

DESARROLLO DE UN SISTEMA DE CARACTERIZACIÓN DE LA RESPUESTA ELÉCTRICA PARA DETECTORES DE HPG_e SEGMENTADOS BASADO EN UNA CÁMARA γ

Development of a system for the characterization of the
electrical response in HPG_e segmented detector based on a
 γ camera

ÁLVARO HERNÁNDEZ PRIETO

alvaro.prieto@usal.es

Directora: Begoña Quintana Arnés

quintana@usal.es

Julio de 2011

Laboratorio de Radiaciones Ionizantes

Trabajo Investigación Tutelado

Máster Interuniversitario en Física Nuclear

Keywords: Position Sensitive Detector (PSD), Positron Annihilation
Correlation (PAC), Pulse Shape Analysis (PSA)

Palabras Clave: Detector sensible a las posiciones, Recorrido libre
medio del positron, Algoritmo de análisis de pulsos

Índice general

1. Resumen / Abstract	5
2. Principio de funcionamiento del sistema	7
2.1. Motivación	7
2.2. Descripción y fundamento	8
2.3. Componentes del sistema	13
2.3.1. Detector Sensible a las Posiciones (PSD)	13
2.3.2. Fuente de ^{22}Na	19
2.4. Consideraciones acerca del sistema de escaneado	21
2.4.1. Alta resolución espacial en nuestro PSD	21
2.4.2. Maximización del ángulo sólido cubierto por el PSD	21
2.4.3. <i>Rate</i> optimizado en el detector de Ge	22
2.4.4. Fuentes de incertidumbre en nuestro sistema	23
2.4.5. Múltiples interacciones en nuestros detectores	25
2.4.6. Alta actividad del cristal centelleador LYSO	26
3. Caracterización y puesta a punto del PSD	29
3.1. Ajuste de ganancia	29
3.2. Linealidad del PSD	30
3.3. Eficiencia del PSD	32
3.4. Algoritmo de reconstrucción de imagen	34
3.4.1. Lógica de Anger	36
3.4.2. Lógica de Anger modificada	37
3.4.3. <i>Maximum Pixel Charge Analysis</i> (MPCA)	37
4. Resultados y discusión	39
4.1. Resolución espacial	39
4.2. Discusión	42
4.3. Trabajo futuro	43
Bibliografía	45

Capítulo 1

Resumen / Abstract

Una nueva generación de detectores de HPGe segmentados han permitido dar un salto en la sensibilidad de este tipo de sistemas ayudados por la segmentación de su parte activa y el seguimiento de la trayectoria del fotón dentro del cristal a lo largo de todas las interacciones. Para tal propósito, es necesario conocer la respuesta eléctrica que cada uno de los segmentos va a tener en función de la posición de interacción del fotón dentro del detector. Para conocer dicha respuesta eléctrica, estamos desarrollando un sistema de caracterización, que nos permitirá llevar a cabo esta tarea ayudándonos de una cámara γ de altas prestaciones y una fuente de ^{22}Na cuasi-puntual.

The new generation of HPGe segmented detectors allow to increase the sensitivity in these kind of systems thanks to the segmentation of their active part and the tracking of the γ -ray inside the crystal. To do that, it is necessary to know in advance the electrical response of each segment, depending on the interaction position of the γ -ray within the germanium. To study this electrical response, a new scanning system is under development in our laboratory, based on a high precision γ camera and a point-like ^{22}Na source.

Capítulo 2

Principio de funcionamiento del sistema

2.1. Motivación

Sistemas como el que se está desarrollando dentro de la colaboración europea AGATA [1], basados en conocer cómo depende la respuesta eléctrica de los detectores de HPGe (*High Purity Germanium*) segmentados con respecto a la posición de interacción del fotón en su interior, nos permiten hacer espectroscopia γ con una alta sensibilidad. Conocer la respuesta eléctrica es necesario para determinar la posición de cada interacción de un fotón dentro del cristal, y con ella realizar el seguimiento de su trayectoria o *tracking*. Pero para llevar a cabo esta tarea, se hace necesario un riguroso estudio previo de las señales que cada uno de los segmentos genera en función de la posición de interacción del fotón dentro del cristal. Esta tarea la llevan a cabo los **sistemas de caracterización de la respuesta eléctrica de los detectores de HPGe segmentados**, cuya principal tarea es obtener una base de datos que permita saber qué forma tendrán las señales eléctricas de cada segmento para cada posición de interacción en el detector. Es precisamente este dispositivo el que se está desarrollando actualmente en nuestro Laboratorio y en el que se basa este trabajo. Hemos denominado a nuestro sistema de caracterización **SALSA**, acrónimo de *SAlamanca Lyso-based Scanning Array*. El objetivo que queremos alcanzar es el desarrollo de un sistema de alta precisión que ofrezca la posibilidad de realizar una caracterización completa de los pulsos de un detector de HPGe segmentado de AGATA, minimizando el tiempo respecto a otros sistemas [2] mediante el uso de técnicas de *imaging*. Además este sistema debe de tener la capacidad de diferenciar puntos dentro del detector a escanear que se encuentren a distancias menores a 1 mm. Alcanzar este valor es nuestro objetivo, para lo que es necesario centrarnos en la reducción de todas las fuentes de incertidumbre implicadas en el proceso de localizar el punto de interacción. A lo largo de este trabajo veremos cuál es la for-

ma de obtener este dato en función de los componentes que forman el sistema de caracterización SALSA.

Una vez contextualizado y motivado este trabajo, vamos a dar las nociones necesarias sobre el funcionamiento de nuestro sistema. A continuación pasaremos a explicar en detalle los componentes que estarán presentes en SALSA y finalizaremos dando los resultados para la caracterización del sistema.

2.2. Descripción y fundamento

Tal y como se ha explicado en el punto anterior, el desarrollo de los nuevos detectores de Ge segmentados ha ido ligado a un desarrollo en paralelo de sistemas que permitan caracterizar la respuesta eléctrica de cada uno de sus segmentos en función de la posición de interacción del fotón dentro del cristal. Para esta caracterización existen en la actualidad varios sistemas basados en el movimiento mecánico de una fuente muy activa a lo largo de todo el volumen del detector, recogiendo las señales eléctricas de cada segmento para cada una de las posiciones de la fuente con respecto al detector [2]. El problema de estos sistemas es el tiempo que necesitan para caracterizar un detector (aproximadamente un mes) y la alta actividad de la fuente, que en el caso de nuestro laboratorio, al ser una instalación no declarada como radiactiva, no podemos alojar.

Por esta razón estamos desarrollando un sistema basado en el mismo principio que los sistemas médicos de tomografía por emisión de positrones [3] (PET por su acrónimo inglés). Para trabajar de este modo es necesario un sistema basado en un Detector Sensible a Posiciones (*Position Sensitive Detector*: PSD), capaz de determinar, con la mayor precisión posible, la dirección de rayos γ de 511keV provenientes de una fuente de ^{22}Na .

Esta fuente de ^{22}Na , alojada entre nuestro PSD y el detector a escanear, nos dará dos fotones de 511keV fruto de la aniquilación del positrón proveniente de la emisión $\beta+$ de esta fuente tal y como puede verse en la figura 2.1. El proceso $\beta+$ que se produce es fruto de un protón que va a un neutrón emitiendo un neutrino y un positrón, mediante un proceso débil:



Será este positrón el que, al aniquilarse con un electrón del medio que rodea a la parte activa de la fuente, genere dos fotones en direcciones opuestas.

Este hecho es fácilmente demostrable tomando la lógica asunción de que el positrón proveniente de la desintegración $\beta+$ se aniquila en reposo con electrones del medio que rodea a la parte activa. De esta forma:

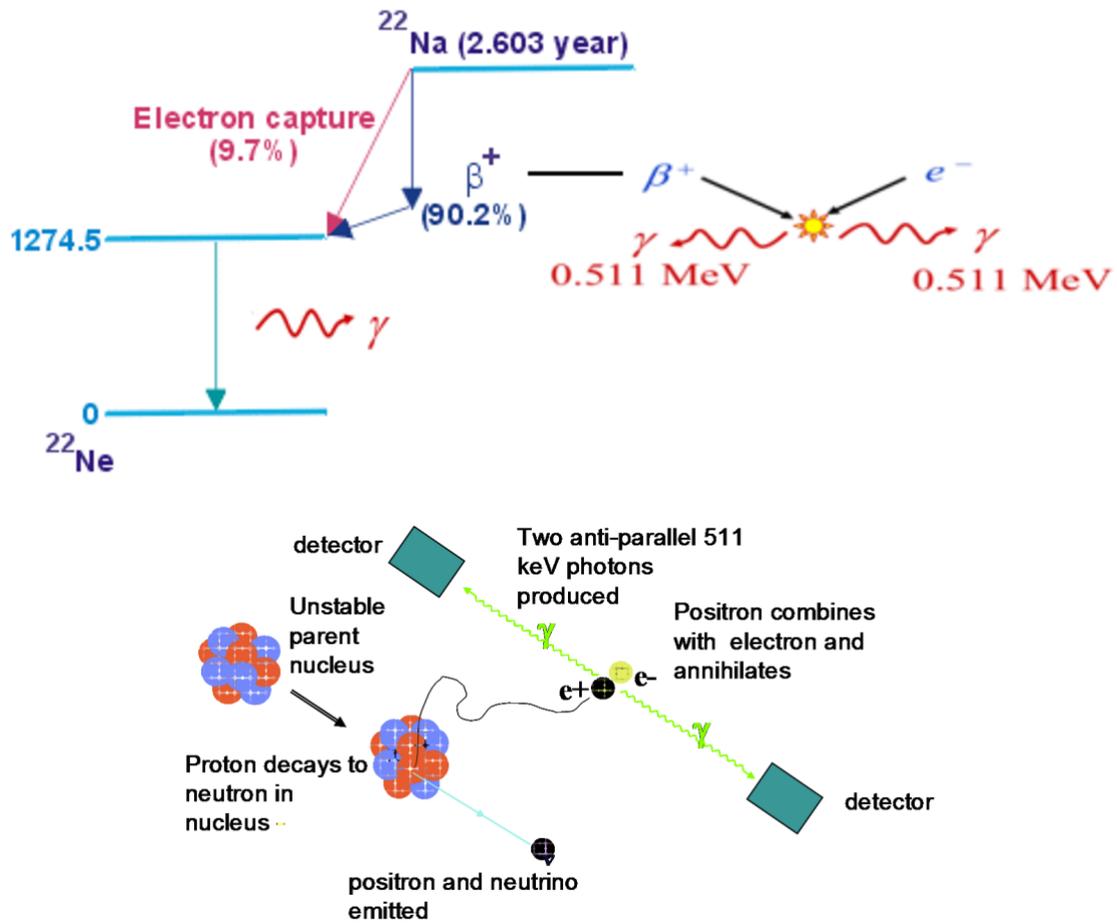


Figura 2.1: Esquema de desintegración para el ^{22}Na (izquierda) y detalle de cómo se producen los dos fotones colineales (derecha)

$$E_{\gamma} + E_{\gamma} = (m_{\beta} + m_e)c^2 = 2m_e c^2 \quad (2.2)$$

Existe una mínima posibilidad de que los dos fotones generados en la aniquilación electrón-positrón no sean colineales. Pese a su baja influencia en nuestro sistema, vamos a hacer un estudio de los posibles casos que se nos pueden presentar para una situación de no-colinealidad. Tomaremos, para un estudio completo, positrones desde el rango térmico, hasta 1MeV. El esquema de nuestro problema se muestra en la figura 2.2 y en ella podemos ver el positrón incidiendo sobre un electrón del medio para generar los dos fotones, cada uno de ellos emitido con un ángulo α y β respectivamente.

El problema se reduce a plantear conservación de energía y momento para las

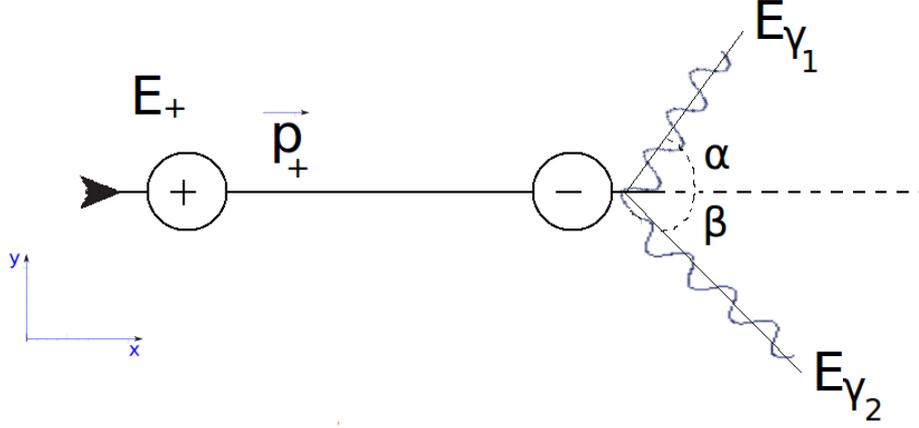


Figura 2.2: Aniquilación del positrón de la fuente de ^{22}Na con un electrón del medio para dar los dos fotones

partículas que forman el proceso. Pero antes de plantear las ecuaciones de conservación vemos que, puesto que el cociente $\frac{T}{mc^2} = 1,96$, para el caso de positrones con $E_{e^+} = 1\text{MeV}$, tendremos que usar expresiones relativistas.

