

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA



FACULTAD DE FÍSICA
Departamento de Física de Partículas

**El uso de fotodiodos de avalancha
en calorimetría γ**

Memoria del Trabajo de Investigación Tutelado:
presentado por Martín Gascón Vázquez
Julio de 2007



UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA
Departamento de Física de Partículas
GENP (Grupo Experimental de Núcleos y Partículas)

El Prof. Dr. Ignacio Durán Escribano, Catedrático de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Santiago de Compostela,

CERTIFICA:

que la memoria titulada **El uso de fotodiodos de avalancha en calorimetría γ** ha sido realizada bajo mi dirección por **D. Martín Gascón Vázquez** en el **Departamento de Física de Partículas de esta Universidad** y constituye su **Trabajo de Investigación Tutelado** que presenta para optar al **Diploma de Estudios Avanzados**.

Santiago, 24 de Julio de 2007

El alumno:

Agradecimientos

Este trabajo se enmarca dentro de los estudios realizados por el GENP¹ para el diseño de un calorímetro para rayos γ y partículas cargadas ligeras (CALIFA), que formará parte del experimento R3B², en las futuras instalaciones de FAIR³ en Darmstadt (Alemania).

Este trabajo fue realizado con el apoyo de la beca FPI (BES-2006-12614), asociada al proyecto FPA2005-00732 del Ministerio de Educación y Ciencia de España y a la ayuda de la Xunta de Galicia RI-2006/XA030.

Quiero agradecer especialmente a Daniel Nieto del grupo GRIN de Óptica del Departamento de Física Aplicada de la USC por la ayuda prestada para cortar y pulir las guías de luz utilizadas en este trabajo.

¹Grupo Experimental de Núcleos y Partículas, del Departamento de Física de Partículas de la Universidad de Santiago de Compostela

²Reacciones con haces radiactivos a energías relativistas

³Facility for Antiproton Ion Research

El uso de fotodiodos de avalancha
en calorimetría γ

Martín Gascón

Julio de 2007

Índice general

Introducción	1
1. Caracterización de cristales centelladores	5
1.1. Principios de centelleo	5
1.2. Respuesta en función del tamaño	6
1.2.1. Detectores pequeños	6
1.2.2. Detectores muy grandes	6
1.2.3. Detectores de tamaño intermedio	9
1.3. Resolución en energía	11
1.4. Principales aplicaciones de los centelladores	13
2. El fotodiodo de avalancha	17
2.1. Principios de operación del fotodiodo	18
2.1.1. Fotodiodos convencionales	18
2.1.2. Fotodiodos de avalancha	19
2.2. Respuesta espectral, eficiencia cuántica y fotosensibilidad	20
2.3. Principios de multiplicación en avalancha	21
2.3.1. Dependencia de la corriente de oscuridad con el voltaje aplicado	22
2.3.2. Dependencia de la ganancia con el voltaje aplicado	23
2.3.3. Capacitancia	24
2.3.4. Ruido	25
2.3.5. Velocidad de respuesta	26
2.3.6. Conexión a un circuito periférico	28
3. Resultados experimentales	29
3.1. Montaje experimental	29
3.1.1. Cristales	29
3.1.2. Fotodiodos de avalancha	30
3.2. Proceso de optimización de los parámetros	31
3.2.1. Optimización de la colección de luz	31
3.2.2. Tensión óptima de polarización	33
3.2.3. Ganancia del amplificador espectroscópico	36
3.2.4. Tiempo de integración	37

3.2.5. Tiempo de adquisición	37
3.2.6. Cristal piramidal de 20 cm de longitud	37
3.2.7. Homogeneidad de los cristales	39
3.3. Valores finales de la resolución en energía	41
Conclusiones	44

Índice de figuras

1.	Espectro de energía de rayos gamma en el sistema de referencia de laboratorio en función del ángulo polar.	2
2.	Resolución del ángulo polar requerida para el Califa de R3B	3
3.	Izquierda: distintos sectores de la sección polar del Califa que condicionan el tipo de cristales centelladores. Derecha: distintos tipos de cristales calculados para el sector 45°-130° (Barril)	4
1.1.	Detector considerado pequeño en espectroscopía gamma.	7
1.2.	Detector considerado grande en espectroscopía gamma.	8
1.3.	Detector intermedio en espectroscopía gamma.	10
1.4.	Espectro típico de una fuente de ¹³⁷ Cs.	11
1.5.	Resolución en energía.	12
2.1.	Eficiencia cuántica y fotosensibilidad del APD S8664-1010 de Hamamatsu.	21
2.2.	Eficiencia cuántica y fotosensibilidad del APD SD630-70-73-500 de Advanced Photonix Inc.	22
2.3.	Diagrama esquemático del proceso de avalancha.	23
2.4.	Corriente de oscuridad de un fotodiodo de avalancha.	23
2.5.	Corriente de oscuridad de un fotodiodo de avalancha en función del voltaje inverso aplicado.	24
2.6.	Capacitancia en función del voltaje inverso aplicado.	25
2.7.	Señal y ruido en función de la ganancia.	27
2.8.	Circuitos periféricos típicos.	28
3.1.	Cristales utilizados en este experimento	30
3.2.	Fotodiodos utilizados en este experimento	31
3.3.	Cajas para control de humedad y aislamiento eléctrico	31
3.4.	Montaje experimental utilizado	32
3.5.	Estabilización del canal del fotopico para un cristal de 1 cm de CsI(Tl) acoplado a ambos fotodiodos.	34
3.6.	Resolución en energía en función del voltaje aplicado para ambos fotodiodos.	34
3.7.	Resolución en energía en función de la tensión de trabajo para un cristal de 5 cm de CsI(Tl) acoplado a ambos fotodiodos	35
3.8.	Curva de ganancia obtenida para ambos fotodiodos.	35

3.9. Dependencia de la resolución en energía en función de la ganancia del amplificador espectroscópico	36
3.10. Resolución en energía en función del tiempo de integración del amplificador espectroscópico para el a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.	38
3.11. Resolución en energía en función del tiempo de adquisición de los espectros para el a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.	38
3.12. a) Curva de ganancia y b) resolución en energía en función del voltaje para ambas guías de luz.	39
3.13. Resolución en energía en función de a) ganancia y b) tiempo de integración para ambas guías de luz.	39
3.14. Resolución en energía en función del tiempo de adquisición de los espectros.	40
3.15. Curva de No-Uniformidad en la colección de luz y resolución en energía en función de la distancia al APD para el cristal de 20 cm.	40
3.16. Curva de No-Uniformidad en la colección de luz normalizada en función de la distancia al APD para el cristal de 20 cm.	41
3.17. Resolución en energía para un cristal de 1 cm ³ acoplado a: a) fotodiodo S8664-1010 b) fotodiodo SD630.	42
3.18. Resolución en energía para un cristal de 1 cm ³ acoplado a: a) fotodiodo S8664-1010 b) fotodiodo SD630. para un tiempo de integración de 8 μs	42
3.19. Dibujo de las guías de luz y el cristal de 20 cm piramidal	51
3.20. Dimensiones del cristal de tipo 2 para el calorímetro Califa.	53

Índice de tablas

1.1. Características de cristales centelleadores más utilizados.	15
3.1. Cristales utilizados para este experimento.	29
3.2. Características más importantes de los fotodiodos utilizados para este experimento.	30
3.3. Resoluciones obtenidas para diferentes materiales utilizados como recubrimiento.	33
3.4. Variación relativa de la ganancia debido a las variaciones en voltaje.	36
3.5. Mejor resolución en energía obtenida para diferentes tamaños de cristal y para diferentes tiempos de integración utilizando ambos fotodiodos.	41
3.6. Resolución en energía promedio obtenida para diferentes tamaños de cristal y para diferentes tiempos de integración utilizando ambos fotodiodos.	42
3.7. Constantes físicas utilizadas en este trabajo.	49

Introducción

La energía de los haces de iones radiactivos en el experimento R3B será, típicamente, de $\sim 700 \text{ AMeV}$. Los requisitos de este calorímetro son: tener una eficiencia de absorción total superior al 80% para fotones de $\sim 15 \text{ MeV}$ en el sistema de referencia de laboratorio, tener una resolución en energía para fotones de $\sim 1 \text{ MeV}$ en el rango de 2 – 3% y tener una determinación de multiplicidad de rayos gamma y determinación de energía suma con una resolución menor del 10% [1].

Este trabajo se centra en el estudio de las posibilidades de detección de la radiación gamma emitida por los fragmentos originados por la interacción de estos haces relativistas con un blanco de reacción. Estos fragmentos son producidos hacia adelante, en un estado excitado, emitiendo en vuelo fotones cuya energía vendrá afectada por el efecto Doppler. El rango energético de estos rayos gamma cubrirá el espectro entre 500 keV y 10 MeV en centro de masas (CM) dependiendo del tipo de reacción a estudiar.

La energía en el sistema de referencia de laboratorio para rayos gamma emitidos por fuentes que se desplazan a energías relativistas se obtiene a partir de la transformación de Lorentz como:

$$E_{\gamma}^L = \frac{E_{\gamma}^{CM}}{\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}} \cdot \frac{1}{1 - \beta \cos\theta} \quad (1)$$

es decir:

$$\frac{E_{\gamma}^L}{E_{\gamma}^{CM}} = \frac{(\sqrt{1-\beta^2})}{(1 - \beta \cdot \cos\theta)} \quad (2)$$

donde E^{CM} es la energía del rayo gamma en el sistema de referencia de centro de masas, θ es el ángulo polar, β es la velocidad del proyectil.

Como se puede ver en la Figura 1, la energía detectada en el sistema de referencia de laboratorio de los rayos gamma emitidos por los fragmentos en vuelo con ángulos hacia adelante ($0 - 1 \text{ rad}$) aumenta notablemente. Vemos que para un ángulo polar $\theta = 1 \text{ rad}$ ($\simeq 57,3^{\circ}$) $E_L = E_{CM}$, creciendo hasta tres veces, para

ángulos menores y reduciéndose a menos de la mitad, para ángulos mayores de 60° .

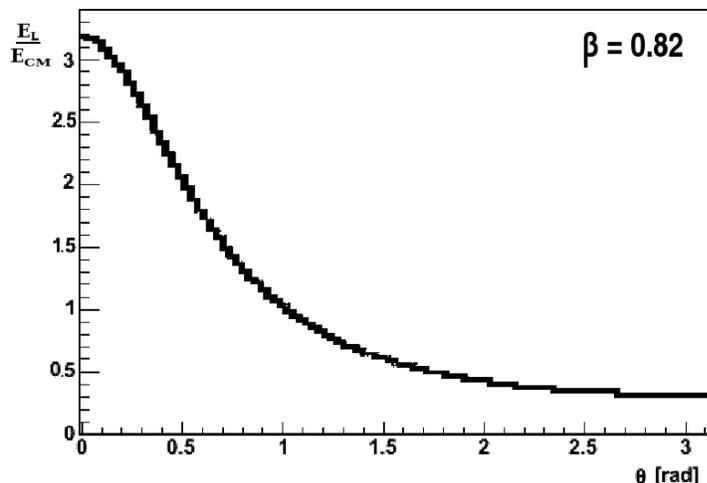


Figura 1: *Espectro de energía de rayos gamma en el sistema de referencia de laboratorio en función del ángulo polar para $\beta = 0,82$ [2].*

En nuestro caso, para un proyectil con una energía típica de $700 A \text{ MeV}$, tenemos un $\beta = 0.82$. Si el rayo gamma emitido en vuelo tiene una energía de 10 MeV en el sistema de referencia centro de masas, obtendríamos, como resultado de la aplicación de la transformación de Lorentz, un fotón cuya energía en el sistema de referencia de laboratorio cae en el rango $0,3 - 32 \text{ MeV}$, dependiendo del ángulo polar θ en el que se emita.

Uno de los requisitos de este calorímetro es garantizar una resolución en energía del orden del 3% ($\Delta E/E$) en todo el dominio angular. Para ello, tanto la resolución intrínseca del material centellador como la resolución en energía impuesta por la resolución en ángulo polar, debe aproximarse a estos valores.

Todas estas características permiten deducir un perfil óptimo para el detector. La resolución en ángulo polar varía con el ángulo polar, siendo especialmente crítica para ángulos en torno a $0,6 \text{ rad}$ ($\sim 35^\circ$). Por esta razón, el calorímetro estará compuesto por cristales de diferentes dimensiones para garantizar los requisitos de resolución en energía.

La elección del material centellador y del dispositivo de lectura apropiado determina la resolución en energía nominal del detector. Los materiales centelladores que están bajo estudio son: $\text{LaCl}_3(\text{Ce})$, $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$, $\text{CsI}(\text{puro})$ y $\text{CsI}(\text{Tl})$. Los primeros dos centelladores tienen una resolución en energía muy buena ($\sim 3\%$ para fotones de 662 keV) (Ver tabla 1.1 de la página 15) y, acoplados con el dispositivo de lectura

apropiado, cumplen con los requisitos del calorímetro. La principal desventaja de estos, es que son muy caros y extremadamente higroscópicos. El tercero tiene un resolución intrínseca baja y su principal desventaja es que necesita ser enfriado para alcanzar dicho valor de resolución. Estos factores justifican el estudio del cristal CsI(Tl) si se demuestra que, acoplado a sensores adecuados (fotodiodos de avalancha, fotomultiplicadores), cumple con los requisitos de resolución en energía ($\sim 5\%$ para fotones de 662 keV), al menos para ángulos polares mayores de $0,7\text{ rad}$ ($\sim 40^\circ$).

REQUISITOS DEL CALIFA

Mediante una simulación Monte-Carlo basada en Geant4 [3], se han calculado los tamaños de los cristales dependiendo de la resolución en energía necesaria [2] para la realización de los experimentos programados para R3B [1]. En la Figura 2 se puede ver que, para ángulos polares mayores de 1 rad ($\simeq 57,3^\circ$), la resolución angular exigida es 1.5% , lo que para un radio interior del calorímetro de 35 cm , nos da un espesor de los cristales de 1 cm (Ver Apéndice D).

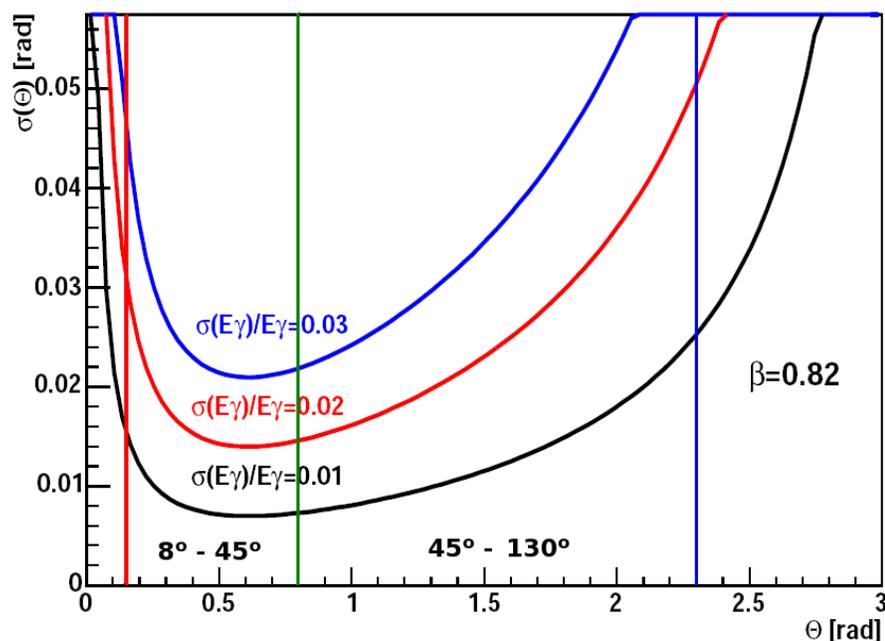


Figura 2: Resolución del ángulo polar requerida para el Califa de R3B [2].

Para estos ángulos, la energía esperada de los fotones es menor de 2 MeV . Con estos condicionantes, la longitud de los cristales - que depende de su densidad (longitud de radiación gamma) - es variable, siendo menor según aumenta el ángulo polar. Para un centellador de CsI(Tl) los cristales de Tipo 2 de la Figura 3 tienen

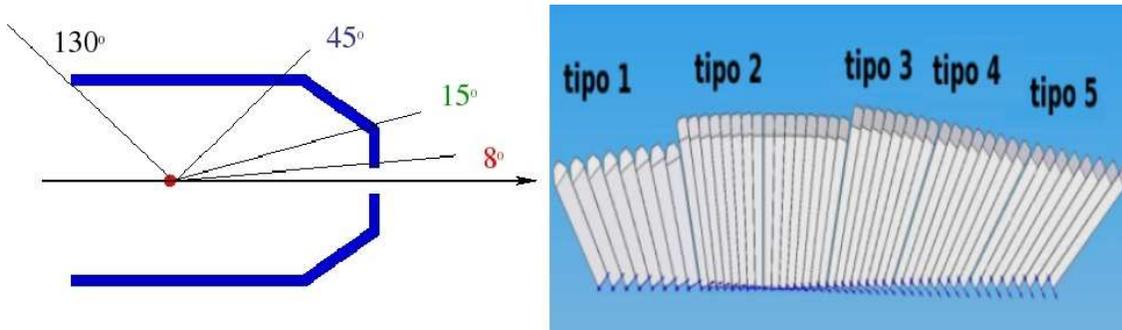


Figura 3: Izquierda: distintos sectores de la sección polar del Califa que condicionan el tipo de cristales centelladores. Derecha: distintos tipos de cristales calculados para el sector 45° - 130° (Barril) [2].

una longitud de 13 cm y 8 cm los de Tipo 1.

