en el osciloscopio para sincronizar la señal con la ventana.

Las señales se envían al modulo QDC del CAMAC vía cables coaxiales LEMO. Las ventanas se mandan a un módulo lógico (*C.A.E.N. N405*) en el cual se establece la condición “y” (*and*), la cual implica que se generara un pulso digital cada vez que lleguen al mismo tiempo las dos ventanas si no están sincronizadas no se genera ningún pulso.

El pulso proveniente del módulo lógico es enviado a un generador de ventanas (*GG8010 ORTEC*) para crear una nueva ventana, la cual volvemos a ver en el osciloscopio con cada una de las señales para sincronizarla y establecer el ancho necesario, en este caso la ventana es de *800nseg*. Esta ventana es la que se envía al modulo QDC *7166 Phillips* del CAMAC.

La información capturada en el CAMAC se envía a la PC vía USB con un controlador CC-USB Wiener que a su vez controla el módulo QDC.

4.3.1 Programa de adquisición de datos

Para el manejo del CAMAC y la adquisición de datos se crearon tres programas en LabVIEW8 [44]:

1. Para grabar y visualizar los datos.

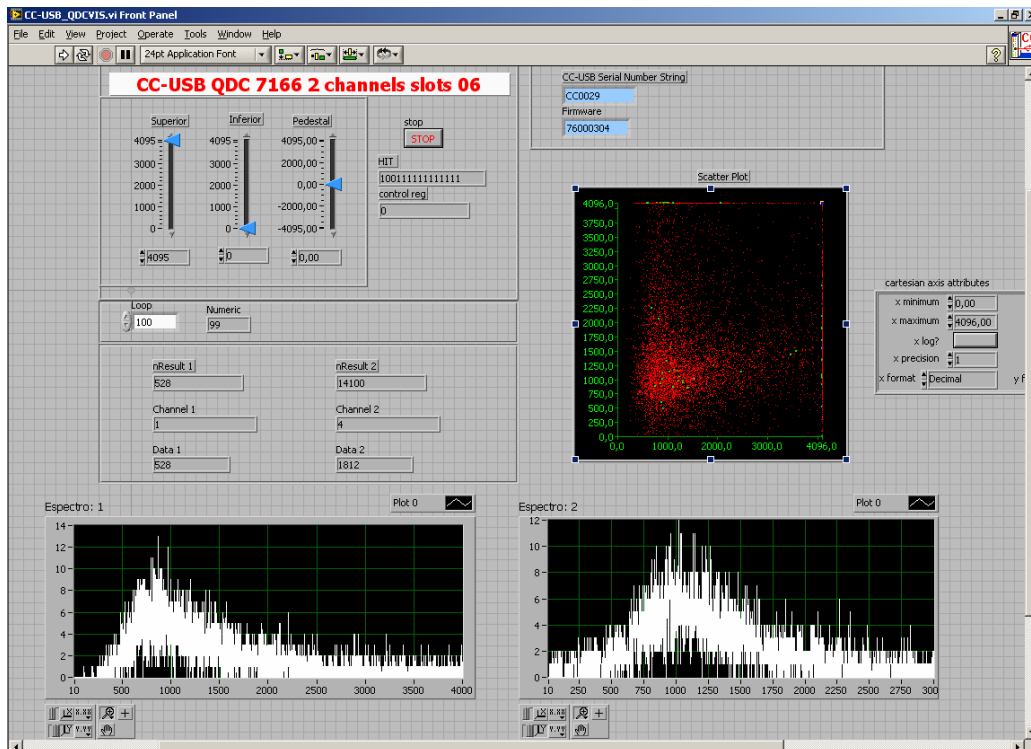


Figura 4.12 Carátula del programa diseñado para controlar el CAMAC, almacenar datos y visualizarlos al momento de su adquisición.

Las dos ventanas inferiores muestran los espectros individuales de cada uno de los fotomultiplicadores.

Cada punto en la ventana de la parte superior derecha es el resultado de un evento registrado por los dos fotomultiplicadores. El valor de la ordenada corresponde al canal en donde el fotomultiplicador 1 registró el evento y la abscisa al canal registrado por el fotomultiplicador 2.

Al terminar de correr el programa aparece una ventana en donde se pone el nombre del archivo en donde se guardaran los datos.

2. Para grabar los datos en la memoria.

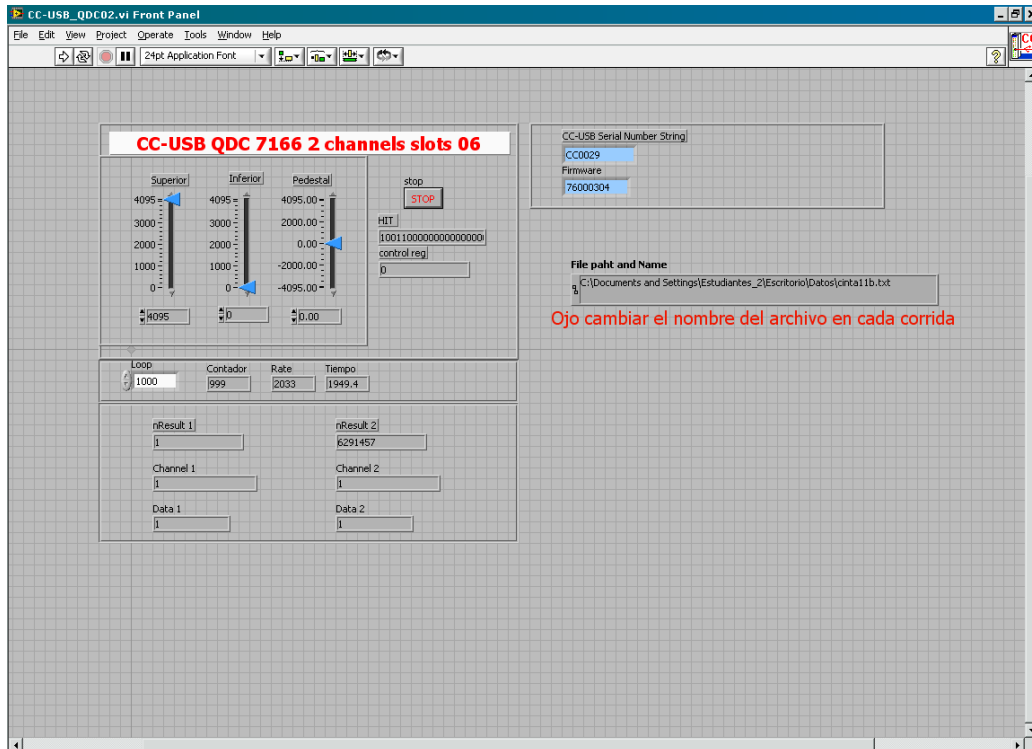


Figura 4.13 Carátula del programa diseñado para controlar el CAMAC y almacenar datos.

3. Para visualización de los datos pero no de manera simultanea a su adquisición.

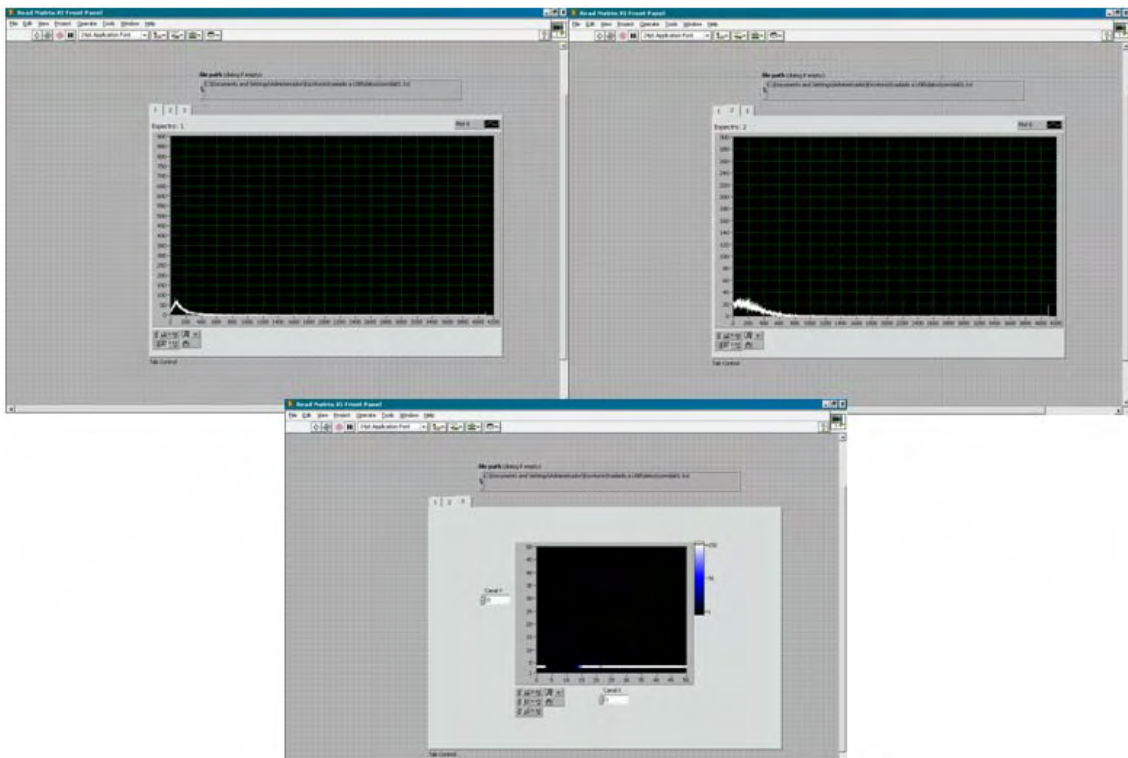


Figura 4.14 Carátula del programa diseñado para visualizar espectros.

Al poner en el recuadro superior el nombre del archivo que está grabándose en el programa anterior se pueden visualizar los mismos espectros que en el programa 1. En las primeras dos son los espectros individuales de cada fotomultiplicador y en la tercera es una grafica de dispersión con el mismo algoritmo que el explicado para el programa 1. Para actualizar los espectros solo hay que volver a correr el programa con la flecha que se encuentra en el recuadro superior izquierdo.

Con la creación de los últimos dos fue posible optimizar la velocidad de procesamiento de adquisición de datos.

4.4 Sensibilidad lineal a la posición con un colimador

Diseñamos un colimador especial para fuentes radioactivas de un estuche de fuentes Amersham de dimensiones 2.35x1.11x0.2cm, para hacer más precisas las mediciones de posición en la placa.



Figura 4.15 Estuche de fuentes radioactivas

La base principal del blindaje es un contenedor de fuentes de plomo, con las dimensiones que se muestran en la figura 4.16.

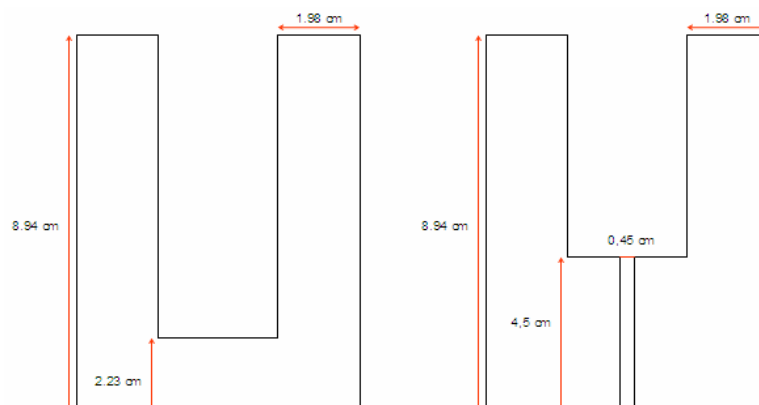


Figura 4.16 *Diseño del blindaje. La imagen de la izquierda muestra las dimensiones del contenedor de fuentes. La imagen de la derecha muestra las dimensiones de la nueva base y el diámetro del hueco que colimara la fuente.*

Se fundió una placa de plomo de aproximadamente 170grs con la cual se relleno el centro del contenedor. Posteriormente en el taller del IFUNAM se rectificó la base y las orillas internas, además se perforó un agujero en el centro de la base de 0.45cm de diámetro.

El cilindro que sostiene a la fuente está fabricado de aluminio. Tiene un diámetro de 2.75cm y una altura 7.07cm. La fuente se coloca en una muesca que se encuentra en la parte inferior del cilindro como se muestra en la *Figura 4.17d*.



