

## **Espectroscopia gamma: detectores, implementación y aplicación al estudio de matrices ambientales.**

L Errico, L. Montes, L. Giovanetti.

Radiactividad y medioambiente, Facultad de ciencias Exactas, UNLP. 2020

La historia de la Física Nuclear ha visto el desarrollo de numerosos tipos de detectores, todos basados en el mismo principio fundamental: la transferencia de parte o toda la energía de la radiación incidente a la masa del detector, donde es convertida en otra forma más accesible a la percepción humana. Las partículas cargadas transfieren su energía a la materia a través de colisiones directas con electrones atómicos, induciendo ionizaciones o excitaciones en los átomos. La radiación eléctricamente neutra interactúa con la masa del detector, generando electrones, los cuales luego ionizarán y excitarán a los átomos que componen el material detector. La forma en que la energía incidente es “convertida” en una señal utilizable depende del tipo de detector y de su diseño.

En la actualidad, los detectores son generalmente de naturaleza eléctrica, esto es, en algún momento la información sobre la radiación incidente es transformada en un pulso eléctrico, el cual es tratado por medios electrónicos, lo que permite un tratamiento rápido, seguro, preciso y relativamente económico de la información.

De todos los tipos de detectores, los centelladores son quizás los más utilizados para la detección de la radiación. Estos detectores se basan en que ciertos materiales, al ser alcanzados por una partícula nuclear o por radiación, emiten un pequeño destello de luz, un “*centelleo*”. Cuando estos materiales son acoplados a un dispositivo contador eficiente, por ejemplo, un tubo fotomultiplicador, estos centelleos pueden ser convertidos en un pulso eléctrico, el cual es luego analizado electrónicamente. Probablemente, el primer ejemplo del uso de un cristal centellador para la detección de partículas haya sido el “*Spinthariscopio*” inventado por Crookes en 1903. Consistía en una placa de ZnS, la cual producía pequeños destellos al ser golpeada por partículas  $\alpha$ . Este detector era tedioso de emplear y nunca fue demasiado popular, pese a ser utilizado por Rutherford y sus alumnos Geiger y Marsden en su famoso experimento de dispersión de partículas  $\alpha$ , y con la aparición de los detectores gaseosos, este dispositivo cayó en desuso. En 1944, Curran y Baker resucitaron al instrumento, reemplazando el ojo humano por un tubo fotomultiplicador. Los débiles centelleos podían ahora ser contados eficientemente. Éste fue el nacimiento del detector centellador moderno. Nuevos desarrollos hicieron que pocos años después este tipo de detector se convirtiera en el más utilizado hasta la actualidad.

En este apunte nos centraremos inicialmente en un tipo de material centellador. Los centelladores inorgánicos. Y más precisamente en INa dopado con Tl, quizás el material

centellador más ampliamente usado en aplicaciones médicas y medioambientales. Describiremos este material y al sistema detector (centellador, fototubo y electrónica asociada) y los principios físicos y operacionales básicos de la espectroscopía de altura de pulsos. Debemos tener en cuenta que cuando hablemos de “detector” nos estaremos refiriendo al sistema detector más su rama electrónica asociada. Cuando debamos referirnos al material detector, lo haremos explícitamente. En segundo lugar describiremos otro tipo de detector usado en aplicaciones medioambientales, el detector semiconductor de germanio (Ge) hiperpuro y haremos una descripción detallada de cómo determinar que radioisótopos están presente en una dada matriz ambiental (una muestra de suelo de la provincia de Buenos Aires) y la actividad de los mismos.

### **1. Detectores centelladores y semiconductores. Características generales.**

Los detectores centelladores más ampliamente utilizados en Física Nuclear para la detección de la radiación  $\gamma$ . Los cristales centelladores son materiales que exhiben la propiedad conocida como *luminiscencia*. Los materiales luminiscentes, al ser expuestos a ciertas formas de energía (luz, calor, radiaciones, etc.), absorben esta energía y la reemiten en forma de luz en el rango ultravioleta cercano-visible (UV-visible). Si esta reemisión ocurre inmediatamente después de la absorción (o más precisamente en un tiempo menor a  $10^{-8}$  s después de la absorción, el tiempo medio involucrado en una transición atómica), el proceso se denomina *fluorescencia*. Por el contrario, si la reemisión es retardada, el proceso se conoce como *fosforescencia* (en este caso, el proceso entre absorción y reemisión puede durar desde unos microsegundos hasta horas, dependiendo del material). Si bien existen muchos materiales centelladores, no todos son utilizables como detectores. De hecho, la mayoría de los materiales transparentes producen una pequeña cantidad de luz de centelleo cuando sobre ellos incide radiación ionizante, pero en sólo algunos pocos casos la conversión de energía de excitación a luz es eficiente. A estos materiales nos referiremos cuando hablemos de centelladores.

Consideremos entonces un material centellador que convierte fotones gammas en fotones con longitud de onda en el rango UV-visible, a los que llamaremos *fotones de desexcitación*. Los detectores modernos son de naturaleza eléctrica, es decir, en algún momento la información sobre la radiación incidente es transformada en un pulso eléctrico. Ya sabemos que convertimos a los fotones  $\gamma$  en fotones de desexcitación. Debemos ver ahora como convertimos esos fotones en una señal eléctrica. Para esto quizás sea interesante que recordemos la historia de estos detectores. El primer ejemplo del uso de un material centellador para la detección de partículas fue el *spintariscopio*, detector que simplemente consistía en una placa de ZnS que emitía destellos de luz azul cuando sobre el incidía radiación. Estos destellos podían ser distinguidos a simple vista

en un cuarto oscuro, aunque se requería un cierto entrenamiento, era tedioso de emplear y sólo se podía contar cuantos destellos se producían en un dado intervalo de tiempo. Por esto cayó en desuso hasta que en 1944. Ese Curran y Baker: resucitaron al instrumento, reemplazando el ojo por el recientemente desarrollado tubo fotomultiplicador. Con este dispositivo, los débiles destellos de luz podían ser convertidos, mediante un fotocáodo (de allí la primera parte del nombre del dispositivo) en electrones, dando lugar así a un pulso eléctrico, el cual es luego amplificado por la sección de multiplicación del tubo, que consiste básicamente de un arreglo de electrodos conectados a alta tensión que multiplican el número de fotoelectrones (un factor de multiplicación, o *ganancia*, del orden de  $10^6$ ). En conclusión, uniendo el centellador al tubo fotomultiplicador, podemos “convertir” la radiación incidente en un pulso eléctrico, que es fácil de manejar y analizar posteriormente.

Resumiendo, un detector centellador consta de varios componentes: un material centellador que transforma la radiación ionizante en fotones de desexcitación con longitudes de onda en el rango del azul, un fotocátodo que emite electrones cuando absorbe los fotones de desexcitación y un sistema multiplicador. Finalmente, un circuito electrónico procesa las señales eléctricas de salida del fotomultiplicador. Un esquema de este sistema de detección se muestra en la figura 1.

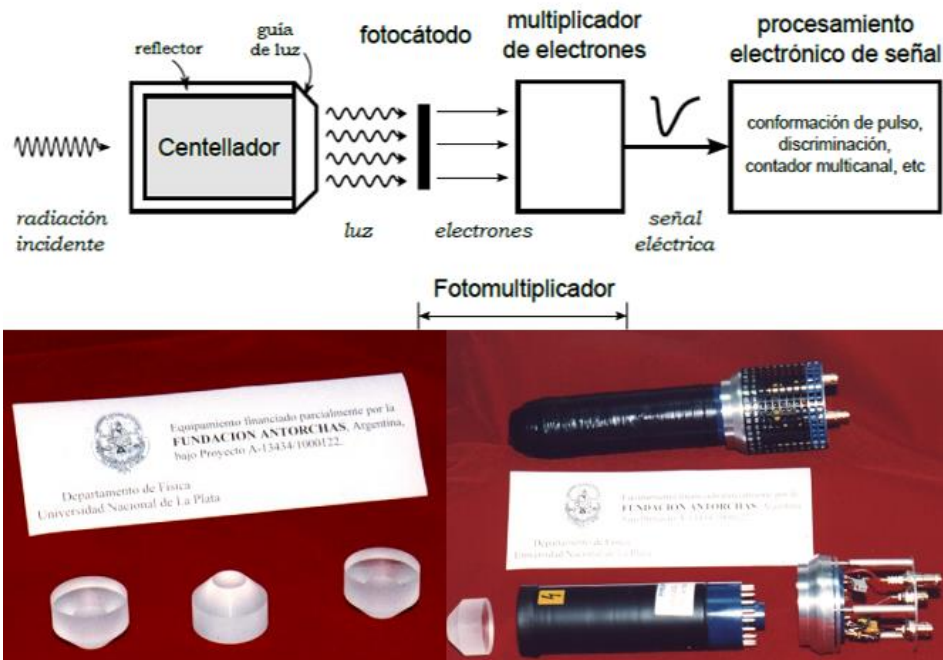


Figura 1: Diagrama esquemático de un sistema detector en base a un material centellador. En la fotografía inferior se muestran cristales centelladores (en este caso, BaF2), un detector ya montado y un tubo fotomultiplicador.

En forma simplificada, el funcionamiento del sistema detector es el siguiente. Al atravesar el material centellador la radiación produce electrones (vía interacción fotoeléctrica, Compton o formación de pares), los cuales ionizan y excitan el medio material. Los átomos o moléculas excitados, al desexcitarse emiten fotones en el rango UV-visible. En este punto, destaquemos que la cantidad de luz producida después de la interacción de un único rayo  $\gamma$  (u otra radiación ionizante) es proporcional a la energía depositada por la radiación incidente en el centellador. Esta cantidad de luz producida es muy pequeña, por lo general unos cientos o unos pocos miles de fotones de desexcitación para un rayo  $\gamma$  en el rango de energía 70 keV–1 MeV. Por esta razón se debe tener mucho cuidado para no perder o distorsionar la información contenida en estos fotones. Los fotones de desexcitación son transmitidos a través del material centellador al fotomultiplicador, donde son convertidos en un pulso de fotoelectrones, que es amplificado por un sistema multiplicador. Más adelante describiremos con más detalle estos procesos. Vemos entonces que la radiación incidente es así “transformada” en un pulso de corriente. La información de interés de la radiación incidente (por ejemplo, su energía) quedará contenida en alguna característica del pulso eléctrico, por ejemplo, la carga que contiene o su amplitud. Y lo que se busca es que exista una relación lineal entre la propiedad (energía) y la característica del pulso eléctrico (su amplitud).

Un buen material centellador debe cumplir ciertos requisitos para que pueda ser empleado en un sistema detector. En primer lugar, debe tener una alta eficiencia en la conversión de energía de excitación en radiación electromagnética en el rango del UV-azul y a la vez ser transparente a esta radiación, para permitir su transmisión al fotocátodo con las menores pérdidas posibles. Además, el tiempo de absorción-emisión debe ser corto (fluorescencia) y la longitud de la radiación de desexcitación debe estar en el rango espectral en el cual el fotomultiplicador es sensible. Finalmente, el material debe tener durabilidad (nadie quiere tener que cambiar continuamente sus detectores).

La información que proveen estos detectores es muy amplia. Son sensibles a la energía de la radiación incidente, tienen una respuesta temporal rápida y tiempos de respuesta y recuperación bajos, por lo cual presentan buena resolución temporal y aceptan altas tasas de eventos. Algunos centelladores incluso son capaces de distinguir el tipo de partícula incidente (“*pulse shape discrimination*”).

Centrémonos ahora en los materiales centelladores. En la actualidad existen seis tipos de materiales centelladores en uso como detectores: cristales orgánicos, líquidos orgánicos, plásticos, cristales inorgánicos, gases y vidrios. En los experimentos a realizar emplearemos centelladores inorgánicos. Daremos una breve descripción de cada uno, sobre todo de los orgánicos, ya que permiten entender con mayor facilidad el proceso de generación de radiación incidente en fotones UV-visibles.

### 1.1. Centelladores orgánicos líquidos.

En este caso el material centellador (al que se lo suele llamar en forma coloquial *fluor*, no por el elemento químico, sino por ser es el responsable de la fluorescencia) está disuelto en un solvente base. Este solvente puede ser una solución líquida (centelladores líquidos) o matrices poliméricas (centelladores plásticos).

Estos centelladores orgánicos en general son hidrocarburos aromáticos, compuestos en forma de anillo ricos en C y H y cuyo número atómico promedio está entre 3,5 y 5. Entre los más extensamente utilizados se podemos mencionar PTP ( $C_{18}H_{14}$ ), B-PBD ( $C_{24}H_{22}N_2O$ ), PPO ( $C_{15}H_{11}NO$ ), POPOP ( $C_{24}H_{16}N_2O_2$ ). Son compuestos químicos de nombre impronunciable (por ejemplo, 1,4-di-[2-(5-feniloxazolil)]-benzeno). Los solventes más comúnmente utilizados son xileno, tolueno, benceno, fenilciclohexano, trietilbenceno o decalina. La concentración del material centellador en el solvente base es de entre 2 y 4 g por litro de solvente. Tanto el centellador como los solventes son materiales de bajo costo con respecto a otros materiales centelladores, por lo cual son frecuentemente utilizados en aplicaciones que requieren grandes volúmenes detectores o en casos en que se usan una vez y se descartan (caso muy común en Física Médica).

En los centelladores orgánicos el material centellador está formado por dos compuestos. Uno de ellos es el llamado centellador primario y el otro el “generador de corrimiento de onda” (*wavelength shifter*). El centellador primario está unas 20 veces más concentrado que el segundo. ¿Por qué se usan dos compuestos y no simplemente el centellador primario? La respuesta es que los materiales centelladores mencionados tienen un rango de emisión en el UV, entre 300 y 370 nm. Sin embargo, como veremos más adelante, los fotocátodos son sensibles a radiación de mayor longitud de onda, unos 420 nm (región del azul del espectro visible). El *wavelength shifter* se usa entonces para ajustar la longitud de onda de los fotones emitidos por el centellador con la longitud de onda para la cual se produce la máxima respuesta del fotocátodo. De esta forma, el *wavelength shifter* absorbe los fotones UV emitidos por el centellador primario y los reemite en longitudes de onda más largas (azul, del orden de 400-420 nm). Adicionalmente, el *wavelength shifter* disminuye la absorción de estos fotones de mayor longitud de onda por el mismo centellador (a mayor longitud de onda, menor energía de los fotones, por lo cual ya no tienen la energía suficiente para ser absorbidos por el centellador primario).

Resumiendo, la solución centelladora contiene cuatro componentes:

1- Centellador primario (fluor). Es el centellador propiamente dicho. Absorbe la radiación y emite la luz de centelleo con una longitud de onda en el rango 300-370 nm (UV).

2- Centellador secundario (*wavelength shifter*). Absorbe luz emitida por el centellador primario y al reemite en el rango del azul (400-420 nm). Acopla la longitud de onda de la luz de centelleo con la longitud de onda de mayor sensibilidad del fotomultiplicador.

3- Solvente: es de lo que consiste mayoritariamente la solución centelladora. En el solvente se disuelve el centellador primario, el *wavelength shifter* y la muestra radioactiva. Es también el responsable de la mayor parte de la absorción de la radiación emitida por la muestra.

4- En algunos casos suele agregarse algún aditivo para mejorar alguna característica del centellador líquido en conjunto.

El "cóctel" centellador depende del tipo de muestra que se está midiendo y es muy fácil de fabricar. Las soluciones más comúnmente empleadas se venden comercialmente.

Veamos ahora el mecanismo de centelleo. Las moléculas, al igual que los átomos, están caracterizadas por niveles de energía discretos. En las mismas, la luz de centelleo se genera por transiciones entre niveles energéticos de electrones de valencia. Cuando la radiación incidente excita un electrón de valencia, lo lleva a un nivel desocupado de mayor energía. Al retornar el electrón al nivel de menor energía desocupado se emiten los fotones UV. En la figura 2 mostramos un esquema de niveles de una de estas moléculas. A temperatura ambiente prácticamente todos los electrones ocupan el estado fundamental  $S_0$  y, quedando los subniveles vibracionales del estado fundamental desocupados (los niveles vibracionales, indicados por líneas punteadas en la figura 2, están energéticamente localizados unos 0.15 eV por encima del nivel fundamental. La temperatura ambiente, 300 K, equivale a  $kT = 0.025$  eV, por lo cual la temperatura no es suficiente para poblar estos niveles).

