



Universidad
Zaragoza

TRABAJO FIN DE GRADO

Caracterización de prototipos de ANAIS+ (centelleadores de NaI+SiPM) a diversas temperaturas

GRADO EN FÍSICA

Autor:

Julen Bermejo Canal

Directores:

Jaime Apilluelo Allué

Dra. María Lucía Martínez Pérez

FACULTAD DE CIENCIAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA TEÓRICA

Junio de 2025

Índice

I. Introducción y objetivos	1
II. SiPM: Principio de funcionamiento y características.	2
III.Descripción del montaje experimental	7
III.1.Prototipo OCTOPUS	7
III.2.Prototipo SQUID	9
III.3.Sistema de refrigeración	10
III.4.Electrónica de adquisición de datos	11
III.5.Sistemas de calibración	12
IV.Caracterización de los prototipos	12
IV.1.Calibración de un solo phe	12
IV.2.Estimación del voltaje de ruptura	14
IV.3.Estimación de la LC	15
V. Resultados	15
V.1. Prototipo OCTOPUS con CsI	15
V.1.1. LC en función de la temperatura y el Overvoltage	15
V.1.2. Resolución en función del Overvoltage	18
V.1.3. Determinación del V_{OV} óptimo	18
V.1.4. Constante de decaimiento de los pulsos	19
V.1.5. Pico de 6,6 keV	20
V.1.6. Estimación del umbral de energía	21
V.2. Prototipo SQUID con NaI	21
VI.Conclusiones y posibles mejoras	23

I. Introducción y objetivos

En la actualidad, la materia oscura (MO) es una de las grandes incógnitas de la física. Las evidencias de su existencia y la necesidad de esta componente en el modelo cosmológico actual nos obligan a tratar de comprender de qué está formada. Hasta la fecha, todas estas evidencias se basan en los efectos gravitacionales que esta causa; sin embargo, aún no comprendemos su naturaleza, ante lo que surgen distintas hipótesis que le dan explicación. Ejemplo de ello son los WIMPs (*Weak Interacting Massive Particles* en inglés, partículas masivas débilmente interactuantes) [1] una clase de partículas que interaccionarían con los núcleos de un detector produciendo retrocesos nucleares y por tanto podrían ser detectadas con detectores de partículas instalados en la Tierra.

En los experimentos de detección directa de materia oscura es habitual el uso de detectores basados en materiales centelleadores. Su principio de detección consiste en que cuando una partícula atraviesa el material, esta transfiere toda o parte de su energía a los átomos del centelleador. Esta energía de excitación se traduce en la emisión de fotones en el rango visible o ultravioleta. La cantidad de luz emitida será además proporcional a la energía depositada por la partícula correspondiente. Esta luz será detectada mediante un fotosensor, que transforma la luz recogida en un pulso de voltaje, cuya área es proporcional a la luz recogida y, por tanto, a la energía depositada. El principal problema de estudiar sucesos muy poco probables (como el caso de la detección de MO) es que, si los situamos en la superficie terrestre, los detectores quedan "cegados" por la radiación cósmica. El número de detecciones que son de nuestro interés sería muy pequeño frente al total de las detecciones. Es por ello que estos experimentos suelen realizarse en laboratorios subterráneos, como es el caso del Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), ya que la roca actúa como blindaje reduciendo la radiación cósmica.

El experimento DAMA/LIBRA lleva más de 20 años detectando una señal de modulación anual en la región de energías inferiores a los 6 keV compatible con lo que se espera debido a los WIMPs. Al estar nuestra galaxia sumergida en un "halo de materia oscura" esperamos una modulación anual, debido a la rotación del sol en torno al centro de la galaxia y la de la tierra en torno al sol, ya que en verano ambas contribuyen de forma constructiva y en invierno de forma destructiva ocasionando más o menos detecciones [2]. Otros experimentos descartan la hipótesis basada en el modelo de WIMPs; sin embargo, pese a que estos experimentos son más sensibles, emplean otros blancos, como por ejemplo Xe. La señal esperada de MO depende fuertemente del material blanco; por tanto, para comprobar los resultados obtenidos por DAMA/LIBRA, es necesario un experimento que trate de replicarlo, utilizando el mismo blanco (NaI(Tl)).

Es aquí donde entra el experimento de ANAIS (*Annual modulation with NaI Scintillators*) [3] el cual trata de confirmar o refutar de manera independiente al modelo de materia oscura los resultados de DAMA/LIBRA. ANAIS-112 fue instalado en el 2017 en el LSC. Desde entonces ha estado tomando datos y los resultados obtenidos son compatibles con la ausencia de modulación, lo que da resultados incompatibles con los de DAMA/LIBRA con una significancia estadística de 4 sigmas [4]. ANAIS-112 está formado por 9 módulos cilíndricos de NaI(Tl) de 12,5 kg haciendo un total de 112,5 kg de NaI(Tl) [3]. En los extremos de los cilindros se sitúan dos tubos fotomultiplicadores (PMTs) para

detectar la luz producida. Estos dispositivos presentan un claro problema, y es que producen sucesos luminosos por distintos mecanismos (emisión de Cherenkov, destellos en los dínodos) que resultan en falsos sucesos en la región de interés (1-6 keV), lo que hace necesario un protocolo que nos permita filtrar sucesos. Este corte empeora notablemente la eficiencia de detección a bajas energías (las que son objeto de nuestro interés), llegando a bajar hasta el 20-30 % de su eficiencia para el rango de menor energía [5]. Esta pérdida de eficiencia hace que nuestro umbral quede limitado a 1 keV.

Por otra parte, tanto ANAIS-112 como DAMA/LIBRA calibran sus detectores con fuentes gamma, lo que introduce una incertidumbre al pasar de energía depositada en electrones a la correspondiente energía de retroceso nuclear, debido a que esta última está suprimida (quenched). Para convertir de una energía a otra debemos multiplicar por lo que se conoce como factor de quenching. Reduciendo el umbral de ANAIS por debajo de 1 keV se podría comprobar la señal de DAMA/LIBRA casi de forma independiente al valor asumido para este factor. Además, esto posibilitaría estudiar otros candidatos a MO. Para bajar el umbral de energía necesitaremos otro tipo de sensores de luz más eficientes a tan bajas energías. El proyecto de ANAIS+ propone el uso de fotomultiplicadores de silicio (SiPMs, explicados en las siguientes secciones), los cuales necesitan operar a temperaturas criogénicas debido a la alta cantidad de corriente oscura cuando estos operan a temperatura ambiente.

Al bajar la temperatura nos encontraremos con el problema de que los cristales dopados con talio reducen considerablemente su emisión de luz. Sin embargo, con los cristales puros ocurre al contrario, es a temperaturas criogénicas cuando emiten más luz, llegando o incluso superando el nivel de emisión de los dopados con Tl a temperatura ambiente. Por tanto, si queremos emplear los SiPM a temperaturas del orden de los 100 K también tendremos que emplear los cristales puros como materiales centelladores.

Este trabajo se centra en la caracterización de un prototipo de detector de cristal centelleador+SiPM en función de la temperatura para encontrar el punto óptimo de operación y determinar sus principales características. Cabe destacar que el NaI es un material higroscópico, lo que hace que absorba fácilmente la humedad del ambiente volviéndose opaco y suponiendo un claro problema para la recogida de luz. Por tanto, estos cristales deben estar herméticamente encapsulados en un entorno seco. Mientras se desarrollaba el prototipo hermético, parte del trabajo se llevó a cabo utilizando un cristal puro de CsI, cuyo comportamiento frente a la temperatura es similar al del NaI y no es tan higroscópico como este último.

II. SiPM: Principio de funcionamiento y características.

Los SiPM son detectores de luz con una alta sensibilidad y eficiencia. Pueden detectar desde longitudes de onda cercanas al ultravioleta hasta cercanas al infrarrojo. Resultan muy útiles en este tipo de experimentos donde se desea detectar con precisión niveles muy bajos de luz, ya que a temperaturas criogénicas apenas presentan corriente oscura [6]. La radiopureza de estos detectores es superior a la de los PMTs. Además, al tener menos masa la contaminación que introducen isótopos radiactivos naturales es menor.

Un SiPM es una matriz de elementos sensibles a la luz llamados "microceldas", formadas por uniones p/n, todas ellas conectadas en paralelo (figura II.1). Cuando un fotón llega a una de estas microceldas genera un par electrón-hueco. Estos portadores de carga serán acelerados por un campo eléctrico, haciendo que en su camino generen más pares electrón-hueco. Cuando la tensión de polarización supera un cierto "voltaje de ruptura" (V_{rup}), el campo eléctrico se vuelve lo suficientemente intenso como para que un par electrón-hueco de lugar a una avalancha. En esta condición, la respuesta del dispositivo se vuelve no lineal y este opera en modo Geiger. Este proceso permite la detección de un solo fotón, ya que la señal originada por un único portador se amplifica considerablemente. El proceso de avalancha se detiene gracias a la resistencia conectada en serie, que produce una caída del voltaje por debajo del de ruptura. Por tanto, si una misma microcelda absorbe más de un fotón dentro del tiempo de recarga la señal será la misma que si se hubiese absorbido uno. Es entonces gracias a que disponemos de una matriz de microceldas que se pueden detectar más fotones simultáneamente pudiendo obtener así una proporcionalidad a la luz que se ha emitido.

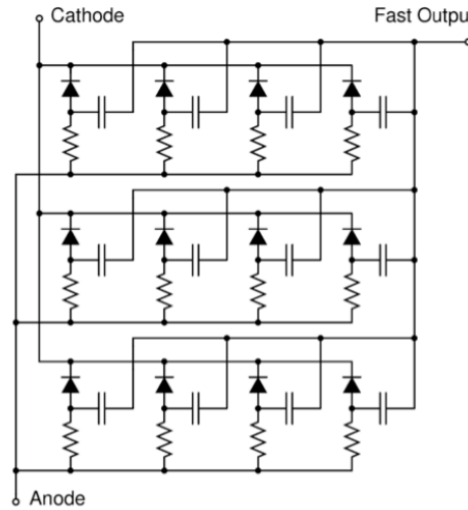


Figura II.1: Esquema de la electrónica de un SiPM [7].

