



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



Grado en Ingeniería Electrónica Industrial y Automática

Trabajo Fin de Grado

Curso 2018/2019

**CARACTERIZACIÓN DE UN DETECTOR BASADO EN
CRISTAL MONOLÍTICO DE LaBr_3 Y SiPMs PARA UN
TELESCOPIO COMPTON**

Autor:

John Barrio Toala

Tutor académico:

Ana Vidaurre Garayo

Cotutor externo:

**Gabriela Llosá Llácer
Instituto de Física Corpuscular
Centro mixto UV/CSIC**

A mis padres,

Jorge y Alicia

Tabla de contenido

Tabla de ilustraciones.....	7
1. Resumen.....	11
2. Objetivos.....	13
3. Fundamentos teóricos.....	15
3.1. Terapia hadrónica.....	15
3.2. Interacción de los fotones con la materia.....	16
3.2.1. Efecto fotoeléctrico.....	17
3.2.2. Dispersión Compton.....	17
3.3. Detectores de radiación gamma.....	18
3.3.1. Resolución energética.....	18
3.3.2. Resolución espacial.....	19
3.3.3. Cristales centelleadores.....	19
3.3.4. Fotomultiplicadores de silicio (SiPMs).....	23
3.4. Telescopio Compton.....	33
4. Antecedentes: primera versión del telescopio Compton.....	37
4.1. Introducción.....	37
4.2. Descripción de los detectores.....	38
4.3. Electrónica de lectura.....	41
4.4. Tarjeta de coincidencias.....	44
4.5. Principales resultados obtenidos.....	44
5. Mejoras en el telescopio Compton.....	47
5.1. Descripción de los detectores.....	47

5.2.	Caracterización de los detectores.....	50
5.2.1.	Elección del voltaje de operación.....	50
5.2.2.	Linealidad.....	51
5.2.3.	Resolución energética	52
5.2.4.	Resolución espacial.....	53
5.3.	Reconstrucción de imagen.....	55
5.4.	Pruebas con LaBr_3 y CeBr_3	58
6.	Conclusiones y trabajo futuro	61
7.	Presupuesto.....	63
7.1.	Telescopio Compton	63
7.2.	Material.....	64
7.3.	Costes de personal.....	65
7.4.	Coste total.....	66
	Bibliografía.....	67

Tabla de ilustraciones

Figura 1. Pico de Bragg de protones e iones de carbono [1].....	15
Figura 2. Efecto fotoeléctrico.	17
Figura 3. Efecto Compton.	18
Figura 4. Estructura de bandas electrónicas de un cristal centelleador inorgánico con activadores [5].	21
Figura 5. Esquema de una unión p-n [6].	25
Figura 6. Unión p-n trabajando en configuración de alimentación inversa.....	25
Figura 7. Izquierda: representación esquemática de un SiPM. Derecha: detalle de una matriz de microceldillas en un SiPM comercial.....	27
Figura 8. Eficiencia de fotodetección (PDE) en función del sobrevoltaje [7].	28
Figura 9. Ganancia de un SiPM en función del sobrevoltaje [7].	29
Figura 10. Pulso de corriente producido por una microceldilla cuando se produce una avalancha [7].	31
Figura 11. Afterpulse en una microceldilla [7].	32
Figura 12. Crosstalk óptico en un SiPM [7].	33
Figura 13. Cámara Compton de dos detectores.....	34
Figura 14. Cámara Compton de tres detectores.	35
Figura 15. Esquema de la determinación del origen de los fotones en un telescopio Compton de dos detectores.	36
Figura 16. Principales características del MPPC S11830-3344MF de Hamamatsu.	39
Figura 17. Fotografía de los MPPCs del primer plano de detección montados sobre la daughterboard soporte.	39
Figura 18. Principales características del MPPC S11064-050P de Hamamatsu.	40
Figura 19. Fotografía de los MPPCs del segundo y tercer plano de detección montados sobre la daughterboard soporte.	40

Figura 20. Fotografía de la primera versión del telescopio Compton [16].	41
Figura 21. Diagrama de bloques de un canal del ASIC VATA64HDR16.	42
Figura 22. Tarjeta de adquisición para el ASIC VATA64HDR16.	43
Figura 23. Fotografía de la daughterboard que contiene el ASIC VATA64HDR16 y la matriz de SiPMs S13361-3050AE-08.	47
Figura 24. Características eléctricas y ópticas del MPPC S13361-3050AE-08 de Hamamatsu [28].	48
Figura 25. Representación esquemática de un corte del perfil del MPPC S13361-3050AE-08 [28].	49
Figura 26. Dependencia de algunas de las características del MPPC S13361-3050AE-08 con el sobrevoltaje [28].	49
Figura 27. Cristal de LaBr ₃ fabricado por Saint-Gobain Crystals con un volumen activo de 25.8×25.8×5 mm ³ .	50
Figura 28. Posición del fotopico de 511 keV en función del voltaje de alimentación. ..	51
Figura 29. Resolución energética obtenida en función del voltaje de alimentación.	51
Figura 30. Posición de los distintos fotopicos de una fuente de ¹⁵² Eu en unidades de ADC en función de su energía.	52
Figura 31. Espectro energético de ²² Na obtenido con los detectores. La resolución energética es del 5.9% FWHM a 511 keV.	52
Figura 32. Representación esquemática del montaje experimental empleado en la determinación de la resolución espacial.	53
Figura 33. Posición reconstruida frente a posición nominal de las cinco posiciones medidas.	54
Figura 34. Perfiles en X e Y del máximo de la distribución de las posiciones de interacción reconstruidas.	54
Figura 35. Fotografía de MACACO con dos de los nuevos detectores montados en el primer y segundo plano del telescopio.	55
Figura 36. Distribución de la matriz de 37 fuentes puntuales de ²² Na. La línea punteada representa la superficie del detector.	56

Figura 37. Imagen reconstruida de la matriz de 37 fuentes puntuales de ^{22}Na	56
Figura 38. Perfil en el centro de la imagen reconstruida de la matriz de fuentes de ^{22}Na	57
Figura 39. Izquierda: imagen reconstruida de una fuente puntual de ^{22}Na colocada en tres posiciones diferentes separadas entre ellas 5 mm en un plano paralelo situado a 35 mm del primer detector. Derecha: perfil a través del máximo de las tres posiciones reconstruidas.	57
Figura 40. Izquierda: imagen reconstruida de una fuente puntual de ^{22}Na colocada a 40, 50 y 60 mm en un plano perpendicular al primer detector. Derecha: perfil a través del máximo de las tres posiciones reconstruidas.....	58
Figura 41. Cristales centelleadores de volumen activo $25.8 \times 25.8 \times 5 \text{ mm}^3$. Izquierda: LaBr_3 de Saint-Gobain Crystals. Derecha: CeBr_3 de Hellma Materials.	59
Figura 42. Espectro energético de ^{22}Na obtenido con el cristal de LaBr_3 (a) y con el cristal de CeBr_3 (b).....	60
Figura 43. Espectro energético suma de ^{22}Na obtenido con dos planos de LaBr_3 (a) y con un primer plano de LaBr_3 y un segundo plano de CeBr_3 (b).....	60

1. Resumen

La terapia hadrónica o hadronterapia es un tratamiento contra el cáncer basado en la irradiación de los tumores con iones ligeros, generalmente protones o iones de carbono, producidos en un ciclotrón o en un sincrotrón. La deposición de la energía de estas partículas cargadas sigue el denominado pico de Bragg, haciendo que sea mucho más precisa que la de los fotones y, por tanto, provocando menos daño al tejido sano que rodea al tumor.

Una de las principales limitaciones de la terapia hadrónica es la dificultad de monitorizar en tiempo real la deposición de la dosis recibida. Este problema está siendo abordado por diversos grupos de investigación en busca de una solución.

Una de las soluciones propuestas consiste en la utilización de los fotones *prompt gamma* emitidos como partículas secundarias tras la interacción del haz con los tejidos del paciente. La producción de estos fotones está correlacionada con la dosis absorbida en el tejido y, además, tiene lugar a los pocos nanosegundos de la irradiación, por lo que su detección se puede usar para la monitorización del tratamiento en tiempo real.

Un posible candidato para localizar la distribución de esos fotones *prompt gamma* que se emiten durante el tratamiento en terapia hadrónica son las cámaras Compton.

En este sentido, el grupo IRIS (*Image Reconstruction, Instrumentation and Simulations for medical imaging applications*) del Instituto de Física Corpuscular (IFIC, centro mixto Universitat de València y Consejo Superior de Investigaciones Científicas) desarrolló un primer prototipo de telescopio Compton (cámara Compton multicapa) dentro del proyecto europeo ENVISION (*European NoVel Imaging Systems for ION therapy*).

Este primer prototipo, conocido como MACACO (*Medical Applications CompACT COmpton camera*), consistía en tres planos de detectores, cada uno de ellos compuesto por un cristal centelleador monolítico de bromuro de lantano (LaBr_3) acoplado a fotomultiplicadores de silicio (SiPMs, *Silicon Photomultipliers*) como fotodetector.

Los resultados obtenidos con la primera versión de MACACO fueron prometedores, demostrando la viabilidad de la tecnología propuesta para la monitorización del tratamiento en terapia hadrónica.

Las limitaciones de ese primer prototipo también fueron identificadas con el objetivo de abordar el diseño de una segunda versión. Tanto los resultados experimentales como los basados en simulaciones mostraron que la resolución energética es un parámetro crítico en el rendimiento del sistema.

Por ello, se ha decidido mejorar el fotodetector y sustituirlo por una nueva matriz de SiPMs. El trabajo presentado en este Trabajo Fin de Grado trata sobre la caracterización de esos nuevos detectores.

La caracterización de los detectores ha consistido en la realización de diversas pruebas con el objetivo de obtener el mejor rendimiento posible de los mismos, tanto a nivel de detector individual como trabajando en modo telescopio.

Los resultados obtenidos muestran una mejora general del rendimiento de los detectores. La resolución energética ha mejorado con respecto a la primera versión, consiguiendo además que su valor sea estable a lo largo del tiempo de operación. Esta mejora ha permitido que se pueda reconstruir satisfactoriamente la imagen de una fuente radioactiva compuesta por 37 fuentes puntuales de ^{22}Na de 1 milímetro de diámetro, cosa que no se pudo conseguir con la primera versión del telescopio.

Además, se han llevado a cabo las primeras pruebas para evaluar el rendimiento de otro cristal centelleador, el bromuro de cerio (CeBr_3), como alternativa más económica al LaBr_3 . Los resultados obtenidos parecen indicar que el CeBr_3 puede ser una alternativa viable para aquellos planos de detección que se encuentren más alejados de la fuente radioactiva, en los cuales la resolución energética no es tan determinante en el rendimiento del sistema.

2. Objetivos

El objetivo principal del trabajo presentado en este TFG es obtener los parámetros de funcionamiento de unos nuevos detectores compuestos por un cristal centelleador monolítico de LaBr_3 acoplado a una nueva matriz de SiPMs. Estos detectores formarán parte de una nueva versión de un prototipo de telescopio Compton empleado en la monitorización de la dosis durante el tratamiento en terapia hadrónica y han de ser caracterizados para verificar que mejoran las prestaciones de los detectores utilizados en el anterior prototipo.

Los objetivos planteados en este TFG son:

- Montaje del nuevo detector.
- Selección del voltaje óptimo de operación de la nueva matriz de SiPMs.
- Estudio de la linealidad de la respuesta de los detectores.
- Determinación del parámetro resolución energética.
- Determinación del parámetro resolución espacial.
- Obtención de una imagen reconstruida con una matriz de fuentes puntuales.
- Comparación de detectores basados en cristales de LaBr_3 y de CeBr_3 .

3. Fundamentos teóricos

3.1. Terapia hadrónica

La terapia hadrónica, también conocida como hadronterapia, es un tipo de radioterapia que emplea iones ligeros, generalmente protones o iones de carbono, producidos en un ciclotrón o en un sincrotrón para el tratamiento local del cáncer.

Las propiedades físicas y biológicas de los iones ligeros ofrecen ventajas dosimétricas en comparación con la irradiación con fotones o electrones que se emplean en la radioterapia convencional [1]. La deposición de energía y su correspondiente distribución de dosis en el organismo aumenta en las zonas más profundas cuando la energía disminuye. De hecho, la mayor parte de la energía se deposita en los últimos milímetros de la trayectoria: el pico de Bragg (Figura 1). Tras éste, prácticamente no hay depósito de energía (penumbra distal mínima). La dosis depositada a la entrada del tejido también es muy baja. Al mismo tiempo y debido a la baja dispersión de estas partículas, en los bordes del haz se produce una zona de penumbra lateral muy estrecha. La profundidad del pico de Bragg, denominada “rango”, depende de la energía inicial de las partículas incidentes y su anchura de la dispersión de la energía.

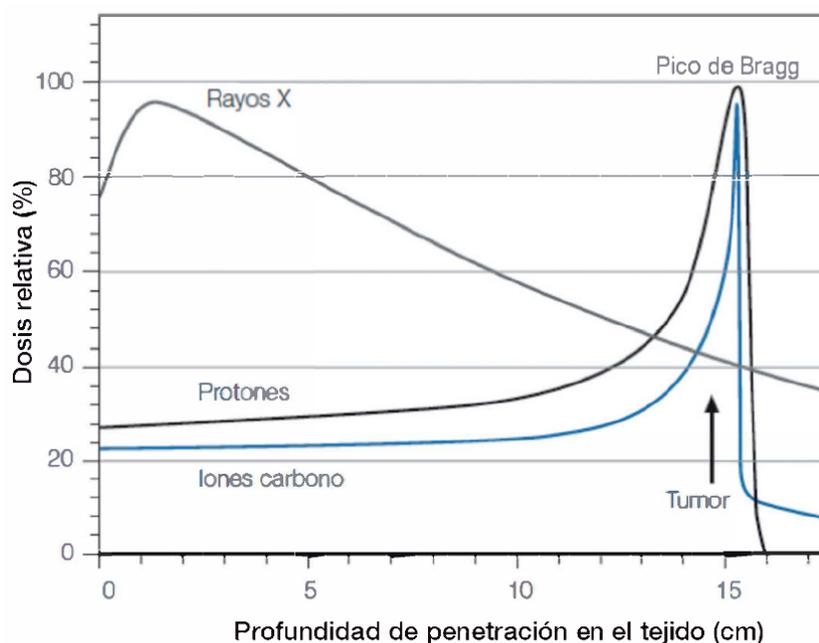


Figura 1. Pico de Bragg de protones e iones de carbono [1].

La gran ventaja de la terapia hadrónica frente a la radioterapia convencional es que permite administrar la radiación de forma más precisa y localizada. Esto hace que se pueda aplicar mayores dosis de radiación sin aumentar la toxicidad de los tejidos sanos circundantes y/o aplicar la misma dosis terapéutica con menor toxicidad o efectos

adversos, como la aparición de neoplasias radioinducidas en pacientes pediátricos. Por ello, la terapia hadrónica también sería adecuada para tratar tumores radiorresistentes.

Por el contrario, una de sus desventajas es la dificultad de monitorizar en tiempo real la deposición de la dosis recibida. Se puede producir una incertidumbre en el rango de las partículas debido a factores intrínsecos, como el movimiento del paciente o de los órganos, el llenado de cavidades, cambios de peso o la composición de los tejidos [2]. Estos factores hacen que se produzcan diferencias importantes entre la dosis recibida y la planeada. Por ello, hoy en día se aplican márgenes de seguridad a la hora de planificar el tratamiento, de manera que se aumenta la dosis que reciben los tejidos sanos para asegurar que los tejidos cancerosos se irradian con la dosis prescrita, o se evita irradiar zonas tumorales cercanas a órganos críticos. La aplicación de estos márgenes de seguridad provoca la pérdida de gran parte de las ventajas que ofrece la terapia hadrónica respecto a la radioterapia con fotones.

Durante el tratamiento, las partículas del haz excitan los núcleos de los tejidos del paciente. En el proceso de desexcitación nuclear se emiten distintos tipos de partículas secundarias, siendo uno de ellos los fotones *prompt gamma*. La producción de estos fotones está correlacionada con la dosis absorbida en el tejido y, además, tiene lugar a los pocos nanosegundos de la irradiación, por lo que su detección se puede usar para la monitorización del tratamiento en tiempo real.

Actualmente, se está investigando el uso de cámaras colimadas y de cámaras Compton como posibles candidatos para localizar el origen de esos fotones *prompt gamma* emitidos durante el tratamiento en terapia hadrónica [3]. Entre estos dos tipos de cámaras, las cámaras Compton ofrecen una eficiencia más alta e información tridimensional, además de no sufrir el impacto negativo que en las cámaras colimadas supone el uso de colimadores pasivos en términos de peso y atenuación de la señal.

3.2. Interacción de los fotones con la materia

En física moderna, el fotón es la partícula elemental responsable de las manifestaciones cuánticas del fenómeno electromagnético. Es la partícula portadora de todas las formas de radiación electromagnética, incluyendo los rayos gamma, los rayos X, la luz ultravioleta, la luz visible, la luz infrarroja, las microondas y las ondas de radio [4].

Las cuatro formas principales de interacción de los fotones con la materia son: efecto fotoeléctrico, dispersión Compton, dispersión Rayleigh y producción de pares.

De todas ellas, para el principio de funcionamiento de las cámaras Compton sólo son relevantes el efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton.

3.2.1. Efecto fotoeléctrico

El efecto fotoeléctrico es un proceso de interacción de un fotón incidente con un electrón de las capas más internas de un átomo. En este proceso, el fotón transmite toda su energía al electrón, expulsándolo de su órbita atómica (Figura 2).

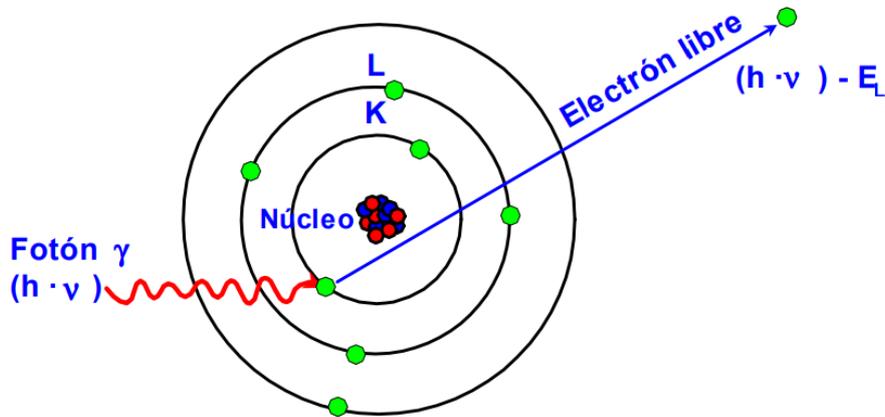


Figura 2. Efecto fotoeléctrico.