De esta forma, vamos a plantear los datos que conocemos de nuestro problema:

$$E_{e^-} = mc^2 \quad (2.3)$$

$$E_{e^+} = [KT, 1\text{MeV}] \quad (2.4)$$

$$p_{e_y^+} = 0 \quad (2.5)$$

Con lo que ya podemos plantear las ecuaciones de conservación de energía y de las componentes X e Y del momento

$$p_{e_x^+} = p_{\gamma_1} \cos\alpha + p_{\gamma_2} \cos\beta \quad (2.6)$$

$$p_{e_y^+} = 0 = p_{\gamma_1} \sin\alpha - p_{\gamma_2} \sin\beta \quad (2.7)$$

$$E_{e^+} + E_{e^-} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2} \quad (2.8)$$

donde la energía de cada una de las partículas viene dada por las relaciones de dispersión

$$E_{e^-} = mc^2 \quad (2.9)$$

$$E_{e^+}^2 = (mc^2)^2 + (p_{e^+}c)^2 \quad (2.10)$$

$$E_{\gamma_1} = cp_{\gamma_1} \quad (2.11)$$

$$E_{\gamma_2} = cp_{\gamma_2} \quad (2.12)$$

Con el fin de obtener los resultados que buscamos, vamos a hacer una serie de asignaciones entre las ecuaciones obtenidas:

- ✓ Despejamos p_{e^+} en la Ec. (1.10) y llevamos el resultado a la Ec. (1.6).
- ✓ Igualamos en la Ec. (1.7)
- ✓ Igualamos en la Ec. (1.8)

De tal forma que llegamos al siguiente sistema de ecuaciones

$$\frac{1}{c}\sqrt{E_{e^+} - (mc^2)^2} = p_{\gamma_1}\cos\alpha + p_{\gamma_2}\cos\beta \quad (2.13)$$

$$p_{\gamma_1}\sen\alpha = p_{\gamma_2}\sen\beta \quad (2.14)$$

$$E_{e^+} + mc^2 = c(p_{\gamma_1} + p_{\gamma_2}) \quad (2.15)$$

En este sistema, conocemos el valor de la energía del positrón incidente E_{e^+} , la masa m en reposo del electrón y positrón, pero tenemos un sistema de 3 ecuaciones con 4 incógnitas (p_{γ_1} , p_{γ_2} , α , β), de manera que tendremos un parámetro libre. Puesto que estamos estudiando la colinealidad de los dos fotones generados, lo más lógico será tomar uno de ellos como parámetro (p_{γ_1}). De esta forma, y tomando la Ec. (1.15), podemos calcular p_{γ_2} en función del parámetro p_{γ_1} elegido, obteniendo distintas situaciones tras la aniquilación:

$$p_{\gamma_2} = \frac{1}{c}(E_{e^+} + mc^2) - p_{\gamma_1} \quad (2.16)$$

1. $p_{\gamma_1} \neq p_{\gamma_2}$. Prestando atención a la Ec. (1.14), se puede probar que $\beta \neq 180^\circ$, y por tanto no hay colinealidad.
2. $p_{\gamma_1} = p_{\gamma_2}$. Tomando de nuevo la Ec. (1.14) se puede ver que en este caso se cumple que $\sen\alpha = \sen\beta$, pero tendremos que estudiar dos posibilidades que se nos plantean a continuación:
 - a) El positrón no está en reposo en el momento de la aniquilación. $E_{e^+} > mc^2$. Aplicando la Ec. (1.13) llegamos a que $\cos\alpha + \cos\beta > 0$ y que por tanto volvemos a estar en una situación de no colinealidad de los fotones generados.
 - b) Finalmente, vamos a estudiar el caso que, experimentalmente, se ha observado como el más común, aquel en el que el positrón está en reposo en el momento de la aniquilación. $E_{e^+} = 0$. Aplicando de nuevo la Ec. (1.13) llegamos a que $\cos\alpha + \cos\beta = 0$ y, puesto que hemos partido del punto 2, en el que $\sen\alpha + \sen\beta = 0$ tenemos una situación de colinealidad de los fotones generados.

Para los casos más comunes de colinealidad entre los dos fotones generados, algunos de ellos serán generados de manera tal que uno de los fotones impactará en nuestro PSD, mientras que el otro impactará en el detector de Ge. Son esta clase de eventos en coincidencia temporal los que utilizaremos para nuestro sistema. Dado que nuestro PSD es capaz de distinguir el punto de su superficie en el que ha impactado uno de los fotones, y puesto que conocemos la posición de la fuente, podremos construir una trayectoria que pase por estos dos puntos. Si sabemos que el otro fotón ha salido en dirección opuesta al primero, podremos determinar un conjunto de puntos dentro del Ge que se corresponde con la trayectoria que lo atraviesa (figura 2.3).

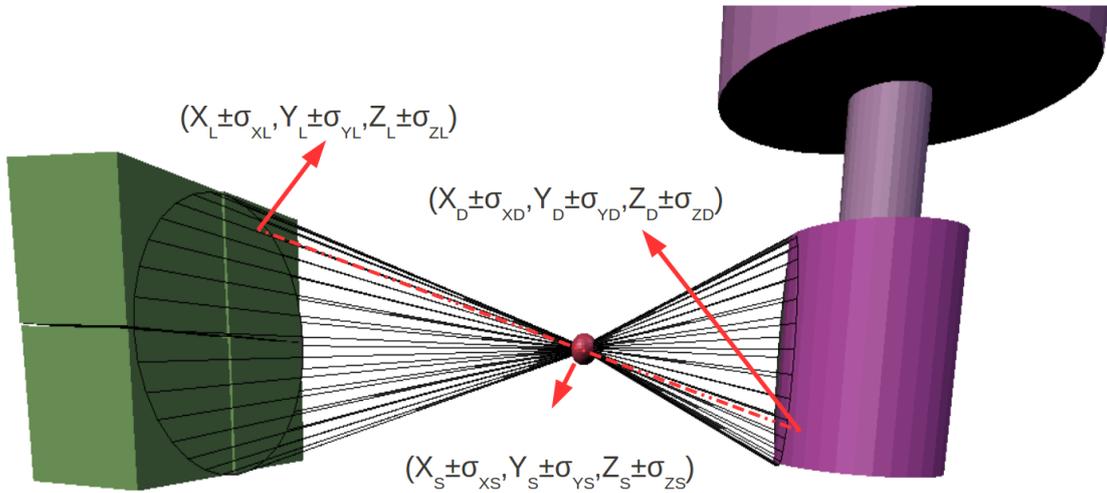


Figura 2.3: Esquema de funcionamiento del sistema de escaneo de detectores de HPGe. En verde se muestra el PSD, en rojo la fuente de ^{22}Na y en morado el detector a escanear

La resolución del punto de interacción dentro del Ge, tal y como se puede ver en la figura 2.4, se consigue rotando nuestro sistema PSD+Fuente 90° respecto al detector a escanear, de manera que obtendremos otro conjunto de datos que, comparados con el primero, nos darán la posición única para cada una de las respuestas eléctricas del cristal.

Una vez que se conoce dónde ha impactado el fotón dentro de nuestro cristal de Ge, podremos obtener los pulsos que ha provocado la interacción de dicho fotón dentro del Ge, de modo que ya conocemos los dos datos que nos hacen falta en un análisis de este tipo: por un lado la posición dónde el fotón ha impactado dentro del Ge, y por otro lado, la respuesta que éste nos ha dado a partir de los distintos procesos que sufre el fotón dentro del cristal.

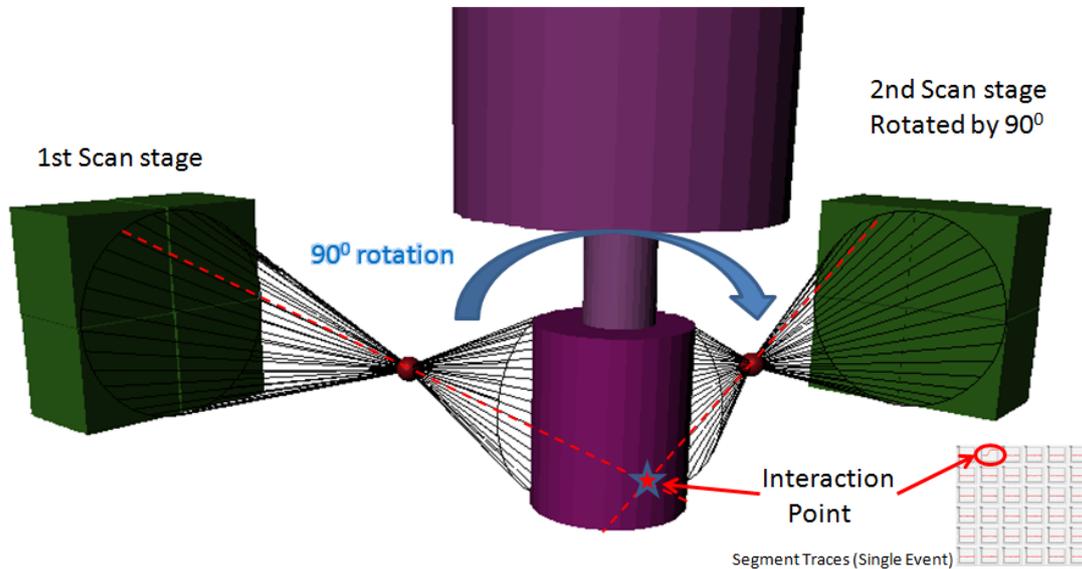


Figura 2.4: Resolución del punto de interacción dentro del HPGe segmentado y obtención de las señales de cada segmento correspondientes a dicha posición

Explicado el principio de funcionamiento de nuestro sistema, en los siguientes puntos vamos a enumerar en primer lugar los componentes que formarán nuestro sistema, presentando el PSD y la fuente de ^{22}Na . Una vez vistos los componentes, exponemos una serie de consideraciones que hay que tener en cuenta para optimizar el funcionamiento de nuestro sistema y para reducir las posibles fuentes de incertidumbre que en él están presentes.

2.3. Componentes del sistema

2.3.1. Detector Sensible a las Posiciones (PSD)

El sistema de escaneo está basado en un detector sensible a las posiciones (PSD), formado por un conjunto de cuatro cristales LYSO (*lutetium yttrium oxyorthosilicate*) [4], acoplados mediante grasa óptica a sendos fotomultiplicadores pixelados (*Flat Panel position-sensitive photomultiplier tube: PSPMT*), Hamamatsu H10966A-100 [5].

A la hora de hacer la elección del cristal centelleador que conformará nuestro PSD, se han tenido en cuenta los siguientes aspectos:

Mag/Cristal	NaI	LYSO	LSO	BGO	GSO:Ce,Zr	$LaCl_3$	$LaBr_3$	CWO
Light output (ph/MeV)	19400	32000	31000	8500	9100	49000	65000	27300
Peak emission (nm)	415	420	420	480	1430	335	360	475
Decay time(ns)	230	40	40	300	50	25	15	14500
Refr. index	1.85	1.81	1.82	2.15	1.81	1.9	1.9	2.2
Density(g/cm^3)	3.67	7.1	7.4	7.13	6.7	3.86	5.29	7.9
Hydroscopic	Yes	No	No	No	No	Yes	Yes	Yes

Tabla 2.1: Comparación entre distintos cristales centelleadores usados en aplicaciones PET

- ✓ Luminosidad. Número de fotones generados por energía depositada en el cristal. Buscamos un cristal que nos genere una señal lo más grande posible para los fotones de 511keV con los que trabaja nuestro sistema.
- ✓ Densidad. El cristal ha de tener la mayor densidad posible, de manera que podamos frenar el mayor número de fotones de $E_\gamma = 511\text{keV}$.
- ✓ Forma del pulso repuesta. Nos interesa un cristal relativamente rápido en la señal generada, ya que vamos a hacer funciones de sincronización con el detector de Ge.

En la tabla 2.1 se pueden observar las características de los principales cristales centelleadores utilizados en la actualidad con un propósito similar al nuestro, probablemente las mejores características las tenga el cristal del Bromuro de lantano, pero el hecho de que sea hidrosópico nos ha hecho decantarnos por los cristales tipo LYSO, que cuentan con unas prestaciones óptimas para un sistema como el que queremos diseñar.

Una vez seleccionado el cristal, el siguiente paso que se dio, fue decidir el tamaño del PSD. Puesto que nuestro propósito es tener la mayor resolución espacial posible en dicho detector, se ha optado por unir cuatro detectores, cada uno de los cuales con una superficie de $52 \times 52 \text{mm}^2$, de manera que nuestro PSD tiene una superficie total de $104 \times 104 \text{mm}^2$, aumentado así el ángulo sólido cubierto y, por tanto, la resolución espacial, tal y como se verá mas adelante. Para la elección del espesor del cristal se han hecho simulaciones Monte Carlo, usando el código Geant4, en las que hemos simulado el cristal LYSO con las dimensiones explicadas hasta ahora, y con distintos espesores. Hemos obtenido los espectros para una fuente de ^{22}Na y hemos comparado las eficiencias totales y de fotopico. Finalmente hemos elegido un espesor de 5mm, que es el valor óptimo para tener una fracción alta de absorción de fotones de 511keV completamente absorbidos y un espesor lo suficientemente bajo como para no tener problemas a la hora de determinar la posición de interacción en el plano del PSD. Tal

Thick (mm)	Total Efficiency (%)	Peak Efficiency (%)
3	14.69	8.79
4	19.98	11.48
5	24.79	13.54
6	29.23	15.43
7	33.79	17.23
8	37.86	19.13
9	41.83	20.63
10	45.84	22.18

Tabla 2.2: Comparación de las eficiencias obtenidas para distintos espesores del cristal LYSO

y como se puede ver en la figura 2.5 el espectro para un fuente de rayos de 511keV será como cabe esperar, mientras que en la tabla 2.2 vemos una comparación con las eficiencias que hemos obtenido con la simulación de diferentes espesores para el cristal LYSO.