Como se ha indicado, se debe alimentar los SiPM a un voltaje superior al de ruptura. A la diferencia entre el voltaje empleado y el de ruptura se le conoce como "overvoltage" (V_{OV}).

Entre las principales características de los SiPM podemos mencionar las siguientes:

- **Ganancia.** La ganancia del SiPM vendrá dada por el cociente entre la carga de un único electrón y la carga generada en una avalancha por una microcelda activada. Teniendo en cuenta que el diodo se comporta como un condensador de capacidad C la ganancia será proporcional al V_{OV} :

$$G = \frac{C}{e} V_{OV} \quad (1)$$

donde vemos que a mayor V_{OV} , mayor número de portadores tendremos.

- **Eficiencia de fotodetección (PDE).** La eficiencia de fotodetección es la probabilidad de que un fotón que llega a la superficie del SiPM sea detectado, dando lugar a lo que llamamos un fotoelectrón (phe). Esta eficiencia es el producto de tres factores: la eficiencia cuántica (Qe), la probabilidad de triggering o iniciación de una avalancha (Pt) y la eficiencia geométrica (FF):

$$PDE(V_{OV}, \lambda) = Qe(\lambda) \cdot Pt(V_{OV}) \cdot FF \quad (2)$$

La Qe es la probabilidad de que un fotón que impacta en el SiPM sea absorbido por algún átomo de silicio y se cree un par electrón-hueco. Este factor depende de la longitud de onda del fotón y del ángulo de incidencia. En cuanto a Pt es la probabilidad de que el par electrón-hueco acabe generando una avalancha y por tanto una señal. Esta probabilidad depende del overvoltage aplicado. Finalmente, la eficiencia geométrica se debe a las áreas muertas del SiPM, que son necesarias para el resto de componentes que hacen funcionar a las microceldas del SiPM. La PDE por tanto, dependerá del overvoltage de forma creciente. Sin embargo, encontraremos un límite superior para esta eficiencia debido al resto de efectos [8].

Podemos expresar esta dependencia de la PDE en función del V_{OV} [9] según la ecuación 3:

$$PDE(V_{OV}) = PDE_{max} \left[\xi \left(1 - \exp \left(\frac{-V_{OV}}{V_e} \right) \right) + (1 - \xi) \left(1 - \exp \left(\frac{-V_{OV}}{V_h} \right) \right) \right] \quad (3)$$

donde $PDE_{max} = Qe(\lambda) \cdot Pt_{max} \cdot FF$ es el valor de la PDE cuando V_{OV} tiende a $+\infty$, ξ y $1 - \xi$ la probabilidad de que la avalancha la haya originado un electrón o un hueco respectivamente y V_e y V_h el voltaje necesario para que un portador (e- y hueco, respectivamente) origine una avalancha.

- **Light Collection (LC).** La LC se define como la cantidad de luz que recoge nuestro detector para un determinado depósito de energía y es una característica del montaje en sí, no solo de los SiPM. Su valor se corresponde con el número de phe por unidad de energía depositada que se recogen. Podemos modelar la LC en función del overvoltage como:

$$LC(V_{OV}) = \frac{N_{phe}(V_{OV})}{E_0} = PDE(V_{OV}) \frac{N_{ph}}{E_0} \quad (4)$$

donde E_0 es la energía depositada. En la ecuación anterior $\frac{N_{ph}}{E_0}$ depende de la emisión de luz del cristal y las propiedades ópticas del sistema de recolección de luz. Como veremos a continuación, además de la luz de centelleo, habrá otras fuentes de fotoelectrones que contribuirán a la LC total. Para distinguirlas, definimos

$$LC_{max}^{scint} = PDE_{max} \cdot \frac{N_{ph}}{E_0}$$

como la máxima LC debida a centelleo que podemos obtener cuando $V_{OV} \rightarrow \infty$. Introduciendo esta expresión en la ecuación anterior obtenemos:

$$LC^{scint}(V_{OV}) = LC_{max}^{scint} \cdot \frac{PDE(V_{OV})}{PDE_{max}} \quad (5)$$

- **Ritmo de corriente oscura (DCR).** Debido a la agitación térmica, a temperatura ambiente hay una alta probabilidad de que se generen pares electrón-hueco que se vean posteriormente amplificados produciendo una señal que no está asociada a ningún evento de detección real. Esto es lo que se denomina corriente oscura. El DCR depende del overvoltage pues es proporcional a la probabilidad de desencadenar una avalancha. Esta dependencia la podemos modelar [10] según la ecuación (6):

$$DCR(V_{OV}) = DCR_0 \cdot \exp\left(\frac{V_{OV}}{V_a}\right) \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-V_{OV}}{V_b}\right)\right) \quad (6)$$

siendo DCR_0 , V_a y V_b parámetros libres. Esta componente se integra en la ventana de digitalización τ y se añade a la luz recolectada total, por tanto

$$LC(V_{OV}) = LC_{max}^{scint} \cdot \frac{PDE(V_{OV})}{PDE_{max}} + DCR(V_{OV}) \cdot \frac{\tau}{E_0}$$

Ya se ha mencionado anteriormente como a temperatura ambiente la cantidad de corriente oscura en estos detectores es bastante alta (del orden de los 100 kHz/mm^2), pero al tratarse de un efecto térmico esta decae fuertemente conforme bajamos la temperatura. No obstante, cuando seguimos bajando la temperatura, en torno a los 100 K encontraremos que el ritmo de la corriente oscura deja de bajar. Esto se debe a que a temperaturas tan bajas la corriente oscura deja de estar dominada por efectos térmicos y pasa a estarlo por el efecto túnel, el cual no podemos disminuir [11]. Para los SiPM utilizados en este trabajo esta componente es despreciable por debajo de temperaturas del orden de 150 K [6].

- **Crosstalk.** El crosstalk consiste en fotones emitidos en la propia avalancha que llegan a otras microceldas vecinas creando pulsos adicionales los cuales pueden aumentar la magnitud del pulso original o deformarlos. De nuevo, a mayor overvoltage más portadores en la avalancha y mayor será la probabilidad de que se emitan otros fotones que puedan originar avalanchas. El crosstalk añadirá una ganancia extra a nuestra señal. Podemos calcular la probabilidad de que se produzca crosstalk como:

$$\lambda_{CT}(V_{OV}) = \xi_{CT} \cdot V_{OV} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-V_{OV}}{V_h}\right)\right) \quad (7)$$

donde ξ_{CT} es un factor de proporcionalidad [9]. Vemos que para este factor tan solo se tiene en cuenta la contribución de los huecos, pues el crosstalk es ocasionado por fotones de longitud de onda mayores. A longitudes de onda mayores la probabilidad de que una avalancha este ocasionada por un hueco es mucho mayor que la de que sea ocasionada por un electrón. Asumiendo $\lambda_{CT} < 1$ nos queda la ganancia por crosstalk:

$$\mu_{CT}(V_{OV}) = \sum_{k=0}^{+\infty} \lambda_{CT}(V_{OV})^k = \frac{1}{1 - \lambda_{CT}(V_{OV})} \quad (8)$$

Esta ganancia podemos implementarla en el modelo para la LC que ya se había introducido. La expresión final para LC es:

$$LC(V_{OV}) = \mu_{CT}(V_{OV}) \left(LC_{max}^{scint} \cdot \frac{PDE(V_{OV})}{PDE_{max}} + DCR(V_{OV}) \cdot \frac{\tau}{E_0} \right) \quad (9)$$

- **Afterpulsing.** El afterpulsing ocurre cuando un portador de la avalancha queda atrapado en alguna impureza del semiconductor y tras un tiempo acaba escapando generando una segunda avalancha, originando un segundo pulso retardado respecto al primero, tal como se muestra en la figura II.2. Este efecto, como el DCR, aumenta con el overvoltage, pues a mayor overvoltage más portadores se generan, por lo que la probabilidad de estos sucesos aumentará.

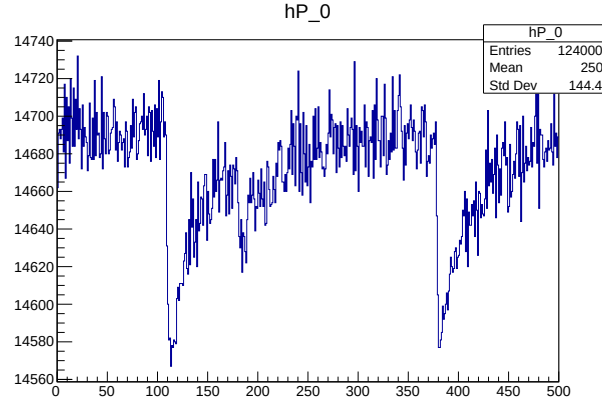


Figura II.2: Ejemplo de pulso en el que se ha dado crosstalk o el afterpulsing.

La contribución del afterpulsing aparecería de la misma forma que lo hace el crosstalk. Este efecto añadiría una ganancia que depende del V_{OV} [9], de forma que tendríamos un $\lambda_{AP}(V_{OV})$ quedando un λ total como la suma de ambas contribuciones. Sin embargo, al estar ambas muy correlacionadas y ser la probabilidad de afterpulsing notablemente inferior a la de crosstalk, en lo que sigue no consideraremos esta componente.

Estas propiedades afectan tanto la recolección de luz del detector como a su resolución. Dado que dependen del voltaje aplicado, es necesario estudiar la temperatura y el voltaje óptimos para operar adecuadamente estos detectores.

III. Descripción del montaje experimental

III.1. PROTOTIPO OCTOPUS

El prototipo OCTOPUS no es un montaje estanco, es por ello que no es posible utilizarlo con NaI. El cristal centelleador que empleamos en este montaje será un cubo de CsI puro de una pulgada de lado. Sin embargo, si que nos resultará útil para caracterizar los SiPM, estudiar los acoplamientos cristal-SiPM y testear los sistemas de calibración. El CsI tiene un espectro de emisión el cual tiene su máximo entre los 300 y 350 nm, dependiendo de la temperatura como se observa en el panel de la izquierda de la figura III.1.