Figura 4.17 *Fotografías del blindaje-colimador. (De izquierda a derecha) a) Vista lateral del blindaje con el cilindro que soporta la fuente dentro de él. b) Vista frontal delantera del blindaje. c) Blindaje y el cilindro de aluminio por separado. d) Muesca del cilindro de aluminio que sostiene la fuente radioactiva. e) Vista del agujero donde se inserta el cilindro de aluminio. f) Agujero colimador.*

4.4.1 Plástico centellador hexagonal con colimador

Montamos el dispositivo mostrado en la figura 4.5 con la diferencia de que la fuente se encuentra dentro del colimador. El tiempo de adquisición para cada distancia fue de 760seg.

No realizamos medidas en la placa ya que no hay diferencia en el número de cuentas en presencia de la fuente y la radiación de fondo.

4.5 Fotomultiplicadores Thorn EMI

4.5.1 Funcionamiento y calibración

En una segunda etapa se trabajó con fotomultiplicadores Thorn EMI 9903KA los cuales fueron donados al IFUNAM por el Laboratorio Nacional de Oak Ridge, EE UU (*ORNL* por su siglas en inglés).

Para cada fotomultiplicador fue necesario determinar el voltaje óptimo de funcionamiento y conocer la calibración asociada a cada uno de los nuevos fotomultiplicadores. Para este fin se monto el dispositivo que se muestra en la *Figura 4.18*.

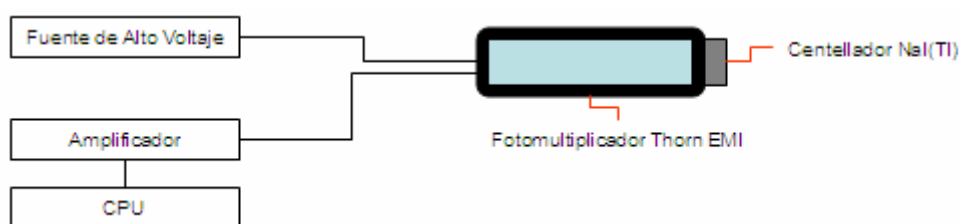


Figura 4.18 Dispositivo experimental para determinar el voltaje de funcionamiento y para calibrar los fotomultiplicadores.

Se acoplaron con grasa óptica el centellador de NaI(Tl) y el fotomultiplicador. En el extremo contrario al acoplamiento se colocó una fuente de ^{60}Co . Se variaron los valores de voltaje de alimentación entre -1100 y -1300 luego comparamos los espectros obtenidos en cada uno de los voltajes y se determino el voltaje óptimo de funcionamiento.

Para la calibración obtuvimos los espectros de dos fuentes: ^{60}Co y ^{137}Cs .

4.5.2 Influencia de guías de luz y blindaje magnético

Cada fotomultiplicador esta equipado con un blindaje magnético, que impide un acoplamiento directo con los centelladores hexagonales y la placa. Por esta razón fue necesario diseñar y construir guías de luz. *Figura 4.19*.

Para dar un terminado espejo a las guías se pulieron los lados que estarán en contacto con el centellador y el fotocátodo con una lija de agua de 1200 y después con brasso. Para evitar las fugas de luz cubrimos el exterior de las guías con cinta teflón.

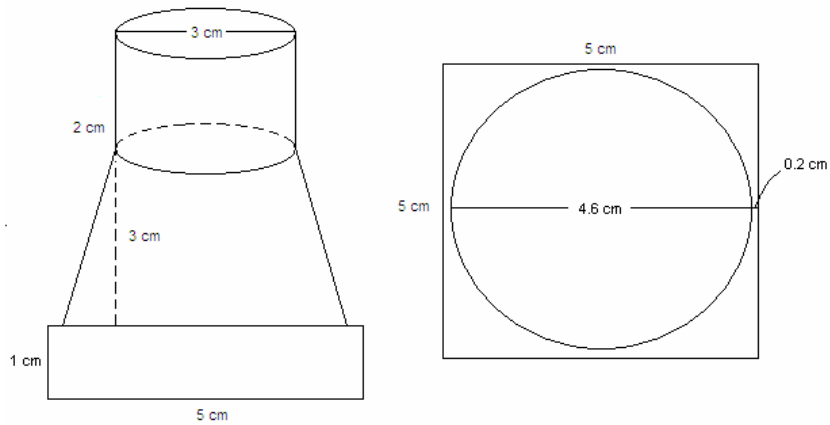


Figura 4.19 Dimensiones de las guías de luz diseñadas.
Fotografía de las guías de luz

Es necesario analizar la influencia de la guía de luz y la importancia del blindaje magnético en la toma de datos, para lo cual se realizó un experimento dividido en dos partes

La primera parte consistió en tres distintos montajes que se muestran en la *Figura 4.20*. Las tres configuraciones se irradiaron al mismo tiempo con la fuente de ^{60}Co por un intervalo de 600 seg. La fuente se ubicó a unos 30cm por encima de los montajes.

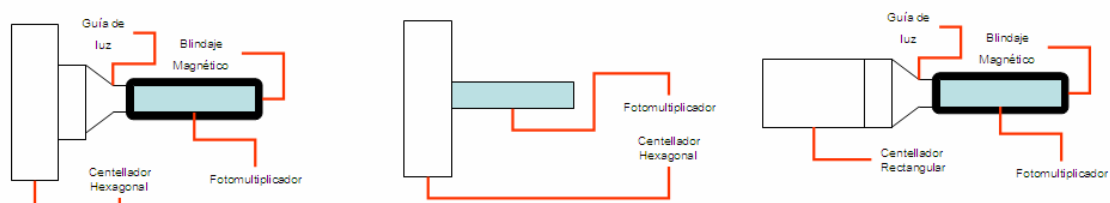


Figura 4.20 Dispositivo experimental para determinar la influencia de las guías de luz y el blindaje magnético en los espectros obtenidos de los centelladores hexagonales y uno rectangular.

Para la segunda parte acoplamos tres fotomultiplicadores Thorn EMI 9003KA a la placa de plástico centellador en el extremo de 60cm. Dos de los fotomultiplicadores se acoplaron con

guías de luz y con blindaje magnético, uno se colocó en la parte media de la placa y el otro en un extremo. El otro fotomultiplicador se ubicó justo en medio de los otros dos sin blindaje magnético, acoplado directamente a la placa. La fuente de ^{60}Co se encuentra suspendida aproximadamente a unos 30cm por encima de la placa.



Figura 4.21 Dispositivo experimental para determinar la influencia de las guías de luz y el blindaje magnético en los espectros obtenidos de la placa centelladora.

4.6 Recubrimiento detector

Se pretende utilizar el detector en instalaciones en las cuales estará expuesto a fuentes de luz intensas. Como se mencionó en la *sección 2.3.1* los fotomultiplicadores son hiper-sensibles a la luz, entonces es necesario cubrir el detector completo para proteger la electrónica.

Debido al tamaño y peso de la placa descartamos diseñar una caja contenedora, decidimos utilizar una tela para recubrir el detector.

Realizamos varias pruebas con distintos tipos de tela y en diferentes cantidades para determinar la tela que mas nos convenía. Cada prueba consistió en envolver el fotomultiplicador y el centellador mostrado en la *figura 4.4* y tomar espectros de fondo con distintas intensidades de luz.

La tela que resultó ser la que mejor protege al detector de las fuentes de luz externas es de PVC y no fue posible encontrar la ficha técnica correspondiente.

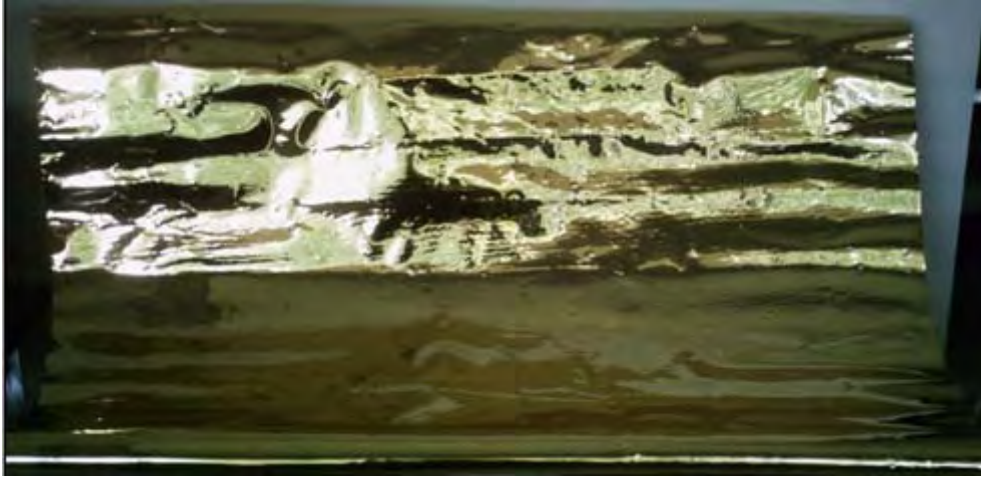


Figura 4.22 Fotografía de la tela dorada de PVC con la que se cubrirá el detector de centelleo.

CAPÍTULO 5. RESULTADOS Y ANÁLISIS

5.1 Correlación gamas Germanio-Nal(Tl)

Con la tarjeta multicanal ORTEC es posible observar los espectros mientras se están tomando los datos pero no es viable analizarlos ni compararlos con otros espectros.

Los datos que se graban en la tarjeta multicanal tienen el formato propietario de ORTEC por lo cual fue necesario utilizar un programa desarrollado en el IFUNAM para convertirlos a formato ASCII y así poderlos realizar un análisis mas completo con el paquete OriginLab 8.

Con la electrónica mostrada en la *Figura 4.3* procedimos a obtener los espectros que se muestran en la *Figura 5.1* en donde se puede apreciar la correlación de las gamas emitidas por la fuente de ^{60}Co .

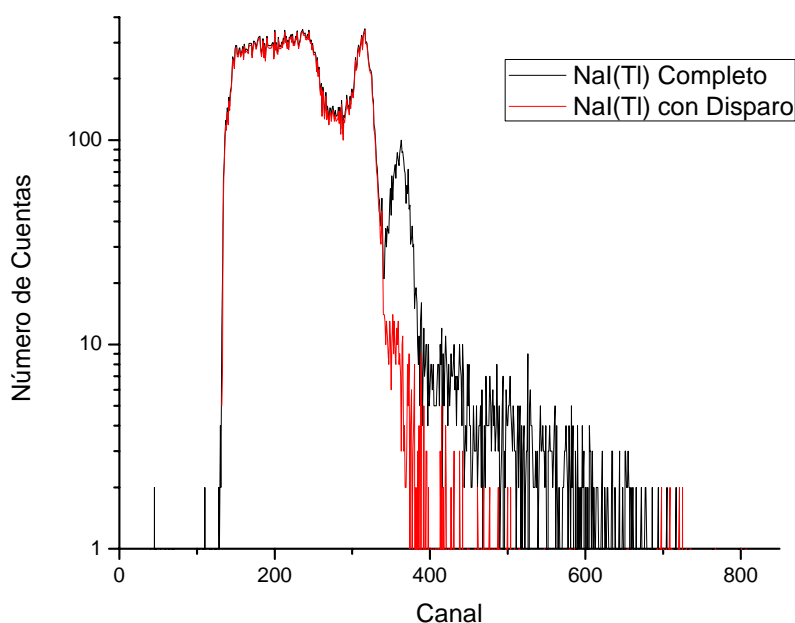


Figura 5.1 Espectros de la fuente de ^{60}Co . El disparo se generó con la señal del Germanio.

Las distintas alturas se deben a a la eficiencia de cada detector.

De la *Figura 5.1* se observa que el disparo se formó con las señales provenientes a la gama de 1.33 MeV lo que provoca que en la señal proveniente del Nal(Tl) sólo se forme el pico asociado a la gama de 1.17 MeV y no el de 1.33 MeV. También obtuvimos el espectro del Germanio hiper-puro dependiente del disparo de él mismo; en este caso el pico que se forma es correspondiente a

las gamas de 1.33 MeV y el asociado a la energía de 1.17 MeV no aparece.

Las graficas en negro corresponde al espectro observado por el detector sin que este condicionado a un disparo. Al comparar este espectro con el obtenido a partir del disparo se observa claramente la desaparición de los picos mencionados en el párrafo anterior.

El funcionamiento es prácticamente el mismo aún usando como disparo la señal proveniente del detector formado por el fotomultiplicador y el NaI(Tl)

5.2 Correlación gamas plástico hexagonal centellador y NaI(Tl)

En el capítulo 2 se mencionó que la forma de interacción gama-materia depende del número atómico del material detector. En el caso de los plásticos centelladores el proceso de interacción dominante es el Efecto Compton debido a su pequeño número atómico.