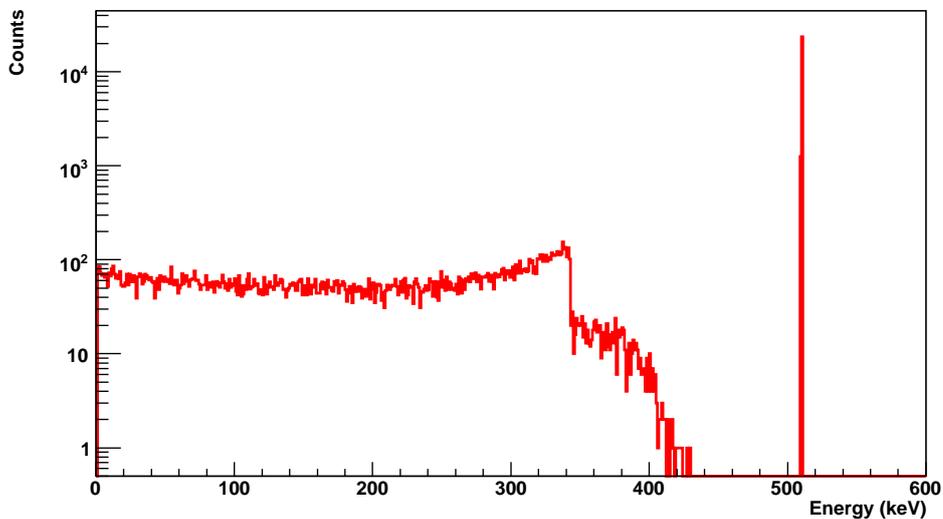


Figura 2.5: Espectro simulado para fotones de 511keV en un cristal LYSO de 5mm de espesor

Para leer la señales provenientes de los centelladores, estos se han acoplado a cuatro PMT pixelados (PSPMT), tipo *Flat Panel Multianode Photomultiplier Tube*

PSPMT	Number of Anode Pixels: 64 (8x8 Matrix)
	Pixel size/Pitch at center: 5.8x5.8/6.08mm
	Active Area: 49x49mm ²
	Bias V: 700-1100V
	QE at 420 nm: 35 %
	Dark current(per Anode): 0.06 nA

Tabla 2.3: Características del PSPMT H10966A-100 de Hamamatsu.

Assembly, usando grasa óptica con un índice de refracción similar al del LYSO y la ventana del PSPMT para minimizar los efectos que el cambio de medio puede provocar en la señal. Los PSPMT están formados por una matriz de 8x8 pixeles, cada uno con un tamaño de 6.08x6.08mm². En total, tendremos una parte activa de 49x49mm², siendo el tamaño total de cada dispositivo de 52x52mm². Este tipo de PSPMT pixelados son los más comunes cuando hablamos de aplicaciones PET. Nuestro PSPMT es el modelo H10966A-100, evolución del H8500, el cual es mucho mas conocido pero con una eficiencia cuántica menor.

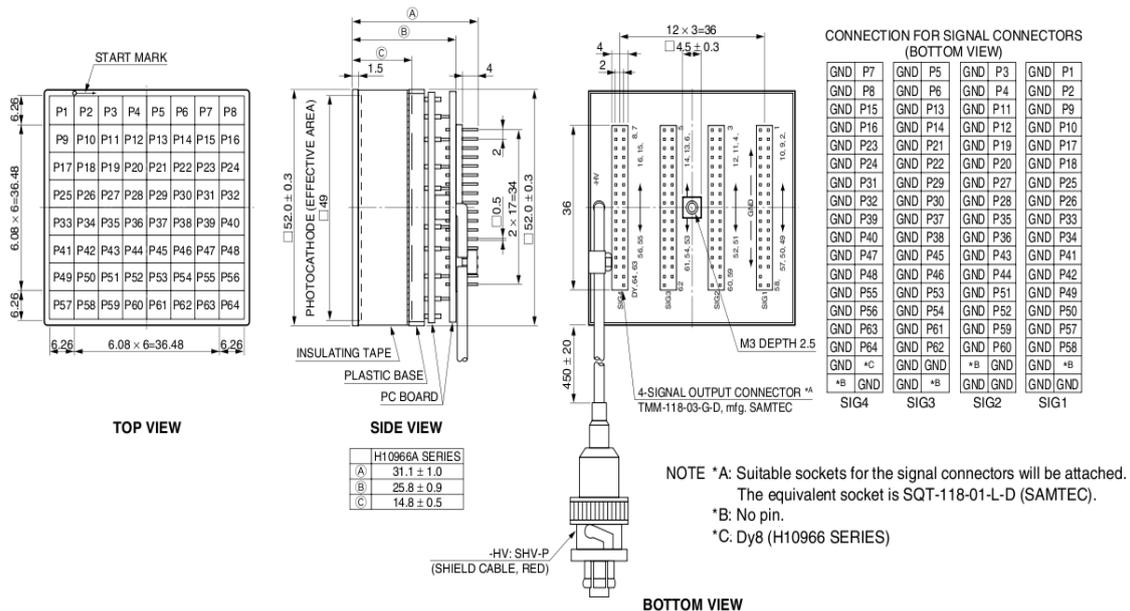


Figura 2.6: Esquema del fototubo H10966A-100 de Hamamatsu

Las principales características de nuestro fotomultiplicador pixelado se muestran en la tabla 2.3, mientras que su esquema y diseño se pueden ver en la figura 2.6.

Para el tratamiento de las 256 señales que provienen del PSD, y para las labores de sincronización entre el PSD y el detector de Ge, se ha usado tecnología NIM y VME. Las señales de carga del PSD son integradas y posteriormente digitalizadas por 8 *Charge to digital converter* QDC, diseñados y fabricados por la compañía CAEN [6]. Estos módulos necesitan una puerta, en forma de señal lógica con formato ECL, que les marque cuándo tienen que empezar la etapa de integración. Por ello, tal y como se observa en la figura 2.7, una de las salidas duplicadas que nos da la unidad *Fan In/Fan Out* del Dínodo del PSD es enviada a un discriminador (1) que genera las puertas que van a los QDC. De esta forma, cada vez que llegue un evento al PSD tendremos una puerta que iniciará la etapa de integración y posterior digitalización de las señales del PSD.

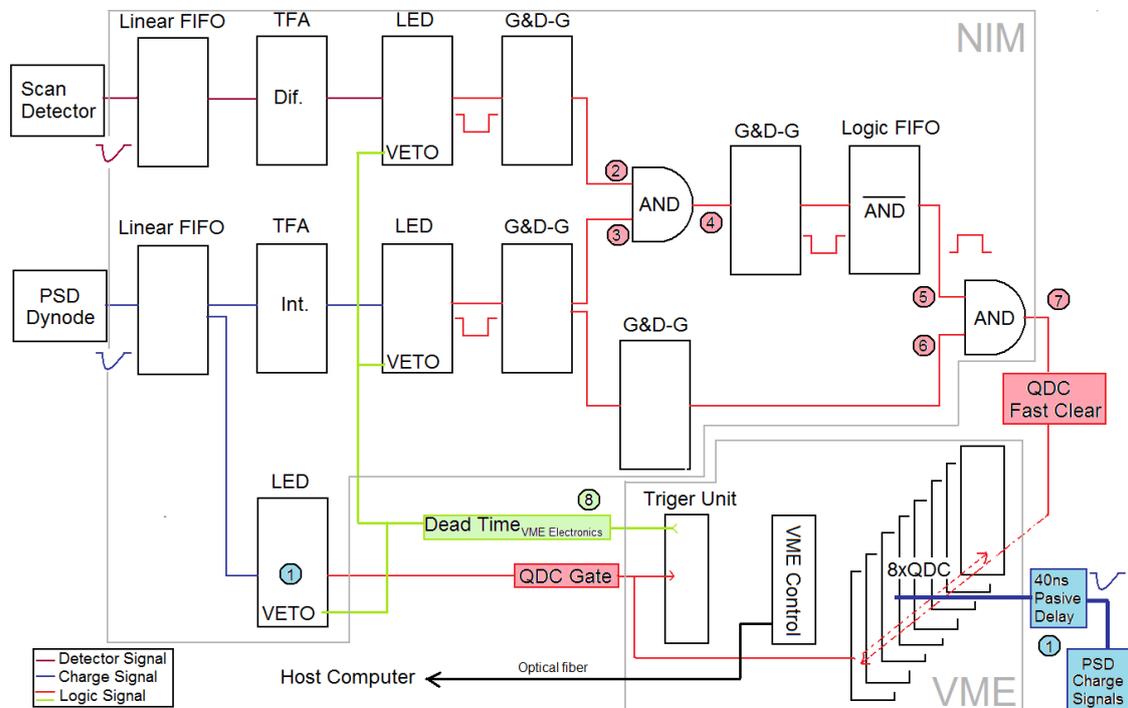


Figura 2.7: Esquema lógico de las señales para lanzar la electrónica de adquisición

Lo que nos queda ahora es discernir cuáles de los eventos que han disparado nuestra adquisición son válidos, es decir, cuáles han impactado en coincidencia temporal (4) entre el PSD (3) y el detector de Ge (2). En nuestra configuración esto se decide después de que se haya lanzado la adquisición gracias a una función con la que cuentan nuestros QDCs y que recibe el nombre de *Fast Clear*. Cuando la puerta llega a los QDCs, además de comenzar la etapa de integración, comienza una fase denominada *Fast Clear Window*, dentro de la cual, si a los QDCs les llega una señal

lógica a una entrada denominada *Fast Clear Input*, se aborta la etapa de integración y los QDCs se ponen en estado de espera de un nuevo evento. Siguiendo este razonamiento, el objetivo será conseguir una señal que solo aparezca cuando el evento que ha disparado la adquisición sea un evento que **NO** ha impactado a la vez en nuestro PSD y en nuestro detector de Ge (7). La razón de trabajar en esta configuración es que necesitamos una puerta para empezar a integrar cuanto antes, ya que todo lo que tardemos es retardo pasivo que tenemos que introducir a las 256 señales, con la consiguiente pérdida de calidad en las señales. De esta forma solamente tenemos que retrasar las señales ~ 40 ns, que es el tiempo que le lleva a nuestro discriminador generar la puerta a partir de la señal del dínodo (1). Una vez que hemos empezado el proceso, la señal de *Fast Clear* puede llegar hasta 600ns después de que haya llegado la puerta inicial, que se corresponde con la longitud temporal de la *Fast Clear Window*, con lo que tenemos un intervalo de tiempo suficientemente amplio para generar una señal en caso de que el evento disparado por la puerta del dínodo no esté en coincidencia con el detector de Ge.

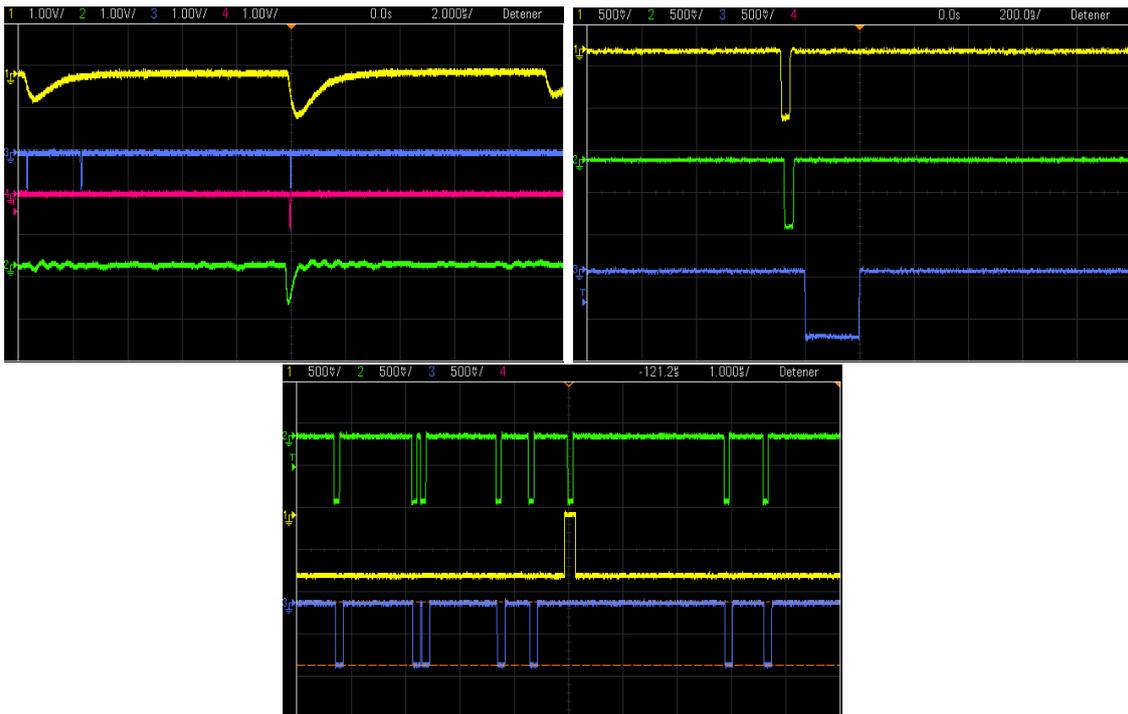


Figura 2.8: Capturas de osciloscopio para un evento en coincidencia entre ambos detectores (arriba a la izquierda), generación de la puerta en coincidencia (arriba a la derecha) y generación de la señal de *Fast Clear* (parte inferior de la figura)

En la figura 2.8 (arriba a la izquierda) podemos ver la captura de un evento

en coincidencia del NaI (amarillo en la figura), y del PSD (en verde). También se observan las dos puertas generadas. En la parte derecha de la figura se observa la puerta generada por la coincidencia (en azul) de ambos detectores (en verde y amarillo). En la parte inferior de la figura se puede observar la lógica de generación de la señal de *Fast Clear*. Se puede ver cómo cada vez que llega una puerta del dínodo del PSD (en verde) que no está en coincidencia con el detector a escanear, salta la señal de *Fast Clear* (representada en azul). Vemos que cuando hay coincidencia (en amarillo) la señal de *Fast Clear* no aparece y el evento es guardado para su posterior análisis.

Finalmente cabría añadir que todos los puntos de discriminación (generación de puertas lógicas a partir de los pulsos), tanto el que genera la puerta para los QDCs, como los que generan las señales lógicas para hacer la coincidencia PSD-Ge, están vetadas siempre que la electrónica de adquisición esté en tiempo muerto (punto 8 en la figura 2.7). Este periodo se da cuando la electrónica está procesando un evento y no puede aceptar otro nuevo; en nuestro caso este periodo dura $\sim 6\mu s$.

El detector a escanear será un detector de Ge segmentado como los explicados en el punto anterior. De este se extraerán las señales de cada uno de los segmentos además del contacto principal, o *core*, que será utilizado, junto con el dínodo del PSD, para las labores de sincronización de la electrónica de adquisición, tal y como se ha explicado y mostrado en la figura 2.7.

Para la adquisición de datos y la comunicación con el controlador VME [7] y todos los módulos alojados en el rack VME se ha desarrollado un paquete propio basado en el sistema MBS (*Multi Branch System*) [8] de GSI, mientras que para el análisis de los datos se ha usado otra biblioteca dinámica de desarrollo propio que corre bajo Go4 [9], paquete de análisis también de GSI basado en bibliotecas de ROOT [10] desarrolladas en el CERN.