ESTRUCTURA DE LA MEMORIA

El tema concreto de este trabajo es la evaluación del uso de cristales centelladores de CsI(Tl) y fotodiodos para el calorímetro Califa del experimento R3B de las futuras instalaciones FAIR. Se estructura en tres capítulos:

- En el primer capítulo se hace una breve descripción de los principios de centelleo. En la segunda parte del capítulo se define el concepto de resolución en energía.
- En el segundo capítulo se hace una descripción detallada del funcionamiento de un fotodiodo, sus principios de operación y alguna de sus propiedades.
- En el tercer capítulo se detalla el trabajo realizado para la toma de datos, los dispositivos utilizados y las técnicas desarrolladas para la comprobación de los datos obtenidos.
- En las conclusiones se analizan los resultados obtenidos.

Capítulo 1

Caracterización de cristales centelladores

En este capítulo se presentan los principios de la producción de la luz de centelleo. Igualmente, se discute el concepto de resolución en energía y la respuesta de los cristales en función de su tamaño.

1.1. Principios de centelleo

La radiación nuclear absorbida por ciertos materiales dieléctricos produce destellos de luz llamados *centelleos*. Un *centellador* es, por tanto, un material capaz de convertir las pérdidas de energía de una radiación ionizante en pulsos de luz. Dicha radiación ionizante puede ser rayos X , alfas, betas o gammas, con una energía en el rango de unos pocos keV hasta varios MeV . El proceso de centelleo es uno de los métodos más utilizados para la detección de partículas y para espectroscopía, en un amplio espectro de radiaciones.

Un material centellador ideal:

- Debe convertir la energía cinética de las partículas o fotones incidentes en luz detectable y hacerlo con una alta eficiencia de centelleo.
- El material centellador debe ser transparente a la longitud de onda de su propia emisión, para permitir una buena colección de luz.
- Debe poder crecerse con una buena calidad óptica hasta un tamaño que permita detener las partículas incidentes con alta eficiencia.
- La luz producida debe ser proporcional a la energía depositada, en el rango de energía más amplio posible.

No existe ningún material que cumpla perfectamente y a la vez, todos esos criterios, por lo que la elección final debe ser un compromiso entre estos factores.

1.2. Respuesta en función del tamaño

1.2.1. Detectores pequeños

Un detector se define como pequeño cuando sus dimensiones son menores que el *recorrido libre medio* de los gammas secundarios producidos por los fotones originales. Los gammas secundarios proceden de dispersiones Compton, de rayos X o de fotones de aniquilación de los positrones creados en la producción de pares. El recorrido libre medio de los gammas secundarios es, normalmente, del orden de varios centímetros.

Suponiendo, por simplicidad, que la energía de todas las partículas cargadas (*fotoelectrón, electrón Compton, electrón y positrón de la creación de pares*) es completamente absorbida dentro del volumen del detector, el espectro de deposición de energía de los electrones es el observado en la Figura 1.1.

Si la energía del fotón incidente es menor que el valor al cual la producción de pares es significativa, el espectro resultante es la combinación de los efectos de la absorción fotoeléctrica y la dispersión Compton. El continuo de energías correspondiente a los electrones dispersados en una primera dispersión Compton es llamado *continuo Compton* y el pico correspondiente a los fotoelectrones se conoce como *fotopico*. Para detectores pequeños sólo resultan probables las interacciones simples, y por lo tanto, la relación entre el área bajo el fotopico y el área bajo el continuo Compton (*fotofracción*), es la misma que la relación entre la sección eficaz fotoeléctrica τ y la sección eficaz Compton σ en el material que constituye el detector.

Si la energía del fotón incidente es suficientemente alta (varios MeV), se puede observar el pico de *escape doble*¹ asociado a la producción de pares a una energía de $2m_0c^2$ ($\sim 1,02 MeV$) por debajo del fotopico.

1.2.2. Detectores muy grandes

Se considera que las dimensiones del cristal son suficientemente grandes, cuando los fotones dispersados Compton y los fotones de aniquilación interactúan dentro del volumen activo del detector y nada escapa de su superficie. Para energías de fotones

¹El término de escape doble es debido a que los dos fotones de la aniquilación escapan del detector sin dejar información adicional.

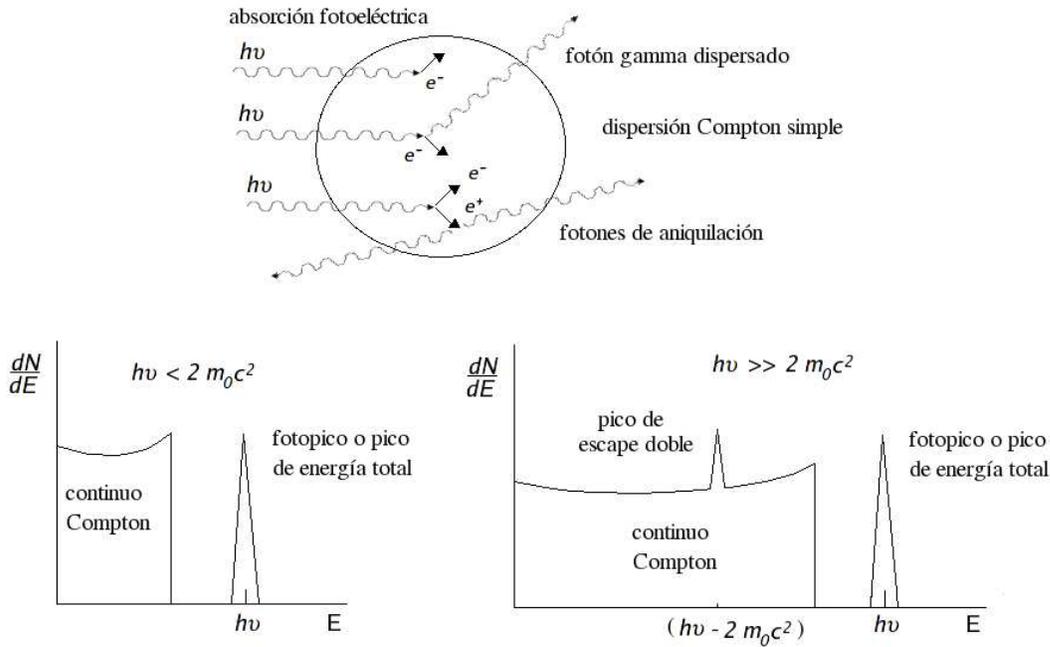


Figura 1.1: *Detector considerado pequeño en espectroscopía gamma. Los procesos de absorción fotoeléctrica y dispersión Compton dan la forma al espectro de bajas energías (izquierda). A energías más altas, el proceso de producción de pares añade el pico de doble escape como se muestra en el espectro de la derecha [4].*

de unos pocos MeV , esta condición se traduce en dimensiones del orden de decenas de centímetros.

Si la primera interacción es una dispersión Compton, el fotón dispersado puede interactuar nuevamente en el volumen del detector. Esta segunda interacción puede ser también una dispersión Compton originando un nuevo fotón dispersado con menor energía. La historia del fotón incidente termina cuando tiene lugar una absorción fotoeléctrica.

Los fotones primarios y secundarios viajan a la velocidad determinada por el índice de refracción y, si la distancia promedio de desplazamiento de los fotones secundarios es de aproximadamente 10 cm , el tiempo promedio desde la primera interacción hasta la última es menor a 1 ns , que es menor que el tiempo de respuesta de casi todos los detectores utilizados en espectroscopía gamma. Por lo tanto, el efecto neto es la producción de electrones Compton en cada uno de los puntos de interacción y, finalmente, un fotoelectrón en coincidencia temporal. Debido a que nada escapa del detector, la energía total debe ser la energía original del fotón incidente sin importar la complejidad de las interacciones ocurridas. La respuesta del detector es la misma que si el fotón original se hubiese absorbido en un único

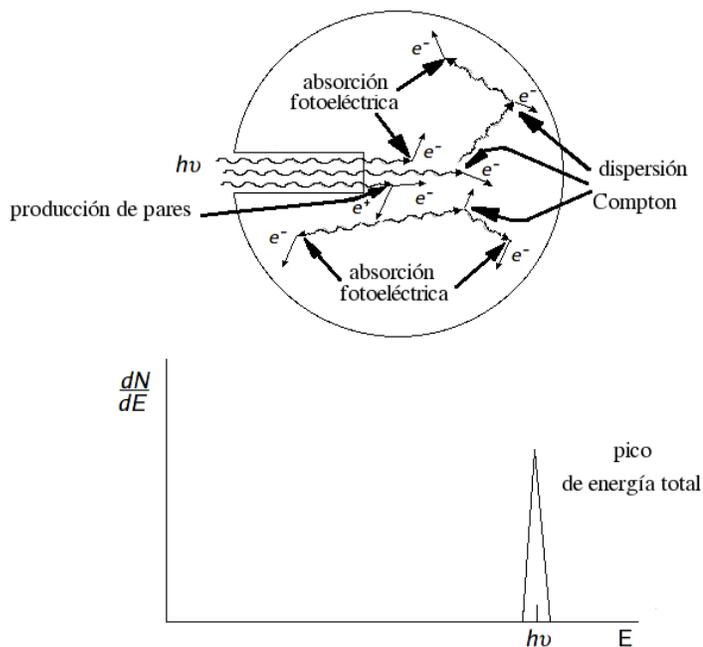


Figura 1.2: *Detector considerado grande en espectroscopía gamma. Todos los fotones, sin importar lo complejo que sea su modo de interacción, depositan toda su energía en el detector [4].*

proceso fotoeléctrico.

El mismo tipo de argumento se puede utilizar si la historia involucra producción de pares. Los fotones de aniquilación, que se forman cuando el positrón se detiene, interactúan a través de dispersión Compton o absorción fotoeléctrica dentro del detector. Nuevamente, si el detector es lo suficientemente grande para evitar que los fotones secundarios escapen del detector, la suma de la energía cinética del par electrón-positrón y de los siguientes electrones Compton y fotoelectrones producidos por la interacción de aniquilación, debe ser igual a la energía del fotón original. Por lo tanto, la respuesta del detector es nuevamente proporcional a la energía del fotón original.

Debido a todo lo descrito anteriormente, no se observa el continuo Compton y la función de respuesta del detector consiste ahora de un único pico (Figura 1.2) llamado *pico de energía total*² ya que representa toda la historia en la cual, la energía del fotón original es totalmente convertida en energía cinética de los electrones.

²Debido a que involucra más procesos no se le puede llamar fotopico.

1.2.3. Detectores de tamaño intermedio

Incluso cuando los detectores son idealmente grandes, algunas interacciones tendrán lugar cerca de la superficie de entrada del fotón incidente, permitiendo que algunos fotones dispersados escapen del volumen activo del detector. Por lo tanto, la función de respuesta real de los detectores normalmente utilizados combinan algunas de las propiedades de los dos casos anteriores. La Figura 1.3 presenta algunos de los posibles procesos que tienen lugar en detectores de tamaño intermedio.

El espectro energético en el rango de energías bajas e intermedias (donde la producción de pares no es significativa) consiste nuevamente en un continuo Compton y un fotopico. Ahora, sin embargo, la fotofracción³ es mayor que en los detectores pequeños debido a la contribución de la dispersión múltiple al fotopico. Cuanto más baja es la energía del fotón incidente, menor es la energía promedio de los fotones que sufren dispersión Compton y por lo tanto menor la correspondiente distancia de penetración. De esta manera, detectores de tamaño moderado parecerán grandes, y por lo tanto, la fotofracción será mayor. En algunos casos y para energías de fotón incidente por debajo de 100 keV , el continuo Compton puede llegar a desaparecer.

A energías intermedias, la posibilidad de una dispersión Compton múltiple seguida de un escape del último fotón dispersado, puede conducir a una deposición de energía mayor que la predicha por la ecuación:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad (1.1)$$

para una dispersión simple. Estas dispersiones múltiples pueden llenar parcialmente el espacio que hay entre el borde Compton y el fotopico. Igualmente contribuyen a distorsionar la forma del continuo predicha por la dispersión simple.

Si la energía del fotón incidente es alta (donde la producción de pares es significativa), los fotones de aniquilación pueden, o bien sufrir otra interacción dentro del cristal o escaparse del mismo. Si ambos escapan se produce una contribución al pico de escape doble discutido previamente y si uno de ellos escapa se produce una contribución al pico de escape simple que aparece a una energía de m_0c^2 ($0,511 \text{ MeV}$) por debajo del pico de energía total.

Existe un rango continuo de posibles energías en la cual uno o ambos fotones de aniquilación son convertidos parcialmente en energía cinética de electrones a través de la dispersión Compton, seguido de un escape de un fotón dispersado, por lo que se produce un continuo de energías en el espectro, desde el pico de escape doble hasta el pico de energía total.

³En este caso, es una medida directa de la probabilidad de que un fotón sufra cualquier interacción y deje toda su energía dentro del cristal.

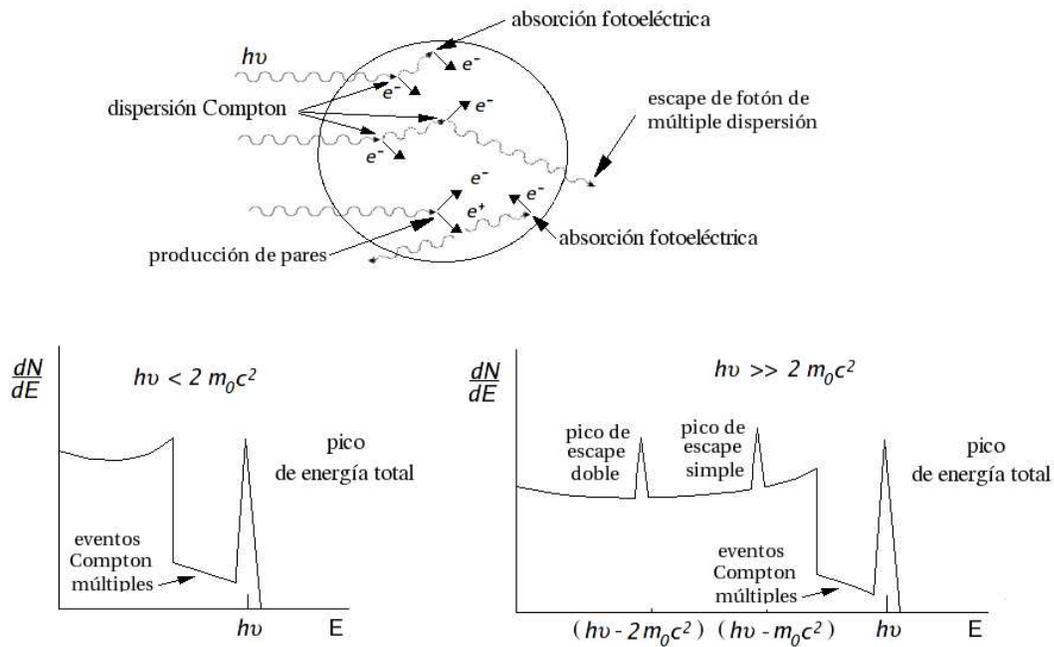


Figura 1.3: *Detector intermedio en espectroscopía gamma. Entre el continuo debido a la dispersión Compton simple y el pico de energía total aparece la influencia de una dispersión Compton múltiple seguido del escape de un fotón. A la derecha vemos además el pico de escape simple, que corresponde a la producción de pares en la que uno de los fotones producidos deja el detector [4].*

1.3. Resolución en energía

La espectroscopía gamma mediante cristales de centelleo se fundamenta en que la luz producida por un cristal centelleador es proporcional a la energía depositada en el mismo. Al acoplar los cristales a un dispositivo de detección de dicha luz, tenemos como resultado un pulso que, de alguna forma, es proporcional a la energía depositada.

En la Figura 1.4 se presenta un espectro típico de una fuente de ^{137}Cs utilizando un fotomultiplicador acoplado a un cristal de NaI(Tl) . En el proceso de desintegración, el ^{137}Cs emite una partícula β , pasando a un estado metaestable del ^{137}Ba que se desexcita emitiendo un fotón de 662 keV . En la Figura 1.4 podemos observar el pico de 662 keV , así como el pico correspondiente a los rayos X emitidos por el ^{137}Ba cuando son arrancados electrones de su capa K. El borde Compton, para el pico de 662 keV , está situado a una energía de 477 keV . El máximo de dispersión (*pico de retrodispersión*) es el resultado de los fotones que son dispersados Compton a grandes ángulos, desde las superficies hacia el detector.