Debido a la cercanía entre los picos generados por una fuente de ^{60}Co sólo se forma un *hombro Compton*, entonces sabremos que las gamas están correlacionadas si observamos algún cambio en el hombro.

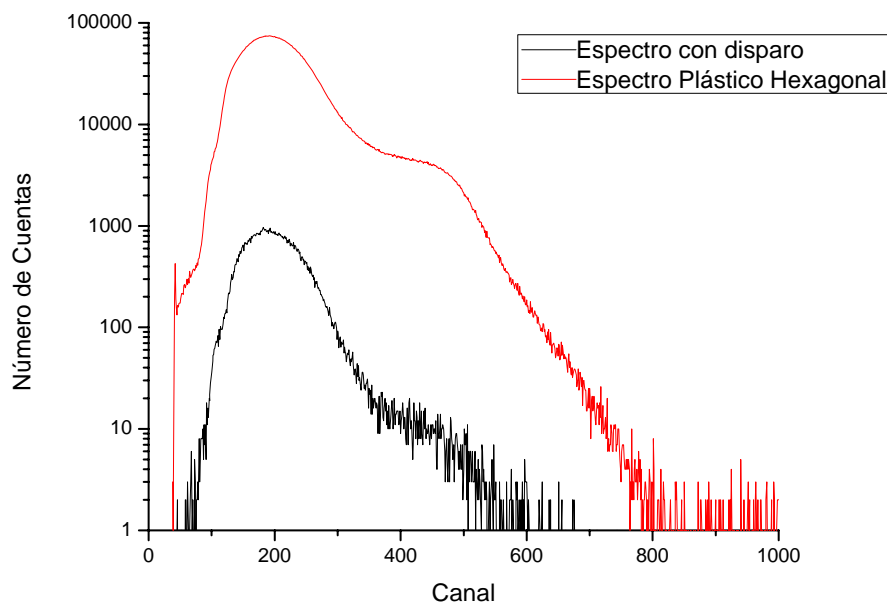


Figura 5.2 Correlación de fotones gama originados por una fuente de ^{60}Co .

En la gráfica de la *figura 5.2* se muestran dos espectros, el rojo corresponde al tomado sin la presencia del disparo generado

por la señal proveniente del detector de NaI(Tl) y el negro con la presencia del disparo. Se observa que la formación del *hombro Compton* no es tan precisa y no es apreciable observar un corrimiento.

El cambio en la altura se debe simplemente a que la probabilidad de que un detector vea la radiación al mismo tiempo que el otro es más baja que cuando simplemente estamos obteniendo un espectro.

Comprobamos que el detector y la electrónica asociada funcionan óptimamente.

5.3 Sensibilidad lineal a la posición

5.3.1 Plástico centellador hexagonal pulido

En cada uno de los espectros que se muestran en la *figura 5.3* se aprecia la dispersión Compton. La dependencia de los espectros respecto a la distancia entre la fuente de ^{60}Co y el fotocátodo se refleja en un corrimiento de los espectros.

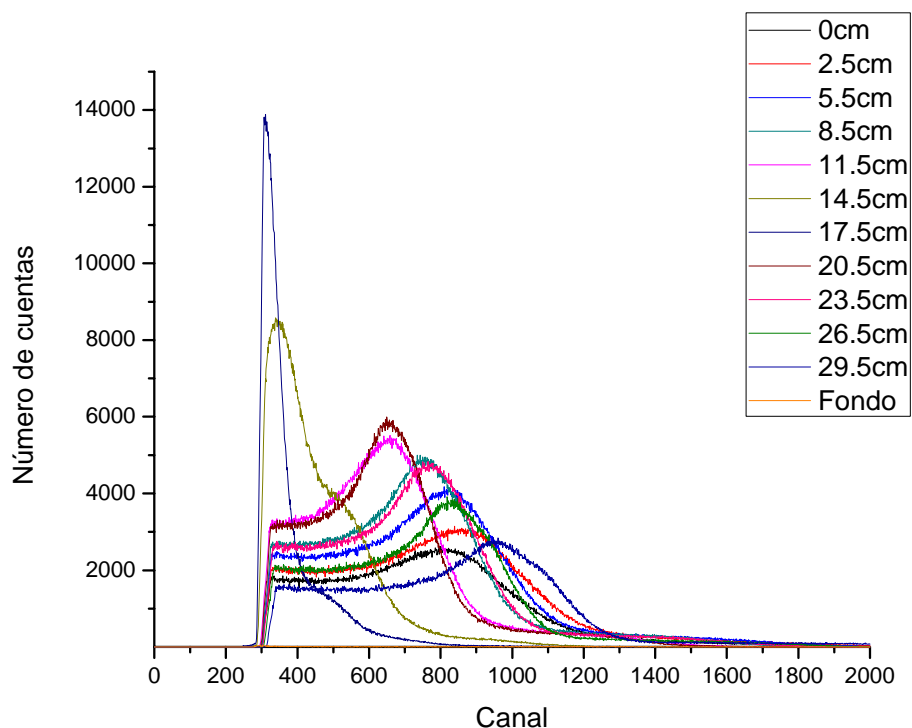


Figura 5.3 Espectro de energías de una fuente de ^{60}Co obtenidos con el plástico centellador hexagonal pulido. Cada espectro corresponde a una distancia entre la fuente y el fotomultiplicador.

En el experimento alejamos la fuente del fotomultiplicador. El efecto que esperábamos era el de corrimiento hacia los canales de más baja energía, pero no fue así. En la *Figura 5.3* se

puede apreciar que el máximo corrimiento se da en las distancias de 14.5cm y 17.5cm, las distancias subsecuentes sufren un corrimiento a los canales de altas energías traslapándose con los espectros de distancias mas pequeñas.

Con el paquete OriginLab8 obtuvimos el canal del *hombro Compton* para cada espectro. Los resultados se muestran en la *Figura 5.4*.

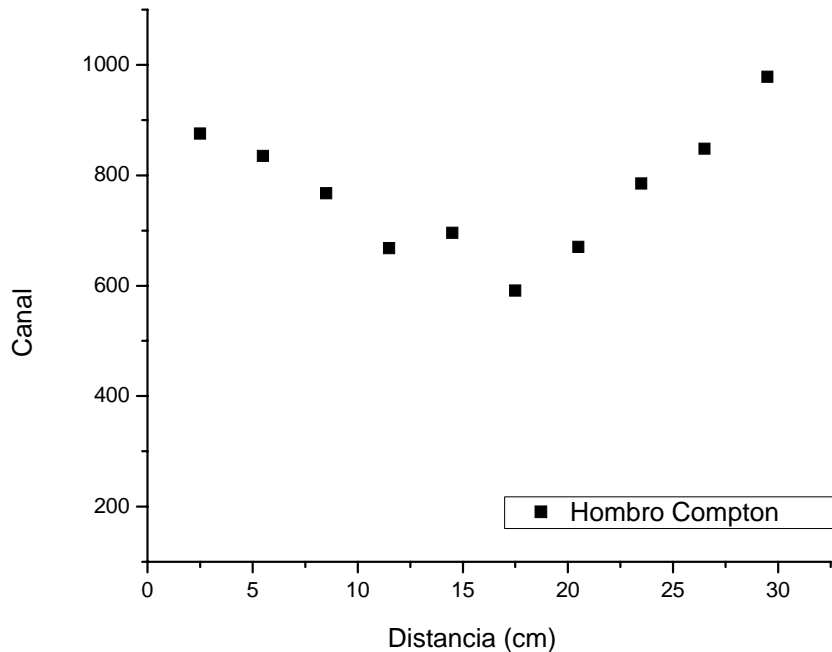


Figura 5.4 Dependencia del canal asociado al hombro Compton de cada espectro respecto a la distancia entre la fuente y el fotomultiplicador para el plástico centellador hexagonal pulido.

De la *Figura 5.4* se deduce que el centellador tiene sensibilidad a la posición de la fuente pero no es posible obtener información de la posición.

5.3.2 Plástico centellador hexagonal esmerilado

En la *Figura 5.5* se presentan los espectros obtenidos con el plástico centellador hexagonal esmerilado. En este caso el corrimiento para todos los espectros es hacia los canales de baja energía conforme la fuente se aleja más del fotomultiplicador.

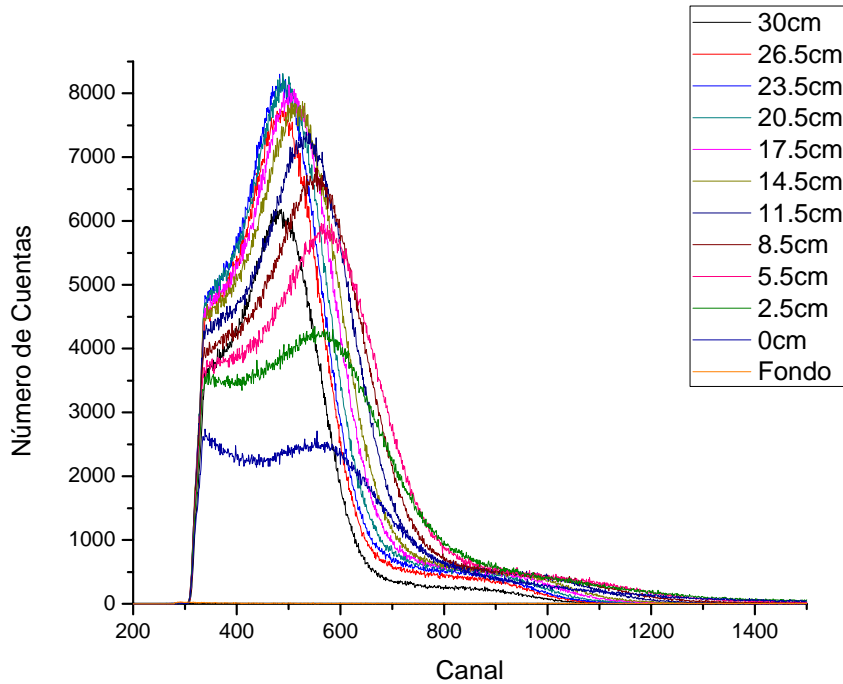


Figura 5.5 Espectros obtenidos con el plástico centellador hexagonal asociados a la fuente de ^{60}Co .

Al comparar los espectros de la *Figura 5.5* con los de la *Figura 5.3* se puede apreciar un cambio en la forma del espectro, pero el hombro Compton sigue presente, el cambio es debido al esmerilado de la contracara del acoplamiento ya que implica un cambio en la geometría del plástico centellador.

Al igual que en la sección anterior obtuvimos los canales respectivos a cada hombro Compton que se muestran en la *Figura 5.6*.

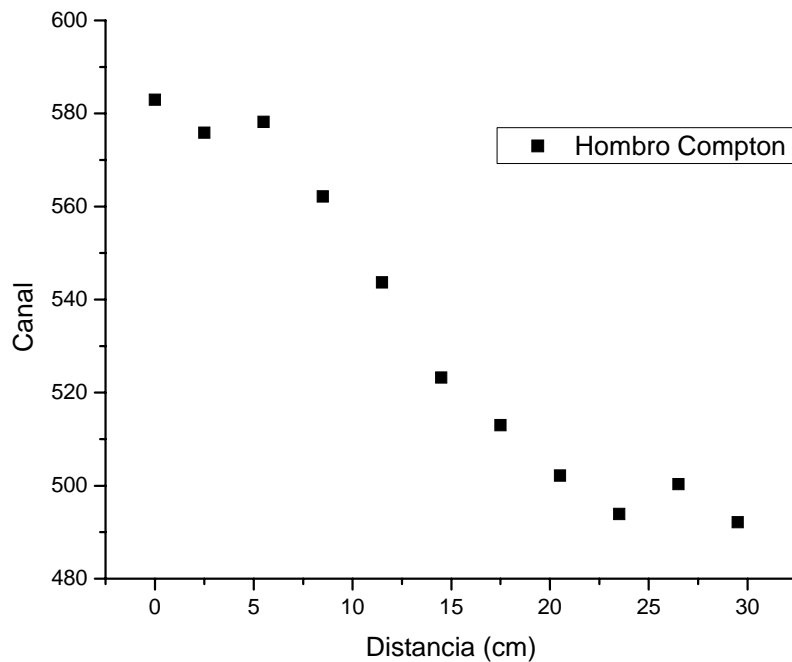


Figura 5.6 Gráfica que muestra el número de canal correspondiente al hombro Compton para cada espectro como función de la distancia entre la fuente de ^{60}Co y el fotomultiplicador.