2.3.2. Fuente de ^{22}Na

Se trata de una fuente cuasi-puntual formada por una parte activa de 0.25mm de diámetro de ^{22}Na con una actividad nominal de 1MBq. Dicha parte activa se encuentra encapsulada en un disco de 25.4mm de diámetro por 5.7mm de alto de fibra epoxy [11]. Las especificaciones se pueden ver en la figura 2.9.

En el caso de la fuente de ^{22}Na , se van a estudiar los siguientes puntos:

- ✓ Espectro de emisión β del ^{22}Na .
- ✓ Recorrido medio del positrón proveniente de la emisión $\beta+$ del ^{22}Na antes de aniquilarse con un electrón del medio para generar los dos fotones colineales que utilizamos para el funcionamiento de nuestro sistema.

Para estudiar estos problemas se ha realizado una simulación MC usando el código

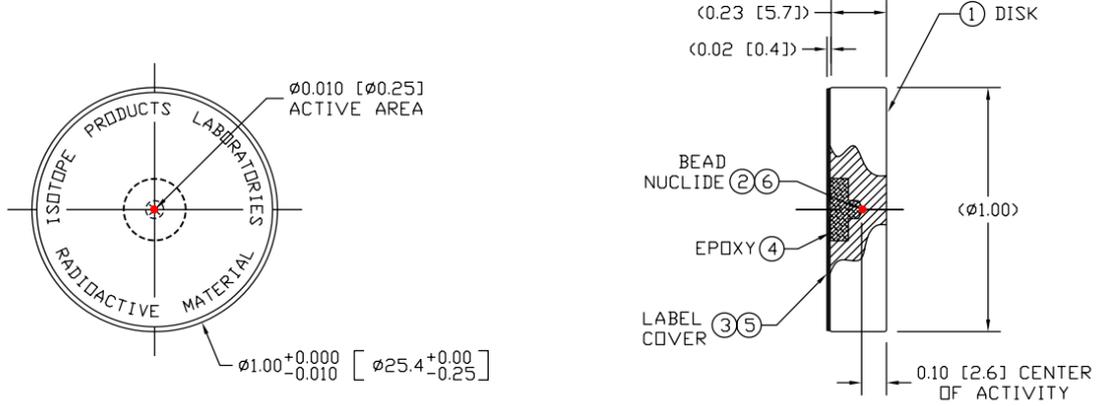


Figura 2.9: Fuente de ^{22}Na utilizada para el sistema de caracterización

Geant4 [12].

La simulación MC hecha para este estudio está basada en la clase de Geant4 *G4GeneralParticleSource*, que nos permite simular no solo una determinada partícula con una energía dada, sino que permite simular el espectro de emisión de cualquier radioisótopo. En nuestro caso estamos interesados en simular nuestra fuente de ^{22}Na . Para comprobar que la simulación es fiable desde el principio, obtenemos el espectro β generado por nuestra fuente de ^{22}Na . Esta se puede observar en la figura 2.10.

Tal y como hemos dicho, nuestra fuente de ^{22}Na está formada por una parte activa de 0.25mm encapsulada en un disco de fibra epoxy. Es de suponer que todos los positrones emitidos en la desintegración β^+ se aniquilarán con electrones de dicha fibra. Lo que nos preocupa es el recorrido libre medio de esos positrones hasta que se aniquilan para generar los dos fotones colineales que usaremos, ya que este hecho, al igual que en todos los sistemas PET, es un factor de degradación importante. El problema se puede ver de manera gráfica en la parte derecha de la figura 2.1.

Para saber de manera precisa qué pasa en el interior de nuestra fuente se ha realizado una simulación MC en la que se ha reproducido la esfera de ^{22}Na de 0.25mm de diámetro dentro de un disco de fibra epoxy de 25.4mm de diámetro y 5.7mm de alto. Se han analizado tanto la componente radial de positrón hasta que se aniquila, como las componentes (x,y,z) de esta distancia. Con ellas se ha reproducido una sección del plano de aniquilación en el centro de la esfera de ^{22}Na . Los resultados obtenidos son los mostrados en la figura 2.11, cuyo valor en torno a lo que se puede asumir como centro geométrico del sistema es el mostrado a continuación:

$$\delta_S \simeq 0,125 \pm 0,126\text{mm} \quad (2.17)$$

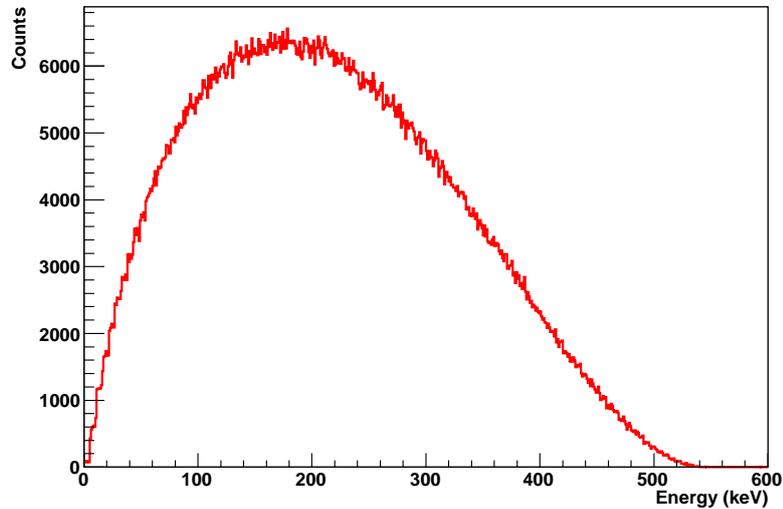


Figura 2.10: Espectro simulado de emisión β de la fuente de ^{22}Na

2.4. Consideraciones acerca del sistema de escaneado

Para el correcto funcionamiento de nuestro sistema tres puntos son esenciales:

2.4.1. Alta resolución espacial en nuestro PSD

El dispositivo responsable de determinar las trayectorias de los fotones en coincidencia entre ambos detectores es el PSD, por lo que se hace necesaria una alta resolución espacial en este aparato. Para ello se ha de trabajar tanto en un sistema de adquisición de señales preciso, digitalizando cada una de las 256 señales, como en un sólido y fiable software de reconstrucción de imagen. Todo ello será explicado en capítulos posteriores. Teniendo en cuenta factores como las fuentes de incertidumbre en el sistema, se ha de alcanzar un valor por debajo de 1mm de resolución espacial en el PSD para poder demostrar que este sistema de escaneado es competitivo frente a otros sistemas de escaneado ya existentes.

2.4.2. Maximización del ángulo sólido cubierto por el PSD

Suponiendo el caso ideal de una fuente puntual, el ángulo sólido cubierto por nuestro PSD se puede expresar en función de la distancia fuente-PSD (d) y del radio de dicho PSD (a) bajo la ecuación:

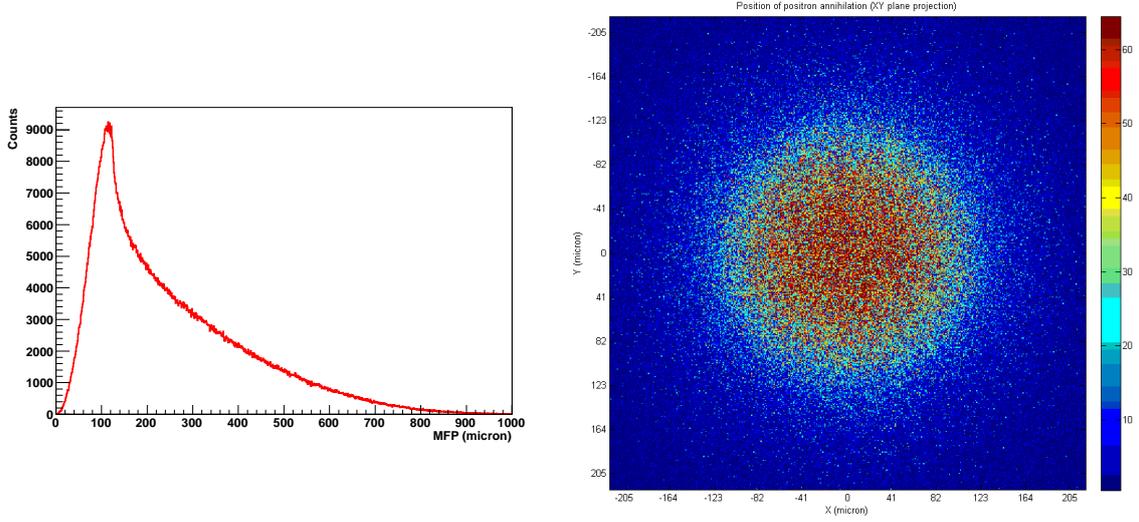


Figura 2.11: Recorrido de los positrones hasta aniquilarse dentro de la Fibra Epoxy. En la figura de la izquierda se ve la componente Radial. En la derecha se ve una imagen de una sección correspondiente con el centro de la esfera de área activa de ^{22}Na .

$$\Omega = 2\pi\left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}}\right) \quad (2.18)$$

En consecuencia nuestro PSD ha de tener la mayor superficie posible y por lo que se ha optado por la colocación de cuatro cristales LYSO acoplados a cuatro PSPMTs que nos dan la superficie mayor. El factor d dependerá de cuán grande sea el detector de Ge a escanear, y nos obligará a alejar más o menos nuestro PSD respecto a la fuente ^{22}Na para cubrir todo su volumen.

2.4.3. *Rate* optimizado en el detector de Ge

Nuestro PSD, cuyo cristal centelleador es un tipo LYSO, es muy rápido en su respuesta a interacciones de fotones (del orden de cientos de ns). Sin embargo el cristal de Ge es bastante más lento, por lo cual, a la hora de la elección de la fuente y de su colocación con respecto al Ge, hay que tener en cuenta que si el *rate* es muy alto se producirán fenómenos de *pile up* que pueden convertirse en un serio problema para nuestro sistema. Por ello hay que considerar que una distancia Fuente-Ge de 12-14cm se corresponde con una tasa de eventos de $\sim 15\text{kHz}$ para una fuente de ^{22}Na de 1MBq, como es nuestro caso. A partir de esta tasa de eventos, el Ge empieza a responder de manera confusa con fenómenos como los que han sido mencionados

con anterioridad. Es, por tanto, un hecho que hay que tener muy en cuenta a la hora del diseño mecánico de nuestro sistema.

Una vez vistas las necesidades para optimizar nuestro sistema, veamos las fuentes de incertidumbre y, por tanto, de degradación en nuestro sistema.

2.4.4. Fuentes de incertidumbre en nuestro sistema

1. **Fuente de ^{22}Na no puntual.** Causa que los rayos γ no vengan exactamente del centro geométrico del sistema, tal y como se había asumido hasta ahora, si no que provendrán de una esfera dada por la el recorrido de los positrones desde que son emitidos hasta que se aniquilan para dar los dos fotones de 511keV. Los datos son los obtenidos en el punto específicamente dedicado a la fuente y cuyo valor para la incertidumbre era $\delta_S \simeq 0,125 \pm 0,126\text{mm}$. Podemos ver que los positrones se aniquilarán a una distancia de 0.125mm a partir de lo que habíamos asumido como centro geométrico del sistema, con una incertidumbre de 0.126mm .

2. **Movimientos mecánicos del sistema.** Tal y como se explicó antes, para completar el estudio, se hace necesario tener dos bases de datos y para ello es necesario rotar el conjunto Fuente-PSD. Este movimiento introduce incertidumbres debidas a la medida de estos desplazamientos. Esta contribución puede ser eliminada aprovechando el hecho de que contamos con cuatro PSD que pueden trabajar de manera independiente, por ejemplo en conjunto 2+2 o 1+1+1+1, tal y como se muestra en la figura 2.12.

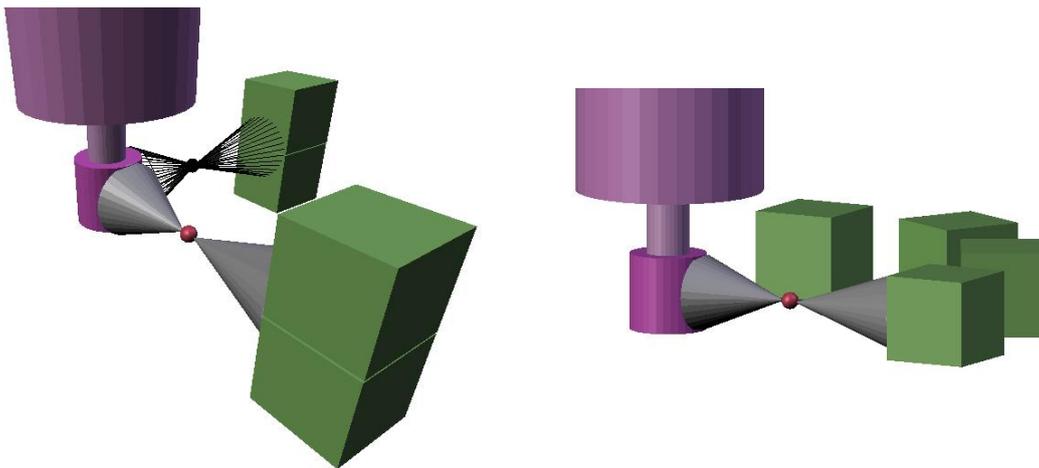


Figura 2.12: Distintos diseños para nuestro sistema de escaneado

3. **Profundidad de Interacción en el cristal LYSO (*Depth Of Interaction: DOI*)** [13, 14]. El hecho de que nuestro cristal tenga un espesor (5mm), hace que las trayectorias calculadas por el PSD tengan un error debido a que entra en juego una tercera coordenada (la profundidad del cristal). Dado que nuestro cristal no es muy grueso, vamos a obviar este hecho, de momento, dado que existen múltiples técnicas de reconstrucción que ayudan a eliminar este fenómeno [15].

