

# VNiVERSiDAD DSALAMANCA

# CAMPUS OF INTERNATIONAL EXCELLENCE

# **i-TED:** CONCEPTO Y PRIMEROS TEST EN n\_TOF (CERN)

Trabajo Fin de Máster

MÁSTER INTERUNIVERSITARIO EN FÍSICA NUCLEAR

Autor:

Víctor Babiano Suárez

Tutores:

Dr. Luis Caballero Ontanaya, IFIC – Universitat de València Dr. César Domingo Pardo, IFIC – Universitat de València Dr. Francisco Fernández González, USAL – Universidad de Salamanca

Don César Domingo Pardo, investigador principal del grupo HYMNS del Instituto de Física Corpuscular de Valencia (CSIC-UV). Y Don Francisco Fernández González, profesor titular del departamento de Instituto de Física Fundamental y Matemáticas de la Universidad de Salamanca.

Autorizan la presentación del Trabajo Fin de Máster titulado "*i*-*TED*: *Concepto y primeros test en n\_TOF (CERN)*".

En Salamanca, a 5 de julio de 2018

Fdo. César Domingo Pardo

do. Francisco Fernández González

This project has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme (grant agreement No. 681740).

We acknowledge support from the Spanish project FPA2017-83946-C2-1-P.

# ÍNDICE

ABSTRACT	.3
RESUMEN	.3
1 INTRODUCCIÓN	.4
2 MOTIVACIÓN	.5
2.1 NUCLEOSÍNTESIS ESTELAR	.5
2.2 PROCESO-S (slow-process)	.7
3 MEDIDA DE LA SECCIÓN EFICAZ DE CAPTURA NEUTRÓNICA1	10
3.1 DETECTORES DE RADIACIÓN GAMMA1	10
3.1.1 CALORÍMETROS DE ABSORCIÓN TOTAL (TAC)1	11
3.1.2 DETECTORES DE ENERGÍA TOTAL1	12
3.2 FUENTES PULSADAS DE NEUTRONES1	4
4 i-TED1	17
4.1 DETECTORES COMPTON1	17
4.1.1 CRISTALES CENTELLADORES1	19
4.1.2 FOTO-SENSORES	20
4.1.3 ELECTRÓNICA2	21
4.2 PRIMEROS TEST en n_TOF (CERN)2	22
5 CARACTERIZACIÓN DEL DETECTOR2	24
5.1 RESPUESTA ENERGÉTICA2	24
5.2 RESPUESTA ESPACIAL2	25
5.2.1 MONTAJE EXPERIMENTAL2	25
5.2.2 DECONVOLUCIÓN DE LA DIVERGENCIA DEL HAZ COLIMADO2	27
5.2.3 TÉCNICA DE ANGER Y DE LA CARGA AL CUADRADO2	28
5.2.4 RECONSTRUCCIÓN DE LA POSICIÓN USANDO FÓRMULAS ANALÍTICAS2	<u>29</u>
5.2.4.1 MODELO DE GAUSS	30
5.2.4.2 MODELO DE LERCHE	32
5.2.4.3 MODELO DE LERCHE MODIFICADO	35
5.2.4.4 MODELO DE LI	37
5.2.5 RECONSTRUCCIÓN DE LA POSICIÓN USANDO REDES NEURONALES3	39
5.2.6 RECONSTRUCCIÓN DE LA POSICIÓN USANDO AJUSTE DE PATRONES4	11
6 CONCLUSIONES	13
7 ÍNDICE DE FIGURAS4	16
8 ÍNDICE DE TABLAS4	18
9 BIBLIOGRAFÍA4	19

#### ABSTRACT

A novel detector i-TED is presented in this work. It is developed by "*Espectroscopía Gamma*" group at IFIC, under framework of HYMNS project. The motivations for its development are introduced in the section 2, as well as the neccesary theoretical background where the importance of the natural abundances of the isotopes and the neutron capture s-process for the characterization of stellar environments are remarked. In section 3, state of the art of detectors and measurement techniques are reviewed, adding knowledge of actual neutron pulsed sources which allow the study of s-process. Already in section 4 the idea of the i-TED detector is introduced, making special emphasis on the idea of the Compton imaging on which it is based. Next, the different parts that compose it are described to finish in the core of this work, which is the energy and spatial characterization of the detector that is currently being carried out in the laboratory. The experimental setup developed for the spatial characterization of the detector, and the different methods used for the reconstruction of the position are described in section 5.2. Starting from the classical methods based on determining the centroid of a discrete distribution, going through the adjustment of analytical functions and arriving at the introduction of the use of neural networks for this purpose.

**KEYWORDS:** Nuclesoynthesis, s-process, total energy detector, Compton imaging, scintillation crystal, silicon photomultiplier, energy characterization, position reconstruction.

#### RESUMEN

En este trabajo se presenta el novedoso detector i-TED desarrollado por el grupo de "Espectroscopía Gamma" del IFIC bajo el marco del proyecto HYMNS. En la sección 2, se introducirán las motivaciones para su desarrollo así como el bagaje teórico necesario para su correcta interpretación, destacando la importancia de las abundancias naturales de los isotopos y del proceso-s de captura neutrónica en la caracterización de los medios estelares donde este proceso se desarrolla. En la sección 3 se trata de dar una visión del estado del arte de los detectores así como de diferentes técnicas de detección, incluvendo además nociones sobre las fuentes pulsadas de neutrones existentes en la actualidad y que permiten el estudio del mencionado proceso. Ya en la sección 4 se introduce la idea del detector i-TED, haciendo especial hincapié en la idea de la imagen Compton en la cual se basa. A continuación, se describen las distintas partes que lo componen para terminar en el núcleo de este trabajo que es la caracterización energética y espacial del detector que se está llevando a cabo actualmente en el laboratorio. Se describen en la sección 5.2 el montaje experimental desarrollado para la caracterización espacial del detector, y los distintos métodos usados para la reconstrucción de la posición. Partiendo de los métodos clásicos basados en determinar el centroide de una distribución discreta, pasando por el ajuste de funciones analíticas y llegando a la introducción del uso de redes neuronales para este fin.

**PALABRAS CLAVE:** Nucleosíntesis, proceso-s, detector de energía total, imagen Compton, cristal centellador, fotomultiplicador de silicio, caracterización energética, reconstrucción de la posición.

#### **1.- INTRODUCCIÓN**

Con el fin de caracterizar los medios estelares y afianzar nuestro conocimiento sobre el universo, se han producido numerosos avances en los últimos tiempos en el campo de la astrofísica. Como se verá en las siguientes secciones, la medida de la sección eficaz de captura neutrónica es fundamental en el estudio del proceso-s, responsable de la formación de la mayoría de elementos más pesados que el hierro. En este sentido, se han desarrollado nuevas instalaciones y detectores.. Como el uso de detectores de radiación de energía total, y en particular de los detectores C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> tan extendido en la actualidad. Estos centelladores líquidos son usados por su buena respuesta temporal de detección de rayos gamma provenientes de la captura neutrónica, y a su vez baja tasa de interacción con los neutrones.

Sin embargo, son muchos los rayos gamma detectados que no provienen de capturas en la muestra bajo estudio, limitando la precisión con la que se obtienen estas medidas. Para mejorar esta situación, se propone el uso del principio Compton como método para seleccionar eventos producidos en la muestra y descartar eventos de fondo. Esto implica utilizar detectores capaces de resolver la posición de interacción del rayo gamma dentro del propio detector, así como una gran resolución energética que permita discernir entre dos energías muy próximas. Éstas son las principales características del i-TED, un detector de energía total con capacidad de imagen del origen de los rayos gamma detectados. Para ello se usan foto-multiplicadores de silicio (SiPM) acoplados a cristales centelladores inorgánicos monolíticos. En su conjunto, el sistema ofrece una respuesta temporal suficiente así como resoluciones energéticas por debajo del 10%.

El presente trabajo trata de caracterizar la respuesta energética y espacial de este detector, centrándose más en la parte espacial en la cual se utilizan varios algoritmos de reconstrucción con el fin de encontrar la mínima incertidumbre que permita obtener una imagen Compton fiable para mejorar la precisión de las medidas de sección eficaz de captura neutrónica.

Por otro lado, las aplicaciones de las tecnologías desarrolladas durante este estudio tienen aplicaciones muy diversas, como por ejemplo la localización y evaluación de materiales contaminados durante el desmantelamiento de una central nuclear, ya que es de vital importancia reconocer qué partes de un objeto han podido ser activadas durante su uso para tratarlas consecuentemente. De esta manera es posible caracterizar de una mejor manera los residuos y optimizar su clasificación. Además, el desarrollo de las técnicas de reconstrucción de la posición de interacción de la radiación en el detector, puede ser muy útil en campos como el de la física médica, donde la precisión en las medidas es esencial para la correcta evaluación de posibles tumores en pacientes.

#### 2.- MOTIVACIÓN

El ámbito del presente trabajo es el campo de la astrofísica, y más concretamente en el estudio de la nucleosíntesis estelar. Es por ello que en esta sección se desarrollan conceptos como el proceso-s, y su importancia en la caracterización de medios estelares y en el estudio de las abundancias naturales de los distintos isotopos de la tabla periódica.

#### 2.1.- NUCLEOSÍNTESIS ESTELAR

Entender la composición del Universo siempre ha sido una de las metas del hombre a lo largo de todos los tiempos. Saber qué elementos lo forman y en qué proporciones es hoy en día un misterio que llama la atención de científicos de todo el mundo. Ya en 1948 lo era, pero un joven estudiante de doctorado, Alpher, y su supervisor George Gamow, quisieron arrojar luz sobre este tema con su artículo "The Origin of Chemical Elements" [1]. Por supuesto Gamow no quiso perder la oportunidad y habló con su colega Bethe para que fuera coautor de este trabajo y completar de esta manera las tres primeras letras del alfabeto griego con sus nombres. En este artículo, se describía el proceso a través del cual se formaban todos los elementos conocidos en el universo instantes después del Big-Bang. Para Alpher y Gamow, en el universo temprano toda la materia eran neutrones muy comprimidos formando una "sopa". A medida que el universo se expandía y se enfriaba algunos neutrones podían escaparse y decaer en protones y electrones. Así, un protón podría ligarse a un neutrón y formar, junto con un electrón, el átomo de hidrógeno. Y, extendiendo este razonamiento, dar explicación a la formación de todos los elementos químicos que conocemos momentos posteriores al Big-Bang.

Pero la realidad no es tan sencilla, y esta teoría no funciona para elementos más pesados que el 4He, debido a que no existe en la naturaleza un elemento estable formado por cinco nucleones. Sin embargo, fue un paso importante en la dirección correcta, y describió la mayor parte del universo en virtud del hecho de que el hidrógeno y el helio constituyen una gran parte de él.

La nucleosíntesis producida en el Big-Bang acabó cuando el universo tenía aproximadamente tres minutos de vida y se había enfriado unos pocos miles de millones de kelvins. En ese punto, el universo estaba formado por un 75% de hidrógeno, un 25% de helio y algunas trazas de deuterio, tritio y algo de litio. De hecho, casi todo el hidrógeno y el helio presentes en el universo hoy en día, se crearon en los tres minutos siguientes al Big-Bang, pero en este proceso no se formaron elementos más pesados que el litio, ya que para eso necesitamos las estrellas que surgieron unos cien millones de años más tarde.

Pero, ¿cómo se crearon esas primeras estrellas? Según algunos autores [2], aunque el universo primitivo era notablemente liso, la radiación de fondo observada hoy en día muestra evidencias de fluctuaciones de densidad a pequeña escala, es decir, aglomeraciones en la "sopa primordial". Los modelos computacionales que intentan recrear el universo en esos primeros predicen que estos grupos evolucionarían formando estructuras instantes, ligadas gravitacionalmente que se fueron poco a poco fusionando formando aglomeraciones más grandes en forma de filamentos de una red. Los primeros sistemas de formación de estrellas (primeras protogalaxias) se estaban formando. Pero estas protogalaxias no contenían elementos pesados, sino

que estaban formadas en su mayoría por hidrógeno y helio provenientes del Big-Bang, por lo que el proceso de formación de estas primeras estrellas es más sencillo que el proceso de nubes gaseosas con el que se forman las estrellas de hoy en día. Las simulaciones muestran que en los nodos de las primeras protogalaxias el gas de hidrógeno y helio estaba comprimido y alcanzaba temperaturas de en torno al millar de kelvins. En las zonas con mayor presión algunos átomos de hidrógeno se emparejaron creando trazas de hidrógeno molecular, el cual enfrió estas zonas emitiendo radiación infrarroja. Al enfriarse, se redujo la presión del gas en estas regiones permitiendo que se formaran grupos unidos gravitacionalmente. Cuando estos grupos superan una cierta cantidad de masa conocida como la masa Jeans, colapsan formando una estrella. La predicción de estas simulaciones es que esta masa debe ser entre 500 y 1000 veces la masa de una nube de gas que formaría una estrella en nuestro tiempo.