La cantidad de luz proveniente del plástico centellador que absorberá el fotomultiplicador depende de los ángulos sólidos aceptados en la cara de recolección ya que las distancias en las que estamos trabajando son menores que la longitud de atenuación intrínseca del material. Se realizó un cálculo de Monte-Carlo [45] con un millón de eventos por posición y considerando el diámetro de 7.6cm del fotocátodo de los fotomultiplicadores RCA, los resultados se muestran en la *Figura 5.7*.

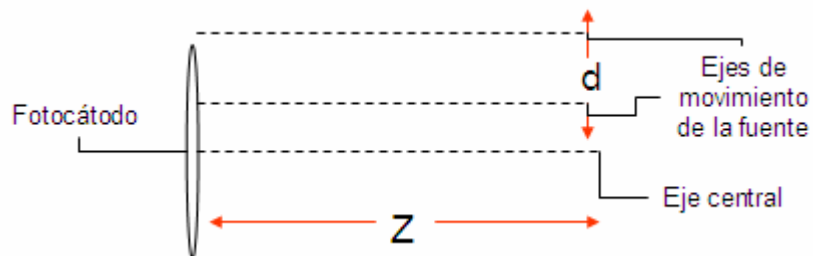


Figura 5.7 Diagrama de los parámetros considerados para el cálculo Monte Carlo.

En la gráfica de la *Figura 5.8* se presenta la evolución del ángulo sólido como función de la distancia Z perpendicular al fotocátodo del fotomultiplicador, cuando el eje en el que se mueve

la fuente es perpendicular al plano del fotocátodo pero paralelo al eje central.

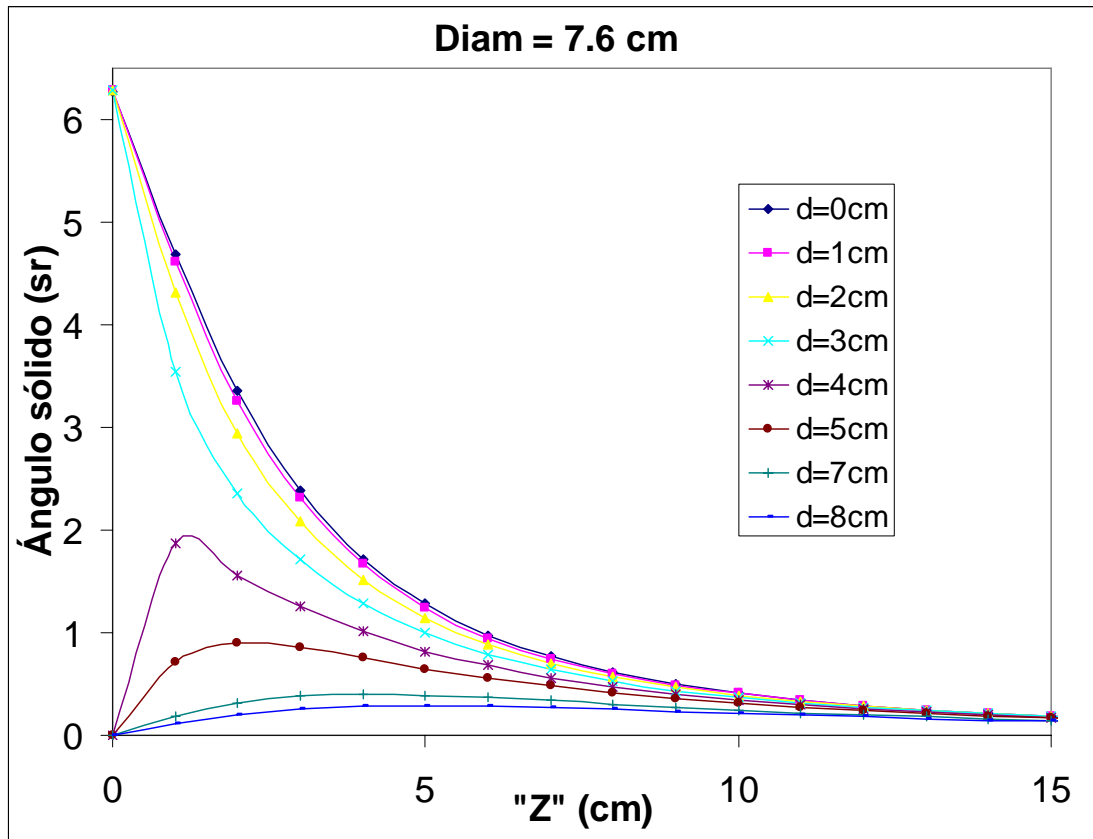


Figura 5.8 Evolución del ángulo sólido respecto al eje de movimiento de la fuente. La distancia d nos indica la distancia entre el eje central del fotocátodo y el eje de movimiento de la fuente. " Z " es la distancia entre la fuente y el fotocátodo

Se puede observar que mientras la distancia entre el eje de movimiento de la fuente y el eje central es menor que el radio del fotocátodo del fotormultiplicador la evolución del ángulo sólido es una función monótona decreciente. Mientras más acercamos la fuente al fotocátodo ($z \rightarrow 0$) el ángulo sólido tiende a 2π .

Sin embargo si la distancia entre el eje central y el eje de movimiento es mayor que el radio del fotocátodo cuando $Z=0$ el ángulo sólido cae abruptamente a 0. Posteriormente crece hasta alcanzar un máximo y finalmente comienza a decrecer monótonamente respecto a la distancia Z .

En el experimento nuestro eje de movimiento se encuentra a una distancia aproximada de 5cm por lo cual para el ajuste no consideramos los puntos correspondientes a las primeras tres distancias Z (0cm, 2.5cm y 5.5cm).

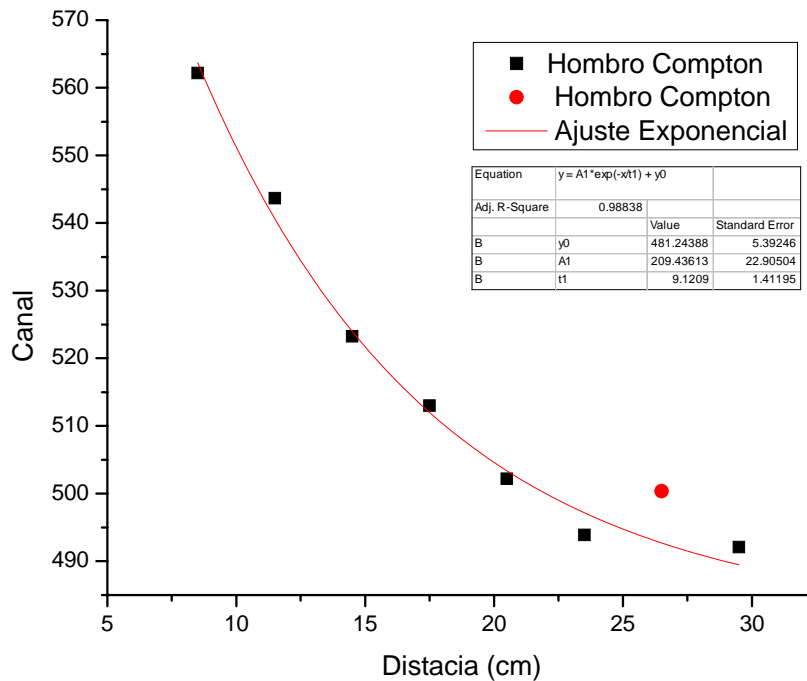


Figura 5.8 Para el centellador hexagonal esmerilado esta gráfica muestra el número de canal correspondiente al hombro Compton para cada espectro como función de la distancia entre la fuente de ^{60}Co y el fotomultiplicador. El punto rojo corresponde a la distancia de 26.5cm y no fue tomado en cuenta para el ajuste. La línea de tendencia corresponde a una ley de decaimiento exponencial.

El punto correspondiente a $Z=26.5\text{cm}$ tampoco fue considerado por el comportamiento anómalo que presenta.

5.3.3 Plástico centellador hexagonal esmerilado y con colimador.

Al utilizar el colimador para obtener los espectros de energía, el número de cuentas por segundo se redujo en un 50% en comparación del número de cuentas registradas sin la presencia del colimador. Debido a esto programamos la tarjeta MCDLap para que el número de canales totales fuera de 512 canales. En la Figura 5.9 se muestran los espectros obtenidos.

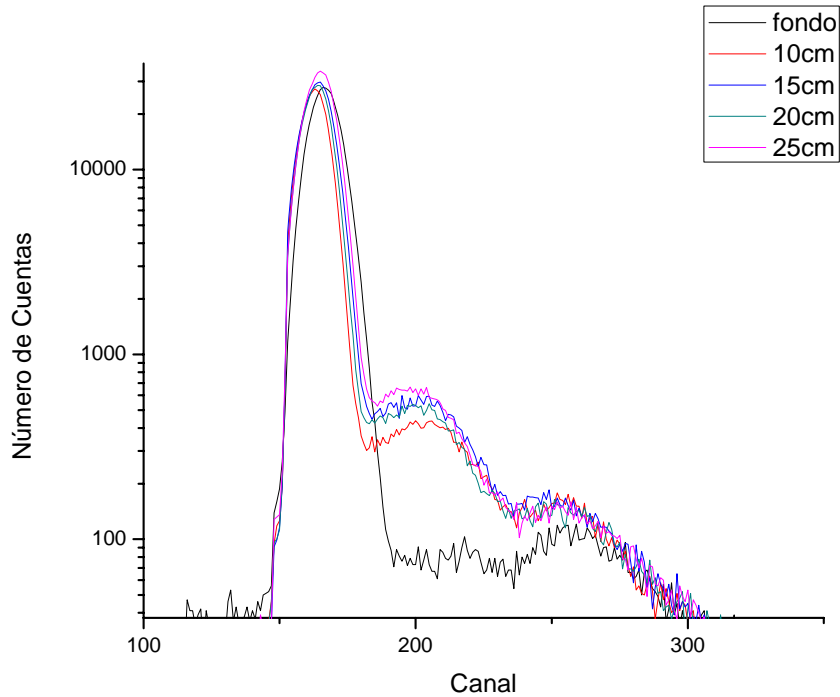


Figura 5.9 Espectros de energía tomados con el centellador hexagonal esmerilado y la fuente de ^{60}Co dentro del colimador.

Para los espectros obtenidos con este montaje (fuente de ^{60}Co dentro del colimador) no es evidente el corrimiento de los canales conforme la distancia entre la fuente y el fotomultiplicador a diferencia de los espectros mostrados en las secciones 5.3.1 y 5.3.2 por lo cual calculamos el centroide neto (media de la gaussiana asociada al espectro) y la anchura de cada espectro con el paquete UPAK (con el programa DAMM).

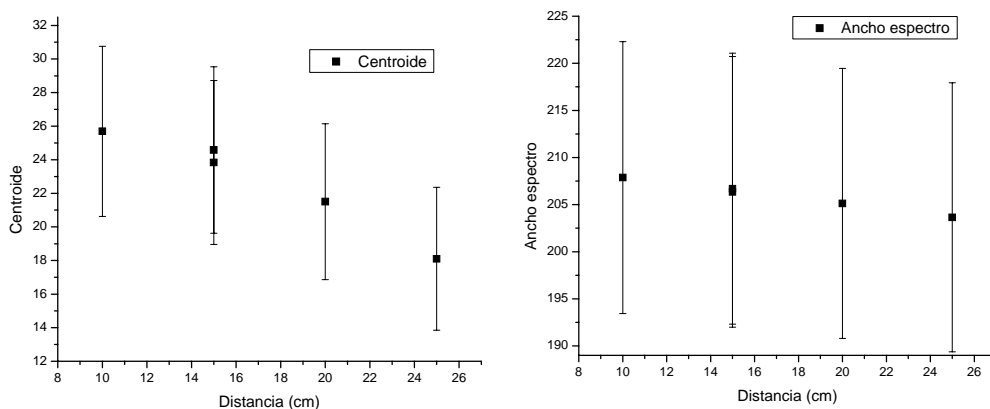


Figura 5.10 Sensibilidad a la posición del centellador hexagonal con la fuente de ^{60}Co . a) Centroide b) Ancho del espectro.

En el cálculo de Monte-Carlo mostrado en la sección 5.3.2 se puede apreciar que cuando $d > 6\text{cm}$ la variación en el ángulo

sólido es mínima. Para el experimento anterior d era aproximadamente de 5cm, en este caso d es de aproximadamente 9cm ya que la fuente esta dentro del blindaje-colimador lo que puede explicar el nuevo comportamiento de los espectros ya que al realizar un ajuste exponencial a las graficas de la *Figura 5.10* el coeficiente de atenuación era negativo para ambos casos.