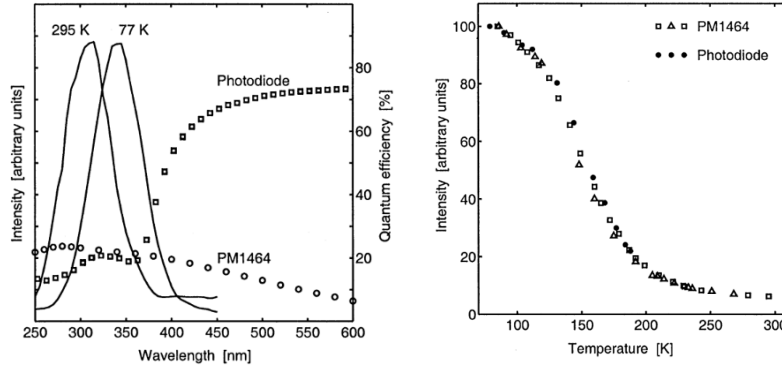


Figura III.1: Izquierda: espectro de emisión del CsI puro a 77 K y 295 K. Derecha: intensidad de la emisión del CsI puro a distintas temperaturas. Figuras extraídas de [12].

Los SiPM con los que se trabaja son FBK-NUV [6], donde su nombre indica que son aptos para longitudes de onda cerca del ultravioleta (near ultraviolet) como se muestra en la figura III.2. Sin embargo, los SiPM están cubiertos por una pieza de PMMA (Polimetilmetacrilato) de 5 mm de espesor el cual absorbe por completo las longitudes de onda inferiores a los 400 nm (panel de la derecha de la figura III.3). Estas piezas son necesarias para proteger tanto la superficie de los SiPM como el cable que los conecta a todo el circuito electrónico (figura III.4).

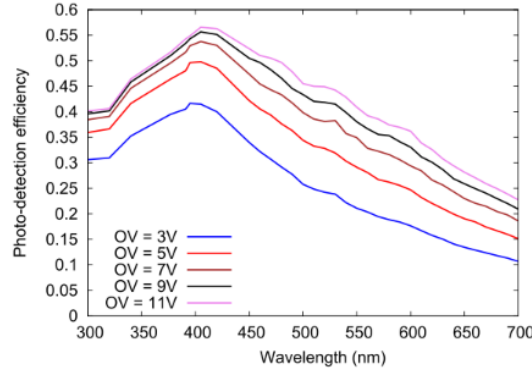


Figura III.2: Eficiencia de fotodetección del FBK-NUV para diversos overvoltage en función de la longitud de onda [13].

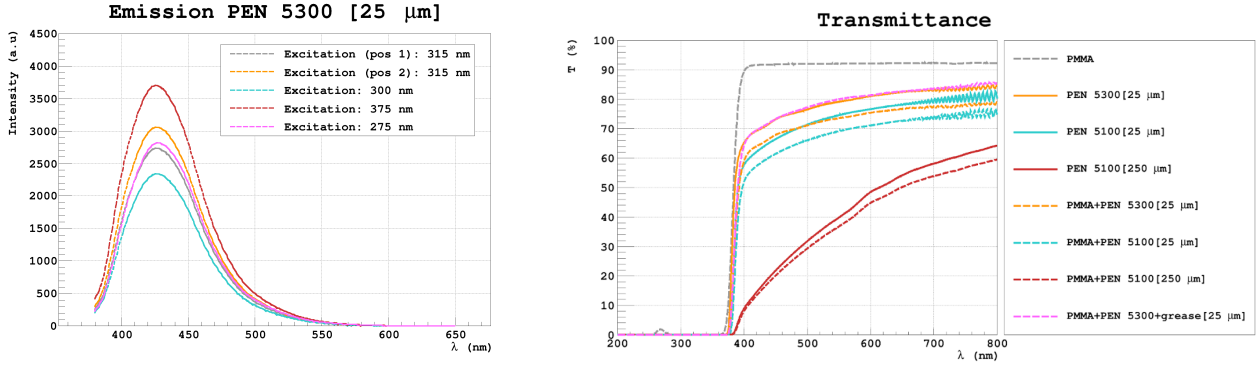


Figura III.3: A la izquierda, espectro al utilizar la lámina PEN. A la derecha, transmitancia para distintos acoplos SiPM+PMMA.

Así, si queremos que nuestro montaje de CsI+SiPM sea eficiente en cuanto a la recogida de luz debemos desplazar el espectro emitido por el cristal. Para ello, colocamos una lámina PEN (Polyethylenephthalate, un material modificador de la longitud de onda [14]) de $25 \mu\text{m}$ entre el cristal y los PMMA, el cual absorbe la luz y la emite con un espectro centrado en torno a los 420 nm, como se muestra en la figura III.3, cuando es excitado con longitudes de onda a las que emite en CsI. La pieza de PMMA y la lámina PEN irán acoplados con una grasa óptica que, como se muestra en la figura III.3 mejora la transmitancia del conjunto.

El panel de la derecha de la figura III.5 muestra el esquema del prototipo. Se puede apreciar que en cada uno de los 4 laterales del cristal hay 6 SiPM (de $7,9 \times 11,7$ mm cada uno) que cubren más del 85 % de las caras laterales (panel izquierdo de la figura III.4). En el montaje los tenemos alimentados dos a dos con un divisor de tensión, es por ello que el voltaje que debemos aplicar tendrá que ser el doble al voltaje en el que deseamos que operen. Para este trabajo solo se disponía de 3 SiPM en condiciones de funcionamiento adecuadas, es por ello que tan solo se trabajará con 3 de ellos. En la cara restante colocaremos el SiPM aún y todo, pues así evitamos tener que modificar nuestro montaje. Sin embargo, este estará en desuso, es decir, no tomará ningún tipo de medidas. A la hora

de referirnos a ellos los trataremos como si fuesen un solo SiPM. Hablaremos de canal o SiPM 0, 1 o 2 refiriéndonos al conjunto de SiPM en cada uno de los laterales.

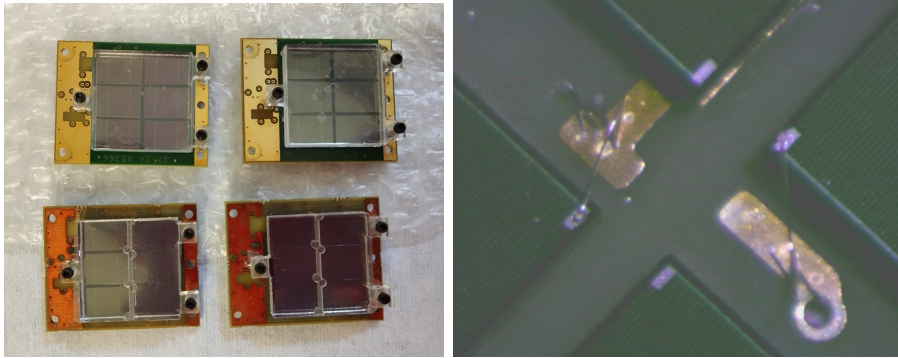


Figura III.4: A la izquierda, los 4 SiPM con la pieza de PMMA. A la derecha, cable de conexión de los SiPM.

En las caras superior e inferior colocamos una lámina reflectante para que la mayor cantidad posible de la luz generada acabe en los SiPM. Entre las láminas y el cristal también colocaremos una lámina PEN para que absorba la luz y la emita en el rango visible. Estas láminas son de un material llamado Vikuiti, cuya reflectancia es mayor al 98 % para luz en el visible como indica su fabricante [15]. El panel de la izquierda de la figura III.5 muestra la lámina Vikuiti sobre la que irá montado el cristal.

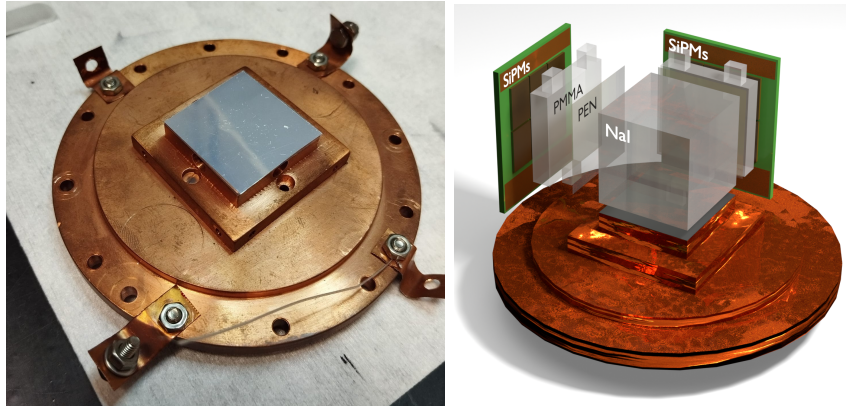


Figura III.5: A la izquierda lámina reflectante en la base sobre la que situamos el cristal centellador, a la derecha esquema 3D de OCTOPUS.

III.2. PROTOTIPO SQUID

La alta higroscopicidad del NaI exige un montaje que lo mantenga en un encapsulamiento impermeable a la humedad. Esta es la principal diferencia del prototipo SQUID frente al prototipo OCTOPUS. Para asegurarnos de conseguir tal entorno, el encapsulamiento en el que va el cristal de NaI y los SiPM debe ser estanco, mientras que en OCTOPUS no lo es. El encapsulamiento de SQUID consiste en un cilindro de cobre que se acopla a la misma base que hay en el prototipo OCTOPUS (figura

III.6). El sellado de la parte superior se realiza con un anillo de cobre y una tarjeta PCB en la que se incluyen cuatro conectores utilizados para extraer la señal de los SiPMs y transmitirles el voltaje de alimentación. Además, a la hora del montaje, tampoco podemos exponer el cristal a la humedad, por lo que el montaje SQUID se ha de realizar en una cámara apta para ello. Este proceso se realizó en una caja de guantes con una atmósfera seca de nitrógeno.

De nuevo, nos encontraremos con el problema de que el NaI a las temperaturas en las que queremos trabajar emite en el UV, por debajo de los 400 nm [16]. Es por ello que en este montaje también necesitaremos colocar las láminas PEN para que la luz emitida modifique su longitud de onda y pueda atravesar el PMMA llegando a los SiPM.

