

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA



FACULTAD DE FÍSICA
Departamento de Física de Partículas

**Espectroscopía γ mediante el uso
de cristales de CsI y fotomultiplicadores**

Memoria presentada por:
Martín Gascón
para optar al
Grado de Licenciatura en Física
Marzo de 2007

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

Ignacio Durán Escribano, Catedrático de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universidad de Santiago de Compostela,

CERTIFICA: que la memoria titulada **Espectroscopía γ mediante el uso de cristales de CsI y fotomultiplicadores** ha sido realizada por **Martín Gascón** en el **Departamento de Física de Partículas de esta Universidad** bajo mi dirección y constituye el trabajo de **Tesis de Licenciatura** que presenta para optar al **Grado de Licenciado en Física**.

Santiago, 5 de Marzo de 2007

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Ignacio Durán Escribano', written over a light blue rectangular background.

Fdo: Ignacio Durán Escribano

*A mi madre,
porque con su ayuda
y confianza
me hizo creer
que lo conseguiría.*

Espectroscopía γ mediante el uso
de cristales de CsI y fotomultiplicadores

Martín Gascón

Marzo de 2007

Índice general

Introducción	1
1. Cristales centelladores	5
1.1. Deposición de energía de fotones en un medio absorbente	5
1.2. Principios de centelleo	11
1.3. Respuesta en función del tamaño	17
1.4. Resolución en energía	21
2. El fotomultiplicador	25
2.1. Principios de operación del fotomultiplicador	26
2.2. Respuesta espectral	31
2.3. Eficiencia en la colección de fotones	32
2.4. El multiplicador de electrones	34
2.5. El ánodo	39
2.6. Corriente de oscuridad	41
2.7. Post-pulsos	45
2.8. Linealidad	46
2.9. Estabilidad	50
2.10. Combinación centellador-fotomultiplicador	54
3. Análisis de Pulsos	57
3.1. Medidas de amplitud de pulsos	57
3.2. Pulso de un fotomultiplicador	57
3.3. Condensadores de acoplo	60
3.4. Amplificación de la señal y transformación de impedancia	61
3.5. Preamplificadores	62
3.6. Amplificadores	63
3.7. Analizadores Multicanal	64
4. Resultados	65
4.1. Respuesta espectral de CsI(Tl)	65
4.2. Resultados experimentales	69
4.2.1. Montaje experimental	69
4.2.2. Fotomultiplicadores	70

ÍNDICE GENERAL

4.2.3. Cálculo de las constantes de tiempo de desexcitación del cristal CsI(Tl)	71
4.2.4. Electrónica	75
4.3. Recubrimiento de los cristales	76
4.4. Acoplamiento óptico	77
4.5. Estabilización en tensión	77
4.6. Linealidad del fotomultiplicador	79
4.7. Tiempo de adquisición	79
4.8. Tiempo de integración y forma del pulso	80
4.9. Resultados	81
Conclusiones	83

Índice de figuras

1.	Espectro de energía de rayos gamma en el sistema de referencia de laboratorio en función del ángulo polar.	2
1.1.	Interacciones principales de fotones gamma con la materia.	6
1.2.	Proceso fotoeléctrico y pico de absorción fotoeléctrica.	7
1.3.	Dispersión y distribución del electrón de retroceso Compton.	8
1.4.	Distribución de energías en el proceso producción de pares.	10
1.5.	Diagrama de banda de energía en un cristal centellador inorgánico.	12
1.6.	Niveles discretos dentro de la banda prohibida	14
1.7.	Luminiscencia en componentes orgánicos.	15
1.8.	Detector considerado pequeño en espectroscopía gamma.	17
1.9.	Detector considerado grande en espectroscopía gamma.	18
1.10.	Detector intermedio en espectroscopía gamma.	20
1.11.	Espectro típico de una fuente de ^{137}Cs	22
1.12.	Resolución en energía.	23
2.1.	Componentes principales de un tubo fotomultiplicador.	27
2.2.	Respuesta espectral del ojo humano y lámpara de Tungsteno	30
2.3.	Transmisión en función de la longitud de onda para varias ventanas.	31
2.4.	Sensibilidad espectral de fotocátodos estándar con sus correspondientes ventanas.	32
2.5.	Sistema de focalización de un fotomultiplicador con diferentes dinodos	33
2.6.	Ejemplo de variaciones en la sensibilidad del fotocátodo y el ánodo.	34
2.7.	Emisión secundaria de un dinodo.	35
2.8.	Diferentes configuraciones en los dinodos.	36
2.9.	Ejemplo de diferentes tipos de divisores de tensión.	38
2.10.	Curva de ganancia para el fotomultiplicador XP2042.	39
2.11.	Configuraciones del espacio de colección.	40
2.12.	Ejemplo de un espectro de corriente de oscuridad.	41
2.13.	Ganancia G y corriente de oscuridad del ánodo I_{a0}	42
2.14.	Tasa de pulsos oscuros como función de la temperatura.	43
2.15.	Ejemplo del desarrollo en número y carga de los post-pulsos.	45
2.16.	Variación de ganancia (sobrelínealidad).	47
2.17.	Variación de ganancia relativa de un fotomultiplicador.	50

ÍNDICE DE FIGURAS

2.18. Ejemplo de deriva inicial de baja corriente.	52
2.19. Curvas de sensibilidad del ánodo.	53
2.20. Deriva de la ganancia a largo y a corto plazo.	54
2.21. Transmisión de luz a través de la ventana y del fotocátodo.	55
2.22. Guía de luz espiral-logarítmica y cono truncado.	56
3.1. Espectrómetro de energía usando un analizador multicanal.	58
3.2. Circuito equivalente para un fotomultiplicador.	58
3.3. Curvas de respuesta de un fotomultiplicador	59
3.4. Sobrevalor del pulso asociado a red CR	61
3.5. Acoplamiento del ánodo en corriente continua.	61
3.6. Amplificador integrador-diferenciador.	63
4.1. Espectro de emisión del cristal CsI(Tl).	66
4.2. Producción de luz del cristal CsI(Tl)	67
4.3. Eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores.	67
4.4. Producción de fotoelectrones.	68
4.5. Montaje experimental	70
4.6. Foto de la caja de humedad controlada	70
4.7. Foto de la base del fotomultiplicador XP3102	71
4.8. Pulso obtenido para un cristal de CsI(Tl) acoplado a un fotomultiplicador XP1918	72
4.9. Pulsos promedio obtenidos para los fotomultiplicadores XP1901 y XP1918.	73
4.10. Pulso promedio normalizado para los fotomultiplicadores XP1901 y XP1918.	74
4.11. Estabilización del canal del fotopico en función del tiempo.	78
4.12. Estabilización de la resolución en energía en función del tiempo.	78
4.13. Ganancia del fotomultiplicador XP1918 en función del voltaje aplicado. . .	79
4.14. Variación de la resolución en función del tiempo de adquisición.	80
4.15. Variación de la resolución en función del tiempo de integración.	81
4.16. Esquema electrónico de la base del fotomultiplicador XP3102	89

Índice de tablas

2.1. Características de los materiales de ventana más utilizados.	31
2.2. Valores típicos de la ganancia de los pulsos de los fotomultiplicadores de respuesta rápida.	37
4.1. Producción de fotoelectrones estimada para los fotomultiplicadores utilizados.	69
4.2. Principales características de los fotomultiplicadores utilizados.	71
4.3. Datos de las pruebas realizadas por los fabricantes.	72
4.4. Parámetros de ajuste de los pulsos obtenidos.	74
4.5. Valores publicados de constantes de tiempo de desexcitación.	75
4.6. Resoluciones obtenidas en función del recubrimiento.	77
4.7. Resoluciones obtenidas para diferentes fotomultiplicadores utilizados. . . .	81
4.8. Características de cristales centelleadores más utilizados.	85

Introducción

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).

La energía de los haces radiactivos en el experimento R3B será, típicamente, de $\sim 700 \text{ MeV}/u$. 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 % [15].

Este trabajo se centra en el estudio de las posibilidades de detección de radiación gamma emitida en vuelo por los fragmentos originados por la interacción de estos haces relativistas con un blanco de reacción.

El rango energético de estos rayos gamma cubrirá el espectro entre 500 keV y 10 MeV en centro de masas (CdM) 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:

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

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 y $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

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.

En nuestro caso, para un proyectil con una energía típica de $700 \text{ MeV}/u$, tenemos

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

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 (figura 1).

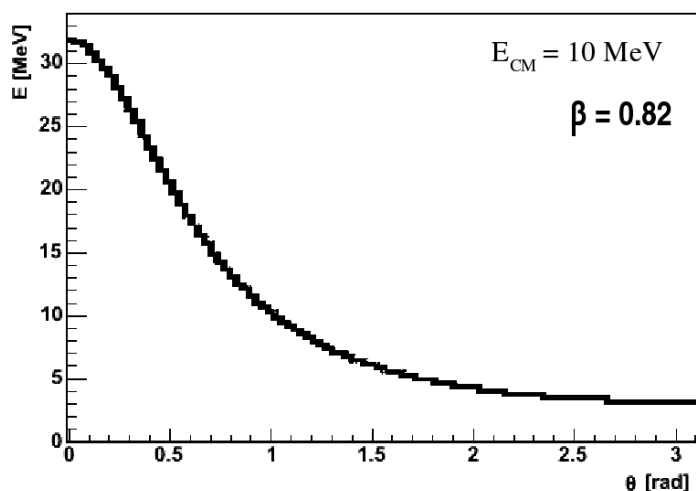


Figura 1: *Espectro de energía de rayos gamma en el sistema de referencia de laboratorio en función del ángulo polar para $\beta = 0,82$ [14].*

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 tres centelladores tienen una resolución intrínseca muy buena ($\sim 3\%$ para fotones de 662 keV) y, acoplados con el dispositivo de lectura apropiado, cumplen con los requisitos del calorímetro. La principal desventaja de los dos primeros es que son muy caros y extremadamente higroscópicos. La principal desventaja del tercero 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 40° .

El uso de cristales centelladores de Ioduro de Cesio dopados con Talio (CsI(Tl)) y fotomultiplicadores, es el tema concreto de este trabajo, que se estructura en cuatro capítulos:

- En el primer capítulo se hace una breve descripción de los principios de centelleo y de las interacciones básicas que la radiación gamma produce en los cristales centelladores. 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 fotomultiplicador, sus principios de operación y alguna de sus propiedades. Se definen también las variables que más tarde se van a medir y, finalmente, se caracteriza la combinación del fotomultiplicador con los cristales de centelleo.
- En el tercer capítulo se hace un análisis de los pulsos obtenidos en el ánodo del fotomultiplicador y se resume el tipo de operaciones que se realizan para obtener la información contenida en dichos pulsos.
- En el cuarto capítulo se describe un método para cuantificar la respuesta espectral del CsI(Tl), en función de su acoplamiento con diferentes dispositivos de lectura de luz (fotomultiplicador). El resultado de este trabajo permite ver que dispositivos se adecúan mejor al rango espectral de los cristales de Ioduro de Cesio. Además, 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 y se detallan las diferencias encontradas con los valores teóricos.

Capítulo 1

Cristales centelladores

En este capítulo se presentan los principios de la deposición de energía por los fotones en un medio y 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. Deposición de energía de fotones en un medio absorbente

Son tres los procesos básicos que gobiernan la deposición de energía en un medio absorbente: la absorción fotoeléctrica, la dispersión Compton y la producción de pares. La importancia relativa de cada uno de estos procesos depende de la energía particular del fotón incidente y del número atómico del medio absorbente (figura 1.1).

Se presentan a continuación las características más importantes de estos tres efectos, empezando por el fotoeléctrico, en el que el fotón deposita toda su energía en un solo electrón. Para una energía del orden de unos pocos MeV el alcance del electrón en el cristal centellador es del orden del mm .

Efecto fotoeléctrico

Se produce cuando un fotón con suficiente energía es absorbido por un medio material, cediendo su energía a un electrón ligado ¹ (figura 1.2 *izquierda*) que adquiere una energía cinética dada por la expresión:

$$E_{pe} = h\nu - E_b \quad (1.1)$$

donde $h\nu$ es la energía del fotón incidente y E_b es la *energía de ligadura*.

¹Este electrón es denominado fotoelectrón, por ser arrancado por medio del efecto fotoeléctrico

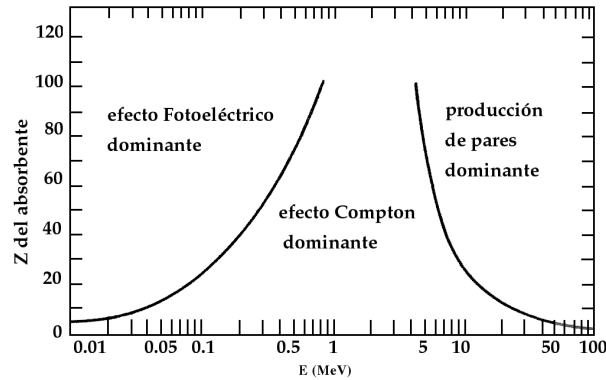


Figura 1.1: *Importancia relativa de las tres interacciones principales de fotones gamma con la materia [2].*

Para energías de los fotones desde cientos de keV hasta unos pocos MeV , lo más probable es que el hueco producido por el fotoelectrón arrancado tenga una energía correspondiente a la capa electrónica más interna, la capa K , de alguno de los átomos del medio. La energía de ligadura de la capa K es de unos pocos keV , para materiales de bajo Z , y de unas decenas de keV para materiales de alto Z .

Debido a la conservación de la cantidad de movimiento, se deduce que el átomo retrocede en este proceso, pero su energía de retroceso es muy pequeña y generalmente se desprecia. La vacante generada por la expulsión de un fotoelectrón es cubierta por un electrón de una capa superior que, a su vez, es cubierta por otro, produciéndose así una cascada de electrones que generan rayos X característicos.

Para átomos con números atómicos bajos ($Z < 30$) el efecto Auger compite con la emisión de rayos X, emitiéndose así dos fotoelectrones. En cualquier caso, tanto los rayos X emitidos como los electrones arrancados, tienen un alcance muy corto en el medio material, produciendo estados excitados o nuevas ionizaciones. El efecto neto de la absorción fotoeléctrica es la liberación de un fotoelectrón primario, junto con fotoelectrones de menor energía producidos por los procesos secundarios. Finalmente, todos los electrones se recombinan, quedando el sistema cuántico (átomos, moléculas, líquidos o sólidos) en estados excitados que emiten fotones dentro de sus líneas o bandas ópticas características. Como el balance final de energía es nulo, la suma de todos los fotones ópticos es igual a la del fotón que desencadenó el proceso, a falta de una cierta fracción absorbida en forma de energía térmica.

En el caso de un medio semiconductor, los portadores de carga generados en este proceso hacen cambiar, transitoriamente, las propiedades conductoras. En el caso de un medio dieléctrico, si es transparente al espectro óptico característico, el número de fotones ópticos producidos como respuesta al rayo gamma incidente será muy

1.1. Deposición de energía de fotones en un medio absorbente

elevado, típicamente $10^3 - 10^4$ fotones por MeV .

Como resultado de todos estos procesos, un cristal centellador produce un determinado número de fotones ópticos, cuya energía suma está relacionada con la energía del fotón incidente. La densidad de probabilidad ($\frac{dN}{dE}$) de obtener un valor en torno a la variable E viene representada en la figura 1.2 (*derecha*). Es decir, si todos los fotones incidentes tienen una energía $h\nu$, la energía suma de los fotones ópticos producidos en el proceso de absorción fotoeléctrica de cada uno de ellos, se distribuyen en un pico estrecho, centrado en un valor que, tras la calibración, hacemos corresponder al valor $h\nu$.

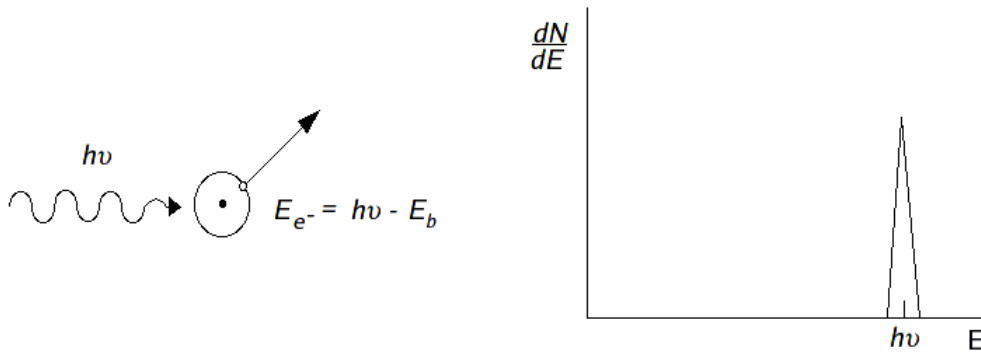


Figura 1.2: *Proceso fotoeléctrico (izquierda). Pico de absorción fotoeléctrica (derecha) [2].*

Dispersión Compton

Esta interacción se produce cuando el fotón interactúa con un electrón atómico, con un electrón libre o con otra partícula cargada, y le transfiere parte de su energía. Esta interacción, al contrario que en el caso anterior, es más probable con los electrones menos ligados y como resultado, tenemos un fotón dispersado con energía $E_{\gamma'} = h\nu'$ y un electrón Compton con energía E_{e^-} (figura 1.3 - *izquierda*) que depende del ángulo entre la dirección del fotón original y el fotón dispersado. Aplicando el principio de conservación de momento y energía a este tipo de reacciones, se deduce:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_0c^2} (1 - \cos\theta)} \quad (1.2)$$

donde m_0c^2 es energía en reposo del electrón ($0,511 MeV$).

La energía cinética del electrón de retroceso, despreciando su energía de ligadura, es:

$$E_{e^-} = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \quad (1.3)$$

Se pueden identificar dos casos extremos:

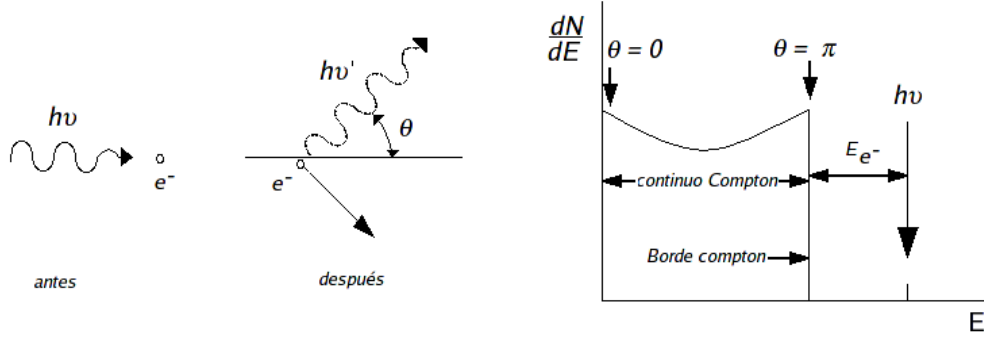


Figura 1.3: *Dispersión Compton (izquierda). Distribución de la energía del electrón de retroceso Compton (derecha) [2].*

- Cuando el fotón es apenas dispersado ($\theta = 0$), las ecuaciones 1.2 y 1.3 predicen que $E_\gamma \cong E_{\gamma'}$ y que $E_{e^-} \cong 0$. En este extremo, el electrón de retroceso Compton tiene muy poca energía y el fotón dispersado tiene, aproximadamente, la misma energía que el fotón incidente.
- Cuando la colisión es *frontal*, el fotón incidente es retrodispersado y el electrón de retroceso es dispersado en la dirección del fotón original. Este límite cinemático representa la máxima energía que puede ser transferida al electrón en una interacción Compton. De las ecuaciones 1.2 y 1.3 se obtiene que:

$$E_{\gamma'} |_{\theta=\pi} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0c^2}} \quad (1.4)$$

$$E_{e^-} |_{\theta=\pi} = E_\gamma \left(\frac{\frac{2E_\gamma}{m_0c^2}}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0c^2}} \right) \quad (1.5)$$

En circunstancias normales, todos los ángulos de dispersión son posibles y, por lo tanto, puede ser transferido todo un continuo de energías al electrón, desde cero hasta el máximo predicho por la ecuación 1.5. La figura 1.3 (*derecha*) muestra la forma de la distribución de energías del electrón para una energía específica del fotón incidente.

La diferencia entre la máxima energía del electrón de retroceso Compton y la energía del fotón incidente está dada por:

$$E_C = h\nu - E_{e^-} |_{\theta=\pi} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{m_0c^2}} \quad (1.6)$$

Cuando $E_\gamma \gg \frac{m_0c^2}{2}$, esta diferencia de energía tiende a un valor constante dado por:

$$E_C \cong \frac{m_0c^2}{2} (= 256 \text{ keV}) \quad (1.7)$$

En el análisis precedente se supone que los electrones involucrados en la dispersión Compton están no ligados o libres. El efecto de que los electrones estén ligados se aprecia cuando la energía de los fotones incidentes es baja y se puede observar en los extremos del continuo Compton, que presenta un perfil más suave que el del continuo Compton teórico que se muestra en la figura 1.3 (*derecha*). Estos efectos son generalmente enmascarados por la resolución finita de los detectores, pero se pueden ver en los espectros de detectores con una resolución alta. La ecuación 1.2 predice una energía única para un fotón que, procedente de una fuente monoenergética, es dispersado a un ángulo fijo, si bien la dispersión de la cantidad de movimiento de los electrones orbitales hace que dicha energía tenga también una dispersión (dispersión por efecto Doppler). Debido a que la dispersión en momento de dichos electrones es pequeña, los fotones dispersados tienen una distribución en energía muy estrecha.

Producción de pares

Este efecto se refiere a la aniquilación de un fotón, creándose un electrón y un positrón. Debido a que se requiere una energía $2m_0c^2$ para crear un par electrón-positrón, la energía del fotón incidente debe tener una energía superior a $1,02 \text{ MeV}$, de forma que el exceso de energía aparece en forma de energía cinética compartida por el par electrón-positrón:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2 \quad (1.8)$$

El electrón y el positrón tienen la misma masa y cargas opuestas, de forma que sus energías cinéticas son iguales, así como sus cantidades de movimiento, y sus componentes transversales a la dirección incidente del fotón tienen que ser también iguales y de sentido contrario.

Como la cantidad de movimiento del fotón incidente no puede ser absorbida por el par electrón-positrón, este efecto no puede producirse en el vacío, pero si, en el campo de un núcleo, que recibe la mayor parte de la cantidad de movimiento y una muy pequeña cantidad de energía cinética, debido a que su masa es mucho mayor comparada con la del par creado.

Para energías de unos pocos MeV , el electrón y el positrón viajan unos milímetros antes de perder toda su energía cinética. La distribución estadística de la energía suma de los fotones ópticos creados por el fotón incidente es, nuevamente, una función estrecha, pero ahora $2m_0c^2$ por debajo de la energía del fotón incidente, como se ilustra en la figura 1.4. En nuestro modelo simple, esta cantidad de energía

es depositada dentro del detector cada vez que ocurre una interacción de producción de pares.

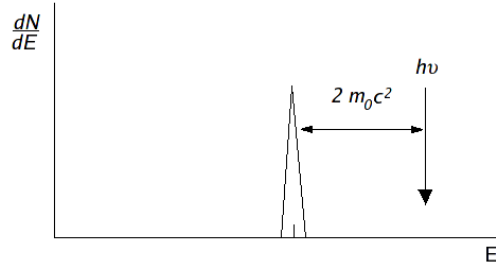


Figura 1.4: *Distribución de energías en el proceso producción de pares [2].*

El proceso de detección de la energía del rayo gamma inicial es complicado porque el positrón no es una partícula estable. Inicialmente, pierde energía por ionización del medio, pero, una vez que su energía se vuelve pequeña, se aniquila, al recombinarse con un electrón del medio absorbente. En este punto, ambas partículas desaparecen y en su lugar aparecen dos fotones de recombinación (aniquilación del par electrón-positrón) con una energía de 511 keV cada uno que, por conservación de la cantidad de movimiento, han de emitirse en sentidos opuestos. El tiempo que se requiere para que el positrón creado se aniquile es tan pequeño, que los fotones de aniquilación aparecen virtualmente en coincidencia con la producción de los pares originales.

La sección eficaz de creación de pares aumenta con la energía del rayo gamma inicial, desde el umbral de $1,02 \text{ MeV}$ hasta unos 10 MeV y, en función del número atómico de los núcleos del medio y la energía depositada, depende de la probabilidad de escape de los fotones de recombinación, fuera del volumen del medio centellador.

Coefficientes de atenuación

Cuando un haz de fotones monoenergético es colimado y llega al detector después de haber pasado por un medio absorbente de espesor t , sufre una atenuación exponencial de su intensidad. Cada uno de los procesos en el medio que eliminan fotones del haz antes de llegar al detector, son caracterizados por una determinada probabilidad de ocurrencia por unidad de longitud y la suma de dichas probabilidades, μ (*coeficiente de atenuación lineal*), es la probabilidad por unidad de longitud de perder un fotón del haz.