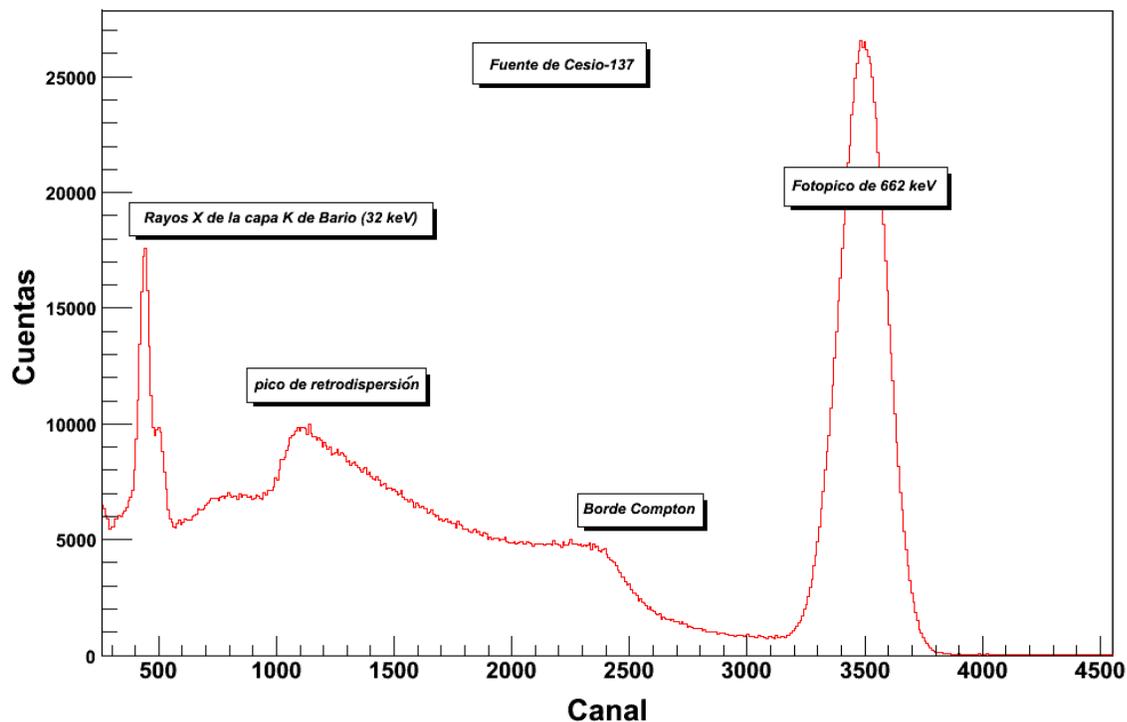


Figura 1.4: Espectro típico para fotones de 662 keV emitidos por una fuente de ^{137}Cs (662 keV) en un cristal de NaI(Tl)

La resolución en energía, R , que es función de la energía incidente, mide la

capacidad para discriminar entre dos fotones que tienen una energía ligeramente diferente. Si el centellador tiene una respuesta lineal en energía, la resolución se mide hallando la relación entre el número de canales a la semialtura del pico, que se denomina FWHM (*full width at half maximum*)⁴ y número del canal del centroide del pico calculado por un ajuste gaussiano. Todo ello se multiplica por 100 si viene expresado en porcentaje (Figura 1.5).

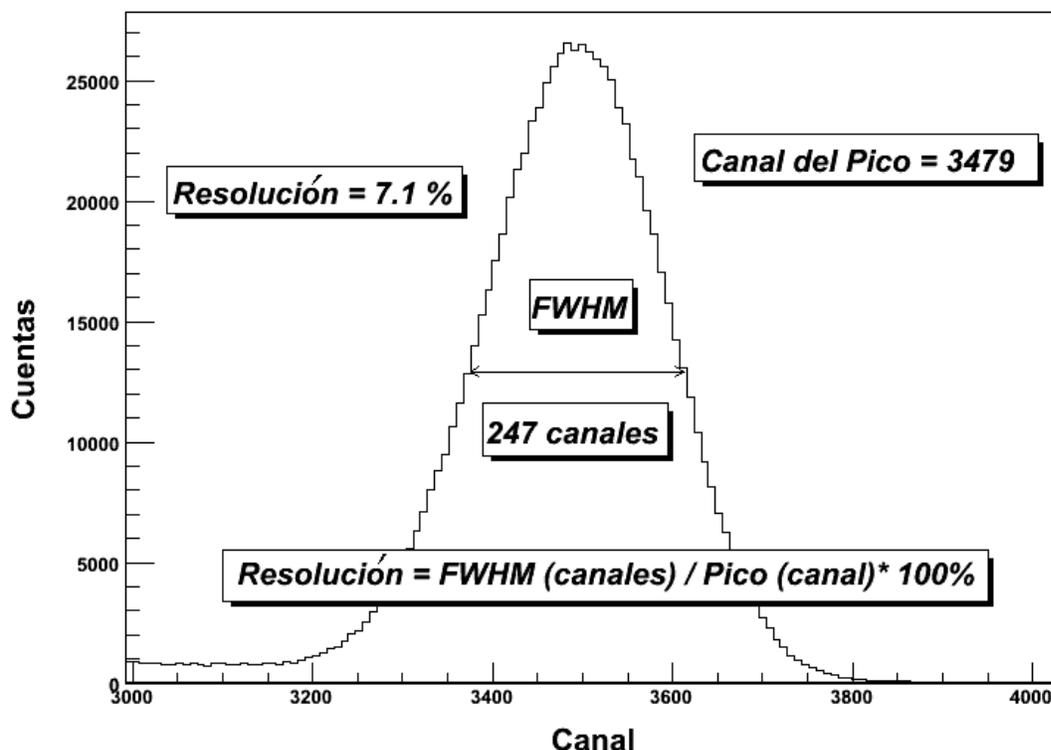


Figura 1.5: Resolución en energía de un fotón de 662 keV absorbido por un cristal de NaI(Tl).

La resolución de un detector depende, en gran medida, de la calidad del material centellador y de la respuesta del dispositivo de detección de luz. Cuando estamos usando fotodiodos, la resolución en energía está influenciada por tres parámetros:

$$(\Delta E/E)^2 = (\delta_{sc})^2 + (\Delta N/N_{e-h})^2 + (\delta_{noise}/N_{e-h})^2 \quad (1.2)$$

⁴Ancho a la semialtura

El primer término es la resolución intrínseca del cristal centellador y se asocia a la cantidad de luz por unidad de energía producida en el cristal por efecto fotoeléctrico o Compton. Este término es, por tanto, dependiente de la energía de la radiación incidente y de las dimensiones del cristal, ya que, la probabilidad de absorción por múltiples interacciones aumenta con el tamaño. En este término, también están incluidos efectos tales como las inhomogeneidades en el centellador que provocan variaciones locales en la luz de salida y no uniformidades en la reflectividad del recubrimiento del cristal.

El segundo término tiene en cuenta la fluctuación estadística del número de pares electrón-hueco primarios creados, N . La precisión estadística de la señal del APD se ve afectada por el *factor de ruido adicional*⁵ F reflejándose en la fluctuación estadística de la ganancia del APD

$$\Delta N/N_{e-h} = 2.355 \cdot (F/N_{e-h})^{1/2} \quad (1.3)$$

donde N_{e-h} es el número de pares electrón-hueco primarios y F es el factor de ruido adicional.

El tercer término representa la contribución debida al ruido tanto del fotodiodo como el del preamplificador [5].

1.4. Principales aplicaciones de los centelladores

Para detectar radiación nuclear con cierta eficiencia se debe elegir un centellador tal que sus dimensiones absorban completamente la radiación deseada. En el caso de rayos γ , debido a su gran poder de penetración, se necesitan cristales con alta densidad. Los cristales de centelleo inorgánicos tienen gran poder de frenado y transparencia óptica.

Los pulsos de luz generados por el centellador son convertidos en pulsos eléctricos por detectores sensibles a la luz como *fotomultiplicadores* y *fotodiodos*. Estos pulsos generados en el centellador, son caracterizados por un incremento rápido de la intensidad en el denominado tiempo de subida, en el que la intensidad pasa del 10 % al 90 %, seguido de un descenso exponencial, caracterizado por una constante de tiempo de desexcitación en el cual la señal se reduce a $1/e$ de la amplitud de su máximo.

⁵del inglés *Excess noise factor* (F) es el ruido que se genera en el proceso de multiplicación

Al propagarse los fotones ópticos por el cristal centellador, tienen una probabilidad de absorción. La *longitud de atenuación* se define como la longitud en la cual la intensidad se reduce a la mitad. Dicha longitud depende de la longitud de onda de estos fotones ópticos y puede incrementarse usando desplazadores de onda.

Cada centellador, debido a sus características, tiene una o varias aplicaciones específicas. Para alta resolución se utilizan NaI(Tl), CsI(Na), CsI(Tl) por su alta producción de luz. Para aplicaciones en física de alta energía se usan BGO y BaF₂ por su alta densidad y alto Z. En cambio, para la detección de partículas betas se utiliza el CaF₂(Eu) como reemplazo de centelladores plásticos. Para obtener buena eficiencia en espectroscopía γ , y cuando se requieren cristales rápidos, se usan BaF₂, CsF y CsI. Para detectar neutrones se usan cristales de ⁶LiI(Eu), ya que estos, interactúan con Li para producir partículas alfas y tritio (Ver Tabla 1.1).

Material	ρ [g/cm^3]	$L.R.$ [cm] ^d	λ_{max} [nm] ^a	$\tau_{decrec.}$ [ns] ^b	n^c	<i>higros'opico</i>	Res. (%) ^e	P.L.[f/keV] ^f
<i>NaI(Tl)</i>	3.67	2.6	410	230	1.85	si	5.6	41
<i>CsI(Tl)</i>	4.51	1.8	550(420)	1000	1.79	ligeramente	4.3	61
<i>CsI(Na)</i>	4.51	1.8	420	630	1.84	si	7.4	40
<i>LaBr₃(Ce)</i>	5.29	1.8	380	16	1.90	si	2.9	63
<i>LaCl₃(Ce)</i>	3.79	2.4	350	28	1.90	si	3.4	49
<i>BGO</i>	7.13	1.1	480	300	2.15	no	9.0	9
<i>CdWO₄</i>	7.90	1.1	470(540)	20000/5000	2.30	no	6.8	28
<i>BaF₂</i>	4.88	2.0	310(220)	630/0.8	1.52	no	7.7	1.1
<i>CsF</i>	4.64	2.0	390	3/5	1.48	si	-	-
<i>CeF₃</i>	6.16	1.7	285(305)	3/5	1.62	no	-	-
<i>CsI</i>	4.51	1.8	315	16	1.95	ligeramente	-	0.2
<i>GSO(Ce)</i>	6.71	1.4	440	30/60	1.85	no	7.8	1
<i>YAP(Ce)</i>	5.50	2.9	350	30	1.93	no	4.4	-
⁶ <i>Li – glass</i>	2.50-2.70	-	390(430)	60	1.56	no	-	-
⁶ <i>LiI(Eu)</i>	4.08	-	470	1400	1.96	si	-	12
<i>CaF₂(Eu)</i>	3.18	-	435	940	1.47	no	-	-

Tabla 1.1: Características de cristales centelleadores más utilizados [6], [7].

^dlongitud de radiación.^alongitud de onda del pico de la banda de emisión (componentes adicionales).^btiempo de desexcitación efectivo para gammas.^cíndice de refracción a la longitud de onda del máximo.^eresolución en energía para fotones de 662 keV^fproducción de luz en fotones/keV para gammas.

Capítulo 2

El fotodiodo de avalancha

Los dispositivos más usuales de detección de la luz de centelleo son fotomultiplicadores y fotodiodos. Existen varios tipos de fotodiodos entre los que se pueden distinguir el fotodiodo PN, el fotodiodo PIN, el fotodiodo de tipo Schottky y el fotodiodo de avalancha (APD). En estos últimos nos vamos a centrar en este capítulo.

Los fotomultiplicadores son detectores ópticos de vacío que aprovechan el efecto de emisión secundaria de electrones para multiplicar los fotoelectrones que, inicialmente, se producen en su fotocátodo. Pueden así, responder a niveles muy bajos de iluminación, manteniendo un nivel de ruido aceptable [8],[9],[10]. La eficiencia de conversión de luz del cátodo de los fotomultiplicadores depende de la longitud de onda y es como máximo del 35%. En el proceso de amplificación, un fotoelectrón produce 3 o 4 electrones secundarios en cada dinodo. Considerando, por ejemplo, un fototubo que tiene 12 etapas, se obtiene una ganancia total de 10^6 .

Los fotodiodos son semiconductores consistentes en una fina capa de silicio que, al absorber luz, crean portadores de carga libres (*huecos y electrones*). Cuando los fotodiodos se acoplan ópticamente al cristal, el pulso de luz producido por el centellador es recogido en el fotodiodo y genera en este un pequeño pulso de carga, que puede ser amplificado con un preamplificador sensible a carga. La eficiencia cuántica de los fotodiodos es aproximadamente del 70% entre 500 nm y 900 nm, pero decrece rápidamente por debajo de 500 nm. Como los fotodiodos necesitan una etapa de preamplificación, el ruido de entrada en el preamplificador limita la resolución final que pueden alcanzar.

Existen dos diseños fundamentales de fotodiodos que reciben especial atención a la hora de sustituir a los tubos fotomultiplicadores:

- *Fotodiodos convencionales*: no tienen ganancia interna y operan convirtiendo los fotones ópticos del centellador en pares electrón-hueco que son simplemente recogidos.

- *Fotodiodos de avalancha*: incorporan una ganancia interna utilizando campos eléctricos mayores que para los diodos convencionales para incrementar el número de portadores de carga que se recogen.

Los APDs han sido utilizados ampliamente acoplados a cables de señal de fibra óptica. En los últimos años se han realizado numerosos avances en el desarrollo de los fotodiodos de avalancha de gran superficie (LAAPDs) para la lectura de cristales centelleadores. Los fotodiodos ofrecen una mayor eficiencia cuántica que los fotomultiplicadores, lo que les proporciona una resolución en energía potencialmente mejor [4], si su función de respuesta espectral se adapta al espectro de emisión del cristal centellador.

Las ventajas principales de los fotodiodos frente a los fotomultiplicadores son:

- mayor eficiencia cuántica.
- menor consumo.
- tamaño más compacto.
- insensibilidad al campo magnético

Este trabajo se centra en la utilización de fotodiodos de avalancha como dispositivos de detección de luz acoplados a cristales centelleadores de CsI(Tl) aprovechando su característica respuesta espectral y su alta ganancia y, por tanto, se hace una descripción más detallada de ellos.

2.1. Principios de operación del fotodiodo

2.1.1. Fotodiodos convencionales

Cuando la luz procedente de un centellador incide en un semiconductor se crean pares electrón-hueco. Los fotones correspondientes a la luz de centelleo tienen una energía típica de 3-4 eV, lo cual es suficiente para crear un par electrón-hueco en un semiconductor cuya banda de energía sea del orden de 1-2 eV. La conversión no está limitada por la necesidad de que los portadores de carga escapen de una superficie, como en el caso de los fotocátodos convencionales, por lo que la eficiencia cuántica del proceso puede ser del 60 al 80 %, lo que es varias veces mayor que en un tubo fotomultiplicador. Sin embargo, la ausencia de ganancia interna da como resultado una señal de amplitud muy pequeña. En un suceso de centelleo se crean típicamente unos pocos miles de fotones ópticos, por lo que, el pulso de carga que se genera, tiene como máximo el mismo número de cargas electrónicas.

Las fluctuaciones de los portadores de carga generados térmicamente producen la llamada corriente de oscuridad y es el mayor problema cuando se trabaja en modo de operación de pulsos¹ especialmente para detectores de gran área y radiaciones de baja energía. En modo de operación de corriente², la acumulación de la corriente producida por la reiteración de sucesos de centelleo a altas tasas, puede anular el ruido propio del fotodiodo dando como resultado unas excelentes características de trabajo. Por ejemplo, los fotodiodos son los detectores de luz más adecuados para los centelleadores utilizados en modo de corriente en los escáneres de rayos X para tomografía computerizada.

Debido a que no tienen ganancia interna, los fotodiodos son muy estables y fuertes comparados con los tubos fotomultiplicadores. Los fotodiodos requieren voltajes de trabajo de tan sólo decenas o centenas de voltios, mientras que los fotomultiplicadores requieren valores típicos de 1000 voltios o más.

2.1.2. Fotodiodos de avalancha

En un fotodiodo convencional se produce una pequeña cantidad de carga en un suceso de centelleo. Esta carga se puede multiplicar por un proceso de avalancha cuando al semiconductor se le aplican valores de voltaje mayores. Los portadores de carga son acelerados lo suficiente para que, en el recorrido a través de colisiones, se creen pares electrón-hueco adicionales, de la misma manera que se produce la multiplicación en el gas de un contador proporcional. La ganancia interna hace que aumente la señal a un nivel muy por encima del nivel de ruido, ofreciendo mejor resolución en energía que los fotodiodos convencionales, incluso, cuando la radiación incidente tiene una energía muy baja, es decir en modo de operación de pulsos.