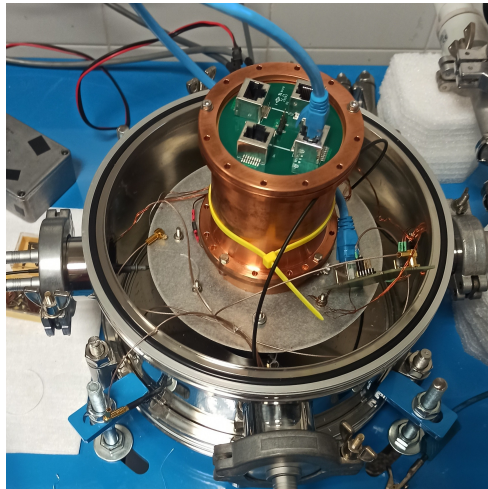


Figura III.6: Encapsulamiento del prototipo SQUID.

III.3. SISTEMA DE REFRIGERACIÓN

Para caracterizar los prototipos a distintas temperaturas necesitamos un sistema de refrigeración que nos permita controlar y estabilizar la temperatura en los valores deseados. El detector irá por tanto dentro de un criostato el cual se mantiene en semivacío (del orden de $4 \cdot 10^{-4}$ mbar). Para enfriar el criostato se emplea de un sistema formado por dos componentes: un compresor de helio (Sumitomo FA-20) y un cryocooler (Sumitomo CH-104) capaces de suministrar una potencia de refrigeración de 34 W a 77 K.

El sistema de refrigeración enfriará hasta alcanzar su temperatura mínima, es por ello que debemos incluir alguna fuente de calor la cual regulemos para alcanzar las temperaturas deseadas. Se incluye por tanto en el criostato una resistencia que estará regulada por el controlador de temperatura.

Para ello, se dispone de un controlador LakeShore 335 que nos permite medir la temperatura de dos puntos distintos dentro del criostato y en el cual seleccionamos la temperatura a la que queremos mantener uno de ellos (termómetro a). El controlador varía la intensidad que atraviesa la resistencia mencionada, de forma que esta disipará el calor necesario para mantener la temperatura deseada. El punto *a* va a ser el foco frío, correspondiente a la cabeza del cryocooler (en la base del montaje). El

segundo (termómetro b) se sitúa encima del cristal y está en contacto con él a través de una lámina de cobre (señalados en la figura III.7). A las respectivas temperaturas se las denominará T_a y T_b . Generalmente, encontraremos que T_b es algo mayor, pues no está directamente en contacto con el foco frío. Sin embargo, será T_a la que controlemos pese a que sería de mayor interés controlar la que se acerca más a la temperatura real del cristal. Cabe mencionar que a la hora de bajar o subir la temperatura se hace de forma lenta (1 K/min) para evitar posibles daños causados por dilatar o contraer en exceso el cristal.

En el caso de OCTOPUS, al estar en semivacío la transmisión de calor se realizará mayoritariamente por radiación. Por ello, colocamos una lámina metálica rodeando el detector que actúa como pantalla térmica y lo protege de dicha radiación (figura III.7). Esta lamina se coloca en contacto con el foco frío para que resulte efectiva. Además, la cámara también dispone de una capa de aislante para evitar el traspaso de calor por conducción.

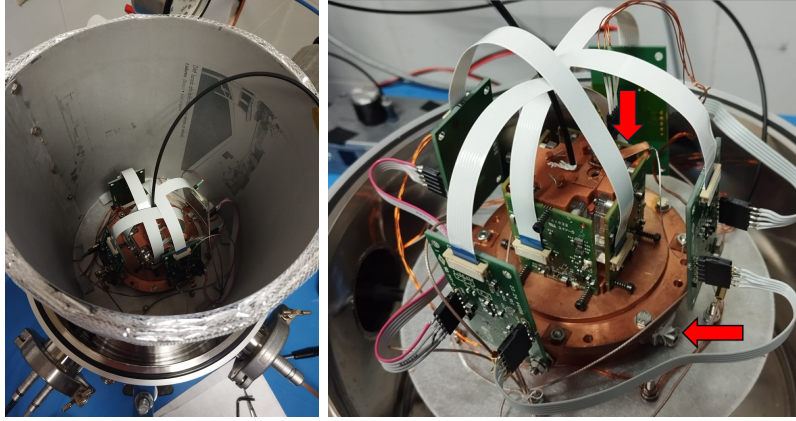


Figura III.7: A la izquierda prototipo OCTOPUS dentro de la cámara, a la derecha prototipo OCTOPUS con los termómetros a y b señalados.

En el caso de SQUID no tendremos vacío en el encapsulamiento, sino que tiene gas nitrógeno el cual facilita la termalización. Es por ello que no hay diferencia apreciable entre T_a y T_b .

A la hora de calcular la potencia de enfriamiento requerida para enfriar el prototipo, también hay que añadirle todo el cableado necesario. Necesitamos dos fuentes de alimentación distintas, una para alimentar la electrónica que permite procesar la señal ($\pm 2V$) y otra para el voltaje de los SiPM. También se introduce una fibra óptica la cual se utiliza junto con un LED para la calibración de los SiPMs como se explicará más adelante.

III.4. ELECTRÓNICA DE ADQUISICIÓN DE DATOS

Los pulsos de voltaje resultantes de la suma de los seis SiPM de cada una de las caras laterales se envían a una tarjeta digitalizadora CAEN DT-5725, donde se digitalizan con una frecuencia de muestreo de 250 MS/s. El disparo de la adquisición (trigger) lo realiza la propia tarjeta mediante un discriminador de umbral, que configuramos a un valor lo suficientemente alto como para no

disparar en el ruido de la línea de base. La adquisición se realizará en modo de coincidencia, es decir, tan solo se almacenarán aquellos eventos que registren una señal en todos los SiPM que están en funcionamiento en nuestro caso dentro de una ventana temporal definida (200 ns). La digitalizadora además, nos permite configurar otras propiedades de la medida, como el número de samples que queremos tomar.

Los pulsos son almacenados y analizados para obtener variables de interés. En este caso se va a tratar principalmente con el área de los pulsos (proporcional a la energía depositada en el cristal).

III.5. SISTEMAS DE CALIBRACIÓN

Para la calibración del sistema se dispone de un LED de baja intensidad que nos permitirá detectar fotones individuales y una fuente radioactiva de Ba-133. El diodo LED emite luz de unos 400 nm de longitud de onda. Los fotones emitidos llegarán al detector a través de una fibra óptica que entra en la cámara del detector y llega hasta el mismo cristal. En el siguiente apartado veremos cómo se puede controlar la emisión de estos fotones hasta tal punto de diferenciar la señal correspondiente a un solo fotón. Para alimentar este LED se dispone de una fuente de alimentación la cual además nos permite modular la tensión con una función configurable.

La fuente de Ba-133 nos permite ver cuanta luz recoge nuestro montaje para energías conocidas propias de su espectro de emisión. Los picos principales de la emisión del Ba-133 son de 31 keV (rayos X) y 81 keV (emisión gamma). Además presenta también un pico de rayos X notablemente menos intenso en 35 KeV, que en gran parte del trabajo no tendremos en cuenta pero que más adelante será relevante [17].

IV. Caracterización de los prototipos

IV.1. CALIBRACIÓN DE UN SOLO PHE

Como ya se ha mencionado antes, realizaremos la calibración de los SiPMs con la ayuda del LED. Para ello, configuraremos la fuente de alimentación para que genere pulsos en forma de onda cuadrada, con una frecuencia de 3 kHz, una anchura de 40 ns con una amplitud de 5 V y un offset de 2,5 V. Para las calibraciones se emitirán 10000 pulsos.

La figura IV.1 muestra el histograma de áreas de los pulsos obtenidos con LED para el SiPM 0 a 50 K a un V_{OV} de 6 V, en el que diferenciaremos claramente varios picos correspondientes a la detección de un número reducido de fotones. El primer pico se corresponde con el ruido electrónico de línea de base. Este no lo tendremos en cuenta ya que no tiene porque corresponderse con el 0 de nuestro ajuste. El segundo pico se corresponde con la detección de un fotoelectrón, el siguiente con dos y así sucesivamente. El área de los pulsos sigue una distribución normal, por lo que ajustaremos cada pico a una gaussiana para obtener su centro. Por tanto, si realizamos un ajuste lineal con los

centros de las Gaussianas para cada número de fotoelectrones deberíamos obtener una recta. Esta recta además, nos proporcionará el área que le corresponde a cada número de fotoelectrones.

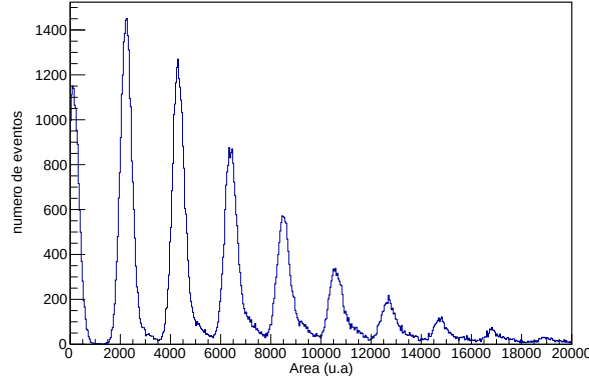


Figura IV.1: Espectro de calibración del SiPM 0 a 50 K y $V_{OV} = 6$ V.

Ya hemos comentado antes efectos que se producen en los SiPM y que empeoran nuestras medidas. En las calibraciones se va a poder observar el afterpulsing. Recordemos que cuando se da el fenómeno del afterpulsing, se produce un segundo pulso que será digitalizado, lo que provoca un incremento erróneo en el área medida. Es por ello que en calibraciones como la de la figura IV.1 vemos que las gaussianas tienen una "cola" que las deforman y que serían pulsos de un número no entero de fotones. Los pulsos de estas regiones tienen formas como el mostrado en la figura II.2.

El valor numérico del centro de cada pico se recoge en una tabla en el anexo. Con los datos obtenidos se realiza un ajuste lineal. La figura IV.2 muestra los resultados obtenidos para el SiPM 0 a 100 K y diversos overvoltages. Observamos cómo la ganancia aumenta con el V_{OV} como se ha indicado en la ecuación 1.

