



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

---

---

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**“Position Reconstruction from Amplitude Detection  
Algorithm (PRADA)”**

**T E S I S**

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:**

**F Í S I C O**

**P R E S E N T A:**

**Antonio Tonatiúh Ramos Sánchez**



**DIRECTOR DE TESIS:**

**Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí**

**2015**

Ciudad Universitaria, D. F.



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.

Sinodales:

Dr. Ernesto José María de la Salette Belmont Moreno

Dr. Victor Manuel Velázquez Aguilar

Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí

Dra. Libertad Barrón Palos

Fís. Rafael Policroniades Rueda

*A mis padres y hermano.*

# Contenido

<b>1</b>	<b>INTRODUCCIÓN</b>	<b>6</b>
<b>2</b>	<b>NEUTRONES Y CONCEPTOS BÁSICOS.</b>	<b>10</b>
2.1	Clasificación de los flujos de neutrones	11
2.2	Interacción de los neutrones con la materia	12
2.2.1	Interacción de los neutrones rápidos	13
2.3	Sección transversal	13
2.3.1	Sección transversal de los neutrones	16
2.4	Fuente de Neutrones	17
<b>3</b>	<b>FOTOMULTIPLICADORES</b>	<b>17</b>
<b>4</b>	<b>DETECTORES DE CENTELLEO</b>	<b>20</b>
4.1	Centelladores Orgánicos [32]	22
4.1.1	Mecanismo de Centelleo en Orgánicos	22
4.2	Tipos de centelladores orgánicos	23
4.2.1	Cristales puramente orgánicos [32]	24
4.2.2	Soluciones de líquidos orgánicos [32]	24
4.2.3	Centelladores plásticos	24
<b>5</b>	<b>MONDE</b>	<b>25</b>
5.1	Momentum Neutron Detector	25
5.2	Motivaciones	26
5.3	Un nuevo algoritmo	29
<b>6</b>	<b>TRABAJO COMPUTACIONAL</b>	<b>31</b>
6.1	Desarrollo computacional en Fortran 90	31
6.1.1	Simulación de un evento de prueba	32
6.1.2	Reconstrucción de la posición para el evento de prueba	36
6.1.3	Eventos consecutivos	42
6.1.4	Resultados	49
<b>7</b>	<b>CONCLUSIONES</b>	<b>62</b>



## 1 Introducción

Febrero 27 de 1932, No. 3252, Vol. 129 de la revista *Nature*: “El editor no se hace responsable por las opiniones expresadas por los autores. Así como tampoco se compromete a mantener correspondencia con los escritores, ni de rechazar manuscritos para esta o cualquier otra parte de *Nature*. Estas son las palabras de apertura para el “parte aguas” de este trabajo, “*La posible existencia del Neutrón*”. Se propone la existencia de esta partícula como una teoría alterna del efecto Compton a los resultados de los experimentos realizados por Walther Bothe, Curie-Joliot y M. Joliot al registrar partículas que eran expulsadas con velocidades aproximadas de  $3 \times 10^9$  cm/seg al “golpear” Boro con partículas alfa [1, 2]. Hecho que haría ganar a Chadwick el premio Nobel de Física en 1935, siendo en ese mismo año cuando él y su estudiante de doctorado Maurice Goldhaber logran hacer el primer cálculo fiel de la masa del neutrón [3, 4]

Es a partir de este momento que se comienzan a proponer modelos neutrón-electrones; Werner Heisenberg es uno de los principales. Y así comienza a tomar importancia esta nueva partícula. En 1934 Enrico Fermi logra explicar el decaimiento Beta [5], y en ese mismo año bombardea elementos pesados utilizando neutrones para de esa forma inducir radioactividad. En 1938 recibiría el premio nobel de física “por su demostración de la existencia de nuevos elementos radiactivos mediante la irradiación de neutrones” y también por “sus descubrimientos de reacciones nucleares a través de neutrones lentos” [2]. En ese mismo año Otto Hahn, Lise Meitner y Fritz Strassman descubrirían la fisión nuclear [6].

Este descubrimiento marca un nuevo horizonte en el panorama de la física moderna, y es a partir de los trabajos de Enrico Fermi cuando empieza a adquirir una fuerza considerable. Es de esperarse que se vuelva indispensable el detectar así como generar a estas nuevas partículas. Gracias a su ausencia de carga pueden penetrar la materia tanto en el sentido macroscópico como en el microscópico [7]. Pues, es en efecto más fácil penetrar al núcleo con partículas neutralmente cargadas que con partículas alfa. Los neutrones se producen a través de reacciones pues no existen decaimientos naturales que los emitan; mientras que en el caso de los detectores, al ser los neutrones eléctricamente neutros, estos deben ser de algún material que permita aprovechar las interacciones que presentan los neutrones con la materia.

Los neutrones se clasifican de acuerdo a su energía, siendo el interés de este trabajo aquellos que posean energías de entre 1 y 20 MeV, denominados neutrones rápidos. Los detectores de este tipo de neutrones son empleados en una amplia cantidad de experimentos en física nuclear, entre los cuales se encuentran: estudios de dispersión elástica e inelástica de neutrones; reacciones de intercambio de carga; reacciones fotonucleares; fisión inducida por neutrones y más recientemente reacciones inducidas por núcleos radioactivos [7].

La detección de neutrones rápidos también tiene un rol importante en la espectroscopia y en el estudio de la estructura nuclear. En algunos casos, por ejemplo en una reacción (d, n) los neutrones son “testigos”, donde los estados nucleares finales se forman al añadir un protón al blanco  ${}^A_Z$  para formar estados en el núcleo  ${}^{A+1}_Z$ . Las distribuciones angulares de los neutrones proporcionan información del espín y paridad del estado en el núcleo residual. El

decaimiento de neutrones proporciona información adicional de la estructura de los estados altamente excitados [7].

Es importante hacer notar que los análisis teóricos sobre interacción de neutrones son más simples de entender sin la complicación de las funciones de onda de Coulomb. A veces para poder entender las interacciones nucleares, aún de la manera más simple, ayuda mucho el trabajar con partículas que no presentan carga. En estos aspectos, los neutrones rápidos han contribuido al crecimiento y desarrollo de la física nuclear [7].

Algunos de los desarrollos más importantes en física nuclear a partir de la detección de los neutrones rápidos son [7]:

- 1) Interacción núcleo-nucleón (modelo óptico).
- 2) Estructura nuclear.

Actualmente los detectores, a menudo con las mismas características que se han utilizado en los últimos 50 años, detectan neutrones rápidos a partir de otro tipo de reacciones. Si bien, las bases en los detectores no han cambiado mucho, ahora es posible hacer nuevas mediciones encaminadas a nuevas áreas debido a los avances en los aceleradores, en la electrónica, en la adquisición de datos y en los modelos de cómputo para los experimentos. Avances en los aceleradores tales como haces de iones pesados con buena intensidad, haces de isótopos radioactivos, haces con energías considerablemente altas, reacciones de cinemática inversa y fuentes de neutrones a energía continua han abierto muchos campos de estudio. Juntos con estos avances se utilizan arreglos de varios detectores con el fin ya sea de darle un mejor uso al tiempo del haz, medir la distribución angular de los neutrones, o hasta estudiar emisiones múltiples de neutrones y ver cómo están correlacionados los neutrones en energía y ángulo [7].

Algunos de los detectores más modernos alrededor del mundo se presentaron en el Congreso Internacional de Detectores y aplicaciones de neutrones rápidos que se llevó a cabo del 6 al 11 de Noviembre del 2011 en Ein Gedi, Israel. Entre los cuales se encuentran:

- El detector empleado en el acelerador ELBE en Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (Alemania). En el cual se estudian la dispersión inelástica de neutrones a partir del desarrollo de la medición de un doble tiempo de vuelo; se miden el neutrón dispersado y el fotón de emisión. Para la detección de neutrones se tiene un arreglo de cinco detectores “Rossendorf Low-Amplitude-Neutron” (RoLAND). Estos son detectores de plástico centellador hechos de barras de material EJ-200 con un metro de longitud y con una sección transversal rectangular de  $11 \times 42 \text{ mm}^2$ . Cuatro tubos fotomultiplicadores de tipo R2059-01 están ópticamente acoplados al final de cada una de las barras centelladoras [8].
- En el Instituto Politécnico de Rensselaer en Nueva York, U. S. A., se propone y construye un primer detector de estado sólido basado en los detectores de neutrones térmicos (esto pues en varias aplicaciones los detectores de neutrones térmicos y moderadores son usados en la detección de neutrones rápidos), tal que este pueda ser construido en varios tamaños a bajos costos, reduzca o elimine el uso del bias, tenga



una gran eficiencia en la detección de neutrones, poca sensibilidad a los rayos gama. Todo esto de tal manera que pueda “competir” con los detectores más actuales. Se pretende utilizar el detector en medios de poca radiación, tal que la radiación dañina al silicón semiconductor no sea un problema. También se pretende ligar a la tecnología más común en la industria del estado sólido para reducir aún más los costos [9].

- En ISIS (Didcot, U. K.), se encuentra en construcción una fuente de neutrones de fragmentación (ChipIr). Se requieren monitores de haz y espectrómetros para medir el flujo de neutrones en ChipIr en un rango de energías de varios MeV. Existen varios métodos para la detección de neutrones que se pueden emplear, sin embargo, en [10] se utilizan cristales de diamante como detectores SDD (Single-crystal diamond detector). Dada su alta movilidad como transportadores de carga, proporcionan un tiempo de respuesta, del orden de ns. Esa propiedad junto con la resistencia del material a la radiación los hace una opción considerable para los altos flujos de radiación, entre ellos los neutrones [10].

Estos entre otros como son: “Centelladores líquidos y compuestos (Centro Nacional para la investigación Nuclear, Polonia) [11]”; “Centelladores presurizados de  $^4\text{He}$  (Zurich, Suiza) [12]”; “Arreglos de dos tipo de detectores para medir el espectro de neutrones de la fisión rápida (Los Alamos, Livermore, U.S.A.) [13]”.

La dispersión elástica de neutrones a ángulos pequeños por núcleos pesados de espín cero es de interés vital en el contexto de una búsqueda para una teoría del todo (una que unifique todas las cuatro interacciones básicas) y para la teoría de cuerdas, como un instrumento de búsqueda para posibles desviaciones de la interacción gravitacional a muy pequeñas distancias (del orden de radios nucleares). Junto con el contexto anterior vienen de la mano los experimentos de neutrones con Plomo. La dispersión de estos en Plomo es un problema que ha estado bajo escudriño experimental por demasiado tiempo. Llevándose a cabo los primeros trabajos por H. H. Barschall, C. K. Bockelman, R. E. Peterson y R. K. Adair (1949) [14] en los cuales se mide la sección transversal total por neutrones rápidos y se encuentra que esta no varía de manera suave cuando se tienen neutrones con energías de dispersión de aproximadamente 70 keV; observaciones que son totalmente inesperadas.

Razón por la cual en [14] se lleva a cabo el mismo experimento con mayor resolución de energía y utilizando energías en un rango de 20 a 750 keV. Tomando como detector de neutrones un contador lleno con BF rodeado de parafina. Y la reacción  $\text{Li}(p, n)$  como productora de neutrones monoenergéticos a diferentes energías. Junto con el plomo se han llevado a cabo las mismas mediciones para otros elementos pesados, en [15] se llevan a cabo las mediciones de las secciones transversales para Se, Sr, Zr, Mo, Ba, Ce y Pb en la región de keV.

En [16] se lleva a cabo un análisis bastante amplio de la dispersión de neutrones a varias distribuciones angulares para un blanco de  $^{208}\text{Pb}$ , en un rango de energías de entre 1 y 4.1 MeV. Sin embargo, no se tomaron medidas para las secciones transversales diferenciales a ángulos menores de  $20^\circ$ . En el caso a  $0^\circ$  utilizaron mediciones previas del plomo “normal”

ya que a energías de 1.2, 2.2 y 3.2 MeV se conocen las secciones transversales medidas extrapoladas a cero. En la composición de este se tiene un 72% de  $^{208}\text{Pb}$ ; este último cae dentro del margen estimado de error, por lo que se supuso que el promedio de la sección transversal no diferiría considerablemente del que se podría calcular para el  $^{208}\text{Pb}$ . Varios grupos de trabajo han llevado a cabo este tipo de experimentos para diferentes energías a diferentes ángulos [17-20]. No quedándose atrás el grupo de investigadores en el IFUNAM (Instituto de Física UNAM).

Se llevaron a cabo experimentos de dispersión de neutrones en plomo con el fin de poder tomar datos para ángulos  $< 9^\circ$  [21]; sin embargo no fue posible extraer conclusiones concretas de los resultados obtenidos debido a las complicaciones con el dispositivo experimental utilizado. Lo cual sugirió la búsqueda de un nuevo tipo de dispositivo que permitiera tener una amplia cobertura angular a fin de poder obtener resultados concisos para ángulos pequeños. En estos primeros experimentos ya se habían utilizado detectores de centelleo debido a la gran ventaja que estos presentan en la toma de datos. Debido a esto se recurre a los detectores de centelleo como una alternativa a los detectores antes utilizados. Estos presentan una implementación más simple, en el uso no tan complicado de electrónicos así como la ventaja de ser más accesibles en términos económicos que algunos otros detectores.

Se implementa esta nueva alternativa y se empiezan a llevar a cabo experimentos con ella. En el primero de ellos se utiliza un único tubo fotomultiplicador y dos detectores de centelleo, el primero de ellos corresponde a un prisma de tipo hexagonal y el segundo a una placa de plástico centellador [22]. Los resultados que se obtienen sugieren el uso de una mayor cantidad de tubos fotomultiplicador para dar una mejor resolución en la determinación de la ubicación de un evento. Un segundo experimento se realiza con la placa centelladora, en el cual se han colocado ocho fotomultiplicadores a lo largo de esta [23], se ha pulido la superficie de este y se ha colocado un plástico de PVC con el fin de bloquear la luz externa que pueda llegar al detector.

Es en este segundo experimento donde se ve de nuevo la necesidad de colocar más fotomultiplicadores, más específicamente el doble, a lo largo de la placa. Y es ahí también donde se muestra una nueva ecuación de tipo semi-fenomenológica que representa un nuevo algoritmo para la determinación de la posición  $(x,y)$  de un evento llevado a cabo en el detector. A este nuevo algoritmo se le da el nombre de *PRADA* (Position Reconstruction from Amplitude Detection Algorithm). Es esta ecuación la que abre paso a todo el trabajo que se presenta en este escrito, pues el objetivo de este segundo es ofrecer una primera aproximación de la eficiencia que este nuevo algoritmo presenta sobre el algoritmo de Anger o de centro de masa. Se habla de una primera aproximación debido al hecho de que no se lleva a cabo ningún trabajo de tipo experimental, sino que todo se desarrolla a manera de simulación mediante el lenguaje de programación *Fortran*. Se simulan situaciones reales como son: una resolución finita de energía, una resolución en posición y el cálculo para miles de puntos generados aleatoriamente a lo largo y ancho de todo el detector.

Se muestran los primeros resultados en forma de histogramas, así como en forma de mapas que dejan ver regiones donde la resolución es mejor que en otras. Todos estos resultados, gráficas y demás se elaboran tanto para el algoritmo *PRADA* como para el de Anger con el fin de mostrar una comparación directa en el cálculo de posiciones para los eventos anteriormente generados y así determinar la eficiencia de uno sobre el otro.

Al final se concluye a partir de los resultados obtenidos que la nueva propuesta del cálculo de posiciones supera considerablemente a la que ofrece el algoritmo de Anger. Lo cual parece abrir una nueva puerta en la eficiencia de detección de la posición de un evento en un detector de plástico centellador para neutrones rápidos.

## 2 Neutrones y conceptos básicos.

En lo que algunos autores [24] llaman la era clásica (1897-1932), se dan una serie de acontecimientos vitales para la física de partículas. Esta empieza con el descubrimiento del electrón por parte de J. J. Thomson; y culmina hasta 1932 con el descubrimiento del neutrón. Siendo este último, una parte vital en este contexto. Es dentro de este lapso en el que Thompson propone su modelo atómico, el modelo del pastel de pasas (1898) [25]. Sin embargo es Ernest Rutherford, mediante su experimento de partículas  $\alpha$  quien lo descarta, a partir de los resultados obtenidos y compararlos con dicho modelo. Concluyendo que la carga positiva y la masa estaban ubicadas en el centro del átomo, ocupando una pequeña fracción del volumen. Al núcleo del átomo más ligero (Hidrógeno) Rutherford le denominó *Protón*. Es en 1914 cuando Niels Borh propone el modelo del átomo como un modelo planetario [24].

A partir de todos los resultados que se tenían hasta ese momento, resultaba natural suponer que el núcleo de los átomos más pesados estuviera conformado por dos o más protones enlazados que soportaran a igual número de electrones orbitando. Sin embargo, el átomo siguiente era el Helio, el cual carga con dos electrones, obteniendo un peso cuatro veces mayor al del Hidrógeno; el Litio (3 electrones) tendría un peso siete veces mayor, y así sucesivamente [24].

Este problema no fue resuelto sino hasta 1932 por J. Chadwick, con el descubrimiento del neutrón [1, 25, 26, 27]; un gemelo eléctricamente neutro del protón. Resultando, que el núcleo del Helio contiene dos neutrones en adición con los dos protones, el Litio incluye 4. En general los núcleos pesados cargan muy aproximadamente el mismo número de neutrones que protones [24].

Un hecho extraordinario sobre el neutrón, el cual fue observado por Heisenberg poco después de su descubrimiento, es que su masa es asombrosamente cercana a la del protón:  $m_p = 938.28\text{MeV}/c^2$ ,  $m_n = 939.57\text{MeV}/c^2$ . Es entonces cuando Heisenberg propone que se debe considerar a estos como dos “estados” de una única partícula: el *nucleón*. Esto lleva a considerar al núcleo, como una colección de neutrones y protones. A los cuales se les llama actualmente como nucleones. El número de nucleones  $A$  está dado por la expresión:

$$A=Z+N, \quad (2.1)$$

dónde  $Z$  es el número de protones y  $N$  el número de neutrones.

Los neutrones son “objetos” notables; son estables como partículas ligadas en el núcleo, pero son inestables como partículas libres. Tienen decaimiento beta, con una vida media de aproximadamente 9 minutos ( $880.3 \pm 1.1$  s [28]). [29].

## 2.1 Clasificación de los flujos de neutrones

### 1. Neutrones Fríos

Son neutrones con energías aproximadas de 0-0.025 eV, estos pueden ser producidos en grandes cantidades en los reactores nucleares [30].

### 2. Neutrones Térmicos

Poseen energías aproximadas de 0.025 eV. Tienen la característica de estar en equilibrio térmico con sus alrededores a temperatura  $T$ , adquieren una distribución de energía tipo Maxwell-Boltzmann con energía promedio  $kT$  [30].

### 3. Neutrones Epitérmicos

En este caso se trabaja simplemente con neutrones más energéticos que los anteriores. Sin embargo, el tope de su energía (el valor máximo) queda definido a partir de la captura de neutrones en  $\text{Cd}^{113}$ . Poseen energías entre 0.025 y 0.4 eV [30].

### 4. Cadmio

Este es más escogido que otros elementos o isótopos debido a que es ampliamente usado como un absorbente selectivo debido a su gran sección transversal de baja energía y relativa ausencia de resonancias, y rápido decaimiento mientras aumenta la energía, previniendo la absorción de neutrones más energéticos. Por lo que se tiene un material muy útil al momento de querer separar neutrones de bajas (<0.5 eV) y altas energías. Al rango de energías entre 0.4 y 0.6 eV es conocido como el rango del Cadmio [30]. Así, es común hablar de lo que se conoce como el “corte de Cadmio” para referirse a los neutrones por debajo de aproximadamente 0.55 eV que son eliminados del espectro al usar un absorbedor de unos cuantos milímetros de Cadmio.

### 5. Epicadmio

Son neutrones que tienen un rango de energía entre 0.6 y 1.0 eV. A 1 eV la sección transversal de absorción es de 120 barns mientras que la energía de los neutrones aumenta de 0.5 a 1 eV [30].

### 6. Neutrones Lentos

Estos son neutrones cuya energía esta entre la brecha de 1.0 a 10.0 eV [30]. Son producidos en procesos nucleares como el de fisión [31].

## 7. Neutrones de Resonancia

Aproximadamente entre los 10 y 300 eV la mayoría de los núcleos presentan resonancias a menudo separadas por 1 eV o menos, por ello a los neutrones dentro de ese rango de energía se les denomina como neutrones de resonancia [30].

## 8. Neutrones intermedios

En las reacciones nucleares en las cuales se tiene como productos otras partículas como  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$ , etc. Generalmente tienen un umbral de energía del orden de 1 MeV. A energías de neutrones incidentes arriba de la región de resonancia y debajo de la producción de partículas, alrededor de 300 eV a 1 MeV se les denomina como intermedios [30].

## 9. Neutrones Rápidos

Estos son neutrones libres con energía aproximada de 1-20 MeV; aquellos con 20 MeV poseen aproximadamente 20% de la velocidad de la luz: se sabe que  $E = T + V$ , dado que son neutrones libres  $V = 0$ , entonces  $E = T = \frac{1}{2}mv^2$  se sigue la siguiente manipulación algebraica.

$$E = \frac{1}{2}mc^2\left(\frac{v}{c}\right)^2 \Rightarrow \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2E}{mc^2}} \approx 0.2,$$

de manera que  $v \approx 0.2 c$ .

Estos neutrones se producen en procesos nucleares tales como la fisión. Los fragmentos que resultan de esta cargan con alrededor del 90% de la energía de la reacción primaria. Los neutrones que acompañan a este primer proceso de fisión cargan solamente con alrededor del 2% de la energía.

## 10. Neutrones Relativistas

Son neutrones cuyas energías sobrepasan los 20 MeV [30].

### 2.2 Interacción de los neutrones con la materia

Como ya se ha mencionado anteriormente, el neutrón no posee carga eléctrica, lo cual significa que no interactúa con la materia mediante la fuerza de Coulomb, la cual domina los mecanismos de pérdida de energía para las partículas cargadas. Los neutrones pueden viajar a través de varios centímetros de materia sin tener ningún tipo de interacción en su camino. Lo cual los hace, prácticamente invisibles a los detectores convencionales [32].

Los neutrones interactúan principalmente mediante la interacción fuerte con otras partículas; estas interacciones son mucho más fuertes que las electromagnéticas, sin embargo, sólo tienen un rango muy corto (del orden de  $10^{-15}$  m) [29]. Cuando un neutrón interactúa con un núcleo puede ser absorbido totalmente y reemplazado por una o más radiaciones secundarias, o bien su energía y dirección modificadas significativamente. Las radiaciones secundarias resultantes de la interacción de los neutrones, son generalmente partículas cargadas

producidas como resultado de las reacciones nucleares inducidas, o emitidas como resultado del decaimiento del núcleo del material original excitado por la colisión con el neutrón [32]. Un ejemplo de esto se da con los neutrones a bajas energías, cuando interactúan inelásticamente llevan al núcleo a estados excitados, los cuales subsecuentemente decaerán al estado base por medio de la emisión de fotones u otras partículas [33].

De acuerdo con [29], las interacciones de los neutrones con otros núcleos pueden ser agrupadas en los siguientes procesos:

- Dispersión elástica.
- Dispersión inelástica.
- Captura de neutrones.
- Fisión
- Fragmentación.

### 2.2.1 Interacción de los neutrones rápidos

La probabilidad de inducir reacciones nucleares por neutrones útiles para su detección, cae rápidamente con el incremento en su energía [32]. En la dispersión elástica, se hace muy complicado la transferencia de una cantidad considerable de energía cinética al núcleo si éste posee una masa muy grande:

$$T = \frac{q^2}{2M}, \quad (2.2)$$

siendo  $q$  cualquier transferencia de momento,  $M$  la masa nuclear. Resultando (2.2) la energía cinética transferida al blanco [33]. La importancia de la “dispersión” se hace evidente cuando la masa del núcleo es pequeña (por ejemplo Hidrógeno) debido a que el neutrón puede transferir una considerable cantidad de energía en una colisión elástica o inelástica. En este caso, las partículas cargadas secundarias son *núcleos de retroceso* que han adquirido una cantidad detectable de energía cinética durante la colisión con el neutrón. Cuando se lleva a cabo cada dispersión, el neutrón pierde energía cinética y es de este modo *moderado*, o “frenado”. Luego de múltiples colisiones, la energía cinética del neutrón disminuye al grado de ser comparable con la de movimiento de los átomos del material que lo rodea. Se dice entonces que el neutrón se ha “termalizado” y su energía cinética sigue una distribución de probabilidad caracterizada sólo por la temperatura del medio (Maxwell Boltzman). El moderador más eficiente es el Hidrógeno, debido a la similaridad en masas, debido a esto el neutrón puede perder toda su energía en una única colisión.

### 2.3 Sección transversal

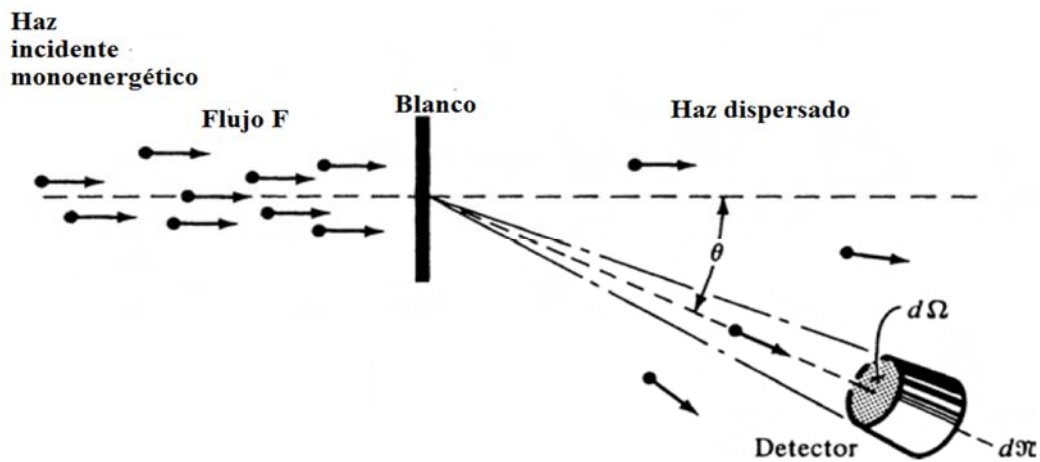
Esta sección sigue el desarrollo de [34].