Cuando se excita un electrón de una molécula de su estado fundamental singlete  $S_0$  a un estado de mayor energía, se puede obtener un estado excitado singlete o triplete. Se denomina estado singlete a un estado electrónico en el cual todos los espines electrónicos se encuentran apareados. Esto significa que el espín del electrón excitado aún se encuentra apareado con otro electrón en el estado fundamental por lo cual deben tener espines opuestos, según indica el principio de exclusión de Pauli. En un estado triplete el electrón excitado ya no se encuentra apareado con el electrón en estado basal. Esto significa que ahora poseen espines paralelos. Ya que la excitación a un nivel triplete implica una transición de espín "prohibida", es menos probable que se excite el electrón a un estado triplete cuando la molécula absorbe radiación. Veamos entonces el caso de electrones que son excitados por la radiación incidente del nivel fundamental  $S_0$  al nivel excitado singlete  $S_1$  (típicamente, unos 3 eV por encima del estado fundamental). En general, los electrones son excitados a los niveles vibraciones de  $S_1$  y decaen muy rápidamente al estado  $S_1$  ( $t < 10$  ps) sin emitir luz en un proceso denominado *degradación interna* y posteriormente decaen desde  $S_1$  a estados vibracionales de  $S_0$ . El hecho que los electrones decaigan desde  $S_1$  a

estados vibracionales de  $S_0$  (transición de menor energía que la requerida para el salto  $S_0 \rightarrow S_1$ ) explica la transparencia de los centelladores a su propia radiación. Notemos también que el espectro de absorción no es igual al de emisión, ya que se produce un corrimiento a mayores longitudes de onda (o menores frecuencias, *corrimiento al rojo*) del espectro de emisión de un centellador inorgánico respecto al de absorción. A este efecto se lo denomina *corrimiento de Stokes*. Este último punto se ilustra en la figura 3. Una característica importante de este proceso de excitación/desexcitación es que son procesos muy rápidos, con tiempos de decaimiento en el orden de unos pocos nanosegundos o menos, lo que da muy buena respuesta temporal a estos detectores. Por el contrario, tienen una muy mala resolución en energía.

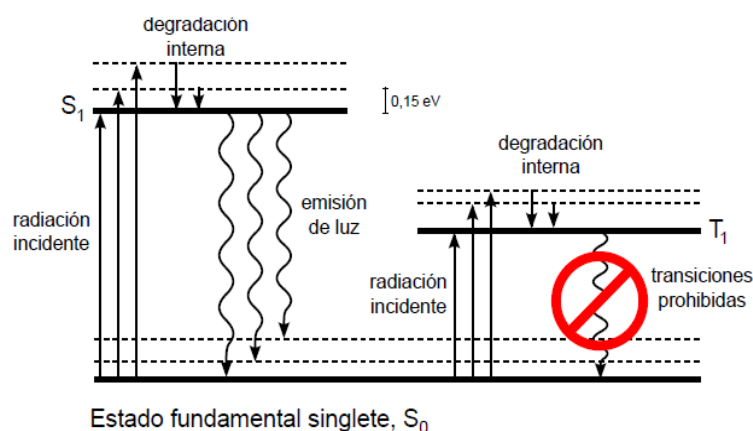


Figura 2: Diagrama esquemático de los niveles de energía de una molécula de un compuesto aromático.

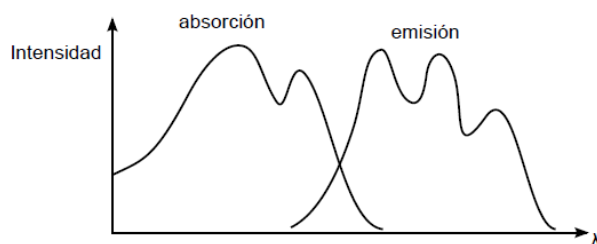
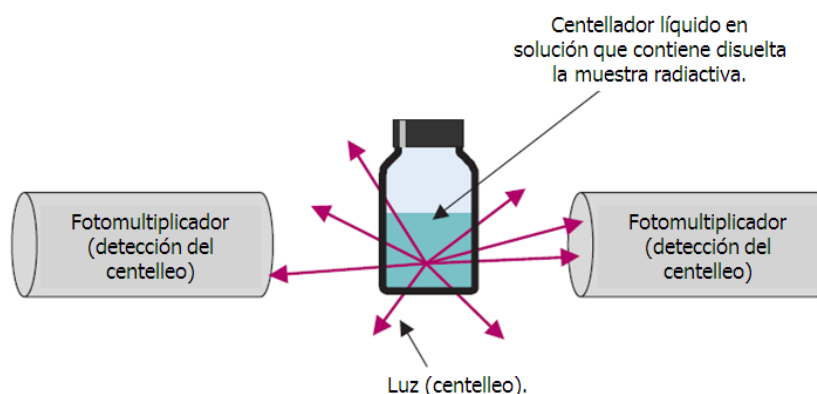


Figura 3: Diagrama esquemático el corrimiento al rojo (mayores longitudes de onda del espectro de emisión de un centellador inorgánico respecto al de absorción (corrimiento de Stokes).

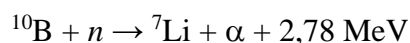
En el caso de transiciones del estado fundamental  $S_0$  al estado triplete  $T_1$  también ocurren transiciones a los niveles vibracionales de  $T_1$  y el posterior proceso de degradación interna, que lleva los electrones que pueblan los subniveles vibracionales al estado  $T_1$ . Sin embargo, las transiciones  $T_1 \rightarrow S_0$  están prohibidas por reglas de selección. Los electrones en el nivel  $T_1$  decaen al interactuar con electrones de otra molécula en el estado  $T_0$ , proceso denominado *cruce intersistema*. La escala de tiempo de los cruces intersistema se encuentra en el orden de los  $10^{-8}$  -  $10^{-3}$  s, por lo que se trata de una de las formas más lentas de relajación (fosforescencia).

En la figura 4 mostramos el arreglo experimental para la detección de la radiación gamma mediante centelladores orgánicos líquidos. La muestra se diluye en el líquido centellador, donde se produce la interacción entre la radiación emitida y el material detector y se emiten los fotones de 400-420 nm. Los fotomultiplicadores localizados fuera del líquido centellador detectan los fotones emitidos por el centellador y los convierten en una señal eléctrica que luego es procesada y analizada.



*Figura 4: Arreglo muestra-detector para el caso de centelladores líquidos. La muestra se disuelve en la solución centelladora y la luz de centelleo es detectada por los fotomultiplicadores es convertida en un pulso eléctrico que luego es procesado y analizado por un sistema electrónico.*

Para concluir veamos dos aplicaciones de este tipo de detectores. Debido a la relación íntima entre la muestra y el detector, los detectores centelladores líquidos son los más adecuados para la detección de partículas  $\beta$ , rayos X y rayos  $\gamma$  de baja energía. Un ejemplo de esto es la detección de neutrones. En este caso se diluye en el centellador algún material absorbente de neutrones, por ejemplo,  $^{10}\text{B}$ . Al incidir neutrones sobre el centellador se produce la reacción:



El  $^7\text{Li}$  y las partículas  $\alpha$  ionizan y excitan al líquido centellador, produciéndose luego los fotones visibles que se usan para estudiar el proceso de absorción.

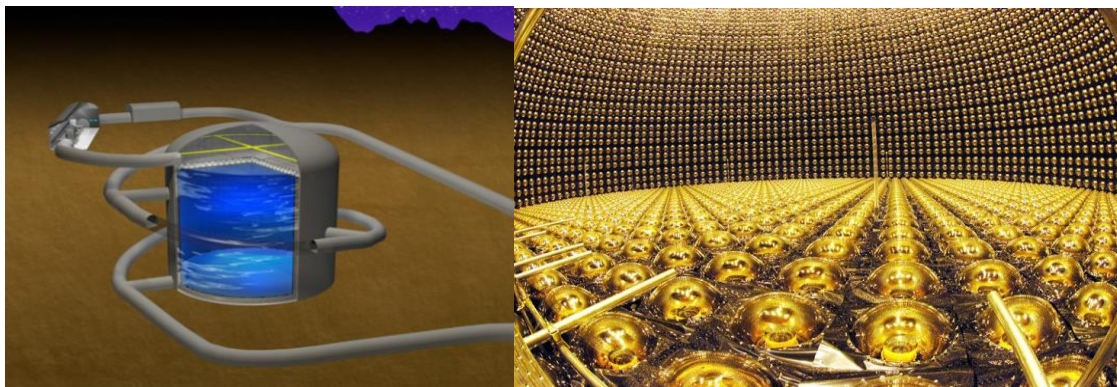
Otra aplicación de detectores centelladores líquidos es el estudio del agua pesada de los reactores de centrales nucleares, más precisamente la medición de  $^3\text{H}$ . Recordemos que el agua pesada de un reactor ( $^2\text{H}_2\text{O}$ ) es inactiva. Conforme el núcleo de un reactor opera, el  $^2\text{H}$  presente en el agua pesada se transforma en  $^3\text{H}$  por la captura de un neutrón. El  $^3\text{H}$  es un emisor  $\beta^-$  de energía máxima de 18 keV, por lo cual tienen un muy bajo poder de penetración en los medios materiales. Para estudiar la concentración de  $^3\text{H}$  en agua pesada, se la diluye en el líquido



centellador. Los  $\beta^-$  se emiten entonces desde el seno del fluido y ceden su energía al mismo, maximizando así la generación y detección de fotones lumínicos.

Otras aplicaciones de los centelladores líquidos es la medición de  $^{14}\text{C}$  (emisor  $\beta^-$  con energía máxima de 156 eV) para datación. En aplicaciones médicas este radioisótopo se usa principalmente para ensayo sensible de radioactividad en muestras biológicas como sangre y orina.

Un ejemplo a gran escala de un detector tipo centellador líquido es el detector hyper-kamiokonde. En este experimento se pretende detectar neutrinos, para lo cual se emplea como medio detector 260.000 t de agua hiperpura rodeada de fotomultiplicadores. La interacción de los neutrinos con el agua produce radiación de Cherenkov, la cual es la que incide sobre los fotomultiplicadores para producir la señal de corriente. Para evitar la interacción de otras partículas que podrían “enmascarar” la señal de los neutrinos el detector se encuentra en una mina subterránea, un kilómetro por debajo del suelo. Un esquema del laboratorio y una foto del detector y los fotomultiplicadores se muestran en la figura xxx.



*Figura 5: Detector hyper-Kamiokonde. A la izquierda un esquema del detector, que se encuentra en una mina a un kilómetro de profundidad. A la derecha el tanque contenedor de las 260.000 tn de agua hiperpura. Las semiesferas son los fotomultiplicadores que convierten los centelleos de radiación Cherenkov y los convierten en pulsos eléctricos.*

## **1.2. Detectores centelladores plásticos y cristalinos.**

Este tipo de materiales centelladores son quizás los de uso muy extendido. Consisten en una matriz polimérica (un plástico base) con un material centellador disuelto en su interior. Los plásticos base más utilizados son poliestireno, polimetilmetacrilato (acrílico) y polivinil-tolueno. En esta matriz plástica la concentración del centellador primario (cualquiera de los antes mencionados, por ejemplo, PPO) es del orden de 1% en peso (aproximadamente 10 g/l) y de 0,05% en peso del *wavelength shifter*. Luego de la disolución del centellador primario y el

*wavelength shifter* en el solvente base y posterior polimerización, ambas especies químicas quedan uniformemente distribuidas en la matriz polimérica.

Una ventaja de este tipo de centelladores es que son sencillos de fabricar y se los puede maquinar en la forma deseada. Comercialmente se pueden conseguir en diversas geometrías: barras de diversas secciones, cilindros, prismas, láminas finas y de gran tamaño a un costo relativamente bajo. Como desventaja, son delicados y se debe evitar que sean atacados por solventes orgánicos y ácidos.

Desde el punto de vista de sus propiedades para detección, tienen un corto tiempo de decaimiento y, en consecuencia, se los utiliza para aplicaciones temporales, por ejemplo, detectar la diferencia temporal entre dos radiaciones o determinar con precisión el momento en que un evento fue detectado.

Entre los detectores cristalinos, los más comúnmente empleados son el antraceno ( $C_{14}H_{10}$ ), trans-estilbeno ( $C_{14}H_{12}$ ) y naftaleno ( $C_{10}H_8$ ). Los detectores basados en centelladores orgánicos cristalinos también presentan muy cortos tiempos de decaimiento, por lo cual pueden distinguir diferencias temporales del orden de 1 ns o menos, son resistentes y durables.

### **1.3. Detectores centelladores inorgánicos.**

Los centelladores inorgánicos son principalmente cristales de haluros alcalinos (compuestos binarios de un metal del grupo 1 con un halógeno como iodo o flúor) que contienen una impureza activadora en muy baja concentración. El material más utilizado es el NaI(Tl), donde el Tl es la impureza activadora. Otros cristales de uso menos común son el CsI(Tl), CsI(Na), KI(Tl), LiI(Eu) y CsF,  $Bi_4Ge_3O_{12}$  (BGO) y  $BaF_2$  (estos dos últimos no alcalino). Estos cristales se caracterizan por tener una alta densidad y un alto número atómico, por lo cual presentan un buen poder de frenado de la radiación. Por ejemplo, el rango de electrones con energías del orden del MeV en INa(Tl) es de unos 3 cm, por lo cual son altamente apropiados para la detección de rayos  $\gamma$  (los centelladores plásticos pueden ser utilizados, pero son menos eficientes debido a su menor densidad).

En general, los centelladores inorgánicos con capaces de proveer una variedad de información, entre las que podemos citar la sensibilidad a la energía incidente (la señal de salida de un centellador es directamente proporcional a la energía incidente y dado que, como veremos, el fotomultiplicador es un dispositivo lineal, la amplitud del pulso eléctrico final es proporcional a la energía incidente) y tienen una respuesta temporal rápida. El tiempo de decaimiento es del orden de los 300 ns, 2-3 órdenes de magnitud mayores que los de los centelladores orgánicos (con excepción del CsF, que tiene una resolución temporal del orden de 3 ns). La respuesta rápida

permite obtener información temporal con alta precisión. Además, con estos detectores se pueden medir altas tasas de eventos.

En la tabla 1 presentamos una comparación entre diferentes centelladores. Como podemos ver, la densidad de los centelladores inorgánicos es al menos el doble o el triple de la de los materiales centelladores orgánicos. Los centelladores inorgánicos (salvo el BGP) tienen una mayor salida lumínica que los orgánicos. La salida lumínica es la “habilidad” del cristal para convertir la energía incidente en fotones visibles. La salida lumínica determina la eficiencia y, como a mayor número de fotones de desexcitación visibles (para una misma energía incidente) menor fluctuación estadística (ruido estadístico). Como veremos, a menor ruido estadístico, mayor capacidad del detector para distinguir energías muy próximas entre sí (a esta capacidad de diferenciar entre dos energías muy próximas se la denomina *resolución en energía* del detector, propiedad de los detectores que discutiremos más adelante). Contrario al caso de la resolución en energía, los detectores basados en centelladores orgánicos tienen tiempos de respuesta ( $\tau_{max}$ ) mucho menores que los inorgánicos, lo que resulta en una mejor resolución temporal. Finalmente, las longitudes de onda de los fotones de desexcitación emitidos por ambos tipos de materiales son similares y compatibles con el rango de sensibilidad de los fotocátodos usualmente empleados. El espectro de emisión del INa(Tl) y de otros centelladores se muestran en las figuras 6, en la cual podemos observar el máximo de emisión en 410 nm. Esta comparación muestra que el detector a emplear para una dada aplicación debe ser cuidadosamente elegido. Por ejemplo, los detectores gaseosos son más baratos, pero tienen una eficiencia mucho menor y no aceptan altas tasas de conteo cuando son empleados para determinar la energía de la radiación incidente. Por otro lado, los detectores semiconductores tienen mejor resolución en energía, pero tienen una muy mala resolución temporal y son muy caros de operar.

Centellador	tipo	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	Fotones/MeV	$\tau_{max}$ (ns)	$\lambda_{max}$ (nm)
NaI(Tl)	inorgánico	3,67	38x10 <sup>3</sup>	230	410
CsI(Tl)	inorgánico	4,51	65x10 <sup>3</sup>	1300	560
BGO	inorgánico	7,13	8,2x10 <sup>3</sup>	300	480
NE104	Plástico	1,03	10x10 <sup>3</sup>	1,8	406
NE224	líquido	0,88	12x10 <sup>3</sup>	2,5	425

Tabla 1: Propiedades de algunos materiales centelladores usados para detección de radiación gamma.

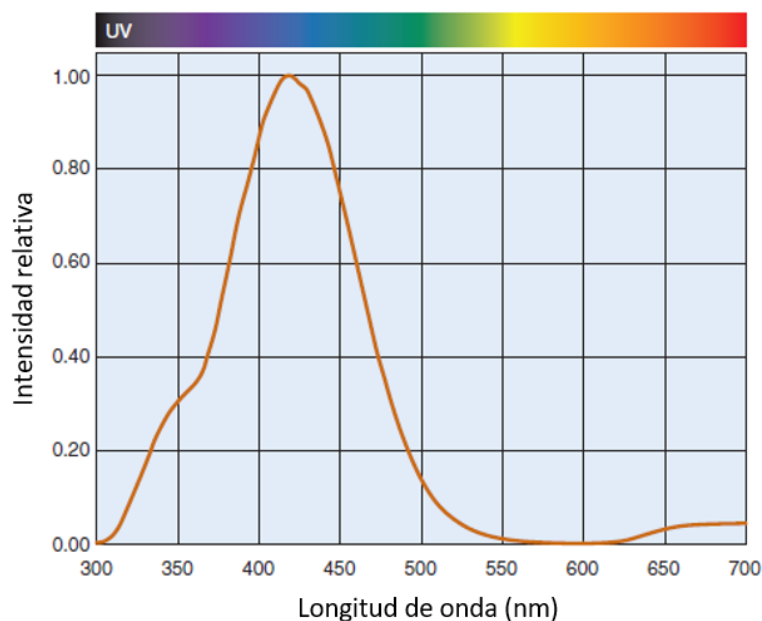


Figura 6: Espectro de emisión del centellador inorgánico NaI(Tl) a temperatura ambiente.