Debido a que el factor de ganancia es muy sensible al voltaje aplicado (Ver Figura 3.6 - Cap. 3), los fotodiodos de avalancha necesitan fuentes de alto voltaje muy bien reguladas y estables. Estos APDs se utilizan normalmente para pulsos rápidos y para trabajar en modo de corriente se prefieren los fotodiodos convencionales ya que su estabilidad es mayor.

¹En el modo de operación de pulsos se usa una constante RC del circuito mucho mayor que τ_c (tiempo característico del sistema) para integrar el pulso, con lo que la amplitud del pulso que se obtiene, es equivalente a medir la carga depositada en el centellador.

²En el modo de operación en corriente se usa una constante RC del circuito mucho menor que τ_c con lo que el pulso no es integrado y obtenemos una fiel reproducción del pulso de entrada.

2.2. Respuesta espectral, eficiencia cuántica y fotosensibilidad

La respuesta espectral de los fotodiodos de avalancha es prácticamente la misma que los fotodiodos convencionales si no se les aplica el voltaje en inversa. Cuando es así, la curva de respuesta espectral cambia ligeramente, debido a que la eficiencia de multiplicación de los portadores de carga inyectados en la región de avalancha depende de la longitud de onda. Esto implica que la ganancia cambia dependiendo de la longitud de onda de la luz incidente.

La respuesta espectral de los fotodiodos se extiende más hacia longitudes de onda mayores que en el caso de los fotocátodos típicos. Esta respuesta espectral es particularmente útil para centelladores como el CsI(Tl) o el BGO, cuya respuesta espectral es mayor en esta región. Por ejemplo, la amplitud de un pulso producido por un fotomultiplicador acoplado a un cristal CsI(Tl) resulta menor que la producida por un cristal NaI(Tl) mientras que tiene el doble de amplitud cuando se utiliza un fotodiodo de silicio (Véase [4] pag. 276 y referencias).

Cuando la luz incide en el fotodiodo, si su energía es superior a la banda de energía prohibida del fotodiodo, se genera un par electrón-hueco. La energía de la luz E (eV) y su longitud de onda λ (nm) están relacionadas a través de la expresión:

$$\lambda = \frac{1240}{E}(nm) \quad (2.1)$$

La banda de energía prohibida de un silicio tiene, a temperatura ambiente, una anchura de 1.12 eV, por lo que es sensible a luz con longitudes de onda menores de 1100 nm. Esta sensibilidad se expresa habitualmente a través de parámetros llamados fotosensibilidad (S [A/W]) y eficiencia cuántica (QE [%]). La fotosensibilidad es la fotocorriente dividida por la potencia de la radiación incidente en A/W. La eficiencia cuántica es una medida de la proporción que hay entre el número de pares electrón-hueco creados y el número de fotones incidentes. Estos dos parámetros están relacionados a través de la siguiente relación:

$$QE = \frac{S \cdot 1240}{\lambda} \cdot 100(\%) \quad (2.2)$$

Las Figuras 2.1 y 2.2 muestran la eficiencia cuántica y la fotosensibilidad de un fotodiodo de avalancha S8664-1010 de Hamamatsu y uno SD630-70-73-500 de Advanced Photonix Inc.

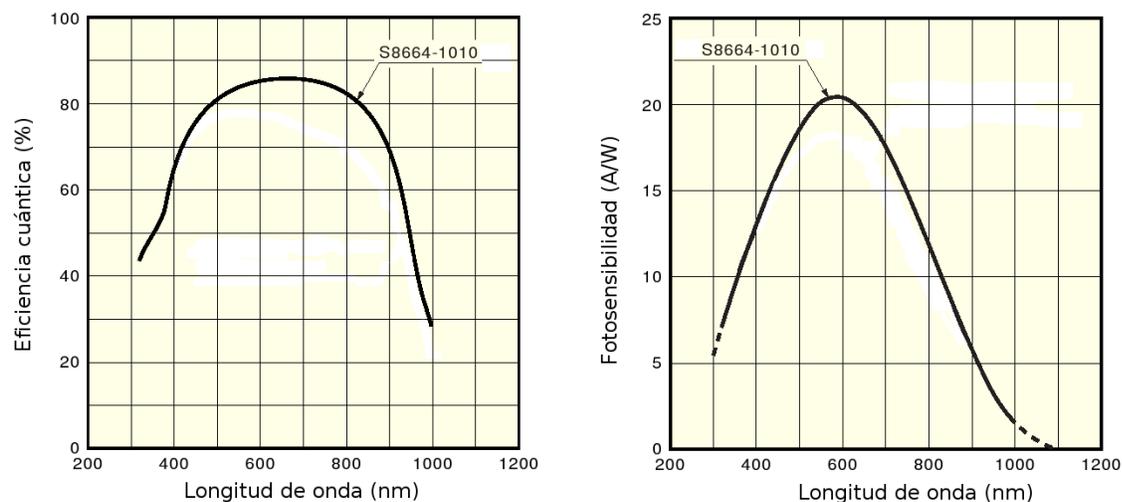


Figura 2.1: Eficiencia cuántica y fotosensibilidad del APD S8664-1010 de Hamamatsu [11].

2.3. Principios de multiplicación en avalancha

Cuando un par electrón-hueco es generado en la capa de empobrecimiento de carga del fotodiodo con la unión PN polarizada en inversa, los electrones derivan hacia la zona $n+$ mientras que los huecos derivan a la zona $p+$ (Figura 2.3). La velocidad de deriva de esos pares electrón-hueco o portadores depende de la intensidad de ese campo eléctrico. Sin embargo, cuando el campo eléctrico supera un cierto nivel, los portadores de carga colisionan con la red cristalina, de manera tal que su velocidad de deriva se satura convirtiéndose en una velocidad promedio. Este fenómeno comienza a ocurrir cuando el campo eléctrico tiene un valor aproximado a 10^4 V/cm y la velocidad promedio de deriva es alrededor de 10^7 cm/s. Si se incrementa el voltaje aplicado más allá de este valor, algunos portadores de carga que escapan de las colisiones con la red tendrán un exceso de energía suficiente para producir una nueva ionización en la que se crean nuevos pares electrón-hueco. Estos pares crean, a su vez, nuevos pares electrón-hueco produciéndose un proceso similar a una reacción en cadena. Este fenómeno en el que se produce una multiplicación de la fotocorriente por avalancha comienza cuando la intensidad del campo eléctrico alcanza el valor de $2 \cdot 10^5$ V/cm. La figura 2.3 es un diagrama esquemático del proceso de avalancha que muestra como los portadores de carga son multiplicados dentro del APD.

El número de pares electrón-hueco generados por unidad de tiempo se conoce como tasa de ionización. Habitualmente, la tasa de ionización de electrones, se define como α y la de huecos como β . Estas tasas son factores muy importantes a la hora de determinar el mecanismo de multiplicación por avalancha. La razón entre β y α se denomina razón de ionización, κ , y es un parámetro utilizado para indicar el

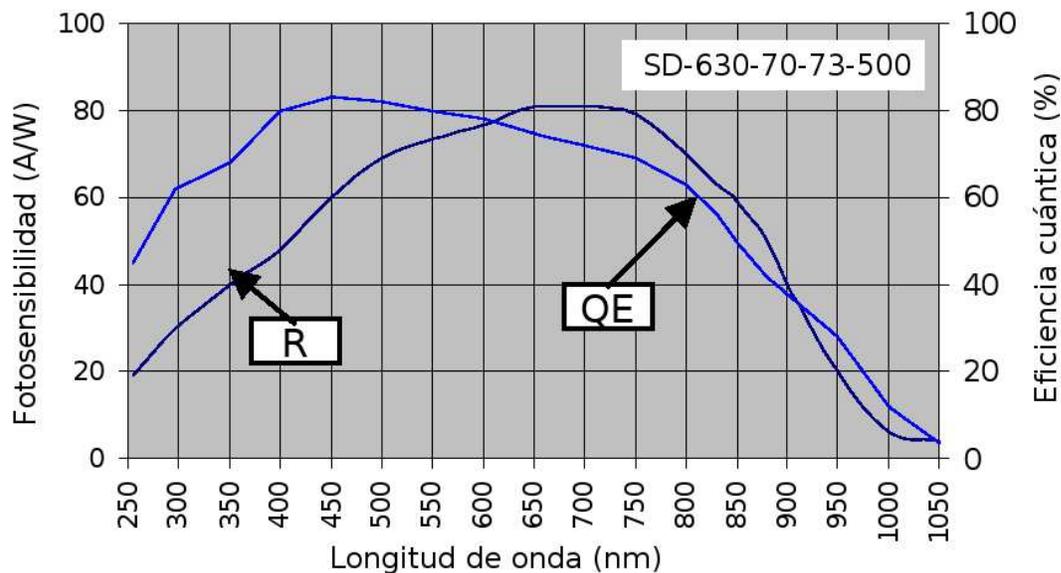


Figura 2.2: Eficiencia cuántica y fotosensibilidad del APD SD630-70-73-500 de Advanced Photonix Inc. [12].

ruido de un dispositivo

2.3.1. Dependencia de la corriente de oscuridad con el voltaje aplicado

La corriente de oscuridad de un APD se puede dividir en:

- *Corriente de fuga superficial (I_{ds}):* que se produce en la superficie de contacto entre la unión PN y la capa de oxido de silicio.
- *Corriente interna (I_{dg}):* generada dentro del substrato de silicio.

La corriente de fuga superficial no es multiplicada debido a que no pasa a través de la región de avalancha, pero la corriente interna si. La corriente total de oscuridad I_D producida en el APD viene dado por la expresión:

$$I_D = I_{ds} + G \cdot I_{dg} \quad (2.3)$$

donde G es la razón de multiplicación o ganancia (Ver Figura 2.4).

La Figura 2.5 muestra cómo la corriente de oscuridad cambia con el voltaje inverso aplicado. Se puede observar que I_{dg} aumenta cuando lo hace el voltaje inverso.

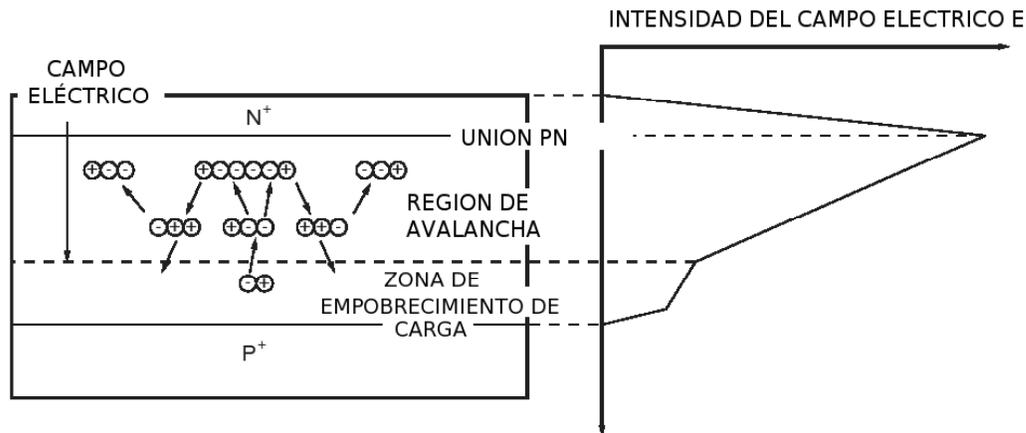


Figura 2.3: Diagrama esquemático del proceso de avalancha [11].

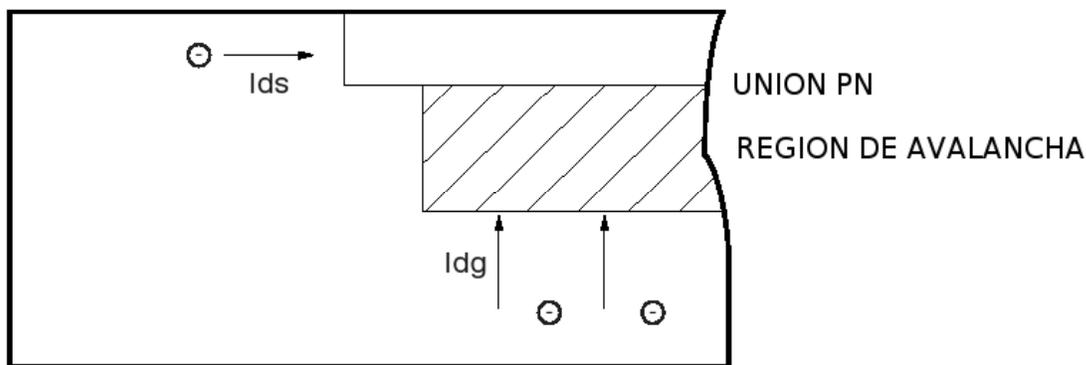


Figura 2.4: Corriente de oscuridad de un fotodiodo de avalancha [11].

2.3.2. Dependencia de la ganancia con el voltaje aplicado

La razón de multiplicación o ganancia del APD, depende del campo eléctrico aplicado a lo largo de la capa de avalancha. Generalmente, cuanto mayor es el campo eléctrico, mayor es la ganancia. Sin embargo, si se incrementa demasiado el campo eléctrico, se puede acabar produciendo una caída de la ganancia, ya que la corriente que pasa a través de las resistencias del dispositivo y de la resistencia de carga, causa una disminución en el voltaje aplicado a la capa de avalancha. Esto implica que el APD tiene una ganancia máxima que depende de la fotocorriente. Cuando el APD trabaja cerca de la máxima ganancia, la caída de voltaje tiende a aumentar, debido a la serie de componentes resistivos que posee el APD, dando como resultado una corriente de salida no proporcional a la cantidad de luz incidente.

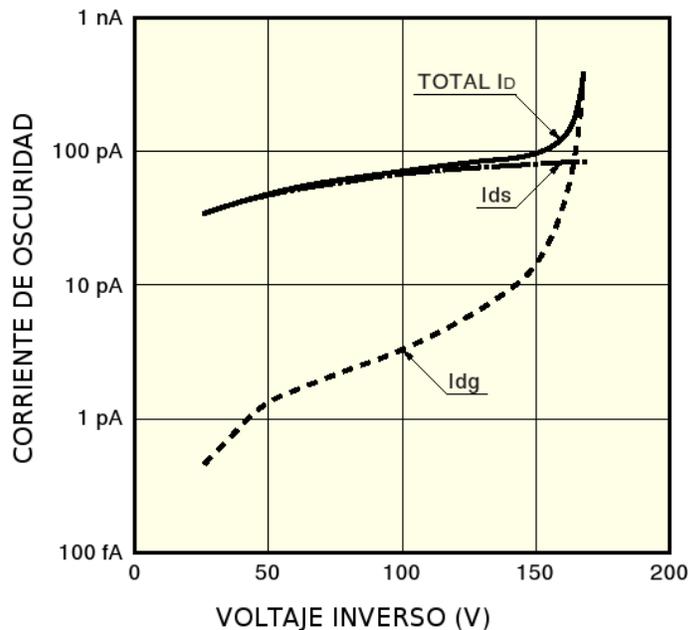


Figura 2.5: Corriente de oscuridad de un fotodiodo de avalancha en función del voltaje inverso aplicado [11].

La ganancia del APD también depende de la temperatura. Para un cierto valor de voltaje inverso, cuando la temperatura aumenta, la ganancia disminuye, debido a que cambian los parámetros característicos de la red cristalina, que dependen de la temperatura. Para obtener una ganancia constante, es necesario pues mantener la temperatura de los APD constante o, si no, ajustar el voltaje inverso aplicado, de forma que compense los cambios que se produzcan en la temperatura. El coeficiente de temperatura de la ganancia se expresa, generalmente, en $V/^{\circ}C$ o $\%/^{\circ}C$.

2.3.3. Capacitancia

La capacitancia característica de los fotodiodos de avalancha es la misma que la de los fotodiodos convencionales. Para asegurar una respuesta rápida, es necesario aplicar un voltaje que haga la zona de empobrecimiento de carga más ancha que la profundidad de penetración de la luz. Debido a que la capacitancia depende del espesor de la zona de empobrecimiento de carga, esto puede ser usado como guía para encontrar la profundidad de la zona de empobrecimiento en el sustrato semiconductor.

A diferencia de la ganancia, la capacitancia no depende de la temperatura. Sin embargo, si lo hace con el voltaje inverso aplicado como se muestra en la región 1 de la figura 2.6. Por lo tanto, se debe utilizar el APD con un voltaje inverso que

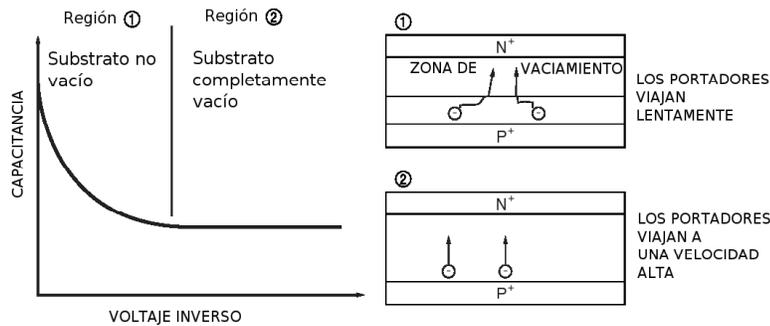


Figura 2.6: Capacitancia de un fotodiodo de avalancha en función del voltaje inverso aplicado [11].

asegure una capacitancia constante como en la región 2.