La probabilidad de ocurrencia de las distintas interacciones depende del número atómico de los componentes del medio de interacción. El número de fotones transmitidos, I , está dado en función del número de fotones que serían transmitidos sin el material absorbente, I_0 , por la siguiente expresión:

$$I(E) = I_0(E)e^{-\mu(E)t} \quad (1.9)$$

Los fotones también pueden ser caracterizados por su *recorrido libre medio* λ , definido como la distancia promedio que recorren los fotones antes de sufrir una interacción. Su valor puede ser obtenido de la expresión:

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} \quad (1.10)$$

y vemos que es, simplemente, el inverso del coeficiente de atenuación lineal. El rango típico de valores de λ en sólidos, va desde unos pocos *mm* hasta varias decenas de *cm*, para energías de fotones de unos pocos *MeV*.

En los detectores de espectroscopía gamma, tanto los fotones dispersados como los de la recombinación de los pares producidos, si no se escapan del volumen centellador, terminan en absorción fotoeléctrica. La sección eficaz para la absorción fotoeléctrica, varía aproximadamente con Z^{4-5} , por lo que se utilizan materiales de alto número atómico.

1.2. Principios de centelleo

Como hemos visto, 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.

Hay dos clases principales de centelladores: orgánicos e inorgánicos, que se diferencian por los procesos que ocurren en cada uno de ellos para producir pulsos de luz.

Centelleadores inorgánicos

Los centelleadores inorgánicos son compuestos sólidos en los que la *luminiscencia* es fundamentalmente una propiedad de la red cristalina. Depende de los átomos componentes del cristal entre los que puede haber átomos *dopantes*² que pueden ser introducidos en cantidades controladas. Los cristales centelladores son aislantes o semiconductores, y tienen, por tanto, una banda de energía prohibida de unos pocos eV entre la banda de valencia y la banda de conducción. (figura 1.5)

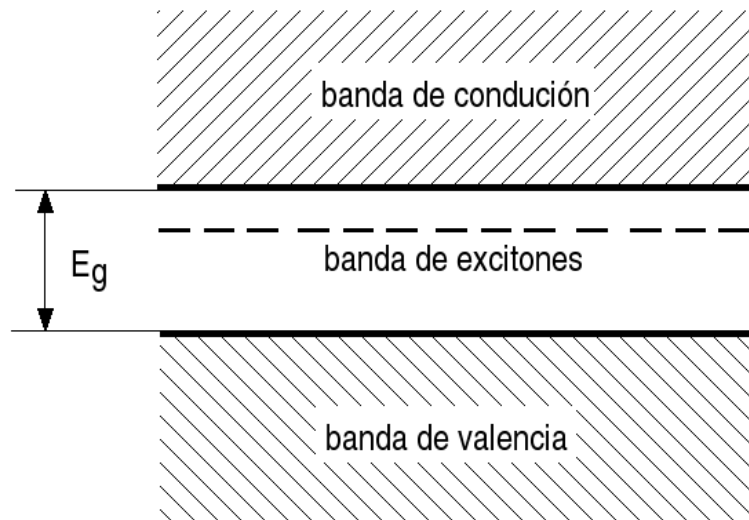


Figura 1.5: Diagrama de banda de energía en un cristal centellador inorgánico [1].

La radiación ionizante puede transferir a los electrones de la banda de valencia la suficiente energía para que alcancen la banda de conducción, dejando deficiencias de carga en la banda de valencia denominadas *huecos*. Cuando esto ocurre, el cristal está ionizado y es fotoconductor³. Si la energía comunicada al electrón no

²Son átomos próximos en la tabla periódica a los átomos del cristal que crean niveles de energía discretos en la banda de energía prohibida.

³Su conductividad aumenta cuando absorbe radiación electromagnética

es suficiente para alcanzar la banda de conducción, este puede permanecer ligado a un hueco en un nivel de energía por debajo de la banda de conducción. Este par electrón-hueco es llamado *excitón*.

Esta descripción se aplica sólo a cristales perfectos. Las imperfecciones en el cristal debidas a las *impurezas*⁴ o dislocaciones de la red crean niveles de energía adicionales en la banda de energía prohibida dentro de los cuales se pueden mover los excitones o los electrones de la banda de conducción (figura 1.6).

Estos niveles corresponden a centros de activación de tres tipos:

- **Centros de luminiscencia:** en el cual la recombinación de un par electrón-hueco lleva al núcleo a un estado excitado, desde el que regresa al estado fundamental a través de la emisión de un fotón óptico en un proceso llamado *fluorescencia*.

- **Centros de Atenuación:** son como los centros de luminiscencia excepto que la energía de excitación es disipada en forma de calor a través de *fonones*⁵, en lugar de luz.

- **Trampas:** son niveles metaestables en los cuales, electrones, huecos o excitones pueden permanecer mucho tiempo antes de adquirir la suficiente energía térmica para volver a las bandas de conducción o de valencia o para ir a un centro de luminiscencia o atenuación. Cuando van a un centro de luminiscencia, se produce una emisión retardada llamada *fosforescencia*.

⁴Átomos no deseados que están incorporados al cristal

⁵Cuantización de las vibraciones de la red cristalina

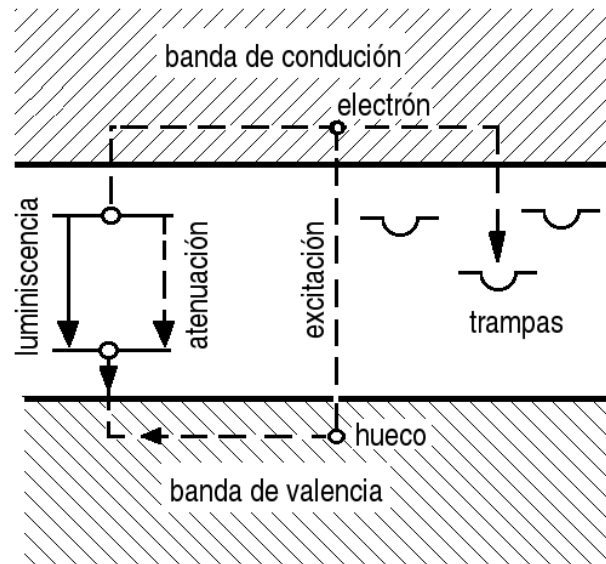


Figura 1.6: Niveles discretos dentro de la banda prohibida causada por las impurezas del cristal [1].

Mecanismos en los centelladores inorgánicos

Los mecanismos que ocurren en los centelladores inorgánicos se pueden describir en tres etapas sucesivas.

- **Primera etapa:** ($10^{-15} - 10^{-13} s$) la ionización genera un hueco en una de las capas electrónicas y produce un electrón primario con energía $h\nu - E_b$, seguido de alguno de los siguientes procesos: una transición radiativa en la que se emiten rayos X secundarios, una transición no radiativa en la que se producen electrones Auger o una dispersión inelástica electrón-electrón, en la que un átomo queda en un estado excitado.
- **Segunda etapa:** ($10^{-12} - 10^{-11} s$) cuando la energía del electrón se hace menor que el umbral de ionización E_b , los electrones y los huecos producidos llegan al equilibrio térmico a través de transiciones entre bandas y de la relajación electrón-fonón. Los portadores de carga pueden permanecer como estados mezclados en una banda en el caso de semiconductores, ser atrapados por la red cristalina, o formar excitones libres o ligados a las impurezas.
- **En una tercera etapa:** ($> 10^{-9} s$) las especies luminiscentes excitadas regresan al estado fundamental a través de procesos de atenuación no radiativos o emitiendo un fotón. El proceso radiativo puede durar un tiempo del orden del ns para la recombinación electrón-hueco, emisión de un excitón libre o ligado, o puede durar varios minutos en el caso de procesos altamente prohibidos. [9]

La luminiscencia puede ser intrínseca al material e involucrar recombinación electrón-hueco, emisión de excitones libres y ligados o deberse a excitones atrapados en defectos, o ser extrínseca asociada a impurezas o defectos y a los iones dopantes.

Centelleadores orgánicos

La luminiscencia en los centelleadores orgánicos es un fenómeno molecular que puede ocurrir en fase sólida, líquida o gaseosa.

Los componentes orgánicos forman cristales moleculares en los cuales la luminiscencia está asociada a transiciones entre los diferentes niveles de energía del sistema de electrones: los niveles del estado singlete S_0, S_1, \dots, S_n ; y los niveles del estado triplete T_0, T_1, \dots, T_n . (figura 1.7)

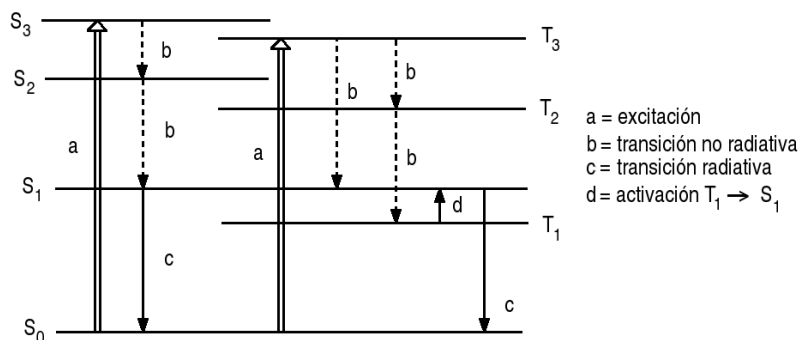


Figura 1.7: En componentes orgánicos, la luminiscencia está asociada con transiciones entre diferentes niveles de energía (estados singletes y tripletes) [1].

En el estado fundamental, los electrones están en el nivel S_0 . La radiación incidente puede, o bien, excitar una molécula, llevando su sistema de electrones π a un nivel singlete más alto S_n , o bien, ionizarla, generando un electrón libre y un ion positivo. La rápida recombinación del electrón y el ion produce una molécula excitada en un nivel triplete T_n o menos probablemente un nivel singlete S_n .

El fenómeno de conversión interna no radiativo lleva los niveles excitados a los niveles triplete o singlete más bajos, T_1 o S_1 . Éste fenómeno ocurre en un tiempo de $10 - 100$ ps. El estado excitado S_1 , que dura alrededor de 1 ns, puede regresar al estado fundamental S_0 a través de una relajación térmica (inhibición) o a través de la emisión de un fotón. Esto último es un fenómeno de *fluorescencia*.

El estado excitado T_1 dura mucho más y, en este caso, la molécula puede regresar a su estado fundamental a través de dos caminos:

- Un retorno directo desde T_1 a S_0 con la emisión de un fotón (*fosforescencia*). La emisión se produce a una longitud de onda más larga que la fluorescencia y la desexcitación exponencial dura también más, llegando a alcanzar tiempos del orden del milisegundo.
- Alternativamente, la interacción entre dos moléculas en estados tripletes excitados, puede llevar a una de ellas desde un estado T_1 a un estado S_1 , desde el cual puede regresar al estado fundamental a través de la relajación térmica o la emisión de un fotón. En este caso, la emisión ocurre a la misma longitud de onda que la fluorescencia pero la desexcitación no es exponencial.

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.

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 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.

1.3. Respuesta en función del tamaño

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 (*fototelectrón, 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 1.8.

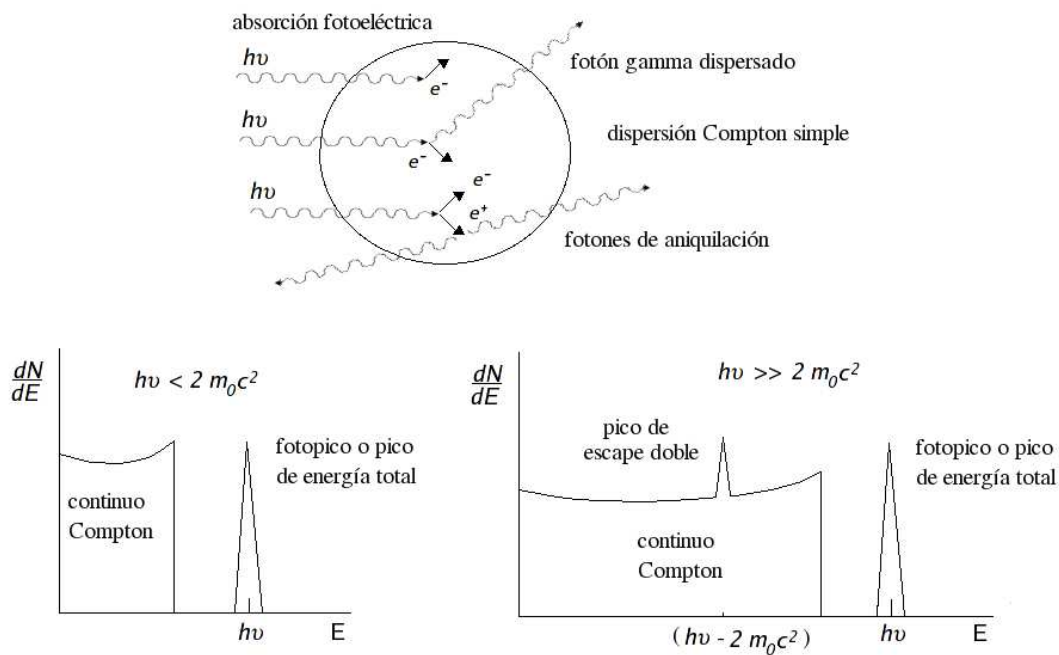


Figura 1.8: *Detector considerado pequeño en espectroscopía gamma. Los procesos de absorción fotoeléctrica y dispersión Compton dan la forma al espectro de bajas energías (izquierda). A energías más altas, el proceso de producción de pares añade el pico de doble escape como se muestra en el espectro de la derecha [2].*

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*⁶ asociado a la producción de pares a una energía de $2m_0c^2$ ($\sim 1,02 MeV$) por debajo del fotopico.

Detectores muy grandes

Se considera que las dimensiones del cristal son suficientemente grandes, cuando los fotones dispersados Compton y los fotones de aniquilación interactúen dentro del volumen activo del detector y nada escapa de su superficie. Para energías de fotones de unos pocos MeV , esta condición se traduce en dimensiones del orden de decenas de centímetros.

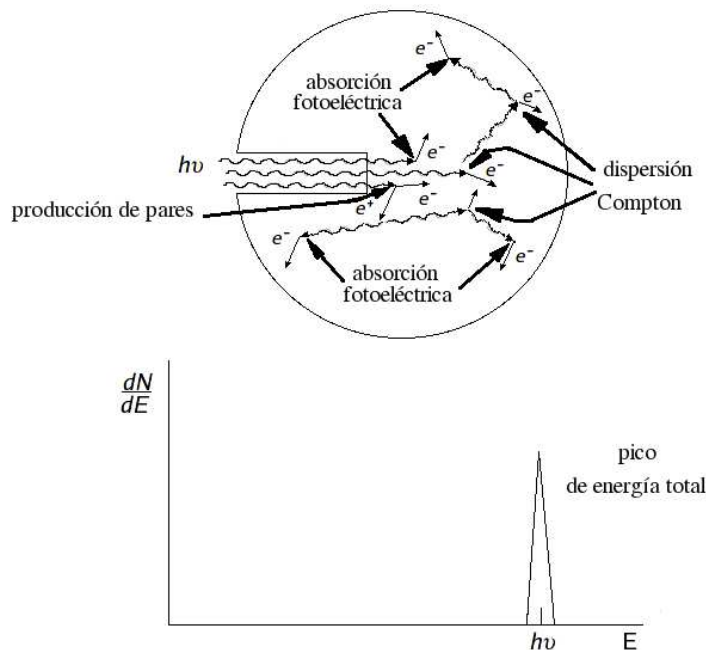


Figura 1.9: Todos los fotones, sin importar lo complejo que sea su modo de interacción, depositan toda su energía en el detector [2].

⁶El término de escape doble es debido a que los dos fotones de la aniquilación escapan del detector sin dejar información adicional.

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 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 1.9) llamado *pico de energía total*⁷ ya que representa toda la historia en la cual, la energía del fotón original es totalmente convertida en energía cinética de los electrones.

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 1.10 presenta algunos de los posibles procesos que tienen lugar en detectores de tamaño intermedio.

⁷Debido a que involucra más procesos no se le puede llamar fotopico.

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 fotofracción⁸ 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.

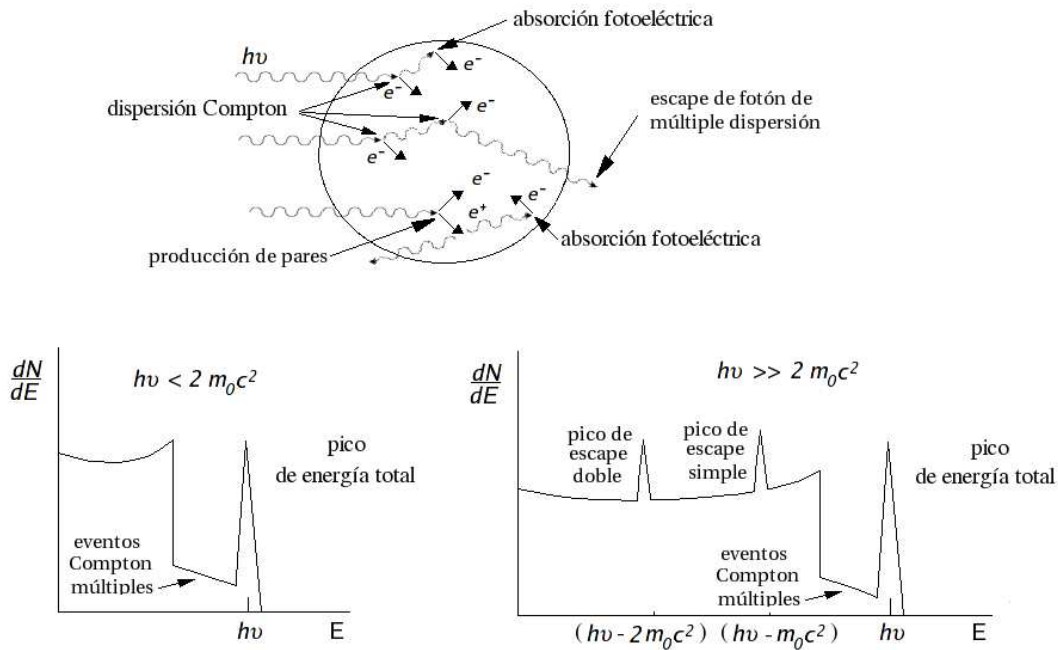


Figura 1.10: *Detector intermedio en espectroscopía gamma. Entre el continuo debido a la dispersión Compton simple y el pico de energía total aparece la influencia de una dispersión Compton múltiple seguido del escape de un fotón. A la derecha vemos además el pico de escape simple, que corresponde a la producción de pares en la que uno de los fotones producidos deja el detector [2].*

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 1.2 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

⁸En este caso, es una medida directa de la probabilidad de que un fotón sufra cualquier interacción y deje toda su energía dentro del cristal.

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.

1.4. Resolución en energía

La espectroscopía gamma mediante cristales de centelleo se fundamenta en que la luz producida por un cristal centellador 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 1.11 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 figura 1.11 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.

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 hayando la relación entre el número de canales a la semialtura del pico, que se denomina FWHM (*full width at half maximum*)⁹ 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 1.12).

⁹Ancho a la semialtura

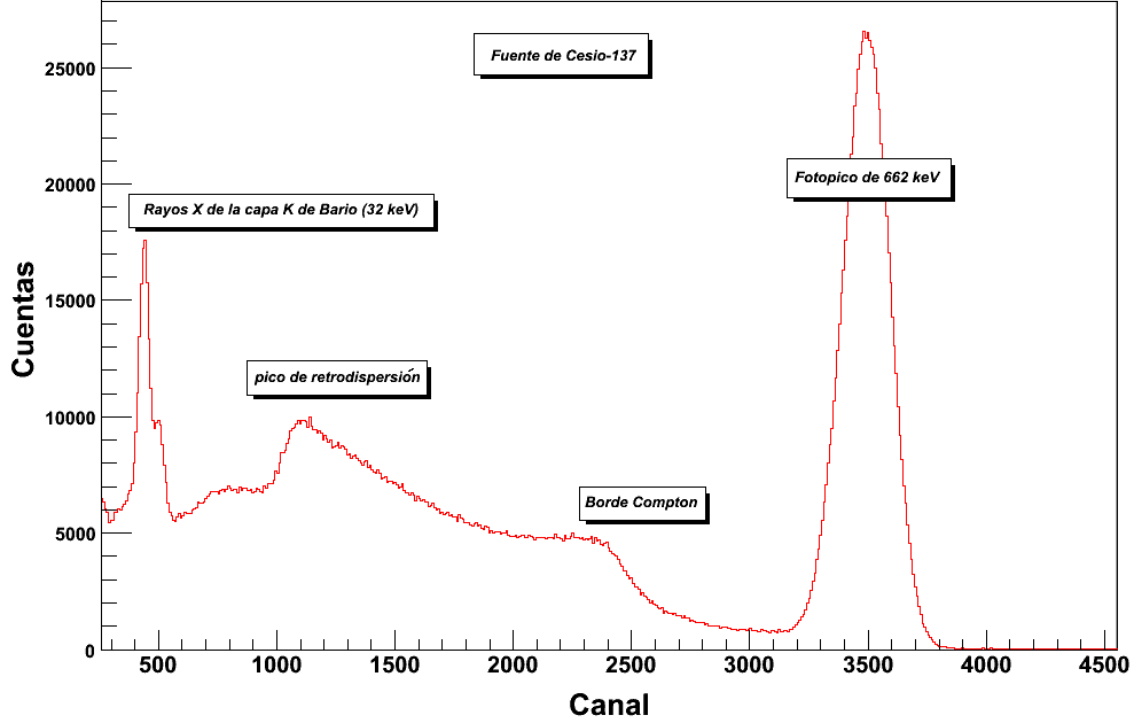


Figura 1.11: Espectro típico para fotones de 662 keV emitidos por una fuente de ^{137}Cs (662 keV) en un cristal de NaI(Tl)

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 fotomultiplicadores, la resolución en energía está influenciada por tres parámetros:

$$R^2 = R_{cent,intrins}^2 + R_{estad,N}^2 + R_{PMT,cent}^2 \quad (1.11)$$

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 energía de la radiación incidente y de las dimensiones del cristal, ya que, como se ha visto anteriormente, la probabilidad de absorción por múltiples interacciones aumenta con el tamaño.

El segundo término tiene en cuenta la fluctuación estadística del número de fotoelectrones primarios, N , creados en el fotocátodo, así como del proceso de multiplicación en los dinodos.

1.4. Resolución en energía

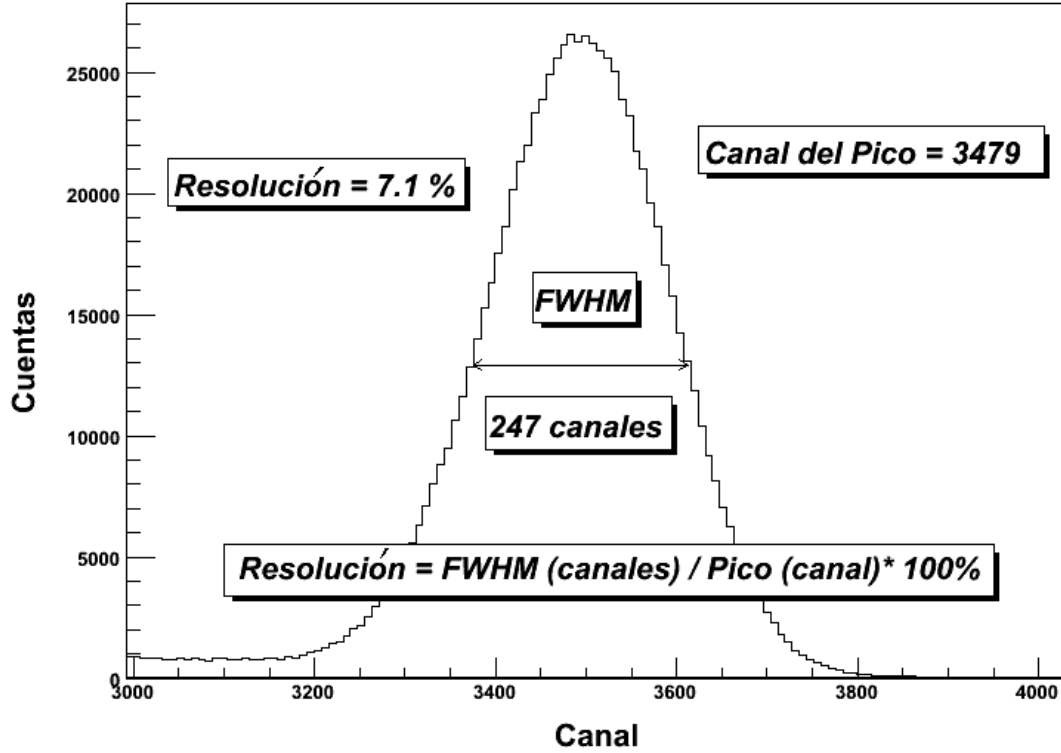


Figura 1.12: Resolución en energía de un fotón de 662 keV absorbido por un cristal de NaI(Tl).

$$(R)_{estad,N}^2 = 2.36 \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \sqrt{(1 + \epsilon)} \quad (1.12)$$

Donde N es el número de fotoelectrones y ϵ es la variación de la ganancia del multiplicador (0.1-0.2 para fotomultiplicadores actuales) [11]. Esta contribución, como se puede ver en la ecuación anterior, es inversamente proporcional a la raíz cuadrada de la energía de la radiación incidente y por debajo de 100 keV es el término dominante.