Hasta ahora se ha podido intuir que las colisiones entre partículas son el proceso más importante que se usa para estudiar la estructura, en la física subatómica. El comportamiento

de una colisión se expresa usualmente en términos, de lo que se conoce como *sección transversal*. Para lograr definirla adecuadamente, se basa en lo siguiente: supongamos que tenemos un haz monocromático de partículas incidiendo sobre un blanco. El flujo  $F$  del haz incidente se define como el número de partículas que cruzan una unidad de área perpendicular al haz, por unidad de tiempo. Si el haz es uniforme y contiene  $n_i$  partículas por unidad de volumen, moviéndose con velocidad  $v$  con respecto al blanco estacionario, se tiene que el flujo es:

$$F = n_i v. \quad (2.3)$$

En la mayoría de los cálculos, el número de partículas incidentes esta normalizado a *una partícula por unidad de volumen  $V$* , entonces, el número  $n_i$  es igual a  $1/V$ . Las partículas dispersadas por el blanco son “observadas” con la ayuda de un contador que detecta las partículas dispersadas a un ángulo  $\theta$  ofreciendo un ángulo sólido  $d\Omega$  (Figura 2.1).



**Figura 2.1.** Esquema experimental de las partículas dispersadas por una blanco, y registradas por un contador Imagen obtenida de [31].

La cantidad “contada”  $d\mathcal{N}$  por unidad de tiempo es proporcional al flujo incidente, al ángulo sólido  $d\Omega$  y al número  $N$  de centros de dispersión independientes en el blanco, que son interceptados por el haz<sup>1</sup>:

$$d\mathcal{N} = \sigma'(\theta) F N d\Omega. \quad (2.4)$$

Se ha denotado el coeficiente de proporcionalidad por  $\sigma(\theta)$ , y es a lo que se le llama *la sección transversal de dispersión diferencial*. Que se puede escribir como:

<sup>1</sup> Se asume que cada partícula es dispersada a lo más una vez por el blanco, y que cada centro de dispersión actúa independientemente de los otros.

$$\sigma'(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}. \quad (2.5)$$

El número total de partículas dispersadas por unidad de tiempo se obtiene integrando sobre todos los ángulos sólidos,

$$\mathcal{N}_s = FN\sigma_{tot}, \quad (2.6)$$

donde:

$$\sigma_{tot} = \int \sigma(\theta) d\Omega \quad (2.7)$$

es la sección transversal total de dispersión. La ecuación (2.6) muestra que  $\sigma_{tot}$  tiene dimensiones de área, y es común expresarla en barns (b)  $1b = 10^{-24} \text{ cm}^2 = 100 \text{ fm}^2$ .

El significado de  $\sigma_{tot}$  puede ser entendido si se calcula la fracción de partículas que son dispersadas. El área  $a$  interceptada por el haz, contiene  $N$  centros de dispersión (Figura 2.2). El número total de partículas incidentes por unidad de tiempo está dado por:

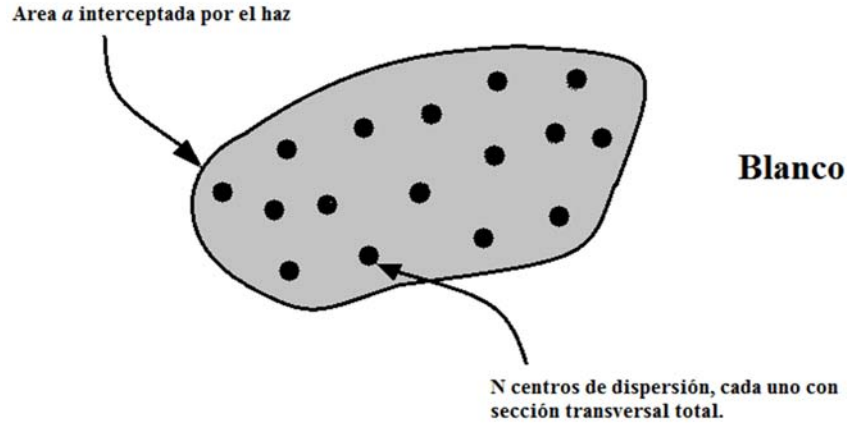
$$\mathcal{N}_{in} = Fa;$$

mientras que el número total de partículas dispersadas está dado por (2.6), de tal manera que la razón de dispersión para el número de partículas incidentes es

$$\frac{\mathcal{N}_s}{\mathcal{N}_{in}} = \frac{N\sigma_{tot}}{a}. \quad (2.8)$$

La interpretación de esta relación es como sigue: si no ocurren eventos múltiples de dispersión, la fracción de partículas dispersadas es igual a la fracción efectiva del área total ocupada por los centros de dispersión.





**Figura 2.2.** Una área  $a$  del blanco, es golpeada por el haz incidente. El área  $a$  contiene  $N$  centros de dispersión, cada uno con sección transversal  $\sigma_{tot}$ .

En consecuencia  $N\sigma_{tot}$  debe ser el área total de todos los centros de dispersión y  $\sigma_{tot}$  el área de un único centro de dispersión. Se destaca entonces, que  $\sigma_{tot}$  es el área efectiva en la dispersión. Esta depende del tipo y energía de la partícula.

### 2.3.1 Sección transversal de los neutrones

Esta sección sigue el desarrollo de [32]

Para neutrones con determinadas energías, la probabilidad por unidad de longitud de la trayectoria es constante para cada uno de los mecanismos de interacción. Es convencional expresar esta probabilidad, en términos de la sección transversal por núcleos, para cada tipo de interacción.

Cuando se multiplica el número de núcleos  $\mathfrak{N}$  por unidad de volumen, la sección transversal  $\sigma$  es convertida, en lo que se le llama una sección transversal macroscópica  $\Sigma$ :

$$\Sigma = \mathfrak{N}\sigma. \quad (2.9)$$

La interpretación física que se le da a esta nueva sección es la probabilidad por unidad de longitud de la trayectoria para un proceso específico descrito, por la sección transversal microscópica  $\sigma$ . Cuando todos los procesos son combinados, por la adición total de las secciones transversales de cada una de las interacciones individuales se obtiene que:

$$\Sigma_{tot} = \Sigma_{Disp.Elástica} + \Sigma_{Disp.Inelástica} + \Sigma_{Cap.Neutrones} + \Sigma_{Fisión} + \Sigma_{Fragmentación}; \quad (2.10)$$

la resultante  $\Sigma_{tot}$  es la probabilidad por unidad de longitud de la trayectoria, de que cualquier tipo de interacción ocurra.

## 2.4 Fuente de Neutrones

No es posible encontrar en la naturaleza núcleos que posean un decaimiento natural por emisión de neutrones. Si bien, es posible crear núcleos con este decaimiento, su proceso no es de un tipo prácticamente conveniente. Las posibles elecciones para fuentes radioactivas de neutrones son muy limitadas y están basadas, ya sea en fisión espontánea o en reacciones nucleares, para las cuales la partícula incidente es el producto de un proceso de decaimiento alfa [32].

Una vez descubierto que en la fisión de núcleos pesados se liberan una gran cantidad de neutrones (1938 a 1939), se logró destacar que era posible tener una reacción en cadena, liberando grandes cantidades de energía [30].

Las fuentes más importantes en la generación de neutrones así como las instalaciones donde se generan se mencionan a continuación [29]:

- 1) Reactores
- 2) Aceleradores
- 3) Fuentes de radioisótopos como  $^{243}\text{Am-Be}$ ,  $^{239}\text{Pu-Be}$ ,  $^{238}\text{Pu-Be}$  y  $^{226}\text{Ra-Be}$
- 4) Fuentes de fisión espontánea de radioisótopos como  $^{252}\text{Cf}$
- 5) Generadores de neutrones de plasma
- 6) Instalaciones de fusión
- 7) Armas nucleares

Los reactores son muy comunes como fuentes de neutrones y pueden liberar grandes cantidades. Dado que los neutrones no pueden ser acelerados directamente, se generan a partir de bombardear un material apropiado con partículas cargadas. Los generadores de neutrones de plasma utilizan las reacciones de fusión d-d o d-t en un tubo de descarga de gas [29].

## 3 Fotomultiplicadores

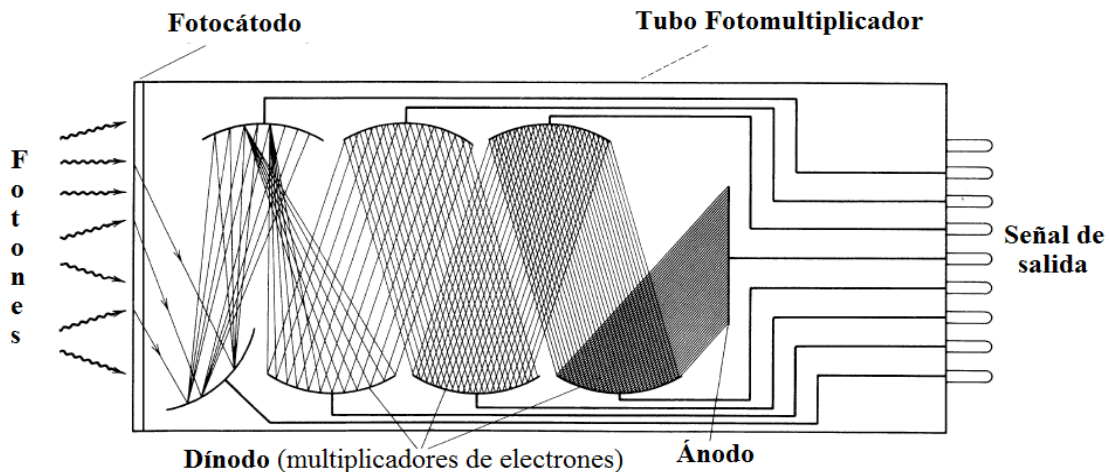
El amplio uso de los detectores de centelleo en la detección de la radiación y la espectroscopia sería imposible sin las herramientas necesarias para poder convertir la emisión de un pequeño pulso de luz en una señal eléctrica. El tubo fotomultiplicador ( $\text{PM}^2$ ) desempeña esa función considerablemente bien, convirtiendo las señales de luz que consisten únicamente en unos cuantos cientos de fotones, en un pulso de tamaño adecuado sin añadirle una gran cantidad de ruido aleatorio a la señal [32]. Para los detectores de partículas los fotomultiplicadores con un fotocátodo semitransparente son los más comúnmente usados [35].

La estructura de un típico tubo fotomultiplicador se muestra en la figura 3.1. Una “envoltura” exterior (usualmente vidrio) sirve como un límite de presión para propiciar condiciones de vacío requeridas para que los electrones puedan ser acelerados eficientemente por los campos eléctricos internos. Los dos componentes principales dentro del tubo son una capa de material

---

<sup>2</sup> Por su nombre en inglés “Photomultiplier”.

fotosensible llamado fotocátodo, acoplado a una estructura multiplicadora de electrones (dinodos). El fotocátodo sirve para convertir fotones de la luz incidente en electrones de baja energía. Debido a que un pulso típico se forma con sólo unos cuantos cientos de fotones, su carga producida en forma de fotoelectrones hasta este punto es muy pequeña para poder servir como una buena señal eléctrica. La sección multiplicadora de electrones sirve como una colección geométrica eficiente de amplificadores casi ideales para incrementar considerablemente el número de electrones [32].



**Figura 3.1.** Estructura del tubo fotomultiplicador. Imagen obtenida de [26].

La luz que entra al fotomultiplicador por medio de las guías de luz es detectada y se produce un pulso de salida a través del siguiente proceso [36]:

- 1) La luz entra a través de la guía de luz.
- 2) La luz excita a los electrones que se encuentran en el fotocátodo por medio del efecto fotoeléctrico, de manera que se producen fotoelectrones en el vacío.
- 3) Los fotoelectrones son acelerados y dirigidos por medio de un electrodo de enfoque al primer dinodo, donde son multiplicados por medio de una segunda emisión de electrones. Esta segunda emisión es repetida en cada uno de los dinodos sucesivos.
- 4) Los electrones secundarios provenientes del último dinodo son finalmente colectados por el ánodo.

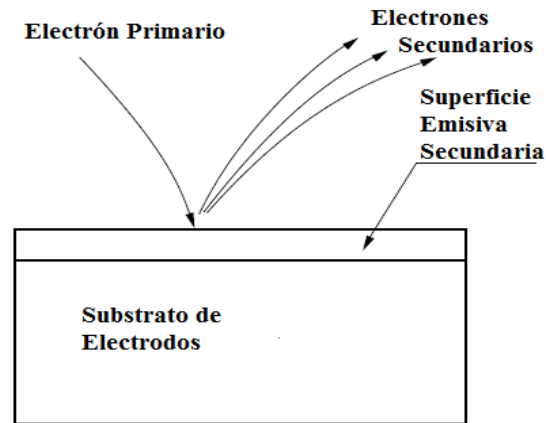
El fotocátodo es un material de tipo semiconductor, lo cual, de acuerdo a la teoría de bandas se sabe que la estructura de niveles electrónicos consiste en: una banda prohibida de energía a la que se le denomina como *gap* o *energía de gap* ( $EG^3$ ) la cual no puede estar ocupada por electrones; la afinidad electrónica ( $EA^4$ ), que es un intervalo entre la banda de conducción y la barrera de vacío (nivel del vacío), siendo esta última la mínima energía necesaria para poder “arrancar” el electrón del material en cuestión, en este caso del fotocátodo; y

<sup>3</sup> Por sus siglas en inglés *Energy Gap*.

<sup>4</sup> Por sus siglas en inglés *Electron Affinity*.

finalmente la función de trabajo  $\psi_w$ , que viene siendo la energía necesaria para poder “arrancar” los electrones de la banda de valencia y llevarlos a la banda de conducción, siendo la diferencia entre el nivel de Fermi y el nivel del vacío. Cuando los fotones golpean al fotocátodo, los electrones ubicados en la banda de valencia absorben su energía y son llevados hacia la superficie del fotocátodo. Si los electrones poseen suficiente energía para superar el nivel del vacío son emitidos como fotoelectrones [36].

Los fotoelectrones emitidos son multiplicados desde el primer dinodo hasta el último, con rangos de amplificación que van desde 10 hasta  $10^8$  veces, y finalmente son mandados al ánodo. Los materiales más usados para los dinodos son antimoniouro álcali, óxido de Berilio (BeO), óxido de Magnesio (MgO), fosfuro de Galio (GaP) y fosfuro de Galio (GaAsP). Estos materiales se depositan sobre substratos de electrodos hechos de níquel, acero inoxidable, o aleaciones de Cobre Berilio [36]. Figura 3.2.



**Figura 3.2.** Esquema de un dinodo. Imagen tomada de [36].

Cuando un electrón primario con una cierta energía inicial  $E_p$  golpea la superficie de un dinodo, se emite una cantidad  $\delta$  de electrones secundarios. Al número  $\delta$  se le conoce como la razón de emisión secundaria, y es función del voltaje de aceleración de los electrones primarios. Idealmente la corriente de amplificación o ganancia de un tubo fotomultiplicador con  $n$  dinodos y razón de emisión  $\delta$  será  $\delta^n$  [36].

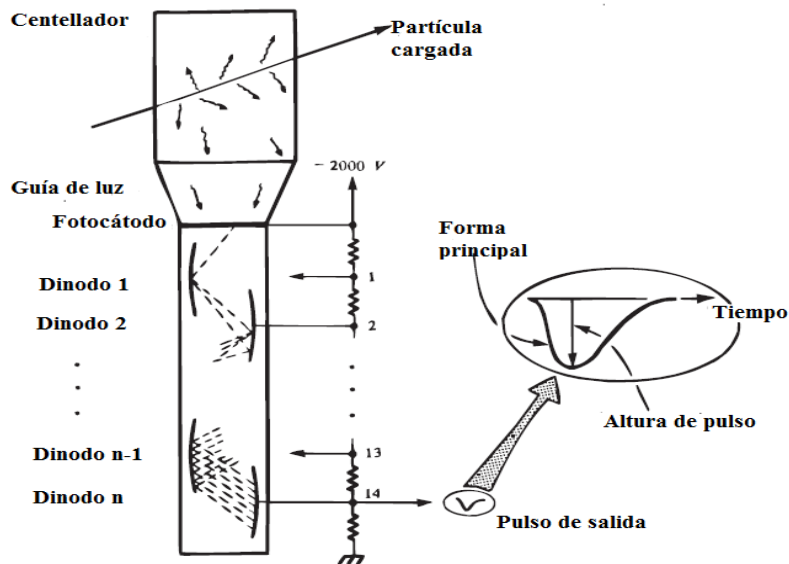
Después de la multiplicación a través de la estructura multiplicadora, un típico pulso de un centelleo se elevará de  $10^7 - 10^{10}$  electrones; lo suficiente para poder generar una buena señal de carga del evento original de centelleo. Esta carga es convencionalmente colectada en el ánodo o etapa de salida de la estructura multiplicadora [32]. Este es un electrodo que coloca la corriente de electrones en un circuito externo [36]. Muchos fotomultiplicadores llevan a cabo esta amplificación de carga de una forma muy lineal, produciendo un pulso de salida en el ánodo que permanece proporcional al número original de fotoelectrones sobre un amplio rango de amplitud. La información temporal del pulso original de luz es también mantenida [32].

## 4 Detectores de Centelleo

La detección de una partícula significa más que sólo conocer su ubicación. Para que esto sea de utilidad debe hacerse con una resolución suficiente que permita separar a la partícula en tiempo y espacio para que de esa forma se logre determinar qué es lo que está asociado con un evento particular. También se debe ser capaz de identificar cada tipo de partícula así como de medir su energía y momento. Para neutrones no existe un detector único que logre determinar todas las características anteriores, a pesar de que algunos de estos puedan ser multifuncionales [26]. En los experimentos modernos se utiliza una gran variedad de detectores ensamblados en un único dispositivo, el cual ya con todos los elementos incorporados permite determinar cada una de las características deseadas en la detección de partículas [36].

Uno de los detectores de partículas comúnmente usados es el *detector de centelleo*. Una partícula pasa a través del material centellador produciendo excitaciones; la desexcitación ocurre a través de la emisión de fotones. Estos fotones son transmitidos a través de una guía de luz al fotocátodo del fotomultiplicador. Es entonces cuando los fotones liberan electrones por medio del efecto fotoeléctrico [36], los cuales son acelerados al primer dinodo. Por cada electrón primario que golpea el dinodo, son liberados de dos a cinco electrones secundarios [34].

Al final de todas las etapas de amplificación se pueden obtener factores de hasta  $10^9$ . Por lo tanto, los pocos fotones incidentes que se tienen producen un pulso medible en la salida del amplificador. La altura de dicho pulso es proporcional a la energía total depositada en el material centellador (figura 4.1) [34].



**Figura 4.1.** Esquema del funcionamiento del tubo fotomultiplicador junto con el espectro de salida correspondiente. Imagen obtenida de [34].

Con base en lo anterior se dice que se define un material centellador como aquél que produce un pulso de luz después del paso de una partícula [37]. El material centellador ideal debe poseer las siguientes propiedades [32]:

1. Debe poder convertir la energía cinética de una partícula cargada en luz detectable con una alta eficiencia cuántica.
2. La conversión debe ser lineal- la cantidad de luz emitida debe ser proporcional a la energía depositada en un amplio rango.
3. El medio debe ser transparente a la longitud de onda de la luz que emite.
4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida debe ser corto.
5. El material debe ser sujeto a manufactura en tamaños lo suficientemente grandes para que puedan ser utilizados como un detector práctico.
6. Su índice de refracción debe ser cercano al del vidrio ( $\sim 1.5$ ) para permitir una unión eficiente de la luz de centelleo al tubo fotomultiplicador o a cualquier otro sensor de luz.

Los materiales centelladores pueden ser cristales inorgánicos, compuestos orgánicos líquidos y gases. Los mecanismos de centelleo en cada uno de estos materiales son fundamentalmente diferentes [35]. Como ya se mencionó, los centelladores van a detectar radiación capaz de producir ionización. En el contexto de este trabajo es de vital importancia el saber cómo es que funciona este mecanismo de centelleo en el caso de los neutrones rápidos.

En el caso de los neutrones rápidos el proceso más eficiente para llevar a cabo su detección es la dispersión elástica. En esta interacción, un neutrón incidente transfiere parte de su energía cinética a un núcleo de dispersión, dando origen a lo que se conoce como núcleo de retroceso.

El blanco más popular es el núcleo de hidrogeno, la sección transversal para la dispersión elástica de los neutrones por Hidrógeno es bastante grande y la dependencia en energía es conocida. Junto con lo anterior también está el hecho (de gran importancia) de que el neutrón incidente puede transferir toda su energía en una colisión con el átomo de Hidrógeno, mientras que si llega a chocar con un núcleo pesado solo se transfiere una pequeña fracción de ésta. Además, los protones de retroceso son relativamente más fáciles de detectar, y son estos los que llevan a cabo la ionización del material centellador. El material que va a ser utilizado es el plástico: el tiempo de decaimiento de la luminiscencia es del orden de ns [29, 34, 37]; el índice de refracción esta entre 1.4 y 1.65 [29]; posee una alta eficiencia cuántica de conversión [29], además de que se pueden fabricar en grandes volúmenes [29, 32, 34, 35, 37].

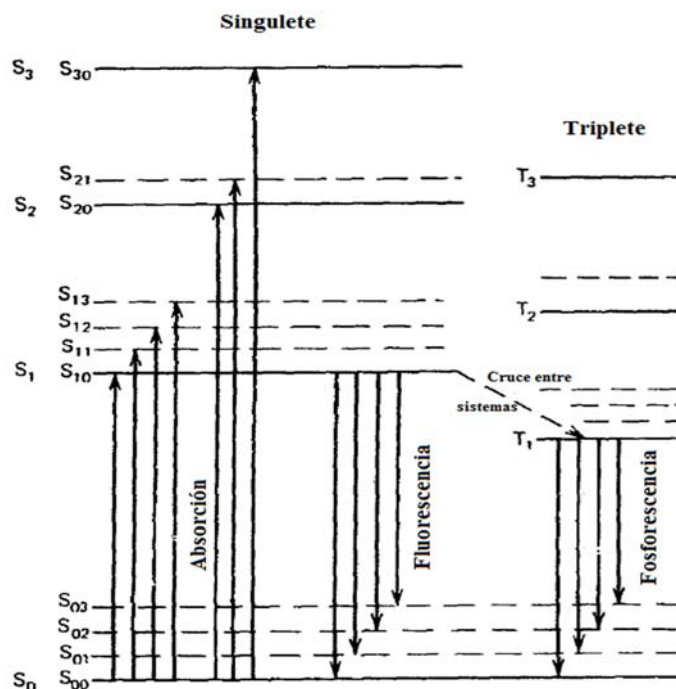
Los centelladores inorgánicos tienden a producir más cantidad de luz [33] y a tener más linealidad en la conversión [32], pero con escasas excepciones, su tiempo de respuesta es lento. Los centelladores orgánicos generalmente poseen un tiempo de respuesta más corto, pero producen menos cantidad de luz. En el caso de los centelladores inorgánicos los altos valores de Z en sus constituyentes y la alta densidad de los cristales favorecen su elección para ser utilizados para espectroscopia de rayos gama; mientras que los centelladores

orgánicos son generalmente utilizados para espectroscopía beta y detección de neutrones rápidos (debido a su contenido en Hidrógeno) [32].

## 4.1 Centelladores Orgánicos [32]

### 4.1.1 Mecanismo de Centelleo en Orgánicos

Una gran cantidad de centelladores plásticos están basados en moléculas orgánicas con propiedades de simetría que dan origen a orbitales moleculares  $\pi$ . Los niveles de energía  $\pi$ -electrónica pueden ser apreciados en la figura 4.2. La energía puede absorberse promoviendo al electrón a cualquiera de sus estados excitados.



**Figura 4.2.** Niveles de energía para una molécula orgánica con estructura  $\pi$ -electrón. Imagen obtenida de [32] pp. 221.

En la figura 4.2 una serie de estados singletes (espín 0) son etiquetados como  $S_0, S_1, S_2, \dots$ , mientras que los estados electrónicos triplete (espín 1) son etiquetados como  $T_1, T_2, T_3, \dots$ . Para moléculas de interés para detectores de centelleo la energía entre  $S_0$  y  $S_1$  es de 3 o 4 eV, mientras que el espacio entre los estados sucesivos es generalmente menor. Cada una de estas configuraciones electrónicas está adicionalmente dividida en series de subniveles con un espacio más fino que corresponde a estados vibracionales de la molécula. El espaciamiento típico en estos niveles es del orden de 0.15 eV. Dentro de la figura se presenta un segundo subíndice para distinguir entre los estados vibracionales,  $S_{00}$  representa el estado vibracional más bajo en el estado base electrónico.

Debido a que el espaciamiento entre los estados vibracionales es grande comparado con la energía térmica (0.025 eV), casi todas las moléculas a temperatura ambiente están en el estado  $S_{00}$ . En la figura 4.2 la absorción de energía por parte de la molécula está representada

por flechas apuntando hacia arriba. En el caso de los centelladores orgánicos estos procesos representan la absorción de la energía cinética de una partícula cargada que está pasando cerca del material. Los estados excitados singuletes más altos decaen rápidamente (picosegundos) al estado  $S_1$  a través de conversiones internas sin radiación (Nótese aquí que una parte de la energía absorbida por la molécula no es convertida en radiación).