El electrón se emite con una energía

$$E_e = E_0 - E_L$$

donde E_e es la energía del electrón liberado, E_0 es la energía del fotón incidente y E_L la energía de ligadura del electrón.

Como se puede ver, parte de la energía del fotón incidente se utiliza en vencer la energía de ligadura del electrón a su nivel correspondiente, por lo que la energía del fotón ha de tener un valor mínimo por debajo del cual el fenómeno no es posible.

3.2.2. Dispersión Compton

La dispersión Compton o efecto Compton es un proceso de interacción de un fotón incidente con un electrón de las capas más externas de un átomo. El fotón incidente cede parte de su energía al electrón, produciendo un fotón dispersado un cierto ángulo θ con respecto a la dirección del fotón incidente y la liberación del electrón (Figura 3), con lo que el átomo queda ionizado.

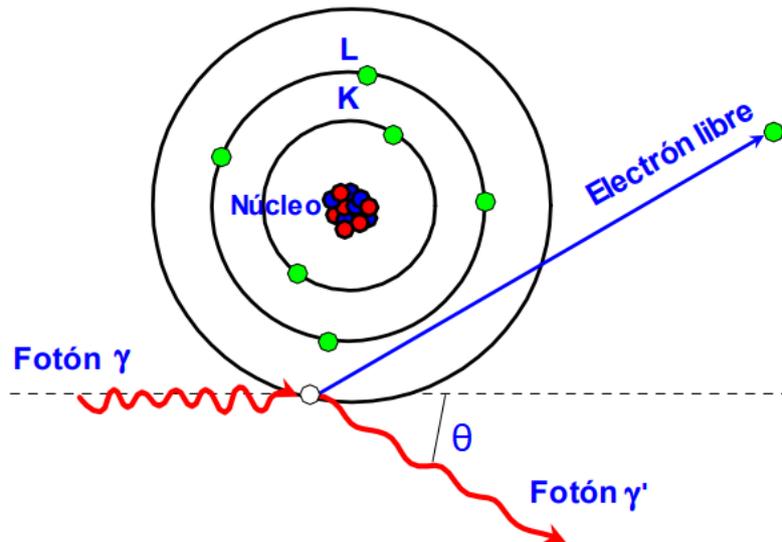


Figura 3. Efecto Compton.

La expresión que relaciona la energía del fotón disperso con la energía del fotón incidente y el ángulo de dispersión se obtiene aplicando conservación de energía y momento

$$E' = E_0 - E_e = \frac{E_0}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)}$$

donde E' es la energía del fotón disperso, E_0 la energía del fotón incidente, E_e la energía del electrón liberado y $\varepsilon = \frac{E_0}{m_e c^2}$, con m_e la masa del electrón en reposo y c la velocidad de la luz.

3.3. Detectores de radiación gamma

Un detector de radiación es un dispositivo que es capaz de transformar la radiación incidente que interacciona en él en una señal analizable, a partir de la cual se puede obtener información sobre las características de dicha radiación.

En los siguientes apartados se explican características generales de los detectores de radiación, como son la resolución energética y la resolución espacial, y también se describen los componentes de los detectores de radiación empleados en este TFG, que son los cristales centelleadores y los fotomultiplicadores de silicio.

3.3.1. Resolución energética

La resolución energética de un detector es la capacidad que tiene de determinar con exactitud la energía de la radiación incidente y, por tanto, discriminar entre sucesos de energías distintas. La respuesta ideal de un detector ante un evento de radiación de una energía determinada sería una línea vertical siguiendo una distribución delta de Dirac,

de manera que la respuesta del detector a partículas de una determinada energía fuese siempre la misma. Sin embargo, en la realidad esa línea se ensancha adoptando una forma que depende de la naturaleza de la radiación y del tipo de detector. La resolución energética R de un detector suele expresarse como la anchura a media altura (FWHM, *Full Width at Half Maximum*) de esa distribución

$$R = \frac{\Delta E}{E} \cdot 100 = \frac{FWHM}{E} \cdot 100$$

Cuanto más pequeño sea el valor de la FWHM, mejor será la resolución energética del detector y su capacidad de distinguir dos energías próximas.

La respuesta de los detectores empleados en este TFG sigue una distribución gaussiana, de manera que la $FWHM = 2.35 \cdot \sigma$, siendo σ la desviación estándar. Por tanto, siempre y cuando nos encontremos en la parte lineal de la respuesta del detector, la resolución energética se puede obtener como

$$R = \frac{FWHM}{E} \cdot 100 = \frac{2.35 \cdot \sigma}{E} \cdot 100$$

3.3.2. Resolución espacial

La resolución espacial de un detector es la capacidad que tiene de determinar con exactitud la posición de interacción de un fotón en su volumen de detección y, por tanto, distinguir dos posiciones de interacción próximas entre sí. La respuesta espacial de un detector suele ser un punto de una determinada anchura. Si el perfil de dicho punto sigue una distribución gaussiana, la resolución espacial se puede expresar como

$$FWHM = 2.35 \cdot \sigma$$

Cuanto más pequeño sea el valor de la FWHM, mejor será la resolución espacial del detector y su capacidad de distinguir dos interacciones próximas.

3.3.3. Cristales centelleadores

Un centelleador es un material que emite luz cuando por él pasa radiación ionizante. En física médica, una de las maneras más usuales de producir radiación ionizante es a través de los rayos gamma. Cuando un rayo gamma interacciona con un material centelleador, éste absorbe su energía de forma total o parcial, convirtiendo la energía depositada en luz visible y ultravioleta.

En física médica, los dos mecanismos de interacción más importantes para detectar radiación gamma son el efecto fotoeléctrico y la dispersión Compton. Si el fotón

incidente que interactúa con el centelleador sufre efecto fotoeléctrico, toda su energía se emplea en la liberación de un fotoelectrón. El punto donde tiene lugar la interacción producirá un único centro de centelleo. Por el contrario, si el fotón incidente que interactúa con el centelleador sufre dispersión Compton, sólo parte de su energía se transferirá a un electrón del centelleador. El fotón disperso podrá escapar del centelleador o interactuar de nuevo con él, sufriendo una nueva dispersión Compton o siendo absorbido mediante efecto fotoeléctrico. En general, se producirán tantos centros de centelleo como interacciones se produzcan dentro del centelleador.

Los materiales centelleadores exhiben una propiedad conocida como luminiscencia. Existen tres tipos de luminiscencia. Uno de ellos es la fluorescencia, en el que la energía incidente se absorbe y se reemite en forma de luz de manera inmediata. Otro tipo es la fosforescencia, en el que el estado excitado es metaestable y la reemisión se retrasa un cierto tiempo, además de producirse en una longitud de onda mayor que en la fluorescencia. Por último, está la fluorescencia retardada, donde la reemisión también se retrasa un cierto tiempo, pero se produce en la misma longitud de onda que en la fluorescencia normal. En la fosforescencia y en la fluorescencia retardada, el tiempo transcurrido entre la absorción y la reemisión puede ir desde microsegundos hasta horas, dependiendo del material.

Un buen material centelleador debería tener las siguientes propiedades:

- Alta eficiencia de centelleo para convertir la radiación incidente en fluorescencia, evitando o reduciendo lo máximo posible la aparición de fosforescencia y fluorescencia retardada.
- La producción de luz (*light yield* en inglés), es decir, la cantidad de fotones de centelleo producidos por cada megaelectronvoltio (MeV) absorbido, debe ser alto. Esto asegura que un gran número de fotones llegará al fotodetector, lo que provocará una buena resolución energética y temporal. Otra manera de aumentar el número de fotones que llegan al fotodetector es envolver el centelleador con material reflectante para evitar que la luz escape.
- La cantidad de luz producida debería ser proporcional a la cantidad de energía depositada en un rango lo más extenso posible. De otra manera, la resolución energética empeoraría.
- La autoabsorción óptica del material centelleador debe ser mínima. Esto significa que debería ser transparente a su propia radiación para no interferir con la propagación de la luz.
- El espectro de emisión del centelleador debe coincidir con la sensibilidad espectral del fotodetector.

- El tiempo de decaimiento debe ser corto. Un tiempo de decaimiento corto permite una alta tasa de conteo en el detector ya que se reduce el tiempo muerto. Además, un centelleador rápido mejora la resolución temporal del detector.
- El material centelleador debe tener una densidad alta para aumentar la probabilidad de interacción.

Existen materiales centelleadores orgánicos e inorgánicos, y dentro de cada categoría hay diferentes tipos: cristales orgánicos, líquidos orgánicos, plásticos, cristales inorgánicos, gases y vidrios. Cada uno de ellos tiene propiedades distintas y, por tanto, están indicados para una aplicación diferente.

En física médica, se utilizan cristales inorgánicos debido a que poseen una sección eficaz alta para los rayos gamma y producen mucha luz en cada interacción.

El mecanismo de centelleo en los cristales centelleadores inorgánicos está determinado por su estructura de bandas electrónicas y los estados de energía de su red cristalina (Figura 4). Los electrones en la banda de valencia están unidos a lugares de la red cristalina, pero los electrones en la banda de conducción tienen energía suficiente para moverse a través del cristal. En los cristales puros, los electrones nunca podrían ocupar el hueco entre bandas, también conocido como banda prohibida.

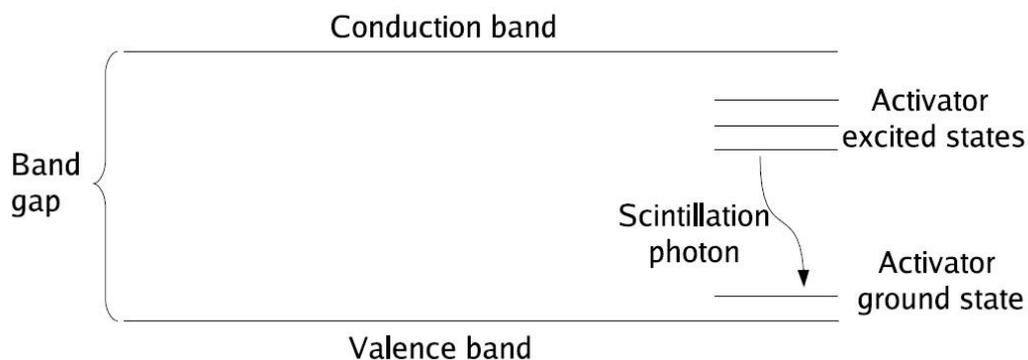


Figura 4. Estructura de bandas electrónicas de un cristal centelleador inorgánico con activadores [5].

La radiación ionizante que interacciona en el centelleador puede provocar que los electrones de la banda de valencia absorban la cantidad de energía suficiente para saltar a la banda de conducción, dejando un hueco en la banda de valencia. Durante el proceso de desexcitación, el electrón vuelve a la banda de valencia emitiendo un fotón. En los cristales puros, este proceso es ineficiente y las distancias entre bandas son tales que provoca que los fotones generados sean tan energéticos que no estén en el espectro visible.

Para poder emplear el cristal centelleador para la detección de radiación ionizante se añaden pequeñas cantidades de impurezas, denominadas activadores, al material centelleador. Estos activadores cambian la estructura de bandas existente, creando estados de energía dentro de la banda prohibida a través de los cuales los electrones que han saltado a la banda de conducción pueden desexcitarse en su vuelta a la banda de valencia. La energía de esta transición es menor que la energía necesaria para elevar un electrón desde la banda de valencia a la de conducción, produciendo de esta forma fotones en el espectro visible. Por esta razón, los centelleadores son transparentes a su propia luz de centelleo, ya que los espectros de emisión y de absorción no se solapan y, por tanto, la autoabsorción es mínima. Estos lugares de desexcitación son los centros de luminiscencia (también llamados centros de recombinación), desde los cuales se produce el centelleo.

La estructura energética de los centros de luminiscencia en la red cristalina determina el espectro de emisión del centelleador. Las características temporales de la luz de centelleo emitida están determinadas por el tiempo de decaimiento de los electrones desde un estado excitado a la banda de valencia, lo cual depende del material centelleador y de las impurezas empleadas como activadores.

El principal cristal centelleador empleado en este TFG es el bromuro de lantano (LaBr_3) dopado con el ion cerio (Ce^{3+}) como activador. Este ion es un centro de luminiscencia eficiente con una respuesta rápida y un número atómico efectivo $Z_{\text{eff}} = 58$. Tiene un electrón en el estado 4f que se excita a la capa vacía 5d cuando interacciona con la radiación ionizante. El posterior proceso de desexcitación ocurre a través de una transición dipolar eléctrica permitida de 5d a 4f, con un tiempo de decaimiento en el rango de 20 a 80 nanosegundos.

El LaBr_3 es un centelleador relativamente nuevo. Posee una producción de luz muy elevada, un tiempo de decaimiento muy corto y una resolución energética muy buena. Comparado con otros cristales centelleadores, el LaBr_3 tiene una probabilidad de efecto fotoeléctrico más baja y una probabilidad de dispersión Compton más alta debido a su bajo número atómico efectivo Z_{eff} . Estas características lo convierten en el centelleador adecuado para un telescopio Compton. El principal inconveniente del LaBr_3 es su higroscopicidad, lo que hace necesario su encapsulación hermética y un manejo cuidadoso.

Otro cristal centelleador empleado en este TFG es el bromuro de cerio (CeBr_3). Este centelleador aparece en el mercado como consecuencia de la búsqueda de alternativas más económicas al elevado coste que tiene el LaBr_3 . Las características de ambos cristales son similares, siendo las del CeBr_3 ligeramente peores a cambio de un precio mucho más reducido.

Las principales características del LaBr_3 y del CeBr_3 están recogidas en la Tabla 1. Como comparación, se muestran también las del oxitortosilicato de lutecio e itrio (LYSO, por sus siglas en inglés), también dopado con cerio, un cristal centelleador inorgánico usado en tomografía por emisión de positrones (PET, *Positron Emission Tomography*) por su alta probabilidad de efecto fotoeléctrico.

Tabla 1. Propiedades del LYSO, del LaBr_3 y del CeBr_3 .

	LYSO:Ce	LaBr ₃ :Ce	CeBr ₃
Pico de emisión (nm)	420	380	380
Producción de luz (fotones/MeV)	32000	63000	60000
Densidad (g/cm ³)	7.1	5.08	5.10
Z _{eff}	65	47	46
Tiempo de decaimiento (ns)	41	16	19
Índice de refracción	1.81	1.9	2.09
Resolución energética a 662 keV (% FWHM)	8.0	2.9	3.8
Higroscópico	No	Sí	Sí

3.3.4. Fotomultiplicadores de silicio (SiPMs)

Un fotodetector convierte la luz de centelleo que llega a su superficie proveniente del cristal centelleador, en una señal eléctrica. Esta señal se puede analizar para obtener información sobre la radiación incidente, tal como la cantidad de energía depositada en el centelleador o el lugar en el que tuvo lugar la interacción.

En los últimos años ha aparecido una nueva clase de fotodetector semiconductor denominado fotomultiplicador de silicio (SiPM, *Silicon Photomultiplier*), el cual ha despertado mucho interés debido a sus interesantes propiedades, tales como una alta ganancia y eficiencia cuántica, bajo voltaje de operación y excelentes propiedades temporales. Además, son dispositivos muy compactos e insensibles a los campos magnéticos.

Los detectores semiconductores presentan una estructura de bandas electrónicas que consiste en una banda de valencia, una banda de conducción y un hueco entre bandas (banda prohibida). Los electrones en la banda de valencia están fuertemente ligados a sus respectivos átomos y permanecen asociados a ellos. Los electrones en la banda de conducción no están ligados a sus respectivos átomos y tienen libertad para moverse por el material.

El silicio es un material semiconductor usado en física médica principalmente como fotodetector. Es un átomo tetravalente, por lo que tiene cuatro electrones de valencia capaces de crear cuatro enlaces covalentes, formando de esta manera un cristal

atómico. En física de estado sólido, un hueco de electrón (normalmente denominado simplemente hueco) se refiere a la ausencia de un electrón en la banda de valencia. En el silicio puro, el número de huecos es igual al de electrones en la banda de conducción.

El proceso de dopado de un semiconductor consiste en añadir pequeñas cantidades de impurezas que modifican su estructura de bandas, introduciendo estados de energía permitidos dentro del hueco entre bandas. Dependiendo del dopante empleado se pueden crear dos clases de silicio: el de tipo n o el de tipo p.

El dopado de tipo n se consigue empleando un dopante pentavalente. Sus cinco electrones en la banda de valencia crearán cuatro enlaces covalentes, dejando un electrón libre. Este electrón libre creará un nuevo estado de energía en el hueco entre bandas, cerca de la banda de conducción. En la configuración de tipo n, los electrones son los portadores de carga mayoritarios. Las impurezas que se suelen emplear para crear silicio de tipo n son el arsénico (As) o el fósforo (P).

El dopado de tipo p se consigue empleando un dopante trivalente. Sus tres electrones en la banda de valencia crearán tres enlaces covalentes, generando un exceso de huecos en el cristal. Este exceso de huecos creará un nuevo estado de energía en el hueco entre bandas, pero esta vez cerca de la banda de valencia. En la configuración de tipo p, los huecos son los portadores de carga mayoritarios. Las impurezas que se suelen emplear para crear silicio de tipo p son el galio (Ga) o el boro (B).

Una unión p-n consiste en crear silicio de tipo n y silicio de tipo p en regiones adyacentes en un sustrato de silicio. La diferencia en la concentración de electrones y huecos provoca difusión de portadores entre las regiones, produciendo un campo eléctrico E que se opone a este proceso de difusión. La difusión continúa hasta que el campo eléctrico es lo suficientemente fuerte para equilibrarla, creando un estado estable. En este proceso se forma una zona alrededor de la unión que está libre de portadores de carga, la denominada región de depleción. En la Figura 5 se puede ver una representación esquemática de una unión p-n.