Las propiedades del NaI(Tl) lo han convertido en el material detector más empleado para casi todas las aplicaciones que implican detección de rayos  $\gamma$ . Entre las ventajas que presenta este material podemos citar:

- Son relativamente densos ( $\rho=3.67\text{g/cm}^3$ ) y contiene un elemento de relativamente alto número atómico (iodo,  $Z=53$ ), por lo cual es un buen absorbente y un muy eficiente detector de rayos X y rayos  $\gamma$  en el rango 50-250 keV. El modo predominante de interacción en este rango es absorción fotoeléctrica. En el rango 250 keV – 2 MeV el mecanismo predominante de interacción es efecto Compton, por lo cual se requieren mayores volúmenes para una eficiencia de detección adecuada (evitar que el fotón secundario escape del cristal detector, ya veremos por qué este punto es importante).
- Es muy eficiente. Produce un fotón de luz visible por cada 30 eV de energía de radiación absorbido.
- Es transparente a su propia emisión de centelleo. Esto implica que hay muy poca pérdida de la luz de centelleo por autoabsorción incluso en cristales de tamaño relativamente grande.
- Se pueden crecer cristales de tamaño relativamente grande de manera controlada. Por ejemplo, en cámaras gamma se usan cristales de 30-50 cm de diámetro por 1 cm de grosor. Los cristales de NaI(Tl) son crecidos a partir de NaI fundido en condiciones controladas con el agregado de 0.1-0.4 % molar de Tl.
- La longitud de onda de los fotones emitidos coincide con la región de respuesta máxima de los fotocátodos de los tubos fotomultiplicadores.

Más allá de sus ventajas, también presenta algunas desventajas que deben ser tenidas en cuenta. Estos cristales son bastante frágiles y se fracturan fácilmente. Las fracturas no necesariamente destruyen al detector, pero crean regiones «opacas» en el cristal, reduciendo la cantidad de fotones de desexcitación que alcanzan el fotocátodo, lo cual reduce la salida lumínica y reduce la resolución en energía del sistema detector. Otro inconveniente que tienen es que son higroscópicos, por lo cual deben protegerse de la humedad ambiental.

Más allá del amplio uso del NaI(Tl), nuevos materiales centelladores han atraído gran atención en los últimos años. El descubrimiento de una componente rápida en el centelleo del BaF<sub>2</sub> proveyó de un nuevo material para empleo en detección de radiación  $\gamma$  y aplicaciones temporales. En este material 80% de la luz se origina en una componente con un decaimiento temporal lento, mientras que el otro 20% decae rápidamente, con una vida media de 600 ps, lo que da al BaF<sub>2</sub> una respuesta temporal comparable a la de los más rápidos centelladores orgánicos y una muy buena resolución en energía. Tiene además una alta densidad y un alto Z efectivo, por lo cual tiene una muy buena eficiencia para la detección de radiación  $\gamma$  por efecto fotoeléctrico. Como ventaja adicional, los cristales de BaF<sub>2</sub> son fácilmente obtenibles.

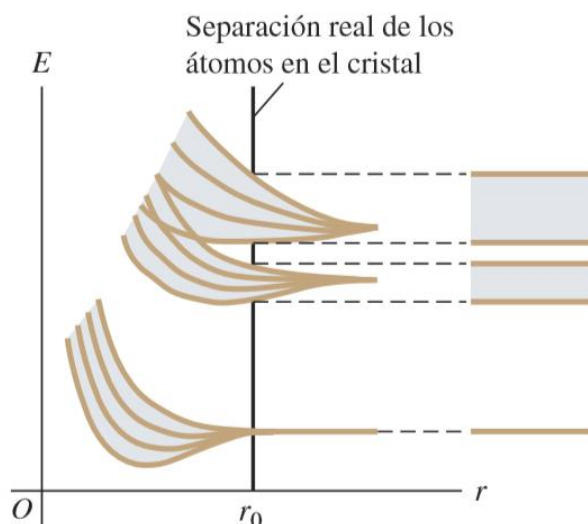
El Germanato de bismuto (Bi<sub>4</sub>Ge<sub>3</sub>O<sub>12</sub>, BGO) presenta un alto Z efectivo, por lo cual es altamente eficiente para interacción fotoeléctrica, es 3-5 veces más eficiente que el NaI(Tl) y no es higroscópico. Este material es de uso común en tomógrafos de aniquilación de positrones (tomografía PET) debido a su excelente eficiencia de detección a 511 keV. Como desventaja, su salida lumínica es menor que el NaI, lo que resulta en una menor resolución en energía.

El Orthosilicato de lutecio (Lu<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>(Ce), LSO) es algo menos eficiente que el BGO para 511 keV pero tiene mejor salida lumínica y es más rápido. Como desventaja, el LSO es muy caro (el Lu es costoso) y difícil de crecer (alto punto de fusión).

Entre los nuevos materiales centelladores que están siendo estudiados y desarrollados los más promisorios candidatos son LuAP [LuAlO<sub>3</sub>(Ce)], bromuro de lantano [LaBr<sub>3</sub>(Ce)] y cloruro de lantano [LaCl<sub>3</sub>(Ce)].

Discutamos ahora el mecanismo de centelleo en estos materiales. Mientras que en un material centellador orgánico el mecanismo de producción de luz es de naturaleza molecular, en el caso de un cristal inorgánico el centelleo es característico de su estructura electrónica de bandas, propia de una red cristalina. No entraremos en la discusión de la estructura electrónica de los sólidos, sólo daremos una muy breve y básica descripción para entenderla idea fundamental del mecanismo de centelleo. El concepto de banda de energía fue introducido en 1928 por Felix Bloch (1905-1983) en su tesis doctoral. Nuestra comprensión moderna de la conductividad eléctrica se basa en este modelo, fundamental para comprender las propiedades de los sólidos. Supongamos que tenemos una gran cantidad  $N$  de átomos. Por simplicidad supongamos que son todos de la

misma especie química y lo suficientemente apartados entre sí como para que sus interacciones sean despreciables. Cada átomo está caracterizado por sus niveles de energía discretos. Como son de la misma especie, tenemos un único esquema de niveles, por lo cual el esquema de niveles de energía de los  $N$  átomos sin interacción entre sí es como el de uno de estos átomos, pero el principio de exclusión, aplicado a todo el sistema, permite que cada estado esté ocupado por  $N$  electrones, en vez de uno. Si acercamos entre sí los átomos, debido a las interacciones eléctricas y al principio de exclusión, los niveles de energías correspondientes, en especial los de los electrones más externos o de valencia, se desplazan, algunos hacia mayores y otros hacia menores valores, en cantidades variables. Entonces, cada estado de valencia, que antes “producía” un único estado con una energía bien definida y que podía dar cabida a  $N$  electrones, ahora produce una banda que contiene  $N$  niveles de energía muy cercanos (ver la figura 7 para el caso  $N=4$ ). En un cristal,  $N$  es muy grande, del orden del número de Avogadro ( $10^{24}$ ), por lo que podemos considerar que los niveles forman una distribución continua de energías, dando lugar a una *banda* de niveles de energía (regiones grises en la figura 7). Entre bandas de energía adyacentes hay espacios o regiones prohibidas, donde no hay niveles de energía permitidos para los electrones (regiones blancas en la figura 7). Los electrones internos de un átomo se afectan mucho menos por los átomos cercanos que los electrones de valencia, y sus niveles de energía permanecen relativamente definidos.



*Figura 7: Bandas de energía en un sólido. A medida que disminuye la distancia  $r$  entre los átomos, los niveles de energía se dividen y desplazan en formando bandas. La línea vertical en  $r_0$  muestra la distancia atómica real en el cristal. A la derecha, se representan las bandas de energía de un sólido. En el continuo de niveles que forman las regiones grises se pueden localizar los electrones. La región blanca entre bandas son regiones prohibidas, donde no hay niveles de energía permitidos para los electrones.*

La forma, ancho y separación de las bandas es una característica propia de cada sistema. En particular, la naturaleza de las bandas de energía determina si el material es un aislante eléctrico, un semiconductor o un conductor. Lo que importa para esto es el grado de ocupación de cada banda y la distancia en energía entre bandas adyacentes. Un factor crucial es el principio de exclusión que establece que sólo un electrón puede ocupar determinado estado cuántico. En un aislante a la temperatura del cero absoluto, la última banda de energía (llamada *banda de valencia*) está completamente llena. La siguiente banda más alta, (*banda de conducción*) está totalmente vacía, no hay electrones en sus estados (figura 8, izquierda). Si aplicamos un campo eléctrico a un material de este tipo, para moverse en respuesta al campo, un electrón debería pasar a un estado cuántico distinto, con una energía un distinta. Sin embargo, no lo puede hacer, porque todos los estados vecinos ya están ocupados. La única forma en que ese electrón se puede mover es saltando a través del intervalo vacío de energía, “entrando” a la banda de conducción, donde hay muchos estados desocupados. Para cualquier temperatura mayor que el cero absoluto, hay alguna probabilidad de que suceda ese salto, porque el electrón puede adquirir energía por movimientos térmicos. Sin embargo, en un aislante el intervalo vacío de energía entre las bandas de valencia y de conducción pueden ser de 5 eV o más, y de ordinario esta energía térmica no está disponible. Por consiguiente, hay poca o nula corriente como respuesta a un campo eléctrico aplicado, y la conductividad eléctrica y térmica es muy baja. Como en un aislante, un semiconductor en el cero absoluto tiene una banda de conducción vacía a una energía mayor que la banda de valencia llena. La diferencia es que en un semiconductor el intervalo vacío de energía entre esas bandas es relativamente pequeño, y los electrones pueden saltar con más facilidad para entrar a la banda de conducción (figura 8, centro). A medida que aumenta la temperatura de un semiconductor, la población en la banda de conducción aumenta con mucha rapidez, y también la conductividad eléctrica. Por ejemplo, en un semiconductor cercano a la temperatura ambiente, con un intervalo vacío de energía de 1 eV, la cantidad de electrones de conducción se duplica cuando la temperatura aumenta sólo 10 °C. En un conductor (como los metales) hay electrones en la banda de conducción aun en el cero absoluto (figura 8, derecha). Los electrones energéticamente localizados en los estados próximos a los estados desocupados de la banda tienen muchos estados adyacentes desocupados disponibles, y pueden ganar o perder con facilidad pequeñas cantidades de energía como respuesta a un campo eléctrico aplicado. Por lo tanto, esos electrones son móviles y son los responsables de la alta conductividad eléctrica y térmica.

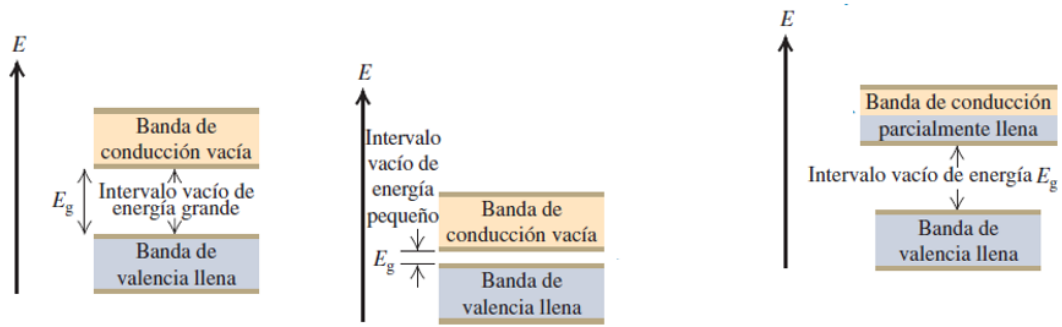


Figura 8: Estructura de bandas de un material aislante (izquierda), un semiconductor (centro) y un metal (derecha).

Los centelladores inorgánicos son semiconductores. Si un electrón de un centellador inorgánico absorbe energía y es promovido a la banda de conducción, deja un hueco en el lugar que ocupaba en la banda de valencia. Al desexcitarse, se recombina con el hueco y recupera su lugar en la banda de valencia. En un cristal puro, la desexcitación mediante la emisión de un fotón es un proceso ineficiente. El agregado de impurezas (*activadores*) genera sitios en la red en donde la estructura de bandas del cristal se modifica: se generan estados energéticos accesibles dentro de la banda prohibida, a través de los cuales los electrones pueden desexcitarse para volver a la banda de valencia (figura 9). Eligiendo adecuadamente al activador, las transiciones de electrones entre sus estados excitados y su fundamental producen la emisión de fotones con longitud de onda del orden de 400 nm (*centros de luminiscencia*).

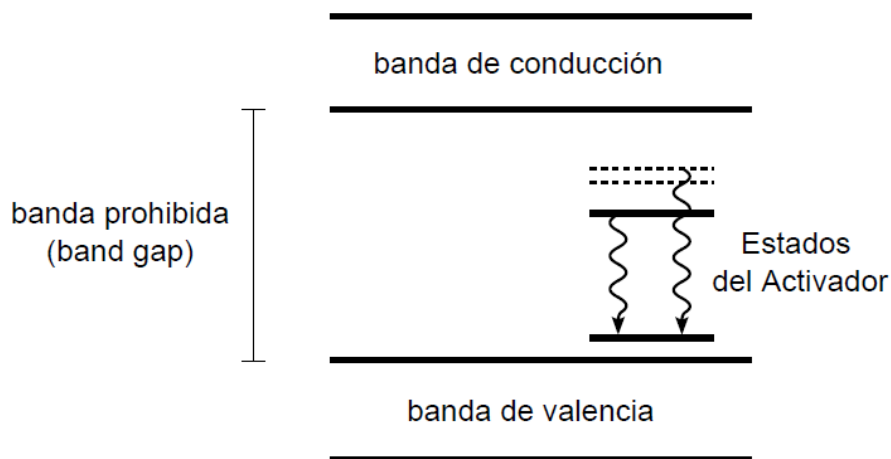


Figura 9: Bandas de un semiconductor en el cual se ha agregado una impureza. Se muestran los niveles que la misma genera y dan lugar al centro de luminiscencia (estados del activador).

Los electrones y los huecos creados pueden moverse libremente por el cristal, ya sea en forma independiente o apareados formando una configuración electrón-hueco llamada *excitón*. Si el estado formado posee transiciones al fundamental permitidas, se producen con vidas medias de



50-500 ns, liberando la energía mediante la emisión de un fotón de longitud de onda de 400 nm. La migración de los electrones y huecos toma tiempos mucho menores a las vidas medias de las desexcitaciones del activador, por lo cual el tiempo de respuesta del centellador está gobernado por las transiciones electrónicas. Este modelo explica además por que el cristal es transparente a la luz emitida por los centros de luminiscencia: la energía de los fotones emitidos no es suficiente para excitar electrones de la banda de valencia a la de conducción.

En la tabla 2 mostramos la energía necesaria ( $w$ ) para crear un fotón de desexcitación para diferentes centelladores, la cual está estrictamente relacionada con la estructura de bandas del material centellador. A menor valor de  $w$ , mayor número de fotones de desexcitación por unidad de energía, lo que resulta en una mejor salida lumínica del detector.

<b>Material centellador</b>	<b>Energía <math>w</math> para crear un fotón de desexcitación (eV)</b>
NaI(Tl)	25
Antraceno	60
Plásticos	100
BGO	300

*Tabla 2: Energía promedio necesaria para producir una ionización en diferentes tipos de materiales centelladores.*

Entonces, sabemos hasta acá que si incide una radiación gamma de energía  $E=h\nu$ , el número de fotones visibles que se obtendrán (si asumimos que toda la energía incidente se deposita en el volumen del material detector) será  $N^{\text{fotones visibles}} = h\nu/w$ . La información de la energía de la radiación incidente está contenida en el número de fotones de desexcitación generados (recordemos que todos estos fotones tienen la misma energía, la cual sólo depende del material centellador). Si se duplica la energía incidente, tendremos el doble de fotones de desexcitación. Tenemos una relación lineal entre energía incidente y número de fotones de desexcitación generados. Ya “convertimos” la radiación gamma en fotones visibles pero difíciles contar ya que la intensidad de luz producida por los centelladores es muy baja unos cientos a unos pocos miles de fotones por rayo  $\gamma$  de energía en el rango 70-1000 keV. Y más difícil aún es distinguir la intensidad de cada destello, que es donde está contenida la información sobre la energía de la radiación incidente. Para convertir estos fotones visibles en una señal que se más simple de analizar y poder obtener toda la información que contiene se la debe convertir en un pulso eléctrico, para lo cual introduciremos electrónica ultrasensible capaz de detectar la luz de centelleo y procesarla: el tubo fotomultiplicador.

#### 1.4. El tubo fotomultiplicador

El fotomultiplicador convierte la luz emitida por el centellador en una corriente eléctrica. Este dispositivo tiene tres componentes básicos:

- El fotocátodo. La superficie frontal del tubo fotomultiplicador (la que se acopla al centellador) está cubierta con una sustancia fotoemisora, la cual emite electrones cuando sobre ella inciden los fotones de desexcitación. A estos electrones los llamaremos (ya veremos por qué) *fotoelectrones*.
- La sección de colección y enfoque. Los fotoelectrones deben ser colectados y dirigidos al tercer componente del tubo fotomultiplicador, la sección de multiplicación de electrones.
- La sección de multiplicación: en esta sección del fotomultiplicador se amplifica la débil corriente de fotoelectrones a fin de producir una señal eléctrica medible. De esta forma, a la salida de este tercer componente, tendremos una señal de corriente que puede ser procesada y analizada.