2.3.4. Ruido

El proceso de multiplicación del APD contiene fluctuaciones estadísticas. Cuando el voltaje inverso aplicado es constante, la ganancia es constante. Sin embargo, la ionización de los portadores individuales, no es uniforme ya que el ruido de multiplicación conocido como *ruido adicional* F , se suma durante el proceso de multiplicación. Además, el *ruido de disparo*³ del APD es mayor que en el de los fotodiodos PIN y está dado por la expresión:

$$In^2 = 2e \cdot (I_L + I_{dg}) BG^2 F + 2eI_{ds}B \quad (2.4)$$

Donde e es la carga del electrón, I_L es la fotocorriente cuando la ganancia es 1, I_{dg} es la componente de la corriente de oscuridad que va a ser multiplicada, I_{ds} , la que no va a ser multiplicada, B el ancho de banda., G la ganancia y F el factor de ruido adicional.

El factor de ruido adicional F se puede expresar por medio de la ganancia G y la tasa de ionización κ , como:

$$F = G\kappa + \left(2 - \frac{1}{G}\right) \cdot (1 - \kappa) \quad (2.5)$$

Esta ecuación muestra el factor de ruido adicional cuando los electrones son inyectados en la región de avalancha. Para calcular el factor de ruido adicional cuando los huecos son inyectados en la región de avalancha, se debe sustituir la κ por $1/\kappa$. En condiciones óptimas, para minimizar el ruido, κ debe ser igual

³del inglés shot noise, consiste en fluctuaciones aleatorias de la corriente eléctrica que pasa por un conductor y que se origina en el hecho de que la corriente está formada por cargas discretas (electrones).

a 0 para electrones y debería ser infinito para la inyección de huecos. Generalmente, los APD son usados de tal forma que los electrones son inyectados en la región de avalancha ya que ellos tienen una razón $\alpha \gg \beta$, lo que implica que ($\kappa \ll 1$).

El factor de ruido adicional F se puede aproximar por $F = G^x$, ya que la ecuación para el ruido de disparo se puede expresar por $I_n^2 = 2eILBG^{2+x}$. El exponente x en este punto se define como el índice de ruido adicional.

Como se explicó anteriormente, los fotodiodos de avalancha generan ruido debido al proceso de multiplicación, de manera que el ruido adicional aumenta cuando lo hace la ganancia. Debido a que la ganancia tiene una dependencia con la longitud de onda, el ruido adicional es diferente dependiendo de la longitud de onda de la luz incidente. De la misma manera, la fotocorriente generada por la luz incidente también es amplificada por la ganancia. Estos factores indican que la mejor relación señal-ruido (S/N) viene determinada para una ganancia fija. La relación S/N para un APD se calcula como:

$$\frac{S}{N} = \frac{I_L^2 G^2}{2e(I_L + I_{dg}) \cdot BG^2 F + 2eI_{ds} + \frac{4kTB}{R_L}} \quad (2.6)$$

Donde el primer y el segundo término del denominador son el ruido de disparo, el tercer término es el ruido térmico, k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura absoluta y R_L es la resistencia de carga.

En modo de operación PIN, usando una gran resistencia de carga, se puede reducir el ruido térmico, pero no es práctico ya que la resistencia de carga hace más lenta la velocidad de respuesta. Además, en la mayoría de los casos, el ruido térmico se hace el factor más importante para determinar el límite de detección de luz. En modo de operación APD, por el contrario, la relación S/N se mejora y se mantiene una alta velocidad de respuesta, incrementando la ganancia hasta que el ruido de disparo alcanza un nivel igual al ruido térmico como se ilustra en la Figura 2.7.

En modo de operación APD, la ganancia óptima (M_{opt}), a la cual la relación S/N se maximiza, en la ecuación 2.6, si despreciamos I_{ds} , esta dada por:

$$M_{opt} = \left[\frac{4kT}{e(I_L + I_{dg}) \cdot x \cdot R_L} \right]^{\frac{1}{2+x}} \quad (2.7)$$

2.3.5. Velocidad de respuesta

Los factores más importante que determinan la velocidad de respuesta de un fotodiodo son la constante de tiempo CR y el *tiempo de tránsito* (trd)⁴. Por ejemplo,

⁴tiempo en el que los portadores atraviesan la zona de empobrecimiento de carga

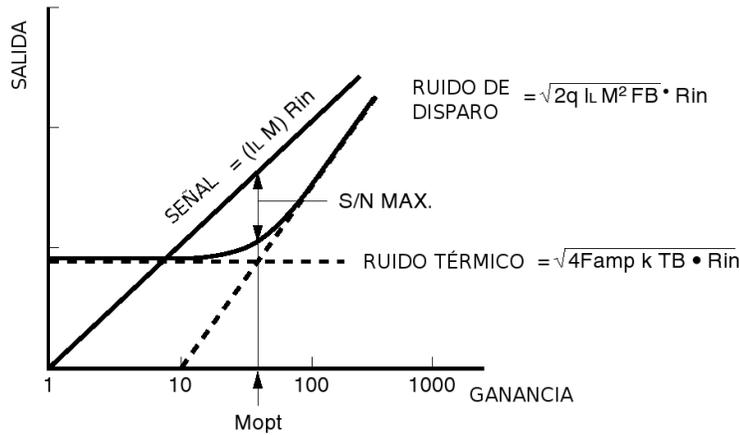


Figura 2.7: Señal y ruido en función de la ganancia [11].

la frecuencia de corte determinada por la constante de tiempo CR se obtiene a través de:

$$f_c(CR) = \frac{1}{2\pi CR_L} \quad (2.8)$$

donde C es la capacitancia y R_L es la resistencia de carga.

Para aumentar la frecuencia de corte, se debería reducir la capacitancia, por ejemplo, haciendo el área activa más pequeña o la zona de empobrecimiento de carga más ancha lo cual incrementa además la eficiencia cuántica. La frecuencia de corte f_c y el tiempo de subida tr están relacionados a través de:

$$tr = \frac{0.35}{f_c(CR)} \quad (2.9)$$

Haciendo la zona de empobrecimiento de carga más ancha para reducir la capacitancia tiene como efecto un incremento en el tiempo de tránsito de los portadores de carga. La velocidad de deriva comienza a saturar cuando el campo eléctrico está próximo a 10^4 V/cm fijándola en alrededor de 10^7 cm/s. Si el tiempo de tránsito de los portadores de carga es trd , la relación con la frecuencia de corte f_c es:

$$f_c(trd) = \frac{0.44}{trd} \quad (2.10)$$

Como se mencionó antes, los portadores de carga que pasan a través de la región de avalancha interactúan con la red cristalina, de manera tal que se necesitan tiempos mayores para desplazarse una cierta distancia que la que se necesita para desplazarse en áreas que están fuera de la región de avalancha. Por lo tanto, se requiere un tiempo extra para la multiplicación, que aumenta cuando lo hace la

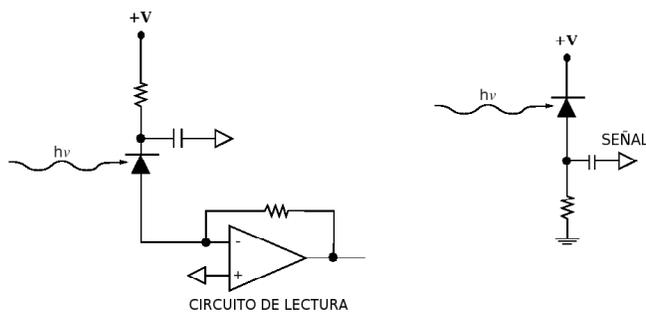


Figura 2.8: Circuitos periféricos típicos [11].

ganancia. Este tiempo de multiplicación podría ser un problema cuando el APD está operando a ganancias de varios cientos.

2.3.6. Conexión a un circuito periférico

Los fotodiodos de avalancha son tratados igual que los fotodiodos convencionales salvo que, se necesita aplicar un voltaje inverso, para lo cual se deben tomar ciertas precauciones. Los APDs consumen una mayor cantidad de potencia durante la operación comparados con los fotodiodos de tipo PIN. El consumo de potencia está dado por el producto de la señal de entrada, la sensibilidad (por ejemplo, 0.5 A/W a $\lambda = 800 \text{ nm}$), la ganancia y el voltaje inverso aplicado. Para tratar con esto, se debería poner una resistencia de protección al circuito de alimentación, o se debería utilizar un circuito limitado en corriente (Figura 2.8).

Capítulo 3

Resultados experimentales

3.1. Montaje experimental

3.1.1. Cristales

Para la realización de este trabajo se utilizaron cuatro cristales de CsI(Tl) con dimensiones que van desde 1 cm^3 hasta 10 cm^3 (Tabla 3.1) y un cristal de forma de pirámide truncada de 20 cm de longitud.

Dimensiones
$10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$
$10 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$
$10 \times 10 \times 100 \text{ mm}^3$
Piramidal L = 200 mm

Tabla 3.1: *Cristales utilizados para este experimento.*

Estos cristales fueron suministrados por Saint Gobain. Los cristales de 1, 5 y 10 cm son de forma rectangular están pulidos en todas sus caras y tienen una concentración de Tl de 0.2 mol %.

En la Figura 3.1 se pueden observar los cristales de CsI(Tl) utilizados para este trabajo; a la izquierda los cristales con dimensiones que van desde 1 cm^3 hasta 10 cm^3 , mostrando las diferentes etapas a la hora de realizar el recubrimiento. En la Figura 3.1, el cristal de 1 cm^3 no tiene ningún recubrimiento, el de 5 cm^3 tiene un recubrimiento de teflón y el de 10 cm^3 tiene un recubrimiento de teflón y mylar aluminizado. A la derecha de la figura se puede observar el cristal de 20 cm de longitud (que hemos llamado *piramidal*) que tiene una guía de luz acoplada. Este cristal tiene un recubrimiento de teflón, un recubrimiento de mylar aluminizado y, finalmente, otro recubrimiento de teflón que tiene una doble utilidad: eliminar

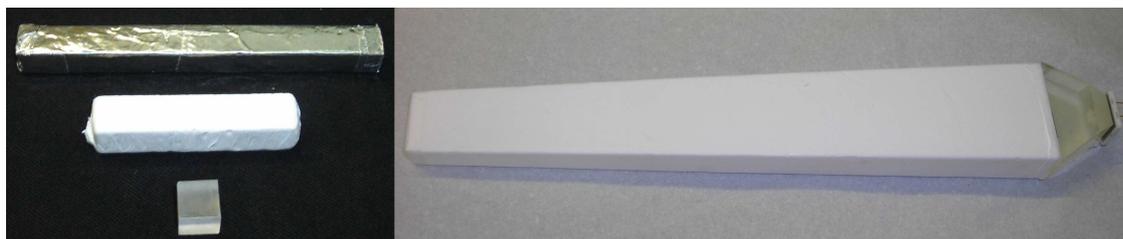


Figura 3.1: *Cristales utilizados en este experimento a) de sección cuadrada y con longitudes que van de 1 a 10 cm b) piramidal de 20 cm de longitud y con guía de luz acoplada.*

burbujas de aire entre los recubrimientos interiores y proteger el montaje, evitando que el mylar se pueda romper.

3.1.2. Fotodiodos de avalancha

Los fotodiodos utilizados para este experimento son: fotodiodo S8664-1010 de Hamamatsu (HAMA) y SD630-70-73-500 de Advanced Photonix Inc (API). En la Tabla 3.2 se presentan la características más importantes según las especificaciones técnicas de los fabricantes.

Características	S8664-1010	SD630-70-73-500
Área activa	100 mm ²	201 mm ²
Voltaje de trabajo típico	380 V	1900 V
Corriente de oscuridad típica	10 nA	280 nA
Capacitancia	270 pF	130 pF
Rango espectral	320 a 1000 nm	350 a 1050 nm

Tabla 3.2: *Características más importantes de los fotodiodos utilizados para este experimento.*

En la Figura 3.2 se pueden ver los fotodiodos utilizados durante este experimento. A la izquierda se observa el fotodiodo S8664-1010 de Hamamatsu construido sobre una base cerámica blanca y con una ventana recubierta de resina epoxy. A la derecha se observa el fotodiodo SD630-70-73-500 de Advanced Photonix que viene construido sobre una base metálica con un conector de alto voltaje y con una ventana sin recubrimiento.

Para la realización de los experimentos se construyó una caja de aproximadamente un metro cúbico con un monitor de humedad y temperatura (Figura 3.3 - izq.) en la que, debido a la ligera higroscopicidad de los cristales de CsI(Tl), se mantenía la humedad por debajo del 30 % utilizando gel de sílice. Esta caja esta



Figura 3.2: Fotodiodos utilizados en este experimento a) S8664-1010 de Hamamatsu b) SD630-70-73-500 de Advanced Photonix Inc.



Figura 3.3: Cajas para a)-b) control de humedad y c) aislamiento eléctrico.

forrada de un material aislante térmico para evitar variaciones en la temperatura. Los cristales y los fotodiodos se colocaban en una caja de madera forrada de papel de cobre y conectada a tierra para aislar eléctricamente el sistema (Figura 3.3 - der.).

El circuito electrónico utilizado es un preamplificador ORTEC IH 142 y un amplificador espectroscópico Canberra 2022. La señal de salida del amplificador espectroscópico se envía a una tarjeta multicanal AMPTEK, transfiriéndose a un ordenador para su posterior análisis offline (Figura 3.4).

El recubrimiento de los cristales es teflón comercial y mylar aluminizado para asegurar la uniformidad en la colección de luz. Se recubrieron todas las superficies menos en la que, por medio de una grasa óptica, va acoplado el fotodiodo de avalancha.

3.2. Proceso de optimización de los parámetros

3.2.1. Optimización de la colección de luz

La máxima colección de luz se consigue optimizando la forma, la calidad y el espesor del recubrimiento del cristal. El acoplamiento óptico entre el cristal y el

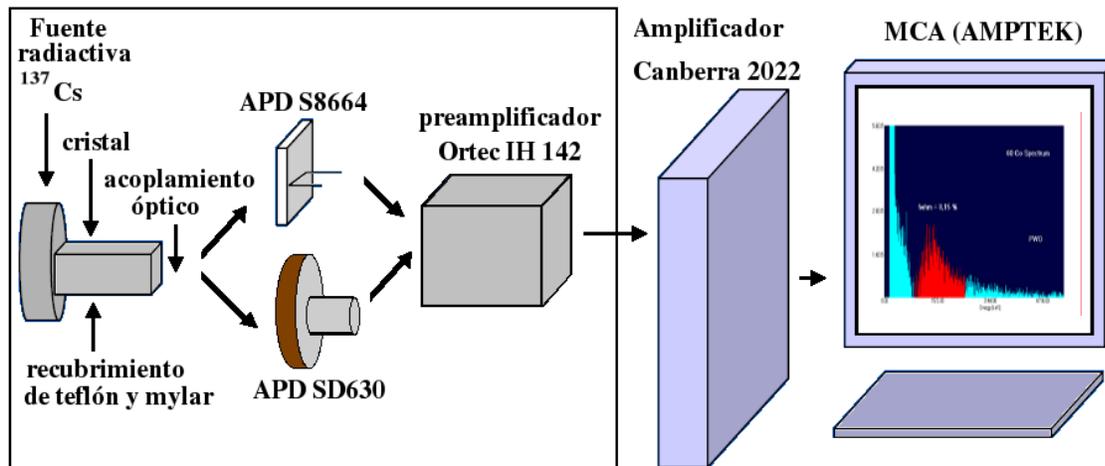


Figura 3.4: Montaje experimental utilizado.

fotodiodo es otro de los parámetros que tiene influencia en la resolución en energía.

Recubrimiento del cristal

El recubrimiento del cristal es uno de los parámetros que más influyen tanto en la cantidad de luz recogida como en su uniformidad, resultando por lo tanto, uno de los más importantes para obtener una buena resolución en energía. Se probaron diferentes recubrimientos difusores y reflectantes utilizando el cristal de CsI(Tl) de 5 cm acoplado al fotodiodo S8664-1010 y se calculó la resolución en energía para el pico de 662 keV de una fuente de Cs-137 (Tabla 3.3).

Cada uno de los distintos parámetros que afectan a la resolución ha sido variado, en una primera fase, de forma independiente a los demás. Así pues, los valores de resolución que se muestran en las figuras no son los óptimos y sólo sirven para mostrar los mínimos relativos.