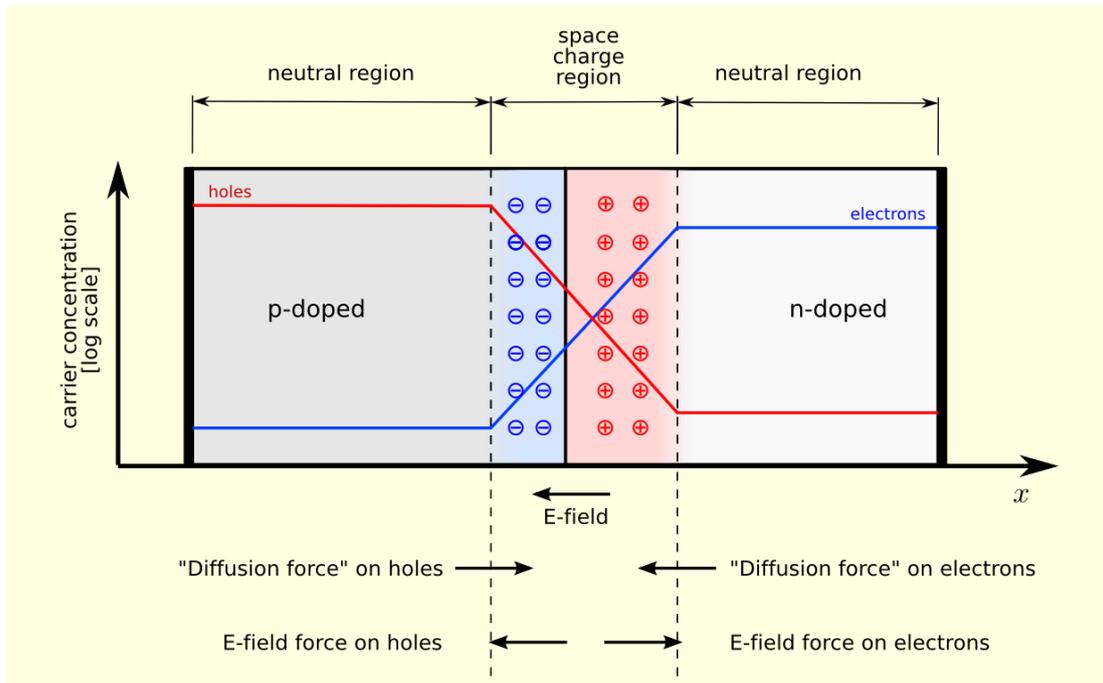


Figura 5. Esquema de una unión p-n [6].

Al aplicar un voltaje de polarización inversa a la unión p-n se consigue aumentar el tamaño de la región de deplexión hasta que el campo eléctrico en ella es igual al voltaje aplicado. Para ello, la región de tipo p se conecta al terminal negativo y la región de tipo n se conecta al terminal positivo, tal y como se puede ver en la Figura 6. De esta manera, los electrones de la región tipo n se moverán hacia el terminal positivo mientras que los huecos de la región tipo p se moverán hacia el terminal negativo, dejando la zona de deplexión libre de cargas. El voltaje de ruptura (V_{bd}) es el valor del voltaje de alimentación inverso en el que la unión p-n se rompe y empieza a conducir.

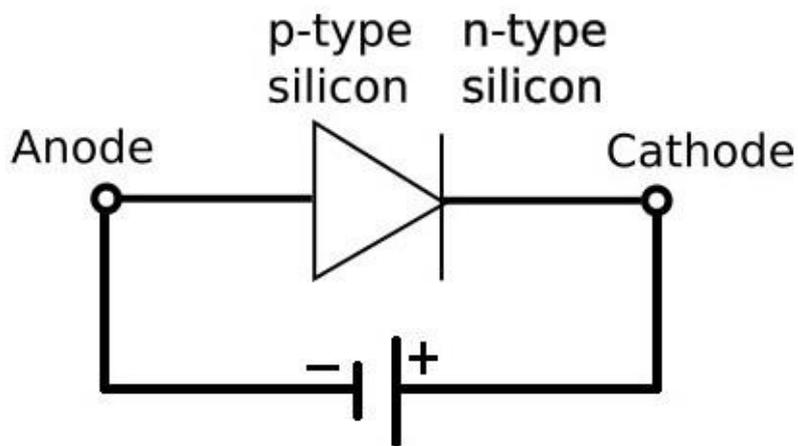


Figura 6. Unión p-n trabajando en configuración de alimentación inversa.

Un fotodiodo es un detector sensible a los fotones, basado en una unión p-n trabajando en configuración de alimentación inversa pero muy por debajo del voltaje de ruptura. Cuando un fotón con la energía suficiente interacciona en la zona de deplexión, el electrón resultante de la interacción crea pares electrón-hueco al ionizar el medio. Los

pares electrón-hueco se moverán de la zona de depleción debido al campo eléctrico producido por el voltaje aplicado: los huecos irán hacia el ánodo y los electrones hacia el cátodo, creando una corriente eléctrica.

Los fotodiodos convencionales no tienen ganancia interna, por lo que las señales eléctricas generadas por la luz incidente tienen amplitudes pequeñas. Estas señales son difíciles de diferenciar del ruido electrónico, siendo éste su principal inconveniente.

Un fotodiodo de avalancha (APD, *Avalanche Photodiode*) es una clase de fotodiodo que se opera a un voltaje de alimentación más alto que los fotodiodos convencionales, pero por debajo del voltaje de ruptura. A estos valores del voltaje de alimentación, el campo eléctrico es capaz de acelerar a los electrones generados tras una interacción lo suficiente como para ionizar el medio y crear nuevos pares electrón-hueco a lo largo de su trayectoria. A su vez, los nuevos electrones generados se aceleran y colisionan con otros átomos, creando más pares electrón-hueco, los cuales repetirán el proceso (multiplicación por avalancha), lo que actúa como una etapa de ganancia interna. Esta ganancia consigue que la señal esté por encima del nivel del ruido electrónico y permite conseguir buenas resoluciones energéticas en comparación con los fotodiodos convencionales. La ganancia típica de un APD está en el rango de 10^2 a 10^3 .

Un fotomultiplicador de silicio (SiPM) consiste en una matriz de microceldillas sensibles a la luz conectadas en paralelo (Figura 7). Cada microceldilla es un fotodiodo de avalancha operado en modo Geiger (GM-APD), es decir, a un voltaje de alimentación por encima del voltaje de ruptura. En el modo Geiger, el campo eléctrico interno de cada microceldilla es tan alto que cuando un fotón óptico interacciona en él, tanto los electrones como los huecos participan en el proceso de multiplicación, creando una avalancha autosostenida. Para detener la avalancha se emplea una resistencia de *quenching* (R_q). La capacitancia en el diodo introducida por la zona de depleción se representa por C_d .

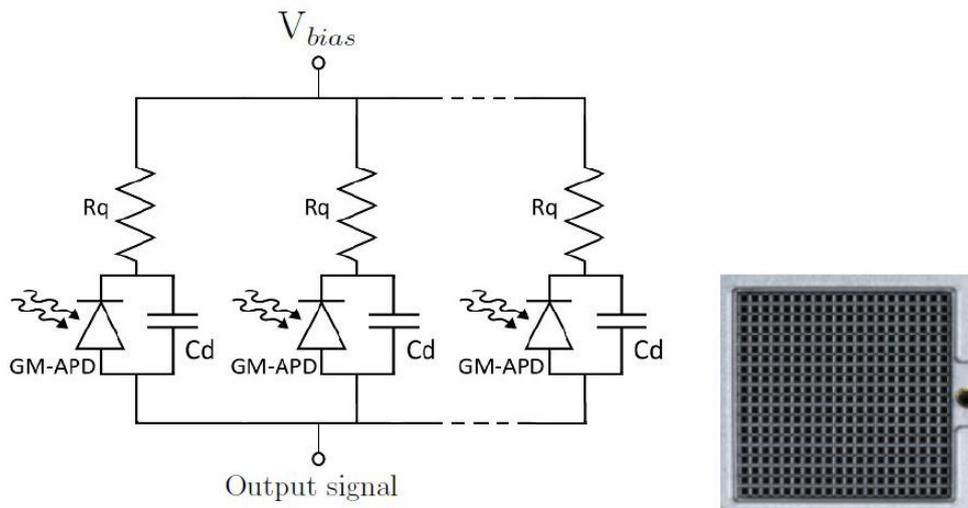


Figura 7. Izquierda: representación esquemática de un SiPM. Derecha: detalle de una matriz de microceldillas en un SiPM comercial.

Cada microceldilla tiene tres estados diferentes: estado de reposo, fase de descarga y fase de recuperación.

En el estado de reposo, el diodo está inversamente alimentado a

$$V_{bias} = V_{bd} + V_{ov}$$

donde V_{bias} es el voltaje de alimentación y V_{ov} es el sobrevoltaje (voltaje por encima de V_{bd}).

Cuando se produce una avalancha (fase de descarga), la corriente que circula a través de la microceldilla se drena a través de la resistencia en serie R_q . Este proceso de drenaje limita la corriente del diodo durante la ruptura y reduce el voltaje inverso aplicado a C_d desde V_{bias} a un valor por debajo de su V_{bd} , consiguiendo de esta manera detener la avalancha.

En la fase de recuperación, C_d se vuelve a recargar al valor de V_{bias} a través de R_q y la microceldilla vuelve a su estado de reposo.

La señal que se obtiene en cada microceldilla cuando ocurre una avalancha es siempre la misma, independientemente de la energía y del número de fotones incidentes. Cada microceldilla detecta fotones de forma idéntica e independiente, funcionando como un interruptor accionado por los fotones con una respuesta binaria “sí” o “no”. Por tanto, la información relativa a la cantidad de fotones incidentes se obtiene sumando las señales de las microceldillas que han disparado, ya que se encuentran conectadas en paralelo. Los tamaños típicos de microceldilla van desde los $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ a los $100 \times 100 \mu\text{m}^2$.

Eficiencia de fotodetección

La eficiencia de fotodetección (PDE, *Photodetection Efficiency*) de un SiPM es la probabilidad estadística de que un fotón incidente produzca una avalancha y por consiguiente una señal eléctrica medible. La PDE es una función de la longitud de onda λ y de V_{bias}

$$PDE(\lambda, V_{bias}) = QE(\lambda) \cdot P_{av}(V_{bias}) \cdot FF$$

donde QE es la eficiencia cuántica del silicio, P_{av} es la probabilidad de iniciar una avalancha en la zona de depleción y FF es el factor de ocupación geométrico. La eficiencia cuántica es la probabilidad de que un fotón incidente produzca un par electrón-hueco por conversión fotoelectrónica y depende de la longitud de onda. La probabilidad de iniciar una avalancha representa el hecho de que no todos los portadores de carga presentes en el volumen sensible iniciarán una avalancha y depende del voltaje de alimentación. Por último, el factor de ocupación geométrico representa la proporción entre el área de detección sensible a la luz respecto al área total del detector. Parte del área de la microceldilla está ocupada por la resistencia de *quenching* y por los cables eléctricos, todos ellos insensibles a la luz. Por esta razón, los SiPMs con microceldillas grandes tienen un factor de ocupación geométrico más alto mientras que las microceldillas pequeñas tienen un factor de ocupación geométrico bajo.

La Figura 8 muestra una curva de PDE en función del sobrevoltaje.

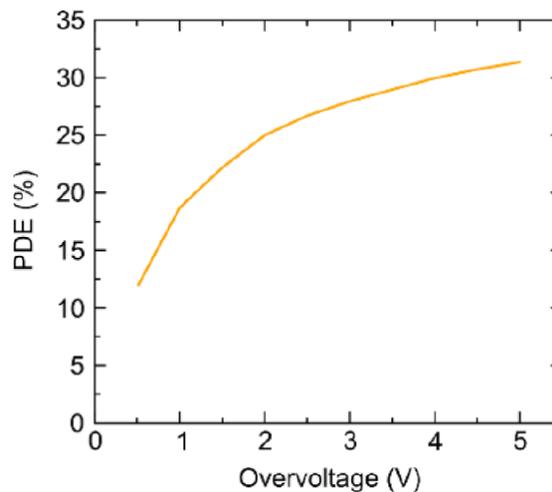


Figura 8. Eficiencia de fotodetección (PDE) en función del sobrevoltaje [7].

Ganancia

Cada microceldilla del SiPM genera una cantidad de carga extremadamente uniforme y cuantificada cada vez que se genera una avalancha en su volumen activo. Se define la ganancia de un SiPM como la relación entre la carga de salida de una microceldilla activada y la carga de un electrón. La ganancia se puede obtener a partir del sobrevoltaje V_{ov} , de la capacitancia de la microceldilla C_d y de la carga del electrón q

$$G = \frac{V_{ov} \cdot C_d}{q}$$

Si se asume que el valor de C_d es constante cuando $V_{bias} > V_{bd}$, la ganancia aumenta linealmente con el sobrevoltaje debido al ensanchamiento de la zona de deplexión. Ya que $V_{ov} = V_{bias} - V_{bd}$ y V_{bd} depende fuertemente de la temperatura, tanto V_{bias} como la temperatura tienen que ser estables para conseguir una ganancia constante. Las ganancias típicas de un SiPM están en el orden de $10^5 - 10^6$.

La Figura 9 muestra una curva de ganancia típica en función del sobrevoltaje. La pendiente representa C_d/q .

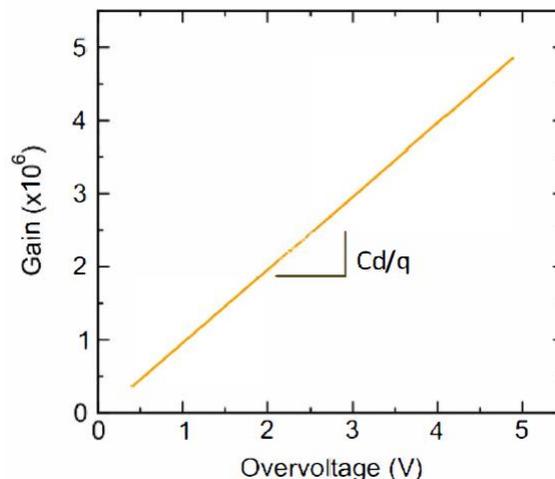


Figura 9. Ganancia de un SiPM en función del sobrevoltaje [7].

Rango dinámico

En modo Geiger, la carga generada en una microceldilla debida a una avalancha es prácticamente la misma en todas las microceldillas de un SiPM. Por esta razón, la carga total de salida de un SiPM es la suma de la carga producida por las microceldillas que han disparado en ese momento. La respuesta de un SiPM sólo es lineal cuando el número de fotones incidentes es significativamente más pequeño que el número de microceldillas disponibles. La respuesta del SiPM empieza a saturar cuando el número de fotones detectados empieza a acercarse al número de microceldillas. A partir de

cierto nivel de señal, y antes de la saturación, la respuesta del SiPM se vuelve sublineal. A medida que aumenta el número de fotones incidentes por microceldilla por unidad de tiempo, la probabilidad de que dos o más fotones interaccionen en la misma microceldilla al mismo tiempo aumenta también. La señal de salida está completamente saturada cuando no hay microceldillas disponibles para detectar los fotones incidentes y permanece saturada hasta que algunas de las microceldillas vuelven al estado de reposo, perdiendo capacidad de detección durante esta etapa.

El número de microceldillas disparadas en función del número total de fotones incidentes se puede aproximar mediante la expresión

$$N_{fired} = N_{cells} \cdot \left(1 - e^{-\frac{PDE(\lambda, V_{bias}) \cdot N_{ph}}{N_{cells}}} \right)$$

donde N_{fired} es el número de microceldillas disparadas, N_{cells} es el número de microceldillas del SiPM y N_{ph} el número de fotones incidentes. Esta ecuación no es exacta, ya que no tiene en cuenta el tiempo de recuperación de la microceldilla y asume que una microceldilla solo puede disparar una vez durante un evento de centelleo.

Las microceldillas de tamaño grande provocan un rango dinámico bajo ya que hay menos microceldillas por unidad de área, pero consiguen una PDE alta debido a un factor de ocupación geométrico elevado. Por el contrario, las microceldillas de tamaño pequeño provocan un rango dinámico elevado, pero una PDE baja. Por tanto, la elección del tamaño de la microceldilla dependerá de cada aplicación particular.

Tiempo de recuperación

El proceso de descarga y de recuperación de una microceldilla produce una señal de corriente como la que se puede ver en la Figura 10. Su amplitud se define como 1 p.e. (*photoelectron*, fotoelectrón). La pendiente rápida de subida corresponde a la fase de descarga y la pendiente más lenta de bajada corresponde a la fase de recuperación. El tiempo de recuperación es el tiempo que se necesita para reestablecer el campo eléctrico en una microceldilla que ha disparado. La constante del tiempo de recuperación τ de una microceldilla es proporcional a la resistencia de *quenching* R_q y a la capacitancia de la microceldilla C_d

$$\tau = R_q \cdot C_d$$

La capacitancia de la microceldilla depende de su área, por lo que el tiempo de recuperación dependerá del tamaño de la microceldilla. Las microceldillas más grandes tienen tiempos de recuperación más largos que las microceldillas pequeñas.

Durante la fase de recuperación el voltaje aplicado a la microceldilla se incrementa desde V_{bd} a V_{bias} , siguiendo una recarga exponencial de C_d a través de R_q . En consecuencia, la eficiencia de detección va desde cero hasta la del valor que alcanza en V_{ov} con la misma constante de tiempo. Por lo tanto, las microceldillas no están totalmente desactivadas durante la fase de recuperación, ya que su eficiencia de detección se va incrementando paulatinamente.

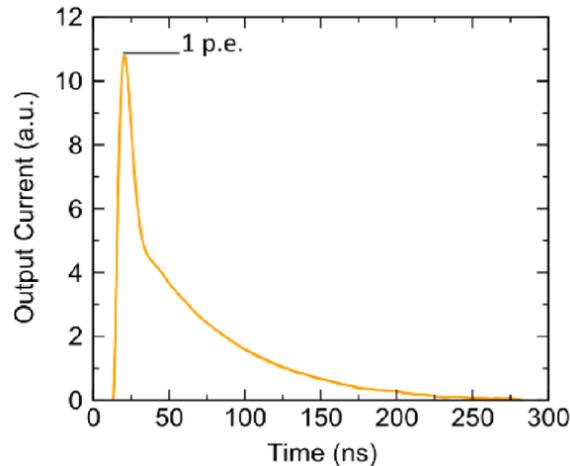


Figura 10. Pulso de corriente producido por una microceldilla cuando se produce una avalancha [7].

Tasa de cuentas oscuras

La generación espuria de portadores de carga dentro de la región activa de una microceldilla, inicia una avalancha cuya señal de salida es indistinguible de la señal de salida generada por un fotoelectrón. Estos portadores de carga se generan principalmente debido a agitación térmica o efecto túnel, produciéndose incluso en ausencia de luz, por lo que este efecto recibe el nombre de ruido oscuro o evento oscuro. El número de eventos oscuros por unidad de tiempo se conoce como tasa de cuentas oscuras (*DCR, Dark Count Rate*) y normalmente se expresa en Hz (típicamente kHz o MHz) o cuentas por segundo (cps). La tasa de cuentas oscuras es la principal fuente de ruido en un SiPM y no se puede eliminar por completo, formando parte de la señal medida y en última instancia limitando la señal más pequeña que puede ser detectada. La tasa de cuentas oscuras aumenta con el sobrevoltaje, la temperatura, el tamaño de la microceldilla y el área total del detector.