En la figura 10 se esquematiza básicamente el material centellador y los dos primeros componentes del tubo fotomultiplicador, el fotocátodo y la sección de colección y redireccionamiento de los fotoelectrones. En la figura 11 se muestra la sección de multiplicación.

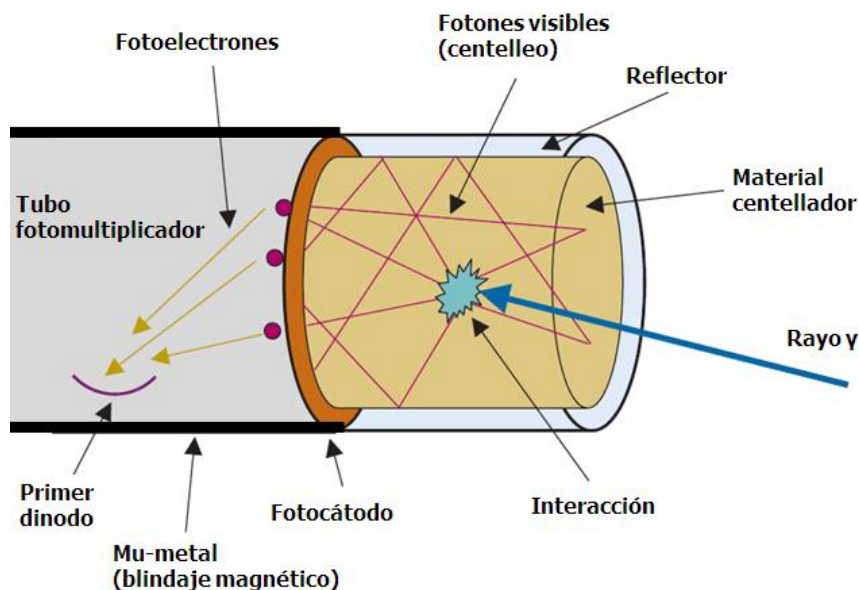


Figura 10: Cristal detector de NaI(Tl) acoplado al tubo fotomultiplicador en una unidad detectora típica.

El proceso por el cual los fotones visibles se convierten en electrones es efecto fotoeléctrico. Los fotones de desexcitación que inciden sobre el fotocátodo ceden su energía a los electrones del material fotosensible, los cuales son eyectados de átomo con una energía  $E^{\text{fotoelectrón}} = h\nu - \Phi_0$ , siendo  $\Phi_0$  la función trabajo del material fotosensible. Notemos que como todos los fotones de desexcitación tienen la misma energía, los fotoelectrones son monoenergéticos, pero se generan en diferentes puntos del fotocátodo.

Debemos tener en cuenta que no todos los fotones de desexcitación alcanzan el fotocátodo (una fracción escapan del material centellador y otra fracción son absorbidos por el material) y que, a su vez, sólo una fracción de los electrones escapan del fotocátodo. Por lo tanto, vamos a definir dos eficiencias, la eficiencia de transmisión, dada por:

$$\varepsilon_T = \frac{\text{fotones visible que llegan al fotocátodo}}{\text{fotones visible emitidos}} \quad \mathbf{1}$$

Y la eficiencia de conversión dada por:

$$\varepsilon_{conv} = \frac{\text{fotoelectrones emitidos}}{\text{fotones visible que llegan al fotocátodo}} \quad \mathbf{2}$$

Esta eficiencia es del orden de 30%. Es decir, aun asumiendo que todos los fotones visibles llegan al fotocátodo, sólo el 30% será convertido en fotoelectrones.

Aquí podríamos hacernos una pregunta. El detector “convierte fotones gamma en fotones visibles que inciden sobre el fotocátodo y, vía efecto fotoeléctrico, se “convierten” en fotoelectrones ¿No podríamos ahorrarnos el detector, haciendo incidir directamente la radiación gamma sobre el fotocátodo? La respuesta es no. El rango de los fotones gamma de interés en nuestros laboratorios es de unos pocos keV a 2 MeV. En longitudes de onda, desde poco más del nm a  $10^{-3}$  nm. El fotocátodo tiene un rango de longitudes de onda al cual es sensible y su respuesta es lineal. Fuera de este rango, el fotocátodo no produce señal (fotoelectrones) o si la produce la respuesta no es lineal, el fotocátodo no responde igual a todos los rayos  $\gamma$ . La máxima sensibilidad de los materiales fotosensibles se da para una longitud de onda del orden de 400 nm (ver figura 11), muy lejos del rango de los fotones gamma. El material detector lo que hace entonces es llevar la radiación incidente a un rango de longitudes de onda al cual son sensibles los fotocátodos, conservando la información de dicha radiación. Como podemos ver en la figura xxx, el máximo de emisión de los materiales centelladores coincide con la máxima sensibilidad de los fotocátodos. Además, al tener todos los fotones visibles la misma energía (para un dado material centellador), nos aseguramos que, independientemente de la energía de la radiación incidente, la respuesta del sistema fotocátodo es la misma.

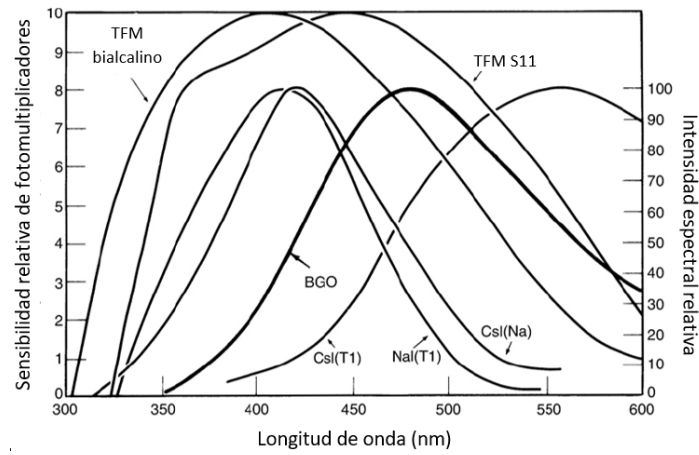


Figura 11: Espectro de emisión de diferentes materiales centelladores a temperatura ambiente y eficiencia en función de la longitud de onda para fotocatodos comúnmente empleados en sistemas detectores de radiación  $\gamma$ .

Luego de la emisión, los fotoelectrones deben ser colectados y enfocados en la primera etapa de la cadena de amplificación, el primer dinodo. Esta tarea es realizada por un sistema electro-óptico que, mediante la aplicación de campos eléctricos, enfocan a los fotoelectrones en la primera etapa de amplificación. Este proceso de colección y enfoque tiene dos requerimientos básicos: tener una alta eficiencia de colección, independientemente del punto donde se generó el fotoelectrón y además el “tiempo de vuelo” del fotoelectrón desde el cátodo hasta el primer dinodo debe ser independiente de este punto. En las figuras 12 se muestran el sistema de enfoque (las líneas equipotenciales asociadas al campo eléctrico) y la trayectoria de los fotoelectrones.

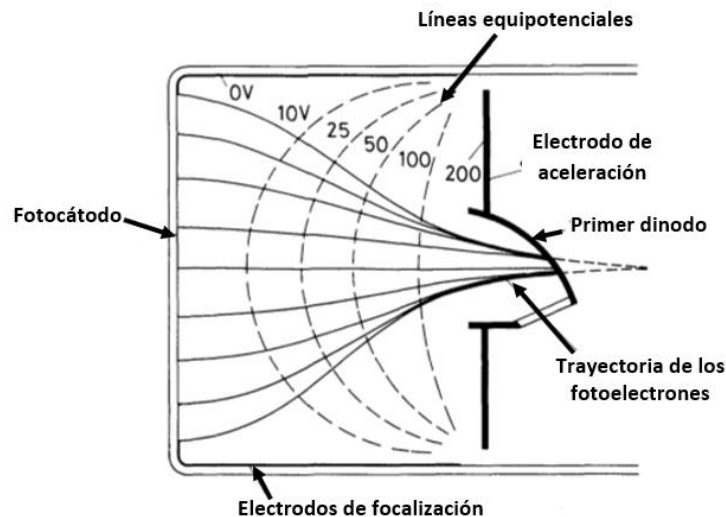


Figura 12: Sistema de colección y enfoque de fotoelectrones. Se muestran también las líneas equipotenciales y las trayectorias de los fotoelectrones desde el fotocátodo al primer dinodo. El tiempo de vuelo de los fotoelectrones desde el fotocátodo al primer dinodo debe ser independiente del punto del fotocátodo donde se generó el fotoelectrón.

La sección de multiplicación electrónica, compuesta por lo que se conoce como cadena de dinodos, amplifica la débil corriente de fotoelectrones a fin de producir una señal eléctrica medible. Cada dinodo es básicamente una placa metálica recubierta con un material cuya función trabajo es relativamente baja y está a un cierto potencial eléctrico. Los fotoelectrones, al incidir sobre el dinodo transfieren su energía al mismo, provocando la emisión de un número mayor de electrones. Los electrones secundarios expulsados desde el primer dinodo son atraídos por el segundo dinodo, que está a unos 50-150 V más alto que el primer dinodo. El proceso de multiplicación se repite a través de múltiples dinodos (entre 9 y 12). El número de dinodos y su disposición varía con el modelo de fotomultiplicador. La relación electrones secundarios/electrones incidentes es el denominado *factor de multiplicación (f)*. Este factor depende de la energía del fotoelectrón (que a su vez queda determinada por la diferencia de potencial entre el dinodo y el fotocátodo) y es del orden de 3-6 por dinodo. El factor de multiplicación total es del orden de  $6 \times 10^7$  para un tubo de 10 dinodos con un factor de multiplicación promedio de 6 en cada dinodo. En la Figura 13 mostramos un diagrama esquemático de un tubo fotomultiplicador. En el mismo hemos incluido la fuente de tensión que brinda la diferencia de potencial entre dinodos y la salida del dispositivo.

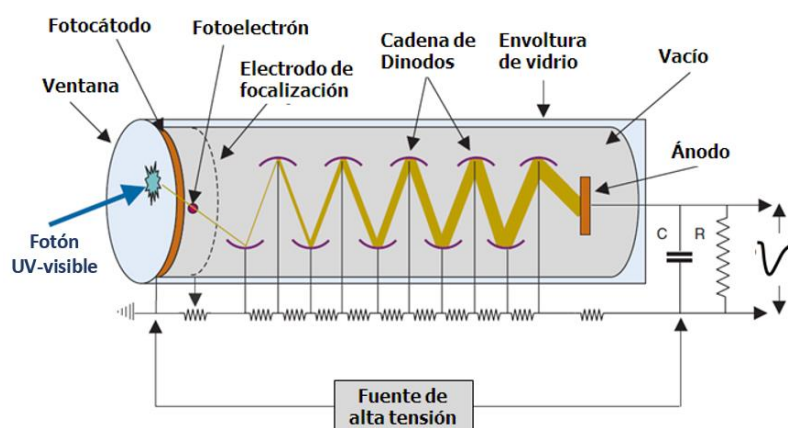


Figura 13: Diagrama esquemático y funcionamiento básico de un tubo fotomultiplicador.

En conclusión, la salida del fotomultiplicador (y por lo tanto de la unidad detectora) es un pulso de corriente cuya intensidad es proporcional a la intensidad de la señal luminosa incidente en el fotocátodo, y por lo tanto a la energía depositada por la radiación incidente. En efecto, el número de fotones de desexcitación generados por la radiación incidente es  $N^{\text{fotones visibles}} = \frac{h\nu}{w}$ . De estos fotones, la fracción de fotones transmitidos al fotocátodo es:

$$N(\text{fotocátodo}) = \varepsilon_T \frac{h\nu}{w} \quad 3$$

El número de fotoelectrones es:

$$N(\text{fotoelectrones}) = \varepsilon_{conv} \varepsilon_T \frac{h\nu}{w} \quad 4$$

Y el número de electrones obtenidos a la salida del fototubo es:

$$N(\text{salida}) = f \varepsilon_{colec} \varepsilon_{conv} \varepsilon_T \frac{h\nu}{w} \quad 5$$

siendo  $\varepsilon_{colec}$  la eficiencia de colección de fotoelectrones y  $f$  el factor de multiplicación de la cadena de dinodos. Por lo tanto, hay una relación lineal entre la cantidad de electrones (pulso de corriente de salida del tubo fotomultiplicador), tal como se espera para el sistema detector. Por supuesto, al realizar la medida de forma tal que (más allá de las fluctuaciones estadísticas), se observe esta respuesta lineal.

Para concluir, mencionemos que los tubos fotomultiplicadores se producen en diferentes formas (redonda, cuadrada y hexagonal) y tamaños (de 1 a 7.5 cm de diámetro), como podemos ver en la figura 14.



*Figura 14: Fotomultiplicadores de diferentes formas y tamaños que se pueden construir o adquirir comercialmente.*

### **1.5. Detectores semiconductores**

Los detectores semiconductores son ampliamente usados en medidas donde la resolución en energía sea de fundamental importancia. Por ejemplo, la determinación de radionucleidos en

matrices ambientales. En este tipo de estudios se determina la concentración de radioisótopos a partir de las energías detectadas (recordemos que los fotones gamma son una huella dactilar del radionucleido que lo ha emitido), por lo cual distinguir entre energías muy próximas es fundamental.

El principio de funcionamiento de los detectores semiconductores puede compararse al de la cámara de ionización, pero en este caso el medio que se ioniza es un semiconductor. Al igual que los gases, los materiales semiconductores son pobres conductores eléctricos. Cuando incide la radiación ionizante, la carga eléctrica producida puede ser recolectada aplicando un campo externo, tal como en los detectores de ionización. Este principio no puede ser aplicado un material conductor (un metal), ya que conduciría una gran cantidad de carga incluso sin eventos ionizantes. Los aisladores (por ejemplo, vidrio) tampoco funcionarían ya que no conducirían incluso en presencia de radiación ionizante. Sólo los semiconductores pueden funcionar como "cámaras de ionización sólida".

Los materiales semiconductores más comúnmente empleados con fines de detección de radiación gamma son el silicio (Si) y el germanio (Ge). Más recientemente, se ha comenzado a emplear telurio de cadmio (CdTe) y telurio de cadmio y zinc (CZT). En la tabla 3 presentamos algunas propiedades de interés a los fines de detección de los tres tipos de materiales semiconductores usados para detectores: Ge, Ge dopado con Li, Ge(Li), Si dopado con Li, Si(Li) y CdTe en comparación con el aire.

Centellador	Z	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	w (eV)
Si(Li)	14	2,33	3,6
Ge – Ge(Li)	32	5,32	2,9
CdTe	50 (efectivo)	6,06	4,43
Aire	7.6 (efectivo)	0,001297	33,7

Tabla 3: Propiedades de algunos materiales semiconductores usados para detección de radiación gamma con alta resolución en energía.

Como podemos ver, estos materiales tienen una alta densidad del medio ionizable (2000 a 5000 veces más densos que los gases) y el doble de la densidad de centelladores como el INa(Tl). Esto implica un muy alto poder de frenado, o sea una alta eficiencia de detección por unidad de volumen del detector.

La energía w necesaria para producir un par de portadores de carga en los semiconductores es del orden de 3-5 eV. Aproximadamente 10 veces menor que en gases y centelladores. Esto significa que, para una misma energía incidente, la cantidad de portadores de carga producidos es

mucho mayor en los detectores semiconductores que en detectores gaseosos o centelladores. Las fluctuaciones estadísticas son entonces menores y por ende los semiconductores tendrán una mejor resolución en energía que los detectores centelladores. Además, el factor de Fano para estos detectores semiconductores es del orden de 0,1 (1,0 para el caso del  $\text{Ina(Tl)}$ ), mejorando aún más su resolución en energía con respecto a los centelladores. Finalmente, la señal es proporcional a la energía depositada en el medio detector.

Como desventajas, estos detectores tienen tiempos de respuesta altos, lo que implica una mala resolución temporal. Además, tanto el Si como el Ge (sobre todo) conducen una cantidad significativa de corriente eléctrica inducida térmicamente a temperatura ambiente, dando lugar a un ruido electrónico (fondo) que interfiere con la detección de las corrientes generadas por la radiación incidente y puede hasta destruir al detector. Por este motivo los detectores de Si (generalmente) y los de Ge (siempre) deben operarse a temperaturas muy por debajo de temperatura ambiente. Por esto se los enfría con  $\text{H}_2$  líquido, 77 K.

En el caso de los detectores de Si y Ge se emplean dos tipos diferentes de modelos. El primero son los llamados detectores hiperpuros (HPGe o HPSi). En este caso, el material detector es de muy alta pureza  $10^{-6}$  ppm ( $10^{10}$  átomos de impureza/ $\text{cm}^3$ ). Tienen la ventaja que, si bien deben ser operados a bajas temperaturas, cuando no se están empleando no es necesario mantenerlos refrigerados. Estos detectores son costosos y presentan volúmenes efectivos de aproximadamente 1 cm de espesor (del orden de 5 cm de diámetro). Son ampliamente utilizados en espectroscopia  $\gamma$  y de alta resolución.