El tercer término representa la fluctuación de la eficiencia en la colección de luz en el centellador y en las inhomogeneidades del fotocátodo y de los dinodos. Este término es independiente de la energía. La eficiencia en la colección de luz está limitada por la geometría del cristal y contribuye a las fluctuaciones estadísticas, al reducir la cantidad de luz que incide en el fotocátodo.

Capítulo 2

El fotomultiplicador

Los dispositivos más usuales de detección de la luz de centelleo son fotodiodos y fotomultiplicadores. En estos últimos nos vamos a centrar en este capítulo.

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.

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 [6],[7].

La eficiencia de conversión de luz del cátodo de los fotomultiplicadores depende de la longitud de onda y es como máximo del 35 %. Como se describe más adelante, 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 .

Hoy en día, los tubos fotomultiplicadores siguen siendo utilizados como dispositivos de detección de luz, cuando se requieren:

- Alta ganancia (por encima de 10^6) y bajo ruido.
- Respuesta ultra rápida.
- Áreas sensibles de gran tamaño (hasta 1500 *cm*²) [7].

Estas características hacen del fotomultiplicador un producto muy utilizado para detectar luz en un amplio espectro de longitudes de onda. En los últimos años, los fotomultiplicadores han sido mejorados para competir con detectores de estado sólido como fotodiodos y fotodiodos de avalancha que, en general, se utilizan cuando la producción de luz es alta o cuando solo se pueden utilizar áreas sensibles pequeñas.

Este trabajo se centra en la utilización de fotomultiplicadores como dispositivos de detección de luz acoplados a cristales centelladores de CsI(Tl) y, por tanto, se hace una descripción detallada de ellos.

2.1. Principios de operación del fotomultiplicador

Un tubo fotomultiplicador convierte luz en corriente eléctrica que se produce por dos fenómenos principales: el efecto termoiónico y el efecto fotoeléctrico.

Efecto termoiónico: es el flujo de electrones desde un metal o superficie oxidada, causado por la energía de vibración térmica. Esta energía proviene de las fuerzas electrostáticas que mantienen unidos los electrones a la superficie.

Efecto fotoeléctrico: consiste en la aparición de una corriente eléctrica en ciertos materiales cuando estos se ven iluminados por radiación electromagnética.

El efecto fotoeléctrico tiene un umbral cuántico, ya que cada uno de los fotones absorbidos tiene que tener una energía superior a la energía de trabajo del cátodo, es decir, solo si el fotón tiene mayor energía que la que une al electrón con el cátodo, puede este ser extraído del material.

En un tubo fotomultiplicador, el rendimiento fotoeléctrico debe ser muy superior al termoiónico para obtener un buen rendimiento en un determinado rango de longitudes de onda. Un tubo fotomultiplicador (figura 2.1) se compone generalmente de:

- Una ventana por la que entra la luz procedente del cristal centellador.
- Un fotocátodo semitransparente, hecho de una fina capa de *material fotoeléctrico*¹.
- Un sistema de focalización formado por uno o más electrodos que aceleran y

¹Material que emite electrones cuando absorbe fotones del rango ultravioleta, visible o infrarrojo dependiendo del tipo de fotocátodo

2.1. Principios de operación del fotomultiplicador

focalizan los fotoelectrones emitidos por el fotocátodo hacia el primer *dinodo*² del tubo.

- Un sistema multiplicador consistente en varios dinodos en los que se produce la amplificación de la señal.
- Un ánodo que recoge la avalancha de electrones y genera la señal de salida.

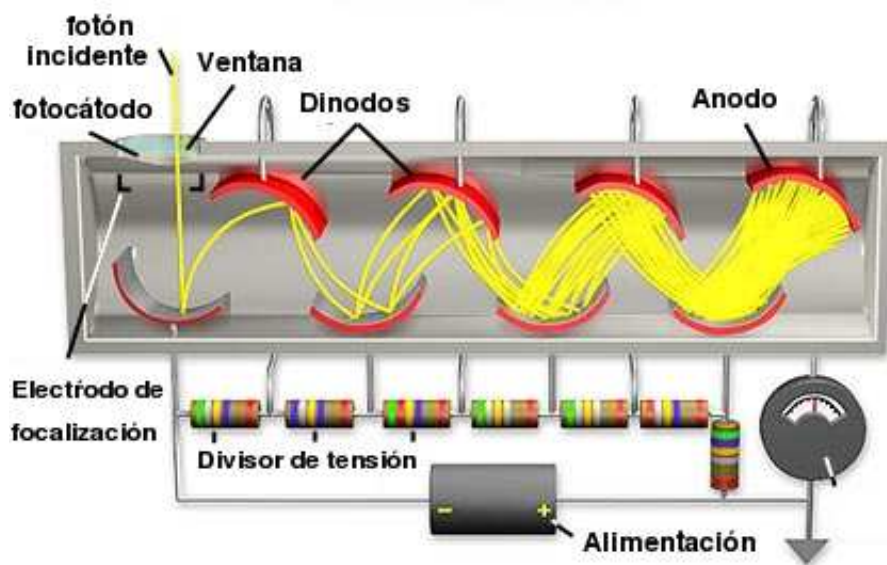


Figura 2.1: Componentes principales de un tubo fotomultiplicador. [8]

El fotocátodo

Un fotocátodo es un dispositivo sensible a la luz formado por una capa de una sustancia metálica sobre una base de cuarzo o vidrio y que descarga electrones cuando se expone a cierto nivel de luminosidad. La mayoría de los materiales utilizados como fotocátodos están hechos de compuestos alcalinos. Los más comunes son:

- **Bialkali ($SbKCs$):** combina bien con fuentes de luz azul ($\lambda \sim 400 \text{ nm}$).
- **Bialkali extendido al verde ($GEBA$):** más sensible que el bialkali estándar en la región del verde ($\lambda \sim 440 \text{ nm}$).
- **Bialkali de alta temperatura ($SbNa2K$):** menos sensibles que otros cátodos bialkali. Utilizados para usos prolongados por encima de $60 \text{ }^\circ\text{C}$.

²Electrodo hecho de Níquel, Acero o aleación de Cobre-Berilio recubierto de material fotoeléctrico

- **Multialkali (*SbNa2KCs*):** más sensibles que los tipos bialkali en el rango de longitudes de onda entre 600 – 850 *nm* pero con mayor ruido.
- **Multialkali extendido al rojo (*ERMA*):** es un cátodo más grueso que un cátodo multialkali cuya respuesta espectral se extiende hasta longitudes de onda de 900 *nm*.

La respuesta de un fotomultiplicador a la luz es cuantificada a través de la sensibilidad de su fotocátodo. Esta sensibilidad se puede expresar de varias maneras: *Eficiencia Cuántica*, *Eficiencia Cuántica Integral*, *Sensibilidad Espectral del fotocátodo*, *Sensibilidad Lumínica*, *Sensibilidad Lumínica Filtrada*:

Eficiencia cuántica (%)

La *eficiencia cuántica* (QE) se define como la relación que hay entre el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo, N_e , y el número de fotones incidentes, N_f [2], generalmente expresada en porcentaje. La *eficiencia cuántica* depende de la longitud de onda de la luz emitida, como se verá más adelante, y está por debajo del 35 % para fotomultiplicadores.

$$QE = \frac{N_e}{N_f} \cdot 100 \% \quad (2.1)$$

Sensibilidad espectral del fotocátodo (mA/W)

La *sensibilidad espectral del fotocátodo* (SE) es una función que nos da la corriente producida en el fotocátodo como respuesta a la luz incidente, a una determinada longitud de onda. Este parámetro se utiliza porque es más fácil medir una corriente que contar el número de fotones incidentes y el número de fotoelectrones emitidos por el fotocátodo. Esta sensibilidad está expresada en [mA/W] y está relacionada con la eficiencia cuántica por la expresión 2.2 (ver Apéndice B)

$$QE (\%) = \frac{124}{\lambda (nm)} SE (mA/W) \quad (2.2)$$

donde QE es la eficiencia cuántica, λ es la longitud de onda de la luz incidente y SE es la sensibilidad espectral.

Sensibilidad lumínica del fotocátodo ($\mu A/lm$)

Medir la sensibilidad espectral del fotocátodo o la eficiencia cuántica de cada fotomultiplicador requiere pruebas complicadas y difíciles de llevar a cabo para un número muy grande de tubos. Por lo general los fotomultiplicadores comerciales sólo

indican que superan un mínimo de sensibilidad establecido por los fabricantes, de acuerdo con técnicas utilizadas en óptica, donde el *flujo luminoso*³, con su distribución espectral, vienen dadas por una fuente de luz con un filamento de tungsteno a la *temperatura de color*⁴ de 2856 K. La definición de lumen está directamente relacionada con algunos parámetros físicos, como las dimensiones del filamento de tungsteno, la emisividad del tungsteno, la temperatura de color, etc.

En estas condiciones, la *sensibilidad lumínica del fotocátodo* relaciona la corriente del fotocátodo con el flujo incidente desde una fuente con un filamento de tungsteno a la temperatura de color de 2856 K. Usualmente se expresa en $\mu A/lm$.

La sensibilidad lumínica así encontrada, es la integral del producto entre la sensibilidad espectral del fotocátodo (SE) y el espectro de radiación (ER) de la fuente de luz.

$$SL = \int SE(\lambda) ER(\lambda) d\lambda \quad (2.3)$$

Por lo tanto, altos valores de sensibilidad lumínica se corresponden con respuestas espectrales extendidas al verde ya que el espectro de la fuente de tungsteno, tiene una emisividad mayor en la región verde—amarillo del espectro ($\lambda > 440 \text{ nm}$) que en la región azul ($\lambda \sim 400 \text{ nm}$) (figura 2.2).

Sensibilidad lumínica filtrada ($\mu A/lmF$)

La *sensibilidad lumínica filtrada* se mide con la misma fuente del luz que la sensibilidad lumínica, pero con un filtro de color entre la fuente y el fotomultiplicador para producir un espectro de emisión más adecuado a la respuesta del ojo humano. El filtro que se utiliza habitualmente es el Corning CS 5 – 58 que se adapta mejor a la emisión del NaI(Tl), que es el centellador comúnmente empleado como referente. La corriente del fotocátodo correspondiente a un flujo incidente de 1 *lm* en este filtro es llamada *sensibilidad azul* (SA) del cátodo o *sensibilidad CB del cátodo* (CB de Corning Blue) y es expresada en $\mu A/lmF$ (F por filtrada).

La *sensibilidad azul* y la sensibilidad espectral (SE) a 400 *nm* están empíricamente relacionadas para un fotocátodo estándar bialkali por la siguiente expresión:

$$SE [mA/W](400 \text{ nm}) \approx 8SA [\mu A/lmF] \quad (2.4)$$

³Se define el flujo luminoso como la potencia emitida en forma de radiación luminosa a la que el ojo humano es sensible. Su unidad es el lumen (lm). La relación entre vatios y lúmenes se llama equivalente luminoso de la energía y tiene el valor: 1 vatio-luz a 555 nm = 683 lm [6]

⁴Temperatura de color es la temperatura que tendría un cuerpo negro que presentara dicho color

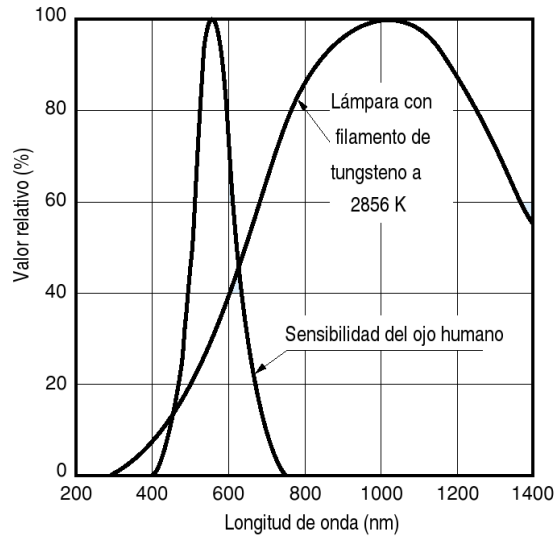


Figura 2.2: Respuesta espectral típica del ojo humano y de una lámpara de Tungsteno a 2856 K [4]

Eficiencia cuántica integral (%)

La *eficiencia cuántica integral* (IQE) es el parámetro que normalmente se utiliza para expresar la sensibilidad del cátodo en aplicaciones físicas que utilizan centelladores que emiten en la región del verde o que utilizan desplazadores de longitud de onda con una banda de emisión bien definida.

La eficiencia cuántica integral se define como la integral del producto entre la sensibilidad espectral del cátodo característico y el espectro de emisión de luz del centellador y se expresa en porcentaje.

$$IQE = \left(\int SE(\lambda) RE(\lambda) d\lambda \right) \cdot 100\% \quad (2.5)$$

La IQE está relacionada con la sensibilidad lumínica del fotocátodo obtenida en las pruebas de todos los tubos GEBA, multialkali y ERMA. Si el espectro de emisión de luz es conocido, la IQE puede ser aproximada por la respuesta del fotocátodo de un fotomultiplicador típico y el espectro de emisión de luz de una fuente estándar utilizada para la medida de la sensibilidad lumínica.

La ventana

La ventana de un fotomultiplicador es un cristal por el cual entra la luz procedente de un centellador.

Los materiales más comunes utilizados como ventana son:

- **vidrio lima:** también denominado cristal ligero.
- **borosilicato:** también denominado cristal duro.
- **borosilicato UV:** cuya curva de transmisión está extendida hacia el ultravioleta con respecto al borosilicato.
- **sílice fundido:** transparente a la radiación ultravioleta.

La elección de una ventana adecuada puede ser crítica para algunas aplicaciones como se puede ver en la tabla 2.1 y en la figura 2.3

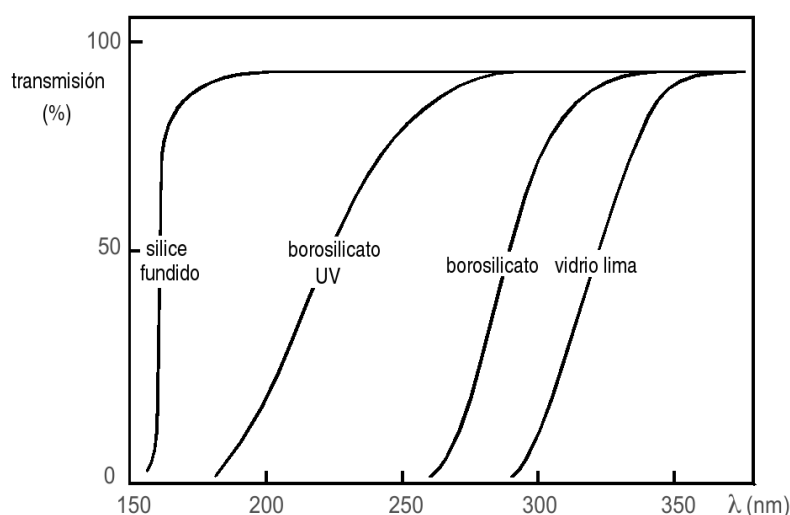


Figura 2.3: Transmisión en función de la longitud de onda para varias ventanas. [3]

ventana	longitud de onda de corte (nm) ^a	índice de refracción (a 400 nm)
vidrio lima	300	1.54
borosilicato	270	1.50
borosilicato UV	190	1.49
sílice fundido	160	1.47

Tabla 2.1: Características de los materiales de ventana más utilizados.

^aLa longitud de onda de corte es definida como la longitud de onda a la cual la transmisión es menor del 10%

2.2. Respuesta espectral

La sensibilidad espectral característica es una curva que muestra como la sensibilidad espectral varía con la longitud de onda (ver figura 2.4). La respuesta espectral

2. El fotomultiplicador

está determinada por el tipo de fotocátodo y su espesor para longitudes de onda más largas (*umbral de fotoemisión*), y por el tipo de ventana para longitudes de onda más cortas.

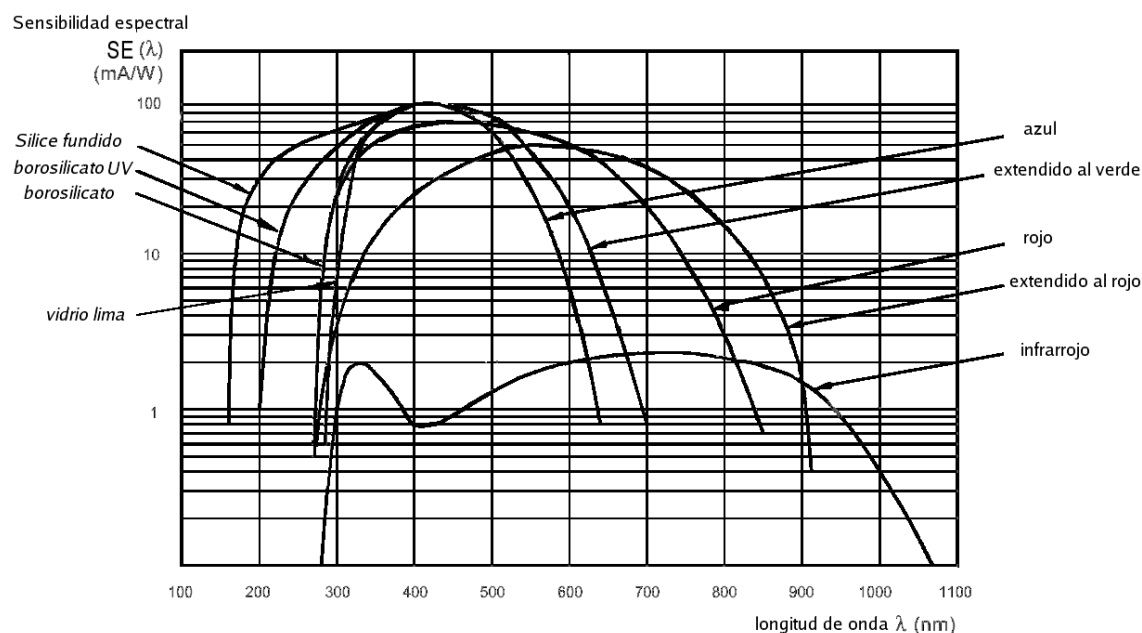


Figura 2.4: Sensibilidad espectral típica de fotocátodos estándar con sus correspondientes ventanas. [3]

2.3. Eficiencia en la colección de fotones

La *eficiencia de colección de fotones* (ε) es la relación entre los fotones que son emitidos por el cristal centellador y los fotones que llegan al fotocátodo.

La eficiencia de colección de fotones es un parámetro difícil de medir y para el cual no existen métodos estándares definidos. Este varía considerablemente entre los diferentes tipos de fotomultiplicadores, reflejando la variedad de sistemas diseñados para la focalización de los electrones.

Los *tubos muy rápidos* están optimizados para la colección de los fotoelectrones provenientes de la superficie del fotocátodo que llegan simultáneamente al primer dinodo a expensas de reducir la eficiencia de colección de los fotoelectrones. Esto requiere diseños complejos del sistema de focalización de los electrones con varios electrodos cuyos potenciales son críticos, incluso entre tubos del mismo tipo.

2.3. Eficiencia en la colección de fotones

Los *tubos rápidos* ofrecen un compromiso, favoreciendo el tiempo de llegada de los fotoelectrones y manteniendo una eficiencia de colección aceptable. Estos tubos tienen un primer dinodo de gran tamaño y un sistema de focalización de electrones más simple que los tubos muy rápidos. Cuando se necesita una buena respuesta temporal, se utilizan ventanas de entrada plano-cóncavas⁵, para minimizar la diferencia de camino geométrico entre la superficie del fotocátodo y el primer dinodo.

Aún más simple es el sistema de focalización en los *tubos de propósito general* (figura 2.5) que proveen la mejor eficiencia de colección sin tener en cuenta la respuesta temporal. Por este motivo, estos tubos tienen ventana de entrada en la que tanto la superficie exterior de la ventana, como la interior, son planas.

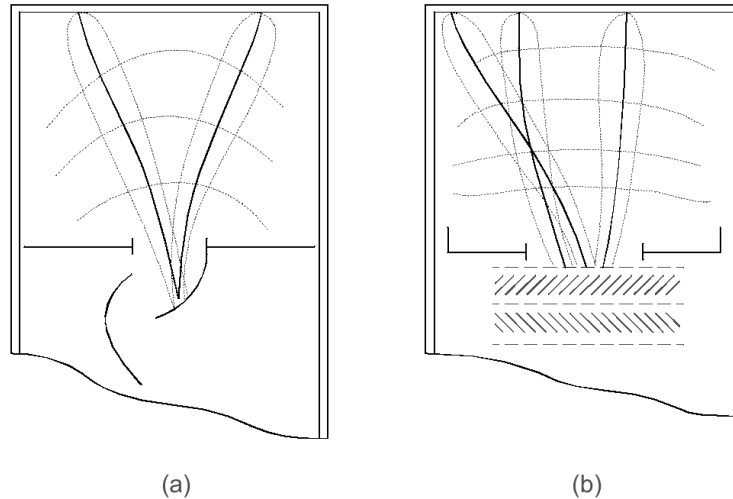


Figura 2.5: *Sistema de focalización de un fotomultiplicador con diferentes dinodos mostrando las líneas equipotenciales (líneas a trazos) y las trayectorias de los electrones (líneas continuas).*

En el caso de los *tubos optimizados para resolución de amplitud de pulsos* y utilizados con centelleadores de respuesta relativamente lenta, están optimizados para tener la mayor eficiencia de colección de todos los fotoelectrones, incluso aquellos que provienen de las esquinas de tubos cuadrados o hexagonales.

Para obtener medidas reproducibles de la eficiencia de colección para un tipo particular de fotomultiplicador, el único método fiable consiste en medir la resolución de un pico determinado en un isótopo conocido⁶ (por ejemplo: ^{57}Co , 122 keV) con el fotomultiplicador acoplado a un centellador de tamaño estándar y de alta calidad

⁵La superficie exterior de la ventana es plana y la interior cóncava

⁶Véase Capítulo 1, resolución en energía.

cuya resolución relativa sea conocida.

La resolución de un pico en un espectro depende de:

- Eficiencia cuántica del fotomultiplicador.
- Eficiencia de colección del fotomultiplicador.
- Ganancia del primer dinodo del fotomultiplicador
- Ganancia de las siguientes etapas y resolución del circuito electrónico.

Las eficiencias de colección de los tubos que tienen la misma eficiencia cuántica pueden compararse manteniendo todos los demás parámetros constantes.

Comparar la eficiencia de colección equivale a hacerlo con la resolución relativa, siempre y cuando esta se haga bajo condiciones bien definidas y que den resultados reproducibles.

La figura 2.6 es un ejemplo de la sensibilidad medida por un barrido del fotocátodo con un haz de luz. Observamos una mayor sensibilidad en los exteriores que se debe al método de medida. La luz reflejada desde los electrodos internos devuelve fotones con mayor probabilidad de golpear el fotocátodo.

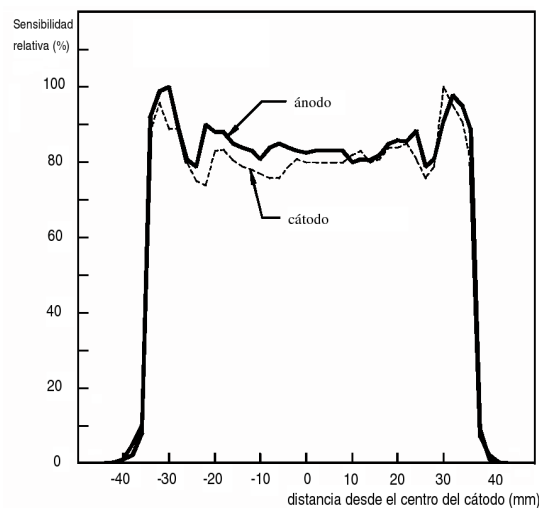


Figura 2.6: Ejemplo de variaciones en la sensibilidad del fotocátodo y el ánodo. [3]

2.4. El multiplicador de electrones

En el *multiplicador de electrones* de un fotomultiplicador, los fotoelectrones producen una cascada de electrones en el primer dinodo, llamada emisión secundaria,

y una multiplicación en cada uno de los dinodos siguientes. Resulta ser un amplificador para los electrones arrancados del fotocátodo con banda ancha (por encima de 1 GHz)[7], alta ganancia y prácticamente sin ruido.

Dinodos

Los dinodos son electrodos metálicos que se encuentran dentro del tubo fotomultiplicador y que están recubiertos de una capa emisora de electrones de material fotoeléctrico. Los más utilizados son: Antimonio alcalino, óxido de Berilio (BeO), óxido de Magnesio (MgO) y compuestos de Galio como son GaAsP y GaP . La figura 2.7 muestra un modelo de multiplicación por emisión secundaria de un dinodo.