Con todo ello vamos a hacer una estimación de la incertidumbre total introducida en nuestro sistema debida a las diferentes contribuciones y cómo esta repercute en el detector a escanear. En la figura 2.13 se muestra un esquema de las trayectorias de los dos rayos γ desde que salen de la fuente hasta que impactan en ambos detectores. En ella se muestra una situación mas realista, teniendo en cuenta las incertidumbres, tanto en la fuente δ_S , como la máxima resolución que se ha logrado alcanzar en un sistema como el que estamos desarrollando en el PSD, $\Delta_{LYSO} = 0,35 \pm 0,20mm$ [16]. Con todo ello, considerando algunas relaciones geométricas, podemos sacar la resolución espacial que se alcanzará en nuestro detector a escanear y la expresión para su incertidumbre $\Delta_{Det} \pm \sigma_{Det}$ en función de parámetros conocidos.

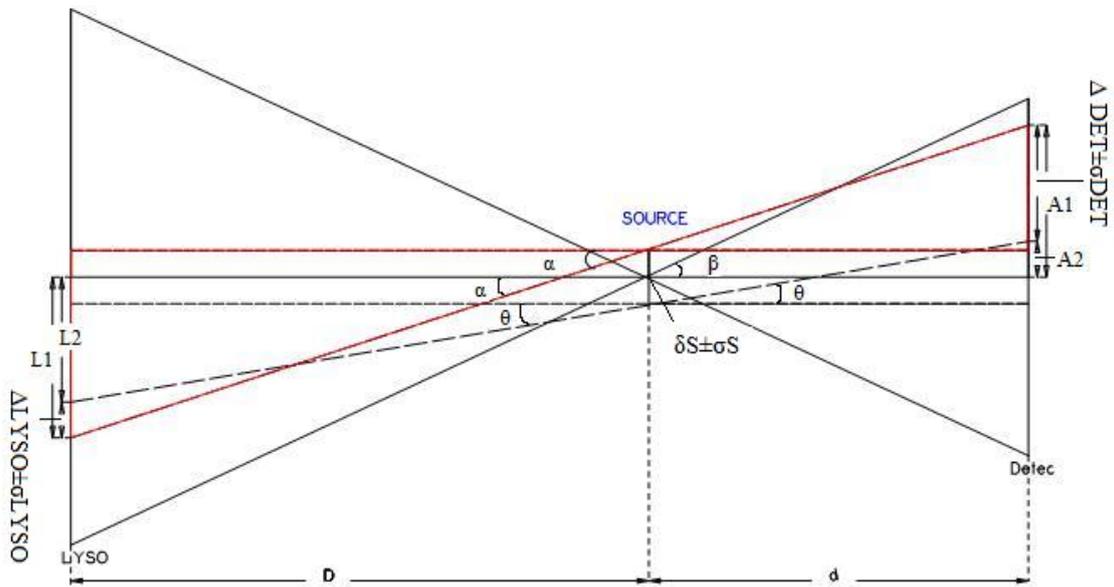


Figura 2.13: Traza de rayos γ en nuestro sistema de escaneado

Observando la figura 2.13 es posible obtener los valores de L_1 y L_2 en función de la distancia PSD-Fuente y el valor de δ_S obtenido anteriormente con las simulaciones MC:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= D \operatorname{tg}(\alpha) - \delta_S \\ L_2 &= D \operatorname{tg}(\theta) + \delta_S \end{aligned} \right\} \Rightarrow \quad (2.19)$$

$$\Rightarrow L_1 - L_2 = \Delta_{LYSO} = D(\operatorname{tg}(\alpha) - \operatorname{tg}(\theta)) - 2\delta_S \quad (2.20)$$

$$\Rightarrow \operatorname{tg}(\alpha) - \operatorname{tg}(\theta) = \frac{\Delta_{LYSO} + 2\delta_S}{D} \quad (2.21)$$

Tomando esta expresión es posible obtener los valores de A_1 y A_2 como:

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= d \operatorname{tg}(\alpha) + \delta_S \\ A_2 &= d \operatorname{tg}(\theta) - \delta_S \end{aligned} \right\} \quad (2.22)$$

Con estos resultados, pasamos a calcular la expresión para la resolución espacial en el detector de Ge a escanear (Δ_{Det}):

$$\Delta_{Det} = A_1 - A_2 = d(\operatorname{tg}(\alpha) - \operatorname{tg}(\theta)) + 2\delta_S \quad (2.23)$$

Y ahora, simplemente reemplazando el valor de $\operatorname{tg}(\alpha) - \operatorname{tg}(\theta)$ en la expresión, es posible dar una expresión para Δ_{Det} en función de parámetros conocidos:

$$\Delta_{Det} = \frac{d}{D}[\Delta_{LYSO} + 2\delta_S] + 2\delta_S \quad (2.24)$$

Finalmente la incertidumbre de Δ_{Det} puede obtenerse sin más que hacer una propagación de incertidumbres partiendo de la expresión 1.24:

$$\begin{aligned} \sigma_{Det}^2 &= \left(\frac{\partial \Delta_{Det}}{\partial \Delta_{LYSO}}\right)^2 \cdot \sigma_{LYSO}^2 + \left(\frac{\partial \Delta_{Det}}{\partial \delta_S}\right)^2 \cdot \sigma_S^2 + \left(\frac{\partial \Delta_{Det}}{\partial d}\right)^2 \cdot \sigma_d^2 + \left(\frac{\partial \Delta_{Det}}{\partial D}\right)^2 \cdot \sigma_D^2 = \\ &= \left(\frac{d}{D}\right)^2 \cdot \sigma_{LYSO}^2 + \left(\frac{2d}{D} + 2\right)^2 \cdot \sigma_S^2 + \left(\frac{1}{D}[\Delta_{LYSO} + 2\delta_S]\right)^2 \cdot \sigma_d^2 + \left(\frac{d}{D^2}[\Delta_{LYSO} + 2\delta_S]\right)^2 \cdot \sigma_D^2 \end{aligned} \quad (2.25)$$

Hemos obtenido una expresión para $\Delta_{Det} \pm \sigma_{Det}$ en función de parámetros conocidos, de tal manera que podrá ser aplicada a cualquier situación que podamos tener en nuestro sistema de escaneado sin más que adaptarla a los valores que los distintos detectores a escanear introducirán en dicha expresión.

2.4.5. Múltiples interacciones en nuestros detectores

Otra fuente de problemas es la posibilidad de que dentro del cristal se produzcan múltiples interacciones. Este hecho es motivo de confusión para los algoritmos de reconstrucción de señales que serán usados en nuestro sistema, y por tanto han de ser tenidos en cuenta en los mismos.

2.4.6. Alta actividad del cristal centelleador LYSO

Frente a todas las ventajas que presenta el cristal centelleador tipo LYSO usado en el PSD, surge un problema que viene de la actividad que dicho material tiene de manera intrínseca y que provoca un espectro con un rango de energía entre 88keV hasta 591keV. Estas emisiones provienen de un isótopo inestable del Lu: el ^{176}Lu . Este espectro degrada el fotopico de 511keV usado por nuestro sistema. Es principalmente este hecho el que obliga a que nuestro PSD trabaje en coincidencia con el detector a escanear, tal y como se ha explicado anteriormente.

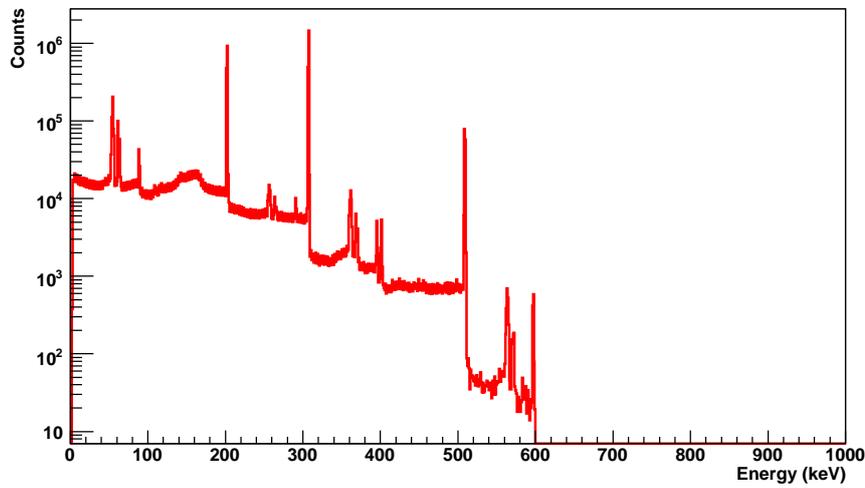


Figura 2.14: Espectro de emisión γ para uno de nuestros cristales LYSO

En la figura 2.14 se puede ver el espectro emisión de uno de los cristales LYSO con los que contamos, obtenido con uno de los detectores de HPGe de nuestro laboratorio. En él se pueden identificar claramente los picos de emisión del ^{176}Lu , tal y como se muestra en la tabla 2.4.

Como podemos ver tenemos un pico suma prácticamente a la misma energía que los fotones de 511keV con los que trabaja nuestro sistema, de ahí la importancia que tiene el lograr una buena sincronización entre PSD y Ge, que nos eliminará del PSD cualquier emisión que no venga de la fuente de ^{22}Na . Podemos hacer el cálculo de la actividad que presentará el cristal LYSO, teniendo en cuenta que la composición de este tipo de cristales es



La ecuación para la masa en términos del número de átomos tiene la siguiente forma:

Peak	E (keV)	Intensity (%)	Isotope
1	88.45	14.5 (2)	^{176}Lu
2	201.70	78.0 (4)	^{176}Lu
3	256	-	Suma 2 + ^{176}Lu X-ray
4	289	-	Suma 1 + 2
5	306.75	93.0 (3)	^{176}Lu
6	395.18	-	Suma 1 + 5
7	400.96	0.4 (1)	^{176}Lu
8	508.66	-	Suma 2 + 5

Tabla 2.4: Identificación de picos en el espectro del cristal LYSO

$$m = N \cdot \frac{P_A}{N_A} \quad (2.27)$$

donde P_A es el peso atómico del nucleido activo y N_A el número de Avogadro. De esta forma podremos saber la actividad de una porción de cualquier material con solo aplicar la siguiente igualdad:

$$A = \lambda \cdot N = \lambda \cdot m \cdot \frac{N_A}{P_A} \quad (2.28)$$

Dado que de todos los elementos mostrados en la Eq. (1.26) el único radiactivo es el ^{176}Lu , suponemos que nuestro cristal está formado por un porcentaje del 95% de Lu [4] y que en este hay una abundancia de un 2.59% de ^{176}Lu en la naturaleza. Si este isótopo tiene una constante de decaimiento de $\lambda = 5,796 \times 10^{-19} \text{s}^{-1}$, llegamos a un valor para la actividad de un gramo de este material de:

$$A = 5,796 \times 10^{-19} \text{s}^{-1} \frac{97,34\text{g} \times 0,95 \times 0,0259 \times 6,023 \times 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}}{176 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} \quad (2.29)$$

$$\mathbf{A = 4,57kBq} \quad (2.30)$$

donde hemos obtenido la masa a partir del volumen del cristal, que en nuestro caso será

$$V = 5,2\text{cm} \times 5,2\text{cm} \times 0,5\text{cm} = 13,52\text{cm}^3 \quad (2.31)$$

y de la densidad del cristal LYSO que es $\rho = 7.2\text{g/cm}^3$, con lo que llegamos al valor de 97.34 g de material para el caso de nuestros cristales.

Capítulo 3

Caracterización y puesta a punto del PSD

Nuestro PSD es un dispositivo complejo que requiere una profunda caracterización con el objetivo de optimizar su comportamiento. En nuestro caso, lo que buscamos es una resolución espacial óptima, ya que, la resolución de nuestro sistema SALSA vendrá determinada por la resolución espacial que logremos alcanzar en nuestro PSD, y la incertidumbre que nos ocasiona el recorrido libre medio de los positrones antes de aniquilarse en la fuente de ^{22}Na , contra la que no podemos hacer nada. Por tanto centraremos nuestros esfuerzos en minimizar la incertidumbre en la determinación de la posición de impacto del fotón en nuestro PSD y de esta manera conseguir una trayectoria lo mas fidedigna posible uniendo dicha posición con la posición de la fuente. De esta forma conoceremos de manera automática la dirección del otro fotón que se dirige hacia en detector de HPGe segmentado. Los pasos a seguir en la caracterización del PSD son los siguientes:

1. Ajuste de ganancia de los píxeles.
2. Medidas de linealidad y eficiencia del PSD a lo largo de su superficie.
3. Optimización del algoritmo de reconstrucción de imagen.

A lo largo de este capítulo vamos a explicar en qué consiste cada uno de los puntos mencionados y los resultados obtenidos para cada uno de ellos. En este trabajo se incluye únicamente la etapa inicial de la caracterización y, por tanto, los resultado corresponden a un solo cristal LYSO acoplado a un PSPMT.

3.1. Ajuste de ganancia

Uno de los grandes problemas que presentan los fotomultiplicadores pixelados como los usados en este sistema es el hecho de que cada uno de los píxeles que lo

forman (64 en total) tiene un factor de ganancia diferente. Este hecho provoca que cuando se trabaja con un sistema de lectura individual de cada píxel, haya que hacer una corrección de esta diferencia de ganancia para así obtener los espectros de carga de cada uno de los píxeles con el pico correspondiente a 511keV en el mismo canal. Cualquier algoritmo de reconstrucción de imagen estará condicionado por la calidad de esta calibración inicial, y por ello se ha realizado de una manera minuciosa.

Para llevar a cabo esta calibración se ha iluminado el PSD con la fuente de ^{22}Na , poniendo al otro lado de dicha fuente un detector de NaI que hace las veces de detector de coincidencia. Ni siquiera esta etapa la podemos hacer sin trabajar en coincidencia con otro detector, ya que como hemos dicho, la actividad propia del LYSO nos podría variar el pico de 511keV, perturbando así el resultado de la calibración.