Afterpulsing

El proceso de dopar un semiconductor con impurezas crea defectos en la red cristalina del silicio. Los electrones y los huecos generados tras una avalancha se pueden quedar atrapados en esos defectos del semiconductor, de manera que existe alguna probabilidad de que se liberen después de un tiempo característico. Estos tiempos característicos varían desde algunos nanosegundos a varios cientos de nanosegundos.

La liberación de estos transportadores de carga puede producir una avalancha secundaria en un proceso llamado *afterpulsing*. El efecto neto es la generación de un nuevo pulso de corriente en la cola del pulso de corriente original, tal y como puede observarse en la Figura 11. La amplitud del *afterpulse* es menor que la generada por un fotoelectrón, ya que la microceldilla todavía no se ha recargado completamente hasta alcanzar el valor de V_{bias} cuando el *afterpulse* tiene lugar. La probabilidad de *afterpulsing* aumenta más que linealmente con el sobrevoltaje y cuadráticamente con el tamaño de la microceldilla. Los *afterpulses* representan una fuente de ruido correlacionado, ya que se generan a partir de un pulso existente.

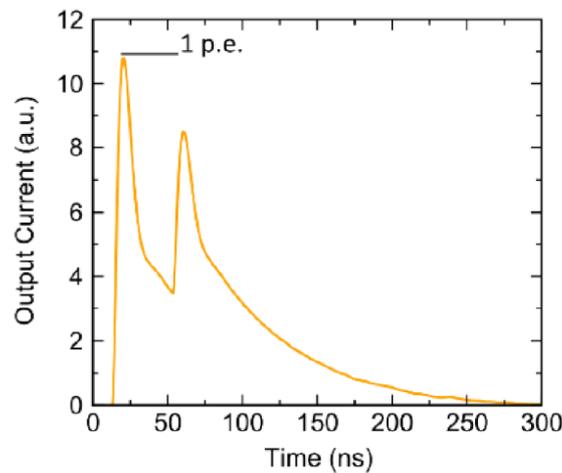


Figura 11. Afterpulse en una microceldilla [7].

Crosstalk óptico

Otra fuente adicional de ruido correlacionado en un SiPM es el *crosstalk* óptico entre microceldillas vecinas. Durante una multiplicación de avalancha se emiten fotones ópticos. Estos fotones pueden alcanzar microceldillas adyacentes e iniciar una nueva avalancha ahí, generando una señal que no está relacionada con la señal original, provocando un error en el número de fotones detectados y limitando las capacidades de conteo del SiPM. El *crosstalk* óptico directo ocurre cuando un fotón emitido alcanza la región activa de otra microceldilla, iniciando una nueva avalancha prácticamente al mismo tiempo que la avalancha original. El resultado es el pulso doble que se puede ver en la segunda señal de la Figura 12. El *crosstalk* óptico retardado ocurre cuando los fotones son reabsorbidos en las regiones inactivas del SiPM. El electrón o hueco generado debe entonces penetrar en la región activa de una microceldilla antes de ser capaz de generar una avalancha. El pulso correlacionado tiene, por tanto, un cierto retraso temporal (del orden de algunos nanosegundos) con respecto al pulso original. El resultado es la tercera señal de la Figura 12. El *crosstalk* depende del sobrevoltaje y de la distancia entre microceldillas vecinas.

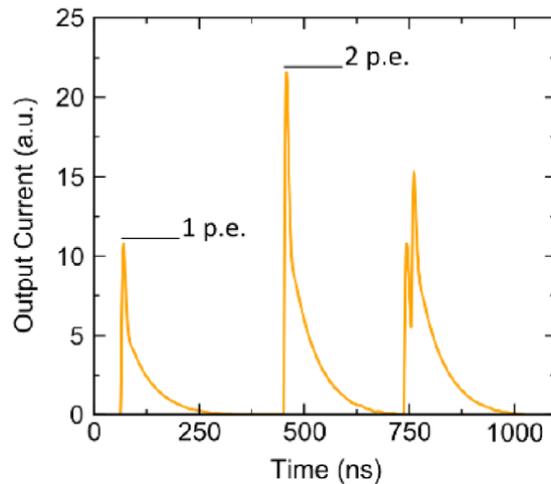


Figura 12. Crosstalk óptico en un SiPM [7].

3.4. Telescopio Compton

Un telescopio Compton, o cámara Compton multicapa, es un detector de radiación gamma que emplea la cinemática Compton para determinar el origen de los fotones incidentes.

Las cámaras Compton normalmente se emplean para detectar rayos gamma en el rango de energías en el que la dispersión Compton es el proceso de interacción dominante, lo que va desde unos pocos kiloelectronvoltios (keV) a varios megaelectronvoltios (MeV). Sus usos se extienden desde la astrofísica y la seguridad nacional hasta la medicina nuclear.

La configuración más extendida de una cámara Compton consiste en dos detectores colocados uno detrás de otro a una cierta distancia y trabajando en coincidencia temporal, lo que se denomina colimación electrónica. Los fotones incidentes sufren dispersión Compton en el primer detector (detector de dispersión), cediendo parte de su energía y cambiando su dirección de propagación, para posteriormente ser absorbidos completamente en el segundo detector por efecto fotoeléctrico (detector de absorción). Cada detector es capaz de determinar la posición de interacción del rayo gamma y la energía depositada en cada uno de ellos.

En la Figura 13 se puede ver una representación esquemática de una cámara Compton con dos planos de detección, donde E_0 es la energía del fotón incidente, E_1 y E_2 la energía depositada en el primer y segundo detector, respectivamente, y x_1 y x_2 la posición de interacción en el primer y segundo detector, respectivamente.

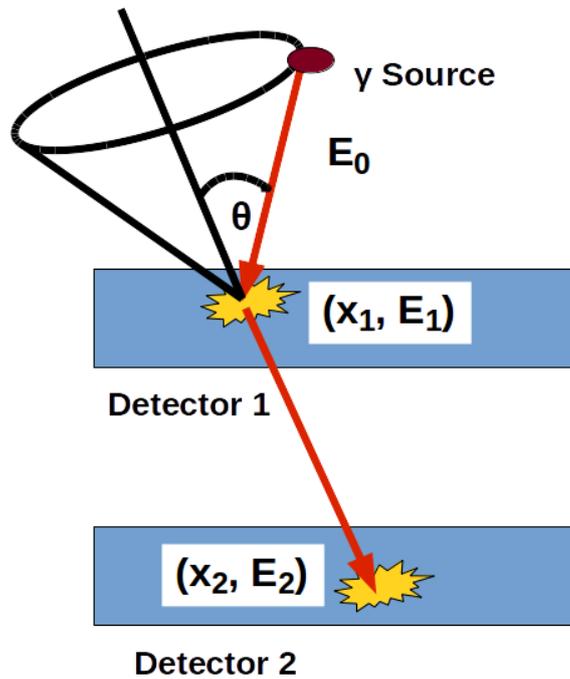


Figura 13. Cámara Compton de dos detectores.

En ángulo de dispersión θ se puede obtener a partir de la energía del fotón incidente y de la energía depositada en el primer detector

$$\cos\theta = 1 - \frac{m_e c^2 E_1}{E_0(E_0 - E_1)}$$

El inconveniente de esta configuración es que para determinar el ángulo θ es necesario conocer la energía del fotón incidente E_0 o que se produzca absorción total en el segundo detector, de manera que $E_0 = E_1 + E_2$.

En los casos en los que no se conoce la energía inicial del fotón o en el segundo detector no se produce absorción total y se produce una nueva dispersión Compton, es más conveniente recurrir a un telescopio Compton compuesto por tres detectores. Una representación esquemática del mismo puede verse en la Figura 14.

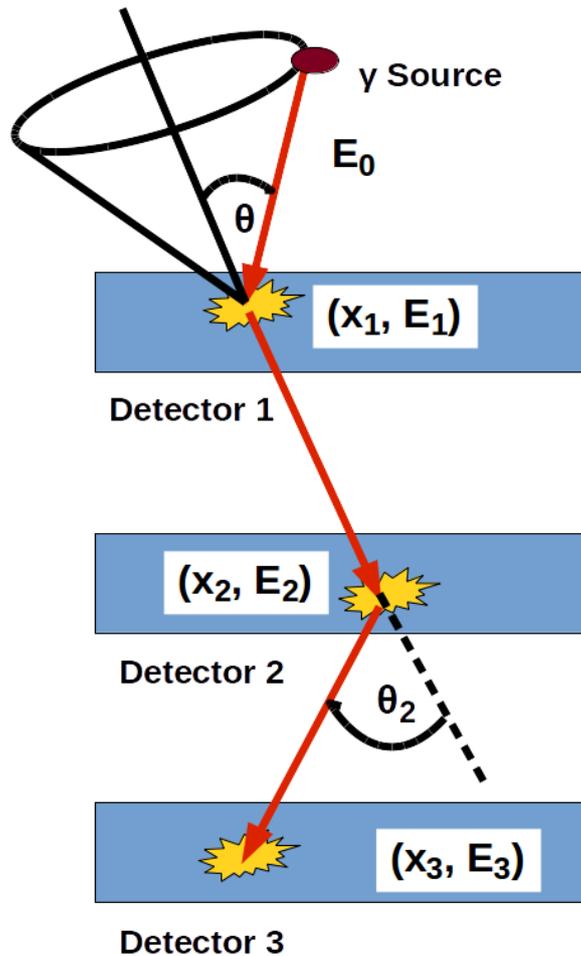


Figura 14. Cámara Compton de tres detectores.

En esta configuración, la energía inicial se puede calcular de la siguiente forma

$$E_0 = E_1 + \frac{1}{2} \left(E_2 + \sqrt{E_2^2 + \frac{4E_2 m_e c^2}{1 - \cos\theta_2}} \right)$$

donde θ_2 es el ángulo de dispersión de la segunda interacción Compton.

En cualquiera de las dos configuraciones descritas, la determinación de los ángulos de dispersión y de las posiciones de interacción de los fotones en los detectores permite generar una superficie cónica haciendo uso de la cinemática Compton. El ápice del cono corresponde a la posición de interacción en el detector de dispersión y la dirección de propagación del fotón dispersado define el eje del cono. El semiángulo del vértice del cono es el ángulo de dispersión θ y la dirección original del fotón incidente estará contenida en cualquiera de las generatrices de la superficie cónica. La intersección de las superficies cónicas generadas en diferentes eventos dará como resultado la

distribución de posiciones de origen de los fotones, tal y como puede verse representado de forma esquemática en la Figura 15.

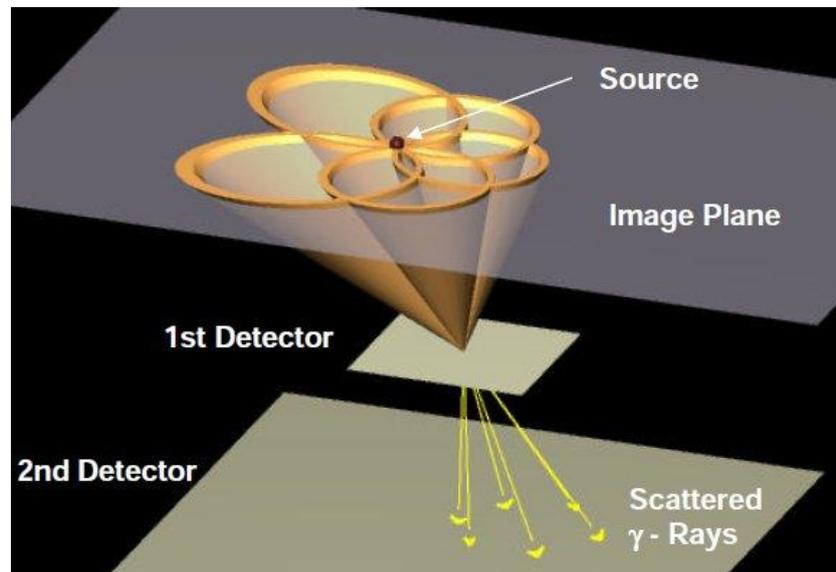


Figura 15. Esquema de la determinación del origen de los fotones en un telescopio Compton de dos detectores.

La resolución espacial de una cámara Compton depende de la resolución espacial de los detectores de dispersión y de absorción, y de su distancia relativa. Los efectos de estos dos factores han sido evaluados analíticamente para una cámara Compton en [8].

Para lograr una buena resolución espacial, el detector de dispersión debe colocarse lo más cerca posible al origen de los fotones, consiguiendo de esta manera reducir la incertidumbre en el ángulo de dispersión. Los efectos de la resolución espacial en los detectores de dispersión y de absorción se minimizan cuando se aumenta la distancia entre ellos [9].

La resolución espacial del detector de absorción afecta a la incertidumbre en la determinación de la orientación del eje del cono, mientras que la resolución espacial del detector de dispersión afecta tanto a la determinación de la orientación del eje del cono como a la determinación de la posición de su ápice. Por ello, el detector de dispersión es el elemento clave en el rendimiento de una cámara Compton.

4. Antecedentes: primera versión del telescopio Compton

4.1. Introducción

Tal y como hemos visto en el apartado 3.1, la terapia hadrónica es una técnica altamente avanzada de radioterapia contra el cáncer que usa haces de partículas cargadas (iones) para destruir las células cancerosas.

Mientras que los rayos X convencionales depositan su radiación a medida que atraviesan el cuerpo humano, los iones depositan la mayor parte de su energía en un punto muy específico (pico de Bragg). Por ello, es necesario conocer con exactitud la posición del tumor, de manera que se puedan preservar los tejidos sanos circundantes. En este sentido, el aseguramiento de la calidad (*quality assurance*) se convierte en uno de los aspectos más importantes para el éxito del tratamiento del cáncer [10].

Para mejorar las herramientas disponibles para el aseguramiento de la calidad en terapia hadrónica, la Comisión Europea concedió el proyecto ENVISION (*European NoVel Imaging Systems for ION therapy*) [11] dentro del séptimo programa marco FP7 con el objetivo de desarrollar soluciones para:

- Monitorización del tratamiento no invasiva y en tiempo real.
- Imagen cuantitativa.
- Métodos de determinación precisa de la dosis recibida.
- *Feedback* rápido para una planificación óptima del tratamiento.
- Respuesta en tiempo real a los órganos en movimiento.
- Estudios basados en simulaciones.

El proyecto ENVISION es una colaboración entre dieciséis centros de investigación líderes en Europa y socios industriales.

Dentro del objetivo de la monitorización del tratamiento en tiempo real de forma no invasiva, el proyecto ENVISION ha investigado el uso de los fotones *prompt gamma* emitidos inmediatamente después de la irradiación como método para determinar el punto de interacción del haz dentro del paciente. Para ello, el proyecto contemplaba el desarrollo de dispositivos novedosos para la detección de esos fotones *prompt gamma* mediante el uso de cámaras Compton basadas en distintos tipos de detectores, tales como el silicio [9] o el CZT (*Cadmium Zinc Telluride*, telururo de cadmio y zinc) [12].

Uno de los centros de investigación que forma parte del proyecto es el Instituto de Física Corpuscular (IFIC, centro mixto Universitat de València y Consejo Superior de Investigaciones Científicas) y en concreto el grupo IRIS (*Image Reconstruction, Instrumentation and Simulations for medical imaging applications*), dentro del cual se ha llevado a cabo este TFG. El IFIC ha participado en el proyecto mediante el desarrollo de un telescopio Compton (cámara Compton multicapa) basado en detectores compuestos por un cristal centelleador monolítico de LaBr_3 que emplea matrices de SiPMs como fotodetector. El LaBr_3 cumple con todos los requisitos expuestos en el apartado 3.3.3 y combinado con las características de los SiPMs, que además permiten desarrollar un sistema compacto, convierten a estos dos materiales en los candidatos idóneos para la mayoría de aplicaciones de imagen Compton.

El prototipo de telescopio Compton desarrollado por el grupo IRIS recibe el nombre de MACACO (*Medical Applications CompAct COmpton camera*). La primera versión de MACACO constaba de tres planos de detección. Cada plano de detección era totalmente independiente y se podía colocar en cualquier configuración geométrica.

En este capítulo se describe los componentes de esa primera versión de MACACO y los principales resultados obtenidos.

4.2. Descripción de los detectores

El primer plano de detección estaba compuesto por un cristal centelleador monolítico de LaBr_3 perteneciente a la familia BrillanCe 380 [13] fabricado por Saint-Gobain Crystals [14] de superficie $27.2 \times 26.8 \text{ mm}^2$ y 5 milímetros de grosor acoplado a cuatro matrices de SiPMs, las cuales en conjunto formaban una superficie de detección de la misma área que el cristal. Cada matriz de SiPMs era un *Multi Pixel Photon Counter* (MPPC) fabricado por Hamamatsu Photonics [15] modelo S11830-3344MF, cuyas principales características se pueden ver en la Figura 16. En la Figura 17 se puede ver una fotografía de los MPPCs empleados en el primer plano de detección montados sobre la *daughterboard* (DB) que sirve como soporte mecánico y electrónico. Este modelo de MPPC consiste en 16 píxeles dispuestos en una matriz de 4×4 elementos. Cada píxel tiene un tamaño de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ y está compuesto por 3600 microceldillas de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. La distancia entre centros (*pitch*) de los píxeles es de 3.2 milímetros en ambas direcciones.

Specification (S11827/S11828/S11829/S11830)

Parameter	Condition	Value	Unit
Number of channels		16 (4 × 4)	ch
Effective active area/ channel		3 × 3	mm
Element gap		0.2	mm
Number of pixels/channel		3600	-
Pixel pitch		50	μm
Fill factor		61.5	%
Photon detection efficiency*	λ=440 nm	50 typ.	%
Dark current/channel		3 typ.	μA
Terminal capacitance/channel		320	pF
Gain		7.5 × 10 ⁵	-

*Includes cross-talk and after-pulse.

Figura 16. Principales características del MPPC S11830-3344MF de Hamamatsu.