El error asociado a cada uno de los puntos es puramente estadístico.

5.3.4 Placa de plástico centellador

Para el caso de la placa de plástico centellador los espectros cambian radicalmente de forma respecto a los obtenidos con los centelladores hexagonales.

En los espectros que se muestran en la *Figura 5.11*, no se termina de formar el hombro Compton posiblemente debido a la gran perdida de información luminosa debido al tamaño de la placa.

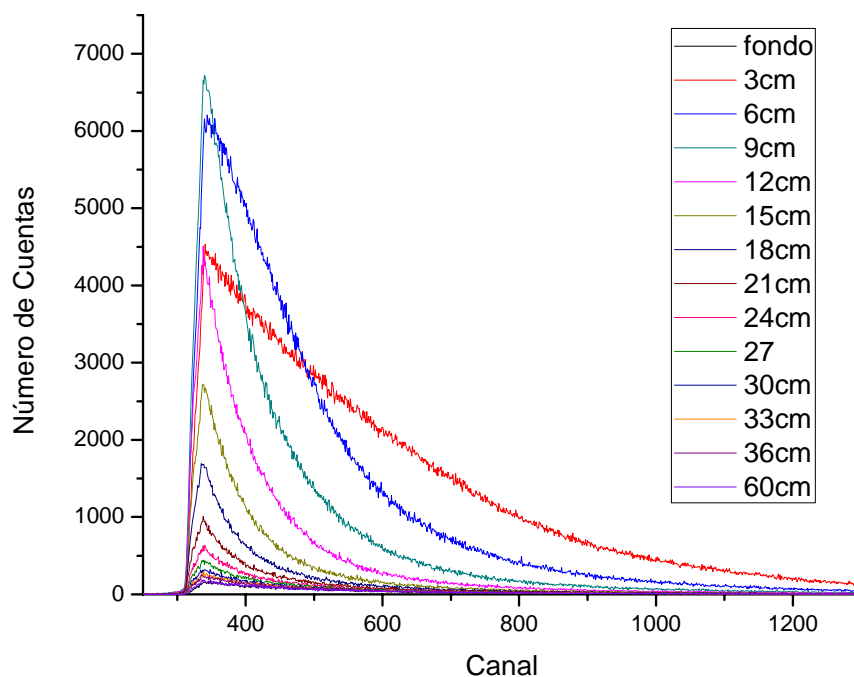


Figura 5.11 Esta gráfica presenta los espectros obtenidos para distintas distancias en la configuración de la placa de plástico centellador.

En la grafica se puede apreciar de nuevo el efecto de la variación del ángulo sólido con la distancia. En esta configuración

la distancia entre el eje de movimiento de la fuente y el eje central es un poco mas pequeña que el radio del fotocátodo, lo que provoca el comportamiento anómalo del espectro asociado a la distancia $Z= 3\text{cm}$.

Para poder analizar los espectros obtuvimos las integrales de cada uno de los espectros, los resultados se muestran a continuación.

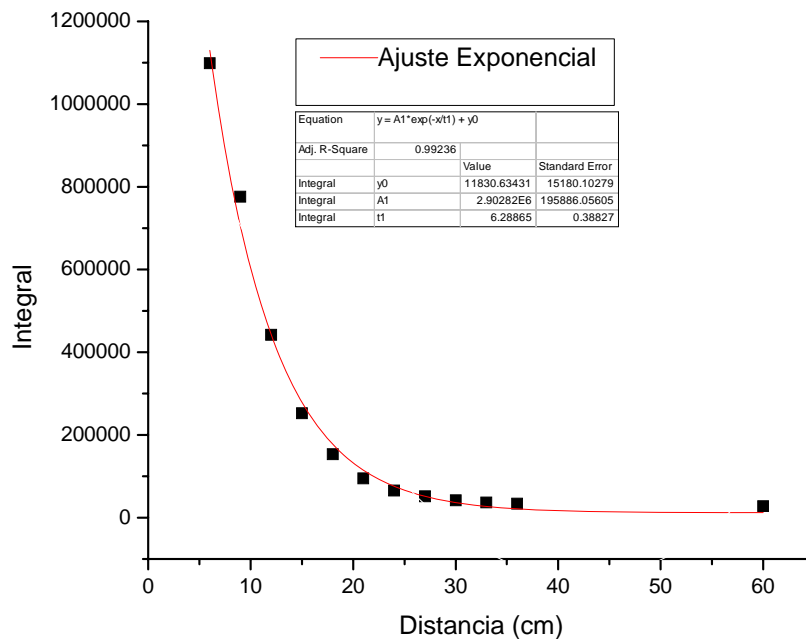


Figura 5.12 Integrales de los espectros obtenidos con la placa centelladora en función de la distancia que hay entre la fuente y el fotocátodo.

El ajuste que realizamos fue de tipo exponencial. El coeficiente de atenuación asociado a la placa es de 6.289 ± 0.388 cm; el error estándar nos da la resolución a la posición de la placa.

La incertidumbre asociada a cada integral es un error estadístico, no es apreciable ya que su valor es muy pequeño comparado con el valor de las integrales (menor al 1%).

5.4 Resultado fotomultiplicadores Thorn EMI

5.4.1 Funcionamiento y calibración

El procedimiento que se explico en la *sección 4.5.1* se realizó para 12 fotomultiplicadores. En esta apartado presentaremos solo los resultados de uno de ellos ya que los demás resultados son análogos.

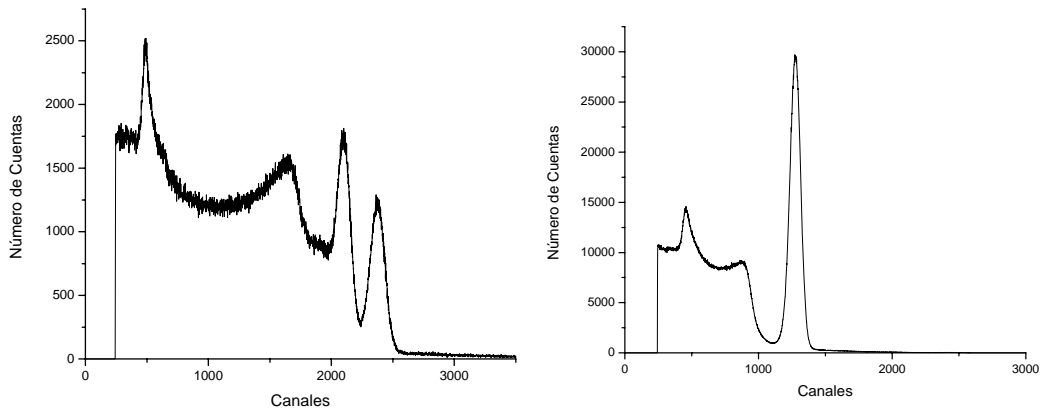


Figura 5.13 Espectros de energía obtenidos con los fotomultiplicadores EMI 9903KA. a) Espectro de la fuente de ^{60}Co
 b) Espectro de la fuente de ^{137}Cs .

Con el programa OriginLab8 se encontró la posición respectiva de cada uno de los picos. El valor de la energía de los fotopicos para cada una de las fuentes radioactivas es:

Fuente	Energía
^{60}Co (Primer Pico)	1.17 MeV
^{60}Co (Segundo Pico)	1.33 MeV
^{137}Cs	0.66 MeV

Para calibrar el fotomultiplicador a cada canal correspondiente a un pico se le asoció la energía adecuada, y se realizó un ajuste lineal.

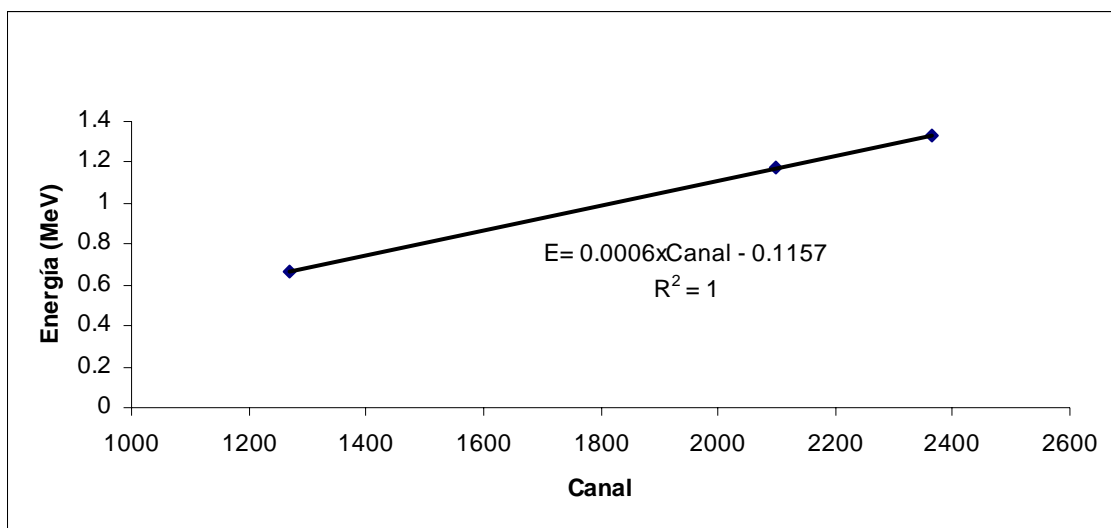


Figura 5.14 Gráfica de la calibración del fotomultiplicador EMI 99003KA. El ajuste es únicamente lineal.

5.4.2 Influencia de Guías de luz y Blindaje Magnético

El tiempo de adquisición de datos para cada uno de los montajes mostrados en la sección 4.5.2 fue de 300seg

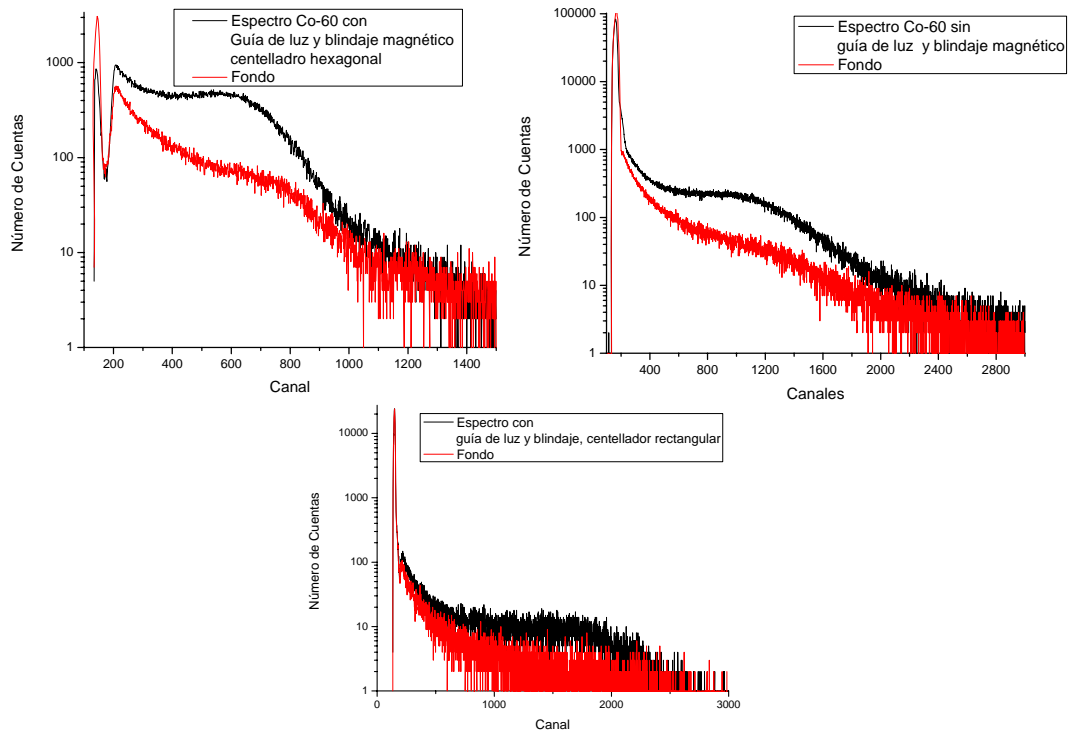


Figura 5. 15 Espectros obtenidos con las tres configuraciones que se muestra en la Figura 4.19.

Con la configuración con la que obtuvimos una mejor resolución fue la del centellador hexagonal+guía de luz+blindaje magnético. Podemos observar en la *Figura 5.15 a)* el hombro Compton muy bien definido y una gran diferencia respecto al fondo. Para la configuración b) obtuvimos el mayor número de cuentas por segundo.