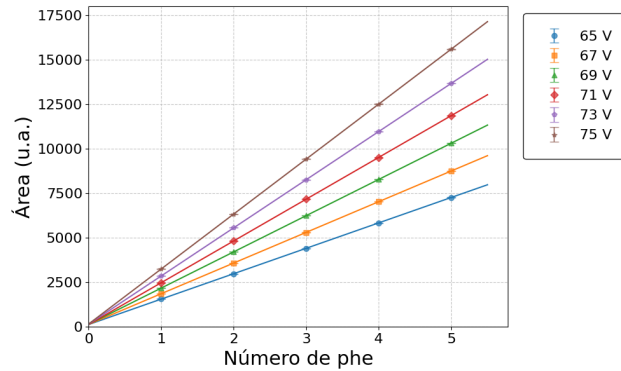


Figura IV.2: Rectas de calibración para el SiPM 0 a 100 K

En los ajustes de la figura IV.2 no se ha tenido en cuenta el primer pico como ya se ha comentado. Este proceso se ha de realizar para todos los canales operativos del detector en cada medida que

se realice (para cada voltaje y temperatura en la que midamos). Una vez sabemos a qué área se corresponde un solo fotoelectrón, podremos renormalizar nuestros espectros fácilmente para tenerlos en número de fotoelectrones.

IV.2. ESTIMACIÓN DEL VOLTAJE DE RUPTURA

Habitualmente en la caracterización de los SiPM, la estimación de este voltaje la realizaríamos a partir de la curva V-I de los SiPM. Sin embargo, en nuestro caso esta curva está predominada por el resto de la electrónica del montaje, lo que hace que obtengamos siempre la Ley de Ohm y que nos impide ver la respuesta típica de un diodo.

Para determinar el voltaje de ruptura (V_{rup}) a las distintas temperaturas haremos uso de los ajustes anteriores. Si tomamos el área correspondiente a un solo fotoelectrón y lo representamos frente al voltaje, los podremos ajustar a una recta. Es en el corte de la recta con el eje X donde obtendremos el doble del valor de V_{rup} (voltaje a partir del cual un fotoelectrón se corresponde con un pulso de área mayor que 0), ya que el voltaje aplicado se divide en dos como se ha mencionado antes.

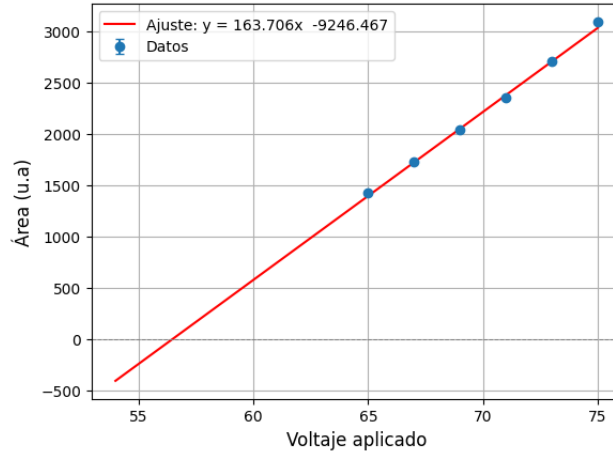


Figura IV.3: Ajuste lineal para la estimación del voltaje de ruptura a 100 K del canal 0.

	T (K)	30	50	100	150	200
V_{rup} (V)	Ch 0	$27,2 \pm 0,6$	$27,5 \pm 1,1$	$28,2 \pm 1,1$	$29,6 \pm 1,0$	$30,1 \pm 1,0$
	Ch 1	$27,1 \pm 0,5$	$27,5 \pm 1,4$	$28,2 \pm 0,5$	$29,6 \pm 0,9$	$30,0 \pm 1,0$
	Ch 2	$27,2 \pm 0,4$	$27,5 \pm 0,7$	$28,1 \pm 0,4$	$29,6 \pm 1,1$	$30,3 \pm 1,2$
	Prom	$27,2 \pm 0,3$	$27,5 \pm 0,6$	$28,2 \pm 0,7$	$29,6 \pm 0,6$	$30,1 \pm 0,6$

Cuadro 1: V_{rup} de cada canal y promedio a diversas temperaturas.

En la figura IV.3 se representa este método para el canal 0 a 100 K. El ajuste obtenido está incluido en la figura. Así, tendremos que a 100 K $V_{rup} = (28,2 \pm 1,1)$ V. Para las distintas temperaturas en las que se ha trabajado se recoge el voltaje de ruptura de cada canal en la tabla 1. Para determinar

el V_{rup} a cada temperatura se ha tomado el promedio de los canales, ya que solo se dispone de una fuente de alimentación para todo el montaje.

IV.3. ESTIMACIÓN DE LA LC

Ya sin el LED, al realizar medidas la gran mayoría de los sucesos medidos tendrán origen en el centelleo producido en el cristal debido a la radiación de la fuente de Ba-133. Por tanto obtendremos el espectro característico de dicha fuente. Una vez hemos realizado la calibración correspondiente de los SiPM podemos pasar este espectro a número de fotoelectrones. Sobre este espectro ya podemos calcular la LC en phe/keV que mide nuestro prototipo.

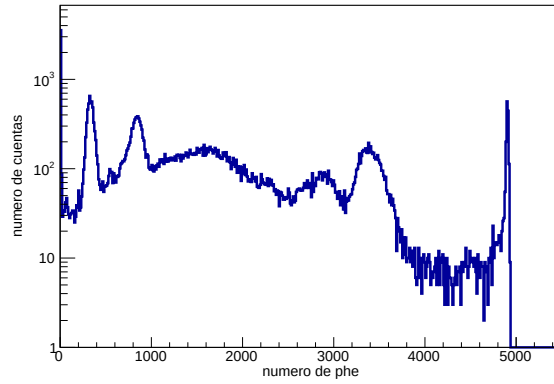


Figura IV.4: Espectro de la fuente de Ba-133 en número de phe para una medida a 50 K y $V_{OV} = 6 V$.

En la figura IV.4 se muestra el espectro de emisión del Ba-133 en número de phe. En el espectro podemos identificar claramente los picos de emisión más intensos del Ba-133, correspondientes a 31 keV, 81 keV, 303 keV y 356 keV. El pico que vemos más a la derecha podemos apreciar cómo se debe a la saturación de la señal, pues todos los eventos con mayor área se concentran en un mismo área. También hay un pico en el 0, el cual se corresponde con el ruido electrónico (principalmente) y la DCR. Al estar interesados en las bajas energías nuestro estudio se centra en las dos primeras energías que identificamos con el espectro de emisión.

V. Resultados

V.1. PROTOTIPO OCTOPUS CON CsI

V.1.1 LC en función de la temperatura y el Overvoltage

En primer lugar, para realizar una primera comparación se realizaron medidas a diversas temperaturas trabajando con un mismo overvoltage $V_{OV} = 6 V$.

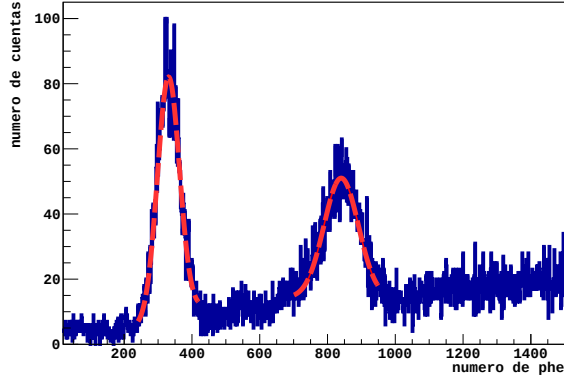


Figura V.1: Picos de 31 keV y 81 keV a 50 K.

Para obtener el centro de cada pico ajustaremos cada uno de ellos a una gaussiana como se muestra en la figura V.1. Como se ha comentado, gracias a la calibración, podemos expresar el espectro directamente en numero de phe y a partir del ajuste a una gaussiana de los picos de 31 keV y 81 keV podemos calcular el valor de la LC . Realizando el proceso a 200 K, 150 K, 100 K, 50 K y 30 K (sensor A) se obtienen los valores recogidos en la tabla V.2 que se representan gráficamente en la figura V.8. En cada uno de los casos se ha calculado este parámetro para ambos picos y se ha calculado el promedio.

T_a (K)	T_b (K)	LC (phe/keV)
200	210	$1,06 \pm 0,10$
150	172	$4,24 \pm 0,10$
100	126	$8,28 \pm 0,22$
50	91	$10,26 \pm 0,25$
30	82	$7,66 \pm 0,15$

Figura V.2: LC y su correspondiente incertidumbre a diversas temperaturas con $V_{OV} = 6$ V

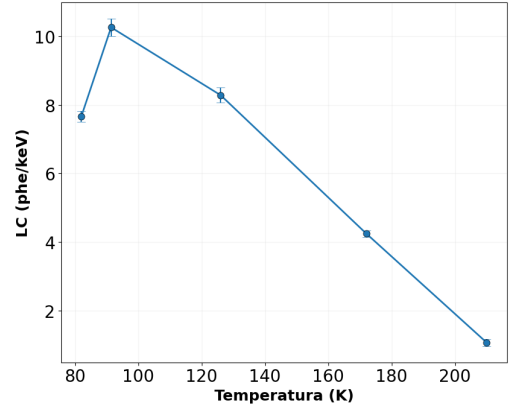


Figura V.3: LC a diversas temperaturas con un $V_{OV} = 6$ V

Como se esperaba, la LC aumenta considerablemente conforme disminuimos la temperatura. Cabe destacar, que los valores de la LC representados incluyen efectos de crosstalk que no contribuyen a la recogida de luz. Para estimar la LC debida a procesos distintos del centelleo, debemos estudiar la LC a distintos V_{OV} . Debido a la baja emisión de luz a 200 K, en cuanto bajamos el V_{OV} ya no es posible identificar los picos. Es por ello que el posterior análisis se realizará omitiendo esta temperatura. Para el resto de temperaturas representamos LC en función de V_{OV} , que debería seguir el comportamiento de la ecuación 9 y que mediante un ajuste de mínimos cuadrados nos permite

obtener los parámetros para cada temperatura. Como se ha mencionado antes, despreciaremos la DCR. En la figura V.4 se muestran los ajustes realizados. En cada una de las gráficas además, se muestra en azul la curva obtenida considerando únicamente la componente de centelleo, donde se aprecia que la curva alcanza un valor límite que se corresponde con LC_{max}^{scint} .