La luz principal de centelleo (o fluorescencia rápida) es emitida en transiciones entre el estado  $S_{10}$  y uno de los estados vibracionales del estado básico electrónico. Estas transiciones se representan con flechas apuntando hacia abajo. Si  $\tau$  representa el tiempo de decaimiento de la fluorescencia del nivel  $S_{10}$ , entonces la intensidad de la fluorescencia rápida en el tiempo  $t$  seguida de la excitación es:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}. \quad (4.1)$$

En la mayoría de los centelladores orgánicos  $\tau$  es del orden de unos cuantos nanosegundos.

La eficiencia de centelleo de cualquier detector se define como la fracción de la energía incidente de la partícula que es convertida en luz visible. Se desearía que esta eficiencia fuera grande, pero como ya se mencionó existen modos de desexcitación para las moléculas que no involucran la emisión de luz y en los cuales la excitación se convierte en movimiento de la molécula (calor). Todos estos procesos de desexcitación sin radiación se agrupan bajo el término de *atenuación*. En la fabricación y uso de los centelladores es de vital importancia eliminar las impurezas, las cuales degradan la emisión de la luz al dar mecanismos alternos de atenuación.

## 4.2 Tipos de centelladores orgánicos

Antes de dar paso a esta sección es importante definir varios conceptos importantes [36]:

- Características de respuesta espectral en un tubo fotomultiplicador.

Como ya se ha discutido con anterioridad, el fotocátodo convierte la energía de los fotones incidentes en fotoelectrones. La eficiencia de conversión o sensibilidad del fotocátodo varía con respecto a la longitud de onda de la luz incidente. La relación que existe entre el fotocátodo y la longitud de onda es a lo que se le llama como la *respuesta espectral característica*. En general esta se expresa en términos de la sensibilidad radiante y la eficiencia cuántica:

### 1) Sensibilidad a la radiación

Se define como la corriente fotoeléctrica generada por el fotocátodo dividida por el flujo de radiación incidente a una cierta longitud de onda; se expresa en unidades de amperes sobre watts (A/W).

### 2) Eficiencia cuántica



Es el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo dividido por el número de fotones incidentes. Se simboliza mediante la letra  $\eta$  y se expresa generalmente en términos de porcentaje. Los fotones incidentes transfieren energía a los electrones en la banda de valencia del fotocátodo, sin embargo no todos esos electrones son emitidos como fotoelectrones. Esta fotoemisión depende de ciertos procesos de probabilidad: aquellos fotones con longitudes de onda corta poseen mayor energía que aquellos con longitudes de onda grandes y contribuyen más al proceso de fotoemisión.

### 3) Rango de respuesta espectral (límites de longitud de onda)

El valor al cual se pierde el espectro de respuesta para el caso de las longitudes de onda cortas es a lo que se le llama como *límite de longitud de onda corto*, mientras que en el caso de las longitudes de onda grandes dicho valor es llamado *límite de longitud de onda largo*. El primero es determinado por el material que permite la entrada de la luz al PMT, mientras el segundo lo determina el material del fotocátodo. El rango entre ambos límites es llamado *el rango de respuesta espectral*.

Estos límites dependen de las condiciones bajo las cuales se esté operando el tubo fotomultiplicador, tales como la cantidad de luz incidente, la sensibilidad del fotocátodo,

#### 4.2.1 Cristales puramente orgánicos [32]

Sólo dos materiales han logrado la generalizada popularidad como cristales centelladores orgánicos. Antraceno es uno de los materiales orgánicos más usado para propósitos de centelleo y posee la característica de tener la más alta eficiencia de centelleo (mayor emisión de luz por unidad de energía) de cualquier centellador orgánico. El estilbena posee una eficiencia de detección más baja, pero es preferido para aquellas situaciones en que la discriminación por forma del pulso es usada para distinguir entre centelleos inducidos por protones y electrones.

#### 4.2.2 Soluciones de líquidos orgánicos [32]

Una categoría de centelladores útiles es producida al disolver un centellador orgánico en un solvente apropiado. Los centelladores líquidos pueden consistir simplemente en esos dos componentes o en un tercer constituyente que algunas veces es añadido como un modificador de la longitud de onda para ajustar el espectro de emisión para adaptarse mejor al espectro de respuesta de tubos fotomultiplicadores comunes.

Estos centelladores son ampliamente usados para estudiar materiales que se pueden disolver como parte de la solución. En este caso, todas las radiaciones emitidas por dicho material pasan inmediatamente a través del líquido centellador y la eficiencia de conteo es cercana al 100%.

#### 4.2.3 Centelladores plásticos

Si un centellador orgánico es disuelto en un solvente que puede ser subsecuentemente polimerizado se puede producir lo equivalente a una solución sólida [32]. Los materiales para los plásticos centelladores más utilizados actualmente consisten en polímeros con anillos de benceno en su estructura molecular [35]. Debido a la facilidad con que pueden ser fabricados

y moldeados, los plásticos centelladores se han vuelto extremadamente útiles [32]. La luz que emiten a partir del paso de las partículas cargadas cae dentro del rango del ultravioleta, frecuencia que es rápidamente atenuada: el agente fluorescente es opaco ante su propia luz. Para remediar esto y obtener una salida de luz en el rango de longitud de onda de máxima sensibilidad para el tubo fotomultiplicador, uno o dos (a veces tres) agentes fluorescentes extras deben ser añadidos al material, los llamados *wavelength shifters* (desplazadores de longitud de onda) POPOP. Para estos compuestos la excitación de las moléculas que se da en el polímero es transferida hacia el primer agente vía el mecanismo Förster, cuya desexcitación proporciona luz con una longitud de onda mayor. Si llega a suceder que esta nueva longitud aún no es suficiente para la sensibilidad del fotocátodo, se agrega un segundo agente fluorescente y bajo el mismo proceso reemite una nueva longitud de onda [35].

Los centelladores plásticos están comercialmente disponibles en una amplia variedad de tamaños y formas, y debido a su bajo costo de producción son una buena opción cuando se trata de detectores de gran tamaño. Para estos casos la auto-absorción de la luz en el material juega un papel importante y debe tomarse en cuenta; en general la distancia a la cual la intensidad de la luz se atenuará por un factor de dos es de varios metros. En ocasiones será mayor o menor, dependiendo del plástico. Incluyendo fibras de pequeño diámetro que se prestan para aplicaciones en las que la posición en la que una partícula provoca un destello debe ser conocida con buena resolución espacial. Debido a la amplia variedad de aplicaciones de los centelladores plásticos en experimentos de física de partículas, donde pueden ser expuestos a altos niveles de radiación por largo tiempo, se ha prestado considerable atención a la degradación de la emisión de centelleo ocasionado por la radiación. Este proceso es complicado e intervienen muchas variables; la presencia o ausencia de oxígeno y la naturaleza de la radiación juegan un papel importante. Sin embargo, se ha observado que existe la tendencia de un plástico a recuperarse de este daño. Este proceso puede tardar horas o días dependiendo de la exposición a la que se haya sometido el plástico [32]

## 5 MONDE

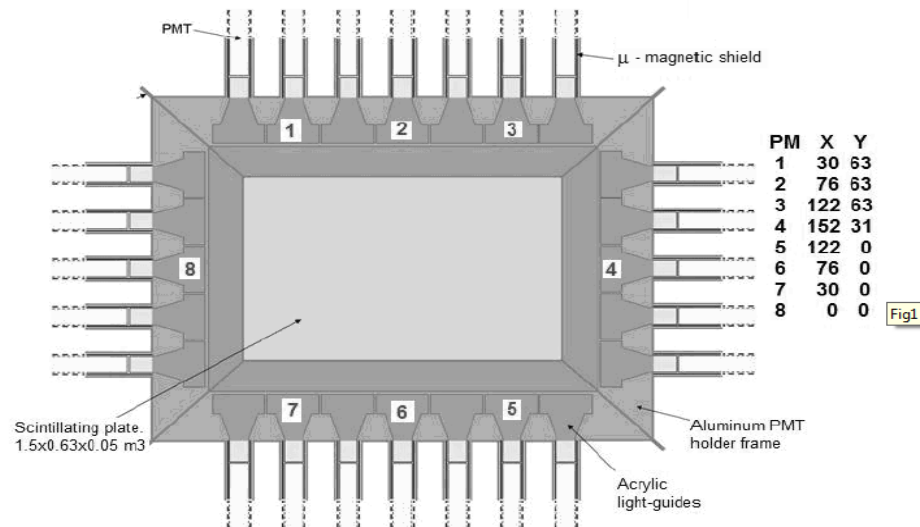
### 5.1 Momentum Neutron Detector

MONDE (MOmentum Neutron Detector) consiste en una placa de material centellador con dimensiones de  $(160 \times 70 \times 5 \text{ cm}^3)$  visto por 16 fotomultiplicadores ubicados a lo largo y ancho del detector.

Los neutrones rápidos (MeV) que entren al detector producirán un protón de retroceso (eficiencia aproximada del 50% para neutrones de 2 MeV) que inducirá una chispa de luz (centelleo) en el lugar de la colisión. Las señales provenientes de cada uno de los fotomultiplicadores son procesadas para deducir la posición del evento [23, 39, 40].

Una de las ventajas del *MONDE* es que ofrece una gran cobertura angular equivalente a miles de detectores plásticos individuales de  $2 \times 2 \times 5 \text{ cm}^3$  ( $160 \times 70 / 4 = 11200 / 4 = 2800$  detectores individuales). Sin la complejidad ni el costo de la electrónica, el sistema de adquisición de datos ni el análisis posterior correspondientes [39].

En [23] se detalla el experimento así como los resultados obtenidos para un arreglo en el MONDE de ocho fotomultiplicadores ubicados como se muestra en la figura 5.1. Todas las superficies fueron pulidas y cada uno de los ocho fotomultiplicadores fueron colocados a través de guías de luz de acrílico. El plástico centellador fue cubierto con PVC para así aislarlo de la luz externa.



**Figura 5.1.** Vista esquemática del MONDE para un arreglo de ocho tubos PTM colocados a través de guías de luz. Imagen obtenida de [23].

Para los primeros estudios se usaron nuevamente fotones de 1.3 y 1.17 MeV de la fuente de  $^{60}\text{Co}$  que produce luz equivalente a neutrones con energías entre 2 y 3 MeV [41].

## 5.2 Motivaciones

### 1. Dimensiones adicionales en el universo con experimentos de neutrones

En [38] se aborda un análisis de la fuerza de gravedad a  $(n+3)$ -dimensiones bajo el contexto de los recientes trabajos sobre dimensiones suplementarias en la teoría de cuerdas. Surge la pregunta y la búsqueda de experimentos mediante los cuales se pueda medir la fuerza de gravedad a distancias muy pequeñas. A partir de lo cual se discute el hecho de que esta fuerza modificada da lugar a efectos que pueden estar dentro del rango de la detección de experimentos con neutrones. Un análisis de esta fuerza sugiere que la dispersión de neutrones rápidos por núcleos de espín nulo puede dar una prueba experimental a estas ideas. Se presentan cálculos que sugieren que los efectos de fuerzas  $N$ -dimensionales, aunque sean muy pequeñas, caen dentro de los límites de detección en experimentos de neutrones.

Al final de ese trabajo se propone efectuar mediciones mediante el uso de dos detectores, el primero de ellos a ángulos pequeños, y el segundo a ángulos más grandes.

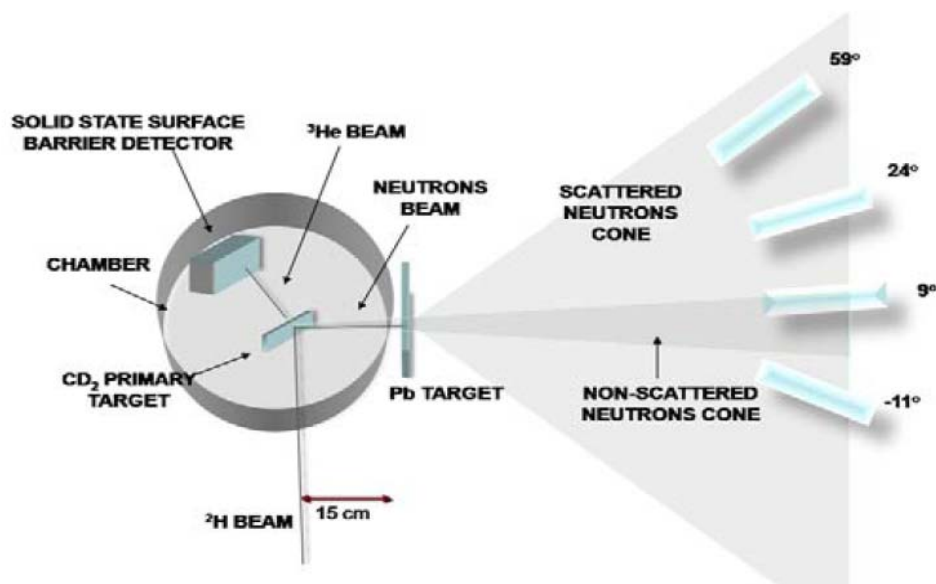
### 2. Dispersión elástica de neutrones a ángulos pequeños

La dispersión elástica de neutrones a ángulos pequeños por núcleos pesados de espín cero ha despertado gran interés en el contexto de la búsqueda moderna de una teoría del todo (una que unifique las cuatro interacciones fundamentales) y para la multidimensional teoría de cuerdas, como un instrumento de búsqueda para posibles desviaciones de la interacción gravitacional a muy pequeñas distancias (del orden de radios nucleares) [21].

La IAEA<sup>5</sup> reveló la falta de datos de secciones eficaces para neutrones dispersados a ángulos pequeños para una gran cantidad de núcleos [21].

La dispersión elástica de neutrones es un tema que ha sido objeto de atención experimental desde hace mucho tiempo. Sin embargo pocos grupos han logrado efectuar medidas para ángulos menores a  $10^\circ$ . En [21] se presenta una serie de medidas de distribuciones angulares para neutrones elásticamente dispersados por  $^{nat}\text{Pb}$  a energías de 2.9, 3.0, 3.1, 3.2 y 3.4 MeV. Los experimentos se llevaron a cabo por un grupo del “Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México” (IFUNAM) en las instalaciones del acelerador tándem del “Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares” (ININ) en colaboración con el grupo local. Los flujos monocromáticos de neutrones rápidos son producto de la reacción  $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ .

La figura muestra el esquema experimental utilizado.



**Figura 5.2.** Representación esquemática del arreglo experimental. Imagen obtenida de [21] pp. 2.

El ángulo más pequeño al que se pudo obtener la sección eficaz diferencial fue de  $11^\circ$ . Experimentalmente también se tomaron datos a  $9^\circ$ , sin embargo, la contribución del flujo directo de neutrones en el detector y la estadística limitada impidieron extraer la sección eficaz diferencial a ese ángulo [21].

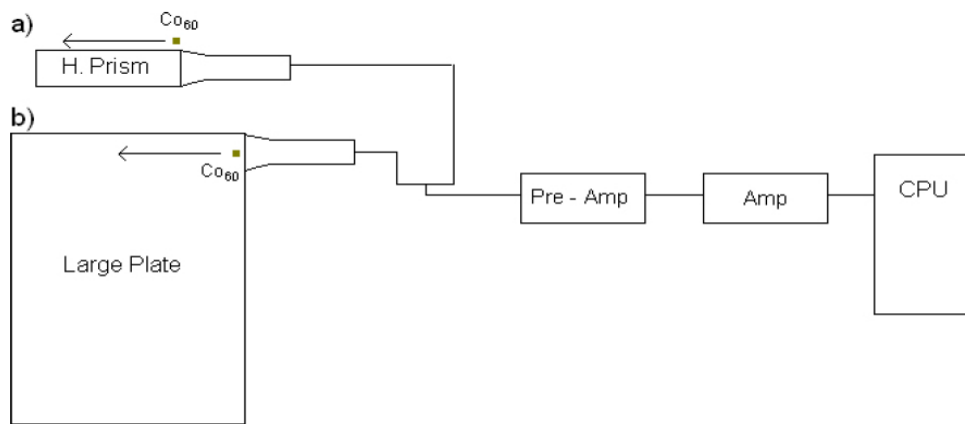
<sup>5</sup> International Atomic Energy Agency.

Dada esta experiencia se concluye que para lograr hacer este tipo de medidas exitosamente a ángulos menores se deben recurrir a otro tipo de arreglos experimentales.

3. Trabajando en la resolución de posición para detectores de centelleo a través del método de atenuación de luz.

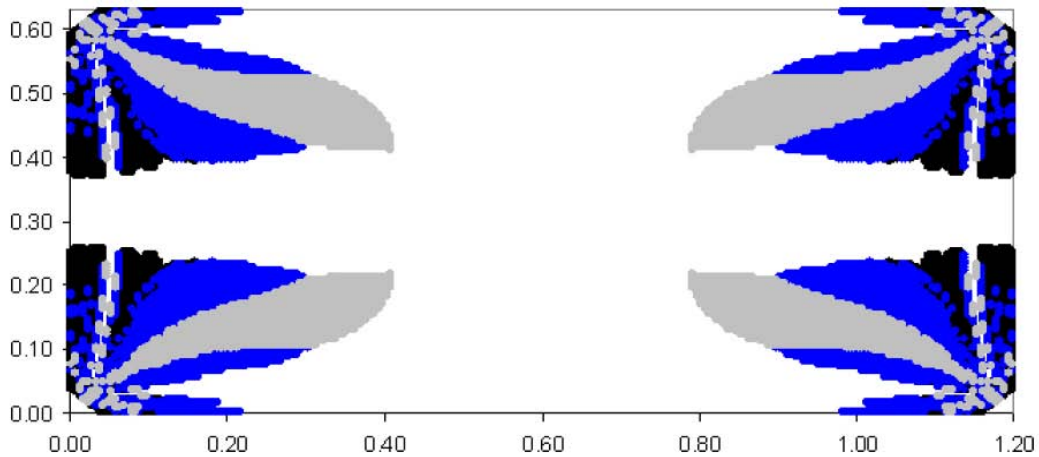
En [22] se presentan los primeros resultados experimentales correspondientes al trabajo con detectores de centelleo como parte de la motivación al trabajo de dispersión con neutrones en blancos pesados a ángulos pequeños. La geometría del primero de los detectores corresponde a un prisma hexagonal de 30 cm de largo con 5 cm de apotema, y el segundo es al que se le conocerá como *MONDE*, y consiste en una placa de 160 cm de largo, 70 cm de ancho y 5 cm de espesor.

A pesar de que los neutrones son las “estrellas” para el trabajo con este tipo de detectores, por motivos de desarrollo y sobre todo por simpleza y seguridad se trabaja primeramente con rayos gama. Los datos de [22] fueron generados con una fuente de radiación gama de  $^{60}\text{Co}$ . En los dos casos ahí estudiados se utiliza un único fotomultiplicador para estudiar la dependencia de la amplitud de pulso como función de la posición del centelleo. La fuente radioactiva  $^{60}\text{Co}$  es colocada en un pequeño colimador de plomo arriba de cada uno de los detectores a diferentes distancias del fotomultiplicador [22]. La figura 5.3 muestra el esquema del montaje experimental.



**Figura 5.3.** Representación del esquema experimental (a) para el prisma hexagonal, (b) para la placa. Imagen obtenida de [22].

Los resultados muestran que la dependencia con la posición de la fuente en la señal de fotomultiplicador es mucho más fuerte para la placa que para el prisma hexagonal, un hecho que resulta de alto interés al poner en práctica la idea de obtener una buena resolución en posición para un arreglo bi-dimensional. En la figura 5.4 se puede apreciar la resolución en posición para cuatro fotomultiplicadores ubicados en las esquinas con cortes a  $45^\circ$  obtenida mediante simulaciones Monte Carlo. La mayor parte del detector muestra una resolución mejor de  $\pm 1$  cm, mientras que otras regiones (las esquinas) muestran una resolución degradada, arriba de  $\pm 5$  cm.



**Figura 5.4.** Resolución en posición para cuatro fotomultiplicadores. En las áreas blancas la resolución es del orden de 1 cm y se degrada progresivamente para regiones más oscuras hasta llegar a superar los  $\pm 5$  cm. Imagen obtenida de [22].

Esta situación puede ser considerablemente mejorada al añadir más fotomultiplicadores a la configuración del detector.

Ambigüedades provenientes de la detección simultánea de más de una partícula pueden ser igualmente resueltas al añadir más fotomultiplicadores.

### 5.3 Un nuevo algoritmo

Es también en [23] donde se deriva explícitamente la fórmula para el nuevo algoritmo de detección para determinar la posición de un evento.

Es bien sabido que existe una atenuación intrínseca de la luz que es función de la distancia ( $d$ ) característica de cada plástico. En el caso del *MONDE* el plástico centellador es BC-408, la longitud de atenuación ( $\lambda$ ) es 210 cm. Por lo que la amplitud de la señal dependiente de  $d$  sería:

$$S(d) \approx e^{-\left(\frac{d}{\lambda}\right)}. \quad (5.1)$$

Además de ese factor, la dependencia de la amplitud de la señal producida por los fotomultiplicadores dependerá del ángulo sólido cubierto por el detector relativo al punto donde se produjo el destello de luz. En tres dimensiones se tiene que el ángulo va proporcional como  $r^{-2}$ , sin embargo, considerando la reflexión de la luz en las superficies pulidas de la placa de plástico; relativamente mucha más luz es colectada en alguna localización dada. El caso extremo es el de una superficie bi-dimensional (la luz no se escapa fuera de la placa de plástico), donde la fracción angular cubierta por un segmento de línea decrece con la distancia como  $r^{-1}$ . El caso con el cual se está trabajando se encuentra entre

los dos escenarios de arriba. De los datos experimentales que se obtienen en [23] se ajustan a la siguiente expresión:

$$S(r) \propto \frac{1}{r^{1.3}}. \quad (5.2)$$

En dos dimensiones las señales no siempre son producidas en dirección perpendicular al fotocátodo del fotomultiplicador, pero si en un ángulo arbitrario relativo al plano que lo contiene. Debido a la existencia de una señal mínima (umbral) existe también un ángulo crítico, debajo del cual ninguna señal es “leída” por los fotomultiplicadores. En este caso dicho ángulo es de  $30^\circ$ . Esta dependencia puede ser escrita mediante la siguiente fórmula:

$$S(\theta) \propto \sin\left(\frac{\pi(\theta - \theta_c)}{\pi - 2\theta_c}\right). \quad (5.3)$$

Al combinar las ecuaciones anteriores se termina con una fórmula completa semi-fenomenológica que relaciona la posición de una señal con amplitud total  $S$  a la señal  $S_0$  dada por un detector colocado a una distancia  $r_i$  a una inclinación con ángulo  $\theta$ .

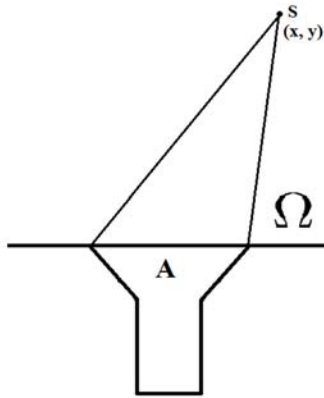
$$S_i = S_0 e^{(-\frac{r_i}{\lambda})} \sin\left(\frac{\pi(\theta - \theta_c)}{\pi - 2\theta_c}\right) \frac{1}{r_i^\beta} \quad (5.4)$$

Con  $\theta_c = 30^\circ$  y  $\beta = 1.3$ . 5.4 es una ecuación trascendental para resolver en coordenadas  $x$  y  $y$ , razón por la cual el método de atenuación de luz no es tan popular [23].

Como ya se mencionó, la ecuación 5.4 permite obtener las posiciones  $x$  y  $y$  para un destello de luz proveniente de alguna parte del detector, y es a partir de esta que se desprende todo el desarrollo que sigue. Sin embargo no se trabaja con (5.4) de forma directa, es decir, se toman una serie de aproximaciones las cuales van a permitir simplificar el trabajo, al suponer una serie de condiciones ideales para la detección de un destello.

Se supone que la longitud de atenuación del material tiende a infinito ( $\lambda \rightarrow \infty$ ), es decir, estamos despreciando la atenuación que pueda tener el material, dado el valor intrínseco que posee  $\lambda$  comparado con las dimensiones del detector; que no existe un ángulo crítico de detección ( $\theta_c = 0^\circ$ ), es decir, se ignora la existencia de una señal mínima, de manera que cualquier señal es leída por los fotomultiplicadores y finalmente se toma  $\beta = 1$ , se supone el caso de una superficie bi-dimensional. Todas estas suposiciones llevan a escribir (5.4) como:

$$S_i = \frac{S_0}{r_i} \sin \theta.$$



**Figura 5.5.** Esquema de la dependencia de la señal con respecto al ángulo sólido vista por el fotomultiplicador.

De esta última ecuación se observa que  $S_0 = k$  una constante. Lo que lleva finalmente a escribir

$$S_i = k \frac{\sin \theta_i}{r_i}. \quad (5.5)$$

Esta última ecuación es la que se tomará para desarrollar el trabajo posterior. Esta es la ecuación del nuevo algoritmo, al cual conocemos coloquialmente como *PRADA* (Position Reconstruction from Amplitude Detection Algorithm).

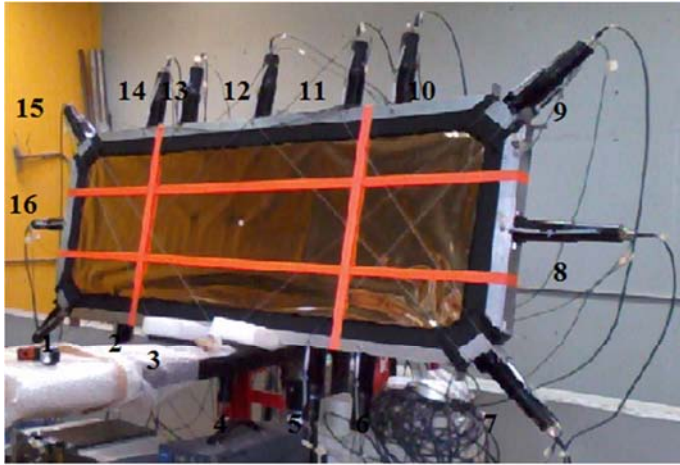
## 6 Trabajo computacional

Como se ha mencionado anteriormente, el tema principal de este trabajo consiste en derivar la posición de un evento en el MONDE, a partir del nuevo algoritmo. Con el fin de mejorar las dificultades que presenta el algoritmo de centro de masa (también conocido como algoritmo de Anger).