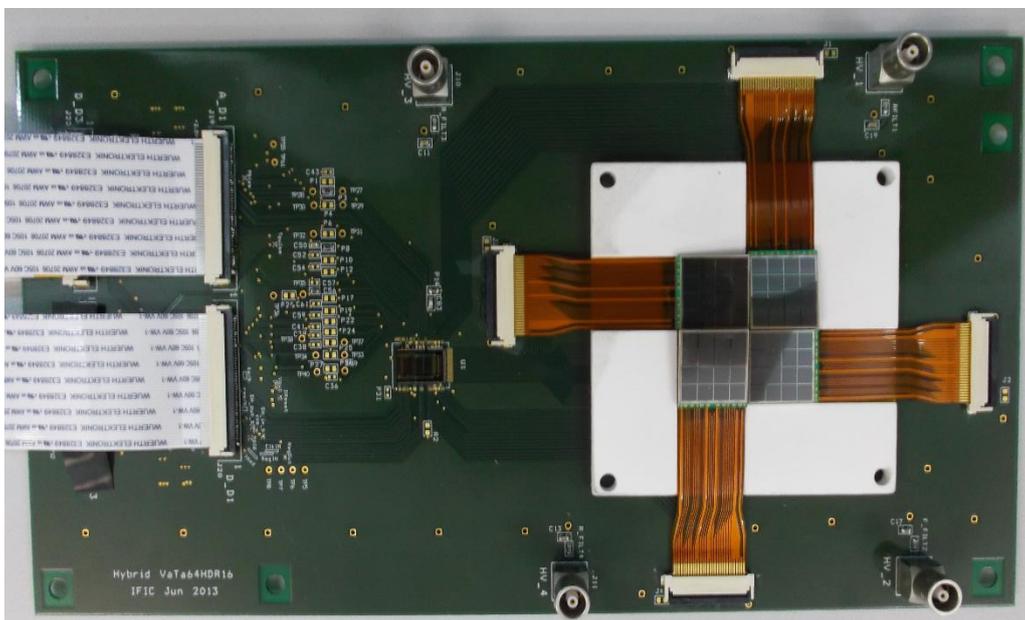


Figura 17. Fotografía de los MPPCs del primer plano de detección montados sobre la daughterboard soporte.

El segundo y tercer plano de detección estaban compuestos por cristales centelleadores monolíticos de LaBr_3 del mismo tipo que el empleado en el primer plano, pero con una superficie de $36 \times 32 \text{ mm}^2$. El grosor del cristal empleado en el segundo plano era de 5 milímetros, mientras que el del tercer plano era de 10 milímetros con el objetivo de aumentar la probabilidad de interacción en ese último detector. En ambos casos, cada cristal estaba acoplado a cuatro matrices de MPPCs fabricadas por Hamamatsu modelo S11064-050P(X1), cuyas principales características se pueden ver en la Figura 18. Las cuatro matrices en su conjunto formaban una superficie de detección de la misma área que los cristales. En la Figura 19 se puede ver una fotografía de los MPPCs empleados en el segundo y tercer plano de detección montados sobre la DB que sirve como soporte mecánico y electrónico. Este modelo de MPPC consta de en 16 píxeles dispuestos en una matriz de 4×4 elementos. Cada píxel tiene un tamaño de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ y está compuesto por 3600 microceldillas de $50 \times 50 \text{ μm}^2$. El *pitch* de los píxeles en este caso es de 4.05

milímetros en una dirección y de 4.5 milímetros en la otra, lo que provoca que el 50% de la superficie del detector sea insensible a la luz debido a la separación entre los elementos sensibles.

Electrical and optical characteristics (Typ. Ta=25 °C, unless otherwise noted)

Parameter	Symbol	S11064-025P	S11064-050P	Unit
Fill factor *1	-	30.8	61.5	%
Spectral response range	λ	320 to 900		nm
Peak sensitivity wavelength	λ_p	440		nm
Recommended operating voltage range	-	70 ± 10 *2		V
Dark count / channel *3	Typ.	4	6	Mcps
	Max.	8	10	Mcps
Terminal capacitance / channel	Ct	320		pF
Gain	M	2.75×10^5	7.5×10^5	-

*1: Ratio of the effective active area of a pixel to the entire area of the pixel

*2: For the recommended operating voltage of each product, refer to the data attached to each product.

*3: 0.5 p.e. (threshold level)

Figura 18. Principales características del MPPC S11064-050P de Hamamatsu.

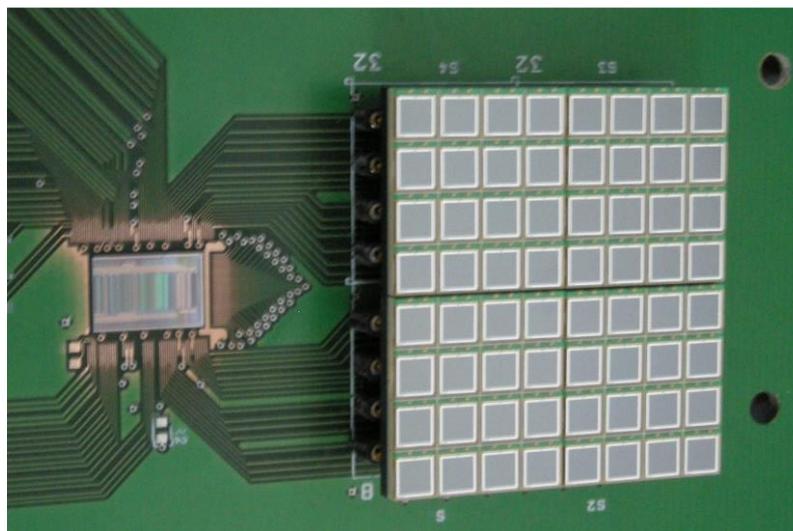


Figura 19. Fotografía de los MPPCs del segundo y tercer plano de detección montados sobre la daughterboard soporte.

La Tabla 2 muestra las principales características de los planos de detección de la primera versión del telescopio Compton y la Figura 20 una imagen del mismo.

Tabla 2. Características de los planos de detectores de la primera versión del telescopio Compton.

	Dimensiones del cristal (mm ³)	Modelo de SiPM	Área efectiva del píxel (mm ²)	Pitch (mm)
Plano 1	27.2 × 26.8 × 5	S11830-3340MF	3 × 3	3.2
Plano 2	36 × 32 × 5	S11064-050P(X1)	3 × 3	4.05/4.5
Plano 3	36 × 32 × 10	S11064-050P(X1)	3 × 3	4.05/4.5

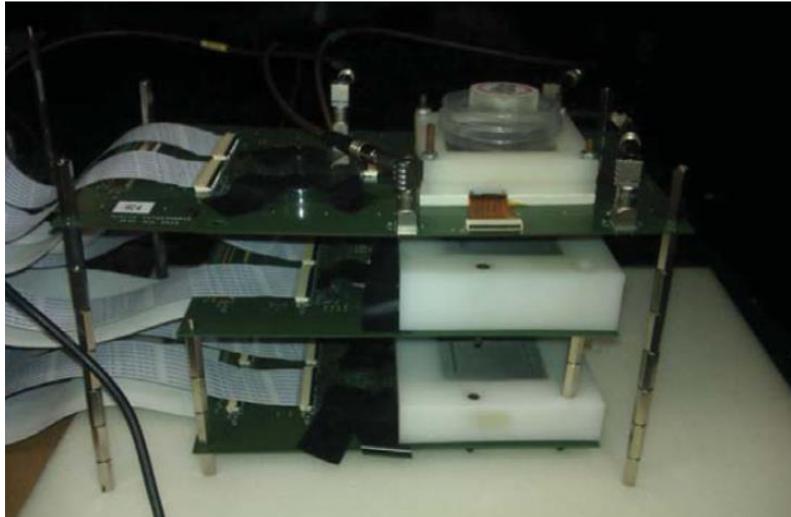


Figura 20. Fotografía de la primera versión del telescopio Compton [16].

4.3. Electrónica de lectura

La electrónica de lectura empleada para procesar las señales obtenidas con los detectores se basa en el ASIC (*Application Specific Integrated Circuit*, circuito integrado de aplicación específica) VATA64HDR16 [17] desarrollado por Ideas [18]. El VATA64HDR16 es un ASIC de 64 canales sensibles a la carga, optimizado para medidas de energía y tiempo con detectores del tipo SiPM. Está desarrollado con tecnología de fabricación CMOS (*Complementary Metal Oxide Semiconductor*, semiconductor complementario de óxido metálico) de 35 μm . Este ASIC está basado en una combinación de los ASICs ya existentes VA32_HDR14.2 y TA32cg, también de Ideas. Las funcionalidades de estos dos últimos ASICs han sido combinadas y complementadas con nuevas características específicamente diseñadas para la lectura de fotodetectores del tipo SiPMs.

Cada canal consta de un amplificador sensible a la carga, un circuito para medir la amplitud de la señal de entrada y un circuito para generar la señal de disparo (*trigger*) de la adquisición y registrar el tiempo del evento. La ganancia del preamplificador se puede configurar en un modo de baja ganancia o en un modo de alta ganancia cambiando el condensador de realimentación. El preamplificador funciona con señales de entrada positivas y negativas, aunque está optimizado para positivas, pudiéndose conectar directamente al SiPM. El potencial del preamplificador se puede programar de forma independiente para cada canal a través de un convertor digital a analógico (DAC) de entrada de 8 bits, permitiendo de esta forma ajustar el voltaje de alimentación de cada SiPM de forma individual. El voltaje de alimentación se puede reducir desde el voltaje de referencia común hasta un máximo de 1 V, en pasos de 3.5 mV. En sistemas con muchos SiPMs, los DACs de entrada se pueden usar para ajustar variaciones en el voltaje de operación de cada SiPM o para controlar de forma activa ese voltaje a medida

que la temperatura de los SiPMs cambia. La Figura 21 muestra el diagrama de bloques de un canal del ASIC VATA64HDR16.

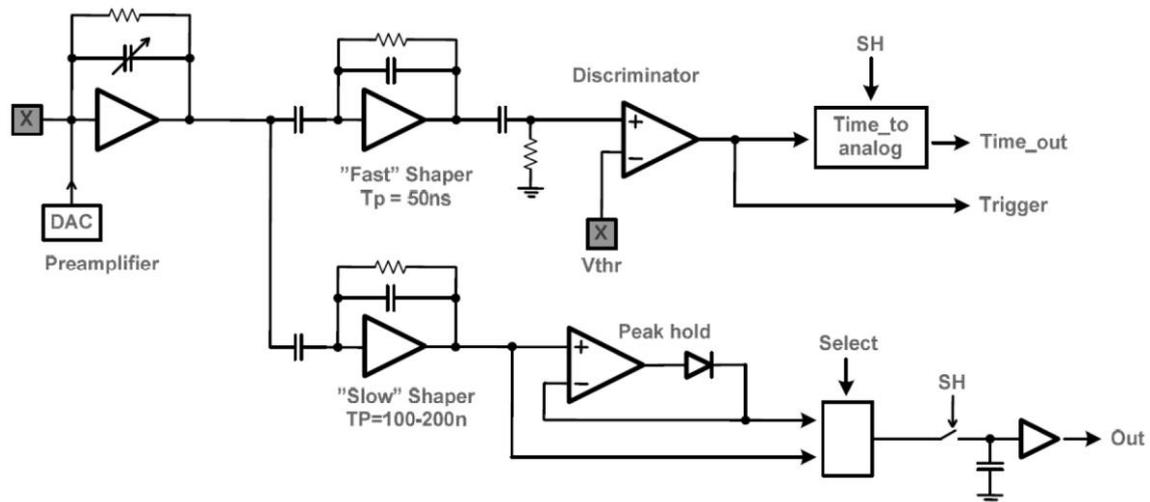


Figura 21. Diagrama de bloques de un canal del ASIC VATA64HDR16.

El ASIC tiene un conformador de señal lento (*slow shaper*) y uno rápido (*fast shaper*). El *slow shaper* se utiliza para medir la amplitud de la señal de entrada y su tiempo de *shaping* se puede fijar en 50, 100, 150 o 300 nanosegundos. El valor por defecto para el *slow shaper* es de 100 nanosegundos y ese es el valor que se ha utilizado en todas las medidas que se han llevado a cabo en este TFG. El *fast shaper* es el encargado de generar la señal de *trigger* para iniciar la adquisición. El tiempo de *shaping* está fijado en 50 nanosegundos. El discriminador genera una señal de *trigger* cuando la salida del *fast shaper* supera el umbral programable del discriminador. Todos los canales se pueden leer a través del *back-end*, que contiene un multiplexor y un *buffer* de salida que genera una señal de salida diferencial de corriente o diferencial de voltaje. La señal de salida diferencial de corriente muestra un comportamiento más lineal que la señal de salida diferencial de voltaje y por ello todas las medidas que se han llevado a cabo han sido con la salida diferencial de corriente.

Cada plano de detección consta de 64 canales y por tanto hace uso de un ASIC VATA64HDR16 que se pega y se une eléctricamente mediante microsoldadura a una *daughterboard* (DB) diseñada específicamente para alojar a cada modelo de matriz de SiPMs empleado. La DB suministra el voltaje de alimentación a los MPPCs y sirve de soporte mecánico al conjunto formando por el cristal centelleador y los fotodetectores.

Cada DB se conecta a una tarjeta de adquisición de datos (*motherboard*, MB) desarrollada en el IFIC [19] donde se encuentra el convertor analógico a digital (ADC) de 12 bits que se emplea para digitalizar la carga de cada canal del ASIC y una FPGA (*Field Programmable Gate Array*, matriz de puertas programables) Spartan3 de Xilinx que controla el proceso de adquisición y que se conecta al ordenador a través de Ethernet

mediante protocolo UDP. La Figura 22 muestra una imagen de la tarjeta de adquisición y sus distintos bloques.

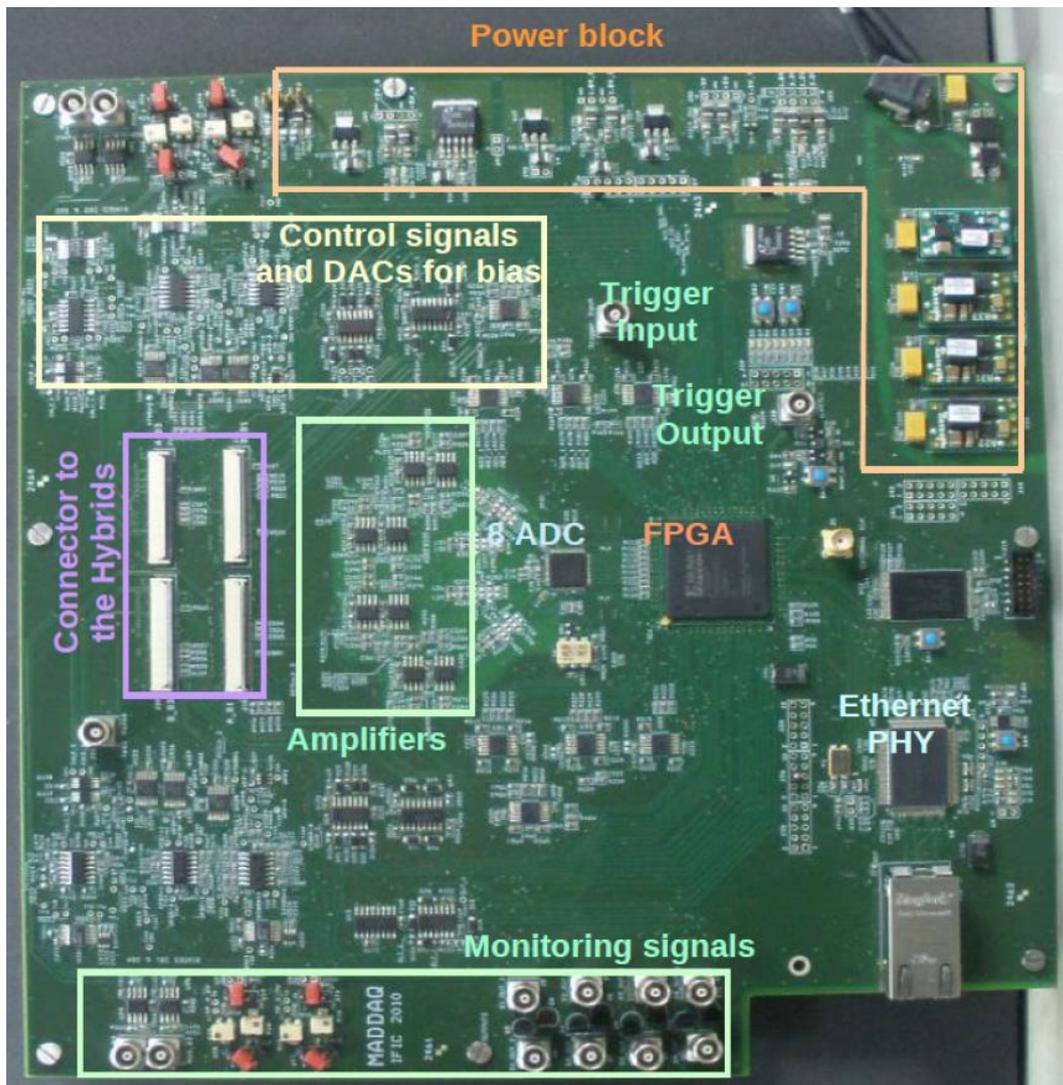


Figura 22. Tarjeta de adquisición para el ASIC VATA64HDR16.

La adquisición de los datos se controla mediante un entorno gráfico de usuario desarrollado en C++ que permite programar los parámetros del ASIC. Durante la toma de datos se genera un archivo de salida en texto plano ASCII con una línea por evento detectado. Para cada evento se registra el valor digitalizado de la carga proveniente de los ADCs de los 64 canales.

Una evaluación completa de esta electrónica de lectura y de su rendimiento para aplicaciones en física médica basadas en cristales continuos y SiPMs se puede encontrar en [20].

4.4. Tarjeta de coincidencias

Los distintos planos de detectores del telescopio Compton están conectados a una tarjeta de coincidencias que permite la adquisición simultánea de eventos cuando se produce una coincidencia temporal entre dos o tres detectores. La tarjeta de coincidencias dispone de tres puertos de entrada que se conectan a las señales de salida de *trigger* de las tarjetas de adquisición de datos de los tres detectores. Cuando la MB de un detector genera una señal de *trigger* (es decir, detecta un evento), la tarjeta de coincidencias abre una ventana temporal de anchura ajustable. Si durante el tiempo que permanece abierta esta ventana temporal se genera un nuevo *trigger* en alguno de los otros planos de detección, el sistema lo considerará como una coincidencia y mandará una señal a las tarjetas de adquisición de datos para que lean la carga de los dos o tres detectores involucrados en el evento. La tarjeta de coincidencias está basada en una tarjeta de evaluación de la FPGA Virtex 5.

4.5. Principales resultados obtenidos

La primera versión del prototipo se sometió a una caracterización completa en el laboratorio con el fin de evaluar su rendimiento [21].