Es necesario destacar que en esta etapa de calibración también tendremos que tener en cuenta, y eliminar, el pedestal del los QDCs, que es independiente de cada píxel. El pedestal de un QDC es la señal que este nos da en un determinado canal cuando hay ausencia de carga en su entrada al llegar una puerta de iniciación de integración. Puesto que este valor es característico de cada canal del QDC, y por tanto de cada píxel, utilizaremos el canal en el que se encuentre el pedestal y el pico de 511keV para el ajuste de ganancia en cada píxel. En la figura 3.1 podemos ver el histograma para la señal de dínodo con el pico de 511keV claramente diferenciado (arriba a la izquierda) y la señal de la suma de todos los Ánodos (arriba derecha). En las dos figuras inferiores podemos observar el espectro de uno de los píxeles centrales (abajo izquierda) con el pedestal en los canales de baja carga en negro, y el espectro con el pedestal ya sustraído. Ese mismo píxel se muestra abajo a la derecha, donde podemos ver claramente el pico de 511keV ajustado.

Lo que vamos a ir haciendo es buscar tanto el valor del pedestal como el del pico de 511keV, para así poder hacer un ajuste de la ganancia de cada píxel en función de lo que se desplace cada uno de los máximos correspondientes a dicho pico. En la figura 3.2 mostramos el espectro obtenido para cada uno de los 64 píxeles que conforman nuestro PSD.

Una vez que hemos llevado a cabo esta tarea, el PSD está listo para empezar a trabajar. Es de destacar la necesidad de hacer esta calibración cada cierto tiempo, ya que cualquier cambio en las condiciones de la medida puede afectar a los factores de ganancia y, por tanto, al algoritmo de reconstrucción de imágenes.

3.2. Linealidad del PSD

Una vez que hemos visto los resultados obtenidos para los distintos algoritmos de reconstrucción de imagen, vamos a definir una magnitud que dice mucho acerca de la calidad de nuestro PSD: la linealidad. Esta magnitud se define como el cociente entre

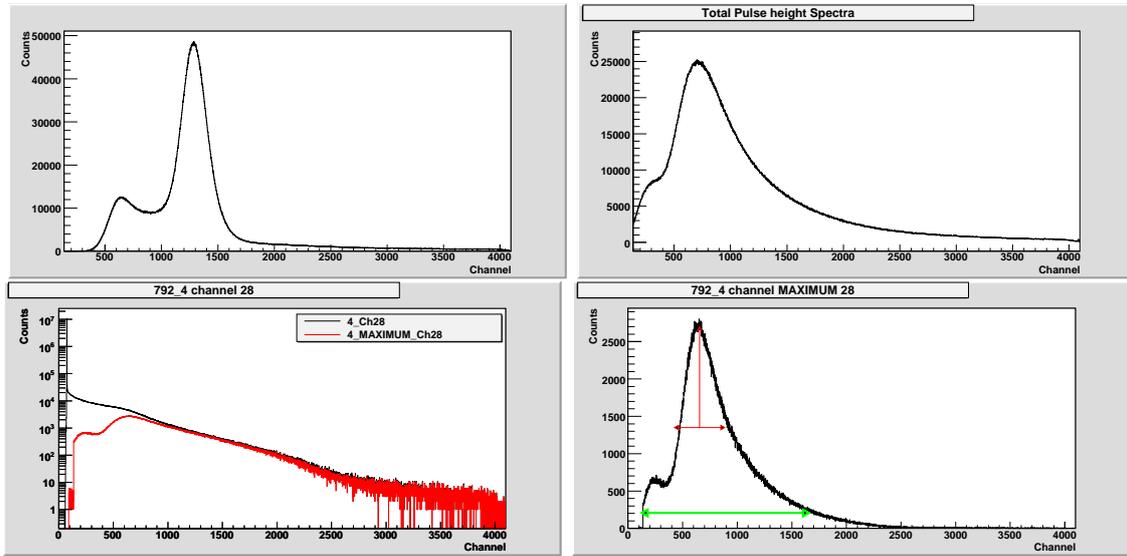


Figura 3.1: Espectros obtenidos en la etapa de calibración del PSD

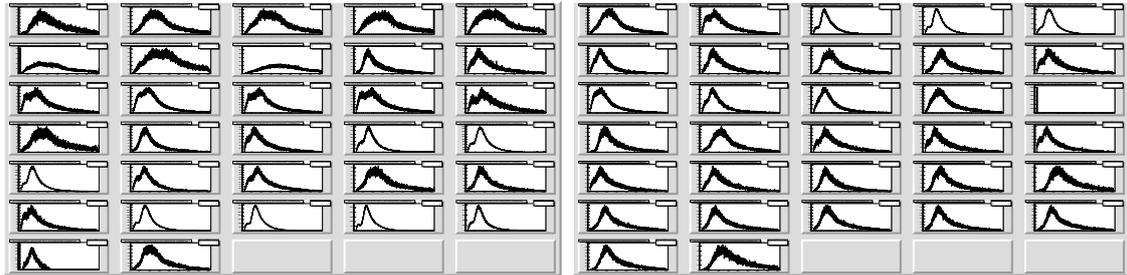


Figura 3.2: Espectros de cada uno de los píxeles del PSD

la posición (x,y) que reconstruimos con nuestro algoritmo y la posición mecánica, que no es más que la posición real sobre la que estamos impactando con nuestra fuente de ^{22}Na colimada, por tanto

$$L = \frac{X_{reconstruida} \pm \sigma_{X_{reconstruida}}}{X_{mecanica} \pm \sigma_{X_{mecanica}}} \quad (3.1)$$

La figura 3.3 muestra los resultados obtenidos para L con el algoritmo MPCA, tal y como podemos ver, los datos experimentales apenas se desvían de la situación ideal, representada en rojo, con lo que podemos suponer que nuestro PSD se comporta de manera lineal a lo largo de su superficie. Este hecho tendrá una importante implicación a la hora de obtener la resolución espacial. Por último pasamos a

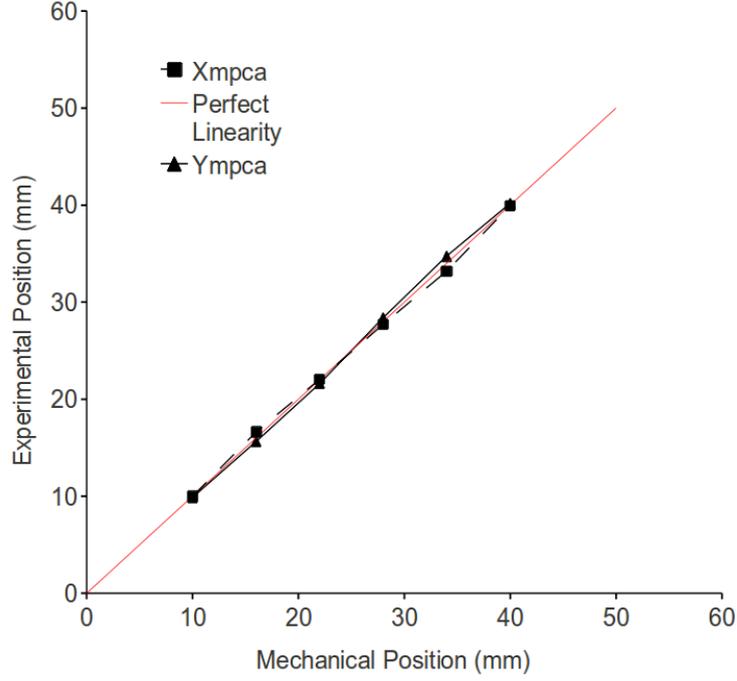


Figura 3.3: Linealidad a lo largo de la superficie del PSD

dar los datos que han generado la gráfica observada en la figura 3.3. El cálculo de incertidumbres se ha hecho haciendo propagación de incertidumbres

$$\sigma_L^2 = \left(\frac{\partial L}{\partial X_{rec}}\right)^2 \sigma_{X_{rec}}^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial X_{mec}}\right)^2 \sigma_{X_{mec}}^2 \quad (3.2)$$

Cuyo resultado, para la incertidumbre en L nos queda como sigue

$$\sigma_L = \sqrt{\left(\frac{1}{X_{mec}}\right)^2 \sigma_{X_{rec}}^2 + \left(\frac{X_{rec}}{X_{mec}^2}\right)^2 \sigma_{X_{mec}}^2} \quad (3.3)$$

Cuyos resultados se pueden ver expuestos en la tabla 3.1.

3.3. Eficiencia del PSD

Una caracterización minuciosa de cualquier tipo de sistema de detección tiene que incluir medidas de eficiencia para asegurar su correcto funcionamiento. En especial es interesante hacerla en nuestro caso, estudiando la eficiencia que nos da cada píxel, punto este que será crucial para saber que el PSD será válido a lo largo de toda su superficie. Los valores esperados para este tipo de cristales oscilan en el

L_X	L_Y
$0,99 \pm 0,04$	$0,99 \pm 0,04$
$1,04 \pm 0,03$	$0,98 \pm 0,02$
$1,01 \pm 0,02$	$0,98 \pm 0,02$
$0,99 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,01$
$0,98 \pm 0,01$	$1,02 \pm 0,01$
$0,99 \pm 0,01$	$1,01 \pm 0,01$

Tabla 3.1: Valores para la linealidad del PSD

rango del 10 % al 25 % [15]. De cualquier manera, vamos a comparar los resultados experimentales con los obtenidos en la simulación realizada y presentada en el punto 2.1.1. Puesto que estamos haciendo la caracterización del PSD, vamos a coger la definición de eficiencia intrínseca del detector, que es independiente de la posición de la fuente con respecto a nuestro PSD, y que se define como

$$\epsilon_{int} = \frac{\text{Numero de pulsos recogidos}}{\text{Numero de pulsos que inciden en el PSD}} \quad (3.4)$$

En la figura 3.4 podemos observar los valores obtenidos para la eficiencia intrínseca en cada uno de los píxeles. En esta figura podemos ver que en los bordes la eficiencia parece ser mayor. En realidad este hecho se debe a reflexiones en las caras laterales del cristal, que, aunque pongamos absorbente, no se eliminan del todo. Será este un hecho que habrá que tener en cuenta para el buen funcionamiento de nuestro sistema.

Al igual que en el caso anterior hacemos propagación de incertidumbres llegando a

$$\sigma_{\epsilon_{int}}^2 = \left(\frac{\partial \epsilon_{int}}{\partial N_{rec}}\right)^2 \sigma_{N_{rec}}^2 + \left(\frac{\partial \epsilon_{int}}{\partial N_{inc}}\right)^2 \sigma_{N_{inc}}^2 \quad (3.5)$$

donde podemos asumir, tanto el número de pulso recogidos, como el de incidentes en el PSD, como una distribución normal, y, por tanto, sus incertidumbres se pueden expresar como $\sigma_{N_{rec}} = \sqrt{N_{rec}}$, y $\sigma_{N_{inc}} = \sqrt{N_{inc}}$ respectivamente, de manera que la expresión para la incertidumbre en el cálculo de la eficiencia de nuestro PSD se puede expresar como

$$\sigma_{\epsilon_{int}} = \left(\frac{1}{\partial N_{inc}}\right)^2 N_{rec} + \left(\frac{N_{rec}}{N_{inc}^2}\right)^2 N_{inc} \quad (3.6)$$

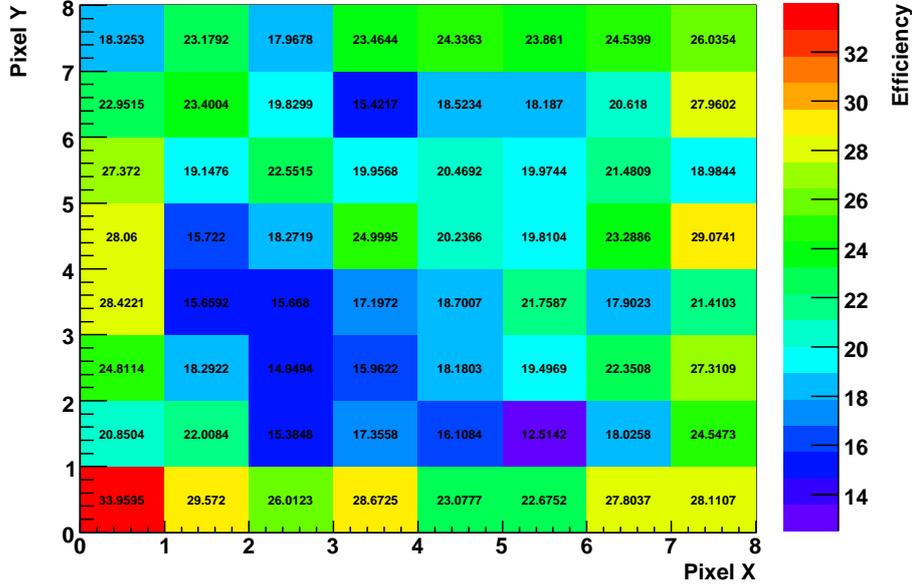


Figura 3.4: Eficiencia intrínseca calculada a lo largo de la superficie del PSD

De esta manera llegamos a un valor medio para la eficiencia intrínseca en nuestro PSD de $21.06 \pm 0.14\%$, resultado que está en el rango del obtenido en nuestra simulación MC para un cristal LYSO de 5mm de espesor y que era de 24.79, como se demostró anteriormente en la tabla 2.2 del capítulo 1.