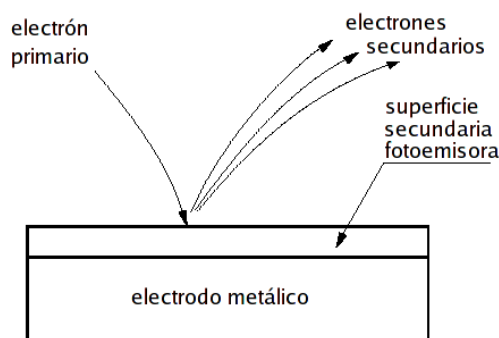


Figura 2.7: *Emisión secundaria de un dinodo.* [4]

Cada tipo de multiplicador refleja un compromiso entre parámetros tales como la ganancia, la respuesta temporal, la eficiencia de colección que está relacionada con la resolución y la longitud del tubo.

Las estructuras de dinodos más utilizadas son las que se detallan a continuación:

- **Persiana veneciana:** (Venetian blind) es un multiplicador consistente en cintas paralelas. Disponibles con 10-12 dinodos. Tiene una buena eficiencia de colección y gran inmunidad a campos magnéticos externos (figura 2.8).
- **De focalización lineal:** (Linear focused) es un multiplicador cuyos dinodos focalizan progresivamente los caminos electrónicos dentro del fotomultiplicador. Tienen una alta ganancia, una respuesta rápida y una alta linealidad. Son utilizados en aplicaciones rápidas (figura 2.8).
- **Malla de proximidad:** (Proximity mesh) multiplicador con buena uniformidad y alta linealidad. Es inmune a campos magnéticos de hasta 1 kGauss .

- **Laminada:** (Foil) es un multiplicador con dinodos hechos de una laminilla de metal perforada, diseñadas para una mayor precisión como alternativa a los dinodos estándar de tipo malla (figura 2.8).
- **Caja circular:** (Circular cage) es un multiplicador limitado a 10 etapas. Son compactos y rápidos.
- **Taza de te:** (Tea cup) este multiplicador presenta una importante fotoemisión y eficiencia de colección, lo cual mejora la resolución alcanzada. Sus propiedades temporales no son óptimas.
- **Caja y cuadrícula:** (Box and Grid) es un multiplicador que tiene un diseño simple y una buena uniformidad, pero una respuesta temporal lenta (figura 2.8).

En los últimos años han sido diseñados nuevos multiplicadores híbridos para optimizar esos compromisos, como por ejemplo:

- **Caja y de focalización lineal:** (Box and linear-focusing) en los que la sensibilidad de colección y la inmunidad a los campos magnéticos de la de focalización lineal se han incrementado.
- **Caja y de focalización lineal de bajo perfil:** (Box and low profile linear-focusing) variante de la anterior pero con un multiplicador doblado lo que permite tener un tubo más corto.
- **Laminada y de focalización lineal:** (Foil and linear-focusing) es un primer dinodo de tipo laminado, seguido de un multiplicador de focalización lineal.
- **Laminado de focalización lineal:** (Linear-focusing-Foil) un primer gran dinodo de focalización lineal seguido de un multiplicador de tipo laminado corto.

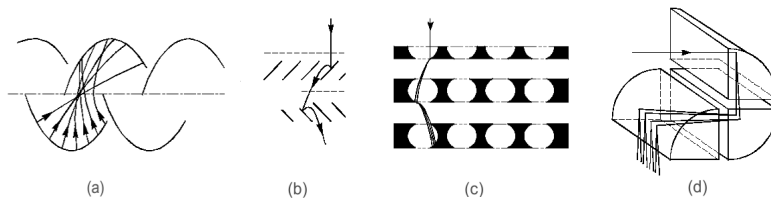


Figura 2.8: *Diferentes configuraciones en los dinodos de multiplicadores de electrones: (a) De focalización lineal, (b) Persiana veneciana, (c) Laminada y (d) Caja y cuadrícula.* [3]

Los voltajes necesarios para crear los campos electrostáticos entre los dinodos para producir la aceleración y la focalización de los electrones, se obtienen,

normalmente, de una sola fuente de alta tensión, a través de una red de división de voltaje.

El diseño del divisor de tensión es crucial para obtener un buen rendimiento en el fotomultiplicador, buscándose, un compromiso entre ganancia y linealidad (ver Tabla 2.2). Tres son los circuitos más utilizados como divisores de tensión: (figura 2.9)

- **Tipo A:** Distribución de voltaje iterativo; donde se aplica el mismo voltaje para todas las etapas multiplicadoras, excepto para las primeras consiguiendo mayor ganancia para un voltaje dado. Es la elección más adecuada para fometría y aplicaciones de espectrometría nuclear.
- **Tipo B:** Distribución de voltaje progresiva incrementada desde el cátodo hasta el ánodo. Esta distribución provee la mayor *corriente de pico lineal*⁷ pero con menor ganancia que el tipo A.
- **Tipo C:** Distribución de voltaje progresiva intermedia. Esta distribución optimiza las características temporales mientras ofrece una aceptable ganancia y linealidad. Los divisores de Tipo C son los más adecuados en experimentos que requieren una alta precisión temporal y que permite analizar amplitud de pulsos en un amplio rango dinámico.

Tipo	Ganancia $V_{ht} = 2500 V$	Lineal ^a
A	$1.2 \cdot 10^8$	40 mA
B	$0.7 \cdot 10^6$	250 mA
C	$2.0 \cdot 10^7$	100 mA

Tabla 2.2: Valores típicos de la ganancia de los pulsos de los fotomultiplicadores de respuesta rápida con diferentes distribuciones de voltaje.

^aCorriente máxima a partir de la cual se produce una desviación del 2% en las amplitudes de los pulsos con respecto a dicho valor.

La *ganancia* o amplificación de corriente (G) de un fotomultiplicador es la razón entre la corriente del ánodo y la corriente del fotocátodo. En una buena aproximación, podemos decir que varía como una potencia de la tensión aplicada: (figura 2.10)

$$G = \left(\frac{I_a}{I_f} \right)^{\alpha N} \quad (2.6)$$

⁷Máxima corriente del ánodo a la cual la respuesta del fotomultiplicador se desvía del comportamiento lineal como máximo en un 2%.

2. El fotomultiplicador

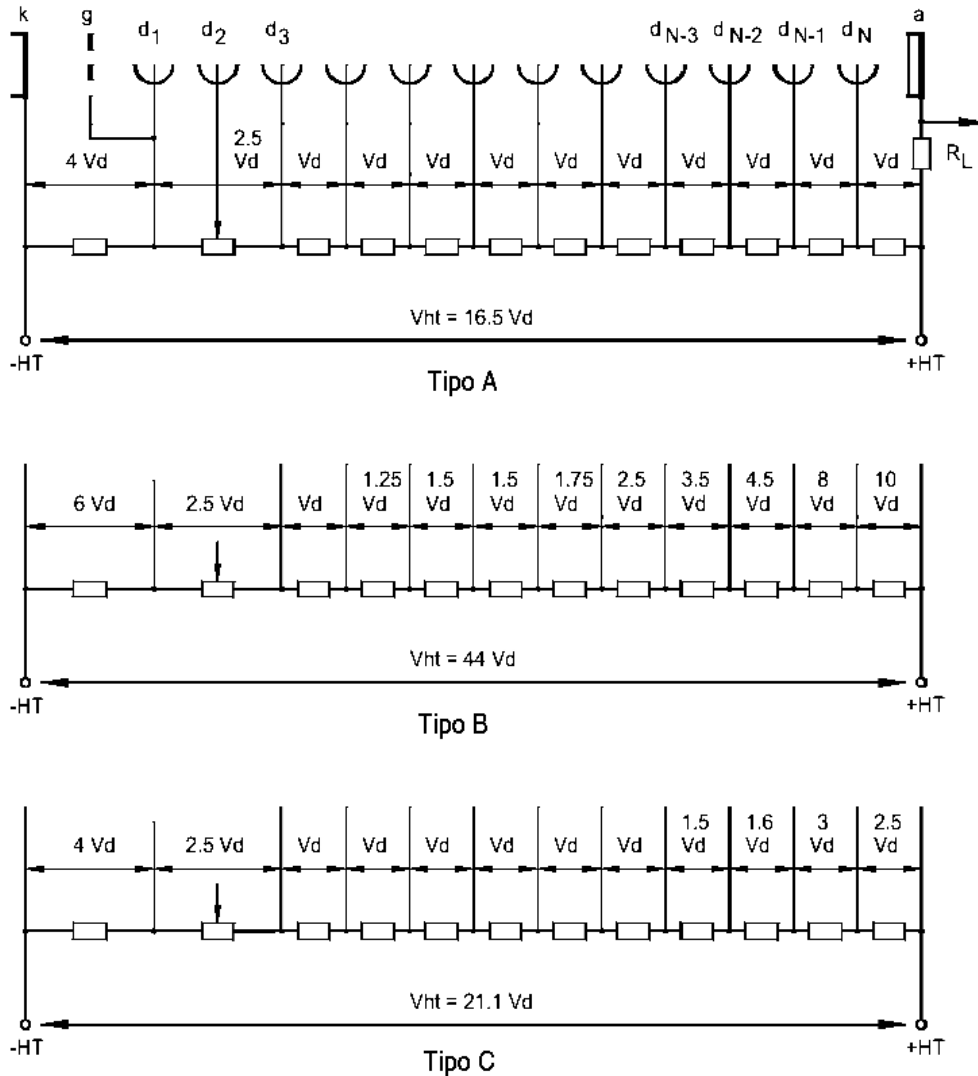


Figura 2.9: Ejemplo de divisores de tensión: tipo A, iterativo, Tipo B, progresivo, tipo C, intermedio. V_d es el menor potencial entre dos dinodos. [3]

donde G es la ganancia a tensión V , α es un coeficiente entre 0.6 y 0.8, que viene determinado por el material del dinodo y la geometría, y N es el número de dinodos.

Vemos que una de las características de estas cadenas divisoras de tensión es que tienen una alimentación única. El inconveniente es que toda la corriente requerida en el último dinodo, tiene que recorrer toda la cadena. Es fácil entender que cada uno de los dinodos tiene que aportar la corriente de electrones requerida en cada uno de los procesos de multiplicación, de forma que el último dinodo tendrá que aportar una corriente que es, típicamente, 10^6 veces mayor que la que aporta el primero.

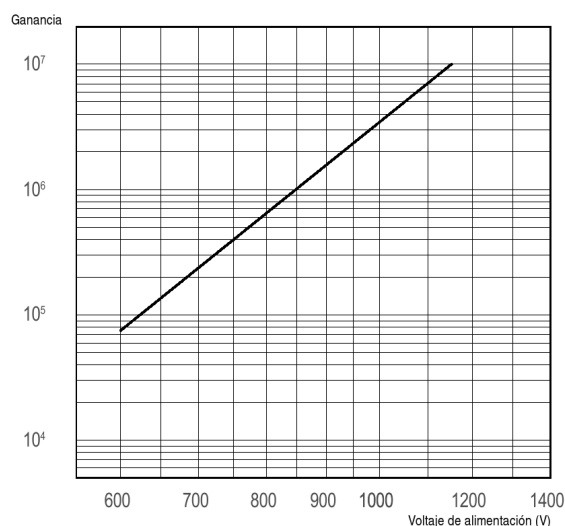


Figura 2.10: *Curva de ganancia para el fotomultiplicador XP2042.* [3]

En aplicaciones de pulsos rápidos la corriente instantánea requerida es muy alta y se ponen unos condensadores en paralelo con las últimas resistencias de la cadena, para aportar estos picos de corriente.

Para pulsos largos y frecuentes, así como para corrientes continuas, la corriente demandada por las últimas etapas produce una variación de los potenciales de toda la cadena, que se traduce en una pérdida de linealidad y de la ganancia total. Como se explica más adelante, para casos críticos existen cadenas más sofisticadas que incluyen diodos zener y transistores para contrarrestar dichos efectos.

2.5. El ánodo

La forma y disposición de los electrodos en la parte final del multiplicador difiere de aquellas utilizadas en la primera parte. Su geometría debe ser la más adecuada para:

- recolectar todos los electrones secundarios emitidos por el último dinodo.
- minimizar los *efectos de carga espacial*⁸ para asegurar una respuesta lineal cuando trabajamos en modo de operación de pulsos.
- adecuar la impedancia del ánodo a la impedancia característica de salida.

⁸Apantallamiento del campo eléctrico producido cuando el tamaño de la nube electrónica genera un campo eléctrico comparable al que existe entre los dinodos.

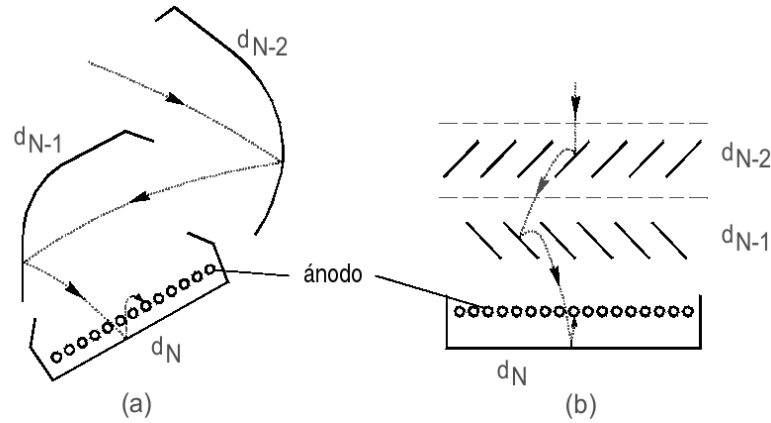


Figura 2.11: Configuraciones del espacio de colección: (a) con dinodos de focalización lineal, (b) con dinodos persiana veneciana. [3]

En la figura 2.11 se puede observar el espacio de colección de dos fotomultiplicadores de propósito general. El colector o *ánodo* es una rejilla ubicada muy cerca del último dinodo de manera tal que los electrones secundarios emitidos por el penúltimo dinodo pasen a través de ella, y sólo aquellos emitidos por el último dinodo son recogidos. Tal configuración hace posible obtener un campo eléctrico alto entre el último dinodo y el ánodo y así reducir los efectos de carga espacial en la última etapa.

La *sensibilidad del ánodo* es el producto de la sensibilidad del cátodo, la eficiencia de colección y la ganancia.

$$SA = SC \cdot \varepsilon \cdot G \quad (2.7)$$

Esta varía con la tensión aplicada igual que lo hace la ganancia. De forma análoga a lo que ocurre con la sensibilidad del cátodo, la sensibilidad del ánodo se puede clasificar en:

- **Sensibilidad espectral del ánodo:** expresada en $[A/W]$ a una determinada longitud de onda.
- **Sensibilidad lumínica del ánodo:** expresada en $[A/lm]$. Medida exactamente igual que en los cátodos estándar multialkali y ERMA.
- **Sensibilidad CB del ánodo o sensibilidad azul del ánodo:** expresada en A/lmF (F de filtrada). Es utilizada para los tipos bialkali y apropiada cuando se utiliza $NaI(Tl)$.

2.6. Corriente de oscuridad

En condiciones de total oscuridad, un tubo fotomultiplicador produce pequeñas corrientes llamadas *corrientes de oscuridad* del ánodo. Similar a la corriente fotoeléctrica, la componente principal de la corriente de oscuridad es la suma de carga de varios pulsos cortos, normalmente con la misma duración que los pulsos de un fotoelectrón individual.

La tasa de esos pulsos es llamada *ruido de oscuridad* o *tasa de recuento de oscuridad* y limita la capacidad de detección del fotomultiplicador. Partículas de alta energía procedentes de radiación cósmica pueden también producir pulsos en las ventanas por encima de 100 PE o más, pero con una tasa de recuento muy pequeña (~ 10 cuentas por minuto).

Antes de que el tubo sea puesto en operación, la corriente de oscuridad puede ser inicialmente varios órdenes de magnitud mayor. Cuando el tubo está estabilizado varias horas o incluso días más tarde, la corriente de oscuridad disminuye considerablemente. El espectro de pulsos de la corriente de oscuridad es similar al de un fotoelectrón individual (figura 2.12).

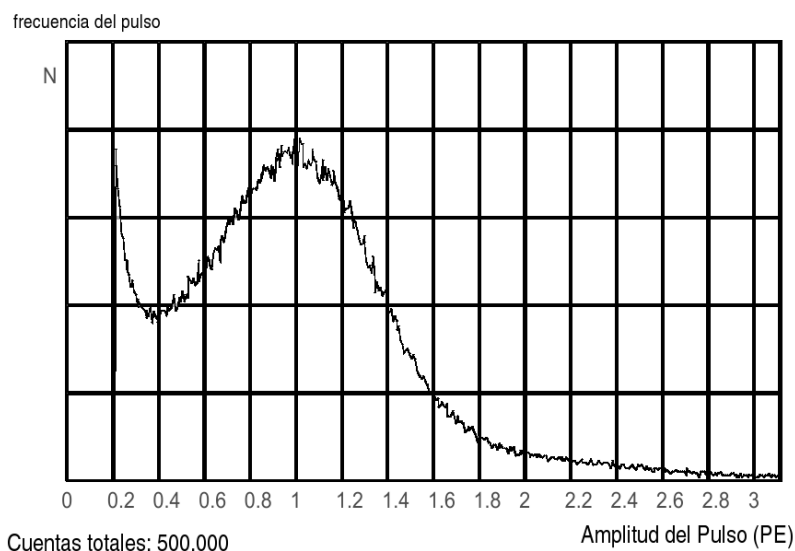


Figura 2.12: Ejemplo de un espectro de corriente de oscuridad con dinodos de focalización lineal. [3]

La corriente de oscuridad tiene varias componentes que se detallan a continuación:

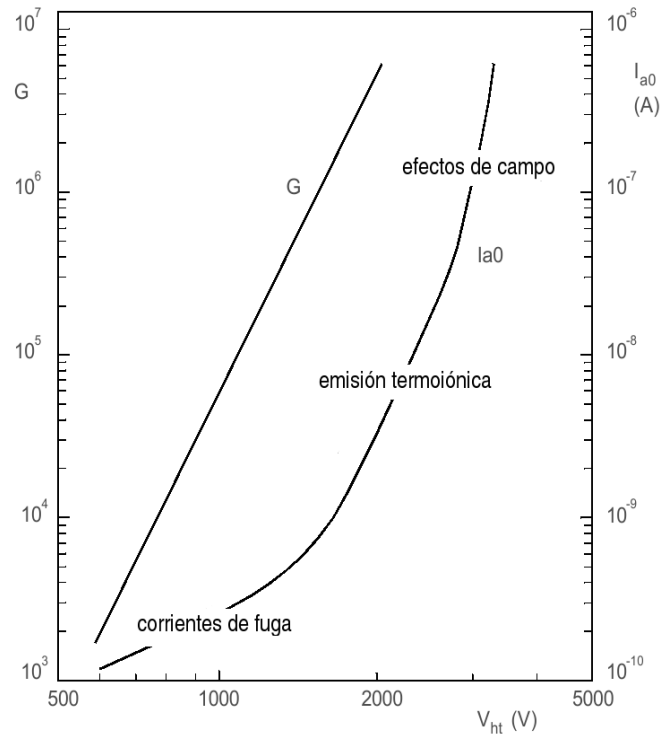


Figura 2.13: Ganancia G y corriente de oscuridad del ánodo I_{a0} como funciones del voltaje de alimentación, mostrando las regiones de voltaje en las cuales predominan las tres causas de la corriente de oscuridad. [3]

■ **Emisión termoiónica**

La emisión termoiónica de electrones individuales desde el cátodo es la principal componente de la corriente de oscuridad y produce un espectro muy similar al producido por los fotoelectrones individuales.

La emisión termoiónica varía con la temperatura de acuerdo con la ley de Richardson⁹ y se reduce, por tanto, disminuyendo la temperatura del fotomultiplicador (figura 2.14). Con esto disminuye la corriente de oscuridad pero aumenta la resistividad del fotocátodo, disminuyendo así la corriente del ánodo y por tanto la ganancia.

Un cátodo bialkali típico emite 50 electrones por cm^2 y por segundo a

⁹Ley de Richardson: establece que la densidad de corriente emitida J [A/m^2] se relaciona con la temperatura T [K] según la ecuación: $J = A \cdot T^2 \cdot e^{-\frac{W}{kT}}$ donde W es la función de trabajo del metal, k la constante de Boltzmann, y A la constante de proporcionalidad de Richardson, dada a su vez por: $A = \frac{4\pi m k^2 e}{h^3} \approx 1.20173 \cdot 10^6$ [$A/m^2 K^2$] donde m y e son la masa y carga del electrón, y h la constante de Planck. [6]

temperatura ambiente. Los cátodos con una respuesta extendida al infrarrojo tienen una mayor emisión. Tal y como se observa en la figura 2.13 en la región en la que domina la emisión termoiónica, el ruido de oscuridad es independiente de la ganancia.

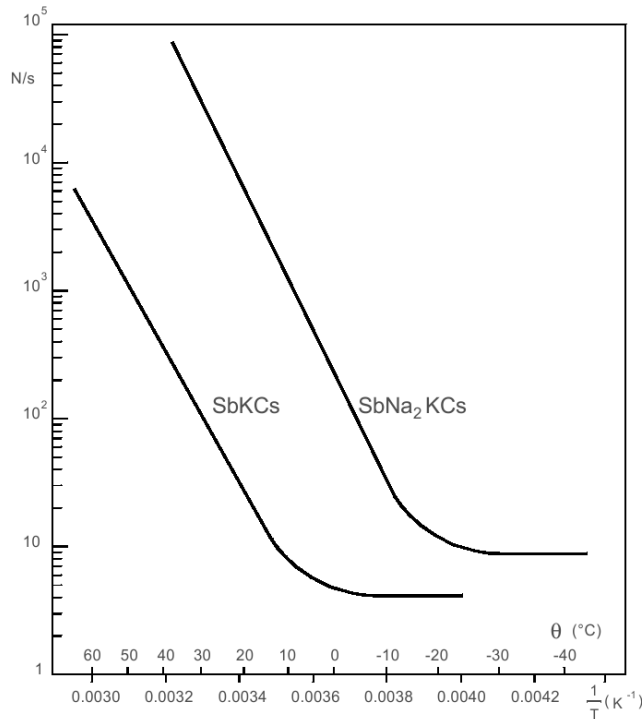


Figura 2.14: Tasa de pulsos oscuros como función de la temperatura para fotocátodos de *SbKCs* y de *SbNa₂KCs*. [3]

- Fuga óhmica

Esta componente de la corriente oscura es debida a las corrientes de fuga entre los electrodos, en el cristal y en las superficies aislantes del tubo. Es la mayor contribución a la corriente de oscuridad cuando el fotomultiplicador está operando a baja ganancia (por debajo de 10^4) o a baja temperatura (por debajo de $0\text{ }^{\circ}\text{C}$). La suciedad y la humedad contribuyen a incrementar este efecto. La soldadura también puede ser particularmente perjudicial produciendo grandes pulsos de ruido de oscuridad similares a los centelleos, para cualquier valor de ganancia.

- Emisión de campo

Los campos eléctricos locales en el fotomultiplicador, pueden ser muy altos, y cualquier imperfección en los electrodos puede ser una fuente potencial

de emisión de electrones espúreos, denominada *emisión de campo* (también conocida como emisión fría). Los electrones originados por la emisión de campo son acelerados hacia otras superficies dentro del tubo, incluso aquellos que tengan solo 1 *keV* de energía pueden ser capaces de extraer más fotoelectrones del cátodo y de las superficies de los dinodos.

La emisión de campo aumenta rápidamente con el voltaje de alimentación y se hace inestable y errática a la corriente de oscuridad.

El espectro del ruido de oscuridad siempre contiene pulsos mayores (multielectrónicos) que el espectro normal de un electrón individual, y también muchos pulsos pequeños por debajo de 0.2 PE¹⁰ equivalente al que se origina en el primer dinodo.

Radiactividad

Tanto las ventanas de vidrio, los tubos, como también las partes internas del fotomultiplicador contienen trazas de isótopos radiactivos naturales como ⁴⁰K, ²³²Th, ²³⁸U. La desintegración natural de esos elementos, como también el de sus productos, producen centelleos en el detector. Dependiendo de la aplicación, puede llegar a ser necesario utilizar vidrios de baja radiactividad para la ventana o el tubo. Los nuevos vidrios de baja radiactividad reducen en un factor 30 la tasa de radiación comparados con el cristal de borosilicato estándar. Esto implica que una ventana de cristal de 2 *mm* de espesor que normalmente genera 180 cuentas por minuto disminuya a tan solo 6 cuentas por minuto.

Cuando un fotomultiplicador se utiliza sin centellador (por ejemplo, para recuento de fotones), o con un centellador muy pequeño, se observa que las partículas β procedentes de ⁴⁰K emitidas dentro de la ventana de cristal y reabsorbidas dentro del primer milímetro, producen pulsos de luz por radiación Cherenkov¹¹. La amplitud de tales pulsos va desde 1 hasta 20 PE, pero la tasa de recuento rara vez excede de 10 a 20 cuentas/s incluso con ventanas con un alto contenido de potasio (en comparación a las 50-50.000 cuentas/s de la emisión termoiónica).