Si utilizamos solo teflón parte de la luz escapa del cristal y no contribuye a la estadística. La utilización de la capa de mylar aluminizado, no sólo da como resultado una mayor colección de luz, sino también genera un apantallamiento eléctrico del cristal. El mejor resultado se obtuvo utilizando cuatro capas de Teflón de $75\ \mu\text{m}$ de espesor y una capa de mylar aluminizado de $5\ \mu\text{m}$ de espesor. El resultado de 7.48 % es un resultado que se obtuvo antes de la optimización del resto de los parámetros. Utilizando un reflectante ideal de mylar aluminizado de $5\ \mu\text{m}$ de espesor y 3 capas de teflón de $38\ \mu\text{m}$ cada uno ($108\ \mu\text{m}$) da como resultado la misma producción de luz que cuatro capas de teflón del mismo espesor ($144\ \mu\text{m}$) como demostró Brose *et al.* en [13]. Además, en ese mismo artículo, se afirma que una configuración multicapa da mejor resultado en términos de colección de luz que

Material	Resolución (%)
Solo teflón (300 μm)	25.95 ± 0.34
Teflón + papel de Aluminio	10.00 ± 0.09
Teflón + cinta metálica adhesiva	8.68 ± 0.09
Teflón + papel de cobre	8.41 ± 0.08
Teflón + mylar aluminizado	7.48 ± 0.08

Tabla 3.3: Resoluciones obtenidas para diferentes materiales utilizados como recubrimiento.

una configuración monocapa del mismo espesor.

Acoplamiento óptico

Para proceder al *acoplamiento óptico* entre el cristal de CsI(Tl) y el fotodiodo se han considerado dos tipos de grasa óptica comercial, habiéndose obtenido mejor resultado para la BC630 (Silicone Grease: Methyl Phenyl polysiloxane) de Bicon. También se realizaron pruebas con la grasa óptica Pâte 7 de Rhodorsil, con resultados menos satisfactorios. Para poder comparar los resultados de ambas grasas, se tomaron 10 espectros en las mismas condiciones con ambos acoplamientos. Todas las pruebas realizadas con Pâte 7 de Rhodosil tenían una resolución en energía en torno al 8% para el fotopico del fotón de 662 keV de una fuente de ^{137}Cs , mientras que las realizadas con la grasa óptica BC630 tenían una resolución en torno al 6.5% para el mismo fotopico, lo que implicaba una mejora en torno al 20%.

3.2.2. Tensión óptima de polarización

Cuando se conecta la fuente de alta tensión se observa, durante un cierto tiempo, un desplazamiento del fotopico relacionado con el cambio en la ganancia del sistema debido a el calentamiento de las resistencias. Una vez transcurrido un tiempo que oscila entre 30 minutos y una hora (Figura 3.5), se produce una estabilización del canal del fotopico y se pueden realizar las medidas pertinentes.

Después de haber medido la dependencia de la resolución en energía con la tensión de polarización de los fotodiodos (Ver Figura 3.6) no se observa un mínimo. En el caso del fotodiodo de Hamamatsu el mínimo para el cristal de 1 cm está muy próximo a 400 V, mientras que para el cristal de 10 cm está muy próximo a 390 V. Esto es debido a que la resolución en energía depende, además de otros factores, de la alta tensión aplicada al APD y de la ganancia del amplificador

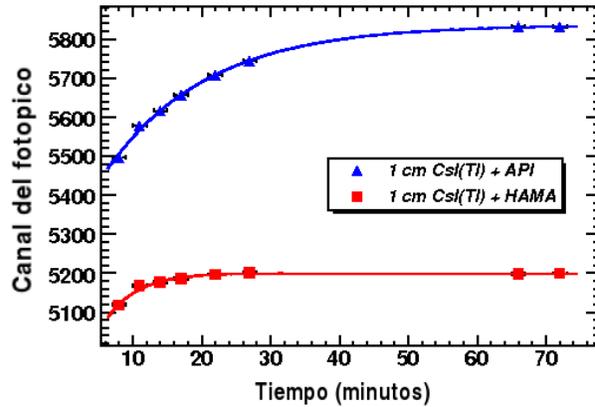


Figura 3.5: Estabilización del canal del fotopico para un cristal de 1 cm de CsI(Tl) acoplado a ambos fotodiodos.

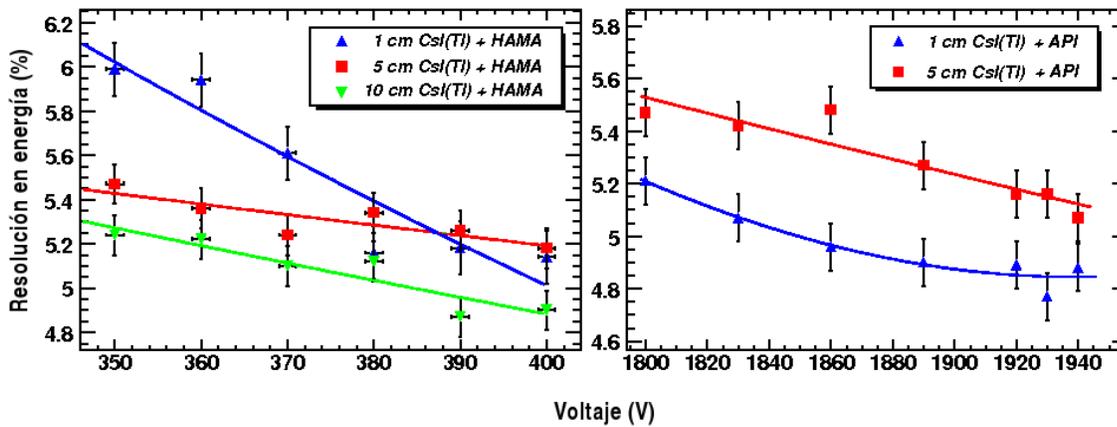


Figura 3.6: Resolución en energía en función del voltaje aplicado para ambos fotodiodos.

espectroscópico. Manteniendo fijos factores como el tiempo de adquisición y el tiempo de integración, se ha procedido a ajustar tanto la tensión como la ganancia, para que el canal del fotopico coincidiera siempre en el mismo canal, buscando así el voltaje que da la mejor resolución. Se realizó una prueba utilizando el cristal de 5 cm y midiendo la resolución del fotopico de 662 keV del Cs-137 (Figura 3.7). Se observa que aparece un mínimo, deduciéndose de las medidas realizadas que una tensión de 380V nos da la mejor resolución en el caso del fotodiodo de Hamamatsu y 1930V en el caso de API. Este voltaje ha sido luego utilizado para los demás cristales.

Una vez obtenida la tensión de trabajo del APD se ha medido la variación que se produce en la ganancia cuando se produce una variación de voltaje en torno a este valor, es decir, la curva de ganancia del APD, utilizando todos cristales. Variando la tensión desde 350V hasta 400V en el caso de Hamamatsu y desde

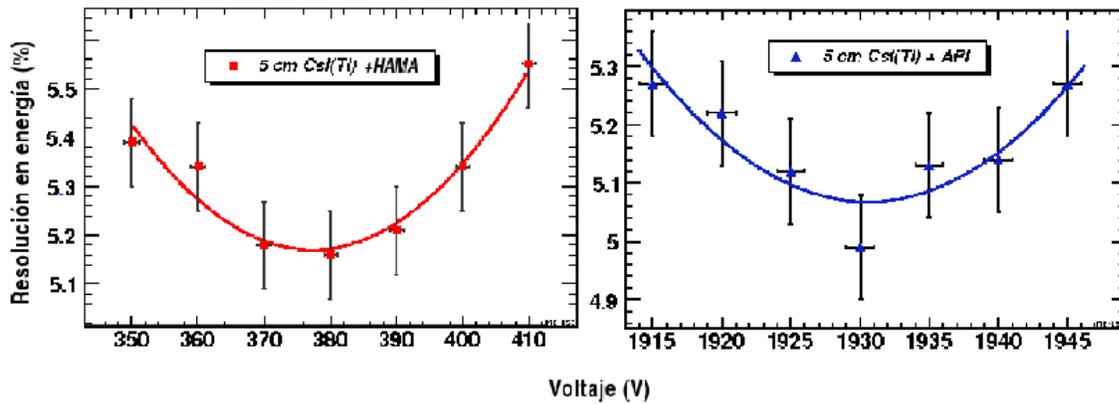


Figura 3.7: Resolución en energía en función de la tensión de trabajo (ajustando la ganancia según se indica en el texto) para un cristal de 5 cm de CsI(Tl) acoplado a a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.

1830V hasta 1940V en el caso de API, obtenemos la curva de ganancia de la Figura 3.8, donde el eje Y representa la posición del fotopico y está en escala logarítmica. A partir de ahí, podemos deducir la variación en ganancia producida por la variación en tensión para cada uno de los cristales. Ajustando las curvas anteriores a una función exponencial, en torno a 380V en el caso del fotodiodo de Hamamatsu y en torno a 1930V en el caso del fotodiodo de API, y derivando dichas funciones, el valor de la pendiente de la curva es la variación en % debida a una variación del voltaje aplicado. Los valores así obtenidos son 2.84%/V en el caso de Hamamatsu y 1.50%/V en el caso de API (Ver Tabla 3.4), observándose que el fotodiodo de API posee una mayor estabilidad en ganancia en torno a su tensión de polarización.

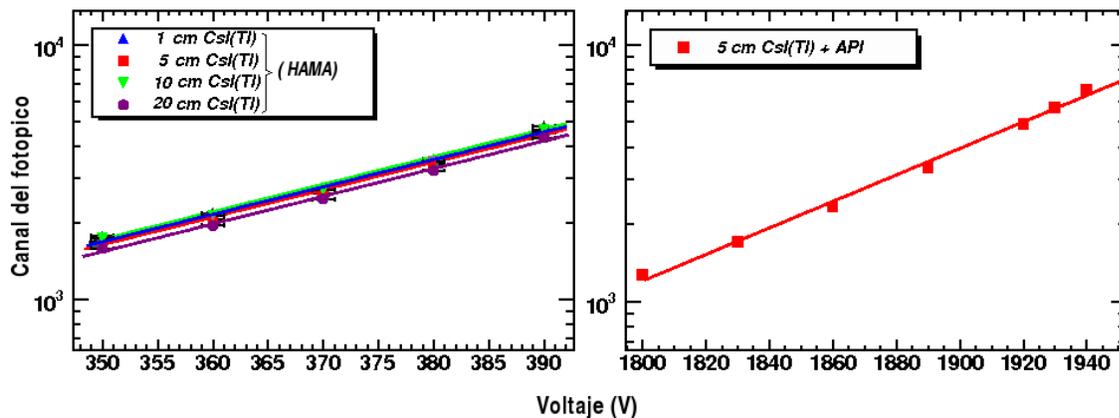


Figura 3.8: Curva de ganancia obtenida para el a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.

Longitud del Cristal y fotodiodo	Variación de la ganancia (%/V)
1 + HAMA	2.84 ± 0.01
5 + HAMA	2.83 ± 0.01
10 + HAMA	2.83 ± 0.01
20 + HAMA	2.85 ± 0.01
1 + API	1.51 ± 0.01
5 + API	1.49 ± 0.01

Tabla 3.4: Variación relativa de la ganancia debido a las variaciones en voltaje.

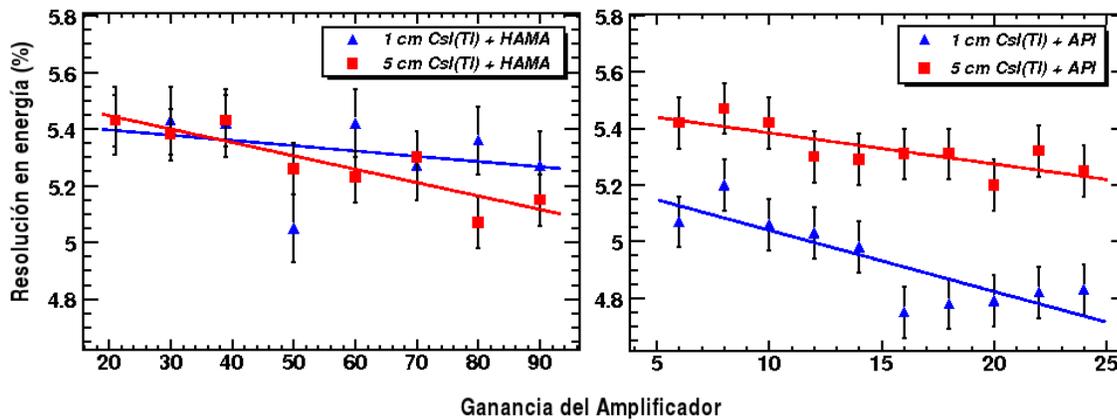


Figura 3.9: Dependencia de la resolución en energía en función de la ganancia del amplificador espectroscópico para el a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.

3.2.3. Ganancia del amplificador espectroscópico

Una vez encontrado el voltaje óptimo de trabajo, realizamos una optimización de la ganancia del amplificador espectroscópico buscando la mejor resolución. En principio, la resolución no debería verse influida por el valor de la ganancia del amplificador, pero se observa que los parámetros de forma del pulso varían ligeramente con la ganancia. Barriando en ganancia buscamos la mejor resolución que se encuentra generalmente hacia el valor más alto, dentro, claro está, del rango dinámico de la tarjeta multicanal.

Si la ganancia es baja el fotopico aparece en los primeros canales del analizador multicanal y la resolución es peor que si el fotopico aparece hacia el final del rango dinámico. Como también hemos visto que la resolución depende de la posición del pico en el rango del multicanal, una vez encontrado el punto óptimo de voltaje se busca la mayor ganancia posible, manteniendo el fotopico en los últimos 2000 o 3000

canales (Figura 3.9).

3.2.4. Tiempo de integración

Otro de los factores que influyen en la resolución es el tiempo de integración utilizado en el amplificador espectroscópico. En nuestro caso, el amplificador espectroscópico nos permitía seleccionar tiempos de integración de entre 0.5, 1, 2, 4, 8 y 12 μs . Midiendo la resolución del fotopico de 662 keV del Cs-137 en función del tiempo de integración se puede ver que constante de integración es la más adecuada (Figura 3.10). Se desprende de la gráfica que la resolución decrece con el tiempo de integración. Los tiempos de integración de 4 y 8 μs son un buen compromiso ya que teniendo una buena resolución evitamos un excesivo tiempo muerto en el detector.

3.2.5. Tiempo de adquisición

Todos estos parámetros que hemos estado analizando es difícil que se mantengan estables, presentando ligeras fluctuaciones y derivas, de forma que, el tiempo de adquisición es otro de los parámetros que modifica la resolución en energía. En nuestras pruebas se utiliza una fuente de Cs-137 con una actividad de 10 μC , colocada en la misma posición para todos los cristales. Esto da una tasa de conteo aproximadamente constante para todas las pruebas (~ 1000 cps). Cuando el tiempo de adquisición es muy corto, tenemos un déficit en la estadística que se convierte en un empeoramiento de la resolución. Cuando el tiempo de adquisición aumenta, las fluctuaciones que se producen en la fuente de alimentación, modifican la ganancia del APD desplazando el fotopico y empeorando la resolución. Para valores mayores tiende a un valor constante lo que parece indicar que el efecto de las fluctuaciones se estabiliza y se compensa, en parte con el aumento de la estadística de recuento (Figura 3.11). Esta estabilización de la resolución en energía se hace más evidente en los fotodiodos de API debido a que su estabilidad en voltaje es mayor que para los fotodiodos de Hamamatsu. Buscamos para cada cristal, el tiempo de adquisición que optimizaba la resolución en energía. En la mayoría de los casos el mejor valor se encontraba entre 30 y 60 segundos, aunque con una mejor estabilización de la tensión de polarización este valor debería ser mayor y, por tanto, al tener mayor estadística la resolución en energía debería ser mejor.

3.2.6. Cristal piramidal de 20 cm de longitud

El cristal piramidal truncado de 20 cm de longitud tiene una base de 10x20 mm² y la cara superior de 17x34 mm², en la que, para acoplar el fotodiodo S8664-1010, fue necesario utilizar una guía de luz (Ver Apéndice C). Se probaron dos guías de luz con índices de refracción diferentes, uno de Pyrex (n=1,5) y otra de SF11 (n=1,78). Las guías de luz fueron también recubiertas de teflón y de mylar aluminizado como

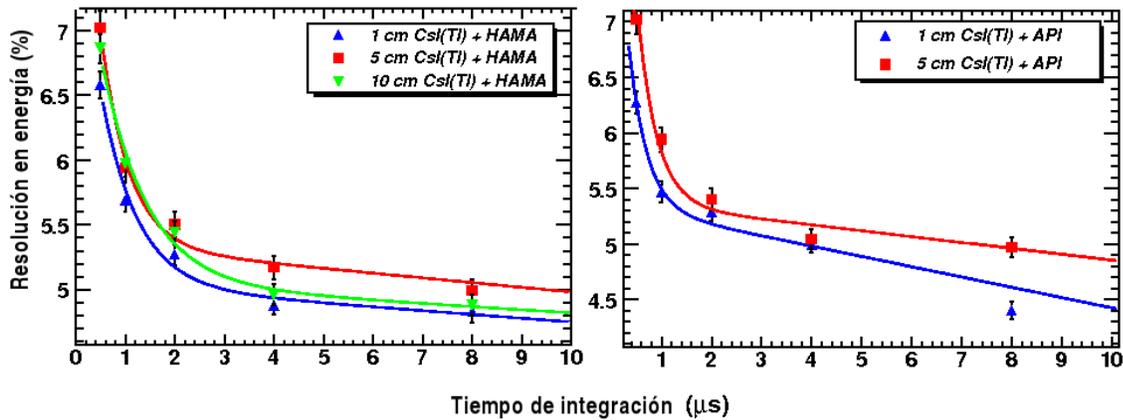


Figura 3.10: Resolución en energía en función del tiempo de integración del amplificador espectroscópico para el a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.