Graficamos conjuntamente los espectros obtenidos por las configuraciones a) y b), no tomamos en cuenta la c) ya que las ganancias tuvieron que ser modificadas para la obtener sus respectivos espectros.

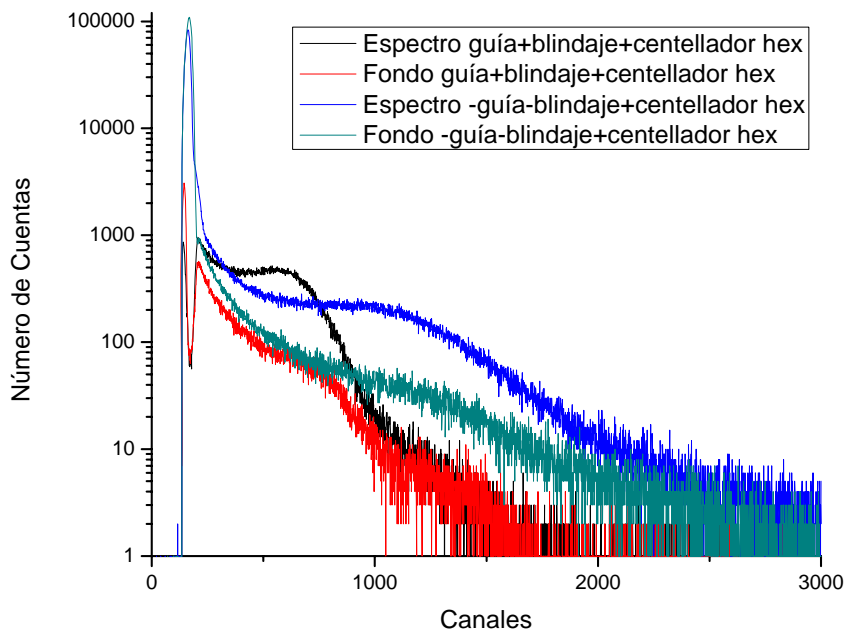


Figura 5.16 Gráfica para comparar los espectros obtenidos con guía de luz y blindaje (rojo y negro) con los obtenidos sin guía de luz ni blindaje (azul y gris)

De los espectros mostrados en la *figura 5.16* es posible apreciar que la presencia de la guía de luz se refleja en un corrimiento del espectro hacia los canales de baja energía

Se procedió análogamente para el caso de los dispositivos mostrados en la *Figura 4.20*. Para las tres configuraciones las ganancias de los amplificadores fue la misma.

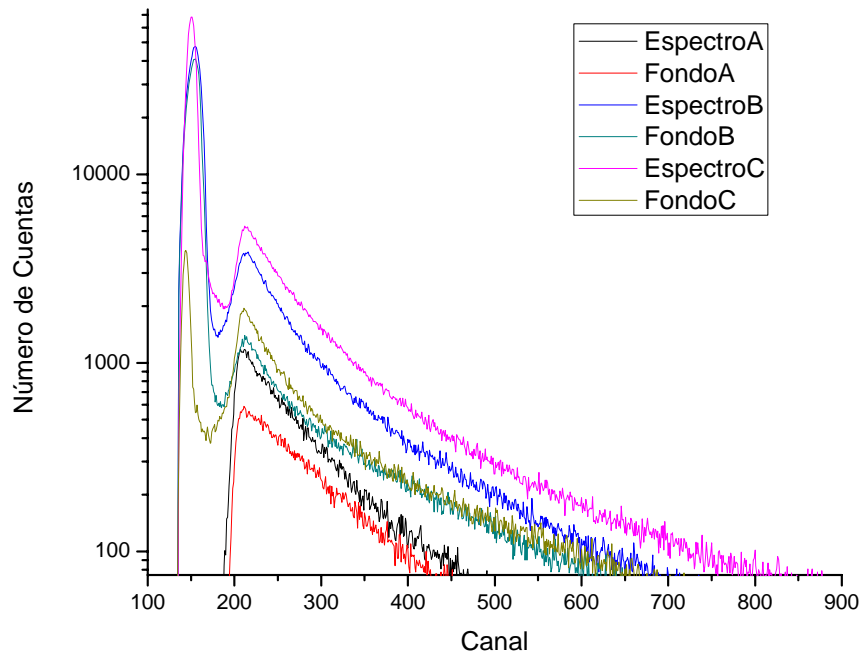


Figura 5.17 Gráfica de la influencia de la presencia de la guía de luz y el blindaje magnético para la toma de espectros en la placa de plástico centellador. Los espectros A corresponde al Fotomultiplicador 1 de la figura 4.20, los B al 2 y los C al 3.

El cambio en el tamaño del espectro correspondiente al fotomultiplicador 1 puede explicarse por la ganancia asociada a cada fotomultiplicador. Podemos observar que en el caso de la placa centelladora la presencia de la guía de luz y del blindaje magnético no son apreciables.

5.5 Sensibilidad en dos dimensiones

5.5.1 Placa centelladora con fotomultiplicadores RCA

Con los programas 2 y 3 que se mostraron en la *sección 4.3.1* se adquirieron los datos para la placa centelladora.

El uso del programa OriginLab fue vital para la obtención de los espectros finales ya que con él obtuvimos matrices correspondientes a los datos acumulados, la implementación de este paso a los programas ya antes mencionados fue desechada por la velocidad de procesamiento que implicaba.

Los resultados que se presentaran en esta sección son únicamente cualitativos.

La manipulación que se les dio a los datos obtenidos con LabVIEW fue convertirlos en una matriz de 4096x4096 para así obtener un mapeo estadístico que se muestra en la *Figura 5.18*.

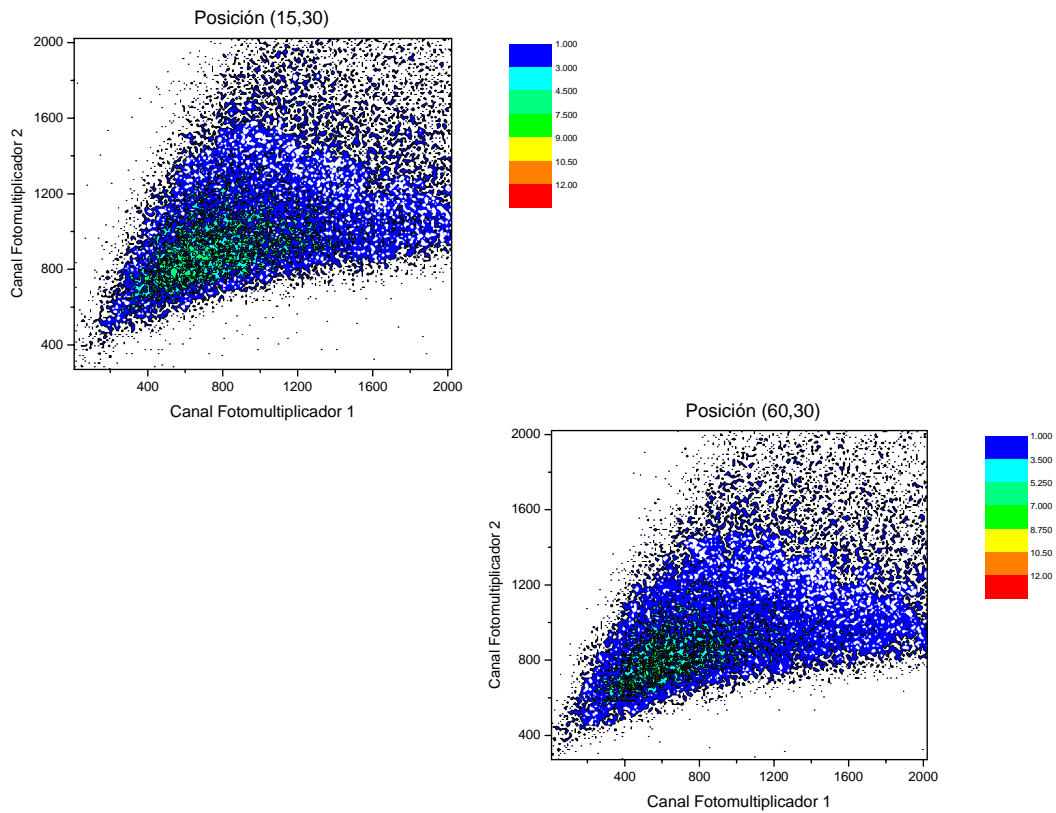


Figura 5.18 Mapeo estadístico de dos distintas posiciones en la placa centelladora.

De los mapeos que se muestran en la *Figura 5.18* no se puede apreciar fácilmente un cambio respecto a la posición por lo cual decidimos realizar proyecciones en cada uno de los ejes para observar el movimiento de cada coordenada. La abscisa corresponde al fotomultiplicador 1 y la ordenada al fotomultiplicador 2

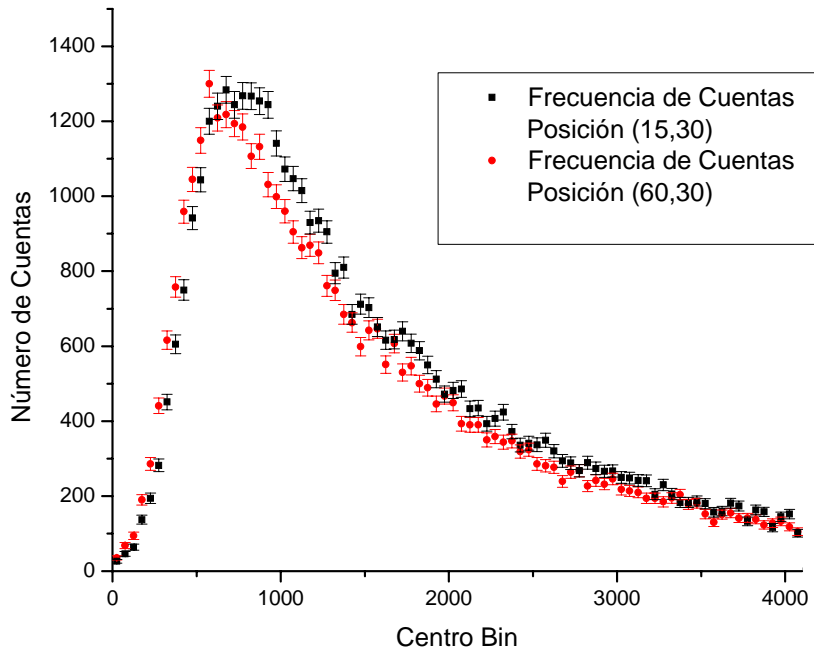


Figura 5.19 Proyección de los espectros correspondientes al Fotomultiplicador 1 para los puntos (15,30) en negro y (60,30) en rojo

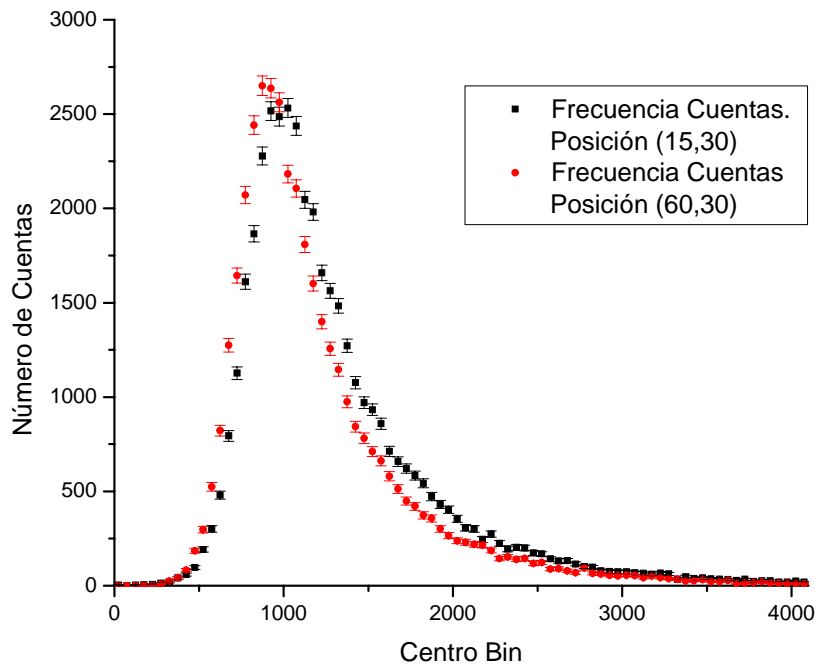


Figura 5.20 Proyección de los espectros correspondientes al Fotomultiplicador 2 para los puntos (15,30) en negro y (60,30) en rojo.