Las partículas β son un problema cuando el rango de interés de los pulsos está por encima de 5 PE, o en medidas de coincidencia. En medidas de recuento de fotones individuales, la mayoría de ellos pueden ser eliminados utilizando un umbral superior a 3 o 5 PE.

¹⁰Unidad equivalente a la altura del pulso que produce un único fotoelectrón

¹¹Radiación que se produce en un medio, cuando una partícula viaja a una velocidad mayor que la de la luz en ese medio.

2.7. Post-pulsos

Los *post-pulsos* son pulsos espúreos que aparecen como estelas de los pulsos verdaderos. Al estar temporalmente correlacionados con los pulsos verdaderos, son un inconveniente en aplicaciones de espectrometría temporal, cuando se usan técnicas de coincidencia y cronometría y en aplicaciones de recuento, donde limitan a menudo el número de pulsos verdaderos que pueden ser registrados. Los post-pulsos tienen dos causas principales:

- **Reacciones lumínicas:** luz emitida por los electrodos debido al bombardeo con electrones.
- **Ionización de trazas de gases residuales.**

Se pueden distinguir a través del intervalo de tiempo que separa el post-pulso del pulso verdadero. Los efectos de los post-pulsos se pueden minimizar utilizando técnicas de coincidencia, dejando en blanco el fotomultiplicador para un determinado intervalo de tiempo después de cada pulso verdadero, o utilizando un equipo de medida con un tiempo muerto suficientemente grande (figura 2.15).

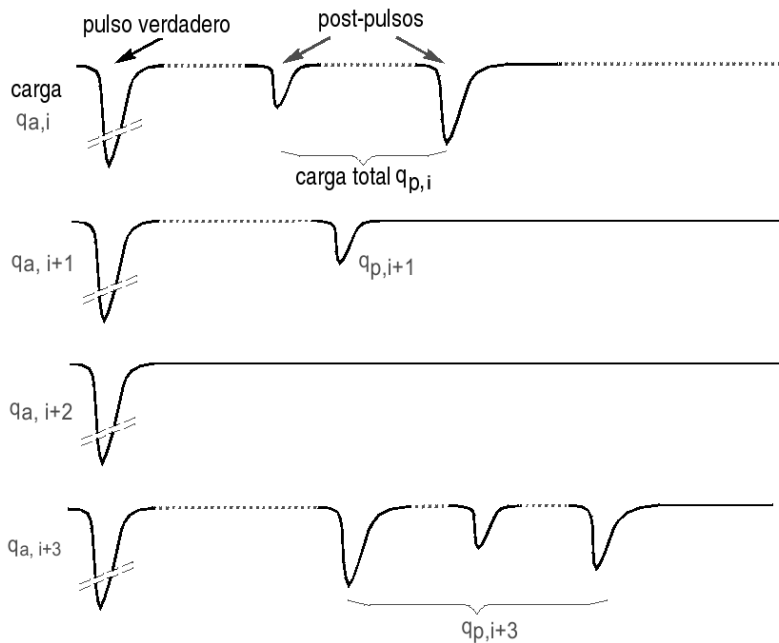


Figura 2.15: Ejemplo del desarrollo en número y carga de los post-pulsos. $q_{a,i}$, $q_{a,i+1}$, etc. son las cargas transferidas por los pulsos verdaderos, mientras que $q_{p,i}$, etc. son las cargas transferidas por los post-pulsos. [3]

2.8. Linealidad

La relación entre el número de fotones incidente y el número de electrones que se recogen en el ánodo es llamada *linealidad de carga*.

$$L_q = \frac{N_f}{N_e} \quad (2.8)$$

La proporcionalidad entre el flujo incidente y la corriente del ánodo es llamada *linealidad de corriente*.

$$L_c = \frac{F_i}{I_a} \quad (2.9)$$

Los límites de la linealidad de carga y de corriente se determinan por factores internos y externos.

Entre los factores externos que afectan la linealidad distinguimos:

1. Fuente de alimentación

Los cambios de voltaje entre los dinodos afectan la ganancia modificando la emisión secundaria en los dinodos y las trayectorias de los electrones. En particular, se observa una deriva de la ganancia durante el periodo de calentamiento de la fuente de alimentación.

2. Divisor de corriente

Cuando el voltaje de los electrodos se obtiene por medio de un divisor resistivo desde una fuente de tensión estabilizada, la corriente del ánodo I_a tiende a disminuir el potencial entre el último dinodo y el ánodo. Esto afecta a la distribución de voltaje a través del divisor de tensión y, como ya se comentó antes, causa un incremento no deseado en la ganancia.

Con un divisor de corriente I_d , el cambio de ganancia es:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\alpha N I_a}{(N + 1) I_d} \approx \frac{\alpha I_a}{I_d} \quad (2.10)$$

donde α es el exponente de variación de ganancia (entre 0,6 y 0,8), N es el número de dinodos y I_a es la corriente actual del ánodo.

El que se produzca una disminución en los voltajes entre los dinodos de la última etapa, no implica perjuicio en la eficiencia de colección: un incremento de I_a produce un incremento de ganancia (figura 2.16) o *sobrelinealidad* independiente de N .

Cuando la relación $\frac{I_a}{I_d}$ alcanza la unidad, la expresión 2.10 no es válida. El voltaje se reduce en la última etapa, lo cual aumenta de forma importante la

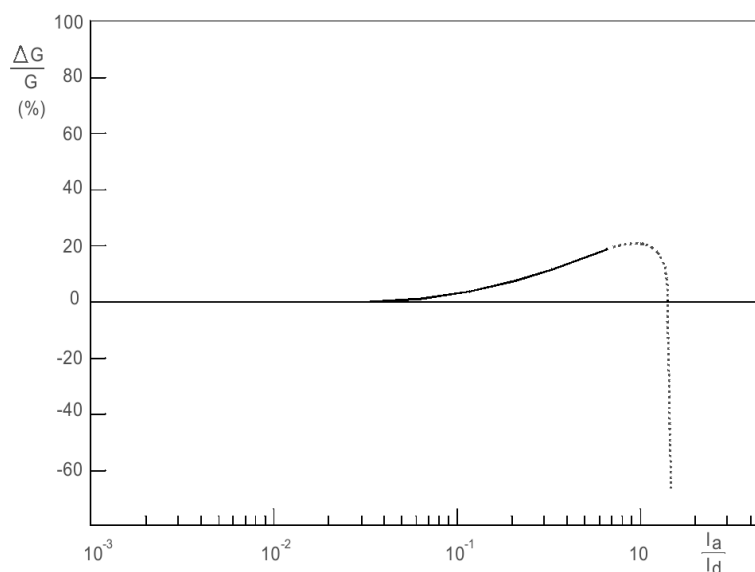


Figura 2.16: Variación de ganancia (sobrelinealidad) como función de $\frac{I_a}{I_c}$. [3]

I_a produciendo una caída rápida de la eficiencia de colección que conduce a una disminución abrupta de la ganancia (figura 2.16).

La dependencia de la ganancia con la corriente del ánodo se puede optimizar utilizando divisores transistorizados.

3. Condensadores de desacoplo

Cuando la corriente del ánodo alcanza valores muy altos en una fracción de tiempo muy corto (operación de pulsos cortos), es preferible conectar un condensador de desacoplo a los dinodos.

La carga almacenada por los condensadores debe ser suficientemente grande comparada con la suministrada por cada dinodo de manera que apenas afecte a su estabilidad.

4. Resistencias de descarga

Cuando un fotomultiplicador está operando en *modo de pulsos*¹², se pueden observar oscilaciones espúreas de alta frecuencia sobre los pulsos del ánodo, incluso con pulsos de unos cientos de nanosegundos. Esta oscilación, que afecta a la linealidad característica del tubo (produciendo habitualmente una sobrelinealidad) puede aparecer abruptamente cuando la corriente del ánodo

¹²Explicación en Capítulo 3, sección 2.

excede de cierto nivel.

Una forma de reducir este efecto es conectar una resistencia no inductiva de 50Ω en serie en los últimos dos o tres dinodos. Los fotomultiplicadores de respuesta rápida con bases plásticas incorporan tales resistencias.

5. Carga del ánodo

Cuando el número de electrones recogidos por el ánodo es suficientemente grande puede aparecer un campo electrostático entre el último dinodo y el ánodo, que depende del número de electrones, y que se resta al aplicado entre el cátodo y el ánodo, pudiendo afectar a la linealidad.

Entre los factores internos que afectan la linealidad destacamos:

1. Carga espacial

Cuando las corrientes son altas, la carga espacial puede influir en la trayectoria de los electrones causando una pérdida en la colección; incluso cuando las corrientes son muy altas puede ocurrir que los electrones regresen a la superficie de la cual salieron.

La densidad de corriente más alta se da entre el último dinodo y el ánodo. Para asegurar un campo eléctrico elevado, la superficie del ánodo (en forma de rejilla) se sitúa muy cerca del último dinodo (figura 2.11). Los electrones pasan a través de la rejilla en su camino desde el penúltimo dinodo. Entonces, es el campo entre el penúltimo dinodo y el ánodo (que es de 3 a 5 veces más pequeño que entre los dinodos) el que determina la linealidad de la corriente en la mayoría de los fotomultiplicadores.

Para mantener correctamente el focalizado sin incrementar la ganancia excesivamente, los voltajes entre los dinodos deben disminuir progresivamente desde el ánodo hasta el fotocátodo, de manera que el valor nominal de tensión se aplique en los terminales de las primeras etapas.

Para tubos con dinodos de focalización lineal, las hojas de datos técnicos dan, además de la distribución de voltaje convencional, uno o dos ejemplos de distribuciones progresivas. Utilizando estas, se puede incrementar la corriente de pico de $10 - 50 \text{ mA}$ a $100 - 300 \text{ mA}$, operando linealmente.

Para tubos con dinodos de tipo laminado o persiana veneciana, la máxima corriente de pico operando linealmente es menor: $10 - 50 \text{ mA}$, debido a que los campos eléctricos entre los dinodos salvo el último son muy bajos. Para la mayoría de los tubos el límite de la linealidad en corriente debida a la carga espacial varía como:

$$\lim(L_c) \propto V_{ht}^n \quad (2.11)$$

siendo n un número entre 2 y 3.

Si la linealidad no es importante, la máxima corriente del ánodo que puede obtenerse antes de la saturación es varias veces mayor que el máximo de operación dentro del rango lineal.

Los fenómenos de carga espacial que limitan la linealidad en corriente, existen para tiempos comparables con el tiempo de tránsito entre dinodos, que es de 1 a 2 ns . Incluso cuando los errores de linealidad son grandes, no hay acumulación de carga y los errores están estrictamente relacionados con la corriente de electrones que pasa a través de los últimos dinodos.

La linealidad en corriente es importante cuando los pulsos son anchos comparados con los pulsos de respuesta del tubo; cuando son del mismo orden que los del pulso respuesta no hay mayor relevancia. El parámetro importante es, entonces, la linealidad de carga. Dependiendo de la forma de los pulsos, altas corrientes de pico del ánodo se pueden obtener bajo condiciones de pulso corto mientras aún se mantiene una buena linealidad de carga.

Las hojas de datos técnicos especifican sólo el límite de la linealidad en corriente, no el límite de la linealidad en carga, y para una situación desfavorable con pulsos del ánodo de 100 ns de ancho.

2. Resistividad del cátodo

El sistema de focalización de electrones está diseñado, suponiendo que el cátodo es una superficie equipotencial. Cualquier alejamiento de esa condición es probable que altere las trayectorias de los electrones y afecte a la eficiencia de colección en el primer dinodo. Esto es lo que puede ocurrir, al menos en el caso de los cátodos bialkali semitransparentes que no tienen una capa conductora subyacente, cuando la corriente del cátodo es demasiado grande en relación con la resistividad de la superficie. Por ejemplo, un tubo con un cátodo bialkali de 45 mm de diámetro presenta una no linealidad de unos pocos puntos porcentuales con una corriente del cátodo media de unos 10 nA a temperatura ambiente. A $-30\text{ }^\circ C$ la misma no linealidad ocurre a una corriente de tan sólo 0.1 nA . En tubos con cátodos de mayor diámetro, la corriente en la cual ocurre una no linealidad comparable es incluso menor. Afortunadamente, la capacidad distribuida del cátodo (aproximadamente 1 pF) es suficiente para almacenar una carga de 10^{-12} C . A una ganancia de 10^5 , esto corresponde a un pulso en el ánodo de 100 mA de amplitud y 1 μs de duración.

3. Deriva de ganancia

La ganancia puede experimentar variaciones más o menos reversibles cuando la corriente media del ánodo varía. Además, esto también constituye un error de linealidad y por convención es tratado como una inestabilidad.

2.9. Estabilidad

El término *estabilidad* se utiliza para describir la constancia de la sensibilidad del ánodo con el tiempo, temperatura, corriente media, etc. Los factores más importantes de alejamiento de la estabilidad son:

■ Deriva a largo plazo

La deriva a largo plazo es la variación de la ganancia dependiente del tiempo bajo condiciones de iluminación constante. Se pueden distinguir dos modos de deriva a largo plazo, dependiendo de una corriente media del ánodo alta o baja.

1. Deriva de alta corriente

Cuando la corriente media del ánodo es mayor que $10 \mu A$ se observan ciertos efectos, más o menos irreversibles. Después de almacenar el fotomultiplicador mucho tiempo (por ejemplo, unos meses), este muestra una gran deriva de ganancia los dos o tres primeros días de operación. Después de algunos miles de horas de uso comienza a disminuir la ganancia en función de la corriente del ánodo. (figura 2.17).

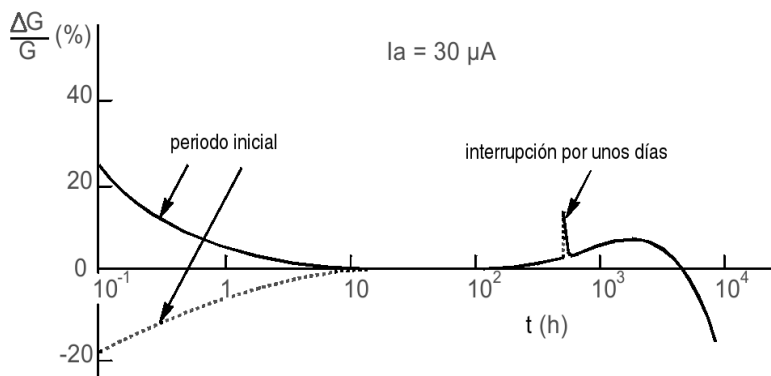


Figura 2.17: Variación de ganancia relativa de un fotomultiplicador operando a una alta corriente media. [3]

La vida útil se define como el tiempo que se necesita para que la sensibilidad del ánodo se reduzca a la mitad. Este tiempo es función de la carga

total recogida en el ánodo. Si el flujo inicial se para completamente, o si la fuente de alta tensión se apaga varios días, cuando se vuelven a poner las condiciones iniciales, se puede observar la siguiente secuencia: primero se produce una cierta recuperación de la sensibilidad, acompañada por una nueva deriva inicial; luego se produce un descenso de la sensibilidad, y la ganancia disminuye hasta el punto en el cual fue interrumpido el flujo inicial.

La figura 2.17 ilustra la variación de la ganancia relativa de un fotomultiplicador operando a una corriente media de $30 \mu A$. La deriva inicial, que puede ser considerada como un envejecimiento prematuro, está entre 20 % y 40 %. La duración de ese envejecimiento depende de la corriente del ánodo; a $10 \mu A$ es de aproximadamente 24 horas. Si la corriente media no baja de $100 nA$ el envejecimiento es observable, aunque muy lentamente.

En la mayoría de los casos, si la ganancia es alta y la corriente del cátodo es pequeña, las variaciones de la sensibilidad de ánodo reflejan las variaciones de ganancia debidas al cambio de estado de las superficie de los dinodos.

Cuando la corriente media del ánodo es de sólo unos μA , la carga total recogida por el ánodo no es entonces, el factor decisivo para la vida útil. Otros efectos determinan el fin de la vida útil, que es medida en años e independiente del modo de operación.

La experiencia de muchos usuarios indica que una operación ininterrumpida da una estabilidad a largo plazo mayor que cuando se almacena.

2. Deriva de baja corriente

Cuando un fotomultiplicador es encendido y está sujeto a una iluminación más o menos constante su ganancia cambia en las primeras horas o días, como se puede ver en la figura 2.18. La cantidad de cambio difiere de un tipo a otro e incluso en fotomultiplicadores del mismo tipo. En la mayoría de los casos, la tasa de cambio disminuye rápidamente a unos pocos puntos porcentuales por mes y cuanto mayor es la corriente, más rápido se estabiliza la ganancia.

Las pruebas de deriva de baja corriente hechas por los fabricantes emplean un centellador y una fuente de Cesio 137 a una distancia tal que se tenga una tasa de conteo de entre 10^3 y 10^4 por segundo. Después de un periodo inicial de 30 a 60 minutos, la altura del pico de $662 keV$ del Cesio 137

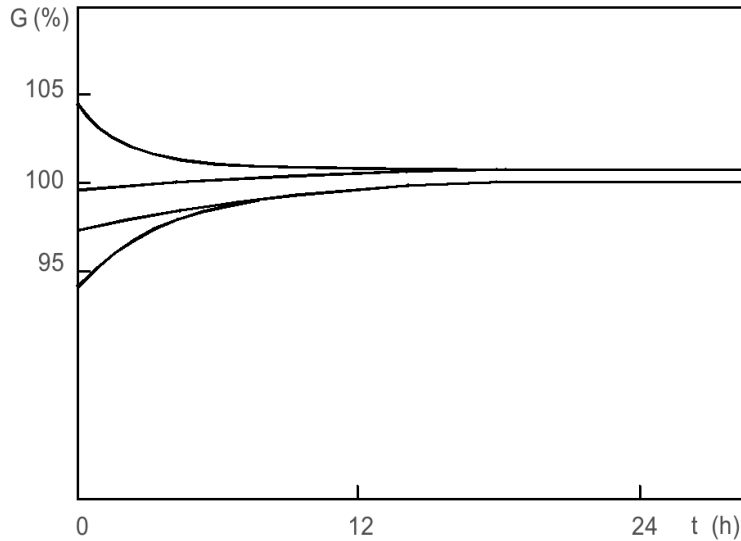


Figura 2.18: *Ejemplo de deriva inicial de baja corriente.* [3]

es almacenado cada hora durante n horas y la desviación media de la ganancia (MGD) es calculada como:

$$MGD \approx \frac{\sum_{i=1}^n (p - p_i)}{n} \cdot \frac{100}{p} \quad (2.12)$$

donde p es la altura media del pico promediada sobre las n lecturas y p_i la altura correspondiente a la medida i -ésima.

La figura 2.19 muestra algunos ejemplos de sensibilidad del ánodo que tienen la misma desviación máxima pero diferentes valores de desviación media de la ganancia (MGD).

Para algunas aplicaciones, uno puede querer conocer la estabilidad para un periodo de tiempo largo. Es posible determinar una desviación media de ganancia para dicho periodo, pero la medida es más difícil debido a la deriva de todo el sistema de medida. Para tales medidas, antes que una fuente radiactiva con un centellador, se utiliza un LED¹³ ya que su estabilidad a largo plazo es mucho mayor.

■ Deriva a corto plazo

La deriva a corto plazo es la variación de la ganancia seguida de un cambio en la corriente media.

¹³Diodo emisor de luz

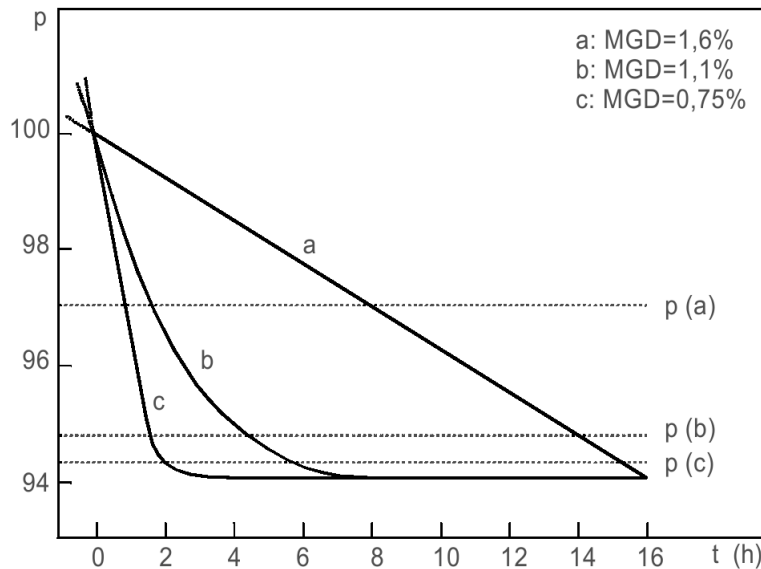


Figura 2.19: Curvas de sensibilidad del ánodo que muestran el mismo cambio absoluto en 16 horas pero diferentes valores de desviación media de la ganancia (MGD), donde $p(a)$, $p(b)$ y $p(c)$ son las correspondientes alturas medias del pico promediadas sobre las 17 lecturas. [3]

Cuando el flujo al cual está expuesto el fotomultiplicador hace aumentar la corriente media del ánodo a menos de $10 \mu A$ la ganancia se estabiliza normalmente después de unos 10 o 15 minutos, si no tenemos en cuenta la deriva a largo plazo. Si el flujo es luego cambiado abruptamente, en vez de tomar el nuevo valor, la corriente del ánodo, comienza una nueva fase de deriva antes de estabilizarse. (figura 2.20)

De esta manera, la ganancia se vuelve una función del valor medio de la corriente del ánodo calculada sobre un intervalo de un segundo o más.

Después de una estabilización de por lo menos 15 minutos, la posición (número de canal) del pico de una fuente de Cesio 137 es almacenada a una tasa de conteo de 10^4 por segundo. Entonces se aleja la fuente hasta tener una tasa de conteo de 10^3 por segundo y la nueva posición del pico es almacenada.

Los tubos con cátodos bialkali y dinodos de persiana veneciana (Cobre-Berilio) recubiertos de SbCs son considerados los más estables.

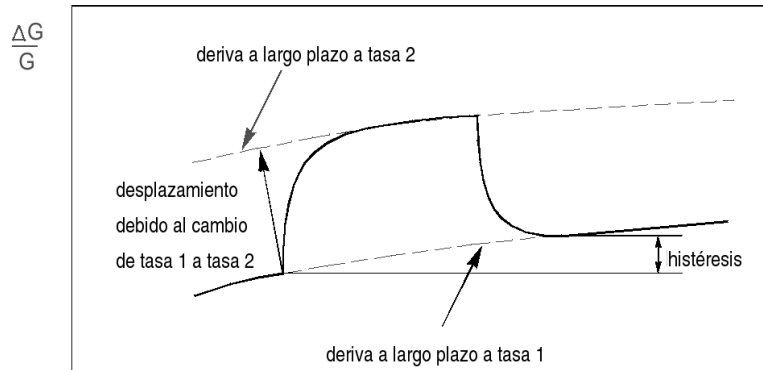


Figura 2.20: Deriva de la ganancia a largo y a corto plazo debida a los cambios en las condiciones de operación. [3]

2.10. Combinación centellador-fotomultiplicador

La cantidad de la luz emitida por un centellador que alcanza el fotocátodo de un fotomultiplicador depende de la forma del centellador, de la absorción en el mismo, del índice de refracción, del recubrimiento, del pulido de las superficies, y del acoplamiento del cristal a la ventana del fotomultiplicador.

Formas del cristal

Los fotones de centelleo son emitidos en todas direcciones. Algunos alcanzan el cátodo directamente y otros a través de reflexiones internas. La mejor forma de centellador es aquella en la que el número de fotones que alcanzan el cátodo es máximo y el número de reflexiones internas es mínimo. En general, podemos decir que las caras paralelas y los ángulos triedros favorecen las reflexiones múltiples. Las secciones cilíndricas son, por tanto, más eficaces, sobre todo si se acoplan bien con la ventana del fotomultiplicador.

Para muchas aplicaciones, los conos truncados o parábolas son los más eficientes, pero a veces formas como barras y bloques son más baratos de fabricar y son suficientes para algunos propósitos.

Recubrimiento del centellador

El terminado de la superficie y la simetría del centellador determinan cuanta luz se escapa de él o es absorbida antes de alcanzar el cátodo. Las pérdidas tienden a aumentar cuando la simetría aumenta debido a que la luz es atrapada en múltiples reflexiones en las paredes paralelas, siendo finalmente absorbida. Las pérdidas se

pueden reducir puliendo las superficies del cristal y aplicando un recubrimiento que no sólo refleje la luz, sino también la difunda.

En centelladores largos, las reflexiones internas juegan un papel importante en el transporte de luz. Los recubrimientos más adecuados son MgO , TiO_2 , y Al .

Acoplamiento con el fotomultiplicador

El acoplamiento entre el cristal y el fotomultiplicador afecta a la proporción de fotones que alcanzan el fotocátodo. Un acoplamiento eficiente es especialmente importante en espectrometría donde la máxima colección de fotones es esencial. Los fotones pueden, o bien llegar al fotocátodo (directamente o después de múltiples reflexiones), o bien escapar por las zonas no acopladas o atenuarse (figura 2.21).