### 6.1 Desarrollo computacional en Fortran 90

Se desarrolla un modelo del MONDE en dos dimensiones  $(x, y)$ . Se conoce la geometría del detector, así como las posiciones de cada uno de los fotomultiplicadores alrededor del mismo en el plano coordenado. Esto permite formar una figura geométrica exacta con medidas y posiciones reales (figura 6.1). Cada uno de estos valores, fueron previamente medidos del mismo detector.





PM	$x(cm)$	$y(cm)$
1	2.5	2.5
2	35.0	0.0
3	50.0	0.0
4	80.0	0.0
5	110.0	0.0
6	125.0	0.0
7	157.5	2.5
8	160.0	35.0
9	157.5	67.5
10	125.0	70.0
11	110.0	70.0
12	80.0	70.0
13	50.0	70.0
14	35.0	70.0
15	2.5	67.5
16	0.0	35.0

**Figura 6.1.** Vista geométrica del *MONDE* en el plano  $(x, y)$ .

### 6.1.1 Simulación de un evento de prueba

Antes de comenzar con el desarrollo del trabajo se recalca el hecho de que para esta primera fase, de la ecuación (5.5) se toma el valor de  $k = 1$ .

Se comienza únicamente trabajando con un primer evento (propuesto), dado en forma de punto coordinado. Lo que en *Fortran 90* sería un vector de tipo bi-dimensional. Las unidades con las que se trabaja para longitud son de cm, mientras que para ángulos son radianes.

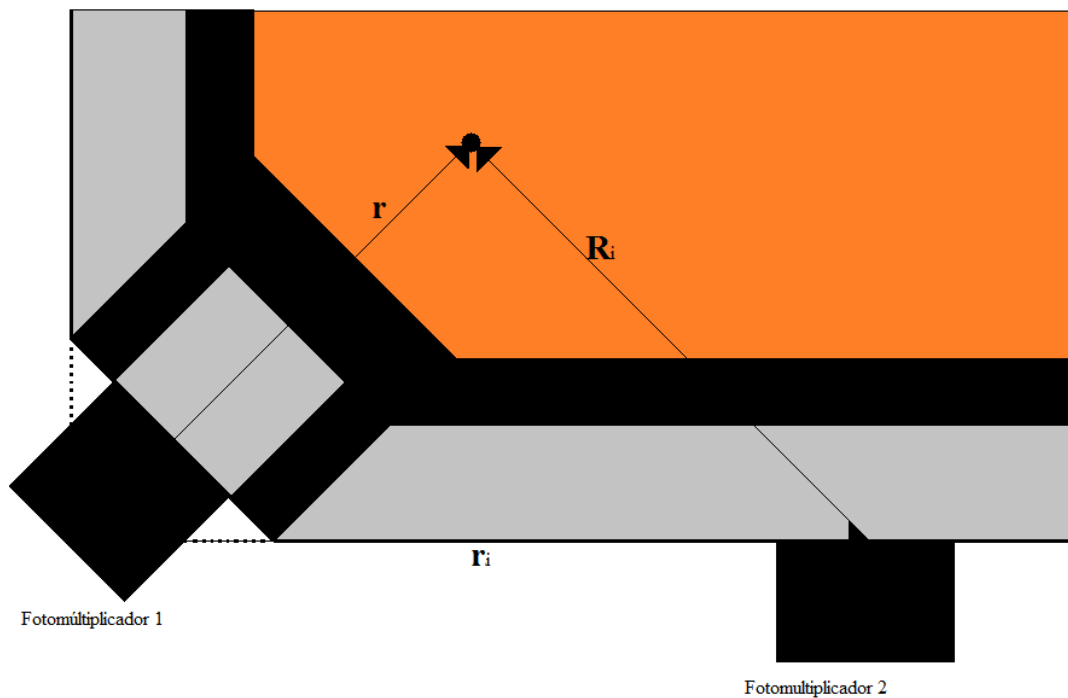
Se definen las posiciones de cada uno de los fotomultiplicadores dentro del programa, como una matriz  $(i, j)$  de dimensión  $(16, 2)$ ; se mete desde el teclado la posición del evento propuesto. Una vez que se ha verificado que el evento se encuentra dentro de las dimensiones dadas, se calcula el vector de posición de este, con respecto a cada uno de los dieciséis fotomultiplicadores, y se obtiene posteriormente su norma en cada caso, debido a que lo que se necesita es una distancia entre el evento y el fotomultiplicador. De acuerdo con la fórmula de *PRADA*.

El cálculo de este vector de posición (denominado como  $\mathbf{R}_i$ ) se llevó a cabo de la siguiente manera:

1. La esquina inferior izquierda del *MONDE*, se ha ubicado en el origen del plano coordinado  $(x, y)$ , por lo que cada uno de los fotomultiplicadores tiene una posición bien definida dentro del mismo<sup>6</sup>.

<sup>6</sup> Al referirse a una posición bien definida en los fotomultiplicadores, se habla a la posición del centro de la superficie de guía de onda de acrílico en contacto con el plástico centellador en el plano. Pues se está abordando el problema geoméricamente.

2. El vector del evento propuesto que sale del origen, es al que se le denomina como vector inicial, y se denota como  $\mathbf{r}$ .
3. Al tener cada uno de los fotomultiplicadores una posición bien definida, es posible asignarles un vector con respecto al origen, denotados como  $\mathbf{r}_i$ , con  $i \in \{1, 2, \dots, 16\}$ . Dada la forma en la que se ha colocado el MONDE en el plano coordenado, los vectores  $\mathbf{r}_i$  de la parte superior e inferior serán de la forma  $(x, 0)$  y  $(x, y_0)$  respectivamente. Siendo  $y_0$  la altura del detector. Mientras los vectores de los lados, derecha e izquierda son de la forma  $(x_0, y)$  y  $(0, y)$ . Con  $x_0$ , el largo del detector.
4. Finalmente para el cálculo de  $\mathbf{R}_i$ , se toma el vector diferencia entre  $\mathbf{r}$  y los  $\mathbf{r}_i$ , para posteriormente obtener su norma. Desde un punto de vista geométrico, lo que se obtiene es la distancia entre el punto en el que se genera el evento, y la posición del fotomultiplicador. Figura 6.2.



**Figura 6.2.** Esquema vectorial para el cálculo del vector de posición  $\mathbf{R}_i$ .

Dado que  $\mathbf{R}_i$  es la diferencia de dos vectores, entonces se tiene que:

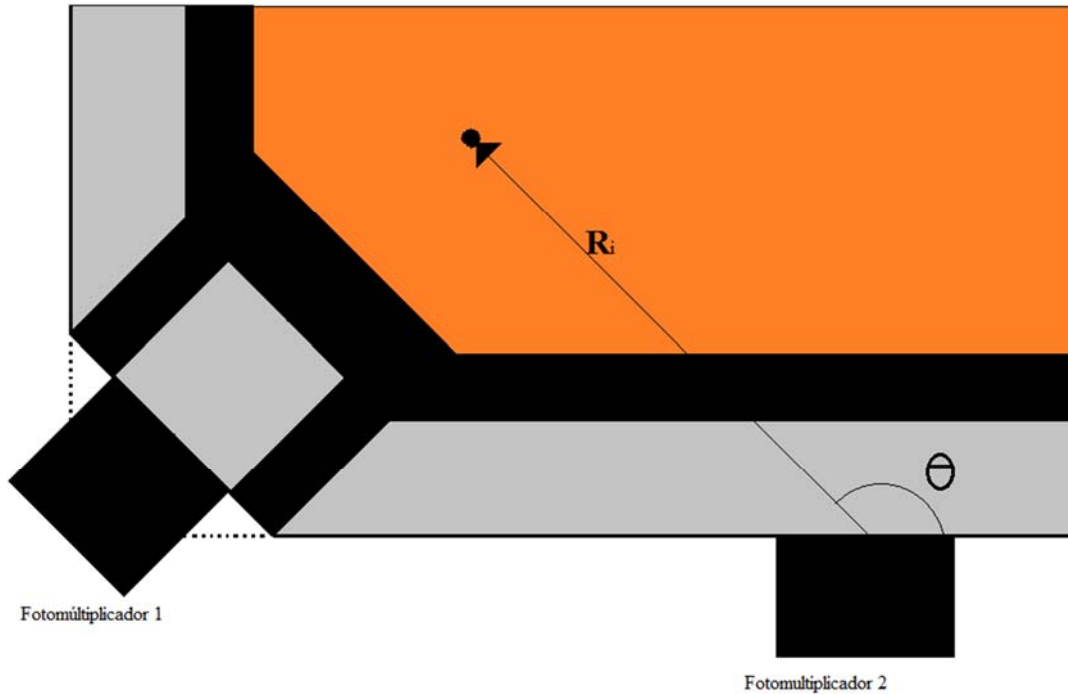
$$\|\mathbf{R}_i\| = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i\|.$$

Para facilitar la notación para los posteriores desarrollos, se denota  $\|\mathbf{R}_i\| = R_i$ .

Llevándolo a la ecuación para el nuevo algoritmo, se obtiene que:

$$S_i = \frac{\sin \theta_i}{R_i}, \quad (6.1)$$

lo que da paso a la siguiente parte en el código. La obtención del ángulo  $\theta_i$ . Este ángulo es aquél que forma el vector de posición con respecto a los ejes coordenados (figura 6.3).



**Figura 6.3.** Ángulo  $\theta$  formado por el vector de posición y el eje coordenado  $x$ .

Para la obtención del ángulo, se recurre a las coordenadas polares:  $x = r \cos \theta$  y  $y = r \sin \theta$ . A partir de las cuales se obtiene que:

$$\theta = \tan^{-1} \frac{y}{x}. \quad (6.2)$$

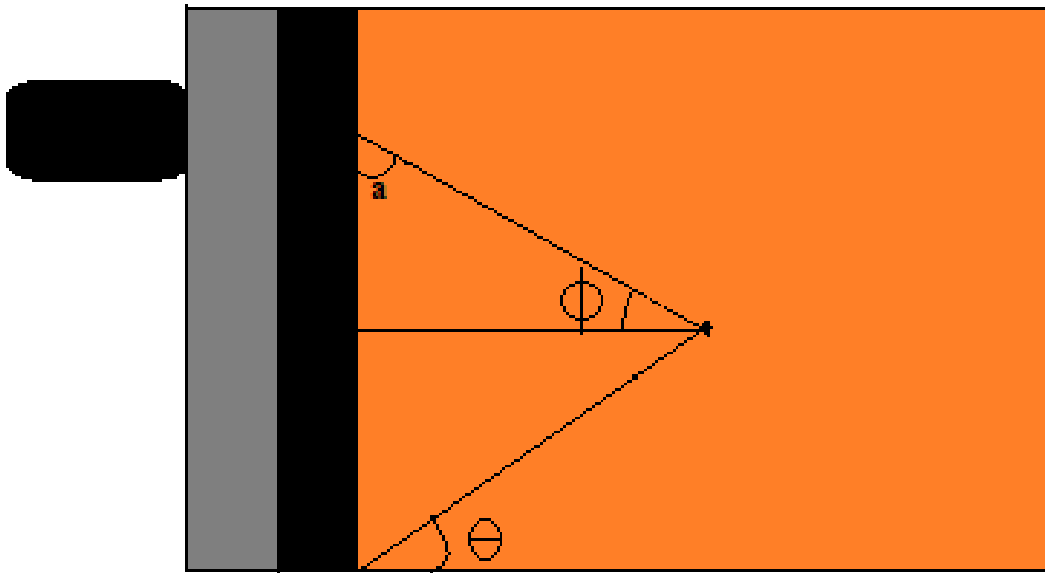
Dado que el vector con el que se está trabajando, es el de posición  $\mathbf{R}_k = i\mathbf{R}_{k_x} + j\mathbf{R}_{k_y}$ <sup>7</sup>, se reescribe (6.2) como:

<sup>7</sup> Aquí se ha cambiado el subíndice  $i$  por  $k$  para evitar confusiones en la notación con los vectores canónicos de  $\mathbb{R}^2$ .

$$\theta_k = \tan^{-1} \frac{R_{ky}}{R_{kx}}. \quad (6.3)$$

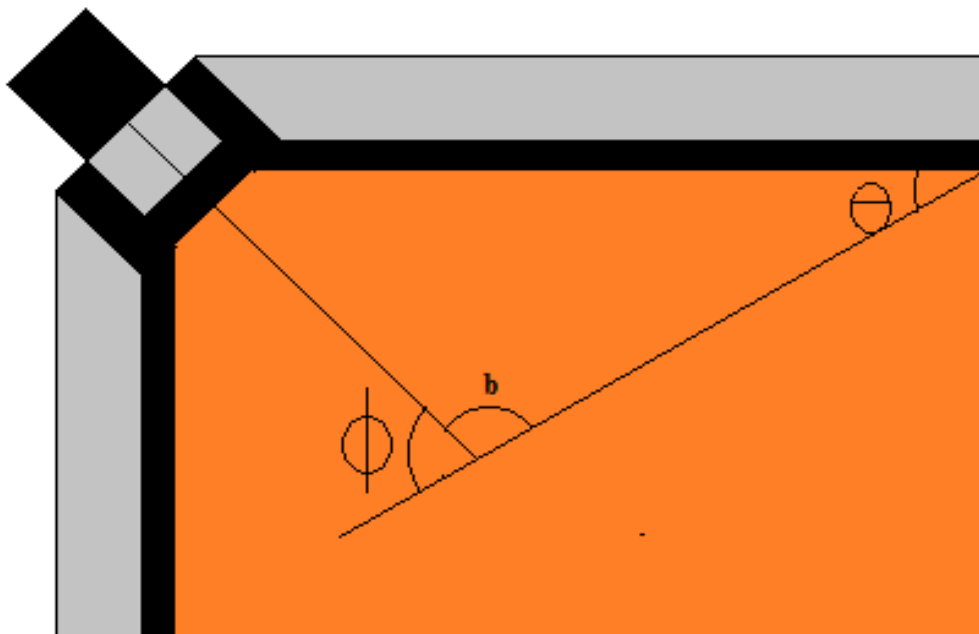
Sin embargo, este no es el valor del ángulo que se toma para los detectores ubicados en las esquinas y en los lados. De la figura 6.1 se observa que el *MONDE* tiene un corte en cada una de sus esquinas, lo cual afecta el valor del ángulo en cuestión. A partir de ciertos cálculos para triángulos semejantes con la geometría del detector, se concluye que para estos casos  $\theta = \theta + \frac{\pi}{4}$ . Mientras que en el caso de los detectores ubicados a los lados  $\theta = \theta + \frac{\pi}{2}$ .

Para el caso de los fotomultiplicadores ocho y dieciséis basándose en la figura 6.2 lo único que se hace es subir el eje coordenado a la posición en el eje y de dichos detectores y tomar la “proyección” del ángulo hacía abajo. Como se muestra en la figura 6.4.



**Figura 6.4.** Esquema angular para los detectores ocho y dieciséis.

En este caso se tiene que  $\phi = -\theta$ , y utilizando el hecho de que la suma de los ángulos interiores de un triángulo suman  $\pi$  se tiene que:  $a = \theta + \pi/2$ . Que es el resultado que se había expresado anteriormente. Para el caso de los detectores ubicados en las esquinas los cálculos son más complicados:



**Figura 6.5.** Esquema angular para los detectores inclinados.

En esta última figura no se logra apreciar, pero el ángulo que se forma con respecto al corte en las esquinas del MONDE es de  $\pi/4$ , de manera que al sumar nuevamente los ángulos internos se tiene que  $b = \theta + \pi/4$ . Que nuevamente es el resultado que se tenía anteriormente.

Con todo lo anterior, el paso siguiente es llevar (6.1) a la programación -para así obtener el valor de la señal para cada uno de los detectores-, lo cual no es más que escribir su expresión dentro de *Fortran*, cuidando cada uno de los detalles antes discutidos.

Antes de proseguir en la construcción del código, se verifica que cada uno de los pasos anteriores funcione correctamente, es decir, que haya una simetría en los resultados con respecto a todo el detector. Se hace correr el programa para que este muestre en pantalla los valores de las señales para cada uno de los fotomultiplicadores, y así observar si se da la simetría buscada.

Una vez que se ha verificado que el código funcione de manera correcta se prosigue en la construcción del mismo.

### 6.1.2 Reconstrucción de la posición para el evento de prueba

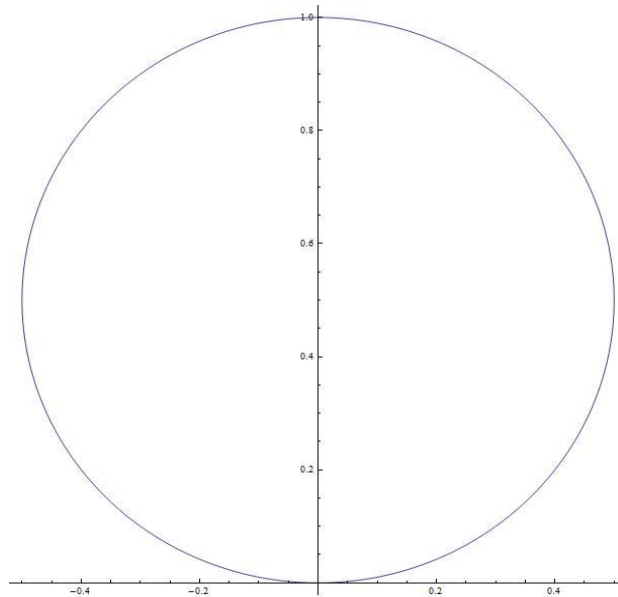
Todo el trabajo anterior, corresponde a la generación de la señal en cada uno de los fotomultiplicadores a partir de la posición de un evento; lo que prosigue es la obtención de la posición del evento a partir de esas señales. Que finalmente es el objetivo principal de este trabajo.

Esta segunda parte comienza tomando el valor de las señales previamente calculadas.

A partir de (6.1) se obtiene que:

$$R_i = \frac{\sin \xi_i}{S_i}. \quad (6.4)$$

De (6.4) se observa que esta expresión geoméricamente corresponde a una circunferencia, más específicamente, a una de diámetro uno inicialmente, modificada por el factor  $1/S_i$ , haciéndola crecer o disminuir. En la figura 6.6 se muestra la gráfica de (6.4) para un valor de  $\frac{1}{S_i} = 1$ . Se ha tomado a  $\xi$  para la notación angular con el fin de evitar confusiones con notaciones anteriores.



**Figura 6.6.** Gráfica de (5.4) para un valor de  $\frac{1}{S_i} = 1$ .

Se toma en cuenta este aspecto, para que, a partir de los valores de las señales se obtenga la gráfica de (6.4) para cada uno de los fotomultiplicadores, y así poder determinar si hay o no una simetría en los resultados, así como la ubicación del evento, el cual correspondería, a la intersección de cada una de las figuras en un cierto punto. Para llevarlo a cabo, se recurre a una parametrización.

La parametrización utilizada es:

$$\begin{aligned} x(\xi) &= -\cos \xi \sin \xi, \\ y(\xi) &= (\sin \xi)^2. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Esta proporciona la forma geométrica de los  $R_i$ ; sin embargo, como en el caso anterior, se debe de tener especial cuidado con los detectores ubicados en las esquinas y en los lados del *MONDE*. Para tratar con la geometría de estos detectores se recurre a la matriz de rotación, debido a que estos están rotados un cierto ángulo  $\phi$  con respecto a la horizontal del plano.

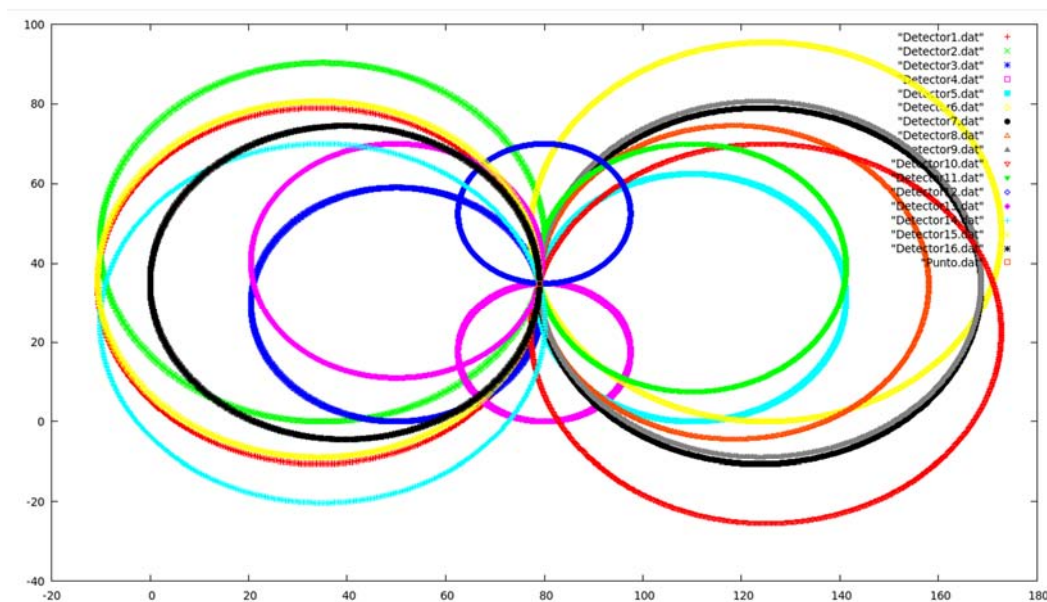
$$R(\phi) = \begin{pmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix}$$

es la matriz de rotación.

Para este caso  $\xi \in [0, \pi]$ ; -dada la densidad de  $\mathbb{R}$ -en particular la densidad del intervalo-,  $\xi$  puede tomar una infinidad de valores. Por lo que se decide tomar una cantidad finita que permita tener una buena apreciación de las figuras a graficar.

Se opta por partir el intervalo en mil partes iguales, por lo cual,  $\xi$  estará tomando valores entre esos mil puntos. Cada uno de los valores numéricos necesarios para lograr la gráfica de cada uno de los fotomultiplicadores son almacenados en una parte de la memoria de la computadora individualmente, es decir, cada operación está determinada para uno y sólo uno de los detectores; por lo que cada archivo para un sólo detector tiene un total de mil puntos a graficar en dos columnas de la forma  $(x,y)$ . Y así para todos los dieciséis fotomultiplicadores.

En la figura 6.7 se muestra un esquema del detector con cada una de las gráficas para los dieciséis fotomultiplicadores, para un evento en el punto  $(79,35)$ . Cada una está representado con un color diferente.



**Figura 6.7.** Esquema de la geometría de los radios de los dieciséis fotomultiplicadores, para el evento en el punto  $(79,35)$ .

De este esquema se observa, que cada una de las gráficas de los detectores se cruza en el centro, que es el punto donde en un principio se propuso el evento<sup>8</sup>.

Hasta este punto se ha podido apreciar que todo el trabajo posee la dirección correcta. Sin embargo, sólo se ha visto de forma geometría, faltando y siendo la más importante, la forma numérica, es decir, que se muestre un único resultado en pantalla. Para ello, se recurre a la creación de dieciséis matrices de ceros con las dimensiones del *MONDE*; la transformación de cada uno de los elementos de los archivos de los detectores en índices  $(i, j)$  para dichas matrices; y, finalmente la sustitución del valor “1” en los índices correspondientes.

Este procedimiento que en este momento deja poca claridad, se discutirá detenidamente a continuación.

Todos los resultados que se tienen hasta el momento en términos numéricos, son números de punto flotante programados con el atributo *REAL*. Es necesario convertir los valores de las entradas de los archivos de los detectores a números enteros, es decir, hacer una “transformación” de *REAL* a *INTEGER* con el fin de poder utilizar más adelante dichas entradas como los índices de las nuevas matrices.

Como ya se mencionó, las matrices que se crean, tienen las dimensiones del *MONDE*, es decir,  $(160,70)$ ; con cada uno de sus elementos igual a cero. Es decir, se tienen matrices de la forma:

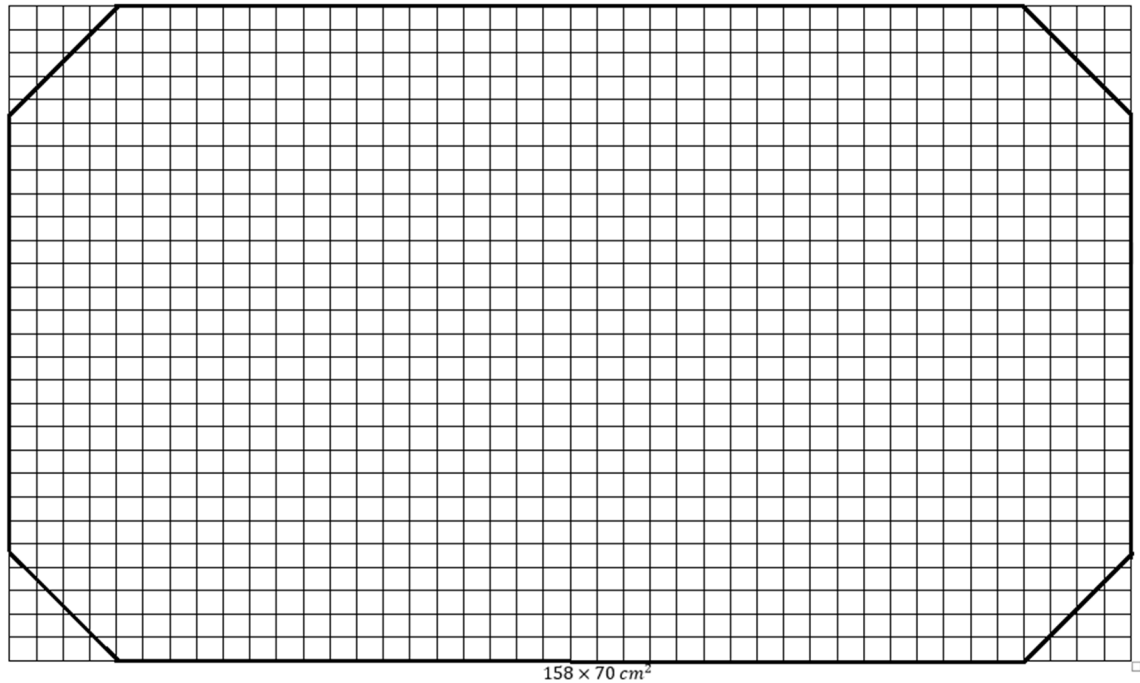
$$\begin{pmatrix} 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 \end{pmatrix}.$$

La idea física de generar estas matrices, es tomar un enrejado cuadrículado del detector. Donde cada cuadrícula es de dimensión  $(1 \times 1\text{cm}^2)$  y cubre una pequeña región en particular. Mientras que, el llenar la matriz de ceros, representa que en cada una de estas pequeñas regiones no se está detectando, o, llevado a cabo algún evento (figura 6.8).