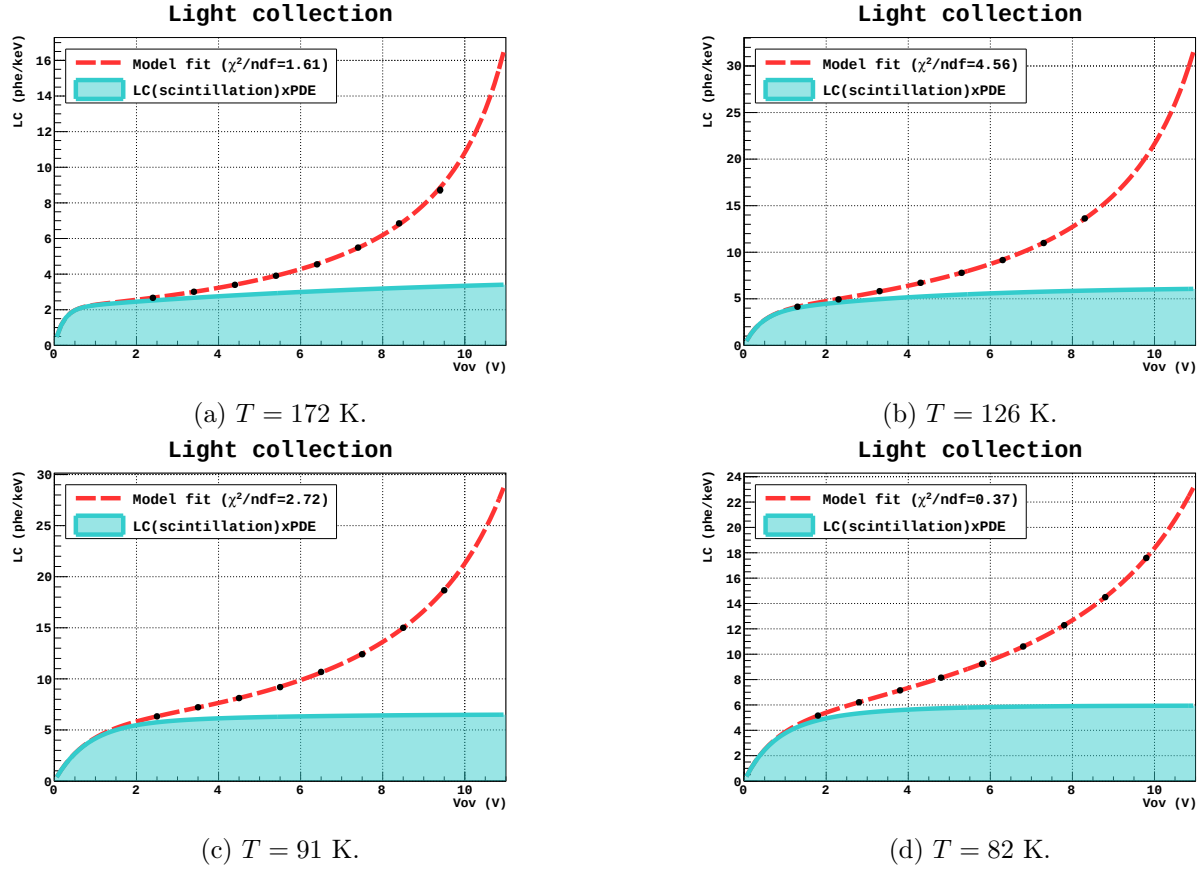


Figura V.4: Ajuste para la LC en función del V_{OV} a diversas temperaturas.

En la tabla 2 se recogen los parámetros para la ecuación 9 de cada ajuste.

	172 K	126 K	91 K	82 K
LC_{max}^{scint} (phe/keV)	$3,97 \pm 0,12$	$6,29 \pm 0,01$	$6,55 \pm 0,01$	$5,95 \pm 0,09$
ξ	$0,524 \pm 0,024$	$0,546 \pm 0,011$	$0,826 \pm 0,018$	$0,644 \pm 0,011$
V_e (V)	$0,22 \pm 0,04$	$0,41 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,04$	$0,68 \pm 0,03$
V_h (V)	$9,02 \pm 0,15$	$4,31 \pm 0,09$	$3,68 \pm 0,17$	$2,06 \pm 0,13$
ξ_{CT}	$0,103 \pm 0,001$	$0,080 \pm 0,001$	$0,074 \pm 0,001$	$0,068 \pm 0,001$

Cuadro 2: Valores de los parámetros para el ajuste de la LC a cada temperatura.

Observamos que el mayor valor para LC_{max}^{scint} se obtiene para 91 K, en concordancia con otros resultados encontrados en la literatura (figura III.1)

V.1.2 Resolución en función del Overvoltage

Del mismo modo que nos interesa maximizar la cantidad de luz recolectada, queremos que la resolución de los picos obtenidos sea la menor posible (picos más estrechos). Para estimar cómo varía la resolución con el voltaje aplicado, calcularemos la anchura a media altura del pico de 31 keV. En principio, esperaríamos que la FWHM disminuya con el voltaje aplicado. Sin embargo, en la figura V.5 observamos cómo, a partir de cierto voltaje, la resolución deja de disminuir. Como se ha comentado, a mayor overvoltage más probables comienzan a ser los efectos secundarios de los SiPM (principalmente el crosstalk), los cuales, al ser un ruido correlacionado, no contribuyen a mejorar la resolución.

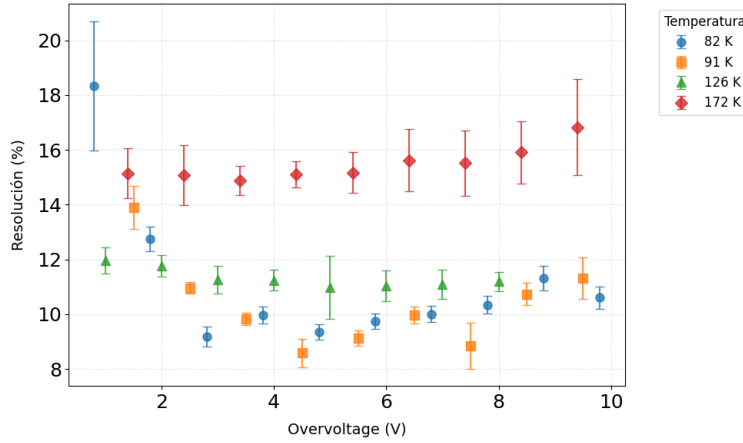


Figura V.5: Resolución en función del V_{OV} a diversas temperaturas.

Vemos también cómo el V_{OV} para el que la resolución es la mínima no coincide para las distintas temperaturas.

V.1.3 Determinación del V_{OV} óptimo

Para determinar el V_{OV} óptimo nos fijamos entonces tanto en la LC^{scint} , que queremos maximizar, como en la resolución obtenida, que queremos minimizar. Como se observa en la figura V.4, la LC^{scint} alcanza un valor límite, por tanto tomaremos el V_{OV} para el cual su valor alcanza el plateau y comprobaremos que a voltajes mayores la resolución no mejora. Como ya se ha mencionado, el V_{OV} que optimiza la resolución no es el mismo para todas las temperaturas. Por tanto, el V_{OV} óptimo tampoco será el mismo para todas las temperaturas. En la tabla 3 se recogen los valores obtenidos para el OV óptimo, así como el valor de la resolución y la LC a dicho V_{OV} para las distintas temperaturas.

T (K)	V_{OV} (V)	$LC^{scint}(phe/keV)$	resolución(%)
172	5,4	$2,82 \pm 0,02$	$15,1 \pm 0,4$
126	5,3	$4,52 \pm 0,02$	$10,9 \pm 1,2$
91	4,5	$6,18 \pm 0,03$	$8,6 \pm 0,5$
82	2,8	$5,27 \pm 0,02$	$9,2 \pm 0,3$

Cuadro 3: V_{OV} óptimo LC y resolución a diversas temperaturas.

V.1.4 Constante de decaimiento de los pulsos

Otro aspecto interesante es la forma de los pulsos, ya que la constante de bajada está directamente relacionada con la cte de centelleo del material a la temperatura a la que se trabaja. Para ello tomaremos el promedio de todos los pulsos correspondientes a un intervalo de áreas seleccionado (el pico de 31 keV en este caso). En la figura V.6 vemos que la caída del pulso se ajusta a una exponencial de la forma $e^{-(t-t_0)/\tau}$, donde el parámetro de interés es la constante de decaimiento τ .

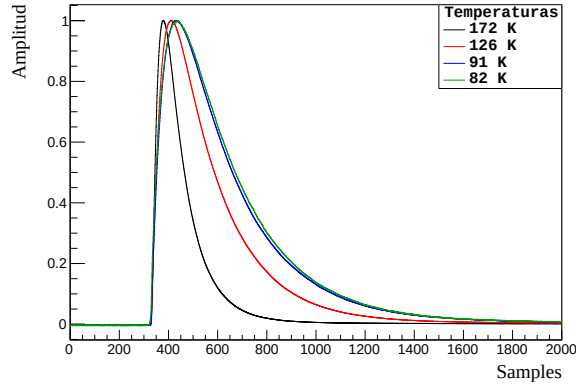


Figura V.6: Pulsos promedio para el pico de 31 keV a diversas temperaturas y normalizados en altura.

En la tabla V.7 se muestra la constante de decaimiento para cada temperatura. Para pasar de Samples a ns utilizamos el Sampling Rate con el que se ha trabajado (250 MSamples/s), es decir, tenemos que 1 Sample se corresponde a 4 ns.

Vemos como conforme baja la temperatura los pulsos se vuelven más lentos. En la literatura encontramos que a temperaturas más altas los pulsos tienen dos constantes de decaimiento distintas (el pulso se ajusta mejor a la suma de dos exponenciales) [12]. Sin embargo, a bajas temperaturas tan solo se observa una constante. Como punto de comparación, cabe recordar que para el CsI a temperatura ambiente las constante de decaimiento son de $\tau_1 = (6 \pm 1) ns$ y $\tau_2 = (28 \pm 2) ns$ [12], valores que encajan con los valores obtenidos, pues se observa una tendencia decreciente de τ al aumentar la temperatura.