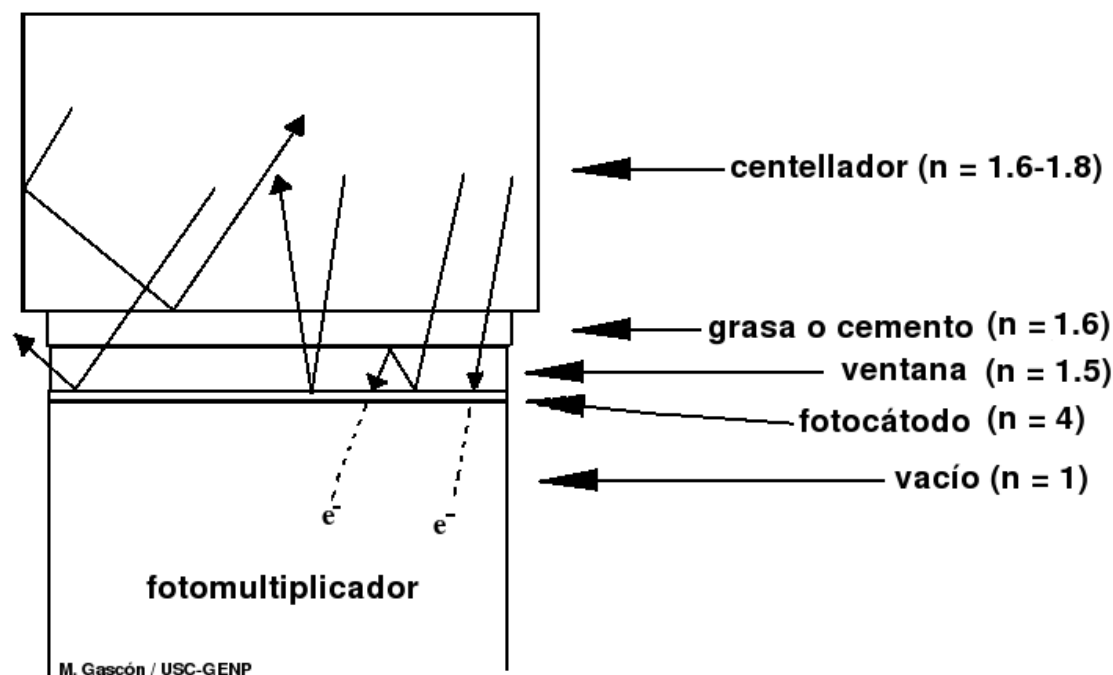


Figura 2.21: Transmisión de luz a través de la ventana y del fotocátodo. Entre paréntesis se indican los índices de refracción.

Si la salida del centellador es menor o igual que la ventana del fotocátodo, estos pueden ser simplemente pegados. Se suele utilizar una grasa de silicona con un índice de refracción intermedio entre el del centellador y el de la ventana, para minimizar las pérdidas en la superficie de contacto.

2. El fotomultiplicador

Cuando las superficies del cristal y de la ventana son muy diferentes, porque uno de los dos es muy grande o muy pequeño, o porque ambos tienen una forma difícil de acoplar o por alguna circunstancia necesitan estar separados, se utiliza una guía de luz para evitar las pérdidas por la superficie no cubierta.

Los materiales más utilizados para fabricar guías de luz son vidrio, sílice fundido, poliestireno, poliviniltolueno, y especialmente polimetil metacrilato que es más transparente al ultravioleta que el sílice fundido.

Cuando la superficie de salida del centelleador es más pequeña que la ventana del fotomultiplicador, se utilizan guías de luz con forma de espiral logarítmica (figura 2.22 (a)) [1], parabólica u otra especial. Aunque estas formas pueden dar eficiencias de acoplamiento cercanas al 100%, en la práctica, las pérdidas debidas a reflexiones internas y absorción reducen esta eficiencia a aproximadamente el 70%.

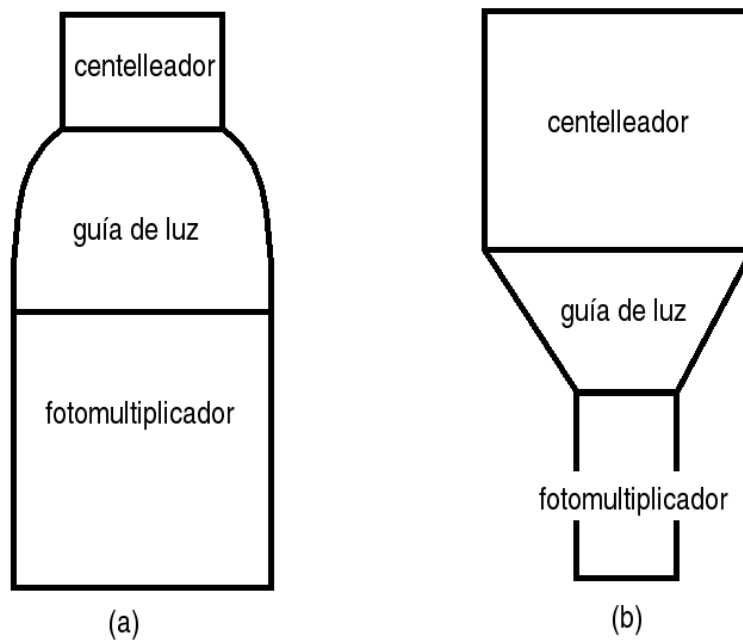


Figura 2.22: Guía de luz (a) espiral-logarítmica (b) Cono truncado. [1]

Cuando la superficie de salida de la luz es mayor que la ventana del fotocátodo, no hay formas posibles de guías de luz que tengan un 100% de eficiencia. Para un cono truncado (figura 2.22 (b)) [1] un diseño óptimo, es un compromiso entre el ángulo del cono y su longitud. Las reflexiones internas alcanzan antes el ángulo de incidencia crítica, cuanto mayor es el ángulo del cono, y los fotones escapan por la superficie lateral de la guía de luz. Por otro lado, cuanto menor es el ángulo, mayor es la longitud de la guía de luz y mayores son las pérdidas por absorción.

Capítulo 3

Análisis de Pulsos

Cuando una radiación incide en un cristal centellador acoplado a un fotomultiplicador, genera un pulso eléctrico que, de alguna forma, es proporcional a la energía depositada en el cristal por dicha radiación.

El propósito de este capítulo es el de presentar cómo la señal de salida de un tubo fotomultiplicador puede ser analizada y tratada de forma óptima para garantizar la determinación de la energía del fotón incidente en el cristal con la mayor resolución.

3.1. Medidas de amplitud de pulsos

Para medir la energía depositada en el cristal por un fotón se utilizan los elementos que se presentan en la figura 3.1. La generación de un pulso de luz en el centellador produce un pulso eléctrico en el fotomultiplicador correspondiente a una carga en el ánodo $q_{a,s}$ que es, a su vez, proporcional a la energía depositada en el cristal.

El amplificador sensible a carga llamado de trans-impedancia convierte la carga en un pulso proporcional de voltaje u_q que luego es amplificado y conducido a un analizador multicanal que construye un histograma de amplitudes.

A continuación se va a desarrollar más detalladamente cada uno de los elementos de la figura 3.1 con el objetivo de analizar los pulsos producidos.

3.2. Pulso de un fotomultiplicador

El circuito equivalente más apropiado para analizar un pulso de un fotomultiplicador es un generador de corriente $I(t)$ en paralelo con una resistencia de salida R_0 y un condensador C_0 (figura 3.2).

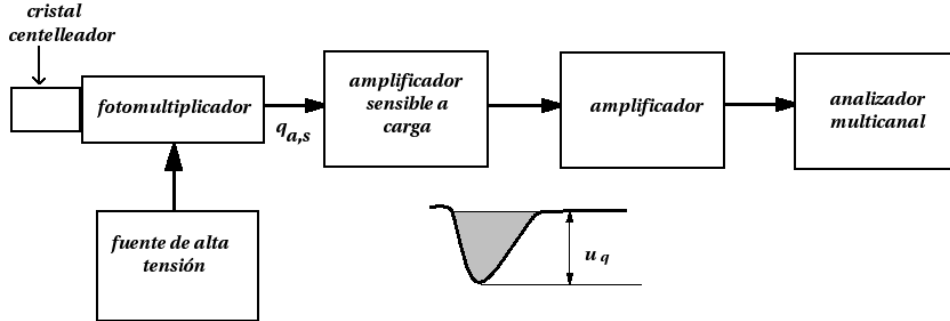


Figura 3.1: Espectrómetro de energía usando un analizador multicanal. [3].

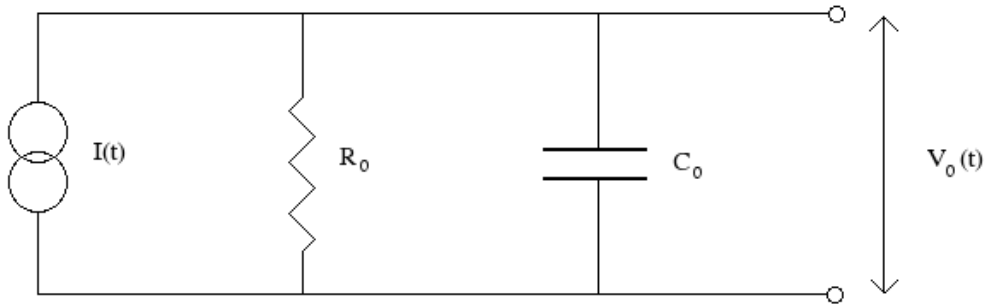


Figura 3.2: Circuito equivalente para un fotomultiplicador [7].

El fotomultiplicador es, quizás, más que cualquier otro, el dispositivo que cumple con la definición de un generador de corriente ideal, con una R_0 del orden de $10^{12} \Omega$ y una C_0 en el rango de $5 - 10 \text{ pF}$. La magnitud del condensador depende del tipo de tubo utilizado y de la distribución del circuito.

La emisión de luz $L(t)$ de un centelleador excitado, puede aproximarse por la expresión:

$$L(t) = \frac{\bar{n}_{p,s}}{\tau_s} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right) \quad (3.1)$$

donde $\bar{n}_{p,s}$ es el número medio de fotones por centelleo y τ_s es la constante de tiempo de desexcitación propio del cristal.

De lo anterior podemos deducir que el pulso de luz tiene una desexcitación exponencial en intensidad, con una constante de tiempo τ_s y por lo tanto, la corriente de fotoelectrones asociada será:

$$i(t) = \frac{Ne}{\tau_s} \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_s}\right) \quad (3.2)$$

3.2. Pulso de un fotomultiplicador

donde N es el número total de fotoelectrones y $e = 1,6 \cdot 10^{-19} C$ la carga del electrón. Para un fotomultiplicador ideal de ganancia G , la corriente de salida sería:

$$I(t) = G \cdot i(t) \quad (3.3)$$

y a partir de un circuito como el que se esquematiza en la figura 3.2 se puede transformar esa corriente en un pulso de tensión:

$$V_0(t) = \frac{GNeR}{(\tau - \tau_s)} \cdot [\exp(\frac{-t}{\tau_s}) - \exp(\frac{-t}{\tau})] \quad (3.4)$$

donde $\tau = C \cdot R$ es la constante de tiempo de salida.

Esta constante incluye la resistencia de carga del ánodo y cualquier combinación externa de R y C en paralelo acoplada a la salida del fotomultiplicador.

Evaluando la ecuación 3.4 para $N = 100$, $G = 10^6$, $\tau_s = 5 ns$, $C = 10 pF$ y tomando $R = (100\Omega, 500\Omega, 1k\Omega, 3k\Omega, 10k\Omega, \infty)$ obtenemos constantes de tiempo $\tau = (1 ns, 5 ns, 10 ns, 30 ns, 100 ns, \infty)$.

Los pulsos de salida generados por este sistema se muestran en la figura 3.3.

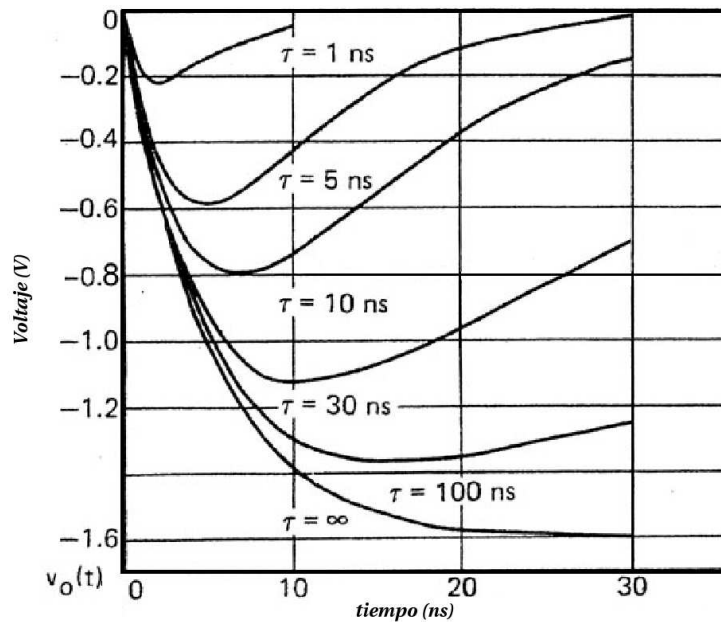


Figura 3.3: Curvas de respuesta para un fotomultiplicador con diferentes constantes de tiempo. [7].

La ecuación 3.4 se refiere a un pulso de salida ideal, pero en la práctica el pulso se ve afectado por la dispersión en el tiempo de tránsito dentro del fotomultiplicador.

Resumiendo podemos decir:

- La señal de amplitud máxima se obtiene cuando $R \rightarrow \infty$. En este caso, la corriente $I(t)$ está simplemente cargando el condensador C y tenemos que:

$$V_0(t) = \frac{GNe}{C} \cdot [\exp(\frac{-t}{\tau_s}) - 1] \quad (3.5)$$

- El voltaje de salida es una fiel reproducción de la corriente de entrada cuando la constante de tiempo del sistema es inferior al tiempo de desexcitación del cristal ($\tau \ll \tau_s$).
- Cuando la intensidad $I(t)$ disminuye hasta el 1 % de su valor inicial, y para $\tau = \tau_s = 5 \text{ ns}$, el voltaje $V_0(t)$ es $\sim 10\%$ de V_{max} . En otras palabras, el pulso de salida tiene una cola larga que aumenta con τ .
- Cuando la resistencia es pequeña ($R \leq 100 \Omega$, el tiempo de salida es inferior $\tau \ll \tau_s$) el pulso no es integrado¹. Con $\tau \gg \tau_s$, el pulso de corriente es integrado². El tiempo de subida aumenta cuando se llega al modo de voltaje y en el caso extremo cuando $\tau \rightarrow \infty$, el tiempo de subida del voltaje es igual al tiempo de desexcitación del pulso de entrada.
- Una constante de tiempo τ larga es adecuada para tasas de recuento bajas³.
- Cuando el fotomultiplicador se conecta a través de un cable coaxial de 50Ω de impedancia a un circuito externo, el pico de voltaje es aproximadamente 100 mV , para los parámetros considerados anteriormente y adecuado para la sensibilidad de la mayoría de los discriminadores comerciales.

3.3. Condensadores de acoplo

Es una práctica habitual conectar a tierra el fotocátodo y mantener el ánodo al alto voltaje. La señal de salida debe estar aislada de la fuente de alta tensión por medio de un condensador adecuado. Además de la dificultad de obtener condensadores de baja fuga y no inductivos, hay un problema adicional inevitable de distorsión de los pulsos que se verá a continuación.

Consideramos la transmisión de un pulso a través de una red CR como la que se muestra en la figura 3.4, despreciando por el momento los efectos de C_0 .

Como se puede ver en la figura 3.4, el pulso de salida no es una reproducción del pulso de entrada ya que no es posible una transmisión sin distorsión. Cuando $CR \ll t_p$ se produce una rápida recuperación de la línea base pero con un sobrevalor

¹Esto es designado como modo de operación en corriente con un tiempo de subida de los pulsos de voltaje y corriente determinados principalmente por una mayor constante de tiempo

²Esto es designado como modo de operación en voltaje

³Si la tasa de recuento es $\sim l/\tau$ se produce un apilamiento de los pulsos denominado *pile up*

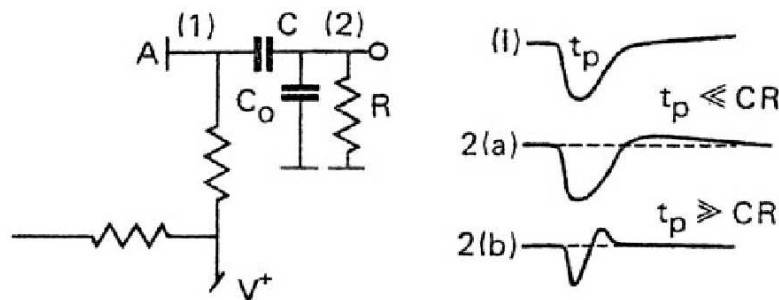


Figura 3.4: Sobrevalor del pulso asociado a red CR. [7].

asociado a la red CR; con $CR \gg t_p$ se reduce el sobrevalor pero la recuperación es mucho más lenta.

Una constante de tiempo grande es adecuada para tasas de recuento bajas, pero para tasas de recuento altas, el desplazamiento de la línea base reduce la amplitud del pulso. Esta distorsión se puede evitar adoptando el esquema presentado en la figura 3.5 donde el cátodo es mantenido a una alta tensión negativa con el ánodo conectado a tierra o directamente acoplado a un circuito externo.

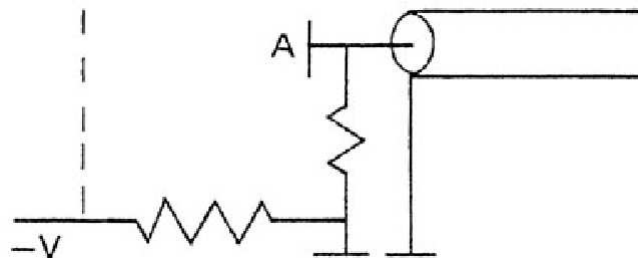


Figura 3.5: Acoplamiento del ánodo en corriente continua. [7].

3.4. Amplificación de la señal y transformación de impedancia

Para espectroscopía de amplitud de pulsos o energía, el amplificador lineal realiza varias funciones fundamentales. Su propósito es aumentar la amplitud de un pulso desde el rango de los milivoltios al rango de 0,1 – 10 V, lo que permite realizar medidas más precisas con convertidores analógicos digitales y analizadores monocanal de amplitud de pulsos. Además, el amplificador cambia la forma del pulso para optimizar la resolución en energía y minimizar el riesgo de solapamiento

de pulsos sucesivos (apilamiento).

Un centellador como es el CsI(Tl) produce unos 64.800 fotones por MeV de energía depositada a temperatura ambiente y tiene dos componentes de desexcitación principales cuyas constantes de desexcitación son $\tau_1 = 679 \pm 10 \text{ ns}$ (63,7%) y $\tau_2 = 3340 \pm 140 \text{ ns}$ (36,1%) y sus bandas de emisión se encuentran a 400 nm y 560 nm respectivamente [12].

Como hemos visto en el Capítulo 1, este centellador genera entre 3000 y 6000 fotoelectrones en el fotocátodo de un fotomultiplicador, generando, de esta manera, un pulso con un tiempo de desexcitación exponencial promedio de aproximadamente 1 μs .

La manera de medir la energía en un evento como este, es integrar la señal para convertir la suma de los fotoelectrones en un pulso individual cuya área esté relacionada directamente con el número de fotones en el evento. Si la salida del fotomultiplicador se conecta a un condensador, entonces, la carga de cada pulso será integrada y el condensador será cargado a un voltaje proporcional al número de fotoelectrones generados.

El amplificador de trans-impedancia es ideal para este propósito. En este caso, se utiliza un condensador en el bucle de retroalimentación para realizar la integración. Este condensador se debe descargar entre eventos y en el caso del CsI(Tl) es habitual elegir una resistencia paralela de tal manera que $CR \sim 4 \mu s$ (cuatro veces la constantes de tiempo de desexcitación promedio del cristal). Esto asegura que la mayor parte de la luz de salida esté incluida en la determinación de la energía del evento permitiendo tasas de recuento de hasta 5 KHz

Habitualmente, al amplificador de integración le sigue un amplificador diferenciador. Un amplificador con un condensador en la entrada no deja pasar la componente de continua y los pulsos son unipolares (figura 3.6 [a]). El diferenciador los convierte en bipolares y este cruza el eje temporal en un punto común independiente de la amplitud del pulso (figura 3.6 [b]). Un pulso de aproximadamente 6000 fotoelectrones producirá un pulso de 1 V para $C = 100 \text{ pF}$ con un ganancia en el fotomultiplicador de 10^5 .

3.5. Preamplificadores

Se debe considerar la utilización de amplificadores en aquellas aplicaciones en las que el fotomultiplicador esté separado del sistema de adquisición de datos por varios metros de cable. Si dichos cables no están terminados adecuadamente, estos pueden introducir una distorsión en los pulsos y reflexiones de los mismos dentro del sistema. Los preamplificadores sensibles a carga realizan una conversión

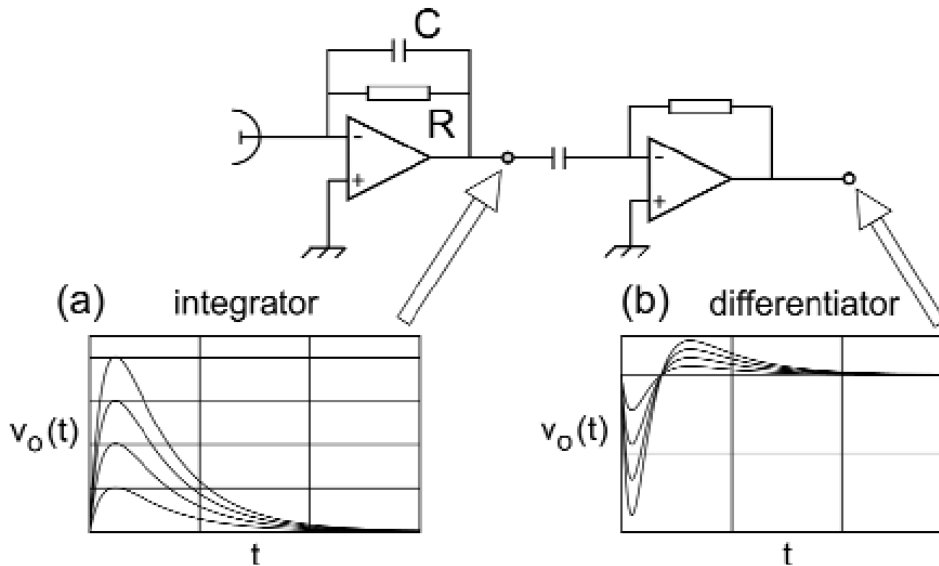


Figura 3.6: (a) El condensador C integra la salida del fotomultiplicador produciendo una salida $V_{max} \sim Q/C$. (b) El amplificador diferenciador produce un pulso bipolar que cruza el eje temporal en un punto común independiente de la amplitud del pulso. [7].

carga-voltaje ofreciendo una baja impedancia de salida óptima para cables muy largos.

3.6. Amplificadores

La necesidad de un amplificador u otro depende de tres factores:

- La naturaleza de la señal de salida (forma, amplitud).
- El análisis que se realizará en el pulso (área, altura, medidas de la forma).
- Especificaciones de la señal de entrada de los instrumentos electrónicos que se van a construir.

Un amplificador o preamplificador puede, por lo tanto, servir de unión vital entre el fotomultiplicador y el sistema de adquisición de datos, especialmente cuando el pulso de salida es demasiado rápido para acoplarlo directamente a un sistema electrónico lento.

Amplificadores compensados

Estos amplificadores ofrecen una alta ganancia (típicamente 500-2000) con una buena relación señal ruido. Se puede llegar a reducir el ruido hasta amplitudes

de $5 \mu V$ referidas a la entrada limitando el ancho de banda a aproximadamente $5 MHz$ y seleccionando una constante de integración adecuada.

Las técnicas tales como cancelación de polo cero o restauración de la línea base son utilizadas en estos amplificadores para minimizar el apilamiento y los desplazamientos de la línea base.

Estos amplificadores están diseñados para espectroscopía gamma y aplicaciones relacionadas donde las tasas de recuento son moderadas. El problema de estos amplificadores es que no reproducen fielmente la forma del pulso original.

Amplificadores descompensados

Estos amplificadores no tienen circuitos de compensación de corriente alterna, excepto para eliminar pequeños efectos inductivos en el cableado. Están caracterizados por tiempos de subida muy rápidos de $1 - 2 ns$, pero con una ganancia baja ($1 - 10$), que se puede aumentar, varios en cascada. Sin embargo, el desplazamiento de la línea base con la temperatura es una limitación importante.

Estos amplificadores ofrecen ganancia manteniendo la información temporal y la forma de las señales de entrada, por lo que se utilizan en instrumentación de pulsos rápidos de los que se quiere analizar tanto la información temporal como la de la forma del pulso.