El segundo enfoque es introducir deliberadamente en la matriz de cristal semiconductores impurezas que donan electrones para llenar (compensar) las trampas de electrones creadas por otras impurezas. Generalmente se emplea como dopante Li y por eso a este tipo de detectores se los denomina detectores de deriva de litio (Si(Li) o Ge(Li)). En este caso el proceso de crecimiento es complejo y costoso y los tamaños del cristal están limitados a unos pocos centímetros de diámetro por aproximadamente 1 cm de espesor (Si(Li)) y aproximadamente 5 cm de diámetro por 5 cm de espesor para Ge(Li). En la figura xxx se muestra un esquema de un detector semiconductor y su sistema de refrigeración. En algunos casos, parte del circuito electrónico asociado al detector también se mantiene a bajas temperaturas para disminuir el ruido electrónico. En la figura 15.a se muestra un esquema de un detector de Ge hiperpuro. En la foto 15.b se observa el recipiente que contiene el  $\text{N}_2$  líquido para enfriar el detector, que se encuentra rodeado por un blindaje grueso de plomo (cámara limpia). En la foto 15.c se observa con más detalle el detector, la muestra y el grosor del blindaje. Notemos que el interior del blindaje es de color dorado ya que está forrado con una capa delgada de Cu. Este material de bajo  $Z$  se coloca para evitar que al medir muestras que decaen emitiendo  $\beta$ , estas interactúen con el Pb emitiendo



radiación de bremsstrahlung. Finalmente, en la figura 15.d Se muestra la rama electrónica analizadora.

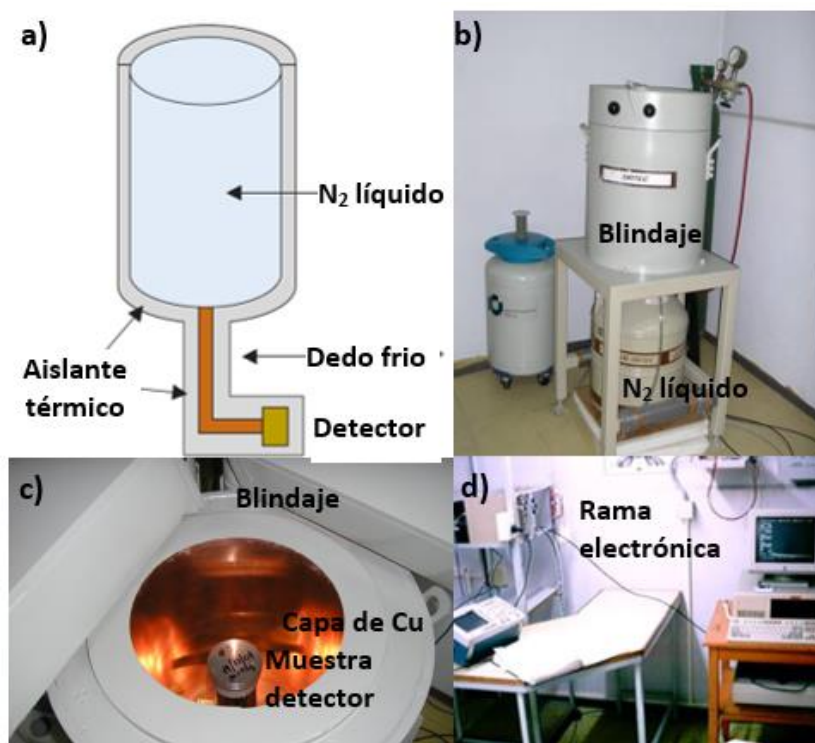


Figura 15. a. Figura esquemática de un detector de germanio hiperpuro (HPGe). En las figuras b-d se muestran detalles del sistema detector HPGe montado en el Instituto de Física La Plata.

El blindaje es necesario en el caso de este tipo de detectores ya que una aplicación muy común de los mismos es la caracterización radiológica de matrices ambientales. Estas muestras tienen niveles de actividad extremadamente bajos, comparables al fondo natural del laboratorio. En estas condiciones, restar al espectro de la muestra en estudio el del fondo natural puede ser estadísticamente incorrecto e introducir errores en el análisis posterior. Al colocar la muestra y el detector dentro de la cámara limpia se consigue obtener una medida con una muy importante reducción del fondo natural.

Los detectores de CdTe y CZT se han desarrollado más recientemente. Tienen propiedades muy similares, aunque no la principal desventaja del Si y Ge: pueden ser operados a temperatura ambiente sin ruido electrónico excesivo. Además, por su alto Z con cristales relativamente delgados se puede obtener un buen poder de frenado para rayos  $\gamma$ .

## 2. Sistemas detectores. Dispositivos básicos, terminología y señales.

Los detectores modernos proveen una amplia información de la radiación detectada, información que queda contenida en un pulso eléctrico. La información puede estar contenida en una o más características del pulso: su amplitud, forma, polaridad, o simplemente en su mera

presencia. Para extraer esta información, la señal debe ser procesada por un sistema electrónico que debe estar diseñado para realizar una enorme variedad de tareas por ejemplo distinguir entre diferentes señales, extraer información de la energía de la radiación incidente y/o determinar la diferencia temporal relativa entre dos eventos, entre otras. Además, a partir de estos datos, debe “tomar decisiones”, como ser aceptar o no un dado evento o asignar un evento a una dada memoria. Estas tareas (todas o algunas) se realizan mediante un sistema electrónico modular. El sistema detector más básico se compone del detector propiamente dicho, una fuente de tensión, un preamplificador, un amplificador y un sistema contador. Este sistema básico se muestra en la figura 16. En el caso de un detector centellador, el mismo puede dividirse en el material centellador, el fotocátodo y el tubo fotomultiplicador. En lo que sigue describiremos cada elemento que compone el sistema y la forma de los pulsos eléctricos que recibe y da como salida cada uno. Pero antes de esto, es conveniente que demos algunas definiciones básicas en el campo de la electrónica empleada en la detección de radiación gamma.

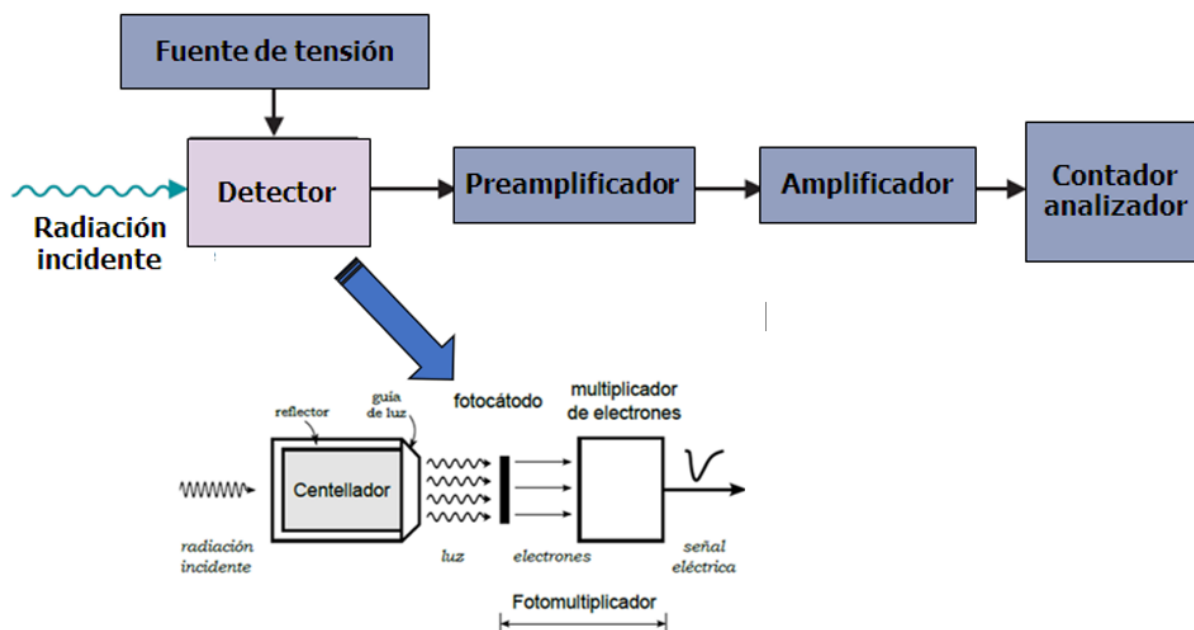


Figura 16: Representación esquemática de un sistema detector de radiación gamma típico y los componentes electrónicos que lo componen.

## 2.1. Señales

Para comenzar describiremos un pulso ideal. En la práctica, los pulsos se distorsionan por diversos factores, pero las definiciones que aquí daremos son válidas para el caso real. Un pulso rectangular de voltaje (o corriente) ideal en función del tiempo se muestra en la figura 17.

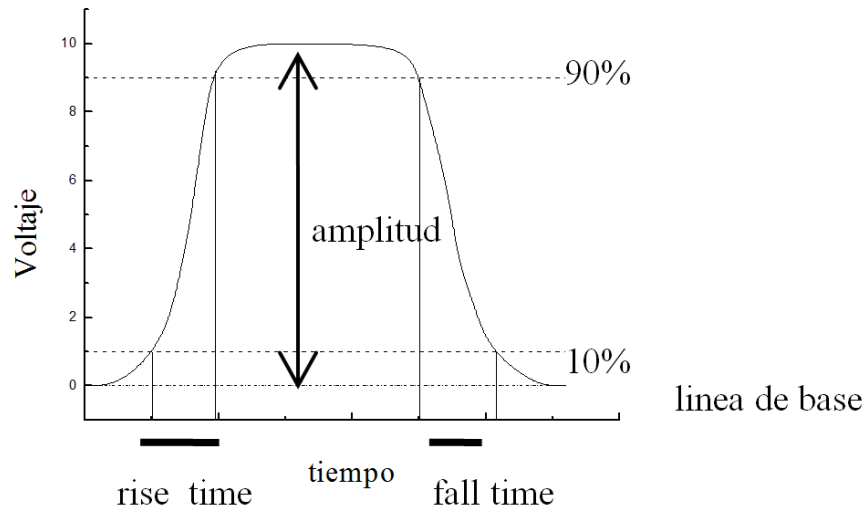


Figura 17: Pulso de voltaje rectangular ideal.

La línea de base se define como el nivel de voltaje (o corriente) al cual el pulso decae. Si bien el valor de la línea de base es generalmente cero, es posible que tome otro valor por fluctuaciones en la forma del pulso, conteo, etc. La amplitud del pulso es la altura del mismo desde la línea de base hasta su máximo, mientras que el ancho de la señal es la duración de la misma, usualmente tomada a la mitad de la amplitud. En la electrónica asociada a la detección de radiación gamma el ancho del pulso puede variar desde los  $\mu\text{s}$  hasta fracciones de ns.

Se denomina borde frontal al flanco de la señal que arriba primero en tiempo y borde trasero al que está retrasado en tiempo. El *rise time* (tiempo de crecimiento) es el tiempo que le toma al pulso crecer desde el 10% al 90% de su amplitud. Este tiempo es crucial ya es básicamente el tiempo que le lleva al sistema “construir” el pulso. Por lo tanto, determina la respuesta temporal del sistema y es esencial en aplicaciones temporales. El *fall time* (tiempo de caída) es el tiempo que le toma a la señal caer desde el 90% al 10% de su amplitud y determina la tasa de eventos que puede aceptar un sistema detector. Para que un pulso no se monte sobre otro, lo cual distorsionaría la altura del pulso y por lo tanto la información que contienen, el *fall time* debe ser lo más corto posible. En el caso de sistemas en los cuales el *fall time* es grande la tasa de conteo debe ser muy baja para evitar la superposición de pulsos. Para un dado pulso, el *rise time* y el *fall time* no son necesariamente iguales.

En base al *rise time* podemos definir dos tipos de señales, las señales rápidas y las lentas. Las señales rápidas tienen un *rise time* de unos pocos nanosegundos o menos, mientras que las señales lentas presentan un *rise time* del orden de los cientos de nanosegundos o más. Dado que un corto *rise time* permite determinar con precisión el momento en que una radiación fue detectada, los pulsos rápidos son muy importantes para aplicaciones temporales o situaciones de

altos contajes. Es por esto que es muy importante, durante el procesamiento del pulso, preservar el corto *rise time*. Para esto, se debe tener en cuenta que los pulsos rápidos son fácilmente afectados por las inductancias, capacitancias y resistencias de los circuitos e incluso por los cables conectores. Además se deben considerar las distorsiones debidas a las reflexiones en los interconectores de los cables. Por el contrario, los pulsos lentos son generalmente menos susceptibles al ruido y ofrecen mejor información sobre altura de pulsos para estudios espectroscópicos. En ciertas aplicaciones puede llegar a ser necesaria la utilización de ambos tipos de señales.

Otra forma de clasificar las señales es a partir de polaridad. Se denomina pulso unipolar a aquel que tiene un único lóbulo enteramente por encima (o por debajo) de la línea de base. El pulso bipolar cruza la línea de base y forma un segundo lóbulo de polaridad opuesta al primero. El pulso bipolar es la derivada del unipolar. Los pulso unipolares y bipolares se muestran en la figura 18.

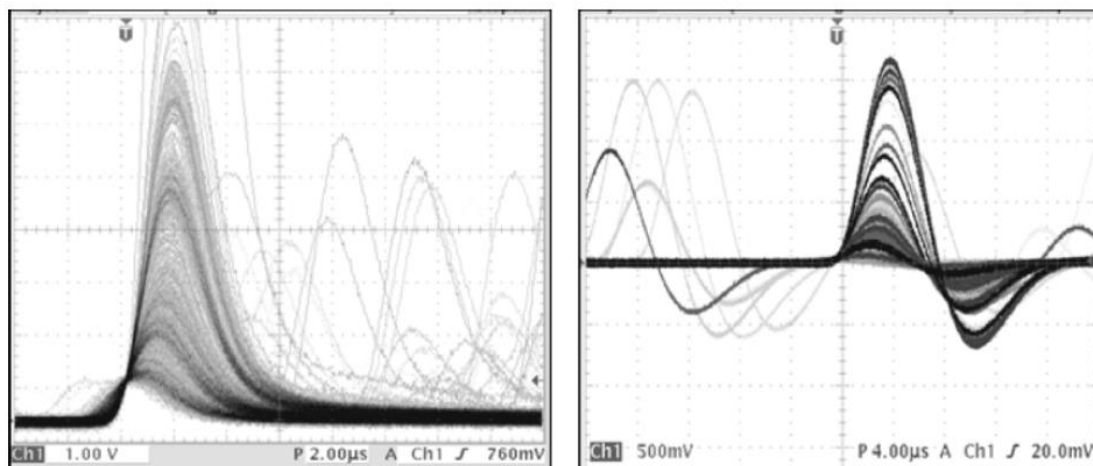


Figura 18: Pulsos unipolares (izquierda) y bipolares (derecha).

En el procesamiento de señales es importante distinguir entre dos tipos de pulsos, los pulsos lineales (o analógicos) y los pulsos lógicos (o digitales). El pulso lineal lleva información en alguna de sus características (por ejemplo, la amplitud o la forma). Una secuencia de pulsos lineales puede diferir entonces ampliamente en su forma o amplitud. En cambio, el pulso lógico es una señal de amplitud y forma constante e independiente del evento que dio origen a la señal y lleva información sólo en su presencia (o ausencia) o en el preciso tiempo de aparición. En cierto modo, las señales lógicas llevan menos información que las lineales. Sin embargo, las señales lógicas son mucho menos afectadas por las distorsiones y el ruido introducido por el sistema analizador y en general, todas las cadenas de detección y análisis comienzan a partir de un pulso lineal y en algún punto es convertido, de acuerdo a algún criterio predeterminado, en uno lógico.

Un ejemplo de pulso lineal son los mostrados en la figura anterior. Un pulso lógico se muestra en la figura 19.

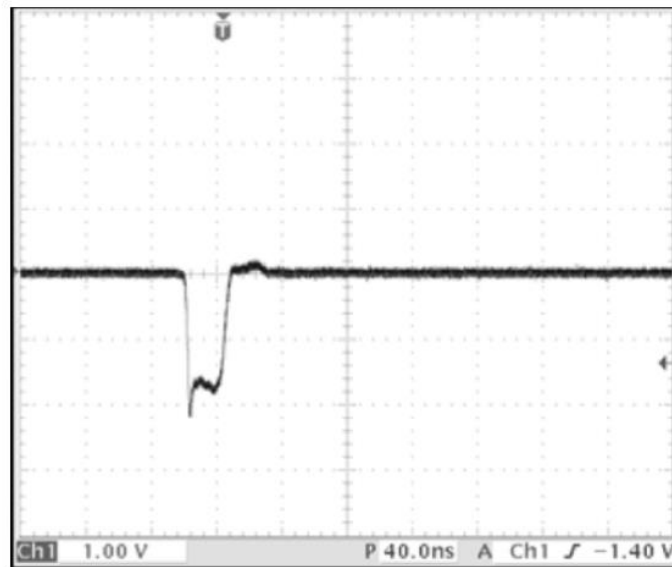


Figura 19: Pulso lógico. El mismo tiene una forma, amplitud y ancho constante, independientemente del evento que le dio origen.