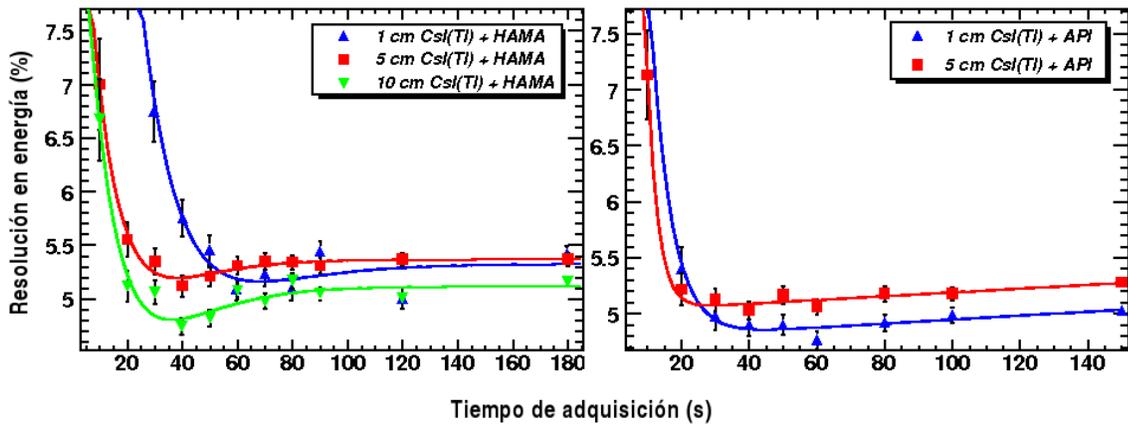


Figura 3.11: Resolución en energía en función del tiempo de adquisición de los espectros para el a) fotodiodo HAMAMATSU b) fotodiodo API.

el cristal.

Se repitieron las pruebas obteniendo las curvas de ganancia y resolución en energía en función del voltaje aplicado (Figura 3.12). También se optimizó la ganancia y el tiempo de integración buscando el mínimo de resolución en energía (Figura 3.13) y el tiempo de integración (Figura 3.14).

Las pruebas con cristales de 20 cm de longitud mostraron que la guía de luz SF11 daba mejor resultado que la guía de Pyrex. Cuando se acoplan tres elementos o más con índices de refracción diferentes, como es en nuestro caso, se deben tratar de poner índices crecientes para mejorar la transmisión. En el caso del SF11 el valor de 1.78 es muy próximo al índice de refracción del cristal, mientras que en el caso del Pyrex, el índice de 1.5 es inferior al 1.57 de la ventana epoxy del fotodiodo de avalancha lo que incrementa las pérdidas por escape. Las pruebas aquí realizadas

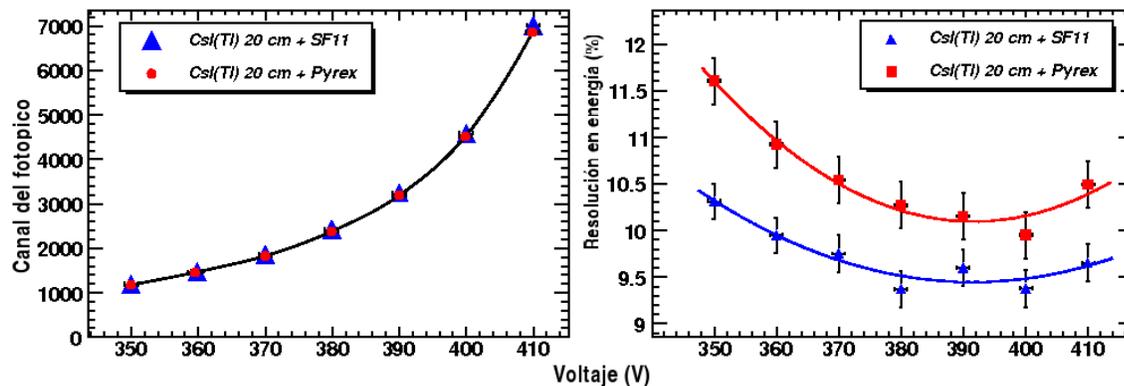


Figura 3.12: a) Curva de ganancia y b) resolución en energía en función del voltaje para ambas guías de luz.

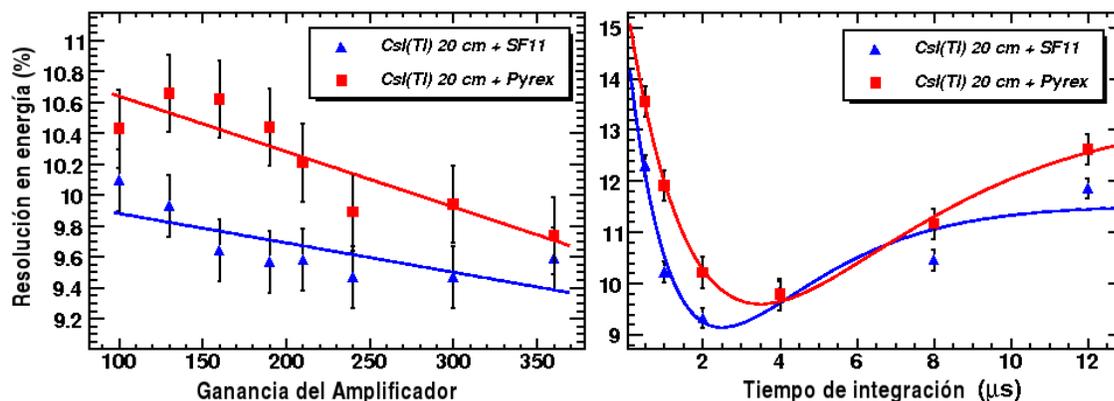


Figura 3.13: Resolución en energía en función de a) ganancia y b) tiempo de integración para ambas guías de luz.

no son concluyentes puesto que el tallado manual de la guía de luz de Pyrex no ha resultado de gran calidad, lo que empeoraba su resolución.

3.2.7. Homogeneidad de los cristales

Para medir la homogeneidad de los cristales de 20 cm se utilizó un montaje como el descrito en la Figura 3.4 pero la fuente radiactiva era colocada en cada una de las caras longitudinales del cristal a una cierta distancia del APD.

Para acoplar el cristal de 20 cm se utilizó la guía de luz de Pyrex. Este cristal fue medido por ambas caras denominadas cara A y cara B (A: estrecha, B, ancha) (Ver Apéndice C). Midiendo el canal del fotopico de 662 keV para la fuente de Cs-137 en función de la distancia al fotodiodo de la fuente radiactiva se obtuvieron las curvas de la Figura 3.15.

La producción de luz de un cristal se puede aproximar por:

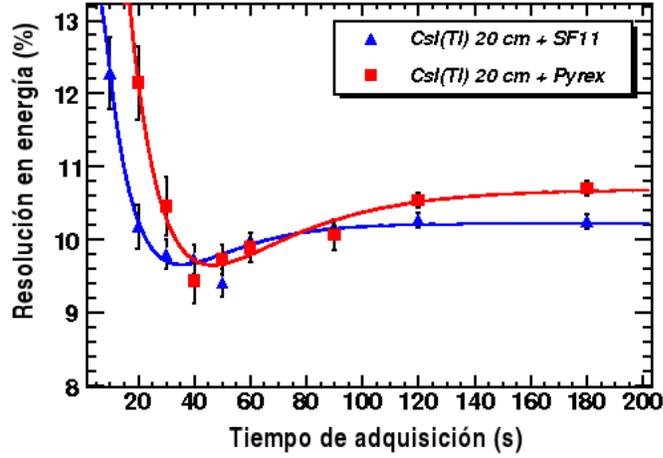


Figura 3.14: Resolución en energía en función del tiempo de adquisición de los espectros para ambas guías de luz.

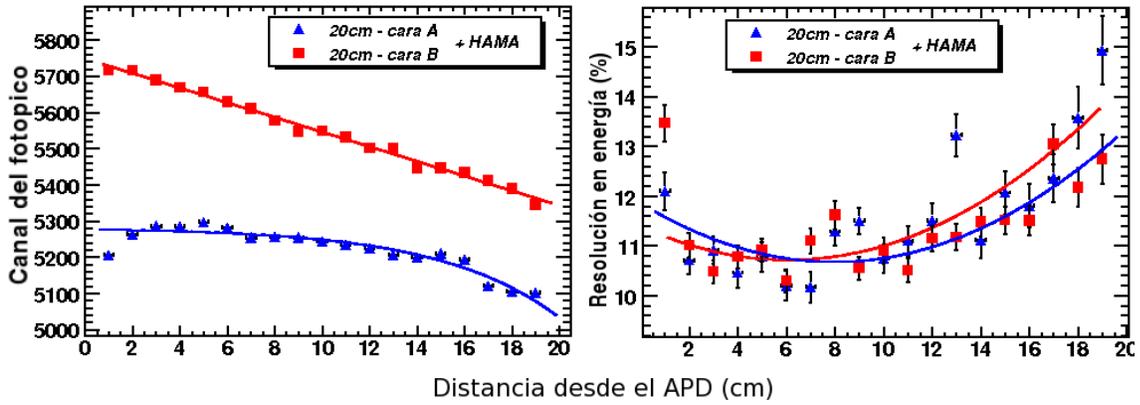


Figura 3.15: Curva de No-Uniformidad en la colección de luz y resolución en energía en función de la distancia al APD para el cristal de 20 cm.

$$\frac{LY}{LY_{med}} = 1 + \delta \cdot \left(\frac{x - x_{med}}{x_{med}} \right) \quad (3.1)$$

Donde LY_{med} es el valor medido en el punto medio del cristal, x_{med} es la distancia del punto medio del cristal al APD y δ es una medida de la uniformidad en la salida de luz [14]. Altos valores de δ implican una gran no-uniformidad en la salida de la luz a lo largo del eje longitudinal del cristal.

A partir de los datos anteriores se calcula la salida de luz normalizada para ambas caras del cristal (Figura 3.16) y se ajusta dichos puntos a la ecuación 3.1 obteniendo la no-uniformidad en la colección de luz para ambas caras.

Se intentaron pruebas con la fuente radiactiva colimada por 2 cm de Plomo, pero las interacciones Compton producidas en el Plomo da una contribución muy

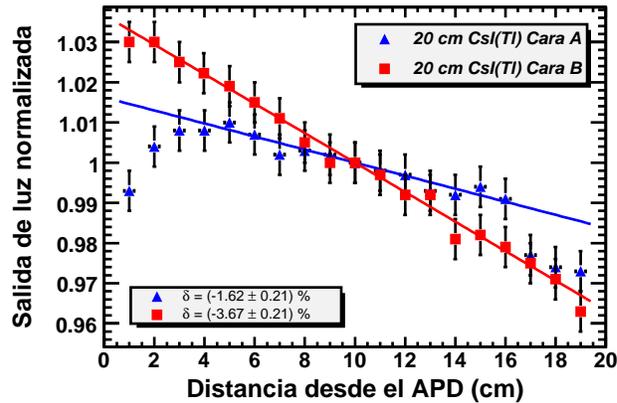


Figura 3.16: Curva de No-Uniformidad en la colección de luz normalizada en función de la distancia al APD para el cristal de 20 cm.

Fotodiodo	Tiempo de integración	1 cm	5 cm	10 cm	20 cm
HAMA	4 μs	4.67 \pm 0.12	5.01 \pm 0.12	4.64 \pm 0.12	9.12 \pm 0.23
HAMA	8 μs	4.36 \pm 0.12	4.77 \pm 0.09	4.62 \pm 0.08	10.74 \pm 0.35
API	4 μs	4.65 \pm 0.08	4.90 \pm 0.09	-	-
API	8 μs	4.35 \pm 0.07	4.52 \pm 0.09	-	-

Tabla 3.5: Mejor resolución en energía obtenida para diferentes tamaños de cristal y para diferentes tiempos de integración utilizando ambos fotodiodos.

grande al Compton múltiple de los espectros de energía que distorsiona el fotopico y, por lo tanto, el cálculo de la resolución y el centroide del mismo. Por ese motivo las pruebas finales se realizaron con la fuente sin colimar lo que introduce un error grande en los extremos del cristal.

3.3. Valores finales de la resolución en energía

Una vez optimizados todos los parámetros se realizaron una serie de repeticiones en las mejores condiciones y para tiempos de integración de 4 y 8 μs , obteniéndose resultados para el CsI(Tl) muy satisfactorios, ya que mejoran los encontrados en la bibliografía hasta ahora (Tabla 3.5). Realizando un promedio de los valores obtenidos podemos calcular la resolución media obtenida para las mejores condiciones (Tabla 3.6).

Fotodiodo	Tiempo de integración	1 cm	5 cm	10 cm	20 cm
HAMA	4 μ s	4.88 \pm 0.12	5.12 \pm 0.09	5.07 \pm 0.09	9.72 \pm 0.23
HAMA	8 μ s	4.58 \pm 0.12	4.92 \pm 0.09	4.80 \pm 0.09	10.96 \pm 0.35
API	4 μ s	4.81 \pm 0.08	5.01 \pm 0.08	-	-
API	8 μ s	4.45 \pm 0.07	4.72 \pm 0.08	-	-

Tabla 3.6: Resolución en energía promedio obtenida para diferentes tamaños de cristal y para diferentes tiempos de integración utilizando ambos fotodiodos.

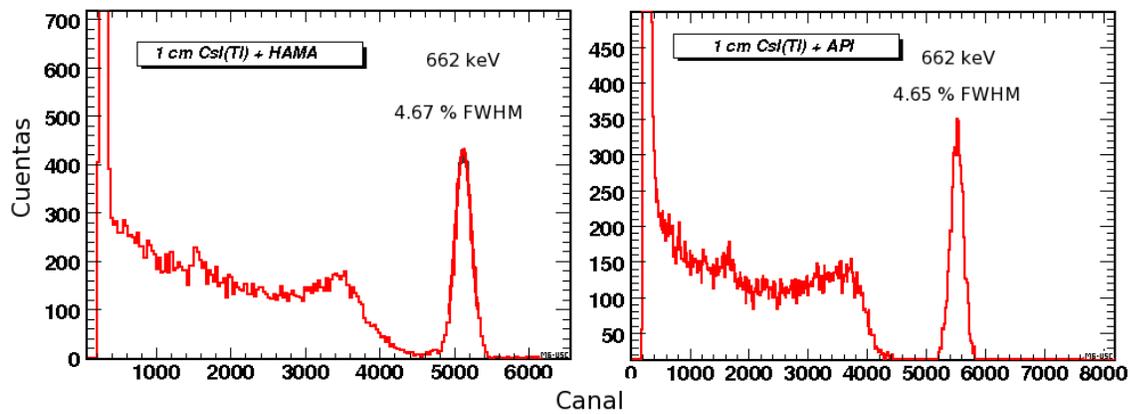


Figura 3.17: Resolución en energía para un cristal de 1 cm³ acoplado a: a) fotodiodo S8664-1010 b) fotodiodo SD630 (para un tiempo de integración de 4 μ s)

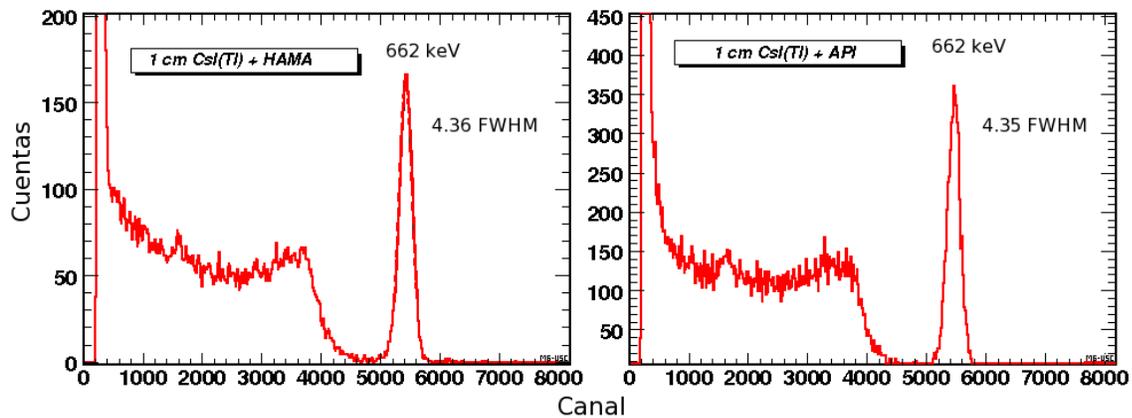


Figura 3.18: Resolución en energía para un cristal de 1 cm³ acoplado a: a) fotodiodo S8664-1010 b) fotodiodo SD630 (para un tiempo de integración de 8 μ s)

A partir de estos resultados se puede observar que la resolución es aproximadamente independiente del tamaño del cristal, por lo menos dentro del rango estudiado.