3.7. Analizadores Multicanal

Existen dos categorías fundamentales de analizadores multicanal (MCA) comerciales: los que son sensibles a carga y que se pueden conectar directamente a los fotomultiplicadores y aquellos que son sensibles a voltaje. Los primeros tienen la sensibilidad especificada en picoculombios mientras que los de la segunda categoría trabajan en el rango de $0 - 10 V$.

La información de la amplitud de un pulso se puede obtener utilizando un analizador monocanal (SCA) pero la adquisición dura mucho más que la MCA y el resultado debe ser el mismo. La mayoría de los analizadores multicanal comerciales requieren pulsos con un mínimo tiempo de subida, haciendo necesario la utilización en determinados casos de la combinación de un sistema preamplificador-amplificador.

Capítulo 4

Resultados

Comienza este capítulo presentando un estudio bibliográfico sobre la respuesta espectral de los cristales de Ioduro de Cesio dopados con Talio que ayuda a entender los resultados obtenidos en este trabajo en las diferentes pruebas realizadas en el laboratorio.

4.1. Respuesta espectral de CsI(Tl)

La respuesta espectral de CsI(Tl), uno de los materiales seleccionados para la construcción del calorímetro de R3B (ver introducción), es el objeto de este trabajo. Antes de estudiar la respuesta espectral de este cristal debemos conocer algunas características del mismo.

Principales características del cristal CsI(Tl)

El cristal de CsI(Tl) tiene un alto poder de frenado debido a su alta densidad ($4,51 \text{ g/cm}^3$) y alto número atómico. Es un material relativamente blando comparado con NaI y soluble en agua pero no higroscópico en sentido real. En contacto con materiales que pueden adherir vapor de agua o en atmósfera con alta humedad relativa se puede degradar su superficie.

Es el centellador con la mayor producción de luz a temperatura ambiente ($65.000 \text{ fotones/MeV}$) [9]. Su máximo de emisión de luz se produce a 550 nm [10] con lo que no se adapta bien a los fotomultiplicadores con cátodo bialkali cuyo rango espectral comprende desde 350 hasta 600 nm . La eficiencia relativa de conversión para fotones (señal de centelleo relativa a NaI) a temperatura ambiente de un cristal de CsI(Tl) acoplado a un fotomultiplicador con fotocátodo bialkali es de tan sólo el 45 %. Debido a su alto número atómico, la fotofracción de CsI(Tl) es mayor que la de NaI(Tl). Su tiempo de desexcitación es de $1\mu\text{s}$ lo que limita la tasa de recuento que el detector puede manejar.

La respuesta temporal del CsI(Tl) presenta dos componentes principales, una rápida ($\sim 0,6 \mu s$) y otra lenta ($\sim 3,4 \mu s$) [10]. Para excitaciones producidas por partículas altamente ionizantes (α, β), la relación de intensidad de ambas componentes varía en función del poder ionizante de la partícula absorbida, con lo que se puede utilizar como discriminador del tipo de radiación, usando un análisis de la forma de los pulsos (Pulse shape analysis). El daño por radiación del CsI(Tl) se hace significativo por encima de 10^3 rad pero es reversible, especialmente a bajas longitudes de onda.

El espectro de emisión

Cada cristal centellador tiene su espectro de emisión característico. La forma de este espectro de emisión depende del tipo partículas que induzcan la excitación en el cristal (fotones, partículas). En el caso de los cristales de CsI(Tl), su espectro de emisión depende de la concentración de Tl. En los cristales suministrados por Saint Gobain [5] esta concentración es de 0.2 % molar y su espectro de emisión está caracterizado por la curva que se muestra en la figura 4.1 [5].

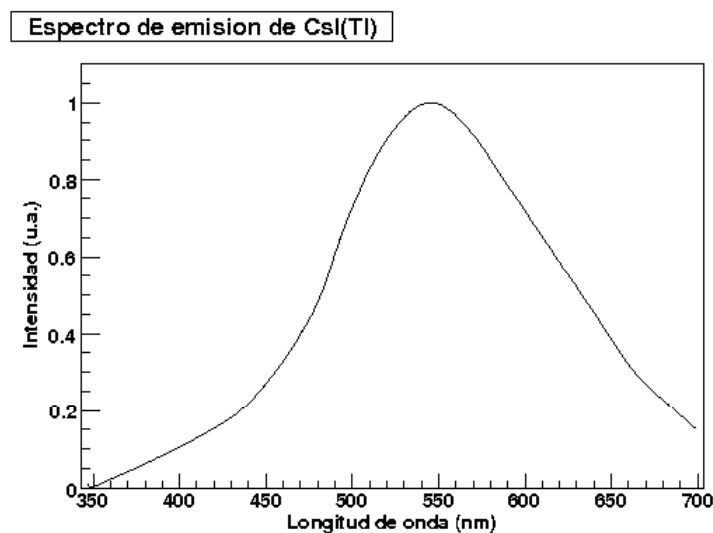


Figura 4.1: *Espectro de emisión del cristal CsI(Tl)*. [5]

Esta curva de emisión nos informa acerca de la intensidad relativa de la luz emitida por el cristal en función de la longitud de onda. Como se puede observar, la máxima emisión se produce a una longitud de onda próxima a 550 nm . La producción de luz para CsI(Tl) es de aproximadamente 65.000 fotones/MeV [9] y conociendo su distribución espectral (curva de la figura 4.1), podemos, estimar del número de fotones emitidos para cada longitud de onda (figura 4.2).

4.1. Respuesta espectral de CsI(Tl)

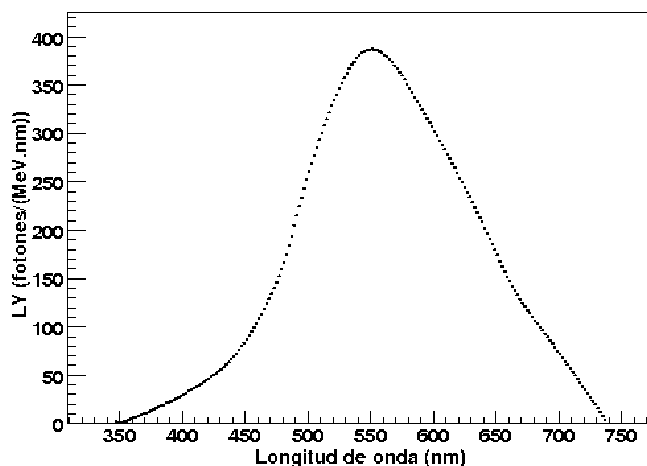


Figura 4.2: Producción de luz del cristal de Ioduro de Cesio dopado con Talio.

El estudio de la respuesta espectral de un cristal es fundamental para determinar el dispositivo óptico de lectura y el tipo de ventana y fotocátodo utilizados en el mismo.

Como se vió en el Capítulo 2, cada fotomultiplicador tiene una respuesta diferente, dependiendo del espectro de emisión del cristal acoplado, que depende del tipo de ventana utilizado y del material del fotocátodo. Una de las variables que mide la respuesta del fotomultiplicador es la *eficiencia cuántica*.

Las curvas de eficiencia cuántica para los fotomultiplicadores utilizados en las pruebas que se presentarán en este capítulo son las que se muestran en la figura 4.3 y fueron obtenidas de las hojas de especificaciones técnicas proporcionada por el fabricante de dichos fotomultiplicadores.

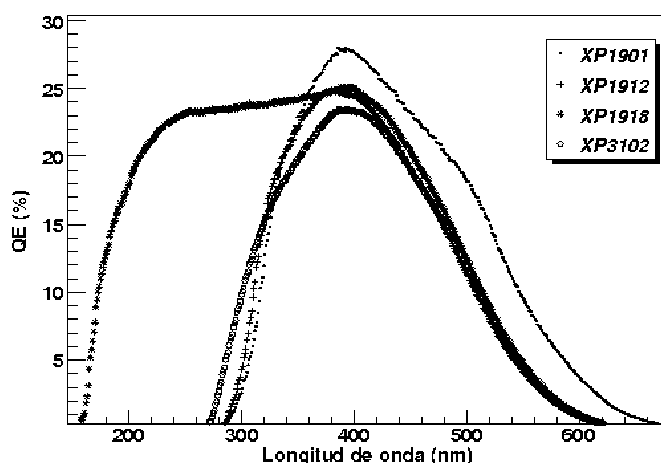


Figura 4.3: Eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores.

Como se puede observar en la figura 4.3, la eficiencia cuántica del fotomultiplicador XP1901 tiene mayor sensibilidad que los demás fotomultiplicadores en la región

de longitudes de onda mayores a 300 nm , mientras que el fotomultiplicador XP1918 tiene mayor sensibilidad para longitudes de onda por debajo de dicho valor.

Una vez obtenidas las curvas de eficiencia cuántica y producción de luz, se puede calcular la producción de fotoelectrones en el fotocátodo PY a través de la expresión 4.1.

$$PY = \int QE(\lambda) LY(\lambda) d\lambda \quad (4.1)$$

Para calcular esta integral se discretizaron las curvas de eficiencia cuántica y producción de luz en pasos de 1 nm y se utilizó la siguiente expresión:

$$PY = [QE(\lambda_1) LY(\lambda_1) + QE(\lambda_2) LY(\lambda_2) + \dots + QE(\lambda_n) LY(\lambda_n)] \Delta\lambda \quad (4.2)$$

obteniéndose las curvas que se muestran en la figura 4.4.

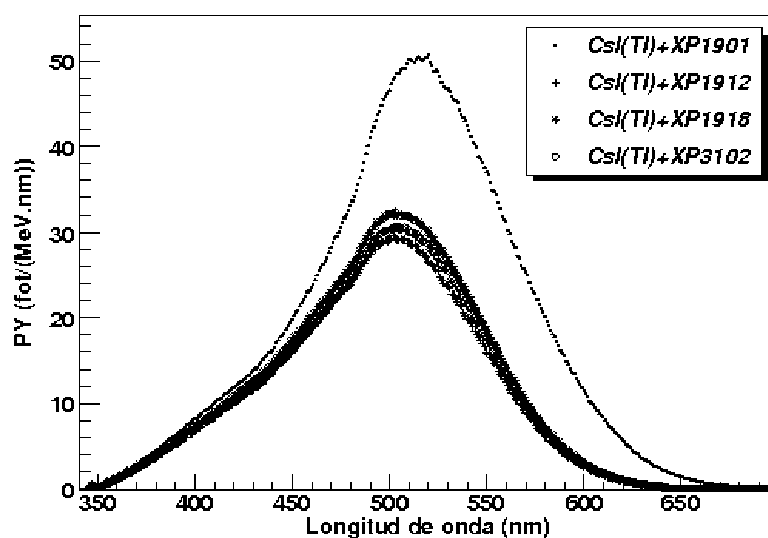


Figura 4.4: Producción estimada de fotoelectrones para cada uno de los fotomultiplicadores utilizados.

Calculando la integral de las curvas de la figura 4.4 se obtiene la producción de fotoelectrones estimada para la combinación de cada uno de los fotomultiplicadores utilizados con el cristal de Ioduro de Cesio con Talio y se muestran los resultados en la tabla 4.1.

Como se puede observar en la tabla 4.1 la mayor producción de luz se obtiene para el fotomultiplicador XP1901. Sin embargo, de los resultados finalmente obtenidos parece desprenderse que la proporción entre las componentes rápida y lenta de la respuesta temporal del cristal de CsI(Tl), es función de la longitud de onda y se obtiene mejor resolución con el fotomultiplicador XP1918 (como se verá más adelante).

Fotomultiplicador	PY (fotones/MeV)
XP1901	6183
XP1912	3555
XP1918	3891
XP3102	3679

Tabla 4.1: *Producción de fotoelectrones estimada para los fotomultiplicadores utilizados.*

4.2. Resultados experimentales

El objetivo de este estudio, es buscar la mejor resolución en energía de los cristales de CsI(Tl), que depende, no solo de los factores que se detallan en el Capítulo 1, sino también del tipo de recubrimiento del cristal, del contacto óptico entre el fotomultiplicador y el cristal, del tiempo de integración, de la ganancia del amplificador, etc.

El análisis por separado de cada una de estas variables requeriría una extensión que supera la habitual en este tipo de trabajos. Por este motivo, se han optimizado varios de estos parámetros y incluyendo únicamente los factores más importantes.

Se han utilizado para este trabajo, tres cristales de CsI(Tl), de dimensiones $10x10x10\text{ mm}^3$, $10x10x50\text{ mm}^3$ y $10x10x100\text{ mm}^3$, con las superficies laterales pulidas. La concentración de impurezas de Talio en el Ioduro de Cesio es inferior al 2% en todos los casos, según la información proporcionada por el fabricante de los cristales: Saint Gobain [5].

4.2.1. Montaje experimental

Para la realización de las pruebas en las que se midió la resolución en energía se utilizó el montaje experimental de la figura 4.5, que consistía en una caja de humedad controlada. Dentro de esta caja se introdujo otra forrada de papel de cobre conectada a tierra para aislar eléctricamente al detector. La salida del detector se conectaba al amplificador y este enviaba la señal al analizador multicanal. La salida del multicanal se recogía en un ordenador en el que se representaban los espectros.

La caja de humedad controlada estaba recubierta por una capa de material aislante y estaba equipada de un higrómetro y un termómetro (figura 4.6).

4. Resultados

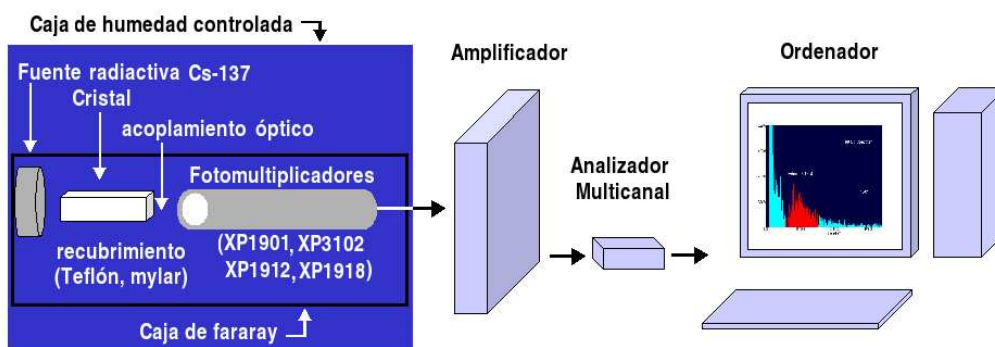


Figura 4.5: *Montaje experimental.*



Figura 4.6: *Foto de la caja de humedad controlada.*

4.2.2. Fotomultiplicadores

Se ha utilizado una serie de fotomultiplicadores, con respuestas espectrales diferentes y con las características que se detallan a continuación:

4.2. Resultados experimentales

Fotomultiplicador	Fotocátodo	Ventana	Ind. de ref. ^a
XP1901	biálkali GE ^b	vidrio lima	1,54
XP1912	biálkali	vidrio lima	1,54
XP1918	biálkali	sílíce fundido ^c	1,47
XP3102	biálkali	vidrio borosilicato	1,48

Tabla 4.2: Principales características de los fotomultiplicadores utilizados.

^aÍndice de refracción medido a 420 nm

^bExtendido al verde

^cSensible en la región ultravioleta.

Todos estos fotomultiplicadores tenían 10 dinodos y el tipo de multiplicador era de focalización lineal (ver sección 2.4).

El fotomultiplicador XP3102 tenía una base diseñada en nuestro laboratorio (figura 4.7). Los detalles del esquema electrónico están en el apéndice C, figura 4.16.



Figura 4.7: Foto de la base del fotomultiplicador XP3102.

4.2.3. Cálculo de las constantes de tiempo de desexcitación del cristal CsI(Tl)

A partir de las pruebas realizadas por los fabricantes se identifican los fotomultiplicadores XP1901 y XP1918 como los mejor adaptados a la curva de emisión del

4. Resultados

CsI(Tl) (ver tabla 4.3).

Fotomult.	Voltaje	Sensib. del cátodo	SA ^a del ánodo	CO ^b
XP1901	1169 V	112,7 $\mu A/lm$	10 A/lmF	0,34 nA
XP1918	1040 V	13 $\mu A/lmF^c$	10 A/lmF	5,93 nA

Tabla 4.3: Datos de las pruebas realizadas por los fabricantes

^aSensibilidad Azul

^bCorriente de oscuridad

^cDatos correspondiente a la sensibilidad azul.

A los fotomultiplicadores XP1918 y XP1901 se les acoplo un cristal de CsI(Tl) y se analizaron los pulsos, utilizando para ello un sistema de digitalización basado en un osciloscopio TDS3054B de Tektronik y un programa de LabView.

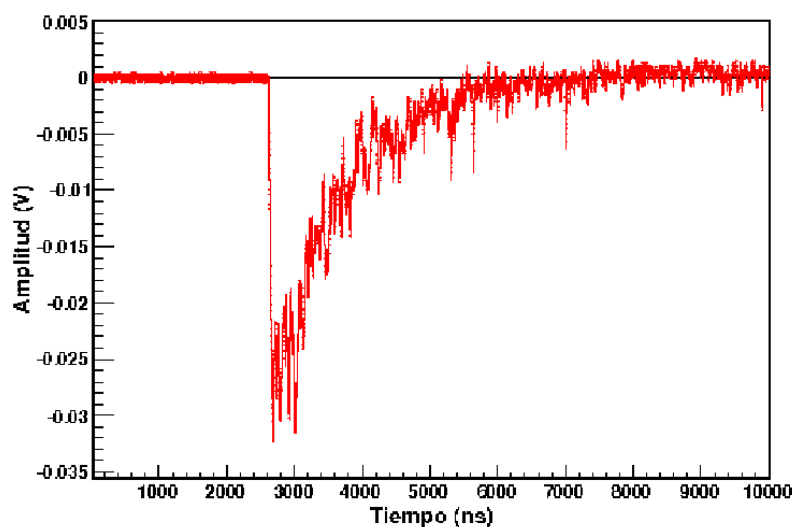


Figura 4.8: Pulso obtenido para un cristal de CsI(Tl) acoplado a un fotomultiplicador XP1918.

La figura 4.8 muestra un pulso individual, medido con un cristal de CsI(Tl) de 1 cm^3 acoplado a un fotomultiplicador XP1918. A partir de estos datos se calculó la suma de 1000 pulsos, obteniendo como resultado una curva suave (figura 4.9) en la que las variaciones locales se cancelan dando lugar al pulso promedio.

En la señal promedio se observa un desplazamiento respecto a la línea base en el rango de tiempos 1000 – 2000 ns. Esto nos indica que algunos pulsos se disparaban antes del trigger establecido en el osciloscopio. La mayoría de las señales se disparaban en torno al canal 2500 pero cuando los rayos cósmicos se anticipan

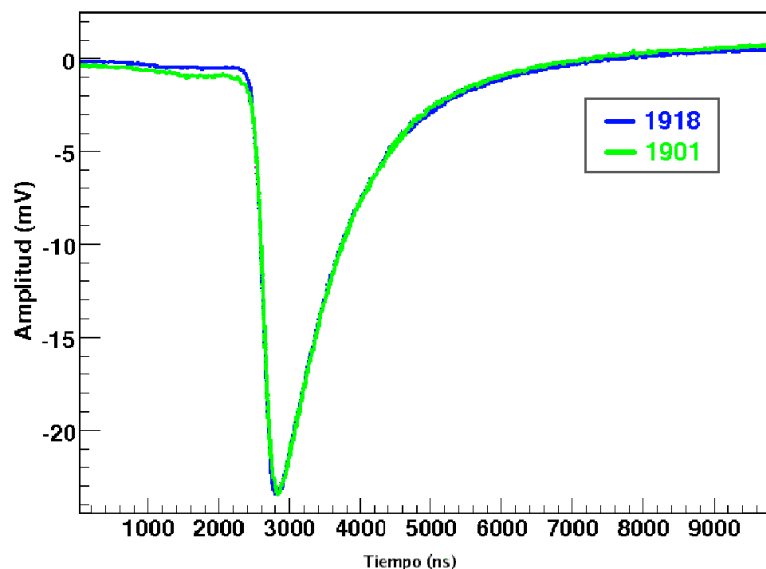


Figura 4.9: Pulso promedio obtenido para los fotomultiplicadores XP1901 y XP1918.

al pulso del centellador y producen una señal espúrea (picos estrechos) sobre la ventana del fotomultiplicador, se dispara el trigger del osciloscopio. Por lo tanto, los pulsos reales aparecen mucho antes del canal 2500, lo que falsea el cálculo del tiempo de desexcitación. Asimismo, cuando se produce un apilamiento de los pulsos (ver Capítulo 3, sección 2), el segundo pulso se superpone sobre el primero falseando también el tiempo de desexcitación.

Por este motivo y para poder calcular un tiempo de desexcitación más realista, todos estos pulsos tienen que ser eliminados. Para eliminar estos pulsos se estableció un umbral: los pulsos que superasen 2 mV antes de 2500 ns y aquellos que superasen los 6 mV después de 6000 ns , no se tuvieron en cuenta para el cálculo del promedio.

De esta manera, y a partir de un muestreo inicial de 1000 pulsos, se obtuvieron 861 pulsos para el fotomultiplicador XP1918 y 823 pulsos para el fotomultiplicador XP1901 que cumplían dicha condición (figura 4.10). Para poder apreciar mejor la representación se invirtieron los pulsos y se normalizaron, corrigiendo la dispersión en el tiempo de trigger del osciloscopio. Para esto, a los tiempos de los ficheros de cada uno de los pulsos se les restó una cantidad variable, de forma que tuviesen todos el mismo valor a $2/3$ del valor de la máxima amplitud.

A partir de esta gráfica se puede ajustar la caída exponencial a la siguiente expresión:

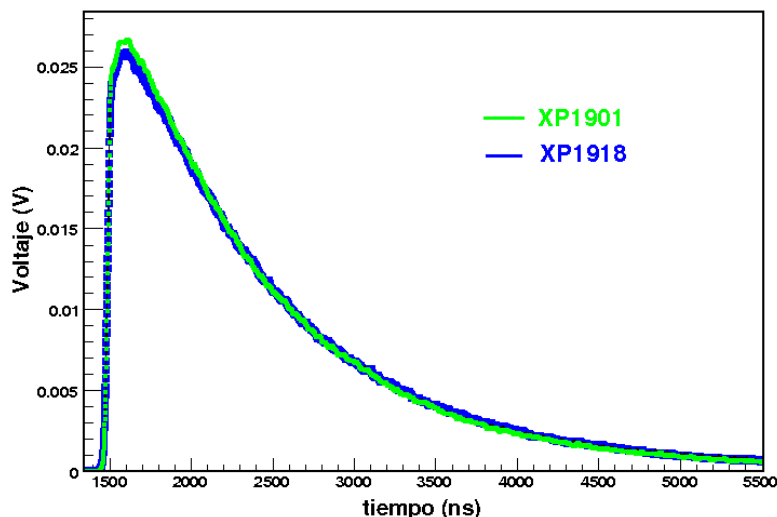


Figura 4.10: Pulso promedio normalizado para los fotomultiplicadores XP1901 y XP1918.

$$V(t) = A \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_1}\right) + B \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_2}\right) \quad t > 1800 \text{ ns} \quad (4.3)$$

Siendo A y B factores proporcionales a las intensidades de las dos componentes de desexcitación propias del cristal de CsI(Tl) y τ_1 y τ_2 las respectivas constantes de desexcitación. El tiempo en el que los electrones secundarios depositan toda su energía da lugar a una pendiente de subida que se estima a partir de la figura 4.10 es del orden de 20 ns . A partir de ahí se crean unos estados excitados en el cristal cuya desexcitación da lugar a los estados radiativos que observamos. Se puede ver, entre los canales 1500 y 1900, la función de población $[1 - \exp(\frac{-t}{\tau_0})]$ siendo τ_0 estimada en torno a 100 ns . A partir de del canal 1900, la desexcitación de los estados radiativos no se ve afectada por esta función de población.

Los resultados obtenidos se muestran en la tabla 4.4

Fotomult.	A	B	τ_1 [ns]	τ_2 [μ s]
XP1901	19,3	0,2	930	10,3
XP1918	16,6	0,2	960	8,0

Tabla 4.4: Parámetros de ajuste de los pulsos obtenidos.

En la tabla 4.5 comparamos estos valores con los referidos en el artículo *Temperature dependences of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation characteristics* de J. Valentine et al. [12].

Autor(es)	τ_1 [ns]	τ_2 [μ s]
Valentine et al	800	6,0
Pliavin	800	1,6
Sastry and Thosar	900	10
Managan	550	0,7
Masunaga et al.	800	1,2
Schotanus et al.	600	3,4

Tabla 4.5: *Valores publicados de constantes de tiempo de desexcitación a temperatura ambiente.*

La precisión de la medida de la componente lenta viene afectada por la diferenciación producida por la constante RC del condensador de salida del fotomultiplicador y la impedancia de entrada del osciloscopio.

4.2.4. Electrónica

Fuente de Alta Tensión

Para la alimentación de los fotomultiplicadores se utilizó una fuente de alta tensión programable (Caen modelo N470) que tiene un rango de voltaje de 0 – 3 kV y admite una intensidad de corriente máxima de 3 mA. Esta fuente tiene una resolución en pantalla para voltaje de 1 V y una resolución en pantalla para corriente de 1 μ A. La precisión de este módulo para el voltaje de la alta tensión es del 1 % y para la intensidad del 2 %.