## 2.2. Dispositivos electrónicos.

Describamos ahora los módulos que forman el sistema analizador de pulsos. Recordemos que la salida de tubo fotomultiplicador es un pulso de voltaje cuya amplitud es proporcional a la energía de la radiación que incide sobre el material detector y depende de la diferencia de potencial (suministrada por la fuente de tensión) entre los dinodos. El tubo fotomultiplicador tiene dos salidas. Una es una salida que se toma de un dinodo intermedio de la cadena de amplificación (ver figura 20). La segunda salida corresponde al último dinodo, el ánodo (figura 20). Por lo tanto, el pulso eléctrico de dinodo tiene una amplitud menor al de ánodo. Los pulsos de salida de dinodo y de ánodo se muestran en la figura 21. Como podemos ver, además de mayor amplitud (notar el cambio de escala), el pulso de dinodo es negativo y es de menor ancho el de dinodo ( $\mu\text{s}$  para el pulso de dinodo, ns el de ánodo).

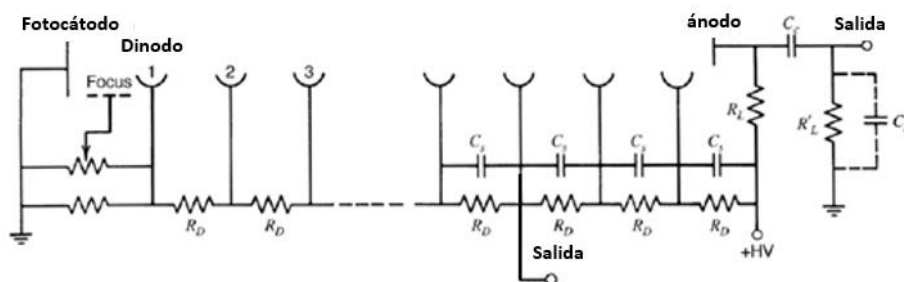
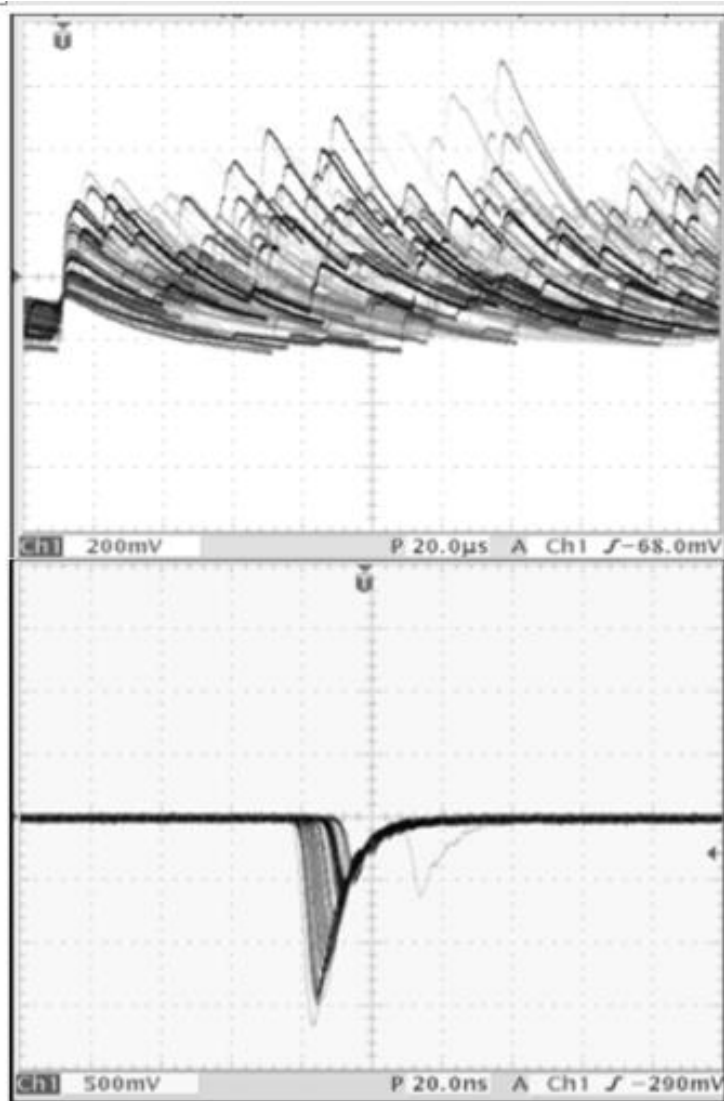


Figura 20: Circuito de un tubo fotomultiplicador indicando las salidas de ánodo y dinodo.



*Figura 21: Pulsos de salida del fotomultiplicador. Arriba, salida de dinodo. Abajo, salida de ánodo. Notar los cambios en la polaridad, amplitud y ancho de los pulsos.*

En general, los pulsos de salida del tubo fotomultiplicador, sobre todo el de dinodo, tiene una amplitud relativamente pequeña. Peor aún, la mayoría de los detectores tienen una impedancia de salida relativamente alta (una alta resistencia interna al flujo de corriente eléctrica). Por lo tanto, en el manejo de señales electrónicas es importante que las impedancias de los componentes sucesivos sean compatibles entre sí. De lo contrario, interferencias electrónicas distorsionan el pulso, que incluso puede perderse, degradando la eficiencia del sistema detector. Para evitar este problema, la señal de salida del fototubo es tomada por un preamplificador, que tiene tres funciones básicas: dar forma (conformar) al pulso para un procesamiento óptimo de la señal por los componentes posteriores de la rama analizadora, adaptar impedancias para que la impedancia del detector coincida con la de los componentes posteriores del sistema y amplificar, si es necesario, las señales relativamente pequeñas producidas por el detector (fotomultiplicador en

realidad). Al mismo tiempo, el preamplificador debe agregar la menor cantidad posible de ruido a la señal.

En el caso de los detectores centelladores la cadena de dinodos ya produce una considerable amplificación, por lo cual el pulso de salida de ánodo es manejable y en este caso la función del preamplificador es menos trascendente y el factor de amplificación (ganancia) es poco mayor a 1, muy pequeña frente a la del fotomultiplicador ( $10^6$ - $10^7$ ) y, como veremos, comparada con la del amplificador.

En el caso de los detectores semiconductores, las señales eléctricas de salida del detector son más débiles, por lo cual niveles relativamente altos de ganancia del preamplificador (en el rango  $10^3$ - $10^4$ ) son necesarios. Es fundamental que además se conserve la relación lineal entre el pulso de entrada y salida, de forma tal que la amplitud del pulso que produce el preamplificador siga siendo proporcional a la energía de la radiación que incide sobre el detector. Además, a fin de maximizar la relación señal-ruido el preamplificador debe estar lo más cerca posible del detector para minimizar lo más posible la longitud del cable conector. De esta manera se reduce la influencia de los campos externos y la capacitancia del cable, la cual afecta negativamente la relación señal - ruido. Mencionemos aquí que no es un problema trivial diseñar un preamplificador que proporcione buenos niveles de ganancias sin introducir ruido ni inestabilidades externas. La mayor parte de la oferta moderna de preamplificadores emplean transistores de efecto de campo, que proporcionan muy bajo nivel de ruido y estabilidad con la temperatura.

En la figura xxx mostramos los pulsos de salida del preamplificador. Los mismos se caracterizan por un rápido crecimiento seguido de una larga cola de forma exponencial con una duración del orden de la centena de  $\mu$ s.

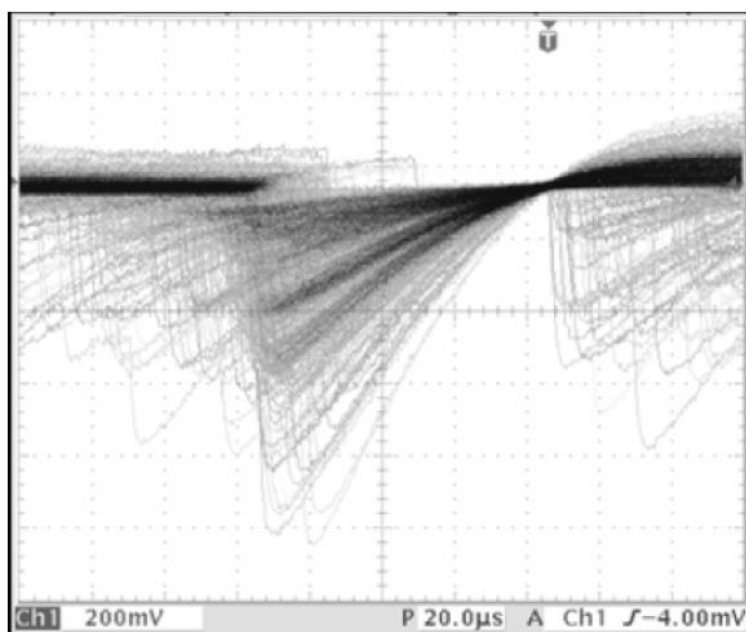


Figura 22: Pulsos de salida del preamplificador.

Luego de conformar la señal, la salida del preamplificador se trasmite al amplificador. Como el pulso ya está conformado y las impedancias ajustadas, el preamplificador puede conectarse al amplificador mediante cables de mucha longitud, metros incluso. El amplificador provee dos funciones primarias: amplificar los pulsos del preamplificador y conformar el pulso. En ambos casos, debe preservar la información de interés, es decir, si se requiere información en energías debe haber una estricta proporcionalidad entre las amplitudes de los pulsos de entrada y salida (amplificador lineal). Si se requiere información temporal, el detector debe tener una respuesta rápida.

La ganancia del amplificador depende de la muestra en estudio. Usualmente es de 1 a 100 y una relación conveniente es del orden de 10 V de amplitud del pulso de salida del amplificador por MeV depositado en el detector. la ganancia se ajusta mediante una combinación de ajustes gruesos y finos.

La conformación del lento pulso de salida del preamplificador se realiza para dar un pulso de salida «estrecho» y evitar así el problema de apilamiento de pulsos a altas tasas de conteo y mejorar la relación señal-ruido. Discutamos brevemente este punto. Los pulsos de salida del preamplificador tienen una constante de tiempo (tiempo para que la amplitud del pulso caiga la línea de base) que puede ser tan larga como 500  $\mu$ s. Si se produce un segundo pulso en una ventana de 500  $\mu$ s, este segundo pulso se “monta” en la cola del pulso previo, dando lugar a una amplitud incorrecta (ver figura 23.a). Por esto, el sistema no debería operar a tasas de conteo superiores a unos pocos cientos de eventos por segundo para no introducir este tipo de distorsión de la amplitud.

El circuito de conformación de pulsos del amplificador debe entonces proporcionar una salida formada por pulsos estrechos, que respeten la amplitud de pulso de entrada (proporcional a la energía depositada en el material detector), que respeten el *rise time* del pulso del preamplificador (tiempo en el cual el evento fue detectado). En otras palabras, debe hacer la conformación del pulso sin distorsionar la información que contiene el pulso proveniente del preamplificador. Y todo esto aun cuando los pulsos de salida del preamplificador se superpongan. Los pulsos conformados de salida del amplificador lineal se muestran en la figura 23.b. Los amplificadores lineales tienen dos tipos de salida, unipolar y bipolar. Estos pulsos se muestran en la figura 24.

Es importante que mencionemos que la ganancia no se puede aumentar más allá de un cierto límite. Si el producto de la amplitud de entrada y la ganancia supera la máxima amplitud de salida del amplificador, este *satura*. El resultado es un pulso de salida distorsionado, aplanado a la amplitud a la cual se produce la saturación. Se debe evitar amplificar aquellos pulsos cercanos



al nivel de saturación, para evitar información falseada. Esto se evita simplemente bajando la ganancia. En la figura 25 podemos ver este efecto de distorsión. La amplitud del pulso crece linealmente con la ganancia, hasta que alcanzamos una ganancia límite a partir de la cual la amplitud no aumenta aunque incrementemos la ganancia. Es la figura 25 mostramos también como se refleja este efecto de saturación de la ganancia en la forma del pulso.

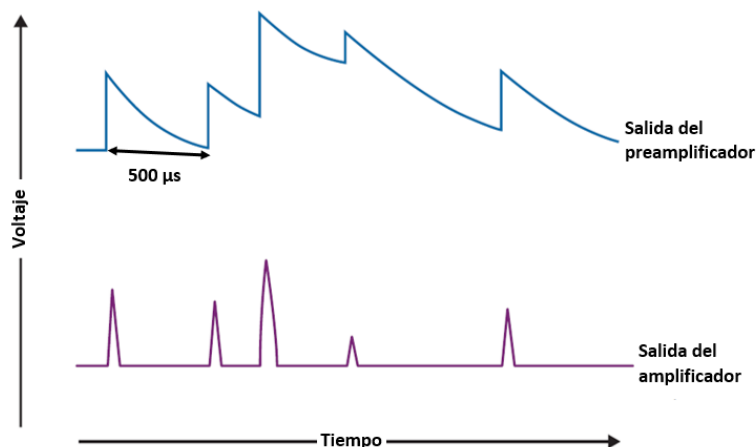


Figura 23: Secuencia de pulsos en un sistema de detección de radiación gamma. Arriba, pulsos lentos de salida del preamplificador con anchos de  $500 \mu s$ . Pulsos con separaciones temporales menores a  $500 \mu s$  se montan sobre la cola del pulso anterior dando lugar a una altura de pulso distorsionada. Abajo, pulsos de salida del amplificador. Los pulsos son conformados para tener menor ancho y evitar así la superposición de pulsos y amplificados respetando el rise time de los mismos y manteniendo una relación lineal entre los pulsos de entrada y salida.

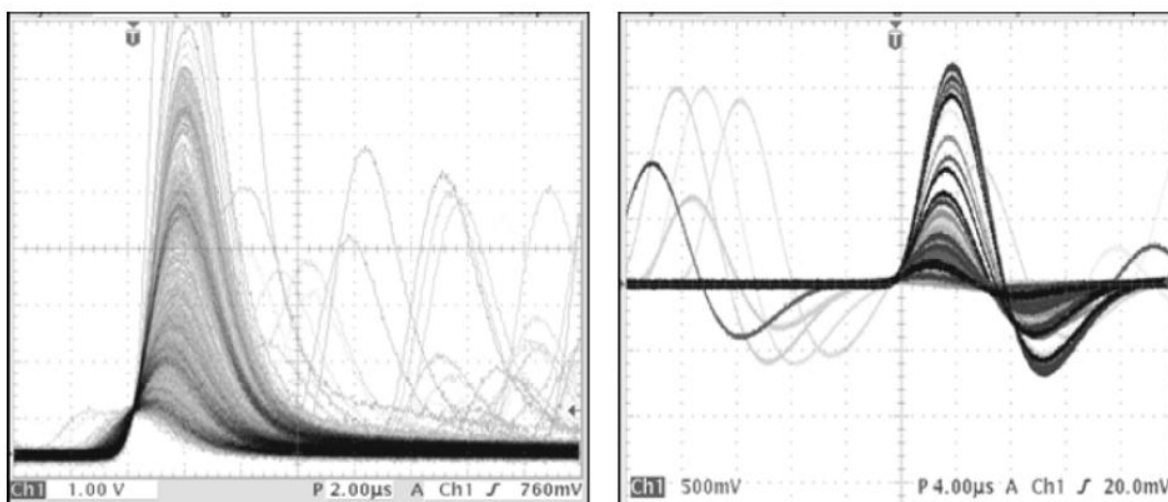


Figura 24: Pulsos de salida del amplificador unipolares (izquierda) y bipolares (derecha). Notar el cambio de escala en la amplitud de voltaje y el ancho de los pulsos con respecto a los pulsos de salida del preamplificador (figura 22).

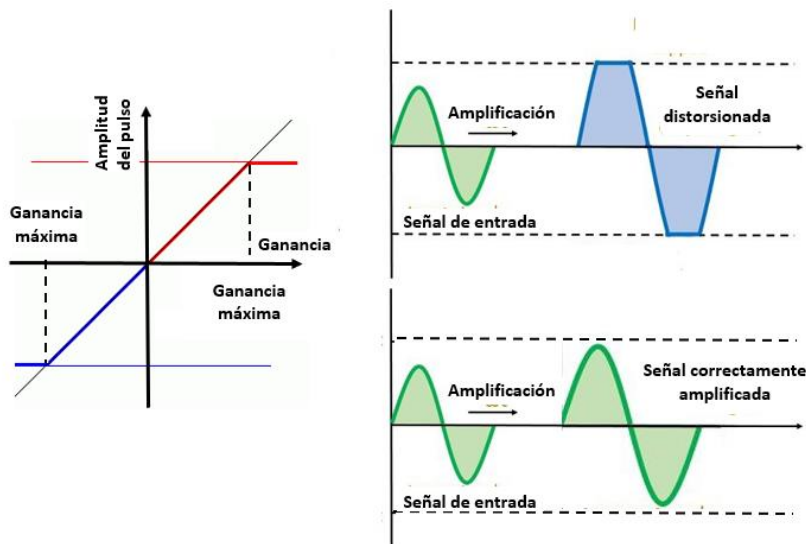


Figura 25: Amplificación de pulsos. En la figura izquierda se muestra la relación (lineal) entre amplitud del pulso de salida y ganancia del amplificador hasta el punto de saturación. En la figura de la izquierda mostramos el efecto de superar la ganancia máxima sobre la forma del pulso (arriba) y un pulso correctamente amplificado.