3.4. Algoritmo de reconstrucción de imagen

Existen en la literatura varias opciones a la hora de reconstruir la posición de interacción en nuestro PSD. Para optimizar el que mejor se adecúa a nuestras necesidades vamos a explicar y a probar distintos algoritmos de reconstrucción de imagen. Para este caso el montaje está formado por nuestro PSD enfrentado a la fuente de ^{22}Na colimada con un orificio de colimación de 1mm. Lo que vamos a hacer es mover la posición de colimación a lo largo del PSD y reproducir dichas posiciones a lo largo de su superficie. Antes de continuar, hemos de tener en cuenta lo preciso que será nuestro colimador. Para ello tenemos que fijarnos en la longitud de nuestro colimador, que es finita, por lo que la superficie en la que llegarán rayos γ a nuestro PSD no coincidirá exactamente con la apertura de 1mm de diámetro con la que cuenta nuestro colimador. El diámetro de la superficie real de rayos γ que llegan a nuestro PSD (s) dependerá de lo lejos que se sitúe nuestro PSD de la apertura del

colimador y se puede expresar en función de varios parámetros conocidos:

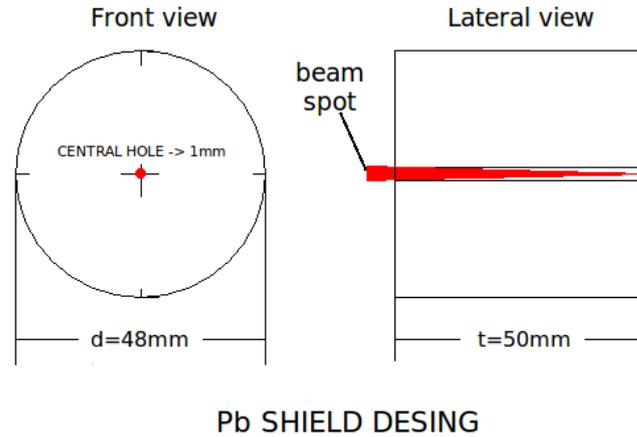


Figura 3.5: Diseño del colimador para la fuente de ^{22}Na

$$s = A\left(1 + \frac{2D}{L}\right) \quad (3.7)$$

Donde A es la apertura de nuestro colimador, L es la longitud del mismo y D es la distancia desde nuestro colimador hasta el punto de interacción de nuestros rayos γ dentro del PSD. Esta expresión resulta de tener en cuenta los efectos de *scattering* Compton y la variación de la probabilidad de absorción en función de la energía de las partículas γ . Aplicado a nuestro caso, tendremos que lo que verá en realidad nuestro PSD será una fuente de Na^{22} colimada con un diámetro de:

$$s = 1\text{mm}\left(1 + \frac{2 * (5 + 5)\text{mm}}{50\text{mm}}\right) = 1,4\text{mm} \quad (3.8)$$

Donde hemos considerado el colimador pegado a el *housing* de nuestro PSD, por lo que D es la suma de lo que mide la parte frontal del *housing* y el espesor del cristal LYSO. Este valor es el mejor que se puede alcanzar, ya que a medida que separemos nuestro colimador del PSD el término D aumentará y con ello el parámetro s. Una vez que hemos tenido en cuenta este factor, vamos a impactar en 64 posiciones distintas a lo largo del PSD, una por cada píxel, siguiendo el patrón que se muestra en la figura 3.6.

Una vez vistas la condiciones experimentales, pasamos a explicar los distintos métodos de reconstrucción de imagen que vamos a estudiar en este trabajo.

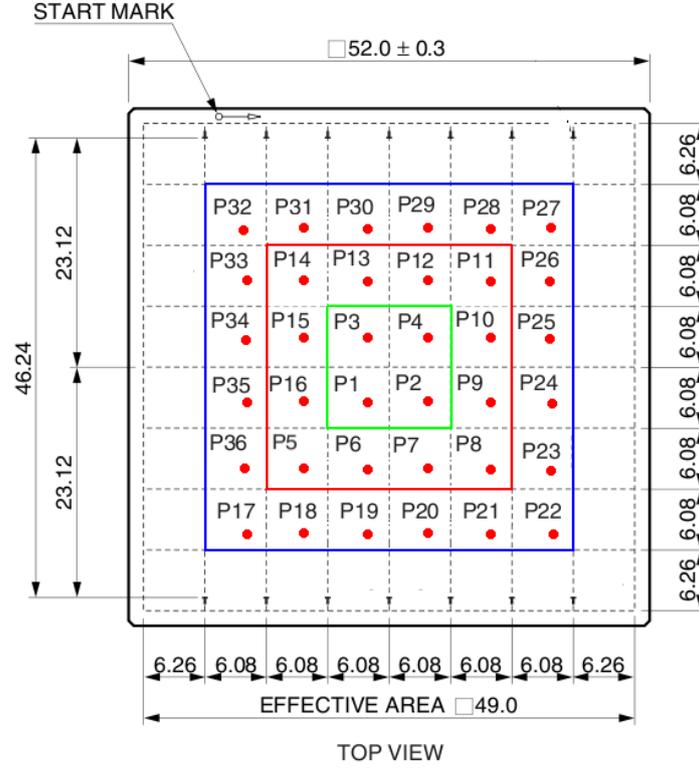


Figura 3.6: Patrón de impactos sobre el PSD

3.4.1. Lógica de Anger

La lógica de Anger [17] es el algoritmo de reconstrucción mas usado en sistemas PET. Está basado en la proyección de las cargas obtenidas para cada píxel para así determinar la posición de interacción evento a evento. Asumiendo una señal de carga n_j^i correspondiente al ánodo en la fila k y la columna j, podemos definir la coordenada del centroide de la distribución de luz como

$$X_C = \frac{\sum_j n_j x_j}{\sum_j n_j} \quad (3.9)$$

donde $n_j = \sum_i n_j^i$ es la proyección de la carga recolectada a lo largo de la columna j, siendo x_j la coordenada a lo largo del eje X. Siguiendo el mismo razonamiento, pero para las filas k, podemos obtener la componente de la distribución de luz a lo largo del Y.

3.4.2. Lógica de Anger modificada

Partiendo de la lógica de Anger, podemos introducir una modificación, tomando el cuadrado de la carga recolectada [18]. Esto nos permite hacer mas estrecha la distribución de luz y mejorar así la determinación de la posición de interacción, especialmente en las zonas periféricas del cristal, donde la lógica de Anger presenta más dificultades a la hora de determinar el centroide de la distribución de luz. De esta forma la coordenada X, vendrá dada por

$$X_C = \frac{\sum_j n'_j x_j}{\sum_j n'_j} \quad (3.10)$$

donde ahora $n'_j = \sum_i (n_j^i)^2$ representa, tal y como hemos dicho, la carga recolectada por cada píxel al cuadrado. Tal y como veremos los resultados mejoran en comparación con el método anterior, especialmente en los bordes del PSD.

3.4.3. *Maximum Pixel Charge Analysis* (MPCA)

En este método nos basamos en el mismo principio que el *Pulse Shape Analysis* [19] aplicado en AGATA. Evento a evento, tomamos el píxel de carga máxima, asumiendo la posición inicial del centroide de la distribución de luz en el centro de dicho píxel, para luego estudiar la carga de los píxeles adyacentes. La carga normalizada de los píxeles adyacentes nos da una serie de pesos que nos permite movernos dentro del píxel de carga máxima. El patrón de movimiento en el plano del PSD viene dado por la ecuaciones

$$X_{reconstructed} = X_{mpc} + \frac{L}{2} \frac{1}{n_{i,j}} \times (n_{i+1,j} - n_{i-1,j} + n_{i+1,j-1} - n_{i-1,j+1} + n_{i+1,j+1} - n_{i-1,j-1}) \quad (3.11)$$

$$Y_{reconstructed} = Y_{mpc} + \frac{L}{2} \frac{1}{n_{i,j}} \times (n_{i,j+1} - n_{i,j-1} + n_{i-1,j+1} - n_{i+1,j-1} + n_{i+1,j+1} - n_{i-1,j-1}) \quad (3.12)$$

Los pesos de los píxeles adyacentes harán que la posición del centroide de la distribución de luz, asumida al principio en el centro del píxel, se desplace más o menos en el plano XY. Este estudio evento a evento nos permite mejorar la resolución en posición muy por debajo del tamaño del píxel. A continuación, en la figura 3.7, observamos el píxel de carga máxima (n_{ij}) y los 8 píxeles adyacentes que nos darán los pesos para movernos en el plano XY del PSD.

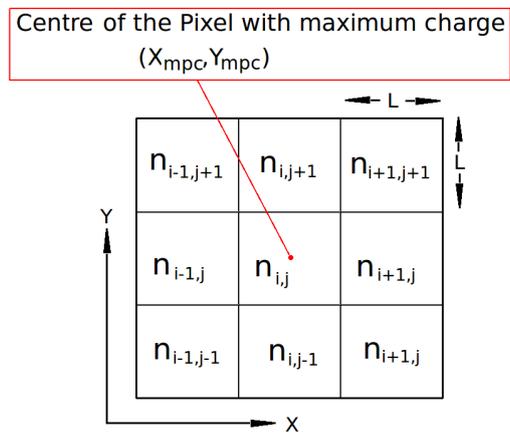


Figura 3.7: Patrón de carga para el píxel de carga máxima (n_{ij}) y los píxeles adyacentes.

Capítulo 4

Resultados y discusión

4.1. Resolución espacial

En los detectores como los que estamos tratando en este trabajo la resolución espacial se define como

$$SR = \frac{\text{Anchura Distribucion de luz}}{L} \quad (4.1)$$

Donde L representa la linealidad del aparato. Es aquí donde recuperamos el resultado obtenido en el apartado dedicado al cálculo de la linealidad, donde habíamos visto que el PSD se comportaba de manera lineal a lo largo de su superficie. De esta manera la forma que tenemos de calcular la resolución espacial se reduce a calcular la anchura de la distribución 2D obtenida para la luz en el PSD. En la figura 4.1 se puede ver dicha distribución de luz tras varios eventos colimados para las cuatro posiciones centrales del PSD y para los tres métodos de reconstrucción de imagen explicados en este trabajo.

Una vez que obtenemos los histogramas bidimensionales para cada una de las posiciones colimadas a lo largo de la superficie del PSD, los pasos a seguir para calcular la resolución espacial se reducen a calcular la anchura a altura mitad de la distribución de luz. Para ello hacemos la proyección de dicha distribución a lo largo de los ejes X e Y, para posteriormente hacer un ajuste del que obtendremos la FWHM con su correspondiente incertidumbre. En la figura 4.2 podemos ver la proyección a lo largo de los ejes X e Y de una de las posiciones centrales. Será este valor el que daremos como resolución espacial del PSD.

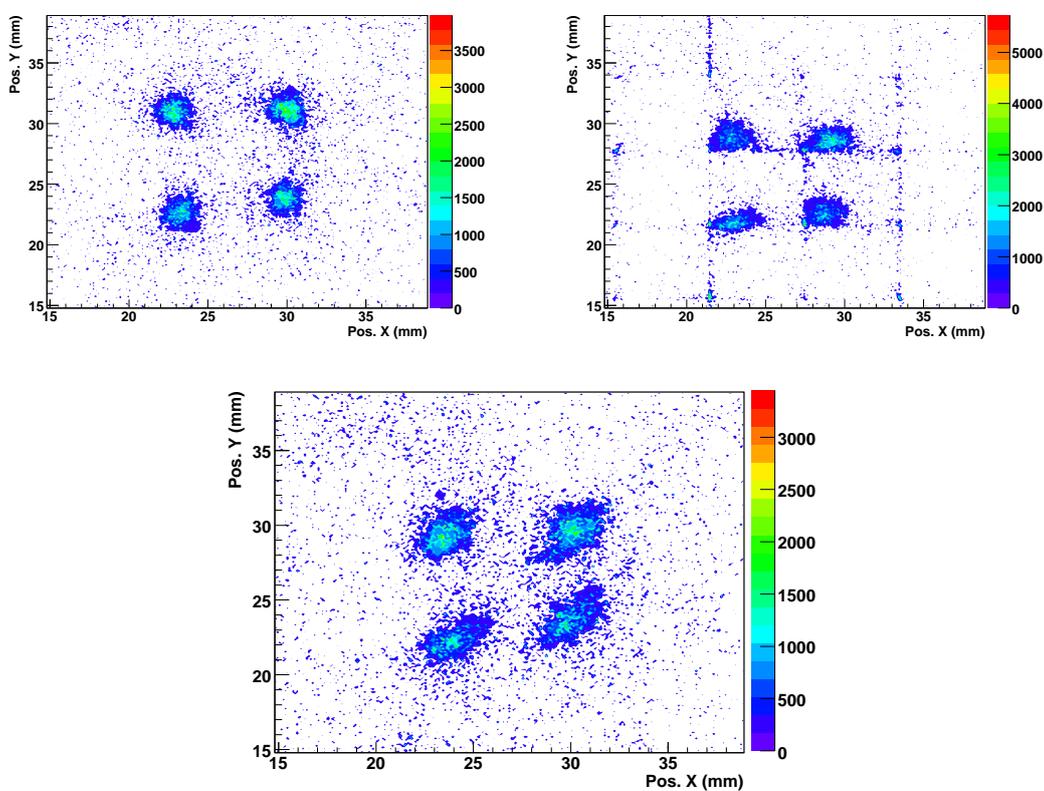


Figura 4.1: Distribución de luz para las cuatro posiciones centrales del PSD con los distintos algoritmos de reconstrucción de imagen. Anger (arriba izquierda), Anger modificado (arriba derecha) y MPCA (abajo)

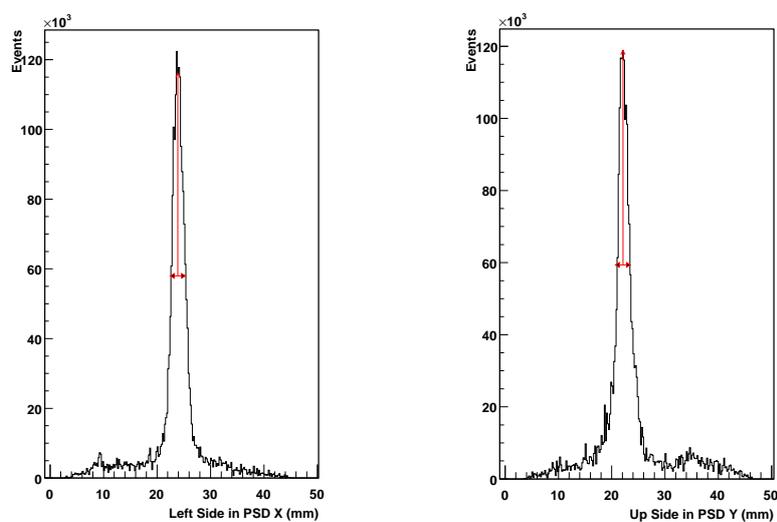


Figura 4.2: Proyección de la distribución de luz a lo largo de X e Y

Repitiendo este proceso para cada una de las posiciones colimadas, calculamos los valores para la resolución espacial a lo largo de la superficie del PSD, tal y como se muestra en la tabla 4.1. En la tabla 4.2, podemos ver los valores para las resoluciones distinguidas por sectores, atendiendo a la figura 3.6.