Figura 1: Detalle de la carta de núcleos con el proceso-r (línea roja) y proceso-s (línea verde) representados. Los elementos encuadrados son aquellos únicamente accesibles por una única ruta: proceso-p amarillo, proceso-s verde y proceso-r rojo. (Fuente web <u>http://people.physics.anu.edu.au/~ecs103/chart/</u>)

En el núcleo de estas primeras estrellas comenzó el proceso de fusión de los átomos de hidrógeno para dar átomos de helio y obtener energía con ello. Cuando el hidrógeno prácticamente se agota del núcleo de la estrella, ésta comienza a fusionar átomos de helio para producir elementos más pesados. Dependiendo de la masa de la estrella formada, tendrá capacidad o no de llegar a producir elementos hasta el níquel mediante el proceso de fusión. Pero a partir de ahí no es energéticamente favorable fusionar estos elementos pesados para obtener otros aún más pesados, por lo que se abren distintas vías: captura protónica (procesos p y rp), foto-desintegración, y captura neutrónica (procesos r y s). En la figura 1 se muestra un fragmento de la carta de núcleos con los procesos r-, s- y p- representados.

La captura protónica (proceso-p) produce núcleos ricos en protones añadiendo secuencialmente uno o más protones al núcleo atómico, que posteriormente emite rayos gamma para caer del estado inicial excitado al fundamental. Pero este no es método muy eficiente para producir núcleos ya que cada protón que se añade aumenta la carga del núcleo haciendo cada vez más improbable la captura de un siguiente protón debido a que éste tendrá superar la barrera Coulombiana. Sin embargo, si la densidad de protones es muy elevada el núcleo puede capturar

muchos protones al mismo tiempo (proceso-rp) aunque los núclidos resultantes poseen una vida muy corta y se desintegran rápidamente.

Si un núcleo rico en protones generado mediante el proceso anterior, absorbe un rayo gamma muy energético podrá excitarse y decaer posteriormente emitiendo una partícula subatómica como un neutrón, un protón o una partícula alfa. A este proceso se le conoce con el nombre de fotodesintegración, y es energéticamente favorable en núcleos pesados ricos en protones.

El proceso de captura neutrónica es muy similar al de captura protónica salvo por que se capturan neutrones en vez de protones. El neutrón, al no tener carga, es mucho más factible que se agregue a un núcleo formando núcleos ricos en neutrones. Estos a su vez pueden desintegrarse emitiendo partículas beta produciendo núcleos estables. De la misma manera que antes podemos distinguir dos procesos distintos: si la captura neutrónica es más lenta que la desintegración beta hablamos del proceso-s (slow-process), donde el núcleo capturará un neutrón y poco después se desintegrará en un núcleo estable que podrá continuar el proceso; sin embargo, si la densidad de neutrones es muy elevada los núcleos podrán capturar varios neutrones antes de sufrir desintegración beta mediante el proceso-r (rapid-process).

En torno a la mitad de núcleos del sistema solar más allá del hierro son producidos por el proceso-s, la otra mitad por el proceso-r, mientras que la contribución de los procesos de captura protónica y foto-desintegración es marginal [3]. Por ello, la captura neutrónica es el proceso más importante de cara a la nucleosíntesis.

#### 2.2.- PROCESO-S (slow-process)

Como ya se ha mencionado previamente, en este proceso un núcleo estable captura un neutrón convirtiéndose en un núcleo no estable que poco después decae por emisión de una partícula beta a un núcleo estable. Posteriormente, tal y como se aprecia en la figura 2a, si este núcleo estable se encuentra en un estado excitado emitirá partículas gamma para llegar a su estado fundamental. Por tanto, la ruta que seguirá este proceso será:

$$n + {}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X^{*} \rightarrow {}^{A+1}_{Z}X + \gamma$$

$${}^{A+1}_{Z}X \rightarrow {}^{A+1}_{Z+1}X + \beta + \nu$$
(1)

La energía del rayo gamma emitido en cada uno de los pasos dependerá de los niveles energéticos del núcleo en cuestión y de cuáles se pueblen. Esto es, podrá darse la circunstancia en la cual el núcleo se encuentre en su primer estado excitado y se desexcite a su estado fundamental emitiendo un solo rayo gamma cuya energía se corresponderá con la diferencia de energía entre niveles. Podrá darse también el caso en el que el núcleo se encuentre en su enésimo estado excitado y se desexcite emitiendo desde un rayo gamma muy energético a n rayos gamma cuya energía total corresponderá a la diferencia entre cada nivel hasta el estado fundamental.

Por tanto, para que podamos considerar este proceso como proceso-s tendrá que cumplirse la ecuación 2,la cual expresa la relación entre la constante de desintegración del proceso de captura y la del proceso beta que asegura que el núcleo que ha capturado un neutrón se desintegra beta antes de capturar otro.



*Figura 2: a) Esquema del proceso-s de captura neutrónica. b) Esquema de niveles nucleares (ver texto). (Fuente propia)* 

Por otro lado, excluyendo el proceso beta se llega a la ecuación diferencial que describe el proceso de captura (ecuación 3), donde se denominan como  $\lambda_n(A-1)$  y n(A-1) a la constante de desintegración y el número de núcleos que han capturado un neutrón (hijo) respectivamente, y como  $\lambda_n(A)$  y n(A) a las mismas cantidades pero referidas al núcleo padre.

$$\frac{dn(A)}{dt} = \lambda_n(A-1)n(A-1) - \lambda_n(A)n(A)$$
(3)

Esta ecuación puede reescribirse en función de las secciones eficaces de captura de la forma:

$$\frac{dn(A)}{dn_c} = \frac{\sigma(A-1)n(A-1) - \sigma(A)n(A)}{\sum_A \sigma(A)n(A)}$$
(4)

Donde n<sub>c</sub> corresponde al número de neutrones capturados.

En el caso de saturación en el cual el número de núcleos hijo no varía con respecto al número de neutrones capturados, la derivada de la ecuación anterior 4 se anula para revelar que, bajo esas circunstancias, el producto entre el número de núcleos hijo y su sección eficaz de captura es constante:

$$\frac{n(A)}{n(A-1)} = \frac{\sigma(A-1)}{\sigma(A)} \quad \Rightarrow \quad n(A)\sigma(A) = constante$$
(5)

Por otro lado, en 1965 Seeger et al [4] reprodujeron la distribución de núcleos-s del sistema solar introduciendo la distribución:

$$\rho(\tau) = \frac{f N_{56}}{\tau_0} e^{-\tau/\tau_0}$$
(6)

Donde  $N_{56}$  es el número de núcleos semilla de hierro, mientras que los valores de f y  $\tau_0$  son ajustados usando las abundancias de los isotopos creados por el proceso-s. Sin embargo, se

requieren ajustes distintos para las zonas *A*<90 y 90<*A*<204, denominándose componentes fuerte y débil respectivamente.

Una vez estos parámetros han sido empíricamente fijados, la abundancia de los isotopos-s en las estrellas viene sólo determinada por la sección eficaz de captura neutrónica de cada uno de ellos. Usando la distribución dada en la ecuación 6, la ecuación 4 tiene como solución:

$$\sigma(A)N(A) = f N_{56} \tau_0 \prod_{i=56}^{A} [1 + (\tau_0 \sigma(i))^{-1}]^{-1}$$
(7)

De donde se concluye que la abundancia de cierto isotopo de masa A, es inversamente proporcional a su sección eficaz  $\sigma(A)$ .

La situación se vuelve más compleja en los núcleos cuya probabilidad de decaimiento beta es comparable con la probabilidad de captura neutrónica. En estos puntos ocurre lo que se denomina *"punto de ramificación"* o más comúnmente en inglés *"branching point"*, en los que el núcleo unas veces sufrirá decaimiento beta y en otras captura. El interés en estos puntos aumenta debido a la dependencia del decaimiento beta con la temperatura, pudiendo caracterizar la temperatura para el proceso-s y dar una estimación de la densidad de neutrones en esos escenarios.

#### 3.- MEDIDA DE LA SECCIÓN EFICAZ DE CAPTURA NEUTRÓNICA

Como hemos visto, es de gran importancia conocer de forma precisa la sección eficaz de captura neutrónica para entender las abundancias de los elementos en la naturaleza, y con ellas caracterizar los medios estelares en los que se produce el proceso-s. Tomando la reacción producida en la figura 2a, para certificar que el núcleo  ${}^{A}_{Z}X$  ha capturado un neutrón tendríamos varias opciones:

- a) Fijarnos en el núcleo resultante  $\frac{A+1}{Z}X$ :
  - i. Si es radiactivo podemos comprobar si han aparecido sus hijos, en cuyo caso habría habido captura.
  - ii. Si no lo es podríamos medir su masa, si es distinta que la del núcleo inicial se ha producido captura.
- b) Fijarnos en los rayos gamma:
  - i. Podríamos contar toda la cascada de rayos gamma provenientes del núcleo excitado.
  - ii. Contar sólo uno que fuera característico del decaimiento del núcleo en cuestión, algo que podemos comprobar examinando el esquema de niveles del núcleo.
  - iii. O simplemente, contar uno de los rayos gamma emitidos por el núcleos y mediante técnicas que se detallarán en la subsección 3.1.2, contar la captura.

De esas opciones, las dos primeras se suelen descartar debido a la complejidad que implica medir masas, mientras que por el contrario hoy en día resulta más sencillo medir la presencia de rayos gammas con detectores.

#### 3.1.- DETECTORES DE RADIACIÓN GAMMA

En su más genérica expresión, un detector gamma es un dispositivo que nos permite detectar la presencia de un rayo gamma y su energía. Para su detección, este rayo gamma debe interaccionar de alguna manera con la materia, y en función de la composición del detector podremos distinguir entre [5]:

- a) Detectores de tipo gaseoso: en la mayoría de diseños se trata de un tubo que hace las veces de cátodo, relleno de un gas con el que interaccionará el rayo gamma, y atravesado por un hilo central llamado ánodo (figura 3a). Cuando un rayo gamma se introduce en el volumen sensible del detector ioniza el gas formando pares de electrón-ión. Entre el cátodo y el ánodo se establece una gran diferencia de potencial lo que permite recolectar los electrones en el ánodo y emitir un pulso eléctrico. Dependiendo de la diferencia de potencial a la que opere el detector, la amplitud de ese pulso podrá depender de la energía del rayo incidente y obtener una respuesta espectrométrica del detector.
- b) Detectores centelladores: su elemento principal es un material luminiscente que emite uno o varios fotones al absorber un rayo gamma. En medidas de captura neutrónica, el material puede ser tanto un líquido orgánico como en los detectores C<sub>6</sub>D<sub>6</sub>, como un cristal centellador inorgánico. Si este cristal está acoplado a un tubo foto-multiplicador (PMT PhotoMultiplier Tube) como en la figura 3b, los fotones de luz producidos impactarán en el

Víctor Babiano Suárez

fotocátodo y crearán, mediante efecto fotoeléctrico, fotoelectrones que serán acelerados por una diferencia de potencial, multiplicados y recogidos posteriormente para crear el pulso eléctrico de salida del detector. Si asumimos que un rayo gamma más energético generará más fotones de centelleo que otro menos energético, será lógico pensar que el pulso de salida del detector será proporcional a la energía del rayo incidente.

c) Detectores de semiconductor: basados en la unión P-N entre semiconductores con distintos dopajes. Cuando esta unión está polarizada inversamente aparece una zona conocida como "zona de carga espacial". Si un rayo gamma llega a esta zona se formarán uno o varios pares de electrón-hueco que serán recolectados por la diferencia de potencial y formarán el pulso eléctrico de salida. En este caso, la cantidad de pares de portadores generados darán cuenta de la energía del rayo gamma inicial haciendo que la respuesta del detector sea espectrométrica.



Figura 3: De izquierda a derecha: a) un detector de gas; b) un detector centellador; c) un detector semiconductor. (Fuente propia)

Recordemos que para saber si se ha producido una captura neutrónica en un núcleo debemos detectar todos los rayos gammas producidos, uno característico o uno cualquiera. De esta manera podremos distinguir entre calorímetros de absorción total, y detectores de energía total.

#### 3.1.1.- CALORÍMETROS DE ABSORCIÓN TOTAL (TAC)

Esta técnica de detección se basa en la absorción de todos los rayos gammas de la cascada, por lo que su eficiencia debe ser cercana al 100%, es decir, que si se generan n gammas, los detectores deberán ser capaces de detectarlos todos o la inmensa mayoría. Por ello, suelen estar formados por varios detectores dispuestos en geometría esférica alrededor de la muestra y cubriendo un ángulo sólido de  $4\pi$ . Un ejemplo es el detector TAC presente en el área experimental de n\_TOF (CERN) [6], formado por 40 cristales individuales de BaF<sub>2</sub>, 12 de ellos con forma pentagonal y 28 con forma hexagonal que cubren un 95% del ángulo sólido total, tal y como se aprecia en la figura 4. Este detector posee una resolución energética<sup>1</sup> de en torno al 15%, mientras que su eficiencia se sitúa en torno al 80%. Esta eficiencia no es total porque, además de la eficiencia intrínseca de cada detector individual, hay que tener en cuenta que existen zonas muertas entre cristales que permiten que algunos rayos gamma no sean registrados.