---

<sup>8</sup> Este es un evento cualquiera. Se habría podido proponer cualquier otro; sin embargo se escoge ese para poder dar más apreciación a la simetría del detector.





**Figura 6.8.** Esquema de la cuadrícula del detector.

Se denota cada una de estas matrices por  $M_i$ , y cada uno de los archivos de los detectores por  $D_i$ , con  $i \in \{1, \dots, 16\}$  para ambos casos. Se transforma cada uno de los valores de los elementos de  $D_i$  a entero, por lo que ahora se tienen dieciséis nuevos archivos coordenados de la forma  $(x_j, y_j)$  con  $x_j, y_j \in \mathbb{N} \forall j \in \{1, \dots, 1000\}$ . Geométricamente cada uno de estos elementos coordenados puede y debe ser ubicado dentro del detector ya cuadrículado, es decir: cada uno de estos elementos tiene un lugar en alguna cuadrícula dependiendo de la posición del fotomultiplicador y de la ubicación geométrica del evento.

Cada cuadrícula numéricamente está representada como uno de los elementos de las  $M_i$ , de manera que al querer ubicar geoméricamente algún punto de los  $D_i$  en estas, el procedimiento de manera numérica es sustituir en dicha entrada (por consiguiente en el elemento coordenado) algún valor distinto de cero. En este caso uno. Es así como cada uno de los elementos de los  $D_i$  pasa a ser algún elemento  $(i, j)$  de las nuevas matrices  $M_i$ . Este proceso se lleva a cabo mediante el siguiente código:

```

DO j = 1, 1000
IF (( $D_i(1, j) < 160$ ) .AND. ( $D_i(1, j) > 0$ ) .AND. ( $D_i(2, j) < 70$ ) .AND. ( $D_i(2, j) > 0$ ))
THEN  $M_i(D_i(1, j), D_i(2, j)) = 1$ 
END IF
END DO

```

Al final se obtienen dieciséis matrices con la siguiente forma:

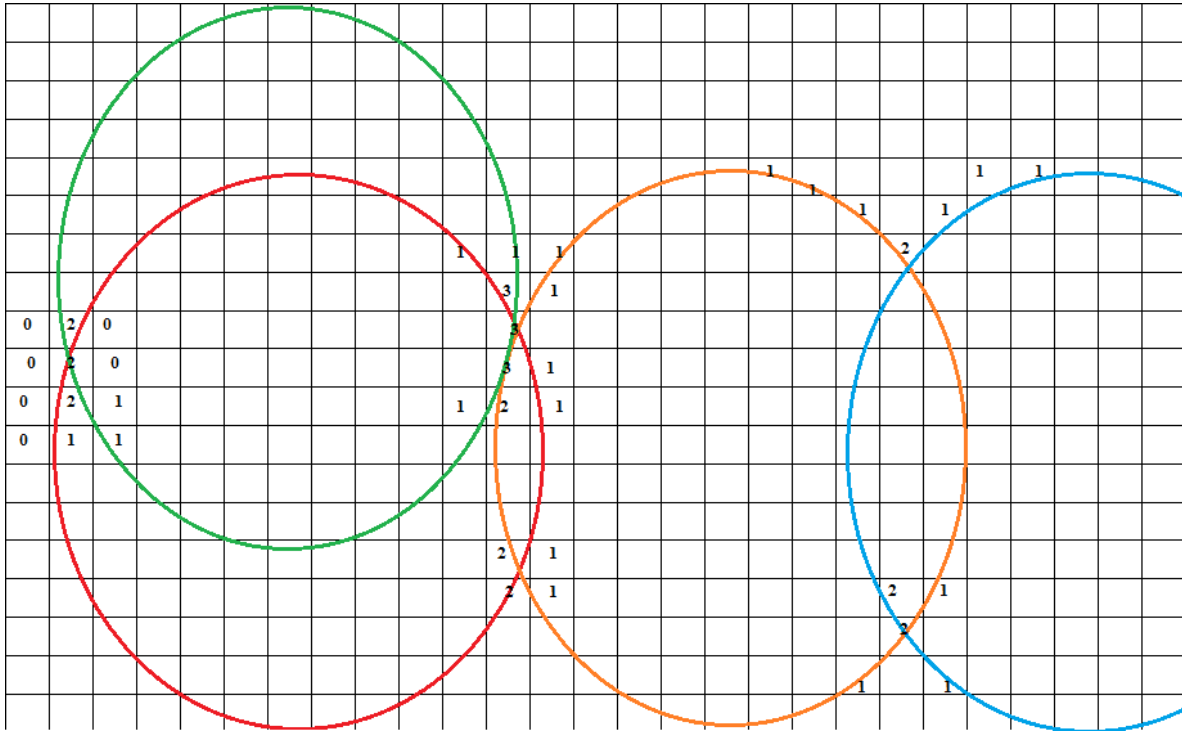
$$\begin{pmatrix} 1 & \dots & 0 \\ 0 & \vdots & 1 \\ \vdots & 1 & \vdots \\ 0 & \dots & 1 \end{pmatrix}$$

Estos unos en las cuadrículas, representan físicamente el hecho de que por ellos, pase parte de la figura geométrica que nos da (6.4); mientras que los ceros siguen siendo regiones que no presentan actividad alguna. Matemáticamente quiere decir que en algún punto  $(i, j)$  se este detectando el evento de interés. Figura 6.9.

0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0
0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0
0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0
0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0
0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0
0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	0
0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	0
0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	0	0

**Figura 6.9.** Gráfica de (6.4) para un fotomultiplicador cualquiera, en una sección del MONDE cuadrículada.

El código anterior se efectúa para cada una de las  $M_i$ , por lo cual se llega a tener un total de 16 matrices de ceros y unos. Dado que la posición del evento se da en la intersección de todas las figuras de los fotomultiplicadores, al sumar las 16 matrices se debe buscar el elemento con el máximo contenido. Ya que cada elemento de la matriz suma es un contador del total de figuras que pasan por el espacio que representa (figura 6.10).



**Figura 6.10.** Intersección de varias figuras para tres fotomultiplicadores en ciertas regiones de la cuadrícula.

Al final se da la indicación al código, de que muestre en pantalla el punto  $(i, j)$  en la matriz que posee el número mayor, y así conocer la posición del evento. Sin embargo, como se puede apreciar en la figura 6.10, dada la dimensión del enrejado que se ha tomado, en más de una cuadrícula se puede obtener el mismo valor máximo del contador. En ese caso el algoritmo entrega como resultado, las coordenadas promedio de todos los elementos con el máximo contador.

Este último paso no es tan directo como parece, puesto que no se sabe cuántos puntos se pueden mostrar; 2, 3, 4, etc. Razón por la cual se debe de elaborar un contador, que registre el número de elementos con el máximo de intersecciones.

Una vez que se ha logrado lo anterior, lo último es tomar el promedio entre dichos puntos, y comprobar la cercanía del resultado obtenido, con el que en un principio se propone.

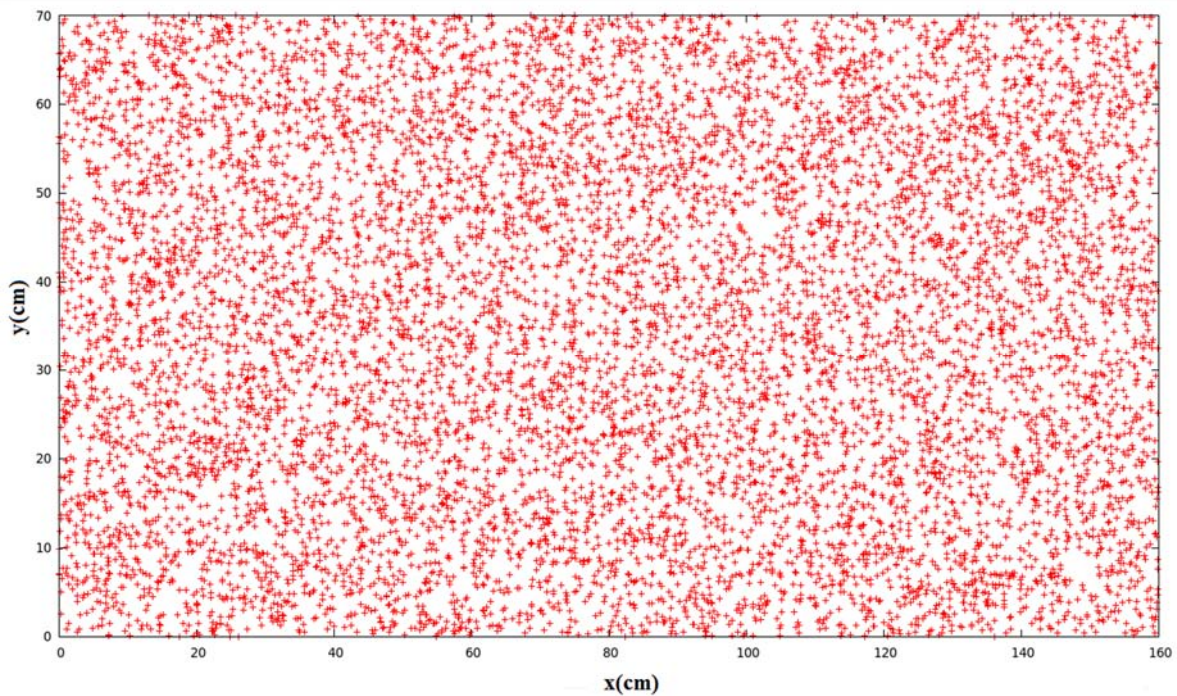
### 6.1.3 Eventos consecutivos

El trabajo anterior muestra resultados asertivos, en lo que se refiere a precisión para un cierto evento en el *MONDE*; sin embargo, no representa una situación real. Hasta el momento se está trabajando únicamente en un sistema matemático cerrado. Si con un punto se generan una serie de valores numéricos (en este caso se habla de las señales) mediante una ecuación, y más adelante se pretende obtener ese mismo punto utilizando dicha ecuación y los valores obtenidos anteriormente; es de esperarse que el resultado sea ese mismo punto, o algún otro punto muy cercano a este.

Esto nos lleva a la necesidad de incorporar cierto tipo de características al código que permitan asemejar una situación real de detección. Primeramente se habla de incorporar miles de eventos con posiciones al azar a lo largo y ancho de la superficie sensible del detector, así como de establecer una resolución de energía finita para los detectores, es decir, simular la función de respuesta de los fotomultiplicadores para una cierta energía (la distribución de energía para la radiación incidente).

Lo primero es ampliar el código para trabajar con miles de puntos generados de forma aleatoria. En este caso se hace innecesario, además de que constituye una pérdida de tiempo en términos operacionales del programa, el formar las gráficas correspondientes a la ecuación (6.4).

La generación de estos puntos al azar se efectúa mediante la subrutina intrínseca de *Fortran*, *RANDOM\_NUMBER*. Esta última, genera un arreglo pseudoaleatorio de números de distribución uniforme sobre el rango de  $0 \leq x < 1$  [42]. La cual nos va a permitir generar dos series de números  $x, y$ ; con  $0 \leq x < 160$ , y  $0 \leq y < 70$ . Que serían los valores necesarios, para generar una gran cantidad de eventos aleatorios, alrededor de todo el detector. Se opta por generar un máximo de 10, 000 eventos coordinados (figura 6.11).



**Figura 6.11.** Eventos generados aleatoriamente a lo largo de todo el *MONDE*.

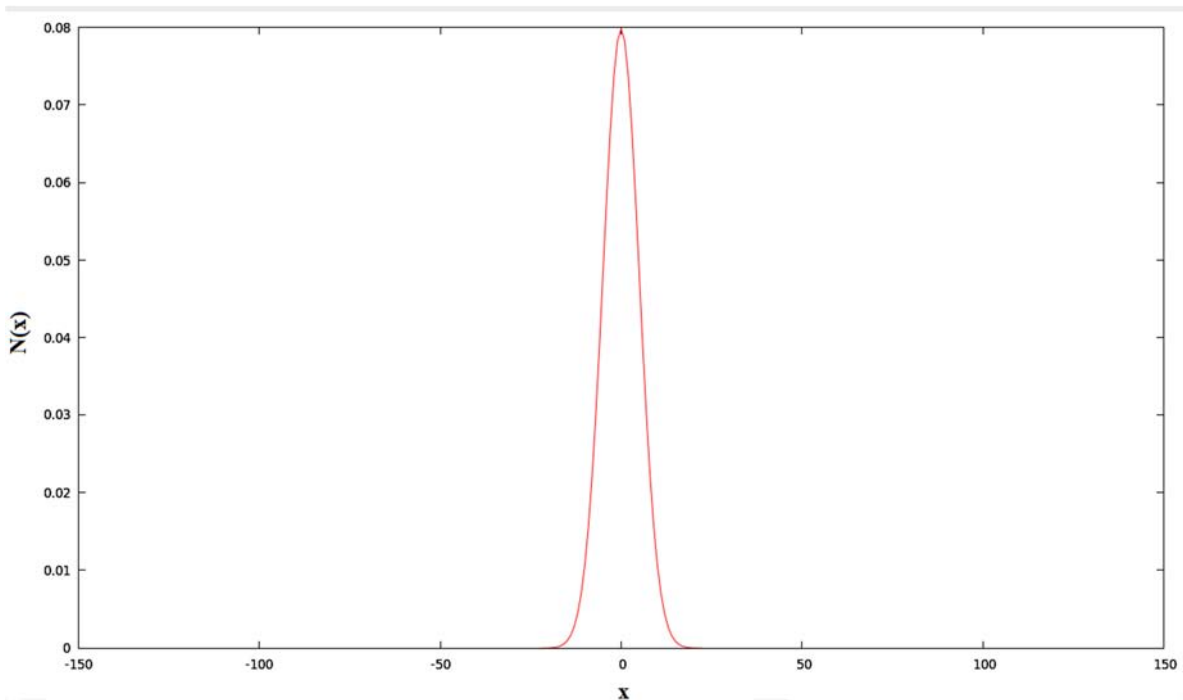
Para poder modelar la respuesta en energía para cada uno de los fotomultiplicadores se recurre a una distribución de tipo normal [32].

$$N(x, \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.6)$$

es la ecuación general para una distribución de tipo gaussiana. Para este trabajo se ha escogido  $\mu = 0$ ,  $\sigma = 5$  y tomar  $x \in [-125,125]$  (figura 6.12). Por lo que (6.6) se transforma en:

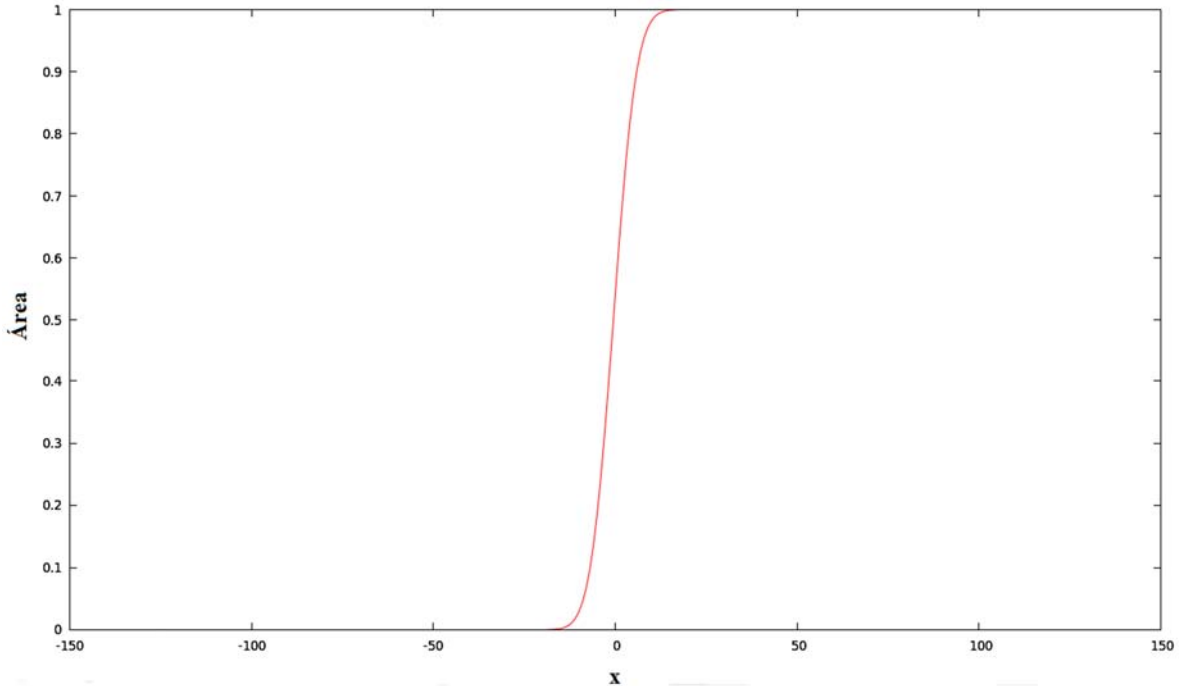
$$N(x) = \frac{1}{5\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{50}}. \quad (6.7)$$

Los valores  $\mu$  y  $\sigma$  se han escogido a partir de las siguientes consideraciones:  $\mu = 0$  se escoge para obtener una distribución con centro en el origen de  $\mathbb{R}^2$  y hacer más fácil la manipulación de la misma.  $\sigma = 5$  es un valor que se escoge a partir de llevar a cabo una serie de pruebas con diferentes valores y determinar en cada una de estas la resolución de los fotomultiplicadores a partir del FWHM (Full Width at Half Maximum), obteniendo resultados bastante cercanos a la realidad para dicho valor.



**Figura 6.12.** Distribución normal.

Esta primera distribución no corresponde obviamente todavía a la resolución en energía para los detectores, sin embargo es de vital importancia para poder obtenerlas.



**Figura 6.13.** Área de la distribución normal  $N(x)$ .

Para lograr llevar a cabo la simulación de energía finita se recurre a la creación de una función en *Fortran* que tiene como base el método de la integral recorrida (running integral). A esta función se le ha denominado con el nombre de *Azar*. Se calcula el área de la distribución con el fin de llevar a cabo una normalización de la misma. A partir de ese momento se trabaja con la distribución ya normalizada  $N(x)$  con  $x \in [-125,125]$  y  $N(x) \in [0,1]$ .

El modo en que trabaja dicha función ya normalizada es la siguiente: se aprovecha el hecho de que cumple con estar entre 0 y 1 para mandar llamar a la subrutina intrínseca *RANDOM NUMBER* con el fin de encontrar un número  $r \in [0,1]$  que cumpla que  $r \leq N(x_j)$  p.a.  $x_j$ . A continuación se le asigna un valor a *Azar* que depende tanto de  $r$  como de  $N(x_j)$ . Este se da a través de la siguiente ecuación:

$$\text{Azar} = x_j - (N(x_j) - r). \quad (6.8)$$

Este valor que es asociado puede ser tanto un número negativo como positivo puesto que  $x \in [-125,125]$ . Es importante recalcar que este número asignado a la función es único; a pesar de que puedan existir otros  $r_i$  que cumplan con la condición antes establecida, el código toma el primero que encuentra. Este es la base sobre la cual va a ser posible generar la resolución finita de energía para cada uno de los fotomultiplicadores. Se inicia con un mismo evento para más adelante dar paso a eventos aleatorios.

Se corre un mismo evento una cantidad numerable de veces (100, 1000, 100, 000, etc.), en cada caso se genera una colección de dieciséis señales a partir de las cuales es posible construir otras que sean proporcionales a las originales con el fin de dar la forma correspondiente a la resolución de energía finita de los detectores.

Este procedimiento se lleva a cabo de la siguiente manera:

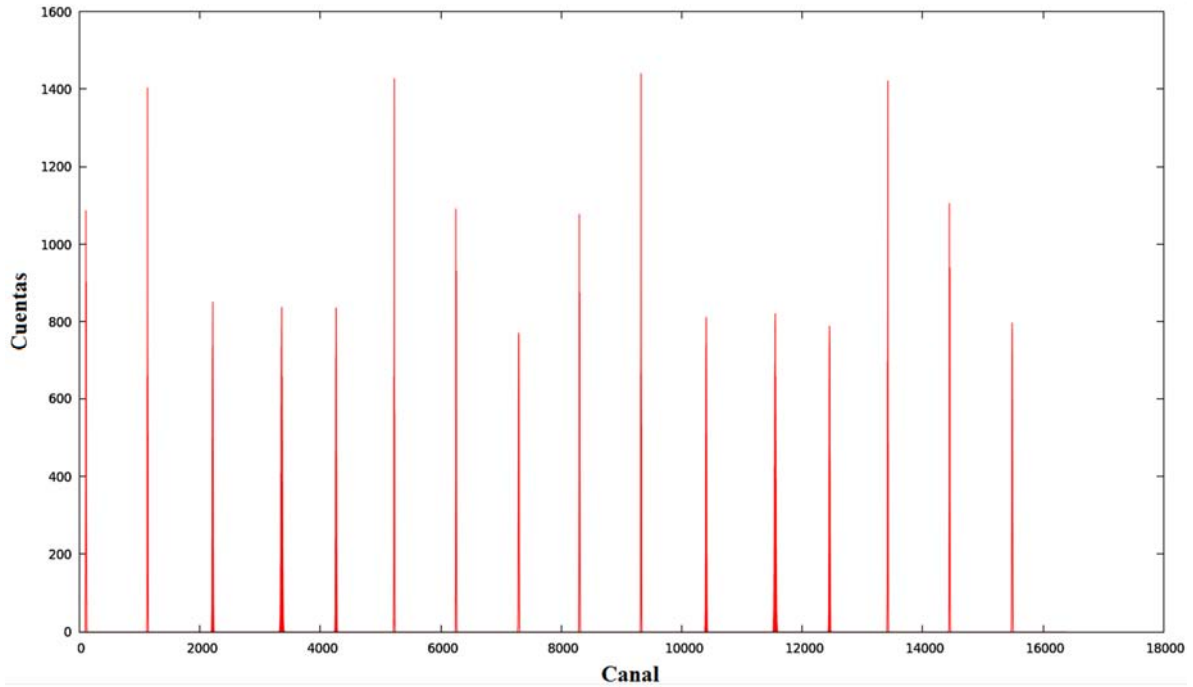
1. En cada evento se manda llamar a *Azar*, en consecuencia en cada caso se tiene un valor diferente de esta (a pesar de que se trate del mismo evento).
2. Como ya se discutió anteriormente, *Azar* va a tomar valores entre -125 y 125. Hecho que modificaría considerablemente a las nuevas señales ya que las puede agrandar o achicar demasiado en comparación con las originales. Para lidiar con ese inconveniente se define un nuevo número  $xx \in \mathbb{R}$  tal que  $xx = Azar/125$ ; esto permite tener a los valores de *Azar* entre -1 y 1 y lograr que las nuevas señales sean proporcionales por una pequeña fracción a las anteriores.
3. Cada una de las señales originales  $S_i$  van a tomar el papel del centro de la distribución de energía correspondiente al fotomultiplicador en cuestión. Las nuevas señales se construyen a través de la siguiente ecuación:

$$S'_i = S_i(1 + xx), \quad (6.9)$$

que como puede verse la proporcionalidad corresponde al factor de  $(1 + xx)$ . Estos nuevos valores van a estar ya sea a la derecha o a la izquierda del valor original, i.e., del centro de la distribución. A partir de estos resultados se realiza un conteo con el propósito de elaborar un histograma.