Por completitud, mencionaremos un tipo diferente de amplificador, el amplificador biasado. El propósito de éste es amplificar sólo una cierta porción de una señal lineal. Es particularmente útil cuando se requiere expandir una región del espectro de pulsos para un análisis en detalle de dicha región. El amplificador biasado posee un nivel de corte variable. Todos los pulsos por debajo de este nivel son descartados, mientras que a los pulsos que se encuentran por encima de este valor le resta el nivel de corte. Por lo tanto, sólo los pulsos que exceden el nivel de corte son aceptados y el exceso es luego amplificado. Un diagrama esquemático de cómo funciona un amplificador biasado se muestra en la figura 26.

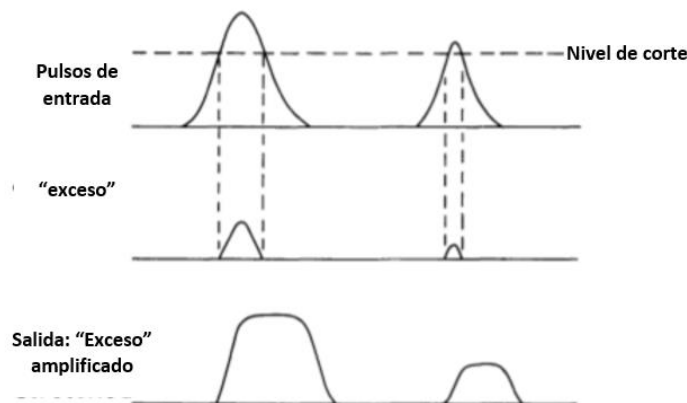


Figura 26: Esquema de funcionamiento de un amplificador biasado.

Cuando se utiliza un detector sensible a la energía (por ejemplo NaI (TI) o un detector semiconductor), la amplitud del pulso de voltaje de salida del amplificador es proporcional a la

cantidad de energía depositada en el detector por la radiación incidente. Analizando las amplitudes de los pulsos de salida del amplificador es posible determinar las energías de las radiaciones incidentes. El análisis selectivo de pulsos dentro de un cierto rango de amplitud permite además restringir el conteo a un rango de energía determinado, desechando el fondo, pulsos asociados a partículas dispersadas u otras energías fuera del rango de energía de interés. Pero para esto necesitamos un dispositivo que sea capaz de analizar la altura de cada uno de los pulsos de salida del amplificador. El dispositivo utilizado para este propósito es el analizador de altura de pulso (PHA, por las siglas en inglés, *pulse height analyzer*). Se utiliza el PHA para contar sólo aquellos pulsos de salida del amplificador que corresponden al intervalo de voltaje seleccionado. A este intervalo lo llamaremos "*canal*" y el dispositivo se denomina analizador monocanal (SCA, *single channel analyzer*). Un dispositivo que es capaz de analizar simultáneamente muchos intervalos de voltajes o canales diferentes se llama analizador multicanal (MCA, *multichannel analyzer*).

El SCA se usa para seleccionar sólo los pulsos del amplificador que caen dentro de UN rango de amplitud de voltaje seleccionado. La amplitud del voltaje es proporcional a la energía de radiación depositada en el detector, por lo que este procedimiento es equivalente a seleccionar un rango de energía para el conteo. Los amplificadores modernos producen pulsos de salida con amplitudes en el rango 0-10 V. Por lo tanto, la selección de voltaje proporcionado por la mayoría de los SCA también está en el rango 0-10 V. Un SCA tiene tres componentes básicos:

- Un nivel inferior de discriminación (LLD, *lower level discriminator*),
- Un nivel superior de discriminación (ULD, *upper level discriminator*),
- Un circuito de anticoincidencias

El LLD establece una amplitud de voltaje umbral  $V$  (o energía  $E$ ) para contar. El ULD establece un voltaje (energía) límite superior  $V + \Delta V$  (o  $E + \Delta E$ ), siendo  $\Delta V$  (o  $\Delta E$ ) el ancho de la ventana (ver figura 27) . Los niveles LLD y ULD se seleccionan en función del estudio a realizar.

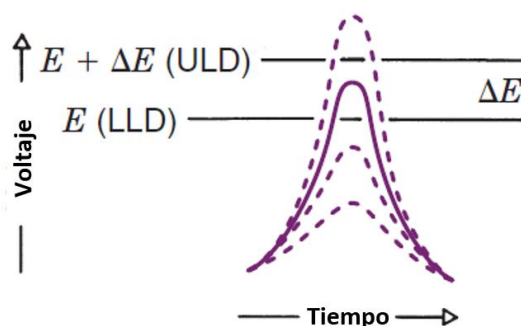


Figura 27: niveles LLD y ULD de voltaje. Dado que la amplitud del voltaje es proporcional a la energía depositada por la radiación incidente, estos niveles establecen un rango de energías ( $E$  a  $E+\Delta E$ ). Sólo los pulsos con energías entre  $E$  y  $E+\Delta E$  serán registrados por el sistema.

El LLD y el ULD establecen niveles de voltaje en circuitos llamados *comparadores*. Estos circuitos comparan la amplitud del pulso de entrada con el LLD. Y el ULD y producen una salida lógica sólo cuando se exceden estos voltajes. Los pulsos lógicos de los dos comparadores son enviados a un circuito llamado de *anticoincidencia*, el cual produce un pulso lógico de salida cuando el pulso del LLD está presente y no está presente el pulso del ULD. Notemos que si no hay nivel LLD, el pulso de entrada tiene una amplitud que no alcanza el nivel inferior de discriminación, y por lo tanto no está en la ventana seleccionada. Si tenemos un pulso ULD, quiere decir que el pulso tiene una amplitud que supera el nivel de discriminación superior. Por lo tanto, el pulso tampoco está en la ventana seleccionada. Si tenemos un pulso LLD y no un pulso ULD, quiere decir que el pulso de entrada superó el nivel inferior de discriminación, pero no el superior, por lo cual está dentro de la ventana seleccionada. Por lo tanto, sólo los pulsos de entrada con amplitudes entre  $V$  y  $V+\Delta V$  (dentro de la ventana de energía seleccionada) generan pulsos de salida del SCA, como mostramos en la figura 28.

Notemos que el pulso que ingresa al SCA es un pulso lineal y el pulso de salida es un pulso lógico. Como dijimos antes, en general en todo circuito analizador se comienza con un pulso lineal que en algún punto es convertido, de acuerdo a algún criterio predeterminado, en uno lógico. En este caso, este punto es el SCA y el criterio es sólo un pulso lógico de amplitud entre  $V$  y  $V+\Delta V$  da como salida un pulso lógico del SCA. Los pulsos de salida del SCA tienen entonces todos la misma amplitud y forma (típicamente 4 V de amplitud, 1  $\mu$ s de duración). Sus amplitudes no contienen información sobre la radiación incidente, porque esta información ya ha sido “extraída” por el SCA (sólo «informan» que ha llegado una radiación con la energía de interés). Finalmente, los pulsos de salida lógicos del SCA alimentan los circuitos contadores. El funcionamiento esquemático del SCA se muestre en la figura 29.

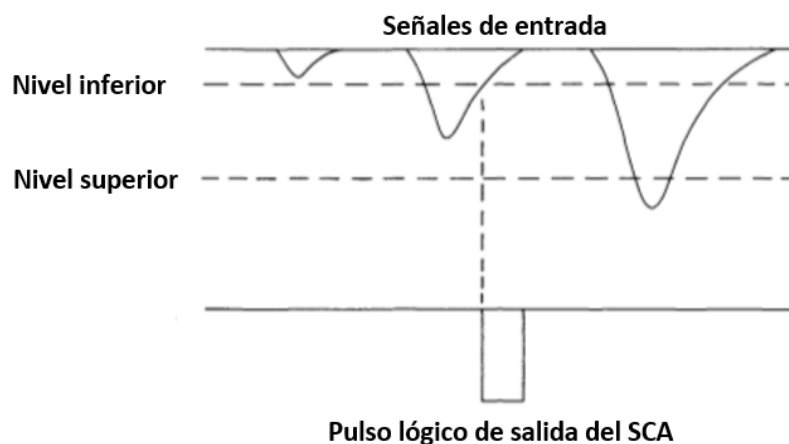


Figura 28: Funcionamiento básico de un SCA: Sólo pulsos de entrada con amplitudes entre los niveles inferior y superior de voltaje (ULD y ULD) generan un pulso lógico de salida.

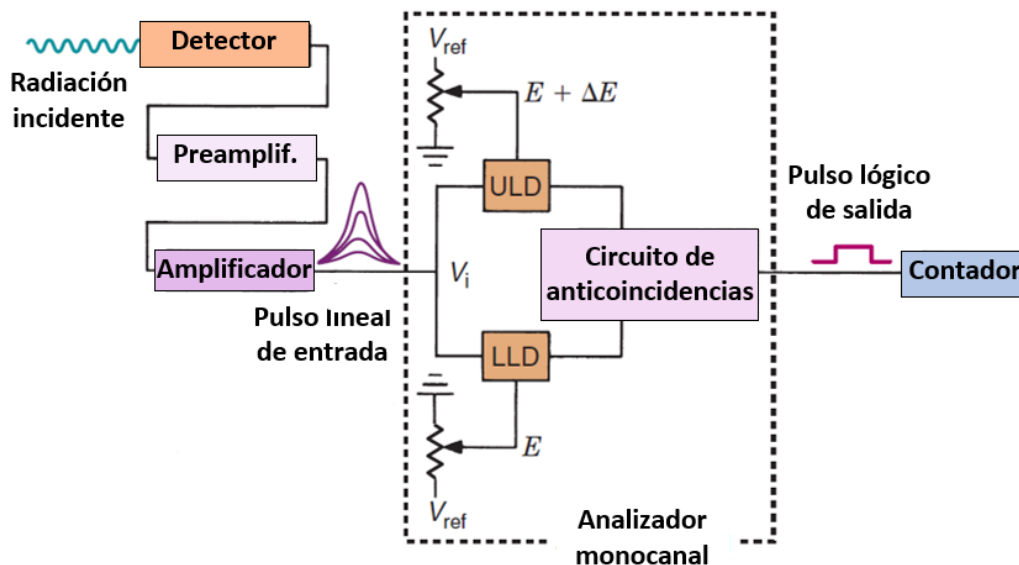


Figura 29: Diagrama esquemático de los componentes electrónicos de un SCA. En conjunto generan un pulso de salida lógico cuando un pulso lineal de amplitud de voltaje comprendida entre los valores establecidos para el LLD y el ULD.

Es importante mencionar que un SCA tiene tres modos de operación:

**Modo normal:** En este modo, los niveles superiores e inferiores pueden ajustarse independientemente uno de otro. La posición del nivel superior no se ve afectada por la del inferior. Debe tenerse cuidado en no colocar el nivel inferior por encima del superior.

**Modo ventana:** Una vez elegido el nivel inferior, con el superior se establece el ancho de la ventana. Si se mueve el nivel inferior, el superior se mueve solidario con este, manteniendo el ancho de la ventana. Esta opción es muy útil si se pretende hacer estudios en función de la posición de la ventana sin cambiar su ancho.

**Modo integral:** El nivel superior no existe. En este caso el SCA se emplea para eliminar o reducir el ruido electrónico. Un SCA que opera en este modo se denomina *discriminador*.

Hasta aquí hemos visto como contar cuantos pulsos de una energía determinada son detectados. Esta es una aplicación muy común. Un ejemplo podría ser detectar los rayos de 511 keV provenientes de procesos de aniquilación  $e^-e^+$ . Otro ejemplo puede ser determinar si una muestra emite rayos  $\gamma$  de 662 keV para determinar si la misma presenta contaminación con el radioisótopo  $^{137}\text{Cs}$  (antropogénico). Muchas aplicaciones médicas también requieren la detección de una única energía. Sin embargo, otras aplicaciones requieren el estudio simultáneo de eventos asociados a ventanas de voltaje o energía múltiples. Por ejemplo, algunos dispositivos de imagen tienen dos o tres SCA's independientes para registrar simultáneamente los múltiples rayos  $\gamma$  emitidos por nucleidos tales como el  $^{67}\text{Ga}$  (ver esquema de decaimiento en la figura 30). Para

detectar simultáneamente un número reducido de energías bien conocidas este enfoque es muy conveniente. Pero no es satisfactorio cuando se requieren decenas o incluso miles de ventanas diferentes. El ejemplo obvio es espectroscopía  $\gamma$ , donde se registran todos los rayos en un rango continuo de 0 a 2 MeV. En este caso se necesitarían cientos o miles de SCA's (son caros) y el ajuste y estabilidad de las múltiples ventanas sería tedioso y complicado. Usar un único SC, para medir en una ventana de ancho  $\Delta E$  para luego cambiar su posición en energía hasta cubrir el rango completo de energías también sería tedioso y requeriría de un tiempo muy largo de medida. La solución para estos casos es el analizador multicanal (*multi channel analyzer*, MCA).

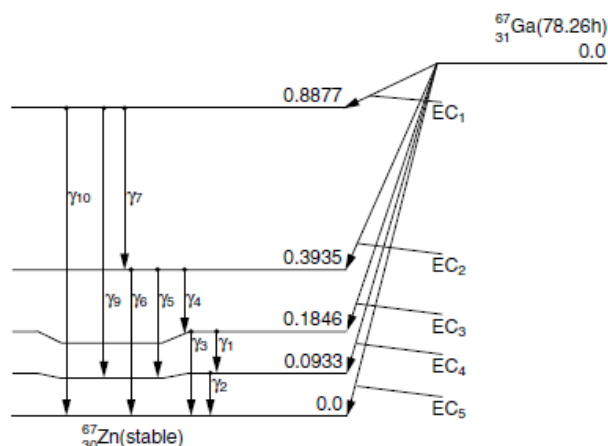
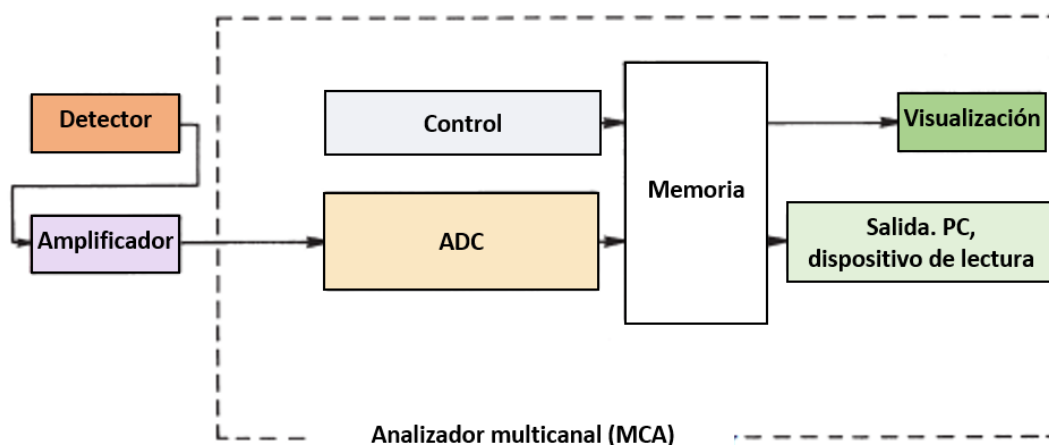


Figura 30: Esquema de decaimiento del  $^{67}\text{Ga}$ . Para registrar simultáneamente todos los rayos gamma emitidos por este radioisótopo se requerirían nueve SCA.

El MCA clasifica los pulsos de entrada son clasificados de acuerdo a su amplitud, generando un número proporcional a la misma. Esta información es guardada en un acumulador multicanal en forma de histograma, que constituye la salida del sistema y puede visualizarse en forma de espectro o mediante el trazado gráfico vía algún otro equipamiento externo (figura 31). El corazón del MCA es un convertidor analógico a digital (*analogic to digital converter*, ADC), que mide y separa los pulsos entrantes según sus amplitudes. El rango (continuo) de amplitud de los pulsos de salida del amplificador es, en general, 0-10 V. El ADC divide este rango continuo en un número finito de intervalos discretos que llamamos *canales*. A modo de ejemplo, supongamos que el ADC de un cierto analizador tiene 100 canales. Entonces el ADC divide el rango de amplitudes de 10 V en 100 canales cada uno de  $10 \text{ V}/100 = 0.01 \text{ V}$  de «ancho» y a los pulsos cuya altura va de 0 a 0.01 V les asigna el canal 1, a los pulsos en el rango 0.01-0.02V el canal 2 y así sucesivamente. Vemos entonces que hay dos parámetros importantes que deben tenerse en cuenta, la altura máxima de los pulsos admisibles (como ya dijimos generalmente 10 V) y el número total de canales, que viene dado por  $2^N$ .  $N$  se denomina bit y puede ir desde desde

0 (en esencia un analizador monocanal) hasta 16 (65,536 canales) en sistemas complejos. De esta forma, un convertidor de 8 bits puede determinar la amplitud con una precisión de una parte en 256 y uno de 10 bits, una parte en 1024, y así y así sucesivamente. Es claro que, a mayor número de bits, mayor precisión, pero el proceso de conversión digital requiere tiempo: a más bits (canales) más tiempo y es necesaria mayor espacio de almacenamiento informático. La mayoría de los estudios en Medicina Nuclear y espectroscopía gamma aplicada a estudios medioambientales se pueden realizar con convertidores de 8 bits, aunque convertidores de 10 y de 12 bits también se utilizan para situaciones en la que la precisión es esencial (ejemplo: espectroscopia de energía de alta resolución con detectores semiconductores). Notemos que el ADC convierte una señal analógica (V, amplitud de pulso, un número esencialmente continuo de posibles valores), en uno digital (número de canal), que tiene un número discreto de valores enteros.