Resolución = 
$$\frac{FWHM}{E_{pico}} \times 100$$

<sup>1</sup> La resolución energética de un detector es la capacidad de distinguir entre dos energías muy próximas, y se calcula usando la anchura a mitad de altura (FWHM) de cierto pico de energía conocida en el histograma de energías:

La ventaja principal de esta técnica es la alta eficiencia que se consigue, mientras que una de sus desventajas principales es el hecho de que al existir tanta cantidad de material rodeando la muestra un neutrón dispersado (no capturado) por la muestra podrá ser capturado por este material y generar un rayo gamma que el detector contará como proveniente de una captura neutrónica sin poder resolver si ésta se ha producido realmente en la muestra objeto de estudio. Para mitigar esta incertidumbre, se usa un material absorbente de neutrones para impedir su captura en los cristales del propio detector.



Figura 4: Hemisferio del TAC con material absorbente de neutrones en el centro. (Fuente referencia [6])

#### 3.1.2.- DETECTORES DE ENERGÍA TOTAL

Como alternativa a la técnica anterior, se utilizan lo detectores de energía total (TED) cuyo objetivo no es capturar todos los rayos gamma sino sólo uno de los producidos en la captura neutrónica. Así pues, ya no es necesario rodear completamente la muestra por detectores, sino situar uno (o unos pocos) en los alrededores. Esto hace más improbable la captura en el propio detector de un neutrón dispersado por la muestra, pero hace que la eficiencia de detección de esta técnica sea mucho menor que la anterior.

Se ha mencionado con estos detectores podremos medir la captura neutrónica detectando un rayo gamma, pero ¿qué rayo gamma? Como ya adelantábamos al principio del presente punto, podremos detectar un gamma característico de la cascada de decaimiento del núcleo que capturó el neutrón. Para ello, se usa una ventana energética que permita seleccionar un rango de energía coincidente con la del rayo gamma buscado, y contando el número de gammas detectados obtendremos el número de capturas que se producen en la muestra. La principal dificultad de esta técnica reside en que, al poseer una eficiencia tan baja, podremos "perder" gammas y obtener un resultado erróneo. Para solventarlo, se tratan de medir gammas con cualquier energía, multiplicando así la probabilidad de detección.

Estos detectores se basan en el desarrollado por Moxon-Rae a principios de la década de los 60s [7]. En ellos, se debe cumplir que la eficiencia de detección sea muy baja para detectar sólo un gamma de cada cascada:

$$\varepsilon_{\gamma} \ll 1$$
 (8)

Además, dado que la eficiencia del detector varía con la energía del rayo gamma detectado (la eficiencia es menor cuanto mayor es la energía del rayo gamma), la medida del proceso de captura sería distinta según el gamma medido en cada caso y el resultado dependería de la ruta de desexcitación seguida por el núcleo cada vez. Uno puede evitar esta dependencia introduciendo una condición de proporcionalidad en la eficiencia de detección:

$$\varepsilon_{\gamma} = k E_{\gamma} \tag{9}$$

Si la condición de la ecuación 9 es satisfecha, entonces la probabilidad de detectar una cascada será independiente de la ruta particular de desexcitación. Matemáticamente, la eficiencia de detectar una cascada,  $\varepsilon_c$ , compuesta por N rayos gammas de distintas energías puede ser expresada como la complementaria a no detectar ningún rayo gamma:

$$\varepsilon_c = 1 - \prod_{j=1}^{N} \left( 1 - \varepsilon_{\gamma j} \right) \tag{10}$$

Donde  $\varepsilon_{vi}$  expresa la eficiencia de detectar un rayo gamma de energía  $E_{vi}$ .

Pero como la eficiencia de detección de un cierto gamma es muchísimo menor que la unidad:

$$\varepsilon_c \approx \sum_{j=1}^N \varepsilon_{\gamma j} \tag{11}$$

Si aplicamos la propiedad dada en la ecuación 9:

$$\varepsilon_c \approx \sum_{j=1}^N \varepsilon_{\gamma j} = \sum_{j=1}^N k E_{\gamma j} = k E_c$$
(12)

Por lo tanto, como la probabilidad de detección en cascada  $\varepsilon_c$  es ahora proporcional al valor constante de la energía de captura de neutrones  $E_c$ , ésta ya no depende de la ruta particular de desexcitación nuclear, como se quería probar.

Conseguir que se cumpla la ecuación 8 es relativamente sencillo, y puede ser logrado usando un pequeño volumen de detección y detectores formados por elementos con bajo Z. Sin embargo, cumplir la propiedad expresada en la ecuación 9 no es trivial.

Asumimos que R<sub>i</sub> es la función respuesta del detector para un gamma capturado de energía  $E_{\gamma}$ , normalizado a la eficiencia para detectar ese rayo gamma, es decir,  $\sum_{i=1}^{n} R_{\gamma i} = \varepsilon_{\gamma}$ .

Entonces, la condición 9 será lograda pesando la respuesta para cada gamma registrado:

$$\varepsilon_{\gamma} = \sum_{i=1}^{n} W_{i} R_{\gamma i} = k E_{\gamma}$$
(13)

A este procedimiento se le conoce con el nombre de *"Técnica de pesado de pulsos"*, o *PHWT* por sus siglas en inglés *"Pulse Height Weighting Technique"*. Esta función peso es obtenida a partir de simulaciones Monte Carlo en las que se simula el detector para rayos gamma incidentes de distintas energías.

#### **3.2.- FUENTES PULSADAS DE NEUTRONES**

De todas las posibles reacciones que podemos utilizar como fuentes de neutrones, la más apropiada para estudios astrofísicos resulta ser la reacción de espalación [8], debido al pico existente en el flujo de neutrones en la región de los keV, que es una energía muy relevante en este ámbito.

Existen varias de instalaciones en las cuales se produce un flujo pulsado de neutrones a partir de reacciones de espalación, como las que existen en "LANSCE" [9] en EEUU, "J-PARC" en Japón [10], o "CERN" en Suiza [11]. Éste último es el enclave elegido por el proyecto "HYMNS – Height sensitivitY Measurements of key stellar Nucleo-Synthesis" para el desarrollo del prototipo de i-TED.



(Fuente web <u>https://en.wikipedia.org/wiki/CERN</u>)

En la figura 5 podemos observar un esquema del entramado de aceleradores del CERN. En un "ramal" del acelerador "PS – Proton Sincrotron" se encuentra la instalación "n\_TOF – neutrón Time Of Flight".

El acelerador de protones PS proporciona haces pulsados de una intensidad de aproximadamente  $7 \cdot 10^{12}$  protones por pulso y una energía de unos 20 GeV. Este haz de protones

impacta contra un blanco de espalación de 1.3 toneladas de plomo (figura 6) generando diversos tipos de partículas [12]. Un centímetro de agua enfría este blanco, mientras que 4 cm de agua borada ( $H_2O + 1,28\%H_3BO_3$ ) se usan como moderador.



Figura 6: Esquema de la instalación n\_TOF en el CERN. (Fuente referencia [11])

A continuación del blanco se sitúa un tubo de 185.02 m de longitud en el que se ha hecho el vacío y donde encontramos un imán de barrido que deflecta las partículas cargadas del haz, y dos colimadores que dan forma al haz de neutrones. Al final de este tubo se sitúa el área experimental "EAR1 – Experimental ARea 1" al que llega un haz pulsado y colimado de neutrones de unos 4 cm de diámetro. Allí se emplazarán las muestras a estudiar así como los detectores. Además, existe otra línea de haz que surge de la parte superior del blanco de espalación, recorre 20 m y llega al "EAR2".

La energía del neutrón se calcula en base al tiempo que tarda en recorrer la distancia hasta el área experimental, de ahí que el nombre de esta técnica sea "tiempo de vuelo" (por sus siglas en inglés "TOF"). De esta manera, debido a la diferencia de distancia recorrida por los neutrones según la línea de haz, encontraremos más precisión en las medidas de energía en EAR1, mientras que el flujo de partículas será superior en EAR2, debido a la menor probabilidad de desvío en la menor distancia.

La energía con la que el haz de protones incide en el blanco de espalación está optimizada para la producción de neutrones, generándose aproximadamente 300 neutrones. Cada uno de ellos interacciona de forma distinta con el agua borada y continúa su camino hacia una de las dos áreas experimentales. Gracias al uso del moderador, los neutrones que llegan a las áreas experimentales tienen un rango de energías de entre 1 keV hasta varios cientos de keV.

Precisamente, una de las principales razones por la que se elige la instalación de n\_TOF para el desarrollo del presente estudio, es que toda la instalación está optimizada para producir el mayor número de neutrones posibles en el rango de energía de interés para la motivación astrofísica que se persigue.



Figura 7: Energía de los protones que llegan a cada área experimental de n\_TOF en función del tiempo de vuelo. (Fuente propia)

#### 4.- i-TED

Con los dos métodos de medida de sección eficaz de captura neutrónica propuestos en el punto anterior, sólo es posible medir la energía del rayo gamma incidente (y la multiplicidad en el caso del TAC), desconociendo su origen. Esto añade un fondo de radiación asociado a la medida y proveniente de capturas neutrónicas producidas en los alrededores de la muestra, o directamente de emisiones gamma ambientales como pueden ser lo rayos gamma producidos por el potasio radiactivo del hormigón. La única manera de mejorar la relación señal-fondo en este caso, será efectuar cortes vía software en energía y/o multiplicidad.

Con la finalidad de mejorar esta relación se propone un novedoso sistema de detección que permite desestimar los eventos producidos del fondo en función de la dirección del rayo incidente [13]. Consta de dos etapas de detección operadas en coincidencia temporal que permiten aplicar el principio Compton y de esta manera obtener información de la dirección de proveniencia del rayo gamma. Así se pueden descartar aquellos que no provengan de la muestra bajo estudio reduciendo considerablemente el fondo, tal y como se puede apreciar en la figura 8a, donde se compara el resultado de simular el espectro de captura de una muestra de <sup>197</sup>Au tomado con dos detectores C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> convencionales con el tomado con i-TED. Sin embargo, la eficiencia de detección cae un factor 3 o 4, algo que soluciona el diseño conceptual mostrado en la figura 8b con una formación de cuatro módulos Compton que rodeen la muestra.



Figura 8: a) Espectro simulado de captura de una muestra de 1 mm de grosor de oro normalizado al pico de 4.9 eV. b) Diseño conceptual del nuevo i-TED en el cual se pueden apreciar los cuatro módulos de detección rodeando la muestra. (Fuente referencia [13])

#### **4.1.- DETECTORES COMPTON**

Las cámaras Compton han sido ampliamente utilizadas en diversos ámbitos como la astronomía [14], medicina [15], y el tratamiento de residuos radiactivos [16]. Sin embargo esta es la primera vez que se usan en medidas de captura neutrónica, lo que resulta un gran avance llevado a cabo en el marco del proyecto HYMNS.

Para entender su funcionamiento imaginemos uno de los cuatro módulos de i-TED situado a una distancia conocida de una muestra que emite rayos gamma. Supongamos un rayo gamma proveniente de la muestra con energía  $E_0$  y que impacta en la primera etapa de detección sufriendo una dispersión Compton. El rayo resultante de esa interacción habrá modificado su energía ( $E_1$ ) y cambiado su dirección un ángulo  $\theta$ . Para finalmente impactar con la segunda etapa de detección y dejar toda su energía ( $E_2=E_0 - E_1$ ). Utilizando esas energías detectadas en cada etapa, podremos hallar el ángulo de desviación del rayo en su primera interacción a través de la fórmula Compton (ecuación 14)

$$\theta = \arccos\left(1 - m_e c^2 \left(\frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_1 + E_2}\right)\right) \tag{14}$$

Conociendo la distancia a la fuente, la posición de cada una de las dos interacciones del rayo y el ángulo Compton, podemos trazar un cono como el que se muestra en la figura 9a en el cual queda confinada la dirección del rayo gamma incidente. Un gran número de eventos proporcionarán múltiples conos que se interceptarán en la posición de la fuente.