T_a (K)	T_b (K)	τ (ns)
150	172	$392,64 \pm 0,04$
100	126	$787,96 \pm 0,04$
50	91	$997,20 \pm 0,04$
30	82	$1010,80 \pm 0,04$

Figura V.7: Valores numéricos para la constante de decaimiento a diversas temperaturas.

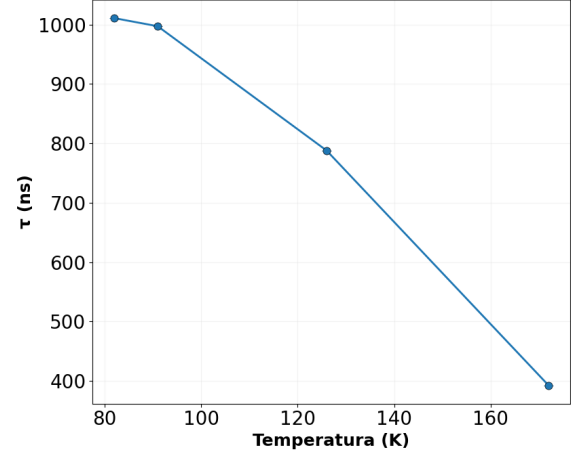


Figura V.8: Constante de decaimiento en función de T_b .

V.1.5 Pico de 6,6 keV

En el espectro del Ba-133 también podemos encontrar un pico a 6,6 keV correspondiente al escape de los rayos X de la capa K del Iodo tras la absorción fotoeléctrica de la emisión de 35 keV. Es un pico de muy baja intensidad, pero debido a su baja energía nos puede ayudar a verificar la respuesta del detector en el rango de energías que nos interesa. Al ser un pico poco intenso, debemos realizar medidas más largas para tener más estadística y que el pico pueda diferenciarse. Estas medidas se han realizado con un $V_{OV} = 6$ V, que como vemos, es superior al V_{OV} óptimo que hemos obtenido. Al tratarse de un pico de tan baja energía, es fácil que este se mezcle con el pico correspondiente al ruido. Es por ello que nos interesaría que la ganancia sea lo suficientemente alta como para que estos picos estén lo suficientemente espaciados. Además, en la figura V.5 vemos que la resolución no empeora demasiado.

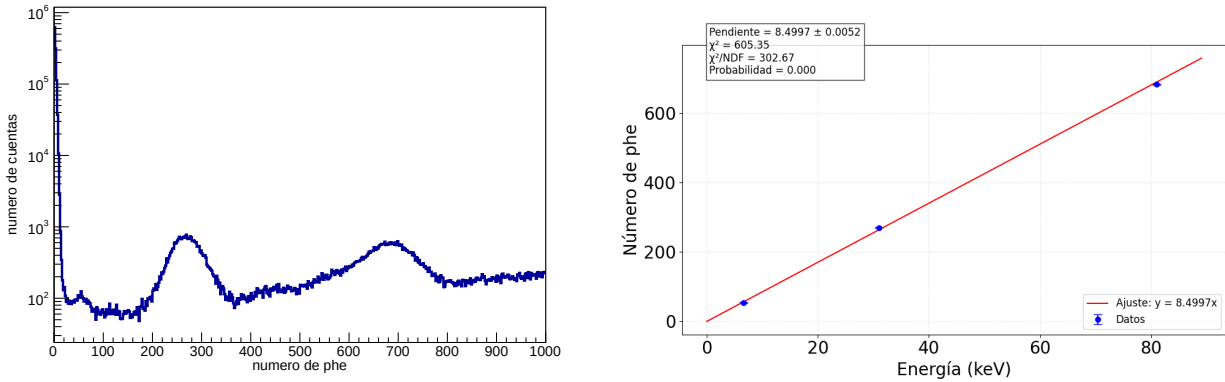


Figura V.9: A la izquierda medida de más estadística a 50 K y $V_{OV} = 6$ V, a la derecha ajuste lineal para los picos obtenidos.

En el panel izquierdo de la figura V.9 de nuevo podemos ver el pico correspondiente al ruido para bajo nphe, así como los picos de 31 y 81 keV. Por otro lado, entre el pico del ruido y el de 31 keV, en torno a los 50 phe, podemos identificar el pico de 6.6 keV.

El panel derecho de la figura V.9 muestra el ajuste a una recta de los tres picos identificados en el espectro. Como se observa el ajuste lineal no produce buenos resultados ($\chi^2/\text{NDF}=300$), por lo que no podemos afirmar que el sistema sea lineal en el rango de 6 a 80 keV. Esta no linealidad podría deberse a la respuesta del SiPM; sin embargo, dada la gran cantidad de microceldas, no se esperaría saturación a estas energías. Otra posibilidad es que provenga de la propia respuesta del cristal centelleador, ya que es común observar no linealidades en este tipo de materiales.

V.1.6 Estimación del umbral de energía

Para la estimar el umbral energético partimos del caso de mínima energía en el que nuestro prototipo digitaliza un suceso. Al tener tan solo 3 SiPM funcionando, un pulso se digitaliza cuando ha habido una detección simultánea en los 3. Por tanto, para que un suceso se detecte mínimo debe haber 3 phe, que mediante la LC^{scint} podemos convertir en energía. Consideramos la LC^{scint} en vez de la LC pues en un suceso de un phe por SiPM no puede haber efectos de CT. Por tanto, trabajando a 91 K y $V_{OV} = 4,5$ (V) obtenemos que el umbral de energía es:

$$E_0 = (0,485 \pm 0,001) \text{ keV}$$

Este valor del umbral se corresponde a condiciones óptimas de medida, y podría verse aumentado por la presencia de ruido en la línea base como se ve en el panel izquierdo de la figura V.9. Para asegurar que ese es realmente el umbral de nuestro detector sería necesario realizar un estudio de la capacidad de eliminar sucesos de ruido por la forma de los pulsos en la región próxima al umbral.

V.2. PROTOTIPO SQUID CON NAI

Debido a que el montaje SQUID comenzó a estar en funcionamiento recientemente, aún no se dispone de medidas suficientes para la caracterización de la LC . Sin embargo, si que se van a comentar los resultados o diferencias que se han visto hasta ahora con respecto al prototipo OCTOPUS.

Una diferencia que se ha notado en estas primeras medidas es la forma de los pulsos con este cristal centelleador. Como se ha mencionado en el apartado anterior, a temperaturas bajas la forma del pulso venía dada por una sola exponencial; sin embargo, a temperatura ambiente tenía dos componentes: una exponencial rápida (que desaparecía al bajar la temperatura) y otra lenta. Con el NaI encontramos que a temperaturas bajas la forma del pulso está dada por tres componentes, como se observa en la figura V.10. En este caso, el *Sampling Rate* de las medidas es de 500 MS/s, por lo que para pasar de Samples a ns se multiplica todo por un factor 2.

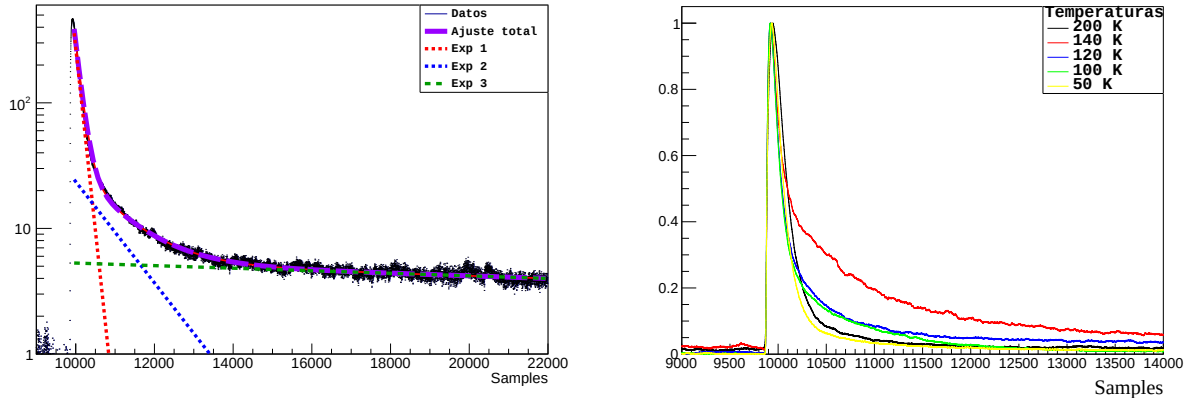


Figura V.10: A la izquierda ajuste con tres exponenciales al pulso promedio del pico de 81 keV a 50 K, a la derecha comparación de los pulsos a distintas temperaturas.

$T (K)$	$\tau_1 (ns)$	$\tau_2 (ns)$	$\tau_3 (ns)$
200	$401,32 \pm 0,04$	$2873,78 \pm 2,36$	46316 ± 49
140	$279,92 \pm 0,16$	$1998,26 \pm 0,70$	16837 ± 6
120	$274,26 \pm 0,10$	$1262,44 \pm 0,63$	24375 ± 8
100	$239,22 \pm 0,04$	$1635,41 \pm 0,16$	323676 ± 31
50	$298,24 \pm 0,02$	$2157,28 \pm 28$	85281 ± 138

Cuadro 4: Valor numérico de las constantes de centelleo para el NaI a diversas temperaturas.

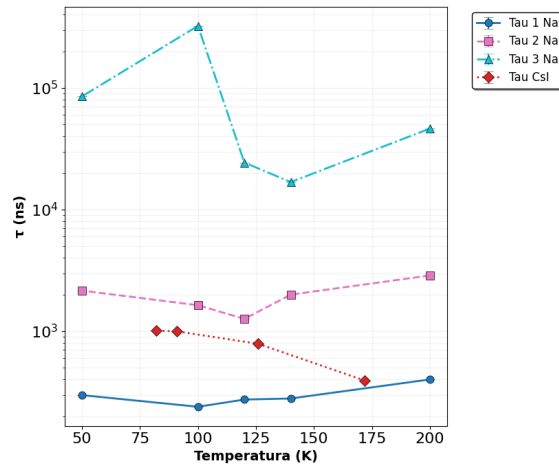


Figura V.11: Comparación de las constantes de decaimiento del CsI y el NaI en función de la temperatura.