El cristal de 5 cm presenta resultados ligeramente peores, lo que puede tener que ver con la calidad y la homogeneidad del cristal utilizado ya que aparece, sistemáticamente, en las medidas realizadas con los distintos fotodiodos. Los resultados obtenidos con el cristal de 1 cm³ dan resoluciones jamás obtenidas para este cristal para tiempos de integración de 4 y 8 μs (Figuras 3.17 y 3.18).

Conclusiones

En este trabajo se ha realizado un estudio de las condiciones de trabajo óptimas del cristal centellador CsI(Tl) acoplado con diferentes fotodiodos para obtener las condiciones ideales de funcionamiento y ver en que medida estas se adaptan a las necesidades impuestas por el calorímetro del experimento R3B. Para la realización de este trabajo se utilizaron cuatro cristales de CsI(Tl) con dimensiones que van desde 1 cm^3 hasta 10 cm^3 y un cristal de forma de pirámide truncada de 20 cm de longitud. Los fotodiodos utilizados en este trabajo son: fotodiodo S8664-1010 de Hamamatsu y SD630-70-73-500 de Advanced Photonix Inc.

Los dos primeros capítulos son una descripción de los cristales centelladores y del funcionamiento y principios de operación de los fotodiodos que se utilizaron para estas pruebas.

El tercer capítulo contiene los resultados de las pruebas realizadas y se presentan algunas de las conclusiones que se detallan a continuación:

El recubrimiento del cristal es uno de los parámetros que más influyen tanto en la cantidad de luz recogida como en su uniformidad, resultando por lo tanto, uno de los más importantes para obtener una buena resolución en energía. El recubrimiento del cristal que mejor resolución nos ofreció es un recubrimiento de teflón comercial de $300 \mu\text{m}$ y un recubrimiento de mylar aluminizado de $5 \mu\text{m}$. Se estudiaron dos tipos de grasa óptica como acoplamiento: Pâte 7 de Rhodorsil y BC630 de Bicon. Las segundas ofrecieron una resolución en energía alrededor de un 20 % mejor que la primera.

Manteniendo fijos factores como el tiempo de adquisición y el tiempo de integración, se ha procedido a ajustar tanto la tensión como la ganancia, para que el canal del fototico coincidiera siempre en el mismo canal, buscando así el voltaje que da la mejor resolución. Se observa que aparece un mínimo, deduciéndose de las medidas realizadas que una tensión de 380V nos da la mejor resolución en el caso del fotodiodo de Hamamatsu y 1930V en el caso de API.

Una vez obtenida la tensión de trabajo del APD se ha medido la variación que se produce en la ganancia cuando se produce una variación de voltaje en torno a este

valor. Los valores obtenidos son 2.84 %/V en el caso de Hamamatsu y 1.50 %/V en el caso de API, observándose que el fotodiodo de API posee una mayor estabilidad en ganancia en torno a su tensión de polarización.

Una vez encontrado el voltaje óptimo de trabajo, realizamos una optimización de la ganancia del amplificador espectroscópico buscando la mejor resolución. Barriando en ganancia buscamos la mejor resolución que se encuentra generalmente hacia el valor más alto del rango dinámico de la tarjeta multicanal.

Los tiempos de integración de 4 y 8 μs son un buen compromiso ya, que teniendo una buena resolución, evitamos un excesivo tiempo muerto en el detector.

Cuando el tiempo de adquisición es muy corto, tenemos un déficit en la estadística, que se convierte en un empeoramiento de la resolución. Cuando el tiempo de adquisición aumenta, las fluctuaciones que se producen en la fuente de alimentación, modifican la ganancia del APD desplazando el fotopico y empeorando la resolución. El tiempo de adquisición es optimizado en cada caso, encontrándose un mínimo de resolución en torno a 30-60 segundos, aunque con una mejor estabilización de la tensión de polarización este valor debería ser mayor y, por tanto, al tener mayor estadística la resolución en energía debería ser mejor.

Las pruebas con cristales de 20 cm de longitud mostraron que la guía de luz SF11 daba mejor resultado que la guía de Pyrex. En el caso del SF11 el valor de 1.78 es muy próximo al índice de refracción del cristal, mientras que en el caso del Pyrex, el índice de 1.5 es inferior al 1.57 de la ventana epoxy del fotodiodo de avalancha lo que incrementa las pérdidas por escape. Las pruebas aquí realizadas no son concluyentes puesto que el tallado manual de la guía de luz de Pyrex no ha resultado de gran calidad, lo que empeoraba su resolución.

Una vez optimizados todos los parámetros se realizaron una serie de repeticiones en las mejores condiciones y para tiempos de integración de 4 y 8 μs , obteniéndose resultados para el CsI(Tl) muy satisfactorios, ya que mejoran los encontrados en la bibliografía hasta ahora.

Con estos resultados, podemos concluir que los cristales de CsI(Tl), acoplados a los fotodiodos de Hamamatsu, cumplen los requisitos exigidos para el Califa, al menos para cristales del barril que cubren el sector polar entre 75 ° y 130 °. Para ángulos menores, en los que se esperan fotones de mayor energía y se requiere una mejor resolución angular, parecen más indicados cristales de mayor densidad.

Apéndice A

Descripción de términos utilizados en este trabajo.

- **Respuesta espectral:** La fotocorriente que se produce para un determinado nivel de luz incidente varía con la longitud de onda. Esta relación entre la sensibilidad fotoeléctrica y la longitud de onda se define como la respuesta espectral característica y es expresada en términos de fotosensibilidad, eficiencia cuántica, etc.
- **Fotosensibilidad (S):** es la razón entre la potencia radiada hacia el dispositivo (expresada en vatios [W]) y la fotocorriente resultante (expresada en [A]).
- **Eficiencia cuántica (QE):** es el número de electrones o huecos generados dividido por el número de fotones incidentes. Esta eficiencia se expresa habitualmente en % y se relaciona con la fotosensibilidad a través de siguiente expresión:

$$QE = \frac{S \cdot 1240}{\lambda} \cdot 100[\%] \quad (3.2)$$

Donde S es la fotosensibilidad expresada en A/W para una determinada longitud de onda λ expresada en nm.

- **Corriente de oscuridad (I_D):** es la corriente que se produce cuando se aplica el voltaje al fotodiodo, incluso en oscuridad total.
- **Capacitancia (C):** en toda unión PN se forma un condensador efectivo denominado capacitancia de unión y es el factor más importante a la hora de determinar la velocidad de respuesta del fotodiodo.
- **Tiempo de subida (t_r):** es una medida del tiempo de respuesta de un fotodiodo cuando se incide en él con un pulso de luz escalón y su definición es el tiempo que se necesita para que la respuesta de salida del fotodiodo pase del 10 % al 90 % de intensidad. Este tiempo depende de la longitud de ondad de la luz incidente y de la resistencia de carga.

- **Frecuencia de corte (f_c):** es una medida que se utiliza para evaluar el tiempo de respuesta de los APDs de alta velocidad y los fotodiodos PIN cuando se incide en ellos con luz modulada sinusoidalmente. Es la frecuencia a la cual la salida del fotodiodo es menor en 3 dB a la salida a 100 kHz. La fuente de luz utilizada es un diodo láser (830 nm) y la resistencia de carga son 50 Ω . El tiempo de subida esta relacionado con la frecuencia de corte por la siguiente expresión:

$$tr = \frac{0.35}{f_c(CR)} \quad (3.3)$$

Apéndice B

Constantes físicas utilizadas en este trabajo.

Constante	Símbolo	Valor	Unidad
Carga del electrón	e	$1.602 \cdot 10^{-19}$	c
Velocidad de la luz en el vacío	c	$2.998 \cdot 10^8$	m/s
Constante de Planck	h	$6.626 \cdot 10^{-34}$	J _s
Constante de Boltzmann	k	$1.381 \cdot 10^{-23}$	J/K
Energía térmica a temp. ambiente	KT (T=300 K)	0.0259	eV
Energía 1eV	e	$1.602 \cdot 10^{-19}$	J
λ en el vacío correspondiente a 1 eV	-	1240	nm
Constante dieléctrica del vacío	ϵ_0	$8.854 \cdot 10^{-12}$	F/m
Constante dieléctrica del silicio	ϵ_{Si}	~ 12	-
Constante dieléctrica del óxido de silicio	ϵ_{SiO}	~ 4	-
Banda de energía prohibida del silicio	E _g	~ 1.12 (T=25°C)	eV

Tabla 3.7: *Constantes físicas utilizadas en este trabajo.* [11]

Apéndice C

Dibujo de las guías de luz y el cristal de 20 cm piramidal.

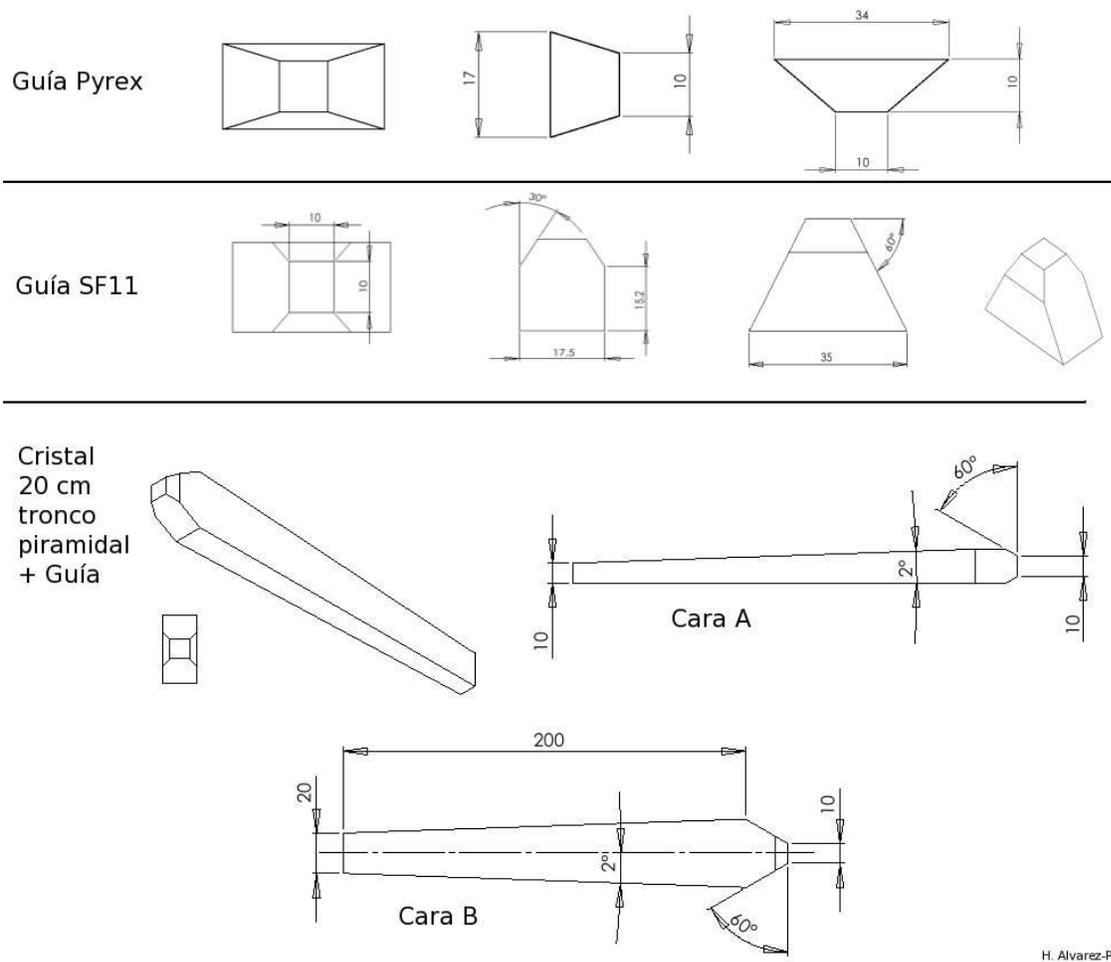


Figura 3.19: Dibujo de las guías de luz y el cristal de 20 cm piramidal

Apéndice D

Dimensiones del cristal de tipo 2 para el calorímetro Califa

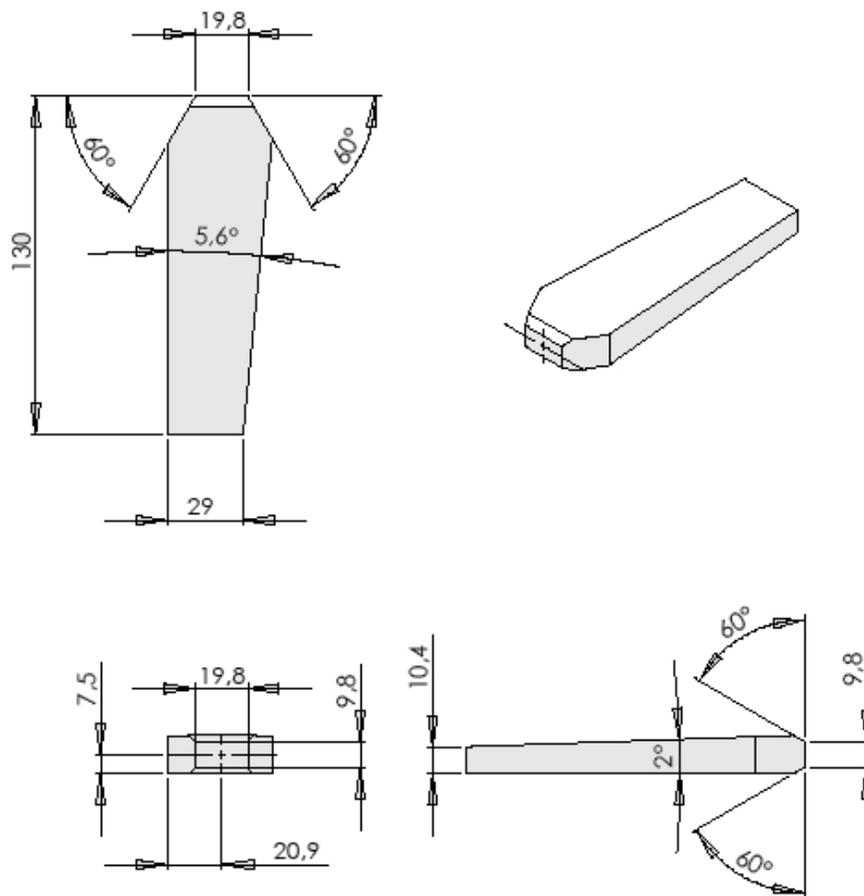


Figura 3.20: Dimensiones del cristal de tipo 2 para el calorímetro Califa.

Bibliografía

- [1] *Technical Proposal for the Design, Construction, Commissioning and Operation of R3B*. <http://www-land.gsi.de/r3b/>
- [2] H. Alvarez–Pol et al. *A first proposal for the geometry of the Total Absorption Calorimeter design at R3B*. Internal Note: R3B_CAL_01/05. <http://www.usc.es/genp/>
- [3] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [4] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurements* (Wiley, New York, 1979).
- [5] M. Moszinski, W. Czarnacki, W. Klamra, "Intrinsic energy resolution of pure NaI studied with large area avalanche photodiodes at liquid nitrogen temperatures", *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A505, pp 63-67, 20 03.
- [6] Harshaw Radiation Detectors *Scintillation Counting Principles*, Solon, Ohio, 44139 (1984).
- [7] C.W.E. van Eijk, P. Dorenbos, E.V.D. van Loef, K. Kramer, H. Gudel "Energy resolution of some new inorganic-scintillator in gamma-ray detectors" *Radiation Measurements*, vol. 33, pp 521-525, 2001.
- [8] Wikipedia: <http://es.wikipedia.org>
- [9] A. G. Wright Electron Tubes Ltd: <http://www.electrontubes.com/info/papers.html>
- [10] Photonis. *Photomultiplier tubes basics*
- [11] Hamamatsu Photonics: *Photomultiplier Tubes and Related Products*
- [12] Advanced Photonix Inc.: <http://www.advancedphotonix.com/>
- [13] J. Brose, G. Dahlinger and K.R. SchubertH, "Properties of CsI(Tl) crystals and their optimization for calorimetry of high energy photons," *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A417, pp 311-324, November 1998.

- [14] G. Ren, X. Chen, S. Lu, Z.Li, X. Xue, D. Shen, "Non-uniformity of light output in large-sized CsI(Tl) crystals grown by non-vacuum Bridgman method", *Nucl. Inst. and Meth.*, vol. A564, pp 364-369, 2006.