Figura 9: a) Reconstrucción del cono Compton (ver texto); b) Incertidumbres asociadas a la reconstrucción Compton. (Fuente propia)

Como ocurre en todas las medidas, existe una incertidumbre asociada debida en este caso a las incertidumbres en las medidas de las energías depositadas,  $E_1$  y  $E_1$ , y de la posición de cada una de las dos interacciones que sufre el rayo gamma. Esto hace que el cono de direcciones posibles de proveniencia del rayo gamma ensanche sus paredes, como se puede apreciar en la figura 9b. Por propagación de errores, la incertidumbre en el ángulo Compton vendrá dado por la ecuación 15, donde se aprecia su dependencia con las energías depositadas por el rayo gamma. Así pues, resulta crucial la determinación precisa de la energía de los rayos gamma detectados en cada una de las etapas de detección así como disponer de la máxima resolución posible en la energía del rayo gamma.

$$\Delta \theta = \left(\frac{\partial \theta}{\partial E_1}\right) \Delta E_1 + \left(\frac{\partial \theta}{\partial E_2}\right) \Delta E_2$$
(15)

Para poder llevar a cabo la reconstrucción Compton de la posición de la muestra, cada uno de los cuatro módulos de detección que rodean la muestra estará formado por una primera etapa de

detección (scatter), en la cual el rayo incidente sufre dispersión Compton, y una segunda etapa (absorber) en la que el rayo depositará toda su energía. A su vez, cada una de las dos etapas de detección, estarán compuestas por el cristal centellador acoplado ópticamente con grasa óptica<sup>2</sup> a un fotomultiplicador pixelado de silicio (SiPM). En el caso del scatter, se dispone un cristal centellador de un menor grosor para facilitar su dispersión, mientras que en el absorber se aumenta el grosor y el número de cristales maximizando la probabilidad de que el rayo deposite toda su energía. A continuación se dispone de una electrónica que recoge las señales de los SiPM, las amplifica y las digitaliza para su posterior análisis. Esta es la tarea que desempeña la electrónica desarrollada por PETSyS. Por último pero no menos importante, una interfaz gráfica (GUI) permite al usuario realizar las tomas de datos y calibrar todo el sistema de forma fácil y cómoda.

#### 4.1.1.- CRISTALES CENTELLADORES

Recientes estudios han demostrado la capacidad de los cristales centelladores inorgánicos de LaCl<sub>3</sub> y LaBr<sub>3</sub> dopados con Ce para el desempeño de funciones de espectroscopía gamma [17]. Gracias a la gran cantidad de fotones de centelleo que generan, estos cristales mejoran la resolución energética de los cristales de NaI comúnmente usados hasta la fecha [18]. Además poseen una respuesta temporal excelente gracias a un tiempo de decaimiento hasta 20 veces menor que el NaI [19].

La luz de centelleo de estos cristales proviene de sus propiedades electrónicas, más concretamente de su estructura de bandas. Un electrón situado en la banda de valencia puede ser excitado debido a la energía de la radiación incidente y ser desplazado hasta la banda de conducción, creando un hueco en la banda de valencia. Posteriormente este hueco podrá ser llenado por la desexcitación de un electrón, el cual emitirá fotones de centelleo con una longitud de onda característica del cristal. La longitud de onda y demás propiedades pueden ser revisadas en la tabla 1.

Rendimiento de luz (fotones/keV)	Tiempo de decaimiento (ns)	Longitud de onda (nm)	Índice de refracción (mm)	Densidad (g/cm <sup>-3</sup> )	Grosor (mm) para 50% de atenuación
49	28	350	~1.9	3.79	24

Tabla 1: Propiedades para los cristales centelladores BriLanCe<sup>®</sup>350 de LaCl<sub>3</sub>(Ce) ofrecidas por el fabricante Saint-Gobain Crystals.

En la figura 10 vemos una fotografía de uno de estos cristales centelladores. El encapsulado que rodea al cristal está compuesto por Teflón en la cara interna y Aluminio en la externa. Este recubrimiento actúa como un reflectante para los fotones evitando que se pierdan, aumentando así la cantidad de luz recogida por el fotomultiplicador y por tanto aumentando la resolución energética del detector. Sin embargo, más adelante se explicará cómo esto introduce dificultades a la hora de la reconstrucción de la posición de interacción del rayo gamma en el cristal.

<sup>2</sup> Tipo de silicona usada en acoplamientos ópticos por sus excelentes propiedades como transmisor de luz, sobre todo en regiones cercanas al ultravioleta. Su viscosidad ayuda al ensamblaje de los detectores creando una capa fina y uniforme entre cada cristal centellador y su fotomultiplicador.



Figura 10: Fotografía cristal LaCl<sub>3</sub>(Ce) con encapsulado de aluminio y teflón. (Fuente propia)

Para el primer prototipo de i-TED se caracterizan cristales de LaCl<sub>3</sub>(Ce) de 50x50 mm de superficie y distintos grosores (10 mm, 20mm, 25mm o 30 mm), con el fin de encontrar la relación óptima de grosores scatter – absorber (Beijing Scitlion Technology Corp., Ltd [20]).

#### 4.1.2.- FOTO-SENSORES

Los fotosensores son dispositivos que transforman luz en un pulso eléctrico. En este caso se usan foto-multiplicadores de silicio pixelados (SiPM) de 50x50 mm de superficie fabricados por Sensl [21] (figura 11a, Array J-60035-64P-PCB). Están divididos en 8x8 píxeles de 6mm cada uno para permitir obtener información de la posición de interacción del rayo gamma incidente.

Cada uno de esos píxeles está dividido en unas 22000 microceldas, y cada una de ellas es un diodo de avalancha (APD), que se disponen en formación de tal manera que el montaje final del pixel posee los tres terminales del diodo al igual que cada uno por separado. Tal y como sucedía en el caso de los detectores de semiconductor, a cada diodo se le aplica una diferencia de potencial en inversa para crear la zona de carga espacial y permitir su funcionamiento como detector. Así, cuando un fotón de centelleo alcanza uno de esos diodos hace promocionar un electrón de la banda de valencia a la de conducción generando un hueco en la primera, tal y como se aprecia en la figura 11b. Lo que ocurre en un diodo de avalancha además, es que ese par electrón-hueco generado se acelera lo suficiente como para crear más pares de portadores libres, amplificando de esta manera la respuesta eléctrica del foto-detector.

En un principio un sólo foto-diodo de avalancha no permite conocer el número de fotones de centelleo que ha detectado, ya que su respuesta siempre es la misma. Sin embargo, el hecho de poner miles de estos dispositivos en un solo pixel hará que su respuesta sí sea proporcional a la cantidad de fotones recibidos, ya que cuantos más lleguen mayor será el número de APDs que se excitarán y mayor será el pulso eléctrico de salida, consiguiendo así una respuesta espectrométrica del detector.

#### Víctor Babiano Suárez



Figura 11: Esquemas de: a) SiPM; b) bandas de valencia de un semiconductor (1) a 0 K, (2) a 300 K, (3) llegada de fotón con energía  $E = hc/\lambda$ . (Fuente web <u>https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/S13361-3050NE-08/index.html</u>)

#### 4.1.3.- ELECTRÓNICA

Llamamos electrónica a la parte del detector que procesa el pulso eléctrico proveniente de los foto-sensores y lo transforma en señales digitales dispuestas para ser analizadas. El hecho de que se utilicen foto-sensores pixelados hace que se multiplique la cantidad de señales obtenidas, por lo que el tratamiento analógico de estas señales se vuelve muy complejo. Por esa razón se opta por el uso de electrónica digital a cargo de la compañía PETSyS Electronics [22], la cual se compone de:

- ASIC TOFPET2: chip para la lectura y digitalización de hasta 64 señales provenientes del SiPM, al cual se conecta directamente a través de un conector de pines.
- Tarjeta interfaz PETSyS TOF versión 2 (FEB/D\_V2), que recibe los datos de los ASIC y envía los datos al PC mediante conexión Ethernet, figura 12.



Figura 12: Tarjeta PETSyS TOF version 2 (FEB/D\_V2) y fuente de alimentación. (Fuente propia)

Para mantener controlada la temperatura de los chips ASIC y su funcionamiento permanezca estable, se usan módulos Peltier acoplados a disipadores, y un sistema de transferencia de calor que absorba el calor de estos chips y lo ceda en el módulo Peltier. En la figura 13a se aprecian el disipador y el ventilador acoplados al módulo Peltier, a su vez unido por masilla térmica a un tubo de transferencia de calor. Mientras que en la figura 13b apreciamos este sistema ya unido al sistema de medida, es decir, placa ASIC, SiPM y cristal centellador, estos últimos en la caja negra.



Figura 13: a) Sistema de refrigeración, b) refrigeración acoplada al sistema de detección. (Fuente propia)

#### 4.2.- PRIMEROS TEST en n\_TOF (CERN)

Como ya mencionamos en la subsección 3.2, los neutrones que llegan al área experimental son producidos por una reacción de espalación. En esta reacción no solo se producen neutrones, y aunque las partículas cargadas pueden ser eliminadas fácilmente, las partículas sin carga como los rayos gammas pueden propagarse a lo largo de la línea de haz sin inconveniente. Esto hace que de manera prácticamente instantánea, los detectores utilizados en el área experimental detecten gran

cantidad de radiación gamma. Su gran intensidad y corta duración hacen que se denomine a este pulso como *"gamma flash"*.

La sistemática en este tipo de experimentos consiste en que para cada pulso de neutrones se detecta en primer lugar el gamma-flash ( $t_0$ ) y posteriormente los emitidos por la muestra ( $t_1$ ,  $t_2$  ...). La diferencia de tiempos entre la llegada del flash y los demás provenientes de la muestra, es equivalente al tiempo de vuelo del pulso de neutrones desde que es producido hasta que llega al área experimental y son capturados por la muestra. Conociendo estas diferencias de tiempos pueden calcularse las energías de los neutrones incidentes, y contando el número de rayos gamma detectados para cada energía del neutrón incidente podemos calcular la sección eficaz de captura neutrónica.

Los primeros test con i-TED se realizaron en septiembre de 2017 en las instalaciones de n\_TOF (CERN), con el fin de validar la respuesta energética del detector. Para ello se dispuso un montaje experimental en el cual se usó de un intercambiador de muestras con distintos tipos de muestras de materiales como son el <sup>197</sup>Au, <sup>208</sup>Pb, <sup>12</sup>C cuyas secciones eficaces de captura neutrónica son bien conocidas.

El montaje del prototipo del detector consistió en el uso de un sólo módulo Compton formado por un scatter y un absorber cada uno de ellos compuesto de un cristal centellador acoplado a un SiPM de 8x8 píxeles. El detector completo se situó a unos 10 cm de la muestra con el fin de maximizar la eficiencia de detección de rayos gamma.

En este primer test, para determinar el tiempo de inicio del pulso de neutrones, debido a la incapacidad de la electrónica por resolver la señal del gamma-flash., se tomaron los tiempos absolutos en los cuales el PS enviaba los pulsos de protones hacia el blanco de espalación. En la figura 14a se puede apreciar el espectro de energía de neutrón obtenido en estas primeras pruebas con la muestra de <sup>197</sup>Au. Debido a la incertidumbre de 1 ms en los tiempos medidos por el PS, la incertidumbre en tiempo de vuelo y por tanto en energía era tal que no permitía separar las resonancias del oro y sólo se puede apreciar la primera de ellas que es la más pronunciada.

Para solventarlo, en los siguientes test realizados en Noviembre de 2017, se hizo uso de una señal de trigger externa proveniente del PS que marcaba el inicio de cada pulso. De esta manera se eliminó la incertidumbre en la medida del tiempo y los espectros resultantes fueron notablemente mejores tal y como se puede apreciar en la figura 14b.



Figura 14: Espectros de energía de neutrón para una muestra de <sup>197</sup>Au obtenidos en los test de a) noviembre, b) septiembre, scatter línea roja y absorber línea azul. (Fuente propia) 23 de 50

#### **5.- CARACTERIZACIÓN DEL DETECTOR**

Una vez comprobado su funcionamiento, el siguiente paso es el de caracterizar la respuesta energética y espacial del detector. Estos factores poseen un peso muy importante en la reconstrucción Compton de la posición de la fuente como ya se mencionó. Por otro lado, con el fin de decidir la configuración óptima para los cristales tanto del scatter como del absorber, se caracterizan los grosores de 10 mm, 20 mm y 30 mm mediante el estudio sistemático de cada uno de ellos.

#### **5.1.- RESPUESTA ENERGÉTICA**

En primer lugar, como se vio en la sección 4.1. para hallar el ángulo Compton utilizaremos las energías depositadas por el rayo incidente en cada una de las etapas de detección (scatter y absorber), y las incertidumbres de esas medidas son muy importantes a la hora de conocer el error asociado en la reconstrucción Compton (ecuación 15). Este error asociado a la medida de las energías puede caracterizarse a través de la resolución energética del detector. Para ello, se miden espectros de fuentes radiactivas cuyos rayos gamma emitidos son bien conocidos, como por ejemplo el <sup>22</sup>Na y el <sup>137</sup>Cs. Como la resolución puede variar con la energía del rayo gamma, las fuentes seleccionadas abarcarán el máximo rango de energías posible. Además, los cristales que forman el scatter y el absorber poseen grosores distintos, por lo que será necesaria la caracterización de todos ellos.