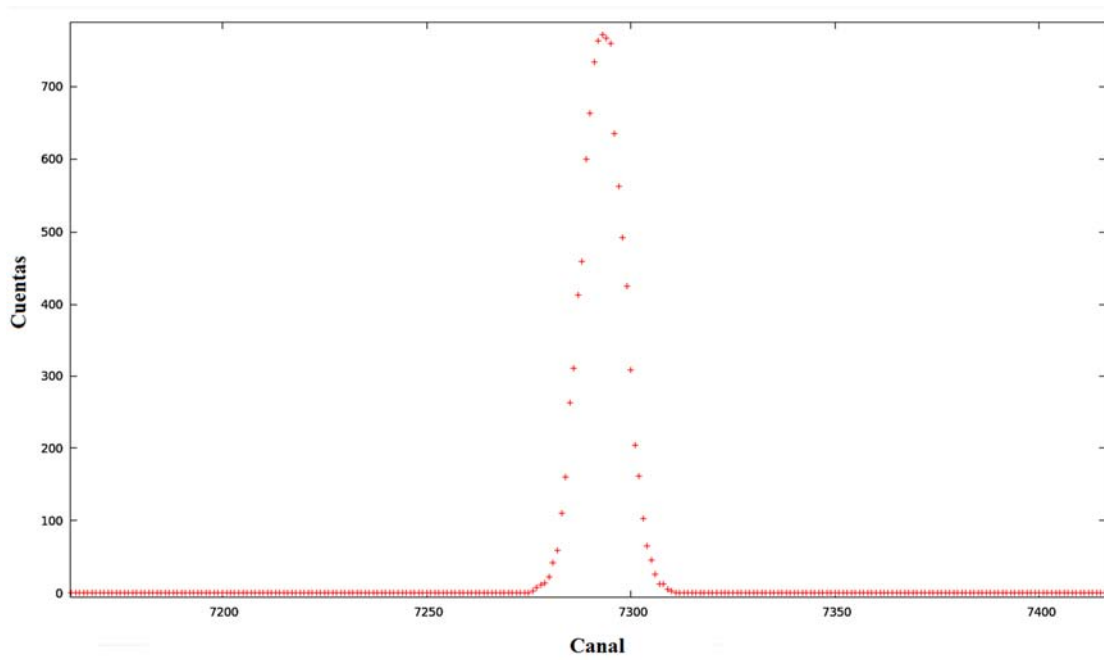
Existen valores de *Azar* diferentes para cada evento, sin embargo esto no evita que en más de una ocasión estos puedan repetirse, lo que tiene como consecuencia que existan mismos valores de (6.9). Esta característica es lo que permite formar un histograma para todos los valores de (6.9) correspondiente a una distribución de tipo gaussiana que es, a su vez la forma de una resolución finita de energía para los fotomultiplicadores.

Esta forma se logra para cada uno de los fotomultiplicadores ubicados a lo largo y ancho del *MONDE*, por lo que al final se tiene una colección de dieciséis distribuciones representando distribuciones finitas de energía (Figura 6.14).



**Figura 6.14.** Señales para cada uno de los fotomultiplicadores, cada una de ellas con resolución finita de energía.

A simple vista no se alcanza a apreciar la forma de cada una de las distribuciones para los detectores, pero si se toma cualquiera de estos y se le hace un acercamiento, es posible apreciar la forma bien definida de la resolución finita de energía para ese fotomultiplicador en cuestión. Figura 6.15.



**Figura 6.15.** Resolución de energía para una de las señales calculadas.



El desarrollo siguiente consiste en el mismo que se siguió para el cálculo de la posición para un único evento. El cambio drástico que se da (además de trabajar con una mayor cantidad de eventos) es que las señales con las que se trabaja son aquellas que presentan la resolución finita de energía.

Esta situación ya presenta una “simulación” más real en la detección de neutrones rápidos a partir de la cual se pueden obtener resultados más cercanos a la realidad. Sin embargo, aún falta un detalle para hacer de este trabajo aplicable a una situación real de detección en un experimento. La implementación de un corte en el código, que representé un verdadero corte electrónico, o BIAS.

Este corte se implementa de manera general para todos los dieciséis fotomultiplicadores en el MONDE, con el fin de llevar a cabo el cálculo de la posición para aquellos valores de las señales que superen el valor de este o ruido electrónico. La forma en que se le asigna un valor a este nuevo elemento es a partir del tanteo:

- Se busca la máxima señal en varias corridas que van de 10 a 10,000 eventos y a dicho valor se le calcula aproximadamente el 10% con el fin de que ese número sea el que se le asigne al corte electrónico. Y se trabaje únicamente con las señales superiores a ese valor.
- Sin embargo, al aplicar ese procedimiento al código y obtener los resultados, lo que se obtiene es “nada”, es decir, este valor que se ha propuesto es demasiado alto para permitir llevar a cabo el cálculo de las posiciones. No existen señales superiores a ese número.
- A partir de lo anterior se comienza a disminuir el valor del corte electrónico, hasta lograr obtener resultados. El valor que se queda asignado corresponde aproximadamente al 1% de la señal máxima.

Con lo anterior descrito, el valor del corte corresponde a 100. No posee unidades debido a que no se está llevando a cabo una calibración de los fotomultiplicadores, no estamos en un caso real de detección. Sin embargo, es importante aclarar que en una situación real de experimentación si existe una relación entre el valor máximo de la señal, el número de canales y el valor del corte electrónico.

También se incluye como parte del trabajo el algoritmo de centro de masa, o de Anger, con el objeto de llevar a cabo de igual forma el cálculo de posiciones para cada uno de los eventos y al final poder elaborar una comparación entre ambos algoritmos. El cálculo de las posiciones para el algoritmo de Anger se lleva a cabo mediante las siguientes ecuaciones:

$$\begin{aligned}
 X &= \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n x_i s_i & Y &= \frac{1}{S} \sum_{i=1}^n y_i s_i & (6.10) \\
 S &= \sum_{i=1}^n s_i
 \end{aligned}$$

Al observar a (6.10) es claro porque también se le conoce como algoritmo de centro de masa. Para este caso  $x_i, y_i$  representan las posiciones  $(x, y)$  de cada uno de los fotomultiplicadores en el plano coordenado y  $s_i$  las señales que se obtienen de cada uno de los fotomultiplicadores.

#### 6.1.4 Resultados

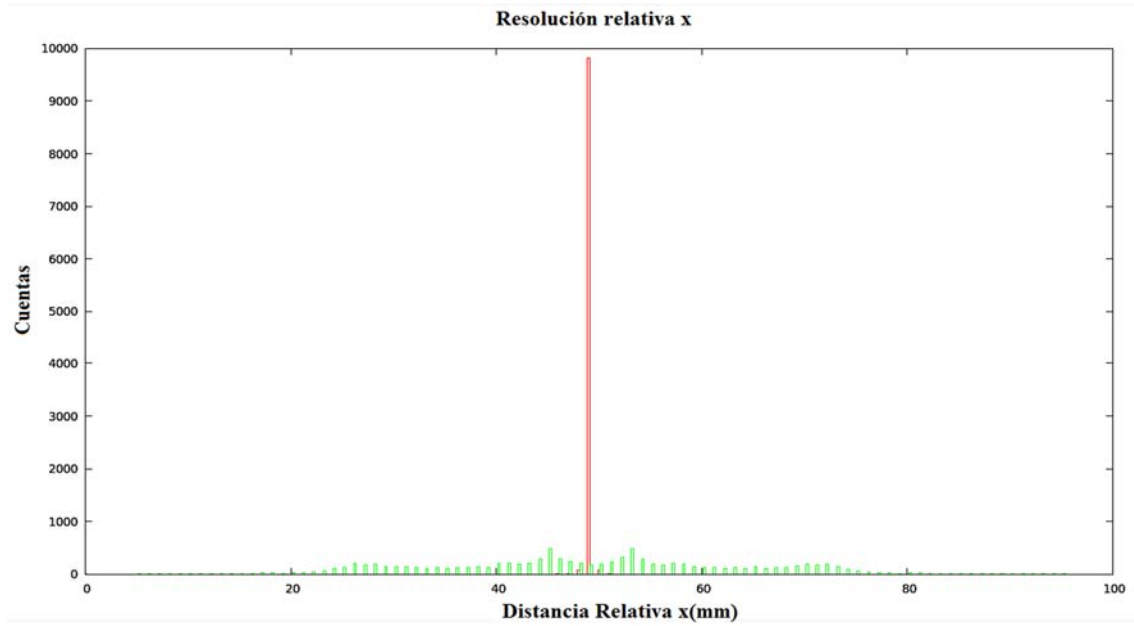
A partir de los resultados obtenidos se elaboran una serie de figuras (histogramas) entre ambos algoritmos para llevar a cabo una comparación y determinar la efectividad de cada uno.

Se elaboran figuras para cada uno de los algoritmos, tanto con el corte electrónico como sin él, para de esa manera mostrar y más adelante poder realizar una comparación entre los resultados obtenidos en ambos casos.

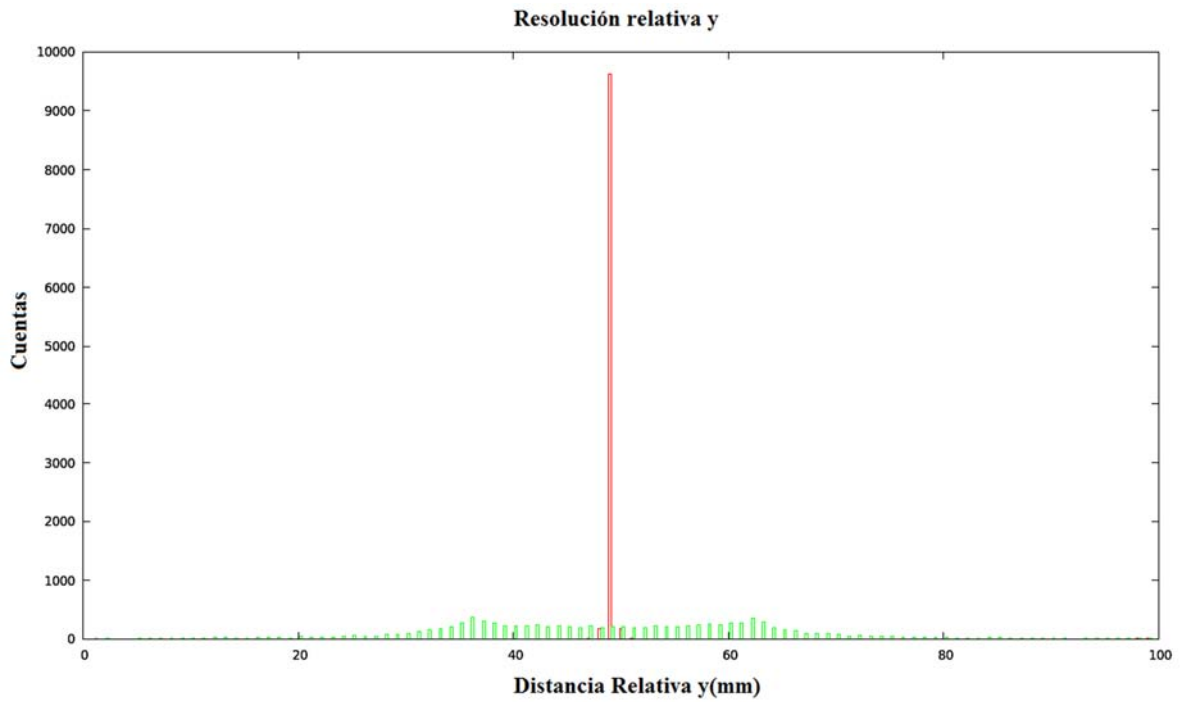
Estas primeras figuras corresponden a los resultados obtenidos para el detector sin el corte de energía.

En los siguientes casos la curva y los puntos rojos corresponden a los resultados a partir del algoritmo *PRADA*, mientras la curva y los puntos verdes corresponden a los resultados a partir de Anger.

1. Los primeros histogramas representan a la resolución relativa de la posición para cada una de las coordenadas. Para estos, el parámetro con el cual se trabaja es la distancia relativa entre coordenadas, es decir, la distancia que existe entre el valor propuesto y el calculado por cada uno de los algoritmos. Se elaboran dos, el primero corresponde a la posición en  $x$ ; mientras el segundo corresponde a la posición en  $y$ . En ambos casos se superponen las gráficas correspondientes a *Anger* y a *PRADA* con el fin de más adelante llevar a cabo una comparación.



a)

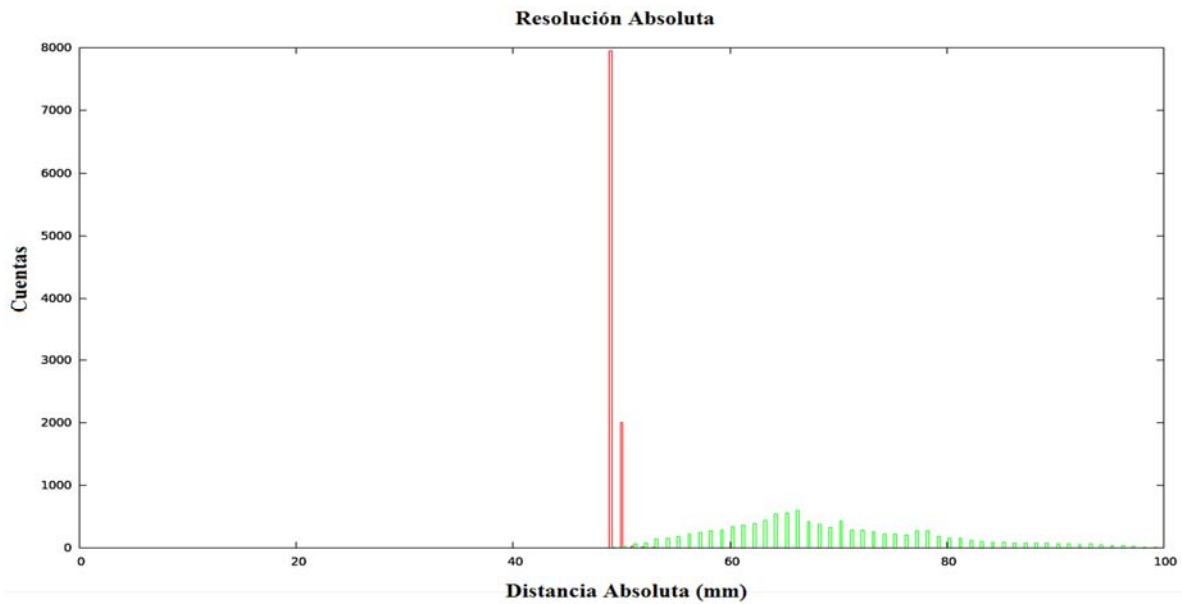


b)

**Figura 6.16.** a) Resolución relativa en posición para la coordenada  $x$ . b) Resolución relativa en posición para la coordenada  $y$ .

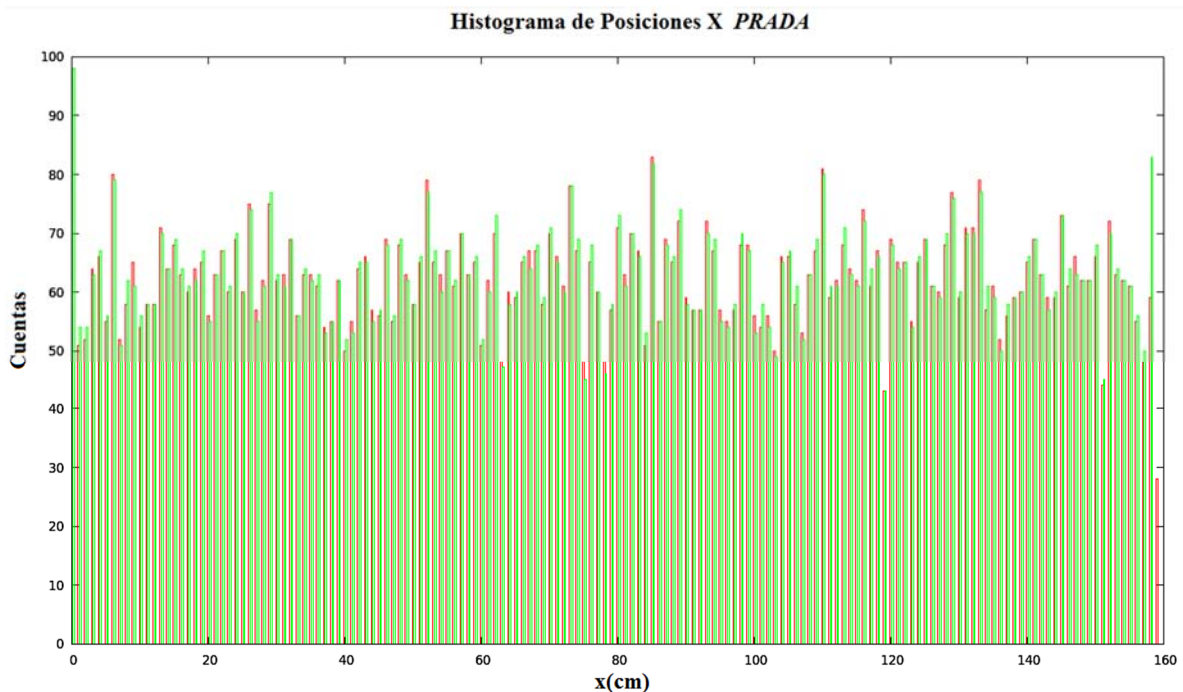
2. En la siguiente figura se calcula la distancia total que hay entre la posición obtenida y la propuesta mediante la métrica en  $\mathbb{R}^2$ , es decir, la distancia entre dos puntos para

ambos algoritmos. A la figura resultante se le denomina con el nombre de *Resolución Absoluta*.

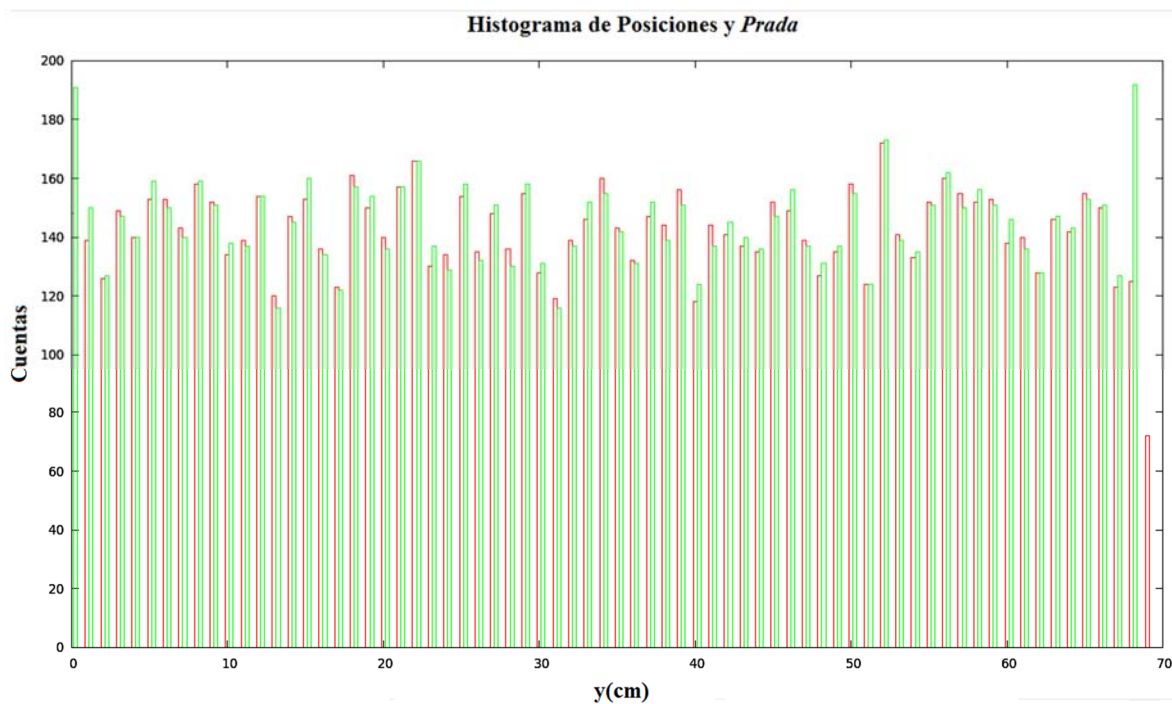


**Figura 6.17.** Resolución Absoluta para todo el detector.

La siguiente comparación que se lleva a cabo es con respecto a la posición original del evento propuesto: se elaboran histogramas a lo largo del *MONDE* tanto en  $x$  como en  $y$  con las posiciones propuestas y las calculadas para ambos algoritmos. En estos casos, la curva roja corresponde a los eventos propuestos y la verde a los calculados.

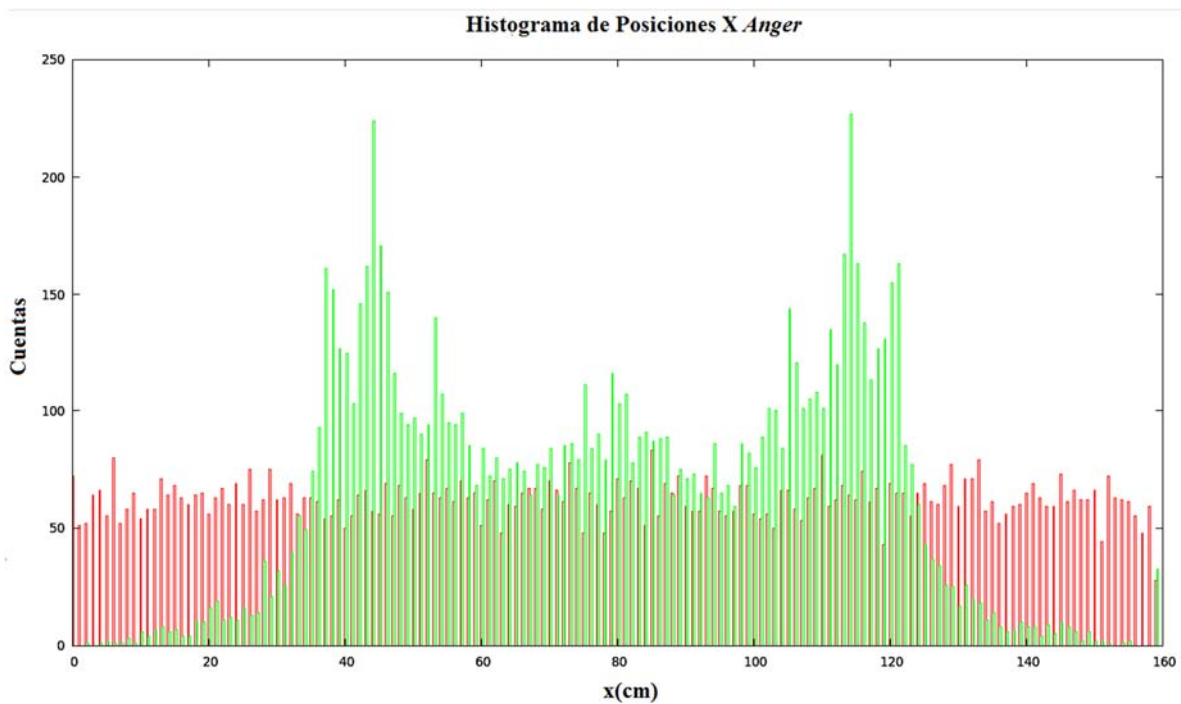


a)

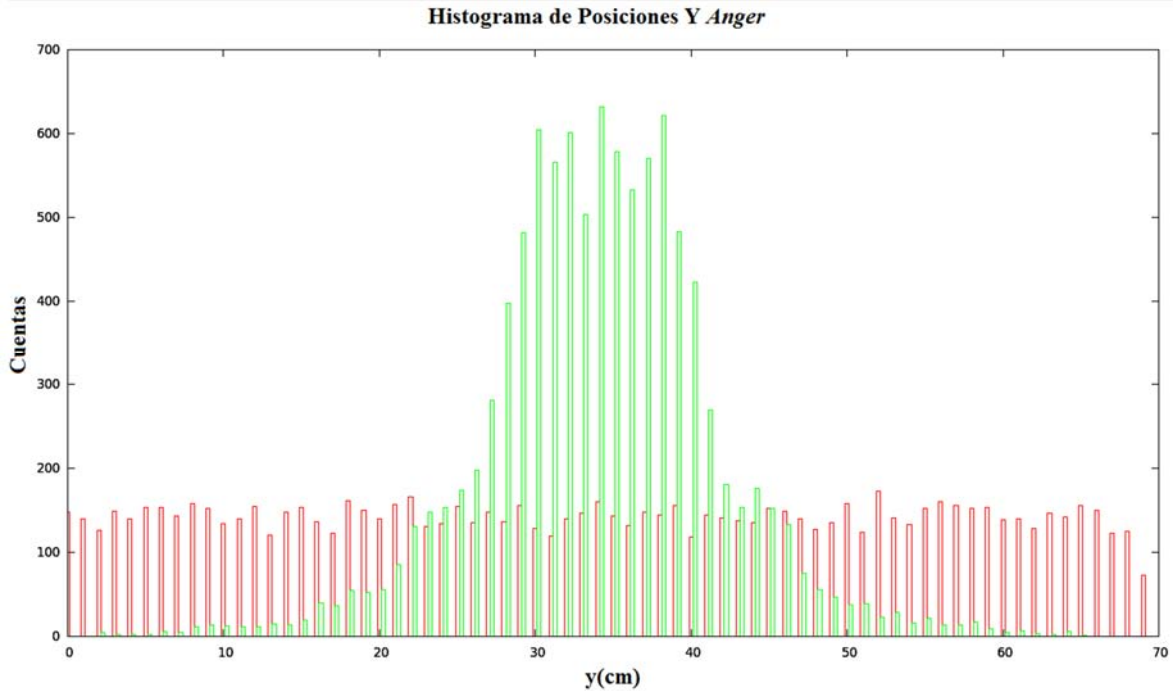


b)

**Figura 6.18.** Histograma para el algoritmo *PRADA*: a) Posiciones en  $x$ . b) Posiciones en  $y$ .



a)