En cada una de las proyecciones se aprecia un cambio en los espectros con respecto a la posición. En el caso del fotomultiplicador 1 (*Figura 5.19*) el corrimiento es hacia los canales de baja energía, el tamaño del espectro no cambia. Para el fotomultiplicador 2 el corrimiento es hacia los canales de alta energía.

Se han realizado simulaciones para ver la resolución a la posición en placas de gran tamaño. La simulación que se presenta en la *Figura 5.21* corresponde a una placa con las esquinas cortadas a 45° y en cada una de ellas un fotomultiplicador esta acoplado ópticamente. En la mayor parte de la placa la resolución en la posición es menor o igual a ± 1 cm, las regiones que están mas cerca de los fotomultiplicadores presentan menor resolución desde ± 2 cm hasta ± 5 cm o mayores.

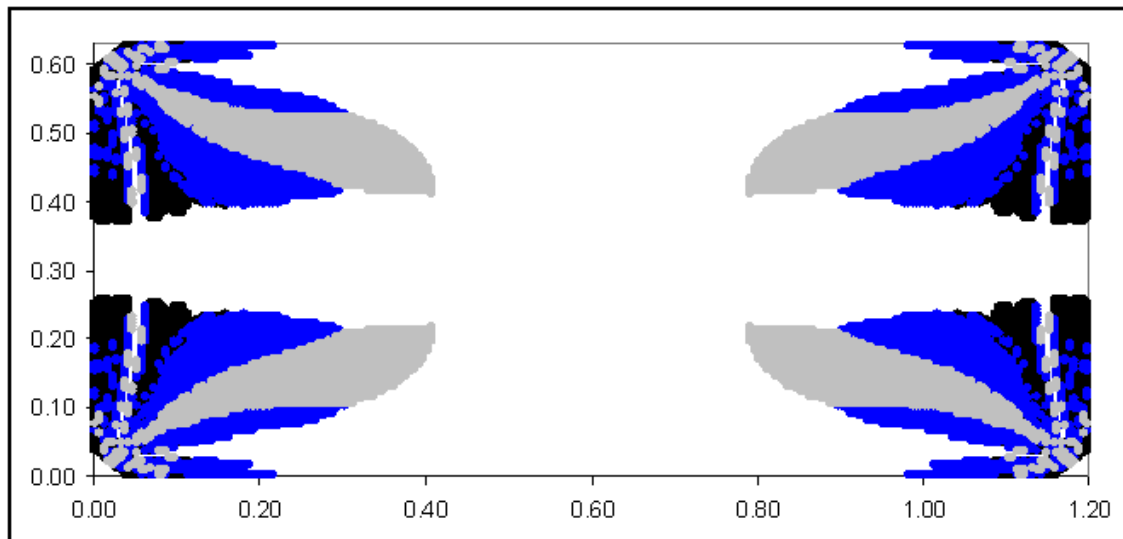


Figura 5.21 Simulación de una placa centelladora “vista” por 4 fotomultiplicadores ubicados en las esquinas que están cortadas a 45°. Se considera una resolución en la altura del pulso del 1%. La información de la sensibilidad con una eficiencia mejor que 1cm se da en la mayor parte de la placa, cerca de los fotomultiplicadores al eficiencia se degrada entre 2-5cm mientras mas nos acercamos a los fotomultiplicadores y a los extremos de la placa [46].

Las medidas que tomamos en los otros puntos no nos dieron la información necesaria para crear un algoritmo para el detector. Pretendemos acoplar 8 fotomultiplicadores Thorn EMI 9003KA a la placa y realizar un nuevo mapeo que nos permita desarrollar el algoritmo para determinar la posición de la fuente en la placa.

El diseño y la construcción del soporte necesario para el acoplamiento de los detectores ya esta construyéndose en el taller del IFUNAM,

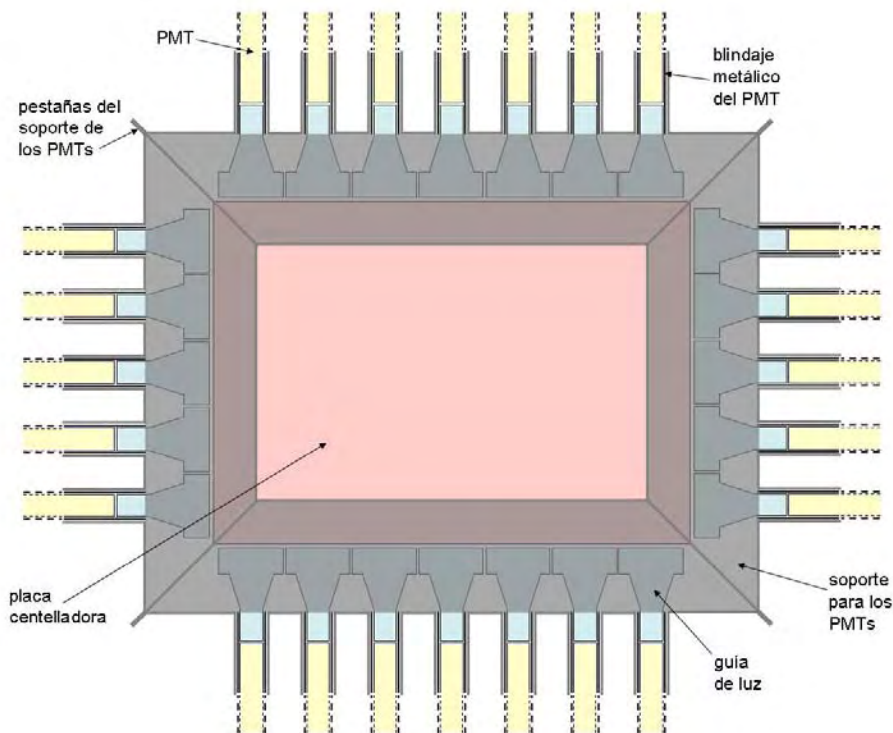


Figura 5.21 Diseño del soporte para la placa de plástico centellador.

Se diseñó para poder acomodar 8 fotomultiplicadores en distintas configuraciones.

5.6 Recubrimiento del detector

El cambio en las intensidades de la luz fue gradual, ya que debemos conservar la integridad del fotomultiplicador. El espectro rojo que se muestra en la *Figura 5.22* corresponde a un espectro de fondo con la luz del cuarto oscuro encendida, en la grafica comparamos este fondo con el que se obtiene con la luz apagada y podemos observar la disminución de éste debido a la presencia del recubrimiento.

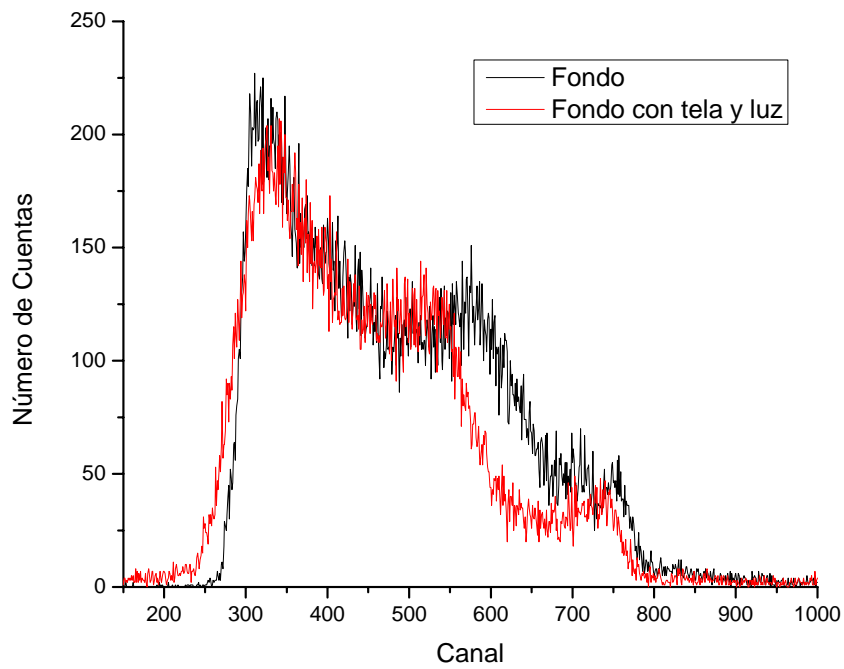


Figura 5.22 El espectro rojo fue tomado con el detector forrado con la tela dorada y la luz prendida. El espectro negro fue tomado con el detector sin recubrimiento y las luces apagadas.

CAPÍTULO 6. CONCLUSIONES

La realización del experimento de correlación de gamas nos permitió crear las bases de un detector de gran tamaño sensible a la posición en dos dimensiones, ya que para poder obtener resultados fue necesario conocer a fondo el uso de módulos lógicos. Gracias a este experimento observamos el comportamiento de la radiación gama en un plástico centellador.

La dependencia de los resultados obtenidos con la geometría del detector es de gran importancia. En el caso de los prismas hexagonales el hecho de que la contracara del acoplamiento estuviera pulida anulaba cualquier tipo de información acerca de la posición de la fuente ya que se presenta el fenómeno de reflexión el cual incrementa la cantidad de luz detectada por el fotomultiplicador. Sin embargo al esmerilar la cara se obtiene información de la posición de la fuente aunque se pierde intensidad.

A diferencia de los detectores con geometría hexagonal el detector formado con la placa da información de la sensibilidad a la luz aún sin que las paredes del plástico estén esmeriladas.

Para cada una de las geometrías encontramos sensibilidad lineal a la atenuación siguiendo una ley de decaimiento exponencial, a cada geometría le corresponde un coeficiente lineal de atenuación distinto; para el centellador hexagonal de 9.1209 ± 1.41195 centímetros y para la placa de 6.28865 ± 0.38827 centímetros. El hecho de que no sean iguales entre sí, además de que también difieran de la longitud de atenuación intrínseca del material centellador (210cm), nos dice que el principal factor de la dependencia lineal no es la absorción intrínseca. Observamos que en la placa tenemos más resolución que en el hexágono.

La implementación de un colimador de plomo de aproximadamente 4cm trajo como consecuencia un cambio en el comportamiento a la posición en la geometría hexagonal, a los resultados obtenidos con la colimación no fue posible ajustarles una exponencial, tienen una tendencia lineal, debido a que el cambio en el ángulo sólido es muy pequeño al variar la distancia entre la fuente y el fotomultiplicador. En el caso de la placa el número de cuentas se vio drásticamente disminuido al grado que no había diferencia entre el fondo y la presencia de la fuente, por tal motivo no utilizamos el colimador para los resultados tomados con dos fotomultiplicadores en la placa.

Observamos que el uso de guías de luz en centelladores pequeños tiene como consecuencia corrimientos de los espectros, así como cierta pérdida de eficiencia, mientras que para el caso

de la placa centelladora la presencia de guías de luz no es relevante. Acerca de la influencia del blindaje magnético no se observan cambios en ninguno de los centelladores ya que en el ambiente en donde desarrollamos los experimentos no hay presencia de campos magnéticos que puedan afectar nuestras mediciones.

Los errores experimentales presentados son de puro origen estadístico y de magnitud muy pequeña. A los resultados correspondientes al número de canal solo podemos asociarles errores sistemáticos.

Determinamos que el mejor recubrimiento para el detector es una tela de material PVC, con la cual fue posible obtener espectros de fondo, los cuales tenían menor intensidad que aquellos que obtuvimos en el cuarto oscuro y los plásticos centelladores cubiertos con una tela negra. La tela PVC nos permitirá realizar experimentos en espacios abiertos sin tener que exponer los tubos fotomultiplicadores a la luz y con un espectro de fondo pequeño.

Es posible obtener información sobre la posición de radiación incidente en una placa centelladora de gran tamaño a través del método de atenuación de la luz, las limitaciones que pueden presentarse se deben principalmente a las variaciones del ángulo sólido y al número de fotomultiplicadores a los que se tenga acceso.

Encontramos resultados cualitativos acerca de la sensibilidad en dos dimensiones en la placa centelladora. En estos momentos contamos con suficientes fotomultiplicadores y electrónica asociada con los cuales esperamos obtener en un futuro próximo el algoritmo final del detector en dos dimensiones.

En el aspecto de la adquisición de datos el factor que debemos mejorar es el largo periodo que se requiere para tener un número de cuentas que nos permita un buen análisis y errores estadísticos pequeños. Pretendemos disminuir el tiempo de captura creando un programa de adquisición de datos en lenguaje C.