*Figura 15: De izquierda a derecha, espectros de <sup>22</sup>Na y <sup>137</sup>Cs (ver texto). (Fuente propia)* 

En la figura 15 se pueden observar espectros de las fuentes de <sup>22</sup>Na y <sup>137</sup>Cs tomados con el cristal de 30 mm de grosor con detalle del ajuste al fotopico. El siguiente paso será medir la anchura del fotopico a mitad de altura (FWHM) y dividirlo por su energía teórica para así conocer la resolución. Para conocer la FWHM se realiza el ajuste de la función de Gauss al fotopico y se aplica la ecuación 16.

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma \approx 2.35\,\sigma\tag{16}$$

Un resumen de resultados se da en la tabla 2. La resolución energética media es del 6.31(1)%. Esta buena resolución nos permitirá utilizar una ventana energética para desestimar aquellos eventos cuya energía no coincida con el rango de interés. Por ejemplo, en la siguiente sección se llevará a cabo la caracterización espacial del detector con una fuente de <sup>22</sup>Na. En ese caso podemos usar una ventana energética de 511±31 keV, y tomar únicamente como eventos válidos aquellos en los que el rayo gamma deposita toda su energía sufriendo efecto fotoeléctrico.

Muestra	Energía (keV)	FWHM (keV)	Resolución (%)
22Na	511.0	34.92(5)	6.83(1)
137Cs	661.7	38.47(3)	5.81(1)

*Tabla 2: Resolución en energía medida con cristal de 30 mm de grosor.* 

#### 5.2.- RESPUESTA ESPACIAL

Para conocer la posición del scatter desde la cual trazamos el cono Compton y su eje de rotación, se necesita conocer con toda la precisión posible la posición de interacción del rayo gamma. Además, igual que sucedía en el punto anterior, hay que conocer la precisión de la medida de posición para luego ajustar los errores en la reconstrucción final de la imagen Compton. Para ello, se dispone de un montaje experimental descrito a continuación, que permitirá caracterizar el conjunto cristal + SiPM para scatter y absorber.

La reconstrucción de la posición se puede llevar a cabo a través de distintos métodos. Las primeras aproximaciones para la reconstrucción XY, como la técnica de Anger [23][24], usan directamente el centroide de la distribución de carga. Mientras que otras técnicas más sofisticadas usan el ajuste de funciones analíticas o la capacidad de aprendizaje de las redes neuronales. En el presente trabajo se intenta dar una visión amplia de todos ellos.

La implementación de todos los métodos descritos a continuación se realiza con la versión 6.12/04 de ROOT [25]. Éste es un conjunto de herramientas de análisis de datos orientado a objetos, basado en C++ y desarrollado íntegramente en el CERN para dar solución al análisis de datos de experimentos en los cuales se obtienen hasta 10 terabytes de datos por cada cuatro horas de toma de datos aproximadamente. Por ello, se desarrollan en este marco estructuras compactas de datos que permiten su análisis de forma rápida y cómoda, los llamados Trees (árboles). Estos árboles pueden almacenar desde datos simples hasta otras estructuras de datos como los histogramas, frecuentemente usados en el análisis de datos como el presente trabajo.

#### 5.2.1.- MONTAJE EXPERIMENTAL.

El montaje experimental se desarrolla usando fuentes radiactivas colimadas, los detectores (scatter y absorber), y una mesa XY para posicionarlos. Inicialmente se sitúa uno de los detectores de tal manera que pueda moverse libremente con el movimiento de la mesa XY. A continuación se

sitúa una fuente colimada justo encima del mismo, y por último el otro detector cercano a la fuente para poder medir en coincidencia temporal. De este modo, sólo tomaremos datos cuando los dos detectores detecten un rayo gamma en coincidencia (dentro de una pequeña ventana temporal de unos 100 ns). De esta manera eliminamos eventos procedentes de la radiación de fondo proveniente del potasio del hormigón, rayos cósmicos, etc. El colimador es un paralelepípedo fabricado en tungsteno con un agujero central de 1 mm de diámetro y 30 mm de espesor. Como fuente radiactiva, se usará una muestra de <sup>22</sup>Na, que emite dos rayos gamma de 511 keV en direcciones opuestas.

El funcionamiento de la mesa XY viene dado por dos motores de paso a paso que mueven una pequeña plataforma donde se situará el detector a caracterizar, en las direcciones X e Y respectivamente. Estos motores se controlan con una placa de Arduino [26] que permite programar movimientos. De esta forma, se puede configurar la mesa para que vaya recorriendo en pasos de pocos milímetros la superficie completa del cristal y deteniéndose un tiempo determinado en cada uno de los pasos. La fuente colimada "iluminará" una zona muy reducida del cristal, de tal manera que sólo algunos píxeles del SiPM detectarán radiación. En la figura 16 puede verse una fotografía de este montaje.



*Figura* 16: *Montaje experimental: mesa XY + detectores. (Fuente propia)* 

Los datos se salvan en ficheros de texto ASCII en los cuales tendremos información de la respuesta de cada pixel de ambos detectores en cada momento, permitiendo su análisis y reconstrucción de la posición de cada evento. Podemos contemplar un ejemplo de una distribución de carga tridimensional de un evento en la figura 17a, reconstruido a partir del fichero de texto mencionado.

Una vez realizada la toma de datos, se procede al análisis de los resultados. En cada punto caracterizado de la superficie del cristal, se reconstruirán las posiciones de interacción de los rayos gamma en cada evento, entendiéndose por evento al suceso o sucesos ocurridos durante una pequeña ventana temporal, de tal forma que para cada evento se tiene una distribución espacial de carga correspondiente a la excitación de cada pixel del SiPM de la cual poder reconstruir la posición XY de interacción. En algunos modelos incluso podremos determinar la profundidad de la interacción dentro del cristal centellador, es decir, la coordenada Z.

En total serán tomados tres sets de datos, uno para cada grosor del cristal. Cada set de datos estará compuesto por una matriz de 35x35 posiciones colimadas con un paso de 1.5(1) mm entre

ellas, las cuales se representan de manera esquemática en la figura 17b. Para cada posición se requiere un tiempo de 600 s.



Figura 17: a) Distribución de carga normalizada a la unidad. b) Patrón de puntos de escaneo implementado con la mesa XY. (Fuente propia)

Debido al tiempo empleado en cada punto, lo que obtendremos en cada uno de los pasos será una distribución espacial acumulada de todos los eventos reconstruidos. Como se emplea una fuente colimada, el máximo de esta distribución acumulada de posiciones reconstruidas deberá corresponder a la posición real del colimador.

#### 5.2.2.- DECONVOLUCIÓN DE LA DIVERGENCIA DEL HAZ COLIMADO

Con el fin de determinar la resolución espacial intrínseca de cada combinación SiPM + cristal, es necesario deconvolucionar la distribución espacial acumulada introduciendo la apertura del colimador. Con este propósito se llevan a cabo simulaciones Monte Carlo usando el código GEANT4 [27]. Para cada grosor de cristal utilizado se simulan 1·10<sup>8</sup> eventos con una fuente isotrópica de 511 keV como la usada en este trabajo.



Figura 18: De izquierda a derecha, funciones de deconvolución para el cálculo de la FWHM (ver texto). (Fuente propia)

Para determinar la relación entre la resolución espacial intrínseca del detector y la anchura total medida, se convoluciona la posición calculada del impacto del rayo gamma con una función

gaussiana entre 0.3 mm y 22 mm FWHM. En la figura 18 se muestran las relaciones entre la anchura convolucionada y la anchura total.

#### 5.2.3.- TÉCNICA DE ANGER Y DE LA CARGA AL CUADRADO

En esta sección se describen, principalmente como propósito ilustrativo, el rendimiento de las técnicas de Anger y de la carga al cuadrado. En la primera de ellas la posición será determinada a través del centroide de la distribución de carga, mientras que en la segunda se usa la distribución de carga al cuadrado [28]. Para hallar en cada caso el centroide, se proyecta la distribución discreta de carga en los ejes X e Y, y se calcula el valor medio en cada caso hallando así las coordenadas espaciales bidimensionales. En la figura 19 pueden verse ejemplos de posiciones reconstruidas usando ambos métodos. El campo de visión aumenta con el segundo método, aunque queda lejos de los bordes del cristal.



Figura 19: Posiciones reconstruidas usando el método de Anger arriba y de la carga al cuadrado abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)

Escaneando puntos a lo largo de la horizontal y vertical del cristal, y comparando cada posición reconstruida con la posición real conocida obtenemos el gráfico de linealidad de la figura 20a. Los puntos negros y rojos son las posiciones a lo largo de la horizontal y la vertical respectivamente, mientras que la línea roja discontinua marca la situación ideal, es decir, cuando todos los puntos reconstruidos coinciden con las posiciones reales. Además, para cuantificar la bondad del método se hallan las diferencias entre los puntos reconstruidos y los puntos reales mostrándose debajo de cada gráfico de linealidad. Una vez más la línea negra discontinua representa la situación ideal, algo que no se cumple salvo en el punto central del cristal. La mejora

del método de la carga al cuadrado con respecto a la técnica de Anger es notable aunque insuficiente para nuestro propósito.

Por otro lado, con el fin de conocer la resolución de cada método en la posición reconstruida calculamos la FWHM representándola en las gráficas de la figura 20b. En ellas, una vez más los puntos negros y rojos corresponden a las posiciones a lo largo de la horizontal y la vertical del cristal respectivamente. Sin embargo, en este caso las líneas discontinuas muestran el valor medio de la FWHM. Así para el cristal de 20 mm de grosor, obtenemos resoluciones de 7.6(2) y 7.0(1) mm FWHM con cada método respectivamente, aunque estos datos se ven muy afectados por los efectos de borde.



Figura 20: a) Gráficos de linealidad de los métodos de Anger y de la carga al cuadrado respectivamente obtenidos con el cristal de 20 mm. b) FWHM, arriba Anger y abajo método de la carga al cuadrado. (Ver texto). (Fuente propia)

#### 5.2.4.- RECONSTRUCCIÓN DE LA POSICIÓN USANDO FÓRMULAS ANALÍTICAS

Como se ha mencionado anteriormente, de cada SiPM obtenemos una distribución discreta de carga por cada evento. Una manera de obtener la posición de interacción a partir de esa distribución, será el ajuste de una función analítica. Optimizando este ajuste, obtendremos las coordenadas buscadas. Dependiendo de qué función analítica se use, podremos distinguir entre distintos modelos de reconstrucción, cada uno con ciertas ventajas e inconvenientes que se detallan a continuación. Los resultados se mostrarán de la misma manera que en la subsección anterior 5.2.3, es decir, a través de gráficas de linealidad y FWHM. De esta manera facilita su estudio y la obtención de conclusiones.

#### 5.2.4.1.- MODELO DE GAUSS

El primer modelo que se implementa para reconstruir la posición es el del ajuste de la función de Gauss a la distribución de carga. En primera aproximación se realiza un ajuste con dos gaussianas una para cada dimensión utilizando las proyecciones en los ejes X e Y. Pero para conseguir mejores resultados, sustituimos esos dos ajustes bidimensionales por uno único en tres dimensiones utilizando la ecuación 17.

$$f(x,y) = Ce^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right)}$$
(17)

Para conocer la bondad de los ajustes, en cada evento se calcula el parámetro Chi cuadrado acumulando las diferencias entre la función analítica y la distribución discreta. Para evitar que la sobreestimación de algunos puntos compense la infraestimación de otros, elevamos al cuadrado las diferencias y además normalizamos por el número de puntos recorridos, haciendo este parámetro comparable en todos los casos. Acumulando este parámetro durante todos los eventos de una misma posición en un histograma obtenemos los gráficos de la parte izquierda de la figura 21. En esas distribuciones se intuye un grupo de eventos que se ajustan con un valor de Chi reducido, lo que significa que la fórmula analítica representa en esos casos más fielmente a la distribución discreta. Pero existen otros eventos en los que este parámetro se incrementa. Estos peores ajustes pueden deberse a rayos gammas que han sufrido una dispersión Compton dentro del volumen del cristal antes de depositar toda su energía, haciendo que la distribución de carga resultante tenga poco que ver con una función gaussiana. O bien, a que el modelo es incapaz de ajustarse correctamente a la distribución discreta.

En cualquier caso, podemos aprovechar este parámetro para tomar como eventos válidos sólo aquellos cuyos ajustes posean un Chi inferior a cierto valor. De esta manera limpiamos de manera muy efectiva la reconstrucción de la posición como se puede apreciar en los gráficos de la parte derecha de la misma figura, mejorando notablemente la linealidad del método.