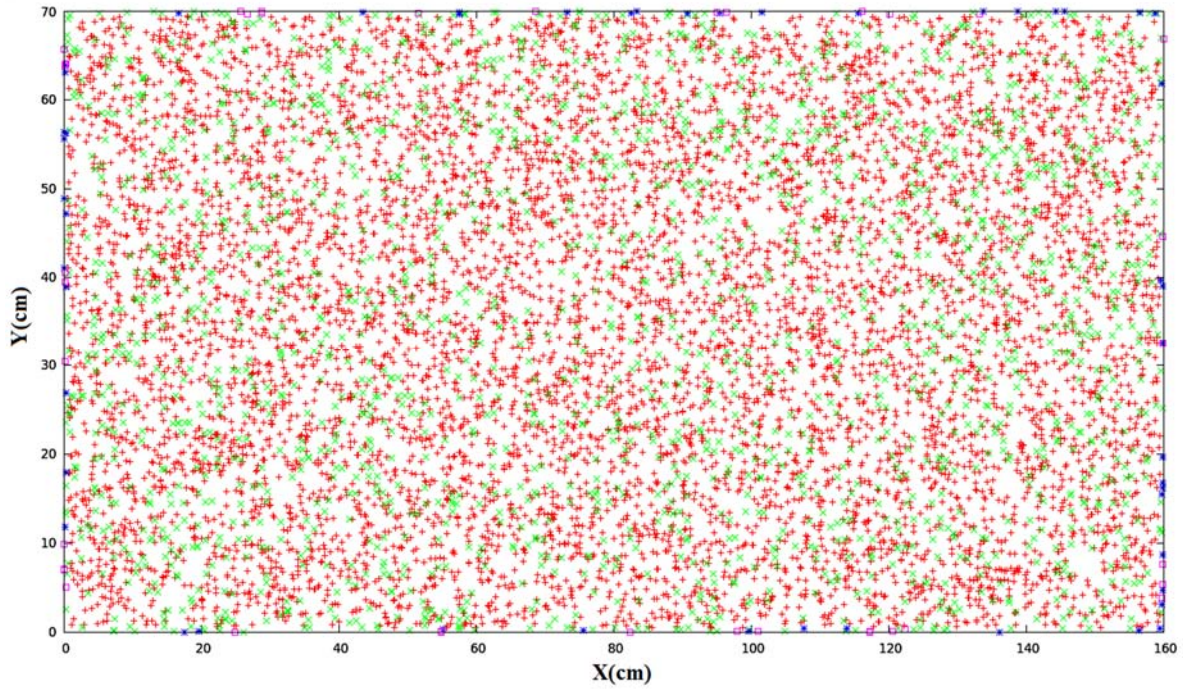
b)

**Figura 6.19.** Histograma para el algoritmo de Anger. a) Posiciones en  $x$ . b) Posiciones en  $y$ .

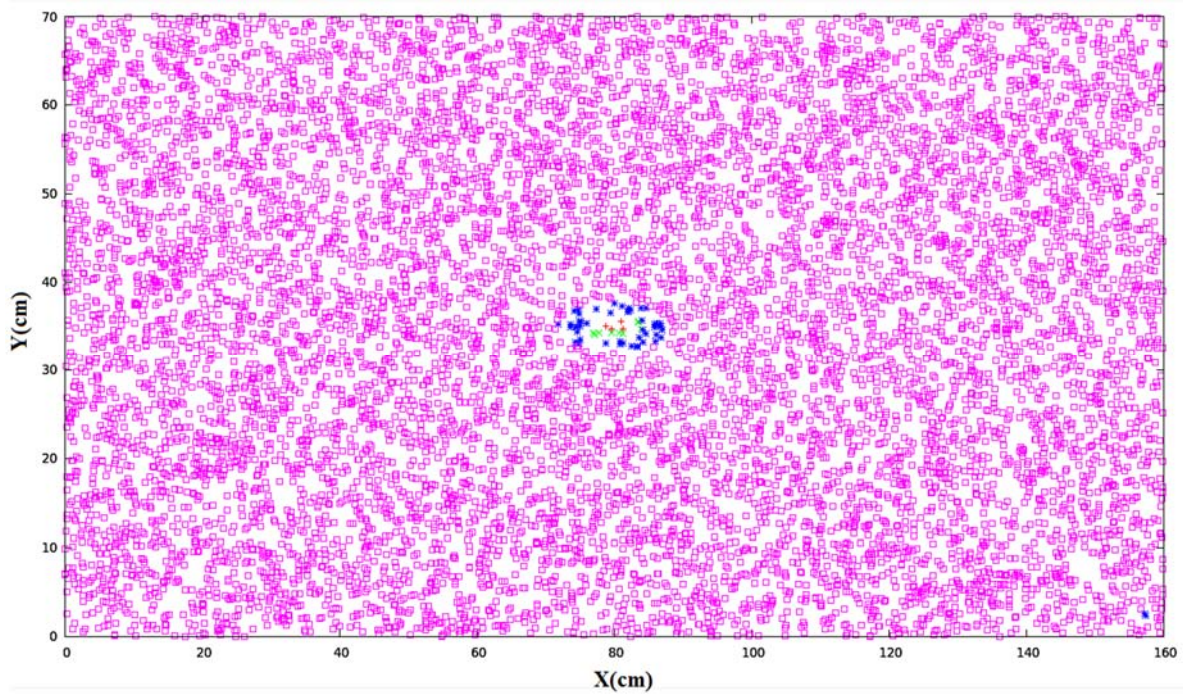
Se elabora lo que se puede llamar un “Mapa de Colores”. Se asigna un color diferente a aquellos puntos que tienen un cierto valor de la distancia entre el valor del evento propuesto y el calculado. Esto con el fin de poder clasificar el MONDE por áreas de acuerdo con la efectividad de detección que presentan los algoritmos. Se presentan dos, el primero de ellos corresponde a los resultados con *PRADA*, y el segundo con el algoritmo de Anger. Los colores que se le han asignado a las distancias son los siguientes:

- Si  $\text{dist}(\mathbf{x}_p, \mathbf{x}_a) < 0.5\text{cm}$  se le asigna el color rojo.
- Si  $0.5\text{cm} < \text{dist}(\mathbf{x}_p, \mathbf{x}_a) < 1.0\text{cm}$  se le asigna el color verde.
- Si  $1.0\text{cm} < \text{dist}(\mathbf{x}_p, \mathbf{x}_a) < 2.0\text{cm}$  se le asigna el color azul.
- Si  $2.0\text{cm} < \text{dist}(\mathbf{x}_p, \mathbf{x}_a)$  se le asigna el color rosa.





**Figura 6.20.** Mapa de colores para el algoritmo *PRADA*.

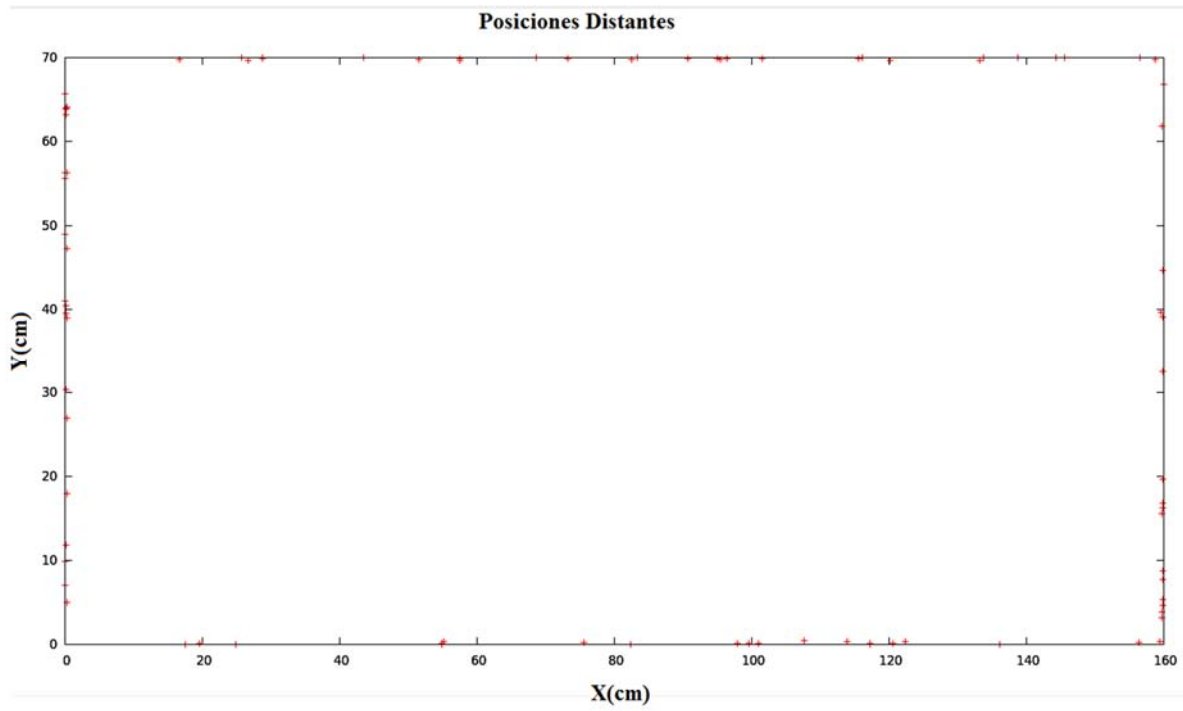


**Figura 6.21.** Mapa de colores para el algoritmo de Anger.

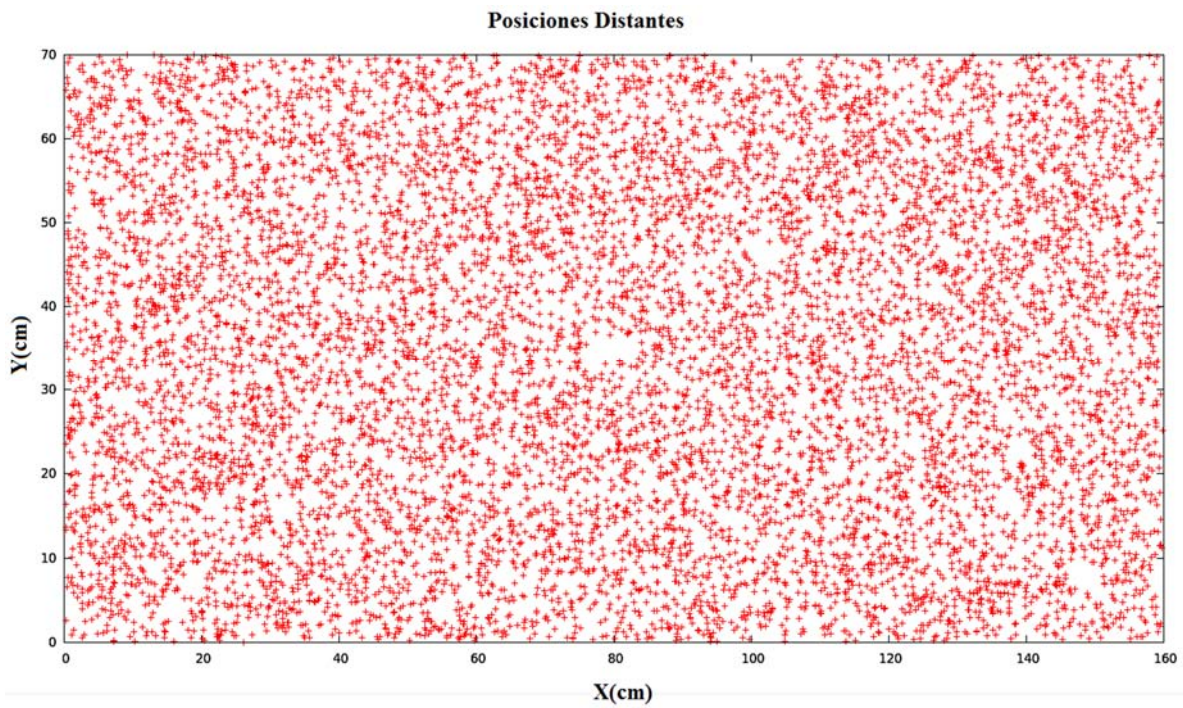
La última figura correspondiente a esta primera parte es un esquema del MONDE donde se ubican aquellos puntos que tienen la característica de que la distancia que hay entre ellos



obtenida mediante la métrica es mayor a 1 cm. A esto es a lo que podemos llamar coloquialmente como malos puntos.



a)

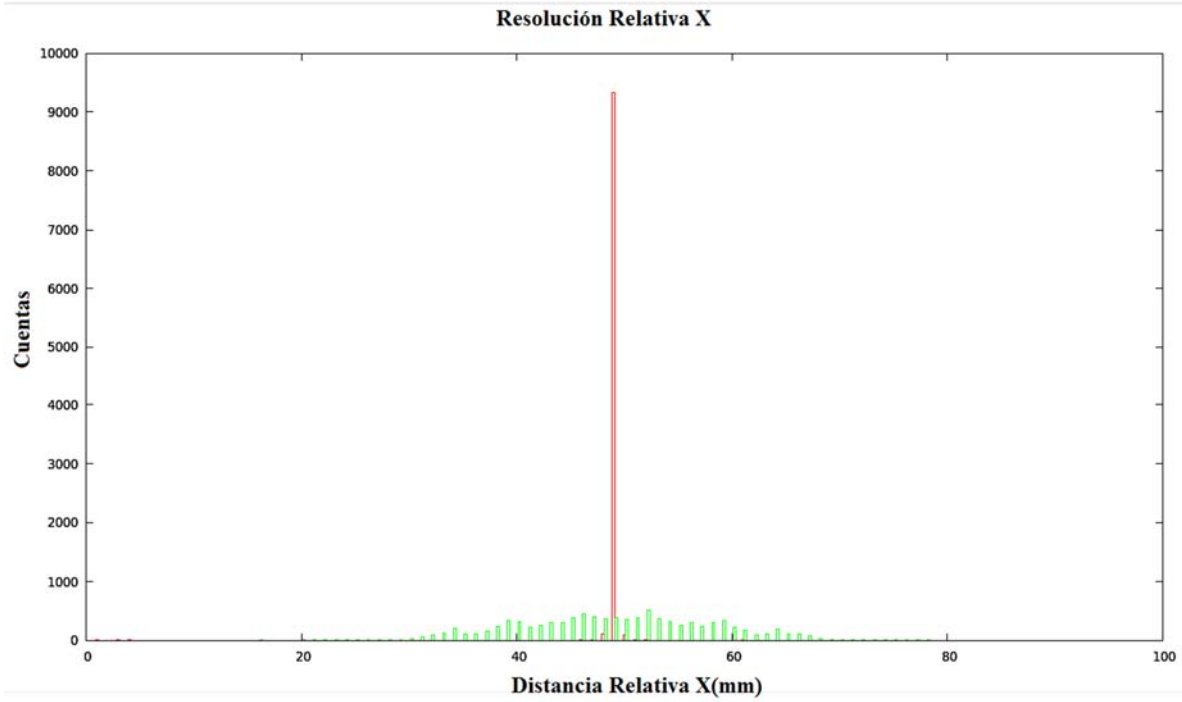


b)

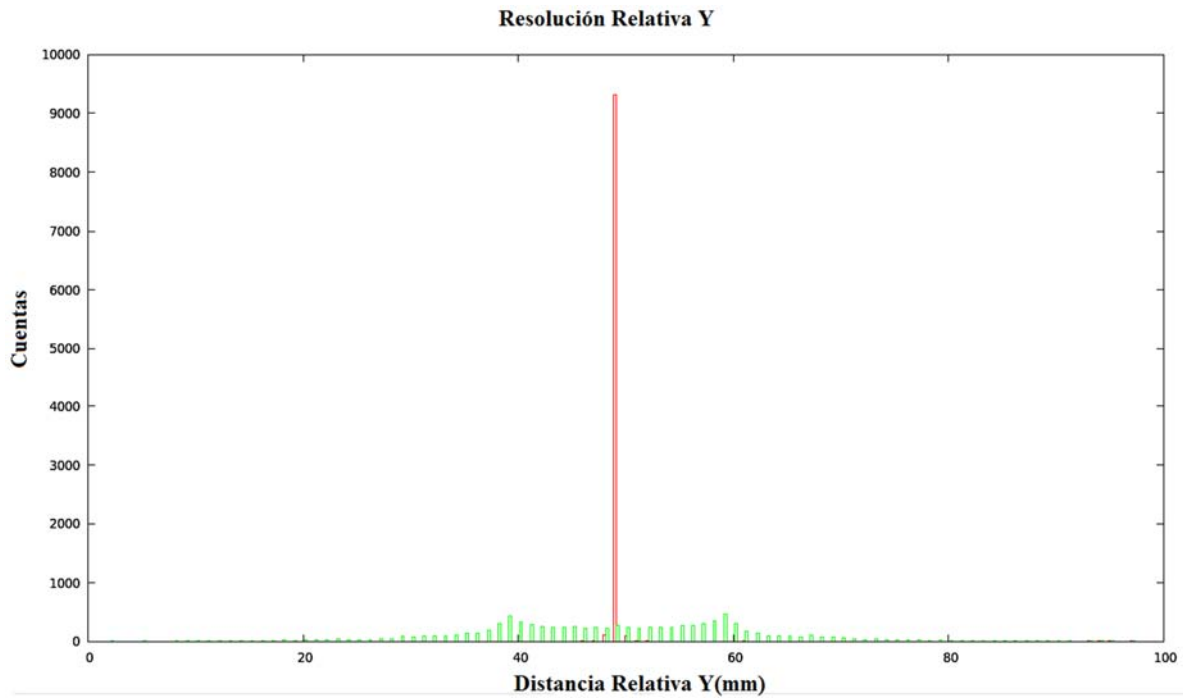


**Figura 6.22.** Puntos coordenados cuya distancia entre este y el calculado es mayor a 1cm: a) para *PRADA*; b) para el algoritmo de Anger.

Las siguientes figuras tienen el mismo orden y representan cada una de ellas lo mismo que las anteriores. El único cambio es que para esta segunda colección se tiene ya incluido el corte electrónico.

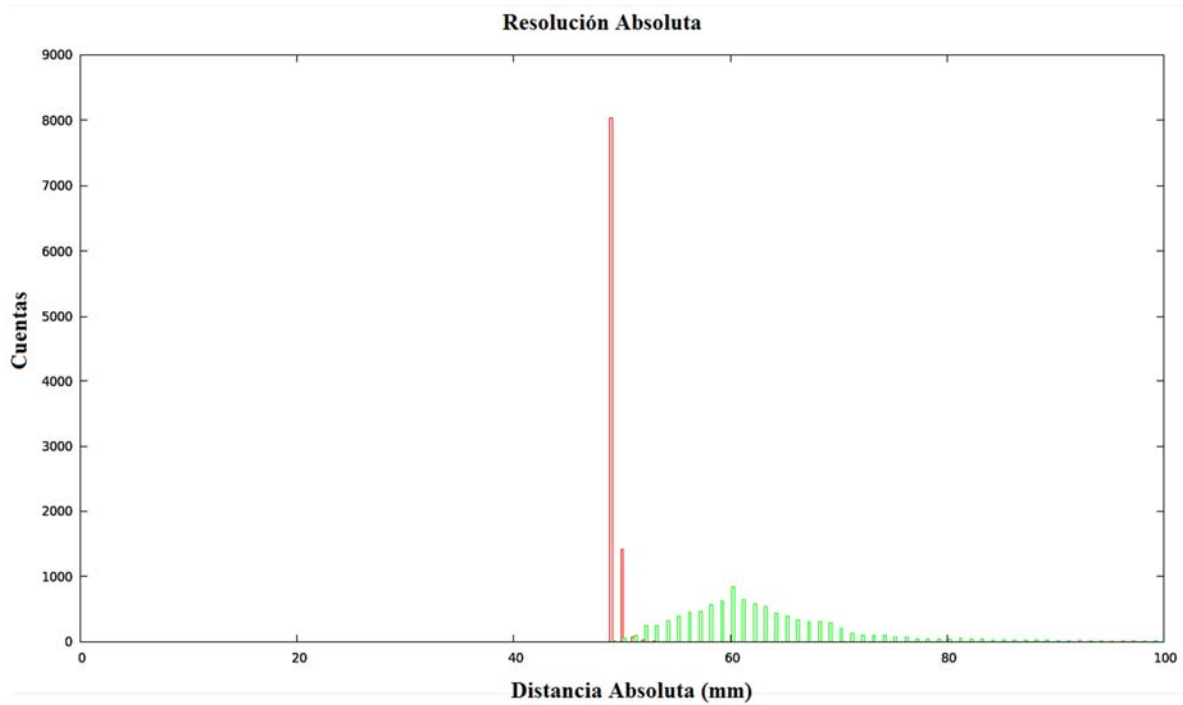


a)

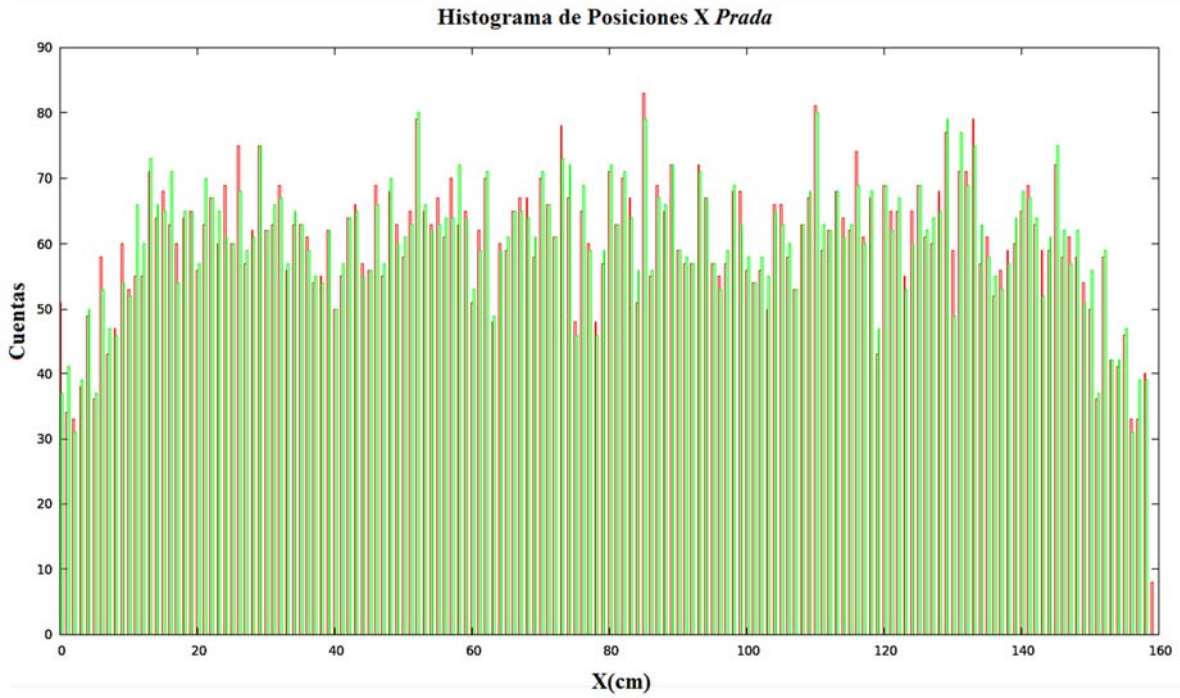


b)

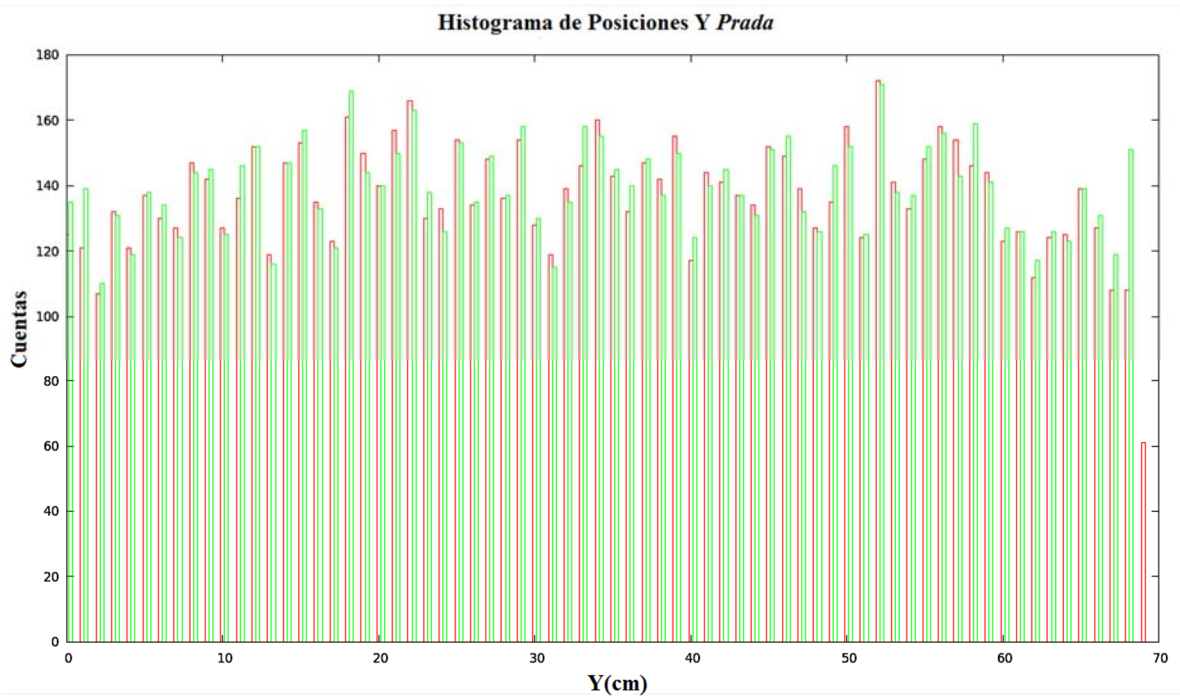
**Figura 6.23.** a) Resolución relativa en posición para la coordenada  $x$ . b) Resolución relativa en posición para la coordenada  $y$ .