A nivel de detectores, la mejor resolución energética que se obtuvo fue en el primer plano de detección siendo del 6.4% FWHM a 511 keV [22], la cual empeoraba hasta el 7-10% FWHM cuando el sistema pasaba mucho tiempo en funcionamiento debido al calentamiento de los SiPMs [21]. La resolución espacial obtenida en los detectores fue de 1.25 mm FWHM.

A nivel de sistema, el objetivo era conseguir un prototipo que fuese capaz de trabajar con coincidencias dobles y triples que tuviesen lugar en cualesquiera de los tres planos de detección, de manera que se maximizase la resolución y la eficiencia. En este sentido, el prototipo desarrollado fue capaz de reconstruir satisfactoriamente imágenes de rayos gamma de diferentes energías entre 511 y 1836 keV, empleando tanto dos como tres planos de detección.

También se llevaron a cabo estudios de eficiencia y se probaron multitud de configuraciones geométricas con el objetivo de evaluar el impacto que tenía en el sistema la distancia entre planos y la distancia a la fuente radioactiva. Se demostró que los resultados mejoraban cuando la distancia entre la fuente y el primer plano era lo más pequeña posible y cuando la distancia entre el primer plano de interacción y el segundo aumentaba.

Además, se desarrollaron simulaciones Monte Carlo del prototipo que reproducían las pruebas llevadas a cabo en el laboratorio [21].

Cabe destacar que esta primera versión del prototipo se probó en instalaciones que disponían de aceleradores de partículas en condiciones experimentales de energía semejantes a las que se producen en los tratamientos de terapia hadrónica. Se llevaron a cabo pruebas con protones de 150 MeV colisionando contra un blanco de PMMA (polimetilmetacrilato) en el *KVI-Center for Advanced Radiation Technology* (KVI-CART) de Groninga (Países Bajos) [16] y con fotones de 4.4 MeV en el *Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf* (HZDR) de Dresden (Alemania) [23]. En ambos casos, el sistema fue capaz de detectar variaciones en la profundidad del pico de Bragg.

La primera versión de MACACO demostró ser un sistema ligero, transportable, escalable y fácil de operar.

5. Mejoras en el telescopio Compton

Las pruebas llevadas a cabo con la primera versión de MACACO tanto en el laboratorio como en instalaciones dotadas de aceleradores de partículas obtuvieron unos resultados prometedores, demostrando la viabilidad de la tecnología propuesta basada en cristales centelleadores monolíticos de LaBr_3 acoplados a SiPMs para la monitorización del tratamiento en terapia hadrónica.

Sin embargo, los resultados obtenidos también permitieron identificar una serie de limitaciones en esa primera versión del prototipo, siendo la resolución energética uno de los parámetros más críticos en el rendimiento del sistema. Con el objetivo de abordar el diseño de una segunda versión del prototipo que mejorase los valores de la resolución energética, se decidió actualizar los fotodetectores y sustituirlos por una nueva matriz de SiPMs.

En este capítulo se presentan las pruebas de caracterización a las que se han sometido a los nuevos detectores y los resultados obtenidos, los cuales se han publicado en [24] y se han presentado en [25].

5.1. Descripción de los detectores

Los nuevos detectores están compuestos por una *daughterboard* (DB) que sirve como soporte mecánico y electrónico para el ASIC, el fotodetector y el cristal centelleador (Figura 23). Cada DB incorpora un termómetro integrado modelo DS18B20-PAR [26] de Maxim Integrated [27] en su parte trasera para monitorizar su temperatura de operación. El termómetro tiene una precisión de 0.5 °C en el rango de -10 °C a 85 °C, dentro del cual siempre está contenida la temperatura de operación del sistema.

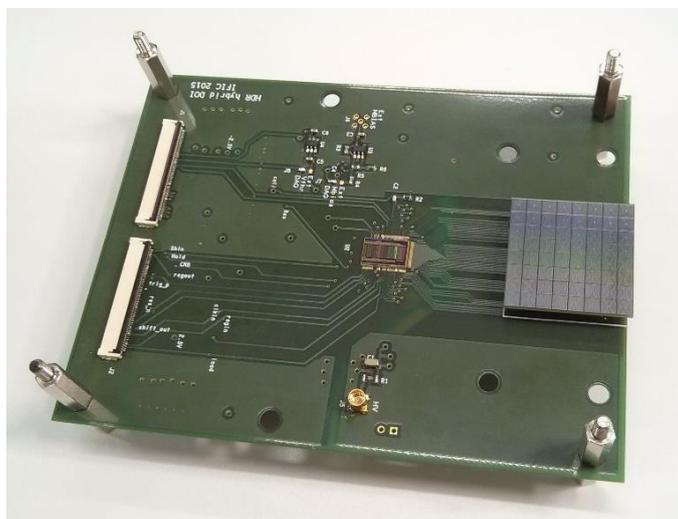


Figura 23. Fotografía de la daughterboard que contiene el ASIC VATA64HDR16 y la matriz de SiPMs S13361-3050AE-08.

El nuevo fotodetector empleado es una matriz de SiPMs, en concreto un *Multi Pixel Photon Counter* (MPPC) fabricado por Hamamatsu Photonics [15] modelo S13361-3050AE-08 [28]. A diferencia de la primera versión de MACACO, en la cual para cubrir el área del cristal centelleador era necesario unir cuatro matrices de SiPMs debido a su pequeño tamaño, este nuevo modelo consiste en 64 píxeles dispuestos en una matriz de 8×8 elementos en un único fotodetector. Cada píxel tiene un tamaño de $3 \times 3 \text{ mm}^2$ y está compuesto por 3584 microceldillas de $50 \times 50 \text{ }\mu\text{m}^2$. La distancia entre centros (*pitch*) de los píxeles es de 3.2 mm en ambas direcciones. El factor de ocupación geométrica alcanza el 74%. Las dimensiones externas del fotodetector son $25.8 \times 25.8 \text{ mm}^2$. Algunas de sus características eléctricas y ópticas se pueden ver en la Figura 24.

■ **Electrical and optical characteristics**
(Typ. $T_a=25 \text{ deg C}$, $V_{over}=3V$ unless otherwise noted)

Parameters	Symbol	S13361-3050NE-08, S13361-3050AS-08 S13361-3050NE-08, S13361-3050AS-08	Unit
Spectral response range	λ	320 to 900 (NS, AE type)	nm
		270 to 900 (NS, AS type)	
Peak sensitivity wavelength	λ_p	450	nm
Photon detection efficiency at λ_p ^{*3}	PDE	40	%
Dark count ^{*4}	Typ. Max.	0.5	Mcps
		1.5	
Crosstalk probability	-	3	%
Terminal capacitance	Ct	320	pF
Gain ^{*5}	M	1.7×10^6	-
Breakdown voltage	V_{BR}	53 ± 5	V
Recommended operating voltage ^{*6}	V_{op}	$V_{BR} + 3$	V
Temperature coefficient of recommended reverse voltage	$\Delta T_{V_{op}}$	54	mV/°C

*3: Photon detection efficiency does not include crosstalk and after pulse.

*4: The data will be measured by current.

*5: Characteristics change with applied over voltage. Please refer to next section in detail.

*6: Refer to the data attached for each product.

Figura 24. Características eléctricas y ópticas del MPPC S13361-3050AE-08 de Hamamatsu [28].

Este MPPC emplea la tecnología de fabricación TSV (*Through Silicon Via*) y consigue mejorar muchas de sus características en comparación con modelos anteriores: menor *crosstalk* y número de cuentas oscuras, menor probabilidad de *afterpulse*, mayor probabilidad de fotodetección, mayor uniformidad en la respuesta entre píxeles y reducción significativa del espacio muerto entre los elementos de la matriz de SiPMs. La Figura 25 muestra una representación esquemática de un corte del perfil del MPPC y la Figura 26 la dependencia de algunas de sus características con el sobrevoltaje.

■ Edge detail

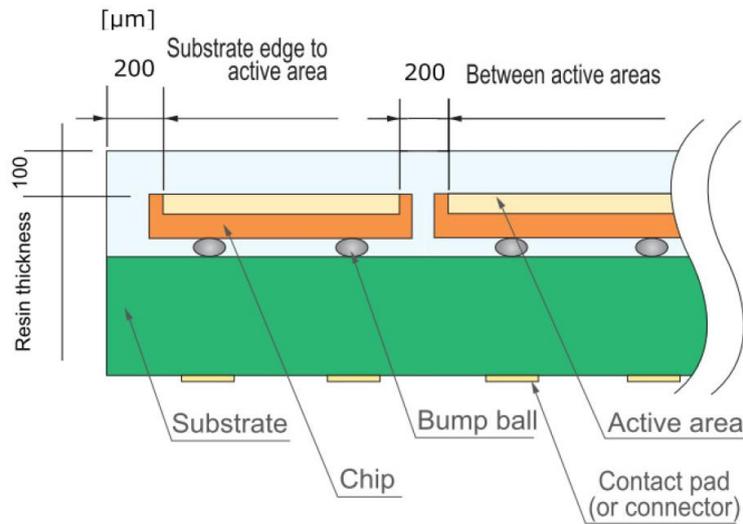


Figura 25. Representación esquemática de un corte del perfil del MPPC S13361-3050AE-08 [28].

■ Characteristics Vover dependence (measurement example)

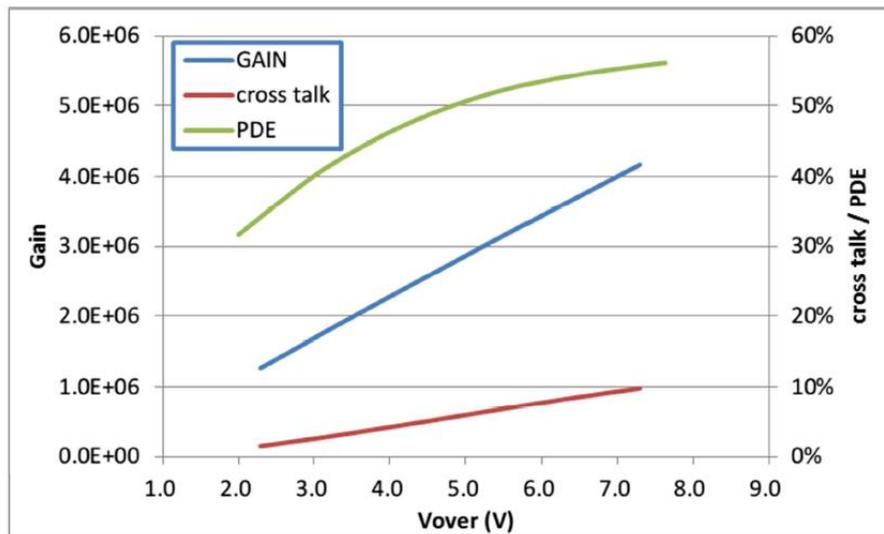


Figura 26. Dependencia de algunas de las características del MPPC S13361-3050AE-08 con el sobrevoltaje [28].

El cristal centelleador utilizado ha sido un bloque monolítico de LaBr_3 perteneciente a la familia BrillanCe 380 [13], fabricado por Saint-Gobain Crystals [14], similar a los utilizados en el primer prototipo. La superficie de la cara de salida del cristal es de $25.8 \times 25.8 \text{ mm}^2$, de manera que coincide exactamente con las dimensiones del fotodetector, y su grosor es de 5 milímetros. El cristal está rodeado de material reflectante y encapsulado en aluminio debido a su higroscopicidad. La Figura 27 muestra una fotografía del cristal.



Figura 27. Cristal de LaBr_3 fabricado por Saint-Gobain Crystals con un volumen activo de $25.8 \times 25.8 \times 5 \text{ mm}^3$.

La lectura de las señales generadas por el fotodetector se realiza a través de la misma electrónica de lectura empleada en la primera versión de MACACO y que está basada en el ASIC VATA64HDR16 [17] del fabricante IDEAS [18]. Una explicación detallada de la electrónica de lectura se puede encontrar en el apartado 4.3.

5.2. Caracterización de los detectores

Los nuevos detectores se han sometido a diversas pruebas de caracterización para determinar su rendimiento en comparación con los planos de detectores empleados en la primera versión de MACACO.

Para estas pruebas, el cristal de LaBr_3 se ha acoplado a la matriz de SiPMs usando grasa óptica BC-630 de Saint-Gobain [29] con el objetivo de adaptar los índices de refracción entre el cristal centelleador y el fotodetector.

Las medidas se han llevado a cabo dentro de una caja negra para evitar la entrada de luz exterior. La temperatura dentro de la caja negra se ha estabilizado en $29.0 \text{ }^\circ\text{C}$. A los datos obtenidos no se les ha aplicado ningún tipo de corrección por temperatura ya que la variación de la misma dentro de la caja ha sido inferior a $0.5 \text{ }^\circ\text{C}$.

5.2.1. Elección del voltaje de operación

La elección del voltaje de operación aplicado a toda la matriz de SiPMs se ha determinado a través de un barrido de voltajes a partir del voltaje de ruptura. Para ello, se ha obtenido el espectro energético de una fuente de ^{22}Na a distintos voltajes, desde 53.2 V hasta 55.0 V en pasos de 0.2 V , y se ha ajustado el fotopico de 511 keV a una función gaussiana. La determinación del voltaje de operación ha tenido en cuenta la posición del fotopico de 511 keV (Figura 28) y la resolución energética obtenida (Figura 29) para cada voltaje.

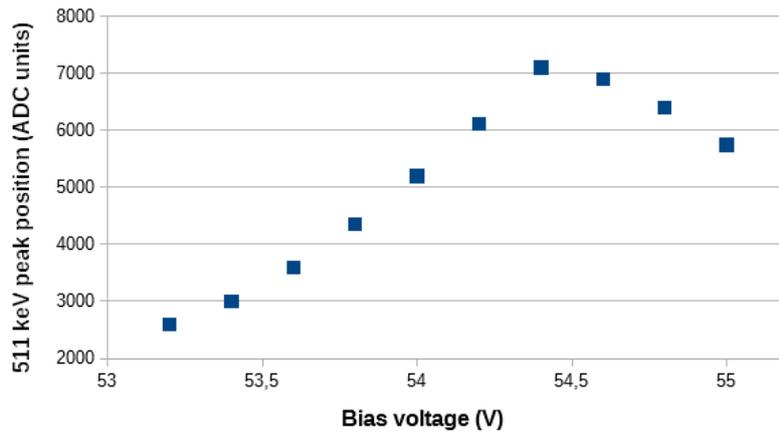


Figura 28. Posición del fotopico de 511 keV en función del voltaje de alimentación.

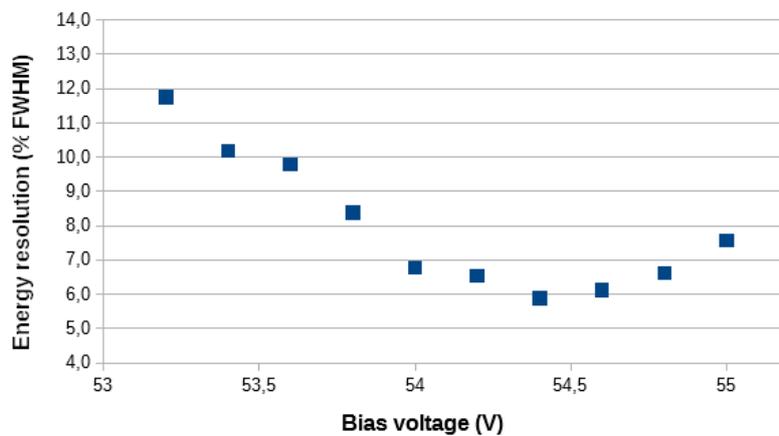


Figura 29. Resolución energética obtenida en función del voltaje de alimentación.

Basado en los resultados obtenidos, el mejor rendimiento del detector se produce a 54.4 V. Este es el valor del voltaje de operación que se utilizará en todas las medidas de caracterización presentadas en los siguientes apartados.

Sin embargo, este valor es 1.7 V más bajo que el voltaje de operación recomendado por el fabricante en su hoja de especificaciones (56.1 V). La determinación del voltaje óptimo se ha llevado a cabo experimentalmente para ajustar la señal de salida del fotodetector al rango dinámico de entrada del ASIC y evitar de esta forma su saturación.

La eualización de la respuesta de los elementos de la matriz de SiPMs se ha realizado ajustando de forma individual el voltaje de operación aplicado a cada píxel mediante el uso de los DACs de entrada al ASIC explicados en el apartado 4.3.

5.2.2. Linealidad

Para determinar la linealidad de los nuevos detectores se ha utilizado una fuente radiactiva de ^{152}Eu . Se ha empleado esta fuente radiactiva porque en su proceso de desintegración emite varios fotopicos de distintas energías en un amplio rango

energético. Se ha obtenido el espectro energético de la fuente de ^{152}Eu y se ha procedido a ajustar una función gaussiana a cada uno de los fotopicos de 122, 245, 344, 779, 964, 1112 y 1408 keV. El centroide de cada una de las gaussianas en unidades de ADC se ha representado en función de su energía.

El detector muestra un comportamiento lineal hasta los 1408 keV, tal y como se puede ver en la Figura 30.

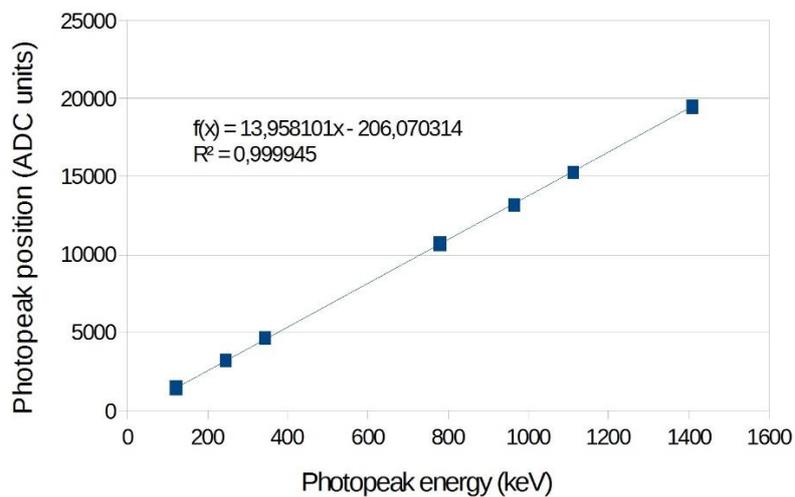


Figura 30. Posición de los distintos fotopicos de una fuente de ^{152}Eu en unidades de ADC en función de su energía.

5.2.3. Resolución energética

Para determinar la resolución energética del detector se ha obtenido el espectro energético de una fuente radiactiva de ^{22}Na (Figura 31).