En las gráficas de la figura 22 se muestran los resultados de linealidad y FWHM para los ajustes con funciones gaussianas en tres dimensiones utilizando el cristal de 20 mm. Se aprecia una gran mejoría con respecto a los métodos anteriores de Anger y de la carga al cuadrado en cuanto al aumento del tamaño de la zona lineal del cristal, lo que denominamos campo de visión, y una reducción FWHM de aproximadamente un 75%. En la tabla 3 se muestra para cada grosor del cristal, el ratio de eventos válidos con respecto a los rechazados por su valor de Chi elevado, la FWHM media de todos los puntos del cristal, el campo de visión, la diferencia entre las coordenadas reconstruidas y las medidas ( $\Delta r$ ), y el ratio señal-fondo. Este último nos da una idea de la cantidad de señales válidas que existen en comparación con el fondo existente.

Víctor Babiano Suárez



Figura 21: Gráficos obtenidos con el ajuste de la función de Gauss. A la izquierda las distribuciones del parámetro Chi, con los eventos válidos resaltados en colo rojo. A la derecha las posiciones reconstruidas con sendos cortes en Chi. (Fuente propia)





Figura 22: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con el método de Gauss empleando el cristal de 20 mm. Arriba FWHM de los puntos escaneados. (Fuente propia)

Grosor (mm)	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM media (X / Y) (mm)	Campo de visión (X / Y) (mm)	Δr (X / Y) (mm)	Ratio Señal - Fondo
10	25(1)	1.1(3) / 1.5(3)	40.0(6) / 43.5(6)	0.6(3) / 0.8(3)	455
20	21(1)	1.0(3) / 1.5(3)	43.5(6) / 45.0(6)	0.6(3) / 0.6(3)	191
30	13(1)	1.5(3) / 1.3(3)	35.5(6) / 31.5(6)	1.1(3) / 1.0(3)	146

Tabla 3: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de funciones gaussianas.

#### 5.2.4.2.- MODELO DE LERCHE

Al igual que en la subsección anterior 5.2.4.1, se ajusta una función analítica a la distribución tridimensional discreta de carga de cada evento. Pero en este caso se ajusta una fórmula analítica obtenida por Lerche et al. [29]. Para su desarrollo, los autores suponen una fuente de luz puntual e isótropa dentro del cristal centellador, situada en el punto de interacción del rayo gamma. Esta fórmula analítica que se puede ver en la ecuación 18, posee un término denominado  $L_0$  que da cuenta de la intensidad de la fuente y además un término añadido  $\alpha$  referido a la absorción de luz que se produce en el mismo cristal.

$$L(\vec{r}) \approx \frac{L_0}{(\vec{r} - \vec{r_0})^2} \alpha e^{-\alpha |\vec{r} - \vec{r_0}|} + \tau, \quad \vec{r} \neq \vec{r_0}$$
(18)

Donde  $\vec{r_0}$  son las coordenadas de interacción del rayo gamma, y  $\vec{r}$  las coordenadas del punto de observación. Además existe un término adicional  $\tau$  que parametriza el fondo. En nuestro caso los detectores actúan en coincidencia por lo que el fondo es prácticamente nulo  $(\tau \approx 0)$ . Notar que la distribución de luz es inversamente proporcional al cuadrado de la distancia obedeciendo a la propagación de la luz en óptica geométrica.

Otra cosa a tener en cuenta de este método es que las coordenadas  $\vec{r}$  y  $\vec{r_0}$  son tridimensionales, contemplando también la coordenada Z. Esto es muy interesante ya que además de obtener la posición de interacción del rayo gamma en el plano XY, también obtendremos la profundidad de interacción o DOI por sus siglas en inglés (*Deep of Interaction*). Nos podemos imaginar cómo trabaja este algoritmo si pensamos en las propiedades de la fuente puntual e isótropa: si ésta se encuentra en un punto cercano a la superficie superior del cristal la distribución será más ancha, mientras que si esa misma interacción se produce en la parte inferior o más cercana al sensor, la distribución de luz será más estrecha.

Como en todo momento usamos la misma fuente y los mismos cristales, fijamos los valores de  $L_0$  y  $\alpha$  para cada cristal facilitando el trabajo al algoritmo de ajuste y ahorrando tiempo de computación. Para obtener estos valores fijos iluminamos todo el cristal con una fuente sin colimar durante aproximadamente 1 h. A continuación corremos nuestro código de tal manera que ajustemos evento por evento la ecuación 18 sin restricciones, esto es, con todos los parámetros libres. Aunque sí añadimos un corte en los valores de Chi para tomar sólo los mejores ajustes. Acumulamos en

histogramas los valores de  $L_0$  y  $\alpha$  obtenidos en cada ajuste obteniendo los gráficos de la figura 23. En ella se toma como ejemplo el cristal de 20 mm de grosor, pero las distribuciones son muy similares para los tres grosores disponibles.



Figura 23: Histogramas para los parámetros Lo y Alfa respectivamente. En detalle rojo los valores tomados en los eventos con valores de Chi válidos. (Fuente propia)

Después de varias pruebas sistemáticas, se toman como valores fijos para estas dos cantidades sus respectivas modas, ya que los resultados de linealidad y FWHM que arrojan son mejores con respecto a los obtenidos a partir de los valores medios de las distribuciones. En la figura 24 se muestran esos resultados medidos con el cristal de 20 mm de grosor.



Al ser ésta una fórmula desarrollada específicamente para describir los fenómenos sucedidos en el interior de cristales centelladores, el ajuste es mucho más óptimo que en el modelo de Gauss y por tanto los resultados de linealidad y FWHM son mejorados ampliamente, como podemos apreciar en la tabla 4 para los diferentes grosores del cristal. De la misma forma se ha calculado el parámetro Chi de cada evento y eliminado los peores ajustes.

Grosor (mm)	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM (mm)	Campo de visión (mm)	Δr (mm)	Ratio Señal - Fondo
10	48(1)	1.45(3) / 1.95(3)	39.0(3) / 43.5(3)	0.36(6) / 0.44(6)	291
20	29(1)	1.75 (3) / 1.64(3)	43.5(6) / 43.5(6)	0.43(3) / 0.54(3)	139
30	12(1)	1.75 (3) / 1.64(3)	43.5(6) / 43.5(6)	0.43(3) / 0.54(3)	139

Tabla 4: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la función de Lerche fijados los parámetros  $L_0 y \alpha$  a la moda de sus respectivas distribuciones.

Sin embargo, para intentar comprender el porqué de ese pico tan pronunciado en algunos valores de  $L_0$  y  $\alpha$ , se toman medidas con fuentes sin colimar y se reconstruyen sólo las posiciones en las cuales estos parámetros no toman estos valores. En la figura 25 se observan en color rojo, sendos cortes en las distribuciones de estos parámetros y el resultado de las posiciones reconstruidas para el cristal de 20 mm. Ahí puede verse claramente como la contribución a esos picos es debida a los eventos de las esquinas del cristal. En ellas la distribución discreta de carga es diferente que en los puntos más centrados por las múltiples reflexiones provenientes de las paredes reflectantes del cristal.



Figura 25: Ala izquierda, cortes en las distribuciones de  $L_0$  y  $\alpha$ ; y posiciones reconstruidas a la derecha. (Fuente propia)

Para evitar este efecto se repite el análisis evitando los eventos reconstruidos en los píxeles de las esquinas. De esta manera obtenemos una distribución suave de  $L_0$  y  $\alpha$  que puede verse en la figura . Esto nos permite seleccionar sus respectivas medias como valores prefijados. Arrojando los resultados que se exponen en la tabla 5. Como puede verse, son muy parecidos a los ofrecidos por el mismo método pero usando las modas como valores para los parámetros, aunque sí se aprecia una sensible mejoría en los valores medios de FWHM.

Grosor (mm)	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM (mm)	Campo de visión (mm)	Δr (mm)	Ratio Señal - Fondo
10	54(1)	1.32(3) / 1.29(3)	43.5(6) / 43.5(6)	0.45(3) / 0.52(3)	280
20	22(1)	1.27(3) / 1.19(3)	43.5(6) / 46.5(6)	0.46(3) / 0.45(3)	193
30	9(1)	0.93(3) / 1.06(3)	43.5(6) / 46.5(6)	0.70(3) / 0.73(3)	215

Tabla 5: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la función de Lerche fijados los parámetros  $L_0 y \alpha$  a la media de sus respectivas distribuciones.

Por otro lado, el tiempo de computación empleado en este método usando un procesador i7 de intel es de aproximadamente 3 minutos, analizando unos 1594 eventos/s de media.

#### 5.2.4.3.- MODELO DE LERCHE MODIFICADO

Partiendo una vez más de los datos obtenidos en la medida con fuente sin colimar, y evitando las esquinas del cristal para eliminar el pico en los histogramas de los parámetros  $L_0$  y  $\alpha$ , representamos ahora de igual manera el histograma para la profundidad de interacción (figura 26). De esta manera, se ve claramente como estos tres histogramas poseen formas muy similares lo que nos da pie a parametrizar los parámetros  $L_0$  y  $\alpha$  en función de la profundidad de interacción. De esta forma reducimos el tiempo de computación del algoritmo y mejoramos los resultados del ajuste.



Figura 26: Histogramas para los valores de Lo,  $\alpha$  y DOI con los eventos válidos resaltados en rojo. Descartados los eventos reconstruidos en las esquinas como se puede ver en el histograma de posiciones reconstruidas de la derecha. (Fuente propia)

Para conseguirlo, normalizamos los histogramas a la profundidad de interacción obteniendo sus formas funcionales parametrizadas mediante una relación lineal (ecuación 19) distinta para cada grosor del cristal. En la figura 27 se pueden comprobar estas formas funcionales para el cristal de 20 mm, mientras que en la tabla 6 se muestran los resultados numéricos.

$$L_0 = \lambda_1 \times DOI(\lambda_1 = cte)$$
  

$$\alpha = \lambda_2 \times DOI(\lambda_2 = cte)$$
(19)

Ahora el tiempo de computación se reduce a 2 minutos, procesando unos 2000 Eventos/s. En la figura 28 vemos las gráficas de linealidad y FWHM para el cristal de 20 mm, mientras que en la tabla 7 se muestran todos los resultados para los distintos grosores del cristal.



Grosor (mm)	L <sub>0</sub> (DOI)	α (DOI)
10	9004	0.000149
20	8600	0.000144
30	8465	0.000124

Tabla 6: Valores de las constantes de proporcionalidad para los distintos grosores de cristales.

Figura 27: Histogramas para los valores de Lo,  $\alpha$  y DOI normalizados a la profundidad de interacción DOI. (Fuente propia)





Figura 28: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con el método de Lerche con los parámetros  $L_0 y \alpha$  parametrizados en función de DOI. Arriba FWHM de estos puntos. (Fuente propia)

Grosor (mm)	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM (mm)	Campo de visión (mm)	Δr (mm)	Ratio Señal - Fondo
10	75(1)	1.23(3) / 1.19(3)	43.5(6) / 43.5 (6)	0.58(3) / 0.62(3)	226
20	37(1)	1.46(3) / 1.25(3)	46.5(6) / 46.5(6)	0.49(3) / 0.53(3)	156
30	15(1)	1.06(3) / 1.15(3)	42.0(6) / 45.0(6)	0.79(3) / 0.79(3)	174

Tabla 7: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la función de Lerche modificado (ver texto).

#### 5.2.4.4.- MODELO DE LI

El último modelo analítico que implementamos con el fin de reconstruir la posición de interacción es el propuesto por Zhi Li et al. [30]. Lo más interesante de este modelo es que los autores tienen en cuenta las paredes reflectantes que rodean al cristal. Tal y como se aprecia en la figura 29, si las reflexiones se producen en la superficie pulida del cristal (reflexión total), pueden ser tratadas como fuentes puntuales virtuales situadas en el exterior del cristal, y su información sigue siendo muy útil para la reconstrucción de la posición. Sin embargo, si las reflexiones son producidas por la capa de teflón, significa que la luz previamente ha sido refractada por la interfaz cristal – teflón perdiendo la información sobre la posición e incrementando el fondo.



Photo detector pixel at position  $(x_i, y_i)$ , with measurement value  $m_i$ 

Figura 29: Esquema de las interacciones de los fotones de centelleo con los bordes del cristal. (Fuente referencia [30])

Para obtener una forma funcional que dé cuenta de estos efectos, este modelo se basa en la proporcionalidad existente entre los fotones detectados por el SiPM y el ángulo sólido subtendido por cada pixel y la posición de interacción denominado  $\Omega$ . De esta manera, la cantidad de fotones que llegan a cada pixel puede ser computado multiplicando dicho ángulo sólido por un factor constante denominado  $A_0$  que da cuenta de la cantidad de fotones de centelleo creados por el cristal, ecuación 20.

$$f = A_0 \times \Omega \tag{20}$$

Aquí los autores han realizado varias aproximaciones:

- Se desprecian la absorción y dispersión de los fotones dentro del bloque del cristal a lo largo de su ruta hacia el SiPM.
- Las reflexiones con la superficie inferior del cristal no son consideradas, es decir, todos los fotones que parten en dirección al SiPM llegan a él.
- Cada pixel siempre recibe una contribución de todas las fuentes virtuales.