**Figura 6.24.** Resolución Absoluta para todo el detector.

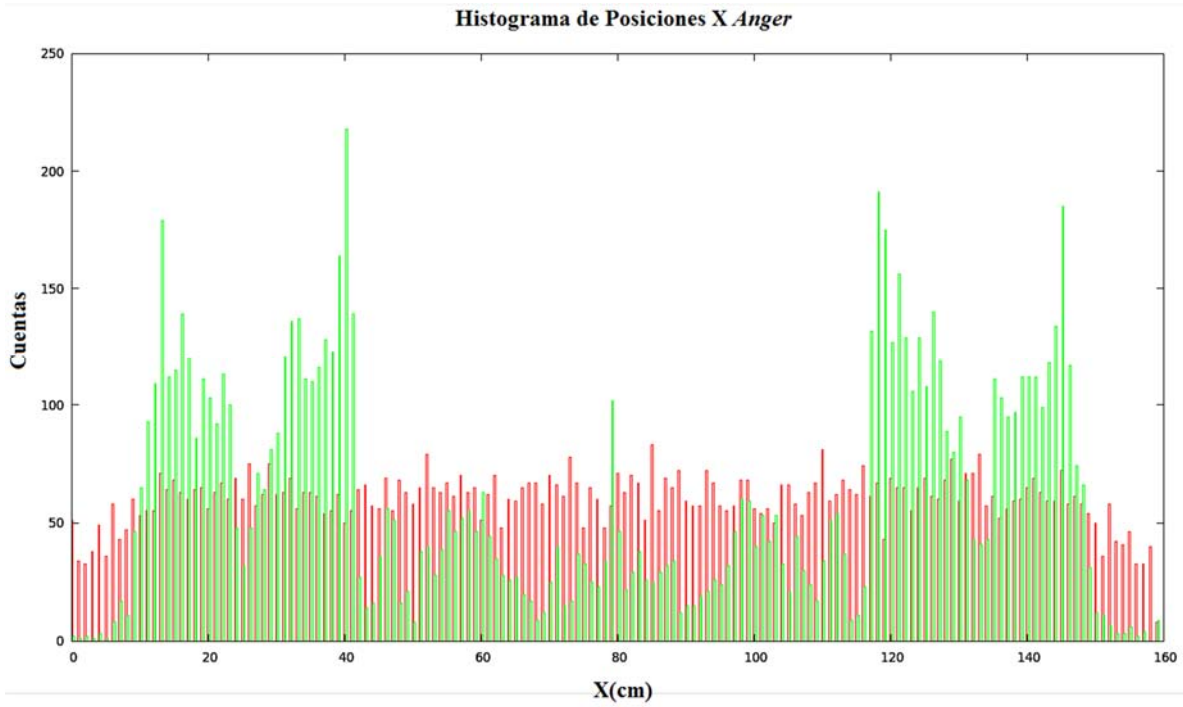


a)

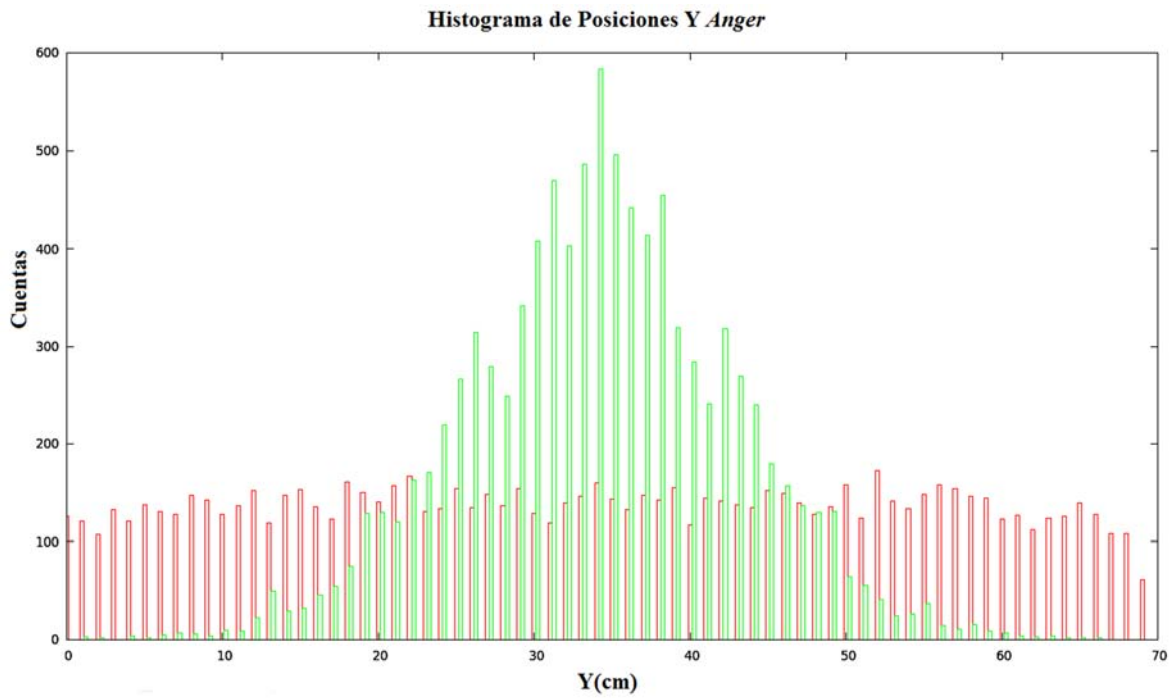


b)

**Figura 6.25.** Histograma para el algoritmo *PRADA*: a) Posiciones en  $x$ . b) Posiciones en  $y$ .



a)



b)

**Figura 6.26.** Histograma para el algoritmo de Anger. A) Posiciones en  $x$ . B) Posiciones en  $y$ .

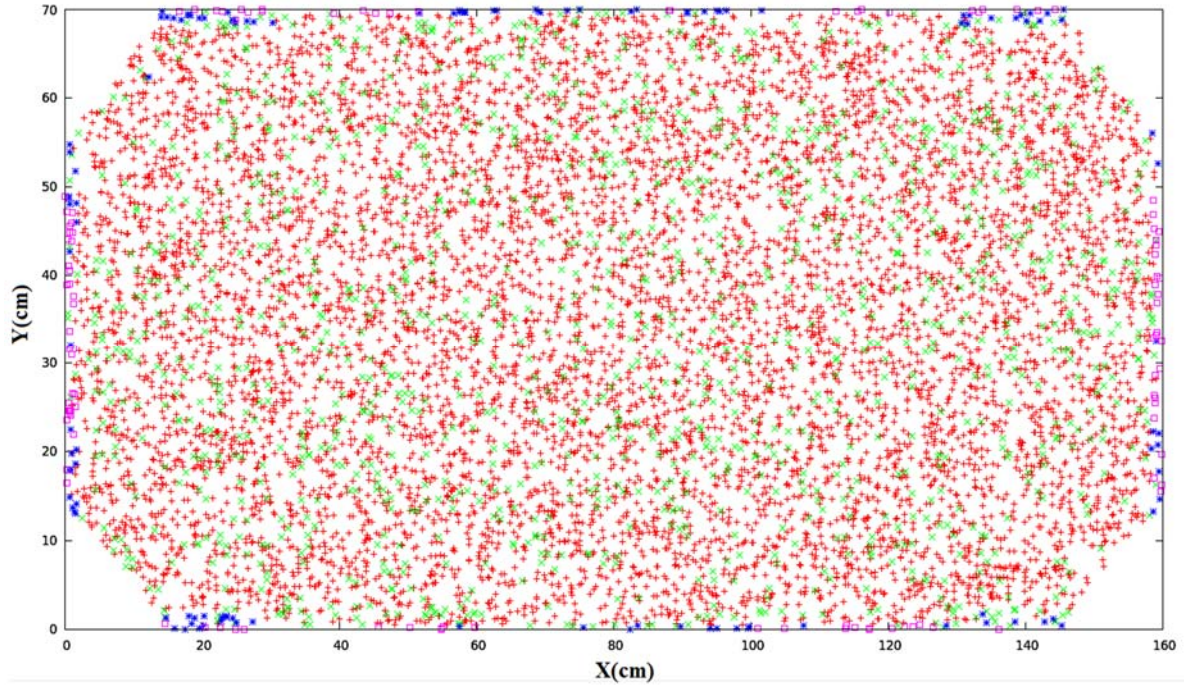


Figura 6.27. Mapa de colores para PRADA.

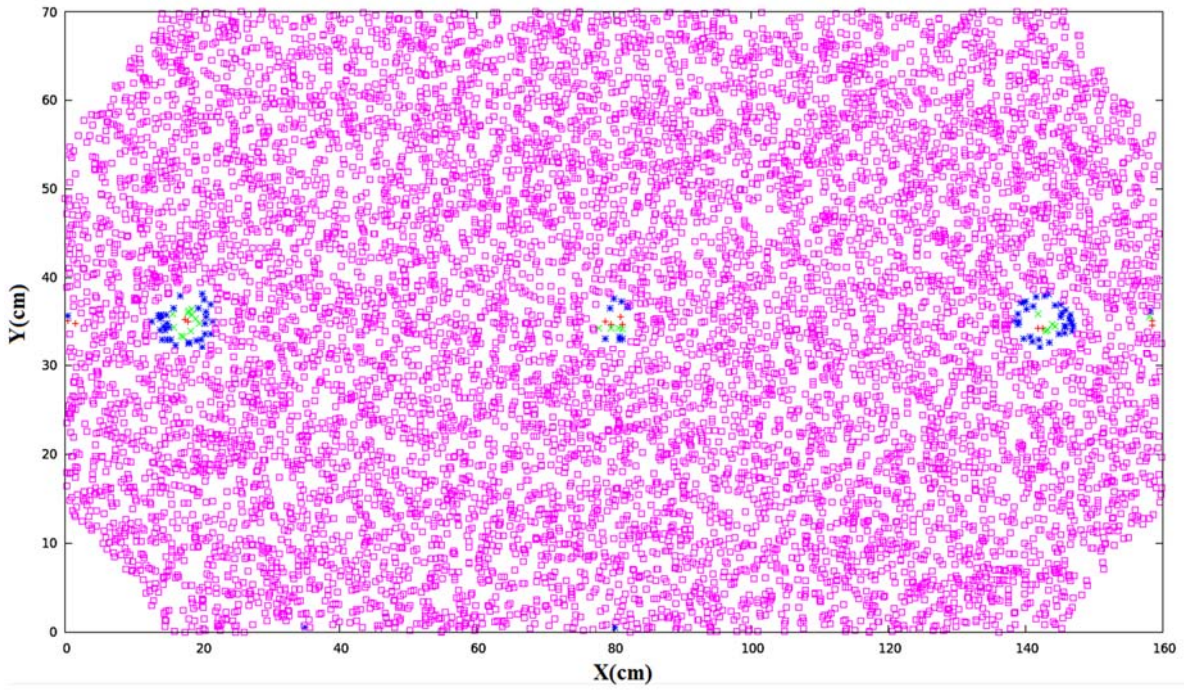
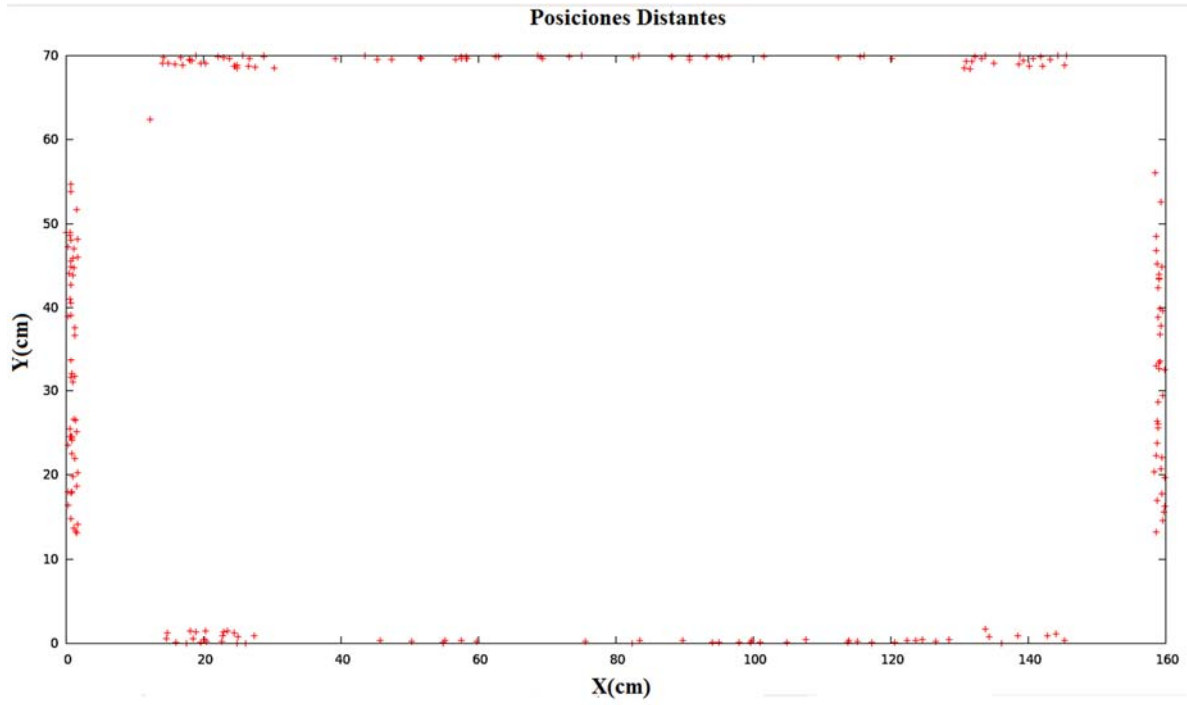
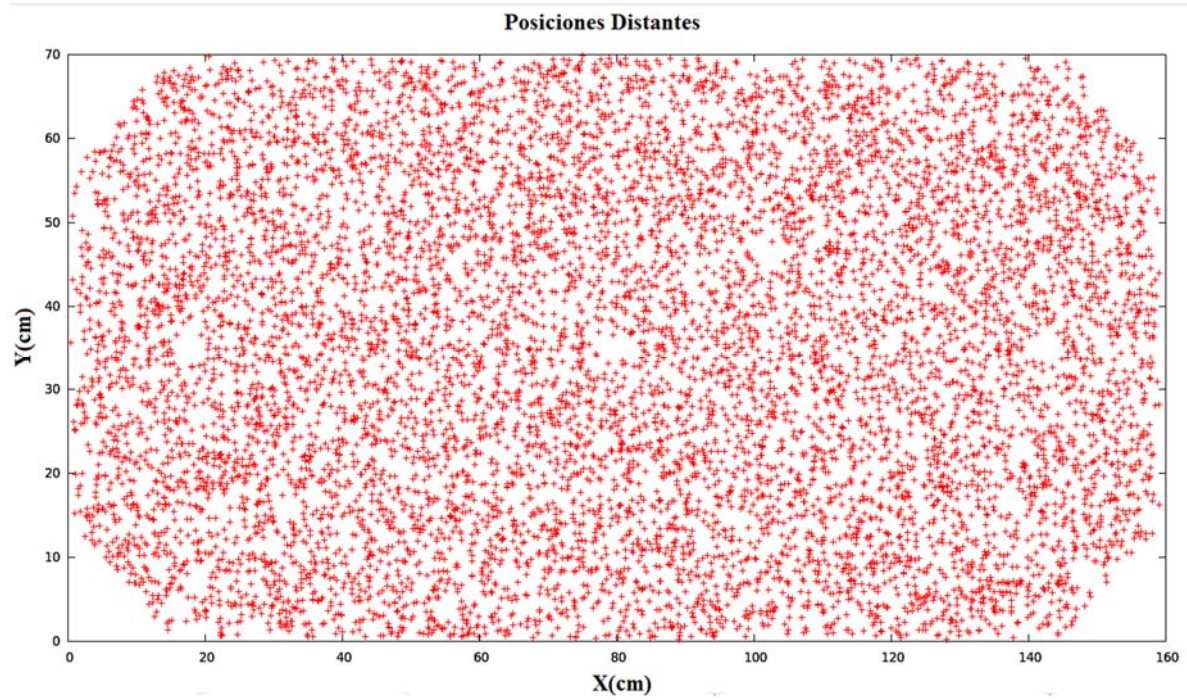


Figura 6.28. Mapa de colores para el algoritmo de Anger.





a)



b)

**Figura 6.29.** Puntos coordenados cuya distancia entre este y el calculado es mayor a 1 cm: a) para PRADA; b) para el algoritmo de Anger.

## 7 Conclusiones

De las figuras que se han mostrado a lo largo de esta última parte, se logra observar la eficiencia de este nuevo algoritmo en comparación con el de Anger. La manera más inmediata de verlo es a partir de las figuras 6.18, 6.19, 6.25 y 6.26 para el caso sin corte y corte respectivamente. En ambos casos, se puede observar que el mapa de colores para el algoritmo *PRADA* está prácticamente tapizado de los colores rojo y verde, que representan buenos resultados en la detección, estando únicamente en las orillas del detector, aquellos que no presentan buenos resultados. Lo cual se puede apreciar en las figuras 6.22 a) y 6.29 a).

Mientras que en el caso de Anger, el *MONDE* se llena del color rosa, siendo este el que representa a aquellos puntos con una considerable deficiencia de detección, pues la distancia entre ellos es mayor a los 2cm. Lo cual es directamente apreciable en las figuras 6.22 b) y 6.29 b).

Al observar el resto de las figuras se nota la misma característica, la superación en los resultados por parte de *PRADA*. En particular, si se observa la distribución de las posiciones tanto en  $x$  como en  $y$  correspondientes a las figuras 6.18, 6.19, 6.25 y 6.26 es apreciable el hecho de que la curva que se forma para *PRADA* es considerablemente similar a la proporcionada por las posiciones originales. Tanto para el caso con corte como sin él en ambas coordenadas. Mientras que para el caso de Anger se tiene una tendencia por parte de la curva a ubicarse en el centro tanto del largo como del ancho del detector, superando considerablemente el alto de la curva original y mostrando una gran discrepancia con respecto a las posiciones originales. Al llevar a cabo una comparación entre las figuras 6.19 a) y 6.26 a) se aprecia que la distribución que presenta Anger en la segunda cambia con respecto a la primera en “ubicación”. En 6.19 a) se tiene una curva con dos crestas elevadas casi a la par junto con una tercera ubicada en el centro del histograma, mientras que en 6.26 a) se observa que la cresta central se desdobra en tres más pequeñas de igual forma ubicadas en el centro de la curva, y las dos crestas mayores se desdoblan cada una en dos, por lo que se obtiene un total de siete crestas.

Sin embargo, a pesar de todos estos detalles, es evidente que las “curvas” que se forman para ambos algoritmos difieren considerablemente, mostrando una total superioridad la curva perteneciente al algoritmo *PRADA*.

Todo esto permite concluir que simplemente *PRADA* es una mejor opción a utilizar en la detección de eventos en un detector de plástico centellador como lo es el *MONDE*.

## 8 Bibliografía

1. Chadwick, J. "Possible existence of a Neutron". *Nature*. 129, 312 (1932).
2. Cooper Dan. *Enrico Fermi: and the revolutions of modern Physics*. 1<sup>st</sup> ed. Nueva York. Oxford: Oxford University Press, 1998.
3. Chadwick, J.; Goldhaber, M. "A Nuclear Photo-effect: Disintegration of the Dipion by  $\gamma$ -Rays". *Nature*. 134, 237 (1934).
4. Chadwick, J.; Goldhaber, M. "The Nuclear Photoelectric Effect". *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*. 151, 479, (1935).
5. L. Wilson, Fred. "Fermi's Theory of Beta Decay". *American Journal of Physics*. 36, 1150 (1968).
6. Hahn, Otto. "The Discovery of Fission. *Scientific American*" 198, 76 (1958)
7. Haight, R. C. "Fast-neutron detectors for nuclear physics experiments". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
8. Beyer, R.; Bemmerer, D.; Grosse, E.; Hannaske, R.; Junghans, A. R.; Kempe, M. T. Kögler; Massarczyk, R.; Nolte, R.; Schwengner, R.; Wagner, A. "Fast neutron inelastic scattering at the nELBE facility". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
9. Danon, Y.; Clinton, J.; Huang, K. C.; LiCausi, N.; Dahal, R.; Lu, J. J. Q.; Bhat, I. "Towards high efficiency solid-state thermal and fast neutron detectors". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
10. Rebai, M.; Giacomelli, L.; Andreani, C.; Fazzi, A.; Frost, C. D.; Perelli, Cippo, E.; Pietropaolo, A.; Rhodes, N.; Tardocchi, M.; Schooneveld, E.; Gorini, G. "Diamond detectors for fast neutrons measurements at pulsed spallation sources". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
11. Iwanowska, J.; Swiderski, L.; Moszynski, M. "Liquid scintillators and composites in fast neutron detection". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
12. Chandra, R.; Davatz, G.; Friederich, H.; Gendotti, U.; Murer, D. "Fast neutron detection with pressurized  $^4\text{He}$  scintillation detectors". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
13. Haight, R. C. *et al.* "Two detectors arrays for fast neutrons at LANSCE". IOP: 2<sup>nd</sup> International Workshop on Fast Neutron Detectors and Applications (2012).
14. Barschall, H. H.; Bockelman, C. K.; Peterson, R. E.; Adair, R. K. "Investigation of Nuclear Energy Levels in Lead". *Physical Review*. 76, 1146 (1949).



15. Newson, Henry W.; Gibbons, J. H.; Marshak, H.; Williamson, R. M.; Mobley, R. A.; Toller, A. L.; Block, R. "Neutron Resonances in the keV Region: Heavy Even Elements". *Physical Review*. 102, 1580 (1956).
16. Fowler, J. L.; Campbell, E. C. "Total Neutron Cross Section of  $Pb^{208}$ ". *Physical Review*. 127, 2192 (1962).
17. Finlay, R. W.; Annand, J. R. M.; Cheema, T. S.; Rapaport, J. "Energy dependence of neutron scattering from  $^{208}Pb$  in the energy range 7-50 MeV". *Physical Review C*. 30, 796 (1984).
18. Finlay, R. W.; Wierzbicki, J.; Das, R. K. "Phenomenological analysis of dispersion corrections for neutron and proton scattering from  $^{208}Pb$ ". *Physical Review C*. 39, 804 (1989).
19. Karataghdis, S.; Chadwick, M. B. Microscopic optical potentials for nucleon-nucleus scattering. 64, (2001). (REVISAR HASTA AQUÍ)
20. Fowler, J. L.; Wollan, E. O. "Physics Division: Annual Progress Report for period ending February 10, 1961". 16<sup>th</sup> ed. Estados Unidos de América. Oak Ridge National Laboratory, 1961.
21. E. Chávez, P. Rodríguez, A. Huerta, M. E. Ortiz, L. Barrón-Palos, F. Favela, D. Marín, E. Moreno, G. Murillo, R. Policroniades and A. Varela, "Elastic scattering of neutrons on natPb at forward angles", *European Physical Journal A*, 2009; 42(2), 179-184.
22. A. Huerta, R. Guerrero, Q. Curiel, J. Huelgas S., 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*, 2008; 54(1), 9-12.
23. E. Chávez, L. Barrón-Palos, Q. Curiel, R. Guerrero, A. Huerta, M. E. Ortiz, E. Moreno, G. Murillo, R. Policroniades, and A. Varela, Characterization of a fast neutron detection system with large angular coverage and granularity for Physics Studies and Applications, *AIP Conference Proceedings*, 2009; 1099, 84-87.
24. Griffiths, David J. "Introduction to Elementary Particles". 2th ed. República Federal de Alemania: WILEY-VCH, 2008.
25. Eisberg, Robert; Resnick Robert. "Física cuántica. Átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas". México, D.F.: Limusa, 2012.
26. Martin, R., Brian. "Nuclear and Particle Physics. An introduction". Inglaterra: WILEY-VCH, 2006.
27. Bernstein, Jeremy. "A palette of Particles". Estados Unidos de América: The Belknap Press of Harvard University Press, 2013.
28. K.A. Olive *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, **38**, 090001 (2014).

29. Grupen, Claus; Buvat, Irène. "Handbook of Particle Detection and Imaging". 1st ed. Springer, 2012.
30. N. J., Carron. "An introduction to the passage of energetic particles through matter". 1st ed. Estados Unidos de América. Taylor & Francis, 2007.
31. Börner, G., Hans; Gönnerwein, Friedrich. "The neutrón. A tool and Object in Nuclear and Particle Physics". Singapure: World Scientific, 2012.
32. Knoll, F., Glennn. "Radiation Detection and Measurement". 3th ed. WILEY-VCH.
33. Ferbel, T.; Das. A. "Introduction to Nuclear and Particle Phycsis". Singapore: 2th ed. World Scientific, 2003.
34. Henley, M., Ernest; García Alejandro. "Subatomic Physics". 3th ed. Singapore: World Scientific, 2007.
35. Grupen Claus; Shwartz Boris. "Particle Detectors". 2th ed. Estados Unidos de América. Cambridge University Press. 2008.
36. Hamamatsu Photonics K. K. "Photomultiplier Tubes, Basics and Applications". 3th ed. Committee. 2007.
37. Fernow C. Richard. "Introduction to experimental particle physics". 1<sup>st</sup> ed. Estados Unidos de América. Cambridge University Press. 1986.
38. Frank Alejandro; Van Isacker Piet; Gómez-Camacho Joaquín. Physics Letters B 582 (2004) pp. 15-20.
39. E. Chávez ; P. Santa Rita ; F. Favela ; J. G. Flores ; A. T. Ramos ; A. Huerta ; L. Barrón-Palos ; Q. Curiel ; E. Andrade ; O. de Lucio ; M. E. Ortíz ; E. Moreno ; R. Policroniades ; G. Murrillo ; A. Varela. CAARI-2014. 145: "MOmentum Neutron Detector (MONDE)", 2014.Cartel a color; (16.37 × 55.61 cm<sup>2</sup>).
40. A. T, Ramos; J. G. Flores; F. Favela; E. Chávez; P. Santa Rita; A. Huerta; L. Barrón-Palos; Q. Curiel; E. Andrade; O. de Lucio; M. E. Ortíz; E. Moreno; G. Murillo; R. Policroniades; A. Varela. CNF LVII: "Un nuevo algoritmo para la detección de neutrones", 2014.Cartel a color; (16.37 × 55.61 cm<sup>2</sup>).
41. E. Chávez, A. Huerta, R. Macías, M. E. Ortiz, E. Moreno, G. Murillo, R. Policroniades, A. Varela, Efficiency and Light Response Measurement of a Neutron Detector Using the AP Technique, Mexico-Nuclear Revista Técnica SNM, 2002; 3(1), 9-13.
42. C. Adams, Jeanne et al. Fortran 90. Handbook. Estados Unidos de América. McGraw-Hill, 1992.