ÁPENDICE A. CARACTERÍSTICAS DE LA INSTRUMENTACIÓN PROPIEDADES DE LOS PLÁSTICOS CENTELLADORES.

Centellador inorgánico: NaI(Tl) [47].

Cristal + Activador	NaI (99.8%)	Tl (0.2%)
Centellador Inorgánico	NaI(Tl)	
Índice de Refracción	1.85	
Tiempo de Decaimiento Primario (nseg)	250	
Longitud de Onda de Máxima Emisión (nm)	415	

Centellador orgánico: BC-408 [47].

Un plástico centellador es el resultado de un centellador orgánico disuelto con otros materiales en un disolvente, los cuales posteriormente se polimerizan.

PLÁSTICO	BC-408
Base	Poliviniltolueno
Índice de Refracción	1.58
Tiempo de Formación Pulso (nseg)	0.9
Tiempo de Decaimiento (nseg)	2.1
Ancho de Pulso (nseg)	2.5
Longitud de Onda de Máxima Emisión (nm)	425
Longitud de Atenuación intrínseca (cm)	210

PROPIEDADES FOTOMULTIPLICADORES

Fotomultiplicadores RCA4523 [48]

Diámetro ventana	7.5 ± 0.0025 cm
Diámetro Fotocátodos	2 in.
Intervalo de Respuesta Espectral	4000 Angstroms
Material del Fotocátodo	Cs-K-Sb
Material Ventana	Corning No. 0080
Índice de refracción de la ventana (4360 Angstroms)	1.523
Número de Dinodos	10
Configuración Dinodos	Veneciana
Material Dinodos	BeCu [49]
Cable coaxial (Señal de salida)	BNC

Fotomultiplicadores THORN EMI 9903KA

Diámetro ventana	3 ± 0.0025 cm
Intervalo de Respuesta Espectral	--
Material del Fotocátodo	

Material de la ventana	--
Número de Dinodos	--
Material de Dinodos	BeCu [49]
Cable coaxial (Señal de salida)	Lemo

No fue posible encontrar la información completa de los fotomultiplicadores Thorn EMI 9003KA.

Apéndice B. Programa FORTRAN. Simulación Monte-Carlo.

This is a Simple Monte Carlo simulation to calculate the solid angle of a circular photocathode. When a light source moves parallel to its normal, from the axial ($d=0$) direction towards an excentric direction, still parallel to the normal direction, up to 12 cm away.

Program solidangle

```
implicit none

integer k,nevents,ndet
integer io6
real theta, phi, zph, d
real asol
real diam,pi
data io6/16/
data pi/3.141592654/

open (unit=io6,file='solid.out',status='unknown')

nevents = 1000000
diam = 7.6

write(io6,200)'nevents= ', nevents

do d = 0, 8, 1          !loop on location of the excentric axes
parallel to "Z"
  zph = 30
  Do while (zph.gt.0.1) !loop on distance, from 60 to 0, step 5
cm.
    zph = zph - 1
    if (zph.eq.0) zph = 0.0001
    asol = 0.
    k = nevents
    Do while (k.gt.0)
      k = k -1
      ndet = 0
      call isotropic (theta,phi)
      call filter (theta,phi,d,zph,ndet,diam)
      if (ndet.gt.0) then
        asol = asol + 1
      end if
    end do
    asol = (4*pi) * asol / nevents
    write(io6,201) d, zph, asol
  end do
end do

200  format('d(cm), Zph(cm), solid angle(sr)',2x,'evs=',i9)
201  format (1x,5f10.2)

close (io6)
end

subroutine isotropic (theta,phi)

c  this subroutine produces an homogenous distribution.

implicit none
real theta,phi,pi,sn
```

```

c      double precision random

      data pi/3.141592654/

      theta = acos (rand())
      sn = rand()
      if (sn.gt.0.5) theta = pi-theta
      phi = 2.0 * pi * rand()

      return
      end

      subroutine filter (theta,phi,d,zph,ndet,diam)

      implicit none

      real theta, phi, x, y, r, tt, zph
      real pi
      real diam, d
      integer ndet

      data pi/3.141592654/

c      The photomultiplier has a circular photocathode of 7.6 cm.
c      with its center in x=-d, y=0, z=Z perpendicular to the z axis.
c      "d" is the distance to the z-axis of the excentric position of
the light source.

c      for geometrical construction, the source is placed on the right
(positive Z) relative
c      to the detector. So every theta<pi/2 goes right.. reject them
right away.

      if (theta.lt.pi/2) then
          ndet=0
          return
      end if
      r = zph/cos(theta)
      x = r * sin(theta) * cos(phi)
      y = r * sin(theta) * sin(phi)

      tt = (x-(-d))**2 + (y-0)**2
      tt = sqrt(tt)
      if (tt.lt.diam/2)then
          ndet = 1
      else
          ndet = 0
      end if
      return
      end

```


BIBLIOGRAFÍA

- [1] P. Vontobel, E. Lehmann, A. Ellenberger, E. Manfrin. *“Neutron tomography setup at sinq: status and first results”*.
- [2] K. Mishima, T. Hibiki, Y. Saito, H. Nakamura, M. Matubayashi. *“The review of the application of neutron radiography to thermal hydraulic research”* Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res., A 424 (1999) 66-72
- [3] G. Zaccai *“Neutron scattering in Biology in 1998 and beyond”*. Journal of Physics and Chemistry of Solids. Volume 60, Issues 8-9, (1999) 1291-129.
- [4] U.S. Department of Homeland Security Environmental Measurements Laboratory. <http://www.eml.doe.gov>
- [5] A. Frank, P. Van Isacker, J. Gómez-Camacho, *“Probing additional dimensions in the universe with neutron experiments”*, Phys Lett B 582 (2004) 15–20
- [6] J. B. Marion and J. L. Fowler, *Fast neutron physics*, Interscience Publishers, New York-London (1963).
- [7] R. Policroniades, A. Varela, G. Murillo, E. Moreno, E. Chávez, M. E. Ortiz, A. Huerta, *“Use of the associated particle technique for the measurement of neutron cross sections at small angles”*, Rev Mex Fis. S53 (3)(2007)74–77.
- [8] E. Chávez, A. Huerta, M. E. Ortiz, P. Rodríguez, F. Favela, D. Marín, E. Moreno, G. Murillo, R. Policroniades, A. Varela and L. Barrón-Palos. *“Neutron elastic scattering on Lead at 3.0 MeV”*. Rev Mex Fis, to be published.
- [9] R. Cherubini, G. Moschini, R. Nino, R. Policroniades and A. Varela, Nucl. Instr. and Meth. A 269 (1988) 623.
- [10] D. Markoff, V. Cianciolo, C. Britton, R. Cooper, y G. Greene. *Development of a Position Sensitive Neutron Detector with High Efficiency and Energy Resolution for Use at High-Flux Beam Sources*. Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology Vol. 110 No. 4 (2005)
- [11] M. Moon, U. Nam, C. Lee, V. T. Em, Y. Choi, J. Cheon, K. Kong. *Low efficiency 2-dimensional position-sensitive neutron detector for beam profile measurement*. Nucl. Instr. Meth. A 538 (2005) 592-596.
- [12] N. Vellezz, J.E. Assaf, A. Oed. *Two dimensional gaseous microstrip detector for thermal neutrons*. Nucl. Instrum Meth. A 392 (1997) 73-79.
- [13] G. Bruckner, A. Czermak, H. Rauch, P. Weilhammer. Nucl. Instr. Meth. A 424 (1999) 183-189
- [14] M. Bantel, R.G. Stokstad, Y.D. Chan, S. Wald, P.J. Countryman. *A two dimensional position-sensitive phoswich detector*. Nucl. Instr. Meth. 226 (1984) 394-404
- [15] B.Luther, T.Baumann, M.Thoennessen, J.Brown, P.DeYoung, J.Finck, J.Hinnefeld, R.Howes, K.Kemper, P.Pancella, G.Peaslee, W.Rogers, S.Tabor. *MoNA—The Modular Neutron Array*. Nucl. Instr. Meth. A 505 (2003) 33-35.

- [16] H. R. Schmidt, M. Bantel, Y. Chan, S.B. Gazes, S. Wald, R.G. Stokstad. *A segmented position-sensitive plastic phoswich detector*. Nucl. Instr. Meth. A 242 (1985) 111-116.
- [17] S. C. Curran. *Luminescence and the Scintillation Counter*. Academic Press Inc, 1953.
- [18] S. Niese *The discovery of organic solid and liquid scintillators by H. Kallmann and L. Herforth 50 years ago* Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol. 241, No. 3 (1999) 499-501.
- [19] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Son Inc.
- [20] R. D. Evans. *The atomic Nucleus*. Krieger, N.Y. 1982
- [21] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer –Verlag. Segunda Edición.
- [22] Jorge Rickards Campbell. *La física de las radiaciones en materia*. Dirección General de Divulgación de la Ciencia, UNAM.
- [23] R. L. Murray. *Nuclear Energy. An introduction to the Concepts, Systems and Aplications of Nuclear Processes*, Butterworth Heinemann, 1993.
- [24] Eric J. Hall. *Radiobiology for the Radiologist*, Ed. Lippincott Williams and Wilkins 2000.
- [25] A. Varela, R. Policroniades, E. Moreno, G. Murillo, E. Chávez, M.E. Ortiz, and A. Huerta. “*Comparative Study of n-gamma discrimination with liquid scintillation detectors of different size*”. Mex Nucl, 5(2004)35-40
- [26] Richard C. Fernow. *Introduction to experimental particle physics*. Cambridge University Press. pp 159-161
- [27] J. B. Birks. *Scintillation Counters*, McGraw-Hill, 1963
- [28] Claus Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge University Press. 1996
- [29] J.B.A. England. *Techniques in nuclear structure Physics*, Macmillan 1974.
- [30] E. Merzbacher, *Quantum Mechanics*, John Wiley and Sons 1970.
- [31] J.J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, Addison-Wesley 1994.
- [32] Xiaoguang Y. *A study of Light collection efficiency in scintillation detectors*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 1984.
- [33] <http://www.detectors.saint-gobain.com>
- [34] <http://www.nuclear.fis.ucm.es/>
- [35] Helmut Spieler. *Introduction to Radiation Detectors and Electronics*. 1999.
- [36] T. Jansson, R. Winston. *Liouville´s theorem and concentror optics*. J. Opt. Soc. Am. A. Vol. 3 No.1 1986.
- [37] <http://en.wikipedia.org/wiki/NIM>
- [38] http://en.wikipedia.org/wiki/BNC_connector
- [39] <http://www.lemo.com/index.jsp>,
http://en.wikipedia.org/wiki/Coaxial_cable

- [40] <http://www.ortec-online.com>
- [41] <http://www.fastcomtec.com>
- [42] E. Chávez L., A. Huerta H., R. Macias P., M. E. Ortiz S., E. Moreno B., G. Murillo O., R. Policroniades R. and A. Varela G, *Efficiency and Light Response Measurement of a Neutron Detector Using the AP Technique*. Mex. Nucl. 3-1(2002)9-13.
- [43] R. Monroy, E. Chávez, A. Huerta, R. Macias, M. E. Ortiz, L. Barrón, A. Ibañez, A. Varela, G. Murillo, R. Policroniades, and E. Moreno, “*Measurement of the Efficiency of a Neutron Detector Array*”, Proceedings Int. Conf., AIP 726(2004)237-8.
- [44] A. Huerta Hernández. *Un sistema de adquisición multiparamétrico y el estudio de las reacciones del tipo (n, α)* . Tesis en licenciatura en Física, Facultad de Ciencias, UNAM, 1998.
- [45] Deutsch, Leuangthong, Nguyen, Norrena, Ortiz, Oz, Pycrz, and Zanon. *Principles of Monte Carlo Simulation*. <http://www.ualberta.ca/~cdeutsch/MCS-course.htm>
- [46] A. Huerta, R. Guerrero, Q. Curiel, J. Huelgas, P. Rodríguez, F. Favela, D. Marín, M. E. Ortiz, L. Barrón, E. Chávez, E. Moreno, G. Murillo, R. Policroniades and A. Varela. *Working out the position resolution on large scintillating detectors, through the light attenuation method*, Revista Mexicana de Física, Aceptado 2007.
- [47] <http://www.detectors.saint-gobain.com>
- [48] http://www.electricstuff.co.uk/rca_4523.html
- [49] <http://www.sphere.bc.ca/test/photo-tubes.html#catalog>
- [50] Citation: W.-M. Yao et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 33, 1 (2006) and 2007 partial update for edition 2008 (URL: <http://pdg.lbl.gov>).