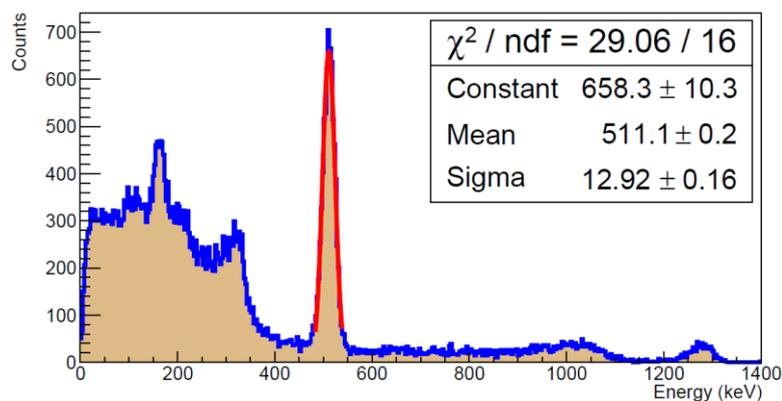


Figura 31. Espectro energético de ^{22}Na obtenido con los detectores. La resolución energética es del 5.9% FWHM a 511 keV.

El fotopico de 511 keV se ha ajustado con una función gaussiana y a partir de los parámetros del ajuste se ha calculado su resolución energética

$$R = \frac{2.35 \cdot \sigma}{E} \cdot 100 = \frac{2.35 \cdot 12.92}{511.1} \cdot 100 = 5.9$$

La resolución energética obtenida ha sido del 5.9% FWHM a 511 keV. Este resultado se ha mantenido constante a lo largo del tiempo de operación en las pruebas realizadas. Este valor mejora significativamente los resultados obtenidos con los detectores de la primera versión de MACACO, en los que la resolución energética empeoraba hasta el 10% FWHM debido al calentamiento de los detectores.

5.2.4. Resolución espacial

La determinación de la posición de interacción del fotón gamma dentro del cristal centelleador se ha llevado a cabo empleando un modelo analítico del ángulo subtendido entre el punto de interacción y cada uno de los píxeles de la matriz de SiPMs. Este modelo tiene en cuenta tanto los fotones que alcanzan al fotodetector de manera directa como los fotones que primero se reflejan en las caras del cristal centelleador [30] [31].

Para las pruebas de determinación de la posición de interacción se ha utilizado una fuente radiactiva de ^{22}Na de 0.25 mm de diámetro colimada electrónicamente con el fin de restringir la interacción de los fotones en el detector a una posición concreta. Para ello, el detector a caracterizar se ha operado en coincidencia temporal con un segundo detector. El segundo detector consistía en un cristal de LYSO de $1 \times 1 \times 10 \text{ mm}^3$ acoplado a un único píxel de un SiPM Hamamatsu C13365-1350SA de área $1.3 \times 1.3 \text{ mm}^2$. La distancia entre la fuente de ^{22}Na y el cristal de LaBr_3 era de 5 mm y la distancia entre la fuente radiactiva y el segundo detector era de 30 mm. En la Figura 32 se puede ver una representación esquemática del montaje experimental.

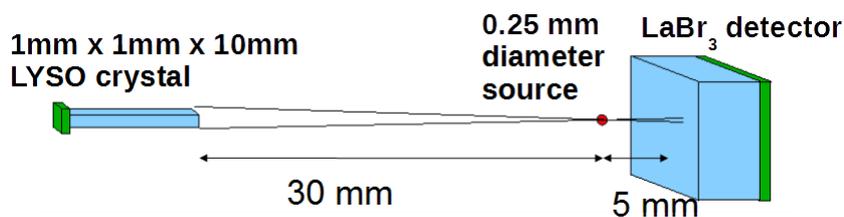


Figura 32. Representación esquemática del montaje experimental empleado en la determinación de la resolución espacial.

La fuente radiactiva se ha colocado en cinco posiciones distintas del detector a lo largo de una de sus diagonales. La Tabla 3 resume los resultados obtenidos para las cinco posiciones y la Figura 33 muestra la posición reconstruida frente a la posición nominal para esas cinco posiciones. La Figura 34 muestra los perfiles en X e Y del máximo de la distribución de la posición de interacción reconstruida correspondiente al centro del detector.

Tabla 3. Resultados de la determinación de la posición para cinco posiciones diferentes en la superficie del detector.

Posición	Nominal (mm)	Reconstruida (mm)	FWHM en X	FWHM en Y
1	[0,0]	[0,0]	0.97	0.89
2	[5,5]	[5.07,5.03]	1.36	1.52
3	[10,10]	[9.97,9.95]	1.30	1.31
4	[-5,-5]	[-5.25,-5.36]	1.07	1.13
5	[-10,-10]	[-9.95,-9.91]	1.15	1.16

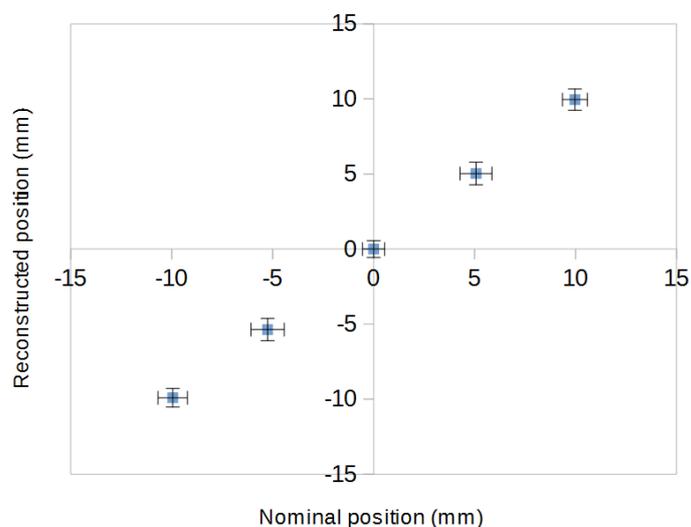


Figura 33. Posición reconstruida frente a posición nominal de las cinco posiciones medidas.

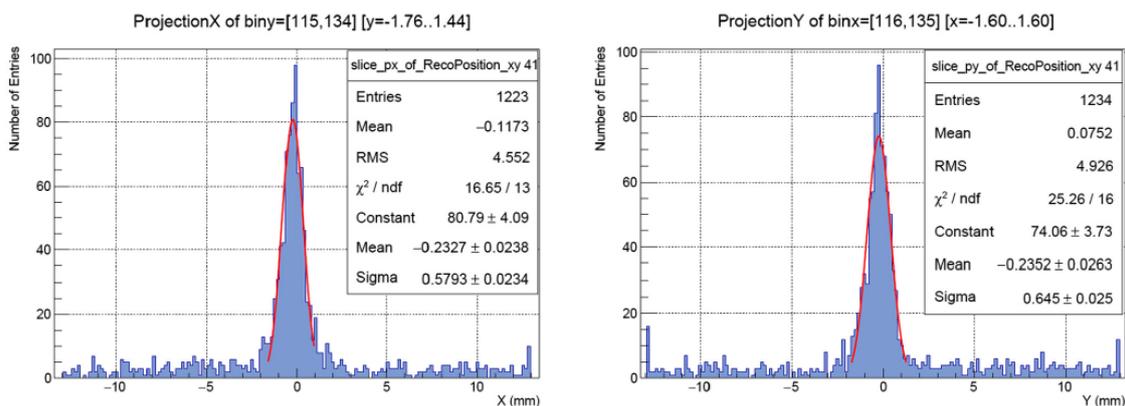


Figura 34. Perfiles en X e Y del máximo de la distribución de las posiciones de interacción reconstruidas.

Los resultados obtenidos muestran una respuesta lineal en el rango en el que se han llevado a cabo las pruebas, es decir, a ± 10 mm del centro. La resolución espacial media obtenida ha sido de 1.2 mm FWHM. Este resultado es prácticamente igual al obtenido con los detectores de la primera versión de MACACO.

5.3. Reconstrucción de imagen

La capacidad de los detectores para funcionar en modo telescopio y generar imágenes se ha puesto a prueba. Para ello, se han montado dos de los detectores descritos en el apartado 5.1 en el primer y segundo plano del telescopio a una distancia entre ellos de 97 mm. Ambos detectores se han operado en coincidencia temporal empleando la tarjeta de coincidencias descrita en el apartado 4.4. Una imagen del telescopio montado sobre un andamio de soporte mecánico y equipado con los nuevos detectores puede verse en la Figura 35.

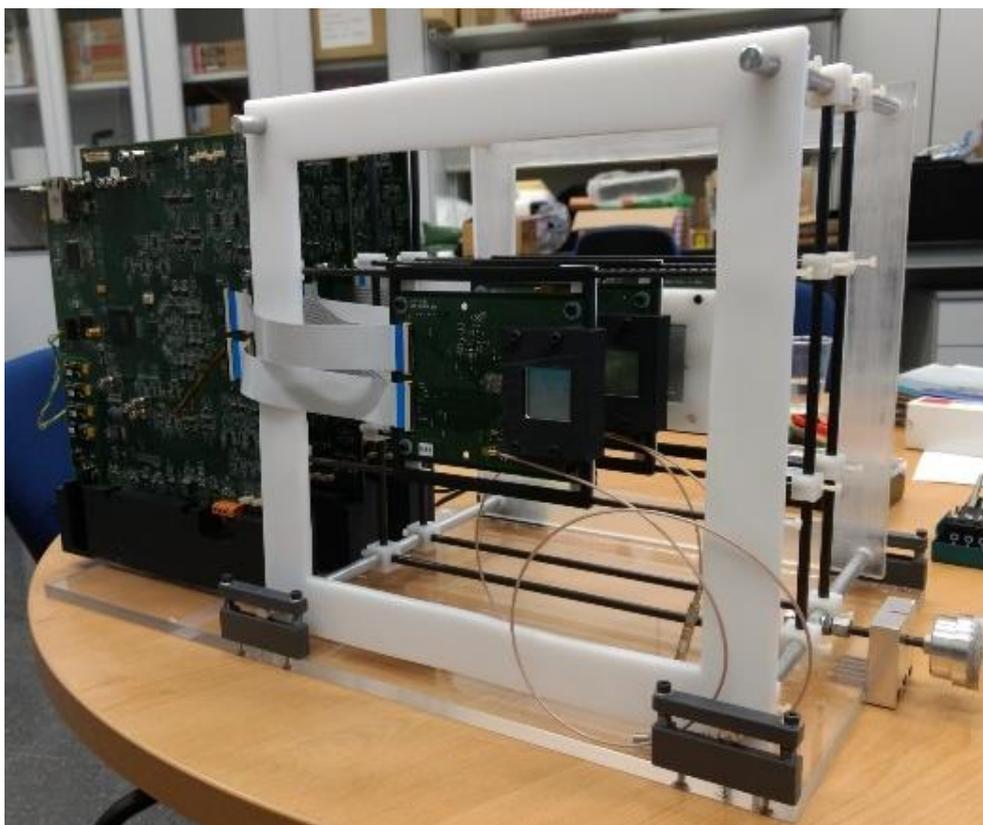


Figura 35. Fotografía de MACACO con dos de los nuevos detectores montados en el primer y segundo plano del telescopio.

Para las pruebas de imagen se ha empleado una matriz de 37 fuentes puntuales de ^{22}Na de 1 mm de diámetro separadas 10 mm entre ellas, siguiendo la distribución que se puede ver en la Figura 36. La distancia entre la matriz de fuentes de ^{22}Na y el primer plano es de 35 mm.

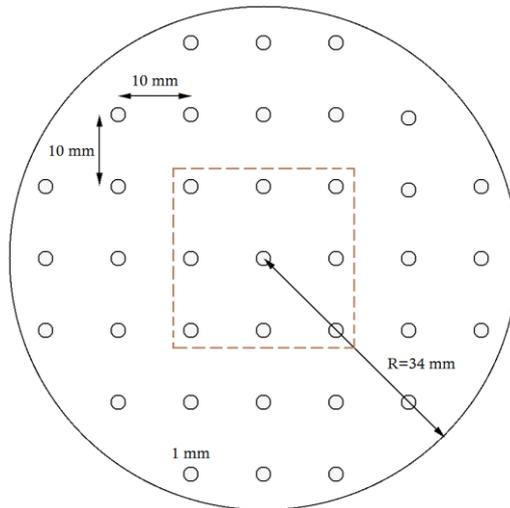


Figura 36. Distribución de la matriz de 37 fuentes puntuales de ^{22}Na . La línea discontinua representa la superficie del detector.

Las imágenes obtenidas se han reconstruido con un algoritmo *Maximum-Likelihood Expectation-Maximization* (MLEM) [21]. La Figura 37 muestra la imagen reconstruida de la matriz de fuentes de ^{22}Na y la Figura 38 muestra el perfil en el centro de la matriz, en la que se puede observar que se distinguen todas las fuentes.

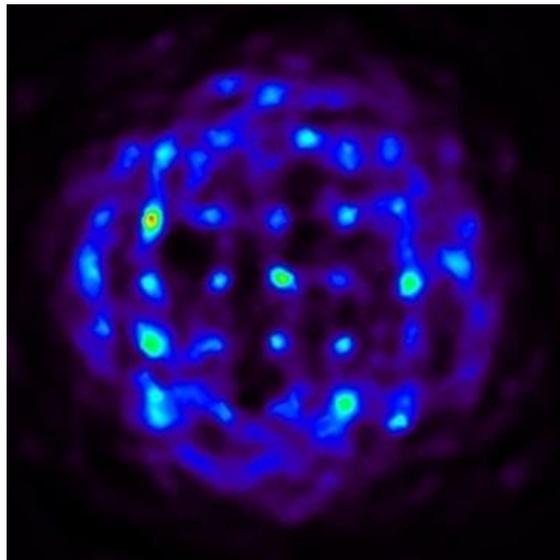


Figura 37. Imagen reconstruida de la matriz de 37 fuentes puntuales de ^{22}Na .

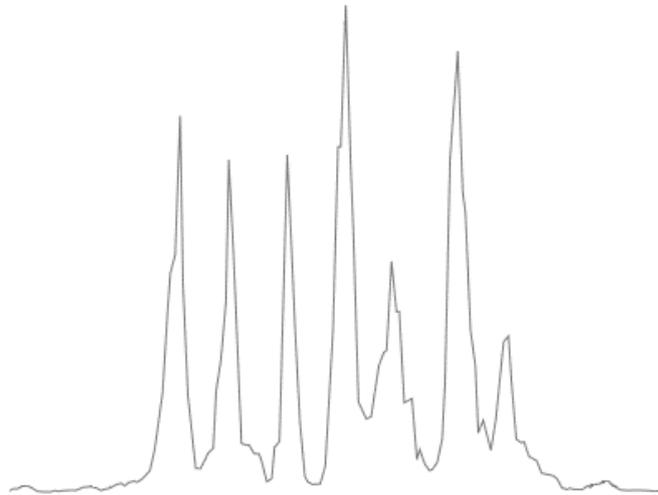


Figura 38. Perfil en el centro de la imagen reconstruida de la matriz de fuentes de ^{22}Na .

Esta misma matriz de fuentes puntuales se utilizó con la primera versión de MACACO, pero no fue posible su correcta reconstrucción. Esto fue probablemente debido a la peor resolución energética de sus detectores y a la utilización de una versión menos optimizada del algoritmo de reconstrucción de la imagen.

También se ha querido estudiar de forma cualitativa el efecto que tiene colocar una fuente radiactiva puntual de ^{22}Na en distintas posiciones del campo de visión de los nuevos detectores. En las siguientes medidas, la distancia entre planos es de 80 mm.

Una de las pruebas que se ha llevado a cabo ha sido colocar la fuente puntual a 35 mm del primer detector y moverla en pasos de 5 mm en un plano paralelo a los detectores. La Figura 39 (izquierda) muestra la imagen reconstruida de la fuente en tres posiciones distintas y la Figura 39 (derecha) muestra el perfil a través del máximo de la imagen reconstruida. En los dos casos, las imágenes fueron reconstruidas de forma independiente y representadas en una única imagen.

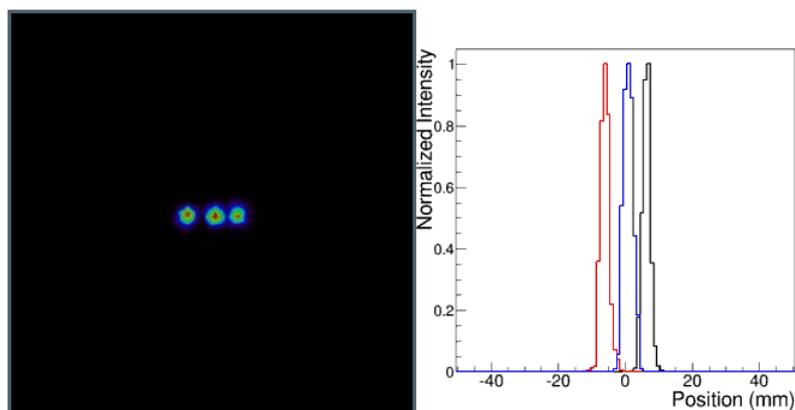


Figura 39. Izquierda: imagen reconstruida de una fuente puntual de ^{22}Na colocada en tres posiciones diferentes separadas entre ellas 5 mm en un plano paralelo situado a 35 mm del primer detector. Derecha: perfil a través del máximo de las tres posiciones reconstruidas.

La otra prueba llevada a cabo ha consistido en colocar la fuente puntual a 40 mm del primer detector y moverla en pasos de 10 mm en un plano perpendicular a los detectores. La Figura 40 (izquierda) muestra la imagen reconstruida de la fuente colocada a 40, 50 y 60 mm del primer detector y la Figura 40 (derecha) muestra el perfil a través del máximo de la imagen reconstruida. De nuevo, en los dos casos las imágenes fueron reconstruidas de forma independiente y representadas en una única imagen.

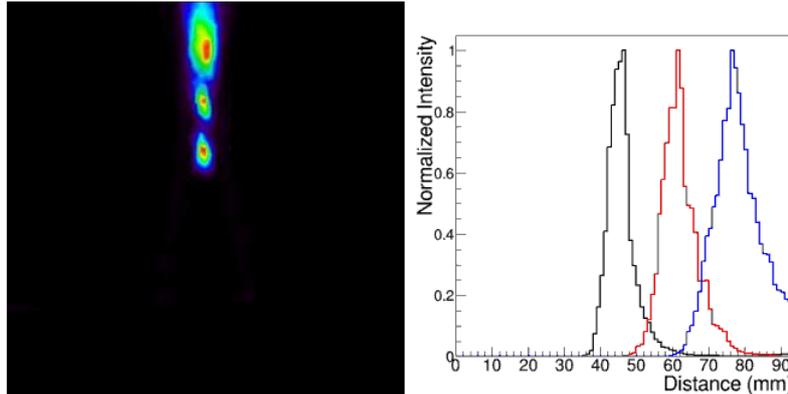


Figura 40. Izquierda: imagen reconstruida de una fuente puntual de ^{22}Na colocada a 40, 50 y 60 mm en un plano perpendicular al primer detector. Derecha: perfil a través del máximo de las tres posiciones reconstruidas.