Amplificador

El amplificador utilizado para realizar este estudio es un amplificador espectroscópico Canberra modelo 2022, con seis tiempos de integración, un ruido menor de 4 μ V referido al pulso de entrada, una deriva en tensión menor de 10 μ V/ $^{\circ}$ C y un recuperador activo de la línea base.

Las especificaciones de entrada son: pulsos positivos o negativos con una amplitud máxima de 10 V. Las especificaciones de salida son: pulsos unipolares positivos de forma casi gaussiana lineales hasta 10 V, o pulsos bipolares lineales hasta 10 V. La impedancia de entrada es de aproximadamente 1 k Ω , y el rango de ganancia desde 3 hasta 3900.

Analizador Multicanal

El analizador multicanal utilizado es el AMPTEK MCA-8000A con un convertidor analógico digital (ADC) de aproximación sucesiva y un tiempo de conversión menor de $5 \mu\text{s}$ (> 200.000 cps). Este analizador multicanal tiene una *no linealidad diferencial*¹ menor de 0,6% y una *no linealidad integral*² menor de 0,02%. Dispone de 16.000 canales y acepta pulsos rápidos, con constantes de integración de hasta 100 ns.

4.3. Recubrimiento de los cristales

El recubrimiento del cristal es importante, porque determina la cantidad de luz que, finalmente vaya a alcanzar el cátodo del fotomultiplicador, después de haber sufrido un número de reflexiones estadísticamente elevado. La luz de centelleo tiene una longitud de atenuación en el cristal que es, idealmente infinita y, en la práctica, muy grande comparada con la dimensión del cristal.

Es de crucial interés, por lo tanto, aumentar la probabilidad de que los fotones producidos en el centelleo alcancen la ventana de acceso al sensor (fotomultiplicador en nuestro caso), minimizando el recorrido dentro del cristal, es decir, el número de reflexiones. Aunque no resulte intuitivo, si el recubrimiento del cristal es 100% especular, la luz generada en el cristal puede verse sometida a un mayor número de reflexiones múltiples.

Una manera de reducir el número de reflexiones internas es utilizando un material difusor de la luz que tenga un elevado coeficiente de reflexión. Para este propósito se utilizó teflón comercial, que goza de excelentes cualidades para la difusión de la luz visible. El espesor de teflón también juega un papel importante en la colección de luz, habiéndose visto que, para obtener la mejor resolución, se vio que un espesor de $300 \mu\text{m}$ (*4 vueltas de teflón de $75 \mu\text{m}$ de espesor*) era el más adecuado. Para evitar que la luz que atraviesa el teflón se escape del cristal, se utilizaron diferentes materiales especulares, (*cinta metálica adhesiva comercial, papel de cobre, papel de aluminio, mylar aluminizado*). Tras numerosas pruebas (ver tabla 4.6) se obtuvo que el mylar daba la mejor resolución.

¹Es la diferencia entre la variación de tensión nominal que genera un cambio en un bit a la salida del conversor y la variación real que debe ocurrir. [13]

²Está definido como la desviación de los valores de la función de transferencia real sobre una línea recta. [13]

Material	Resolución (%)
Sólo teflón	25.95 ± 0.34
Teflon + papel de Aluminio	10.00 ± 0.09
Teflon + Cinta metálica adhesiva	8.68 ± 0.09
Teflon + Papel de cobre	8.41 ± 0.08
Teflon + Mylar aluminizado	7.48 ± 0.08

Tabla 4.6: Resoluciones obtenidas para diferentes materiales utilizados como recubrimiento.

4.4. Acoplamiento óptico

Para proceder al *acoplamiento óptico* entre el cristal de CsI(Tl) y la ventana del fotomultiplicador 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 Rhodosil, 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 resolución en torno al 20 %

4.5. Estabilización en tensión

Al conectar la fuente de alta tensión, se observa una inestabilidad transitoria (véase Sección 2.10), hasta que la ganancia se estabiliza y con ella la resolución en energía. Este tiempo de estabilización de la alta tensión depende, fundamentalmente, de la disipación de calor producido por las resistencias que forman la base del fotomultiplicador. Dicho efecto se puede ver utilizando una fuente de ^{137}Cs y obteniendo de los espectros el desplazamiento de la posición del fotopico en función del tiempo. Mostramos en la figura 4.11 y 4.12 los resultados obtenidos utilizando un cristal de CsI(Tl) de 1 cm^3 acoplado a un fotomultiplicador XP1918.

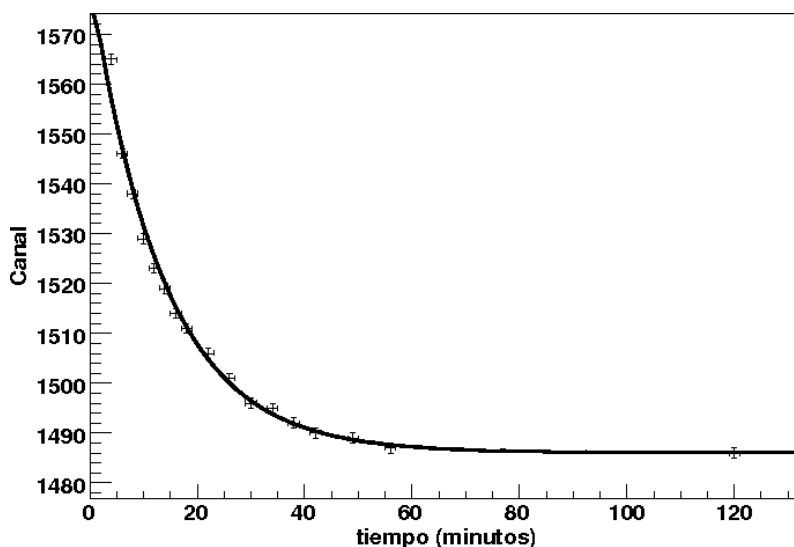


Figura 4.11: Estabilización del canal del fotopico en función del tiempo.

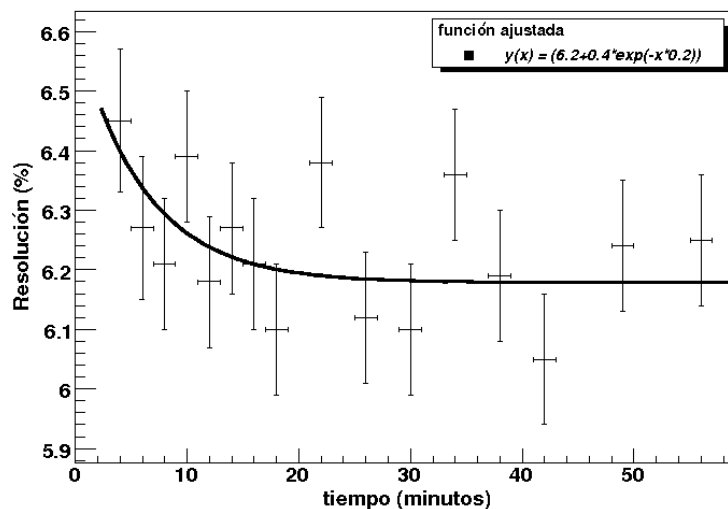


Figura 4.12: Estabilización de la resolución en energía en función del tiempo.

Del ajuste de la figura 4.11 se puede observar que sólo al cabo de 60 minutos se alcanza una situación de estabilidad. En la figura 4.12 podemos ver como la resolución, a pesar de mostrar fluctuaciones en promedio, sigue el mismo comportamiento que el voltaje aplicado. El error asociado a la resolución se ha obtenido a partir de un ajuste gaussiano del fotopico.

En el caso del fotomultiplicador XP3102, la estabilización se produce en tan sólo 4-5 minutos y esto puede ser debido a que, en este caso, la base diseñada por nosotros, tiene las resistencias sin encapsular, por lo que la disipación de energía

por efecto Joule se estabilizaba en un corto espacio de tiempo.

4.6. Linealidad del fotomultiplicador

Variando el voltaje de alimentación del fotomultiplicador y observando el canal en el que aparece el fotopico, se ha obtenido la curva de ganancia del fotomultiplicador. Su comportamiento es exponencial tal y como se aprecia en la figura 4.13 para el caso del un cristal de CsI(Tl) de 1 cm^3 acoplado a un fotomultiplicador XP1918.

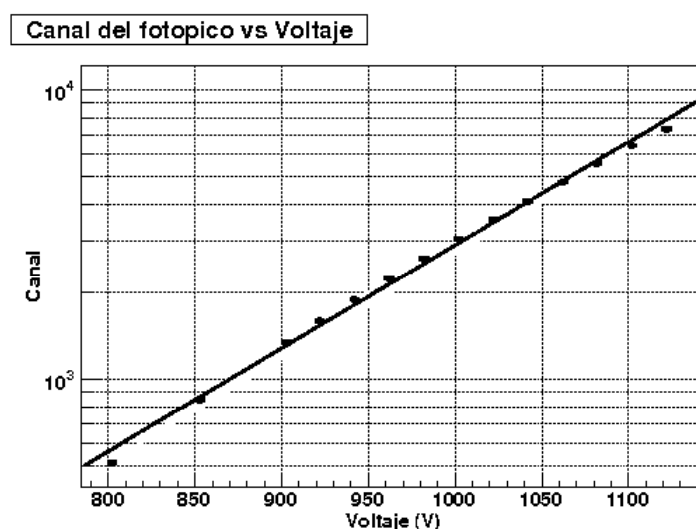


Figura 4.13: *Ganancia del fotomultiplicador XP1918 en función del Voltaje aplicado.*

4.7. Tiempo de adquisición

Otro de los de los factores que influye en la resolución es el *tiempo de adquisición* de datos para el espectro. El tiempo de adquisición de datos para tener un espectro con suficiente estadística se determina en cada experimento variando desde 20 s a 300 s debido a las diferencias en la eficiencia geométrica en cada caso. En la mayoría de los casos que se presentan en este trabajo se buscaba tener una tasa de recuento $\sim 1000 \text{ cps}$, lo que aseguraba evitar un apilamiento de los pulsos.

En principio, cuanto mayor es el tiempo de adquisición, mayor será la estadística acumulada, pero considerando que el fotomultiplicador tiene una ganancia que depende de la temperatura, cuanto mayor es el tiempo de adquisición, mayores son las variaciones de temperatura que en él se producen. La variación de ganancia desplaza la posición del fotopico y por tanto empeora la resolución tal y como puede verse en la figura 4.14.

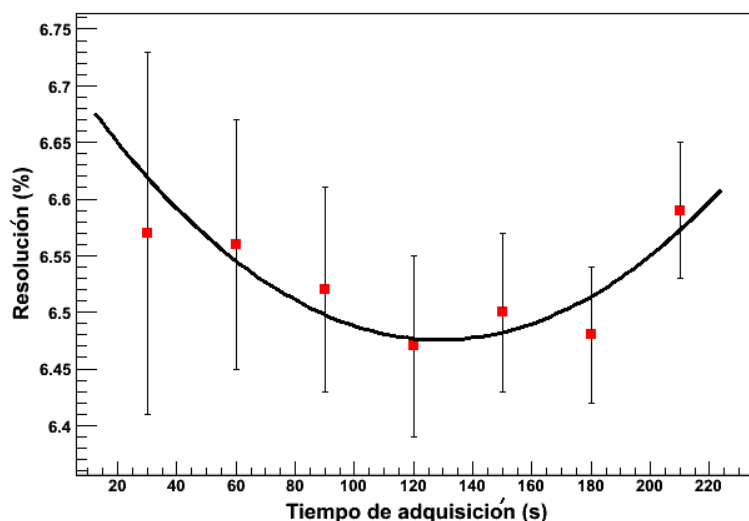


Figura 4.14: Variación de la resolución en función del tiempo de adquisición.

Espectros con tiempos de adquisición bajos presentan poca estadística y, por lo tanto, el ajuste del fotopico a una función gaussiana no es bueno, presentando grandes barras de error. A partir de 140 segundos las variaciones en temperatura empeoran la resolución, por lo que un tiempo de adquisición de 120 segundos nos da el mejor compromiso, con más de 120.000 cuentas en el espectro y más de 20.000 cuentas bajo el área del fotopico.

4.8. Tiempo de integración y forma del pulso

Dada la alta constante de tiempo del pulso de luz de los cristales de CsI(Tl), normalmente, la resolución obtenida es mejor cuanto mayor es el tiempo de integración del amplificador. La función ajustada de la figura 4.15 indica en su término independiente el valor de la resolución cuando el tiempo de integración tiende a infinito. Ahora bien, en un experimento, las altas tasas de recuento, no permiten tener tiempos de integración muy grandes. Se puede observar que un tiempo de integración de $4 \mu s$ (aproximadamente cuatro veces la constante de tiempo de desexcitación del cristal) es un buen compromiso.

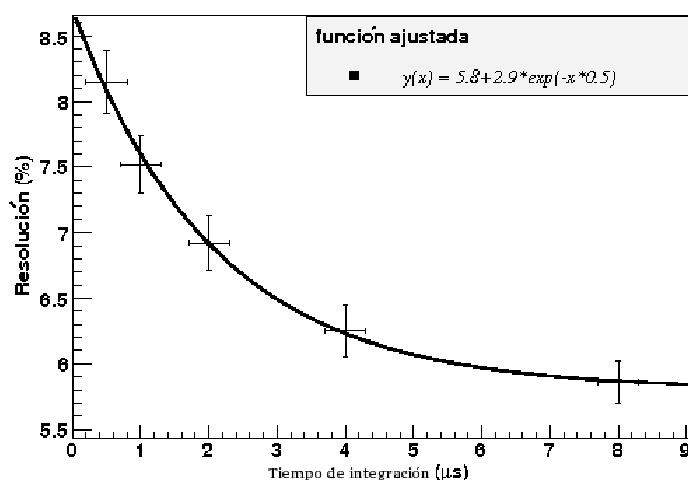


Figura 4.15: Variación de la resolución en función del tiempo de integración.

4.9. Resultados

Las resoluciones obtenidas para un tiempo de integración de $4 \mu\text{s}$, utilizando fotomultiplicadores XP1918, XP1901 y XP3102, con los cristales de CsI(Tl) en los tamaños que se indican en la tabla 4.7, son el resultado de una optimización de los parámetros de estabilización de la tensión, ganancia en función de la tensión y tiempo de adquisición:

cristal ->	$1x1x1 \text{ cm}^3$	$1x1x5 \text{ cm}^3$	$1x1x10 \text{ cm}^3$
fotomultiplicador	Resolución (%)	Resolución (%)	Resolución (%)
XP1918	6.1 ± 0.1	7.4 ± 0.1	10.7 ± 0.1
XP3102	9.1 ± 0.1	9.9 ± 0.1	16.5 ± 0.2^a
XP1901	7.0 ± 0.1	8.4 ± 0.1	12.8 ± 0.1

Tabla 4.7: Resoluciones obtenidas para diferentes fotomultiplicadores utilizados.

^aDebido a la no linealidad de la base del fotomultiplicador a partir de 930 V o ganancia 50 del amplificador espectroscópico no se obtuvieron mejores resultados.

La mejor resolución (6.07 ± 0.10) % se obtuvo utilizando el fotomultiplicador XP1918 y el cristal de 1 cm^3 . De ello se deduce que el estudio realizado para calcular la producción de fotoelectrones no concuerda con los datos obtenidos. O bien, las curvas de eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores no se corresponden con las reales, o bien, el espectro de emisión de estos cristales está subestimado para longitudes de onda por debajo de 550 nm , como se puede comprobar comparando el artículo *Temperature dependences of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation*

4. Resultados

characteristics de J. Valentine et al. [12] en el cual se estima el espectro de emisión del CsI(Tl) con el espectro de emisión que ofrece el fabricante de los cristales y que se utilizó para estimar la cantidad de fotoelectrones, lo que beneficiaría la utilización de un fotomultiplicador XP1918 en este rango.

Conclusiones

En este trabajo se ha realizado un estudio de las condiciones de trabajo óptimas del cristal centellador CsI(Tl) acoplado con diferentes fotomultiplicadores 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.

Los dos primeros capítulos son una descripción de las interacciones que produce la radiación gamma en los cristales centelleadores y del funcionamiento y principios de operación de los fotomultiplicadores que se utilizaron para estas pruebas.

El tercer capítulo describe el análisis de los pulsos obtenidos en el ánodo del fotomultiplicador y el tratamiento posterior.

El cuarto 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 un parámetro clave para optimizar la resolución en energía, obteniendo el mejor resultado con un recubrimiento de teflón con un espesor de $300 \mu\text{m}$ (*4 vueltas de teflón de $75 \mu\text{m}$ de espesor*) y un recubrimiento externo de mylar aluminizado. Así mismo, el *acoplamiento óptico* que mejor resultado ha demostrado en las pruebas fue la grasa óptica BC630 de Bicon.

La *Estabilización en tensión* se producía al cabo de 60 minutos para los fotomultiplicadores XP1918 y XP1901. En el caso del fotomultiplicador XP3102 la estabilización se producía en un espacio de tiempo mucho menor, y esto puede ser debido, a que la base diseñada para este trabajo, produce una mejor disipación de energía por efecto Joule.

El *tiempo de adquisición* de datos para tener un espectro con suficiente estadística, se determina para cada experimento, variando desde 20 s hasta 300 s debido a las diferencias en la eficiencia geométrica en cada caso. En la práctica se buscaba tener una tasa de recuento ~ 1000 cps, evitando así, un apilamiento de los pulsos.

En cuanto a la constante de integración del amplificador espectroscópico, un tiempo de $4 \mu\text{s}$ (del orden de cuatro veces la constante de desexcitación principal)

es un buen compromiso. Por una parte, este valor evita el apilamiento de los pulsos y un excesivo tiempo muerto del detector.

La mejor resolución ($6,0 \pm 0,1$) % se obtuvo utilizando el fotomultiplicador XP1918 y el cristal de 1 cm^3 . De ello se deduce que el estudio realizado para calcular la producción de fotoelectrones no concuerda con los datos experimentales porque, o bien, las curvas de eficiencia cuántica de los fotomultiplicadores no se corresponden con las reales, o bien, el espectro de emisión de estos cristales está subestimado para longitudes de onda por debajo de 550 nm.

Si bien, los resultados obtenidos están próximos a las especificaciones requeridas, al menos para ciertas partes del calorímetro CALIFA de R3B, en una fase posterior se están realizando pruebas con los mismos cristales acoplados a fotodiodos y fotodiodos de avalancha, con objeto de encontrar la solución que mejor se adapta a dichas especificaciones.

Apéndice A

Principales características de varios cristales centelleadores.

Material	ρ [g/cm^3]	λ_{max} [nm]	$\tau_{decrec.}$ [ns] ^a	n^b	$efic.$ [%] ^c	$higrosc.$
<i>NaI(Tl)</i>	3.67	415	230	1.85	100	si
<i>CsI(Tl)</i>	4.51	550	1000	1.79	45	ligeram.
<i>CsI(Na)</i>	4.51	420	630	1.84	85	si
<i>CsI</i>	4.51	315	16	1.95	4/6	ligeram.
<i>CaF₂(Eu)</i>	3.18	435	940	1.47	50	no
⁶ <i>LiI(Eu)</i>	4.08	470	1400	1.96	35	si
⁶ <i>Li – glass</i>	2.50/2.70	390/430	60	1.55/1.57	4/6	no
<i>CsF</i>	4.64	390	3/5	1.48	5/7	si
<i>BaF₂</i>	4.88	310/220	630/0.8	1.50/1.54	16/5	no
<i>GSO(Ce)</i>	6.71	440	30/60	1.85	20/25	no
<i>BGO</i>	7.13	480	300	2.15	15/20	no
<i>CdWO₄</i>	7.90	470/540	20000/5000	2.30	25/30	no

Tabla 4.8: *Características de cristales centelleadores más utilizados.* [1]

^atiempo de desexcitación efectivo para gammas.

^bíndice de refracción a la longitud de onda del máximo.

^ceficiencia relativa de conversión (señal de centelleo relativa a NaI) a temperatura ambiente para fotones gamma acoplado a un fotomultiplicador con fotocátodo bialkali.

Apéndice B

Deducción de la expresión de la Eficiencia Cuántica en función de la Sensibilidad Espectral.

La Eficiencia Cuántica y la Sensibilidad Espectral se definen según hemos visto en el Capítulo 2 como:

$$QE = \frac{N_e}{N_f} \quad (4.4)$$

$$SE = \frac{I_e}{P} = \frac{I_e \cdot t}{E_i} = \frac{q_e \cdot N_e}{E_i} \quad (4.5)$$

Donde I_e es la corriente de electrones, P es la potencia de la luz incidente, t es el tiempo, E_i energía incidente, q_e la carga del electrón y N_e es el número de fotoelectrones emitidos.

La energía de N_f fotones incidentes es:

$$N_f \cdot E_f = N_f \cdot h\nu = N_f \cdot \frac{hc}{\lambda} \quad (4.6)$$

Despejando N_e de 4.5 y N_f de 4.6 tenemos que:

$$N_e = \frac{SE \cdot E_i}{q_e} \quad (4.7)$$

$$N_f = \frac{E_i \cdot \lambda}{hc} \quad (4.8)$$

Reemplazando ambas en 4.4 tenemos que:

$$QE = \frac{hc \cdot SE \cdot E_i}{E_i \cdot \lambda \cdot q_e} = \frac{hc}{q_e} \cdot \frac{SE}{\lambda} \quad (4.9)$$

Donde SE está expresada en A/W y QE es un valor entre 0 y 1. Si reescribimos ésta expresión poniendo QE en porcentaje, SE en mA/W y reemplazamos las constantes por su valor, obtenemos:

$$QE (\%) = \frac{124}{\lambda (nm)} \cdot SE (mA/W) \quad (4.10)$$

Apéndice C

Esquema electrónico de la base diseñada en nuestro laboratorio para fotomultiplicador XP3102:

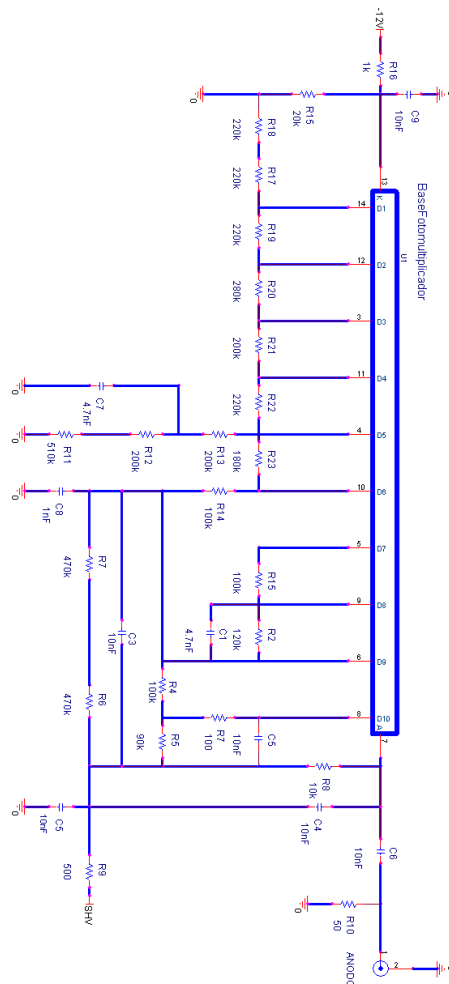


Figura 4.16: *Esquema electrónico de la base del fotomultiplicador XP3102.*

Bibliografía

- [1] Harshaw Radiation Detectors *Scintillation Counting Principles*, Solon, Ohio, 44139 (1984).
- [2] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurements* (Wiley, New York, 1979).
- [3] Photonis. *Photomultiplier tubes basics*
- [4] Hamamatsu Photonics: *Photomultiplier Tubes and Related Products*
- [5] Saint-Gobain *Scintillation Products*, 2004.
- [6] Wikipedia: <http://es.wikipedia.org>
- [7] A. G. Wright Electron Tubes Ltd: <http://www.electrontubes.com/info/papers.html>
- [8] Michael W. Davidson: <http://micro.magnet.fsu.edu/photomultipliers.html>
- [9] S. E. Derenzo et al. *The quest for the ideal inorganic scintillator*. Nucl. Instrum. and Methods A, 505(2003)111
- [10] P. Schotanus, R Kamermans and P. Dorenbos. *Scintillation characteristics of pure and Tl-doped CsI crystals* IEEE Transactions on Nuclear Science. Vol. 37, No. 2, April 1990. Pag. 177
- [11] M. Moszynski. *Inorganic scintillation detectors in gamma-ray spectrometry*. Nucl. Instrum. and Methods A, 505(2003)101
- [12] J. Valentine et al. *Temperature dependences of CsI(Tl) gamma-ray excited scintillation characteristics*. Nucl. Instrum. and Methods A, 325(1993)147
- [13] <http://pablohoffman.com/cgi-bin/twiki/bin/view/Oscusb/DocCap02Investigacion>
- [14] 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/>
- [15] *Technical Proposal for the Design, Construction, Commissioning and Operation of R3B*. <http://www-land.gsi.de/r3b/>