En la tabla 4 se recogen las constantes obtenidas del ajuste de los pulsos a diversas temperaturas. Observamos cómo en el caso del NaI los pulsos son bastante más largos que en el caso del CsI (τ más alto), pues aparecen componentes del pulso más lentas. Esto puede suponer un problema, ya que si

los pulsos son demasiado largos ya no entrarían en la ventana de digitalización establecida. Ampliar la ventana de digitalización supondría un enorme incremento del volumen de almacenamiento de datos, además de una limitación en el ritmo de detección, que vendría limitado por la velocidad de transferencia de datos de la digitalizadora al ordenador. Además, se incrementa la probabilidad de integrar ruido debido a corriente oscura o afterpulses. En la figura V.11 se muestra el valor de τ_1 , τ_2 y τ_3 junto al de la τ del CsI en función de la temperatura.

De nuevo observamos un comportamiento distinto al obtenido para el CsI. Mientras que con el CsI obteníamos una dependencia de τ con la temperatura, en el caso del NaI no parece observarse ningún tipo de dependencia clara.

VI. Conclusiones y posibles mejoras

A lo largo de este trabajo hemos caracterizado a diversas temperaturas un prototipo de centelleador+SiPM. Hemos visto el proceso completo a seguir para la caracterización de los prototipos. Empezando con la calibración de un solo phe para posteriormente estimar el valor de la LC . Para realizar la caracterización en función del V_{OV} hemos tenido que estimar el V_{rup} a distintas temperaturas, también a partir de la calibración de un phe.

De entre los resultados obtenidos, hay que destacar cómo encontramos un V_{OV} óptimo a partir del cual la resolución de nuestro montaje no mejora pese a tener una LC mayor, lo que nos indica que el aumento de la LC comienza a estar dominado por los efectos secundarios de los SiPM (afterpulsing, crosstalk). Este V_{OV} además, no es igual para todas las temperaturas, sino que varía. Un posible estudio a realizar es si existe algún tipo de dependencia concreta de este V_{OV} con la temperatura. Hemos visto que las condiciones óptimas de funcionamiento del prototipo OCTOPUS las encontramos trabajando a 91 K y con $V_{OV} = 4,5$ V. En estas condiciones hemos obtenido una LC^{scint} de 6,18 (phe/keV), valor a partir del cual hemos podido estimar cual es el umbral energético del prototipo, resultando en 0.485 ± 0.001 keV. Como se ha indicado, este valor corresponde a condiciones óptimas de medida y podría verse incrementado por la presencia de ruido. En cualquier caso, supone una reducción de 0.5 keV con respecto al umbral actual de ANAIS-112.

Sería interesante realizar un estudio de la LC a temperaturas cercanas a la óptima, ya que para pequeños cambios de temperatura se observan diferencias importantes en la LC , como se ve entre las temperaturas de 82 K y 91 K. Entonces, podríamos estudiar cómo varía la LC en las temperaturas comprendidas entre 82 y 91 K para T_b . Un estudio en estas temperaturas, además, nos podría mostrar para que temperatura encontramos el máximo realmente, ya que en este trabajo se ha operado a temperaturas arbitrarias de entre las cuales se ha determinado la óptima. Un barrido más fino nos mostraría cuál debe ser la precisión con la que debemos mantener estable nuestra temperatura, pues para pequeñas variaciones encontramos cambios importantes en la LC .

Para el modelo se ha despreciado el afterpulsing (absorbiéndolo en la constante del CT). Pese a que parece no haber supuesto un problema, resultaría interesante realizar el estudio con un modelo más

complejo que lo tenga en cuenta explícitamente, para ver si se observa alguna variación notable con respecto a los resultados obtenidos en nuestro caso.

Como se ha visto con el pico de 6,6 keV, nuestro detector no conserva la linealidad. Por tanto, se ha de estudiar la respuesta de los prototipos a estas energías.

Otro resultado que hemos obtenido es el de la dependencia con T de la forma de los pulsos para el CsI, aumenta al disminuir la temperatura. La constante de decaimiento de los pulsos, y por tanto la de centelleo tanto del CsI. Se ha comentado como el espectro de emisión varía con la temperatura, lo que podría tener que ver con la forma de los pulsos. Para poder estudiar la recolección de luz en función de la longitud de onda sería necesario otro montaje que nos permita medir la longitud de onda de la luz que está emitiendo nuestro detector. Para el NaI sin embargo, habría que realizar un estudio para verificar que no hay dependencia de las constantes de decaimiento con la temperatura. Para ello se debería tomar medidas a más temperaturas. Como se ha mencionado, las medidas utilizadas son de las primeras que se han realizado con el prototipo SQUID.

Por otro lado, tan solo se ha podido caracterizar el prototipo OCTOPUS que emplea CsI. Por tanto, queda pendiente realizar la caracterización correspondiente del prototipo SQUID. Ya se han realizado unas primeras medidas con el prototipo SQUID, a partir de las cuales hemos podido comparar la forma de los pulsos frente a los que se obtenían con OCTOPUS. En esta primera comparación ya se han visto claras diferencias en las constantes de decaimiento. Se ha de tener en cuenta que pulsos demasiado largos podrían suponer un problema ya que la ventana de digitalización no sería lo suficientemente larga como para capturar los pulsos enteros. Hay que tener en cuenta que una ventana mayor supondría aumentar la probabilidad de corriente oscura y afterpulsing, lo que empeoraría nuestras medidas, además de problemas ligados al volumen de datos registrados.

El montaje utilizado a lo largo de este trabajo puede mejorar en bastantes aspectos, y ya se trabaja para ello. Para empezar, se trabaja en colaboración con el Laboratorio de Gran Sasso para tratar de mejorar el diseño de los SiPM. Un punto claro a mejorar ha sido que tanto en las medidas tomadas para este trabajo como en todas las de los últimos meses se han utilizado 3 SiPM cuando se podrían usar 4, debido a que no se dispone de 4 en condiciones de funcionamiento. Otra componente que supone un obstáculo son las láminas de PMMA, ya que estas absorben gran parte de la luz y nos fuerzan a utilizar las piezas PEN, que también absorben parte de la luz. Lo ideal sería trabajar con algún SiPM que sea más sensible en el UV. Un aumento de la LC se traduciría en la reducción del umbral, que como ya hemos visto es inversamente proporcional a la LC .

Referencias

- [1] S. Navas et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 110(3):030001, 2024. doi:10.1103/PhysRevD.110.030001.
- [2] R. Bernabei et al. The DAMA project: Achievements, implications and perspectives. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 114:103810, 2020. doi:10.1016/j.pnpnp.2020.103810.

- [3] J. Amaré et al. Performance of ANAIS-112 experiment after the first year of data taking. *Eur. Phys. J. C*, 79(3):228, 2019. [arXiv:1812.01472](#), [doi:10.1140/epjc/s10052-019-6697-4](#).
- [4] Julio Amaré et al. Towards a robust model-independent test of the DAMA/LIBRA dark matter signal: ANAIS-112 results with six years of data. 2 2025. [arXiv:2502.01542](#).
- [5] Amaré J. Apilluelo J. et al. Coarasa, I. ANAIS-112 three years data: a sensitive model independent negative test of the DAMA/LIBRA dark matter signal. *Commun Phys*, 7:345, 2024. [doi:10.1038/s42005-024-01827-y](#).
- [6] Fabio Acerbi et al. Cryogenic Characterization of FBK HD Near-UV Sensitive SiPMs. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, 64(2):521–526, 10 2016. [arXiv:1610.01915](#), [doi:10.1109/TED.2016.2641586](#).
- [7] Edel Cashman. Uso del dToF en aplicaciones de LiDAR. *Revista española de electrónica*, 2021.
- [8] TE Connectivity. Introduction to silicon photomultipliers. URL: https://www.first-sensor.com/cms/upload/appnotes/AN_SiPM_Introduction_E.pdf.
- [9] M. G. Boulay et al. SiPM cross-talk in liquid argon detectors. *Front. in Phys.*, 11:1181400, 2023. [arXiv:2201.01632](#), [doi:10.3389/fphy.2023.1181400](#).
- [10] A. Nagai et al. Characterisation of a large area silicon photomultiplier. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 948:162796, 2019. [arXiv:1810.02275](#), [doi:10.1016/j.nima.2019.162796](#).
- [11] Fabio Acerbi et al. Cryogenic characterization of fbk hd near-uv sensitive sipms. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 64(2):521–526, 2017. [doi:10.1109/TED.2016.2641586](#).
- [12] C. Amsler et al. Temperature dependence of pure CsI: Scintillation light yield and decay time. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 480:494–500, 2002. [doi:10.1016/S0168-9002\(01\)01239-6](#).
- [13] Claudio Piemonte et al. Performance of nuv-hd silicon photomultiplier technology. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 63(3):1111–1116, 2016. [doi:10.1109/TED.2016.2516641](#).
- [14] Gabriela Rodrigues Araujo. *Advancing Neutrinoless Double Beta Decay Search with LEGEND and MONUMENT, and Exploring Passive Neutrino Detectors with PALEOCCENE*. PhD thesis, Zurich U., Zurich U., 2024. [doi:10.5167/uzh-258653](#).
- [15] Vikuiti. Vikuiti™ enhanced specular reflector (esr). URL: <https://www.digikey.es/es/pdf/3/3m/3m-vikuiti-enhanced-specular-reflector-esr?srsltid=AfmB0ooJJJo9n70rMKp8Mc-Wjyutq3AzvTbdI5UgYxAo1NYw41VZZfUw5>.
- [16] P. Siczynski, M. Moszynski, T. Szczesniak, and W. Czarnacki. Study of NaI(Tl) scintillator cooled down to liquid nitrogen temperature. *JINST*, 7:P11006, 2012. [doi:10.1088/1748-0221/7/11/P11006](#).
- [17] Laboratoire National Henri Becquerel. Module lara. Página web del Laboratoire National Henri Becquerel. URL: <http://www.lnhb.fr/nuclear-data/module-lara/>.