Position	X_{Mec} (mm)	Y_{Mec} (mm)	X_{MPCA} (mm)	Y_{MPCA} (mm)	X_{Anger} (mm)	Y_{Anger} (mm)	X_{Square} (mm)	Y_{Square} (mm)
1	22±1	22±1	23.75±1.35	22.25±1.20	23.45±1.05	22.75±0.60	22.75±1.75	21.75±0.60
2	28±1	22±1	29.85±1.40	23.45±1.35	30.15±0.80	23.35±0.90	28.95±1.25	22.55±1.20
3	22±1	28±1	23.75±1.35	29.45±0.45	22.95±0.40	30.95±1.05	23.05±1.20	28.55±1.10
4	28±1	28±1	30.15±0.50	29.75±1.20	29.95±1.00	30.95±1.05	29.15±0.80	28.55±1.10
5	16±1	16±1	16.25±1.20	16.85±0.75	15.05±1.05	16.35±0.50	16.25±1.05	15.95±0.70
6	22±1	16±1	21.35±0.90	16.25±1.00	19.65±1.20	16.25±1.20	21.45±0.30	15.95±0.40
7	28±1	16±1	28.15±0.60	16.35±0.60	27.95±0.60	16.25±1.00	27.55±0.50	16.15±0.70
8	34±1	16±1	33.75±0.90	16.75±0.70	34.75±1.50	16.55±1.05	33.55±0.20	16.35±0.90
9	34±1	22±1	32.65±1.20	23.15±1.20	33.35±0.90	23.85±1.20	33.35±0.45	22.75±0.60
10	34±1	28±1	34.25±1.40	29.15±0.90	35.35±1.00	30.75±1.00	33.65±0.75	28.55±1.20
11	34±1	34±1	35.75±0.75	35.15±2.10	36.15±0.80	36.35±0.90	34.55±0.75	34.25±1.05
12	28±1	34±1	28.65±1.80	35.35±1.80	29.45±0.90	36.35±0.60	28.25±1.50	34.55±0.90
13	22±1	34±1	23.05±1.40	36.05±1.35	23.45±1.20	37.25±0.60	21.75±1.00	34.45±1.20
14	16±1	34±1	19.05±1.20	36.75±1.25	16.75±0.70	37.25±0.90	17.75±1.20	35.75±1.25
15	16±1	28±1	17.45±1.05	29.75±1.05	16.55±0.90	31.45±0.80	16.25±1.20	29.15±1.05
16	16±1	22±1	17.15±1.20	21.95±0.75	15.75±1.20	22.25±1.20	15.85±1.20	21.75±0.60
17	10±1	10±1	11.75±1.35	11.15±0.90	9.35±1.20	9.95±0.90	11.45±1.65	9.95±1.05
18	16±1	10±1	17.75±1.35	11.45±1.40	16.65±0.90	10.65±1.00	16.65±1.35	10.25±1.20
19	22±1	10±1	23.75±1.35	11.05±1.40	23.35±0.90	10.15±0.60	53.35±1.00	10.65±1.00
20	28±1	10±1	29.15±1.20	10.95±1.35	29.35±1.20	9.95±1.20	28.25±1.35	9.95±0.90
21	34±1	10±1	33.35±0.90	10.75±1.35	34.15±1.50	9.65±1.20	33.45±0.60	10.25±1.05
22	40±1	10±1	39.95±1.05	9.95±1.35	41.65±1.60	8.95±1.50	39.65±0.60	9.85±1.00
23	40±1	16±1	40.25±1.20	16.65±1.40	42.25±1.80	16.85±1.20	39.75±0.60	15.95±0.80
24	40±1	22±1	41.45±1.65	22.55±1.05	43.75±1.50	23.25±1.60	40.65±1.40	21.75±0.60
25	40±1	28±1	41.15±1.20	29.45±0.90	42.25±1.50	30.65±1.00	40.35±0.90	28.55±1.20
26	40±1	34±1	41.35±1.30	35.75±1.35	42.65±1.05	37.55±1.05	40.25±0.90	35.15±1.05
27	40±1	40±1	41.45±1.20	40.85±1.20	40.85±1.80	42.65±1.05	40.25±1.05	39.95±0.60
28	34±1	40±1	35.45±1.20	40.85±1.20	35.45±1.20	43.25±1.05	35.25±1.50	40.05±1.05
29	28±1	40±1	26.75±1.20	41.45±1.20	27.05±1.20	43.75±1.00	26.75±0.80	40.25±1.05
30	22±1	40±1	22.65±1.05	41.45±1.05	22.15±1.20	43.75±1.00	31.85±1.00	40.35±0.70
31	16±1	40±1	18.05±1.30	41.45±1.35	16.55±0.90	43.35±0.80	17.75±1.25	40.25±0.90
32	10±1	40±1	11.75±1.20	41.05±1.20	11.05±1.20	42.55±0.90	11.45±1.40	40.25±1.00
33	10±1	34±1	10.95±0.90	35.45±1.00	8.90±1.70	36.45±1.00	9.95±0.40	33.85±0.90
34	10±1	28±1	10.30±1.00	28.75±1.00	9.25±1.80	29.10±1.00	10.05±0.60	28.15±1.00
35	10±1	22±1	10.65±1.00	22.25±1.00	8.95±2.10	23.15±1.05	9.85±0.80	21.95±0.90
36	10±1	16±1	10.55±0.90	16.95±0.80	9.15±2.10	23.05±1.05	9.85±0.75	16.75±1.00

Tabla 4.1: Valores reconstruidos con los tres algoritmos. En la parte izquierda de la tabla, podemos ver las posiciones reales de colimación

Sector	X_{MPCA} (mm)	Y_{MPCA} (mm)	X_{Anger} (mm)	Y_{Anger} (mm)	X_{Square} (mm)	Y_{Square} (mm)
1	1.15 ± 0.08	1.05 ± 0.08	0.81 ± 0.08	0.90 ± 0.08	1.05 ± 0.08	1.00 ± 0.08
2	1.13 ± 0.08	1.15 ± 0.08	0.99 ± 0.07	0.91 ± 0.08	0.81 ± 0.08	0.89 ± 0.08
3	1.17 ± 0.08	1.17 ± 0.08	1.42 ± 0.08	1.05 ± 0.08	0.99 ± 0.07	0.95 ± 0.08
PSD	1.15 ± 0.08	1.15 ± 0.08	1.21 ± 0.08	0.99 ± 0.08	0.95 ± 0.08	0.93 ± 0.08

Tabla 4.2: Resolución espacial calculada en cada una de las regiones del PSD

4.2. Discusión

Tal y como podemos observar en la tabla 4.2, el valor medio para el mejor método corresponde a una resolución espacial de $FWHM_X = 0.95 \pm 0.08$ mm, para la coordenada X, y $FWHM_Y = 0.93 \pm 0.08$ mm para la coordenada Y. Este valor es un 5 % mejor que otros sistemas similares ya en funcionamiento [15] y del orden de un 30 % mejor que los actuales sistemas PET basados en cristales LYSO pixelado y una red de resistencias para reducir el número de canales de lectura [20]. A pesar de que el mejor resultado se ha alcanzado con el algoritmo basado en la lógica de Anger modificada, queremos enfatizar el interés del método MPCA y sus posibilidades, dado que aprovecha al máximo el potencial que la lectura individual de cada píxel IMAR (*Individual MultiAnode Readout*), le confiere a nuestro sistema. Por otra parte, y también como punto a favor del algoritmo MPCA, vemos en la tabla 4.2 que los valores obtenidos para la resolución espacial con este método se mantienen constantes a lo largo de toda la superficie del PSD, hecho también importante, ya que tener un algoritmo en el que los valores para la resolución a lo largo del PSD no varían, nos evita tener que hacer correcciones futuras a la hora de reconstruir imágenes reales.

Finalmente hay que destacar que el algoritmo MPCA nos abre nuevas vías de investigación para otros algoritmos de reconstrucción de imagen que saquen el mayor rendimiento posible a nuestro sistema de lectura individual de señales en el PSD.

Por otro lado, y prestando atención de nuevo a la tabla 4.2, vemos que el algoritmo de Anger tiene los mejores resultados en la zona central, pero estos van siendo peores a medida que nos alejamos de dicha región. Tal y como explicamos cuando definimos los métodos de reconstrucción, esto se debe a las distorsiones que comienzan a aparecer en los histogramas 2D a la hora de reconstruir posiciones colimadas, debido a los fallos producidos al determinar dicha posición con este algoritmo.

Como discusión final, podemos ver que con esta configuración de PSD, basada en un cristal LYSO continuo, combinado con una electrónica que permite leer todas las señales que llegan del PSPMT, se obtienen muy buenos resultados para la resolución espacial. La novedad de nuestro sistema reside en la utilización de un cristal continuo y no pixelado, como la mayoría de los sistemas actuales.

4.3. Trabajo futuro

Hemos desarrollado un sistema de caracterización para detectores de HPGe segmentados con una excelente resolución espacial gracias, fundamentalmente, a un PSD basado en una cámara γ de altas prestaciones.

Para concluir con el desarrollo de SALSAs, hemos de continuar con la caracterización de los otros 3 PSD que conforman el sistema total. Una vez acabado el proceso de caracterización pasaremos a la parte de pruebas de *imaging*, en la que trataremos de reconstruir alguna imagen característica utilizando nuestro PSD. La idea es colocar un objeto que difracte los fotones de 511keV que provienen de la fuente de ^{22}Na haciéndolos impactar contra detectores de coincidencias (NaI). Si, para un determinado evento, somos capaces de distinguir en coincidencia el fotón difractado por el objeto en el NaI y el otro fotón colineal con el PSD, podremos reconstruir el objeto con nuestro algoritmos de reconstrucción de imagen. Con esta prueba podremos hacer la calibración final de nuestro sistema, corregir los posibles efectos que tenga nuestro algoritmo al reconstruir objetos reales y no posiciones colimadas.

Cuando SALSAs esté completo estaremos en disposición de hacer una caracterización completa de una cápsula de AGATA con una incertidumbre menor a 1mm a la hora de determinar el punto de interacción del fotón dentro del cristal de HPGe.

Bibliografía

- [1] Official AGATA homepage: <http://www-w2k.gsi.de/agata>
- [2] Matthew Richard D, Andrew J. Boston et al., IEEE Trans. Nucl. Sci, Vol. 56, No. 3, pages 1593-1599, June 2009
- [3] M. Gimenez, J.M. Benlloch, Nucl. Inst. and Meth. A 525 (2004) 298-302.
- [4] PreludeTM 420 Scintillation material features by Saint-Gobain.
- [5] Hamamatsu Photonics K.K. [Online]. Available: http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_H/H10966_TPMH1319E01.pdf
- [6] CAEN S.p.A. [Online]. Available: <http://www.caen.it/>
- [7] Creative Electronic Systems-CES. [Online]. Available: <http://www.ces.ch/>
- [8] R. Barth, Y. Du, H. Essel, R. Fitzsche, H. Göringer, J. Hoffmann, F. Humbert, N. Kurz, R. Mayer, W. Ott, and D. Schall, GSI Multi- Branch System User Manual, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Jan. 2000 [Online]. Available: <http://www.win.gsi.de/daq/>
- [9] J. Adamczewski, M. Al-Turany, D. Bertini, H. Essel, and S. Linev, The Go4 Analysis Framework Reference Manual v4.0 GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Feb. 2008 [Online]. Available: <http://www-linux.gsi.de/go4>
- [10] R. Brun and F. Rademakers, “ROOT—An object oriented data analysis framework,” Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A, vol. 389, pp. 81–86, Feb. 1997.
- [11] Eckert and Ziegler Co. Sources for Medical Imaging [Online]. Available: http://www.ezag.de/zentralkatalog/3_sources_medical_imaging_equipment.pdf
- [12] Geant4 is a toolkit for the simulation of the passage of particles through matter.[Online]. Available: <http://geant4.cern.ch/>
- [13] Ch.W. Lerche, M. Döring, A. Ros, Nucl. Inst. and Meth. A 600 (2009) 624-634.

- [14] Ch.W. Lerche, J.M. Benlloch, F. Sánchez, IEEE Nucl. Sci. Symp. vol 3, pp. 2169-2173 Oct. 2003
- [15] César Domingo-Pardo, Namita Goel., IEEE Trans. on Med. Imaging, 28, 12 (2009) 2007-2014
- [16] F. Mateo, R.J. Aliaga, N. Ferrando, Nucl. Inst. and Meth. A 604 (2009) 366-369.
- [17] H. O. Anger, Rev. Sci. Instrum. 29, 27-33, 1958
- [18] R. Pani et al. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 197 (2009) 383-386
- [19] F.C.L. Crespi, F. Camera, Nucl. Inst. and Meth. A 593 (2008) 440-447.
- [20] J.M. Benlloch et al. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A vol. 504, 232-233 (2003)

Autorización

El abajo firmante, matriculado en el Máster de Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: DESARROLLO DE UN SISTEMA DE CARACTERIZACIÓN DE LA RESPUESTA ELÉCTRICA PARA DETECTORES DE HPG_e SEGMENTADOS BASADO EN UNA CÁMARA γ , realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo la dirección de la Dra. Begoña Quintana Arnés] en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear, y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de:

Ninguno

Un año

Fdo:

Álvaro Hernández Prieto

La abajo firmante, directora de un Trabajo Fin de Master presentado en el Máster de Física Nuclear de la Facultad de Ciencias Físicas, autoriza a la Universidad Complutense de Madrid (UCM) a difundir y utilizar con fines académicos, no comerciales y mencionando expresamente a su autor el presente Trabajo de Fin de Máster: “DESARROLLO DE UN SISTEMA DE CARACTERIZACIÓN DE LA RESPUESTA ELÉCTRICA PARA DETECTORES DE HPG_e SEGMENTADOS BASADO EN UNA CÁMARA γ ” realizado durante el curso académico 2010-2011 bajo mi dirección en el Departamento de Física Fundamental, y a la Biblioteca de la UCM a depositarla en el Archivo institucional E-Prints Complutense con el objeto de incrementar la difusión, uso e impacto del trabajo en Internet y garantizar su preservación y acceso a largo plazo.

La publicación en abierto tendrá un embargo de:

Ninguno

Un año

Fdo:

Begoña Quintana Arnés