Como puede verse, cuando la fuente se coloca en diferentes posiciones en la dirección transversal, la reducción de la cobertura del ángulo sólido provoca una elongación de la imagen cuando la fuente se separa del primer detector. Este efecto está siendo estudiado y cuantificado.

5.4. Pruebas con LaBr_3 y CeBr_3

El LaBr_3 es un cristal centelleador que ofrece unas características excelentes, sobre todo en términos de resolución energética y temporal. Sin embargo, su formulación está patentada y actualmente sólo lo comercializa Saint-Gobain Crystals, lo que provoca que tenga un precio elevado.

En el caso del telescopio Compton, el cristal centelleador de LaBr_3 supone, con diferencia, el componente más caro de cada plano de detectores, tal y como se puede comprobar en el capítulo 7. Por esta razón, se están considerando alternativas más económicas.

En este sentido, el CeBr_3 aparece como un serio competidor frente al LaBr_3 . Según [32], su resolución energética y temporal es sólo ligeramente inferior a la del LaBr_3 , pero con un precio significativamente menor.

Por ello, se han realizado pruebas con ambos tipos de cristales con el objetivo de comparar su rendimiento y de valorar la idoneidad del CeBr_3 para el telescopio Compton.

Los dos cristales empleados tienen una superficie activa de $25.8 \times 25.8 \text{ mm}^2$ y un grosor de 5 mm, de manera que se ajustan perfectamente al área del MPPC S13361-3050AE-08 descrito en el apartado 5.1 y que ha sido el fotodetector utilizado en esta comparativa. El cristal de LaBr_3 (Figura 41 izquierda) está fabricado por Saint-Gobain Crystals y es el mismo que se ha empleado en todas las pruebas realizadas en el apartado 5.2. El cristal de CeBr_3 (Figura 41 derecha) está fabricado por Hellma Materials [33]. Los dos cristales están rodeados de material reflectante y encapsulados en aluminio debido a su higroscopicidad. Aunque ambos cristales tienen el mismo volumen activo, la diferencia en sus dimensiones externas es debida a las diferentes estrategias de encapsulado empleadas por cada fabricante.



Figura 41. Cristales centelleadores de volumen activo $25.8 \times 25.8 \times 5 \text{ mm}^3$. Izquierda: LaBr_3 de Saint-Gobain Crystals. Derecha: CeBr_3 de Hellma Materials.

Se han ensamblado dos detectores: uno con el cristal de LaBr_3 y otro con el cristal de CeBr_3 . Las medidas llevadas a cabo en esta comparativa se han realizado sin usar grasa óptica para acoplar los cristales a los fotodetectores y sin ecualizar la respuesta de los elementos de las matrices de SiPMs.

Para medir la resolución energética de cada cristal se ha obtenido el espectro energético de una fuente de ^{22}Na y se ha ajustado el fotopico de 511 keV a una función gaussiana. El resultado obtenido para el cristal de LaBr_3 ha sido del 7.1% FWHM (Figura 42 (a)) y para el cristal de CeBr_3 ha sido del 11.3% FWHM (Figura 42 (b)), ambos a 511 keV.

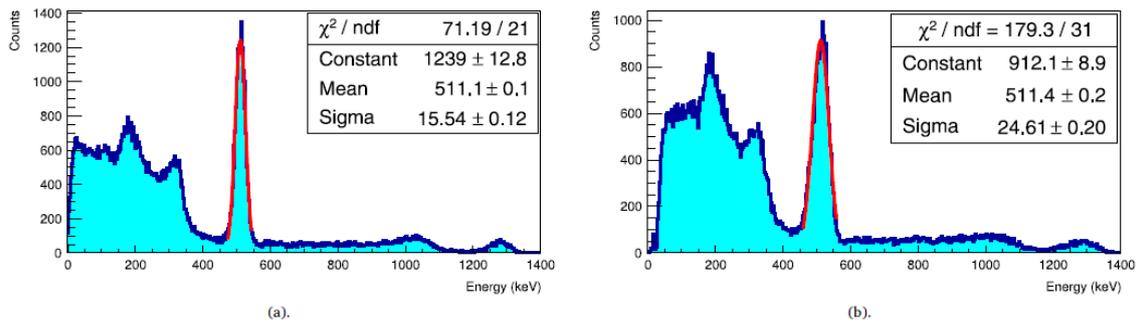


Figura 42. Espectro energético de ^{22}Na obtenido con el cristal de LaBr_3 (a) y con el cristal de CeBr_3 (b).

La respuesta de un telescopio compuesto por dos planos detectores se ha evaluado mediante dos configuraciones distintas: usando LaBr_3 en los dos planos y usando LaBr_3 en el primer plano y CeBr_3 en el segundo plano, ya que la resolución energética del segundo plano es menos crítica en el rendimiento del sistema. En ambos casos, la distancia entre planos es de 97 mm y la distancia de la fuente de ^{22}Na y el primer plano es de 35 mm.

La Figura 43 muestra el espectro energético resultante de la suma de los espectros energéticos individuales obtenidos en cada uno de los dos planos de detectores para las dos configuraciones probadas, respectivamente.

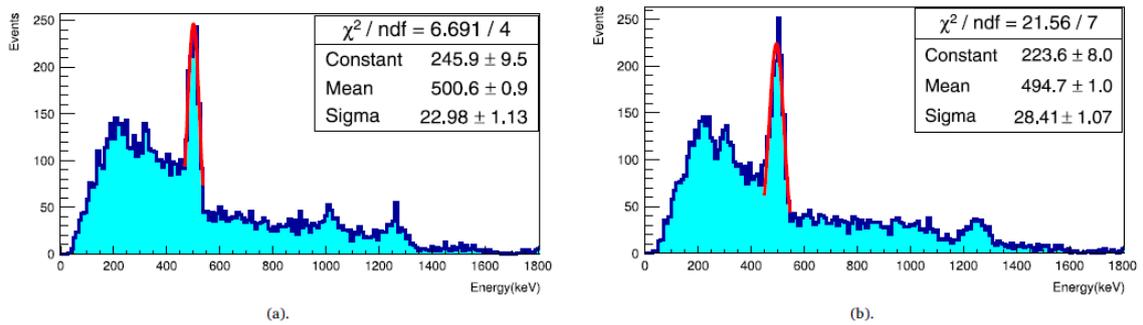


Figura 43. Espectro energético suma de ^{22}Na obtenido con dos planos de LaBr_3 (a) y con un primer plano de LaBr_3 y un segundo plano de CeBr_3 (b).

Comparativamente, la configuración con dos cristales de LaBr_3 ofrece el mejor rendimiento, aunque el de la configuración con el cristal de CeBr_3 en el segundo detector es solo ligeramente peor. En los casos en los que la resolución energética no sea un factor tan crítico, el CeBr_3 puede constituir una alternativa viable al LaBr_3 .

6. Conclusiones y trabajo futuro

En este TFG se ha ensamblado y caracterizado un detector basado en un cristal centelleador monolítico de LaBr_3 acoplado a nueva matriz de SiPMs para su uso en un telescopio Compton que se empleará en la monitorización de la dosis en tratamientos de terapia hadrónica.

Los resultados obtenidos con el nuevo detector muestran un mejor rendimiento en comparación con las versiones anteriores, principalmente en términos de resolución energética, la cual se ha conseguido mejorar y ahora además es estable con el tiempo. La mejora de este parámetro, sobre todo en el primer plano de una cámara Compton, resulta muy importante en el rendimiento del sistema.

También se ha construido y caracterizado un prototipo de telescopio Compton de dos planos empleando dos de los nuevos detectores. La capacidad del prototipo para obtener imágenes se ha probado con una matriz de 37 fuentes puntuales de ^{22}Na de 1 milímetro de diámetro. Los resultados obtenidos muestran que la mayoría de las fuentes han sido reconstruidas correctamente, principalmente aquellas nueve situadas justo debajo del área que cubre la superficie del detector. Las demás fuentes también se pueden identificar, pero debido a la reducción de la cobertura geométrica en las regiones que están fuera de la superficie del detector esas fuentes no se pueden reconstruir con la misma calidad que las nueve del centro. No obstante, actualmente se está mejorando el algoritmo de reconstrucción de imágenes para que tenga en cuenta este efecto.

Además, se han llevado a cabo las primeras pruebas para evaluar el rendimiento del CeBr_3 como alternativa más económica al LaBr_3 . Estas primeras pruebas parecen indicar que puede ser una alternativa viable para los planos de detección del telescopio Compton más alejados de la fuente radioactiva, en los cuales la resolución energética no es tan determinante en el rendimiento del telescopio. De esta manera, se conseguiría reducir notablemente el coste del sistema. En cualquier caso, es necesario hacer más pruebas con este cristal y evaluarlo más exhaustivamente.

Por último, está previsto que los detectores se prueben en el acelerador del KVI-CART de Groninga (Países Bajos) con protones de 150 MeV, para poder evaluar su respuesta a energías cercanas a las empleadas en tratamientos reales de terapia hadrónica.

7. Presupuesto

7.1. Telescopio Compton

En este apartado se recoge el presupuesto del telescopio Compton empleado en este TFG, el cual consta de dos planos de detección. Cada plano de detección consiste en: cristal centelleador, fotodetector, *daughterboard* (DB) y tarjeta de adquisición de datos (*motherboard*, MB). Además, se añade en este apartado todos los componentes necesarios para su montaje y funcionamiento.

Tabla 4. Presupuesto del telescopio Compton.

Descripción	Precio unitario	Cantidad	Total
Cristal centelleador Saint Gobain Crystals LaBr ₃	4830 €	2	9660 €
Fotodetector SiPM Hamamatsu Photonics S13361-3050AE-08	1093 €	2	2186 €
<i>Daughterboard</i> (DB)	855 €	2	1710 €
<i>Motherboard</i> (MB)	1533 €	2	3066 €
Fuente alimentación SiPMs	1200 €	1	1200 €
Fuente alimentación DB	800 €	1	800 €
Petacas alimentación MB	30 €	2	60 €
Tarjeta de coincidencias	2600 €	1	2600 €
Cables conexión componentes	80 €	2	160 €
Andamio soporte mecánico	600 €	1	600 €
Ordenador de adquisición de datos	1000 €	1	1000 €
TOTAL			23042 €

7.2. Material

En este apartado se recoge el presupuesto del material empleado en la caracterización del telescopio, además del coste de la caja negra en la que se realizaban las medidas y que evitaba la entrada de luz exterior.

Tabla 5. Presupuesto material.

Descripción	Precio unitario	Cantidad	Total
Caja negra	400 €	1	400 €
Fuente radioactiva de ^{152}Eu	570 €	1	570 €
Fuente radioactiva de ^{22}Na de 0.25 mm de diámetro	2977 €	1	2977 €
Matriz de 37 fuentes puntuales de ^{22}Na de 1 mm de diámetro separadas 10 mm entre ellas	6800 €	1	6800 €
TOTAL			10747 €

7.3. Costes de personal

En este apartado se recoge el presupuesto relativo al coste del personal. Se incluye el coste relacionado con el ingeniero técnico industrial que realiza el trabajo contenido en este TFG así como el coste relacionado con el tutor académico y el cotutor externo.

Tabla 6. Presupuesto de costes de personal.

Concepto	Coste unitario	Número de horas	Total
Ingeniero Técnico Industrial	27.5 €/h	400	11000 €
Cotutor externo	40 €/h	40	1600 €
Tutor académico	40 €/h	15	600 €
		TOTAL	13200 €

7.4. Coste total

En este apartado se recoge el presupuesto total de este TFG.

Tabla 7. Presupuesto total del TFG.

Concepto	Importe
Telescopio Compton	23042 €
Material	10747 €
Costes de personal	13200 €
TOTAL	46989 €

El valor económico total de este TFG asciende a **cuarenta y seis mil novecientos ochenta y nueve euros**.

Bibliografía

- [1] M. Solans, C. Almazán y J. A. Espinàs, «La protonterapia en el tratamiento del cáncer,» Barcelona: Agència de Qualitat i Avaluació Sanitàries de Catalunya, 2014.
- [2] J. Deasy, «ICRU report 49, stopping powers and ranges for protons and alpha,» *Med Phys*, vol. 21, nº 5, pp. 709-10, 1994.
- [3] J. Krimmer, D. Dauvergne, J. M. Létang y É. Testa, «Prompt-gamma monitoring in hadrontherapy: A review,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 878, pp. 58-73, 2018.
- [4] [En línea]. Available: <https://es.wikipedia.org/wiki/Fot%C3%B3n>.
- [5] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley and Sons, 2010.
- [6] [En línea]. Available: <https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/d/d6/pn-junction-equilibrium.png>.
- [7] «Introduction to SiPMs,» AdvanSiD, [En línea]. Available: http://advansid.com/attachment/get/up_89_1411030571.pdf.
- [8] S. Chelikani, J. Gore y G. Zubal, «Optimizing Compton camera geometries,» *Physics in Medicine & Biology*, vol. 49, nº 8, 2004.
- [9] F. Roellinghoff, M. H. Richard, M. Chevallier, J. Constanzo, D. Dauvergne, N. Freud, P. Henriquet, F. L. Foulher, J. M. Létang, G. Montarou, C. Ray, E. Testa, M. Testa y A. H. Walenta, «Design of a compton camera for 3d prompt- imaging,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 648, pp. S20-S23, 2011.
- [10] «ENVISION brochure,» [En línea]. Available: <http://cds.cern.ch/record/1514007/files/CERN-Brochure-2011-004-Eng.pdf>.

- [11] «ENVISION project website,» [En línea]. Available: <http://envision.web.cern.ch/envision/Default.htm>.
- [12] S. Schoene, W. Enghardt, F. Fiedler, C. Golnik, G. Pausch, H. Rohling y T. Kormoll, «An Image Reconstruction Framework and Camera Prototype Aimed for Compton Imaging for In-vivo Dosimetry of Therapeutic Ion Beams,» *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, vol. 1, nº 1, pp. 96-107, 2017.
- [13] «Saint-Gobain BrillanCe 380 datasheet,» [En línea]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/lanthanum-material-data-sheet.pdf>.
- [14] «Saint-Gobain Crystals,» [En línea]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/>.
- [15] «Hamamatsu Photonics,» [En línea]. Available: <https://www.hamamatsu.com/>.
- [16] P. Solevi, E. Muñoz, C. Solaz, M. Trovato, P. Dendooven, J. E. Gillam, C. Lacasta, J. F. Oliver, M. Rafecas y I. Torres-Espallardo, «Performance of MACACO Compton telescope for ion-beam therapy monitoring: first test with proton beams,» *Physics in Medicine & Biology*, vol. 61, nº 14, 2016.
- [17] «VATA64HDR16 webpage,» [En línea]. Available: <http://ideas.no/products/vata64hdr16-2/>.
- [18] «IDEAS,» [En línea]. Available: <http://ideas.no/>.
- [19] C. Solaz, J. Barrio, G. Llosá, V. Stankova, M. Trovato y C. Lacasta, «Data acquisition system for the readout of SiPM arrays,» de *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC)*, 2013.
- [20] J. Barrio, A. Etxebeste, C. Lacasta, E. Muñoz, J. F. Oliver, C. Solaz y G. Llosá, «Performance of VATA64HDR16 ASIC for medical physics applications based on

- continuous crystals and SiPMs,» *Journal of Instrumentation*, vol. 10, nº P12001, 2015.
- [21] E. Muñoz, J. Barrio, A. Etxebeste, P. G. Ortega, C. Lacasta, J. F. Oliver, C. Solaz y G. Llosá, «Performance evaluation of MACACO: a multilayer Compton camera,» *Physics in Medicine & Biology*, vol. 62, nº 18, 2017.
- [22] «First images of a three-layer Compton telescope prototype for treatment monitoring in hadron therapy,» *Frontiers in Oncology*, vol. 6:14, 2016.
- [23] E. Muñoz, J. Barrio, D. Bemmerer, A. Etxebeste, F. Fiedler, F. Hueso-González, C. Lacasta, J. F. Oliver, K. Römer, C. Solaz, L. Wagner y G. Llosá, «Tests of MACACO Compton telescope with 4.44 MeV gamma rays,» *Journal of Instrumentation*, vol. 13, nº P05007, 2018.
- [24] J. Barrio, A. Etxebeste, L. Granado, E. Muñoz, J. F. Oliver, A. Ros, J. Roser, C. Solaz y G. Llosá, «Performance improvement tests of MACACO: A Compton telescope based on continuous crystals and SiPMs,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2017.
- [25] J. Barrio, J. Bernabéu, M. Borja-Lloret, A. Etxebeste, L. Gabarda, L. Granado, C. Lacasta, E. Muñoz, J. F. Oliver, A. Ros, J. Roser, C. Solaz y G. Llosá, «Improving MACACO, a Compton Telescope for Treatment Monitoring in Hadron Therapy,» de *IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Record*, Atlanta (EEUU), 2017.
- [26] «DS18B20-PAR Datasheet,» [En línea]. Available: <https://datasheets.maximintegrated.com/en/ds/DS18B20-PAR.pdf>.
- [27] «Maxim Integrated,» [En línea]. Available: <https://www.maximintegrated.com/en.html>.

- [28] «Hamamatsu S13361-3050AE-08 datasheet,» [En línea]. Available: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/S13361-3050AE-08/index.html>.
- [29] «Saint-Gobain BC-630 optical grease datasheet,» [En línea]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/bc-630.pdf>.
- [30] Z. Li, M. Wedrowski, P. Bruyndonckx y G. Vandersteen, «Nonlinear least-squares modeling of 3D interaction position in a monolithic scintillator block,» *Physics in Medicine & Biology*, vol. 55, nº 21, 2010.
- [31] A. Etxebeste, J. Barrio, E. Muñoz, J. F. Oliver, C. Solaz y G. Llosá, «3D position determination in monolithic crystals coupled to SiPMs for PET,» *Physics in Medicine & Biology*, vol. 61, nº 10, 2016.
- [32] F. G. A. Quarati, P. Dorenbosa, J. v. d. Biezen, A. Owens, M. Selle, L. Parthier y P. Schotanus, «Scintillation and detection characteristics of high-sensitivity CeBr₃ gamma-ray spectrometers,» *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 729, pp. 596-604, 2013.
- [33] «Hellma Materials,» [En línea]. Available: <http://www.hellma-materials.com/text/1/en/home.html>.