Existe la posibilidad de eliminar estas dos últimas aproximaciones teniendo en cuenta el ángulo crítico existente en la interfaz cristal – grasa óptica. Por ello, se añade un término que

desprecie los fotones cuyo ángulo de incidencia a la superficie inferior del cristal sea superior a este ángulo crítico. De la misma manera se pueden eliminar los fotones que sufren refracción en las paredes del cristal y son reflejados por el teflón, ya que como se ha mencionado no poseen información sobre la posición de interacción del rayo gamma. Teniendo todo esto en cuenta se llega a la expresión de la ecuación 21:

$$f = A_0 \times \Omega \times \sigma(\theta_c - \theta) = A_0 \times \frac{z}{((x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + z^2)^{3/2}} \times \frac{1}{1 + e^{-\beta \times (\theta_c - \theta)}}$$
(21)

Donde las coordenadas (x,y,z) se refieren al punto de interacción y las coordenadas ( $x_i$ , $y_i$ ) al punto de observación. Además, en la ecuación 22 se muestra la forma funcional del ángulo formado entre la línea que une la fuente puntual de luz y el centro del pixel del SiPM:

$$\theta = \arctan\left[\frac{\sqrt{(x-x_i)^2 + (y-y_i)^2}}{z}\right]$$
(22)

Aplicando este modelo al cristal de 20 mm se obtienen las gráficas mostradas en la figura 30. De igual manera, en la tabla 8 pueden verse los resultados para los distintos grosores de cristal.



El coste computacional de este método es mayor que el de los dos métodos vistos anteriormente, analizando unos 1000 Eventos/s, y empleando un tiempo aproximado de 4 minutos.

Grosor (mm)	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM (mm)	Campo de visión (mm)	Δr (mm)	Ratio Señal - Fondo
10	70(1)	1.37(3) / 1.27(3)	43.5(6) / 42.0(6)	0.48(3) / 0.45(3)	259
20	26(1)	1.25(3) / 1.21(3)	40.5(6) / 40.5(6)	0.32(3) / 0.46(3)	321
30	12(1)	1.61(3) / 1.79(3)	42.0(6) / 48.0(6)	0.73(3) / 0.69(3)	174

Tabla 8: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la función de Li.

#### 5.2.5.- RECONSTRUCCIÓN DE LA POSICIÓN USANDO REDES NEURONALES

En las últimas décadas, el uso de redes neuronales se ha extendido ampliamente gracias a su plasticidad y su versatilidad [31]. Se basan en emular el funcionamiento del cerebro humano mediante la implementación de las neuronas y de sus conexiones. De hecho estas redes neuronales deben primero pasar por un periodo de aprendizaje antes de poder emplearse en cualquiera que sea su fin, de igual manera que el cerebro humano emplea varios años en aprender a reconocer todo su entorno y reaccionar ante él. En este periodo de aprendizaje es en el cual aparecen y modifican las conexiones entre las neuronas, almacenando de esta manera el conocimiento adquirido.



Figura 31: Esquema red neuronal de 64 neuronas de entrada, capa oculta de 64 neuronas, y una única neurona de salida. Cada punto azul simboliza una neurona y las líneas negras sus conexiones. (Fuente propia)

En nuestro caso, el algoritmo usado para la implementación de esta red neuronal se apoya sobre la librería de ROOT denominada Multi-Layer-Perceptron. Entre los métodos de aprendizaje disponibles nos encontramos con la aproximación cuasi-Newtoniana de Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (BFGS) que nos proporciona los mejores resultados a la hora de determinar la posición de interacción del rayo gamma en el cristal centellador. Además, partiendo del trabajo de

Ulyanov et al. [32], mejoramos nuestros resultados aplicando dos redes neuronales independientes para hallar las coordenadas de interacción X e Y, en lugar de emplear una sola para ambas coordenadas.

Cada una de las redes neuronales consta de 64 neuronas pasivas de entrada que se corresponden con los 64 canales disponibles provenientes de los 8x8 píxeles de nuestros SiPM. A continuación, después de investigar diferentes combinaciones, una capa oculta de 64 neuronas nos ofrece los mejores resultados. Por último, estos resultados son mostrados a partir de una última capa de una neurona. En la figura 31 se puede apreciar la imagen de una red neuronal de estas características después de haber sido entrenada. En ellas los puntos azules simbolizan las neuronas mientras que las conexiones están representadas por líneas.

Una vez entrenada, la red neuronal apenas emplea minutos en analizar cada posición del cristal, siendo el algoritmo más rápido que los analizados hasta ahora en el presente trabajo. Los resultados gráficos de linealidad y FWHM para el cristal de 20 mm de grosor pueden verse en la figura 32. Para el resto de grosores del cristal los resultados se muestran en la tabla 9. En este caso, el ratio de eventos válidos es siempre del 100% debido a que en este método no se calcula el valor de chi y por tanto no se desestiman eventos.





Figura 32: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con una red neuronal de 64:64:1. Arriba FWHM de estos puntos. (Fuente propia)

Víctor Babiano Suárez

Grosor (mm)	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM (mm)	Campo de visión (mm)	Δr (mm)	Ratio Señal - Fondo
10	100	3.08(3) / 2.94(3)	46.5(6) / 46.5(6)	0.57 (3) / 0.71 (3)	71
20	100	3.17(3) / 3.00(3)	46.5(6) / 46.5(6)	0.64(3) / 0.52(3)	75
30	100	3.26(3) / 3.54(3)	46.5(6) / 46.5(6)	0.89(3) / 0.67(3)	67

Tabla 9: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de redes neuronales.

#### 5.2.6.- RECONSTRUCCIÓN DE LA POSICIÓN USANDO AJUSTE DE PATRONES

Por último, analizamos cualitativamente el método de ajuste de patrones con objeto de completar el repaso por los métodos más usados en el ámbito de la reconstrucción de la posición usando cristales centelladores. No es nuestro objetivo el implementar este método en el futuro software de i-TED y es por eso que no se analiza en profundidad como sucedía en los métodos anteriores.



Figura 33: Base de datos de 20x20 patrones usados por este método para su ajuste. (Fuente propia)

Como su propio nombre indica, esta técnica se basa en el ajuste de patrones para obtener la posición de interacción del rayo gamma en el cristal. Por tanto, lo primero que precisa este método es de una completa base de datos de patrones que ajustar. Para completarla tomamos los datos de

cada una de las posiciones de escaneo del cristal y hallamos una distribución discreta de carga media, acumulando todos los eventos disponibles para cada posición y normalizando la distribución resultante para su comparación. Antes de compararla, y con el fin de mejorar la respuesta del algoritmo, se realiza una interpolación entre los píxeles vecinos reduciendo así el tamaño de cada paso de la distribución. La base de datos resultante se muestra en la figura 33, en la que pueden verse en 2D mediante código de colores las distintas distribuciones en 3D para cada punto escaneado. En este caso se usa una matriz de 20x20 puntos distanciados 2.6 mm entre sí.

El funcionamiento de este sistema es el siguiente: tomamos la posición del pixel que presente el máximo de la distribución de carga del evento a analizar, y seleccionamos el patrón cuya distancia a ese punto sea menor. A continuación, mediante una minimización por mínimos cuadrados se encuentra el desplazamiento en X e Y de ese patrón de referencia hasta que el ajuste sea óptimo. Las coordenadas X e Y serán calculadas tomando la posición original de este patrón y añadiéndole el desplazamiento llevado a cabo, figura 34.



Figura 34: Dos ejemplos de ajuste de patrones. De izquierda a derecha, la distribución de la posición problema, la interpolación 1/10, el patrón de referencia más próximo y la superficie Chi cuadrado entre los últimos dos patrones muestra el desplazamiento. (Fuente propia)

#### **6.- CONCLUSIONES**

En este trabajo se ha dado cuenta del estado actual del proyecto HYMNS a través del cual se está desarrollando el detector i-TED, así como de sus primeras caracterizaciones tanto energéticas como espaciales. Gracias a los primeros test realizados en n\_TOF (CERN), sabemos que nuestro detector tiene una respuesta temporal y energética suficientemente buenas como para obtener un espectro de energía de neutrón incidente, tal y como se vio en la figura 14b de la sección 4.3. Este es un primer paso fundamental a partir del cual se cimentará la implementación de la imagen Compton, meta final de este detector.

Posteriormente, la caracterización energética se antoja necesaria para calcular la incertidumbre a la hora de reconstruir el ángulo Compton de cada interacción. Esta incertidumbre en el ángulo nos resultará en un ensanchamiento de la pared del cono Compton que habrá que tener en cuenta a la hora de la reconstrucción de la imagen. Con una resolución media aproximada del 6%, y teniendo en cuenta la propagación de errores mediante la ecuación 15, ya podremos calcular este ensanchamiento teniendo en cuenta las energías depositadas por el rayo gamma en cada uno de los cristales.

Pero sin lugar a dudas, el núcleo de este trabajo ha sido el estudio de la caracterización espacial de i-TED. Este paso es de vital importancia para conocer en cada evento la posición exacta del eje del cono Compton a partir del cual reconstruir la imagen. Se han recorrido distintos métodos realizando un estudio sistemático de algunos de ellos considerados más interesantes.

En primer lugar, los métodos de Anger y de la carga al cuadrado nos han dado una idea de la dirección que hay que tomar para dar los primeros en la reconstrucción de la posición de interacción del gamma. En estos métodos se trabaja directamente con las distribuciones discretas de carga obtenidas con el SiPM en cada evento. La ventaja principal de ambos métodos es su rapidez de implementación, aunque ambos carecen de un campo de visión aceptable comprimiendo las posiciones reconstruidas a la parte central del cristal.

Los siguientes métodos bajo estudio han sido aquellos que emplean funciones analíticas para reconstruir la posición de interacción del rayo gamma. Con el fin de realizar una comparativa entre todos ellos, se calculan los valores medios de los hallados para cada grosor de cristal y se plasman en la tabla 10, donde también se incluye el método de las redes neuronales.

El método de reconstrucción usando la fórmula de Gauss se presenta como un método sencillo de implementar y cuyos resultados son significativamente mejores que los métodos de Anger y de la carga al cuadrado. Sin embargo esta fórmula analítica no se pensó para reproducir fielmente las distribuciones de luz en un cristal centellador, por lo que su ratio de eventos válidos es bastante menor que el del resto de métodos. Este ratio tan reducido permite obtener valores FWHM bajos, aunque la exactitud de las medidas se ve comprometida obteniendo los mayores valores de  $\Delta r$ , tanto para X como para Y, de todos los métodos.

La situación mejora con el uso de la fórmula de Lerche, ya sea con los valores de  $L_0$  y  $\alpha$  tomados de su moda o de su media (este último sensiblemente mejor). El ratio de eventos válidos crece manteniendo unos valores reducidos de  $\Delta r$ , lo que nos lleva a pensar que esta fórmula sí

describe mejor las distribuciones de luz en el cristal. Además se aumenta el campo de visión con respecto al ajuste de la fórmula de Gauss.

El uso de la fórmula de Lerche con sus parámetros obtenidos a partir del ajuste de la profundidad de interacción, se revela como el método más completo. Su ratio de eventos válidos, y su campo de visión son los más amplios de todos los métodos analíticos utilizados. Mientras que su FWHM y su  $\Delta$ r son comparables con los mejores resultados.

El ajuste de la función de Li ofrece resultados muy similares al método del ajuste de la función de Lerche.

Por último, el uso de redes neuronales amplía el uso de eventos válidos hasta su totalidad al no desestimar ningún mal evento. Esto repercute en valores FWHM muy superiores a los dados por los demás métodos, aunque su campo de visión es el mayor de todos.

Método	Ratio Eventos Válidos (%)	FWHM (mm)	Campo de visión (mm)	Δr (mm)	Ratio Señal - Fondo
Gauss	19(1)	1.2(3) / 1.4(3)	39.7(6) / 40.0(6)	0.8(3) / 0.8(3)	264
Lerche (moda)	29(1)	1.6(3) / 1.7(3)	42.0(6) / 43.5(6)	0.5(3) / 0.5(3)	189
Lerche (media)	28(1)	1.2(3) / 1.2(3)	43.5(6) / 45.5(6)	0.5(3) / 0.5(3)	229
Lerche M.	42(1)	1.2(3) / 1.2(3)	44.0(6) / 45.5(6)	0.6(3) / 0.6(3)	185
Li	36(1)	1.4(3) / 1.4(3)	42.5(6) / 44.5(6)	0.5(3) / 0.5(3)	256
Redes N.	100	3.2(3) / 3.2(3)	46.5(6) / 46.5(6)	0.7(3) / 0.6(3)	71

Tabla 10: Resultados para los distintos métodos de reconstrucción de la posición.

A la luz de estos resultados, podemos concluir que el mejor método podría considerarse el de Lerche Modificado, aunque se podría hacer uso de cualquiera los distintos métodos de ajuste analíticos estudiados ya que sus resultados son comparables. Exceptuando el método del ajuste de la función de Gauss, que funciona un poco peor al no ser una fórmula que de cuenta de los fenómenos físicos producidos en un cristal centellador.

Una vez seleccionado el método de reconstrucción y caracterizados los detectores con los grosores de cristal a utilizar, ya disponemos de los datos suficientes para realizar la reconstrucción de imágenes Compton y aplicarla en las medidas de sección eficaz de captura neutrónica. Esto ya forma parte de los nuevos pasos que se están dando con i-TED y que tendrán pronto sus resultados.

## 7.- ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1: Detalle de la carta de núcleos con el proceso-r (línea roja) y proceso-s (línea verde)
proceso - p amarillo, proceso - s verde y proceso - r rojo. (Fuente web
http://people.physics.anu.edu.au/~ecs103/chart/)
Figure 2: a) Esqueme del proceso s de capture neutrónica b) Esqueme de niveles nucleares (ver
toxto) (Fuonto propia)
Figura 3: De iguierda a derecha: a) un detector de gas: b) un detector centellador: c) un detector
semiconductor (Fuente propia)
Figura 4: Homisforio dol TAC con material absorbonto do noutronos on ol contro. (Euonto referencia
[6]) 12
Figura 5: Compleio de aceleradores del CERN (Fuente web https://en wikinedia.org/wiki/CERN)
14
Figura 6: Esquema de la instalación n TOF en el CERN (Fuente referencia [11]) 15
Figura 7: Energía de los protones que llegan a cada área experimental de n. TOF en función del
tiempo de vuelo (Fuente pronia)
Figura 8: a) Espectro simulado de captura de una muestra de 1 mm de grosor de oro normalizado al
nico de 4 9 eV h) Diseño concentual del nuevo i-TED en el cual se nueden apreciar los cuatro
módulos de detección rodeando la muestra. (Fuente referencia [13]).
Figura 9: a) Reconstrucción del cono Compton (ver texto): b) Incertidumbres asociadas a la
reconstrucción Compton (Fuente propia)
Figura 10: Fotografía cristal LaCl3(Ce) con encansulado de aluminio y teflón (Fuente propia) 20
Figura 11: Esquemas de: a) SiPM: b) bandas de valencia de un semiconductor (1) a 0 K (2) a 300
K. (3) llegada de fotón con energía $E = hc/\lambda$ . (Fuente web
https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/S13361-3050NE-08/index.html)
Figura 12: Tarieta PETSvS TOF version 2 (FEB/D V2) v fuente de alimentación. (Fuente propia)
21
Figura 13: a) Sistema de refrigeración, b) refrigeración acoplada al sistema de detección. (Fuente
propia)22
Figura 14: Espectros de energía de neutrón para una muestra de 197Au obtenidos en los test de a)
noviembre, b) septiembre, scatter línea roja y absorber línea azul. (Fuente propia)23
Figura 15: De izquierda a derecha, espectros de 22Na y 137Cs (ver texto). (Fuente propia)24
Figura 16: Montaje experimental: mesa XY + detectores. (Fuente propia)26
Figura 17: a) Distribución de carga normalizada a la unidad. b) Patrón de puntos de escaneo
implementado con la mesa XY. (Fuente propia)27
Figura 18: De izquierda a derecha, funciones de deconvolución para el cálculo de la FWHM (ver
texto). (Fuente propia)27
Figura 19: Posiciones reconstruídas usando el metodo de Anger arriba y de la carga al cuadrado
abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X
abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)
<ul> <li>Figura 19: Posiciones reconstruídas usando el metodo de Anger arriba y de la carga al cuadrado abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)</li></ul>
<ul> <li>Figura 19: Posiciones reconstruidas usando el metodo de Anger arriba y de la carga al cuadrado abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)</li></ul>
<ul> <li>Figura 19: Posiciones reconstruidas usando el metodo de Anger arriba y de la carga al cuadrado abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)</li></ul>
<ul> <li>Figura 19: Posiciones reconstruidas usando el metodo de Anger arriba y de la carga al cuadrado abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)</li></ul>
<ul> <li>Figura 19: Posiciones reconstruidas usando el metodo de Anger arriba y de la carga al cuadrado abajo. En cada posición se muestra el histograma 2D así como la proyección en ambos ejes (eje X en color azul, eje Y en color rojo). (Fuente propia)</li></ul>

Figura 22: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con el método de Gauss empleando el
cristal de 20 mm. Arriba FWHM de los puntos escaneados. (Fuente propia)31
Figura 23: Histogramas para los parámetros Lo y Alfa respectivamente. En detalle rojo los valores
tomados en los eventos con valores de Chi válidos. (Fuente propia)33
Figura 24: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con el método de Lerche con los
parámetros Lo y ajustados a la MODA. Arriba FWHM de estos puntos. (Fuente propia)33
Figura 25: Ala izquierda, cortes en las distribuciones de L0 y $\alpha$ ; y posiciones reconstruidas a la
derecha. (Fuente propia)34
Figura 26: Histogramas para los valores de Lo, α y DOI con los eventos válidos resaltados en rojo.
Descartados los eventos reconstruidos en las esquinas como se puede ver en el histograma de
posiciones reconstruidas de la derecha. (Fuente propia)35
Figura 27: Histogramas para los valores de Lo, $\alpha$ y DOI normalizados a la profundidad de
interacción DOI. (Fuente propia)36
Figura 28: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con el método de Lerche con los
parámetros L0 y α parametrizados en función de DOI. Arriba FWHM de estos puntos. (Fuente
propia)
Figura 29: Esquema de las interacciones de los fotones de centelleo con los bordes del cristal.
(Fuente referencia [30])37
Figura 30: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con el método de Li. Arriba FWHM de
estos puntos. (Fuente propia)
Figura 31: Esquema red neuronal de 64 neuronas de entrada, capa oculta de 64 neuronas, y una
única neurona de salida. Cada punto azul simboliza una neurona y las líneas negras sus conexiones.
(Fuente propia)
Figura 32: A la izquierda, figuras de linealidad obtenidas con una red neuronal de 64:64:1. Arriba
FWHM de estos puntos. (Fuente propia)40
Figura 33: Base de datos de 20x20 patrones usados por este método para su ajuste. (Fuente propia)
Figura 34: Dos ejemplos de ajuste de patrones. De izquierda a derecha, la distribución de la
posición problema, la interpolación 1/10, el patrón de referencia más próximo y la superficie Chi
cuadrado entre los últimos dos patrones muestra el desplazamiento. (Fuente propia)

### 8.- ÍNDICE DE TABLAS

Tabla 1: Propiedades para los cristales centelladores BriLanCe®350 de LaCl3(Ce) ofrecidas por el
fabricante Saint-Gobain Crystals19
Tabla 2: Resolución en energía medida con cristal de 30 mm de grosor
Tabla 3: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de
funciones gaussianas
Tabla 4: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la
función de Lerche fijados los parámetros L0 y α a la moda de sus respectivas distribuciones34
Tabla 5: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la
función de Lerche fijados los parámetros L0 y α a la media de sus respectivas distribuciones35
Tabla 6: Valores de las constantes de proporcionalidad para los distintos grosores de cristales36
Tabla 7: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la
función de Lerche modificado (ver texto)
Tabla 8: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de ajuste de la
función de Li
Tabla 9: Resultados para los distintos grosores de cristales utilizando el método de redes neuronales.
Tabla 10: Resultados para los distintos métodos de reconstrucción de la posición44

#### 9.- BIBLIOGRAFÍA

- [1] Alpher, R., Bethe, H. & Gamow, G., "The Origin of Chemical Elements", Physical Review, vol. 73, p. 803, 1948.
- [2] Bromm, V. & Larson R. B., "The Firs Stars", Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 42, p. 79-118, 2004.
- [3] Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., & Hoyle, F., "Synthesis of the elements instars", Reviews of Modern Physics, vol. 29, p. 547, 1957.
- [4] Seeger, P. A. et al, "Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture", Astrophysical Journal Supplement, vol. 11, p. 121, 1965.
- [5] Knoll, G. F., "Radiation Detection and Measurement", John Wiley & Sons, Inc, 1979.
- [6] Guerrero, C. et al., "The n\_TOF Total Absorption Calorimeter for neutron capture measurements at CERN", Nuclear Instruments andMethods in Physics Research A, vol. 608, p. 424-433, 2009.
- [7] Moxon, M. C. et al., "A gamma-ray detector form neutron capture cross-section measurements", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 24, p. 445, 1963.
- [8] Koehler, P. E., "Comparison of white neutron sources for nuclear astrophysics experimentsusing very small samples", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 460, p. 352-361, 2001.
- [9] Nowicki, S. F., Wender, S. A. & Mocko, M., "The Los Alamos Neutron Science Center SpallationNeutron Sources", Physics Procedia, vol. 90, p. 374-380, 2016.
- [10] Sawada, S., "J-PARC, Japan Proton Accelerator Research Complex", Nuclear Physics A, vol. 782, p. 434c-441c, 2007.
- [11] Domingo Pardo, C. et al., "Performance of the neutron time of flight facility n\_TOF at CERN", The European Physical Journal A, vol. 49, p. 1-15, 2013.
- [12] Ledoux, X. et al., "Spallation Neutron Production by Protons on Pb Targets", PhysicalReview Letters, vol. 82, p. 4412-4415, 1999.
- [13] Domingo Pardo, C., "i-TED: A novel concept for high-sensitivity (n,γ) crosssectionmeasurements", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 825, p. 78-86, 2016.
- [14] Schönfelder, V. et al., "The imaging COMpton TELescope COMPTEL on the gamma rayobservatory", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. NS-31, p. 1984, .

- [15] Singh, M., "An electronically collimated gamma camera for single photon emission computedtomography", Medical Physics, vol. 10, p. 421, 1983.
- [16] Phillips, G. W., "Applications of Compton imaging in nuclear waste characterization andtreaty verification", Nuclear Science Symposium, 1997. IEEE, 1997.
- [17] Mosses, W. W. & Shah, K. S., "Potential for RbGd2:Ce, LaBr3:Ce, LaCl3:Ce, and Lul3:Ce innuclear medical imaging", Nuclear Instruments and Methods in Phisics Research A, vol. 537, p. 317-320, 2005.
- [18] Balcerzyk, M., Moszynski, M. & Kapusta, M., "Comparison of LaCl 3 :Ce and NaI(Tl)scintillators in γ-ray spectrometry", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, vol. 537, p. 50-56, 2005.
- [19] Dorenbos, P., "Scintillation mechanisms in Ce3+ doped halide scintillators", Delft University of Technology, 2004.
- [20] Disponible online: "http://www.scitlion.com/".
- [21] Disponible online: "https://sensl.com/".
- [22] Disponible online: "http://www.petsyselectronics.com/web/".
- [23] Anger, H. O., "Scintillation Camera", Review of Scientific Instruments, vol. 29, p. 27-33, 1958.
- [24] Anger, H. O., "Sensitivity, Resolution and Linearity of the Scintillation Camera", IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 13, p. 380-392, 1966.
- [25] Brun, R. & Rademakers, F., "ROOT An object oriented data analysis framework", Nuclear Instruments and Methods y Physics Research A, vol. 389, p. 81-86, 1997.
- [26] Disponible online: "https://www.arduino.cc/".
- [27] Agostinelli, S. et al., "GEANT4 a simulation toolkit", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 506, p. 250-303, 2003.
- [28] Pani, R. et al., "Revisited position arithmetics for LaBr3:Ce continuous crystals", Nuclear Physics B Proceedings Supplements, vol. 197, p. 383-386, 2009.
- [29] Lerche, C. W. et al., "Depth of interaction detection with enhanced position-sensitive proportional resistor network", Nuclear Instruments & Methods in Physics Research A, vol. 537, p. 326-330, 2005.
- [30] Li, Z., Wedrowski, M., Bruyndonckx, P. & Vandersteen, G., "Nonlinear least-squares modeling of 3D interaction position in a monolithic scintillator block", Physics in Medicine and Biology, vol. 55, p. 6515-6532, 2010.

- i-TED: Concepto y primeros test en n\_TOF (CERN)
- [31] Widrow, B., Rumelhart, D. E. & Lehr, M. A., "Neural Networks: Applications in Industry, Business and Science", Communications of the ACM, vol. 37, p. 93-105, 1994.
- [32] Ulyanov, A., Morris, O., Roberts, J., Tobin, I., Hanlon, L., McBreen, S., Murphy, D., Nelms, N. & Shortt, B., "Localisation of gamma-ray interaction points in thick monolithic CeBr3 and LaBr3:Ce scintillators", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 844, p. 81-89, 2017.