*Figura 31: Componentes básicos de un analizador multicanal (MCA). El conversor analógico digital clasifica los pulsos lógicos de entrada, asignándoles un canal  $i$  según la amplitud  $V_i$  del pulso. Cada canal  $i$  está asociado a una memoria en la cual se almacena el número de eventos asociados a  $V_i$ .*

Cada canal del MCA tiene asociada una ubicación de almacenamiento correspondiente en la memoria del MCA. La memoria del MCA cuenta y almacena el número de pulsos registrados en cada canal. El número de memorias de almacenamiento disponibles determina entonces el número de canales de MCA. De este modo, el ADC le asigna a cada pulso de altura  $V$  un canal  $i$  que está asociado a una memoria en la cual se almacena un número entero  $n_i$  de eventos que constituyen el contenido del canal. Cada vez que un evento es detectado y asociado al canal  $i$ , el contenido  $n_i$  se incrementa en una unidad. El MCA permite entonces determinar el espectro de altura de pulsos (cuentas por canal versus número de canal). Como el número de canal es proporcional a la altura del pulso, y este a la energía depositada por la radiación en el detector, el



canal es proporcional a la energía. Resta ahora asociar a cada canal la energía correspondiente. Esta correspondencia canal-energía depende de las condiciones del equipo (fundamentalmente, diferencia de tensión entre los dinodos de la cadena de multiplicación, nivel de ganancia del preamplificador y del amplificador) y se realiza mediante la obtención de espectros de fuentes radioactivas de energías conocidas, obteniéndose así la curva energía vs canal, la calibración en energía que en breve discutiremos.

Además del proceso de conversión, el ADC consume tiempo para incrementar una unidad en la memoria correspondiente, resetear el contador de pulsos, etc. El ADC podría ser entonces un «cuello de botella» en un sistema detector. Sin embargo, los ADC modernos pueden digitalizar eventos a tasas de 1 millón de cuentas/s. Por lo tanto, el ADC en general no es un factor limitante para las aplicaciones con detectores NaI(Tl) o semiconductores. La limitación temporal está dada por el tiempo de decaimiento del detector

Un ejemplo de funcionamiento de una unidad ADC y cómo se “construye” el espectro de altura de pulsos se muestra en la figura 32 para el caso de una muestra que contiene  $^{99m}\text{Tc}$ .

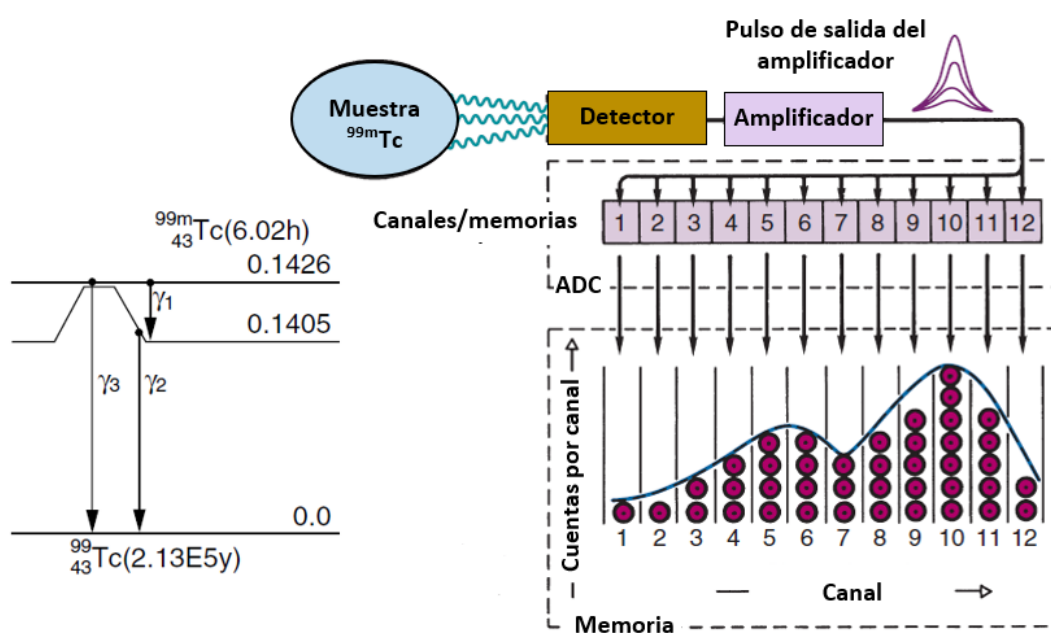


Figura 32: Ejemplo de cómo cada uno de los pulsos originados por una muestra de  $^{99m}\text{Tc}$  son clasificados de acuerdo a su amplitud para formar el espectro de altura de pulsos (o, en forma equivalente, energías).

Nos queda un último punto por discutir ¿Cómo mide el MCA la altura de un pulso? Hay dos mecanismos básicos. En el primero de ellos se esquematiza en la figura 33. El pulso de entrada contiene una cantidad de carga, la cual se usa para cargar un capacitor, el cual se descarga a través de una resistencia  $R$  tal que la constante de tiempo del circuito (igual al producto  $R.C$ , siendo  $C$  la



capacitancia del circuito) sea relativamente larga. Al empezar la descarga se dispara un pulso (que se denomina *gate*) que inicia un reloj que produce pulsos lógicos con una cierta periodicidad y se registran en un circuito de conteo. Cuando el capacitor se descargó el *gate* se cierra, se apaga el reloj y se corta el contaje. De esta forma, el número de pulsos queda determinado por el tiempo de descarga del capacitor, que depende de la carga entregada por el pulso, que a su vez depende de energía depositada en el detector. Determinada la altura del pulso los circuitos de control del MCA incrementan en una cuenta el canal de memoria correspondiente a la altura del pulso, luego borra los circuitos de entrada y preparar el MCA para aceptar la siguiente entrada.

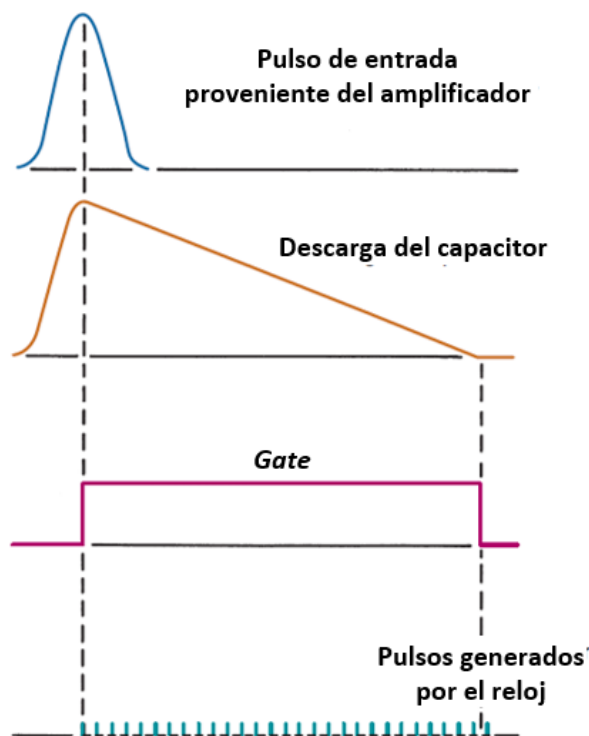


Figura 33: proceso de conversión de un pulso lineal (información contenida en la amplitud del pulso) a lógico (número de canal). El pulso de entrada carga un capacitor y el tiempo de descarga, que es proporcional a la amplitud del pulso, se mide usando un reloj amplitud, se mide usando un reloj-oscilador.

El segundo método se basa en el llamado *ADC de aproximación sucesiva*. En este caso la digitalización se produce comparando la amplitud de pulso con una secuencia seleccionada de niveles de voltaje. El primer nivel de comparación corresponde a la mitad de la escala máxima. Si la amplitud del pulso es mayor que este nivel, el primer "bit" digital se establece en "1". De lo contrario, se establece en "0". La segunda comparación depende del valor del bit. Si el bit es "1" el voltaje de comparación es aumentado al 75% de la escala máxima. Si es "0" es disminuido al 25% de la escala. La comparación se repite y el segundo bit digital se registra como "1" o "0", dependiendo si el pulso superó o no este segundo nivel de referencia. Luego de varios pasos, en

cada uno disminuyendo o incrementado el voltaje del nivel de referencia a la mitad, se obtiene un número formado por ceros y unos que indica la amplitud del pulso.

En ambos métodos, la salida es un número binario entre 0 y  $2^N$ . Este número es luego asociado al canal correspondiente.

### **2.3. Estandarización de los componentes electrónicos: el sistema NIM.**

A fin de lograr equipos versátiles y que puedan ser usados para diferentes tipos de experimentos se ha establecido una estandarización de los sistemas electrónicos usados en Física Nuclear Experimental. La primera y más simple estandarización establecida es el sistema modular denominado NIM (*nuclear instruments modules*). En esta estandarización los componentes electrónicos básicos (fuentes de tensión, amplificadores, discriminadores, contadores, SCA's, MCA's, etc.) son construidos en forma de módulos de acuerdo a especificaciones mecánicas y eléctricas estandarizadas. Los módulos se conectan en gabinetes (*bins*) también estandarizados que entregan el voltaje de funcionamiento a los módulos. De esta forma cualquier módulo NIM puede ser conectado en cualquier bin-NIM, independientemente del fabricante de los mismos. De esta forma, cualquier sistema electrónico específico puede ser fácilmente montado a partir de los módulos electrónicos necesarios, instalándolos en un bin-NIM y realizando el cableado adecuado. Después de realizado el experimento, los módulos pueden ser transferidos a otro NIM (incluso de otro laboratorio), ser combinados con otros módulos para otro uso o sencillamente ser almacenados para otro experimento. Esto hace que el sistema NIM sea enormemente flexible, permitiendo un diseño sencillo, intercambio simple de módulos y un fácil reemplazo de éstos, permitiendo una reducción de los costos y una utilización eficiente de los instrumentos.

Los módulos NIM deben tener un ancho de 3,43 cm y una altura de 22,225 cm y pueden ser construidos en múltiplos del ancho. La alimentación se suministra a los módulos a través de conectores en la parte posterior del módulo, que encajan en los conectores correspondientes del bin-NIM, el cual se conecta a la línea de tensión del laboratorio. Más allá de las restricciones mecánicas y en el voltaje, el diseño individual de los módulos NIM es libre. El bin-NIM estándar está diseñado para que quepan hasta 12 módulos de ancho simple. Los conectores de voltaje deben proveer cuatro voltajes estándar:  $\pm 12$  V y  $\pm 24$  V. Algunos bin-NIM proveen voltajes de  $\pm 6$  V, aunque estos voltajes no son parte del estándar NIM. En la figura 34 mostramos módulos NIM (uno de ellos de ancho doble) de frente y la parte trasera de uno para observar los conectores. En la figura 35 un bin-NIM vacío, uno con los módulos conectados y un bin-NIM ya cableado. Finalmente, en la figura 36 se muestra un detector centellador de NaI(Tl) y su rama analizadora.



Figura 34: Módulos electrónicos contruidos de acuerdo a la estandarización NIM. Se observan módulos de ancho simple y doble y un módulo visto dese atrás para visualizar los conectores eléctricos.

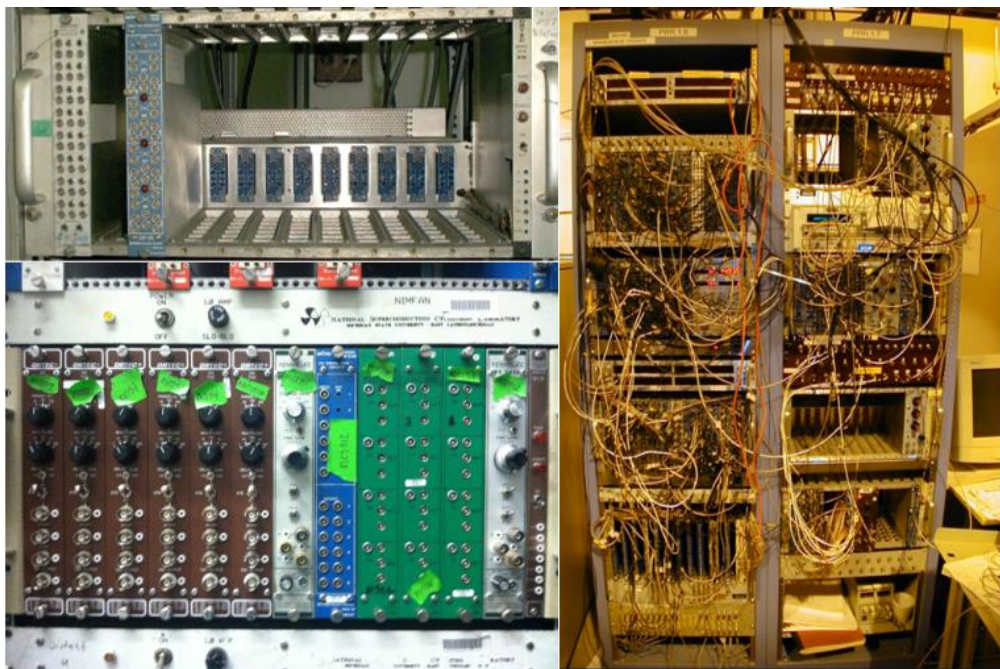


Figura 35: Un bin-NIM vacío (arriba la izquierda). Podemos observar los pines de alimentación de los módulos NIM. Abajo a la izquierda un bin-NIM con los módulos ya conectados y a la derecha el bin-NIM ya cableado para llevar a cabo un experimento.

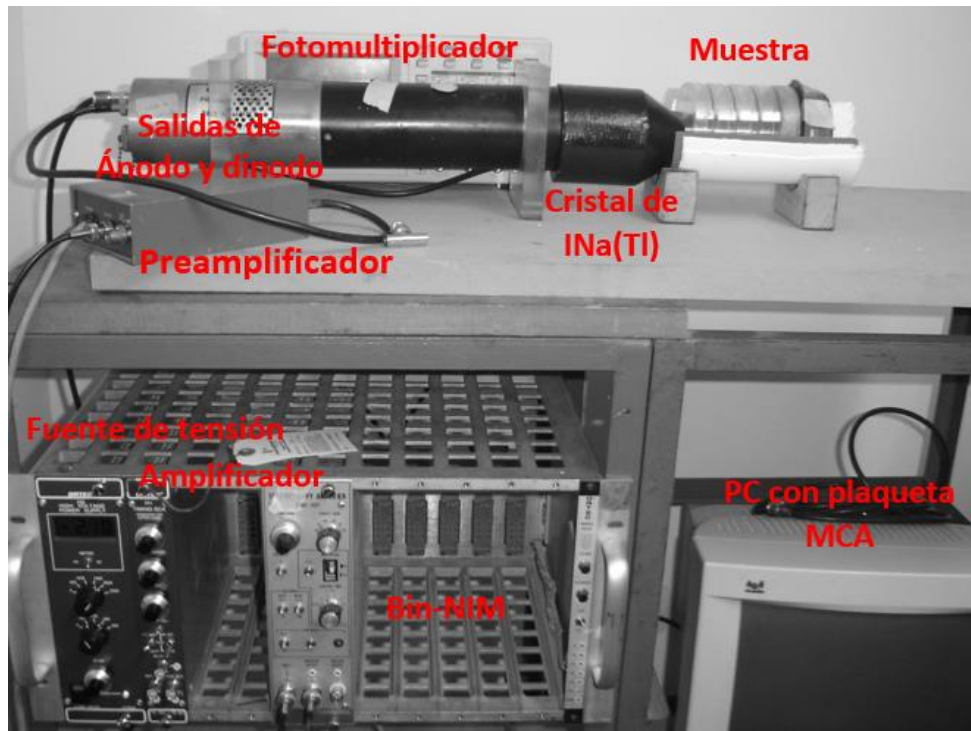


Figura 36: Detector centellador de NaI(Tl) y su rama analizadora instalada en un bin-NIM. Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP.

Para resumir, un espectrómetro de altura de pulsos (o energía) consiste en un detector cuya salida son pulsos de amplitud proporcional a la energía de la radiación incidente, la fuente de alto tensión, el preamplificador, el amplificador y un analizador de altura de pulsos. Un espectro de altura de pulsos (o de energías) es una gráfica del número de eventos detectados (cuentas) por canal del ADC. Un ejemplo de una visualización de un espectro de altura de pulsos se muestra en la figura 37.

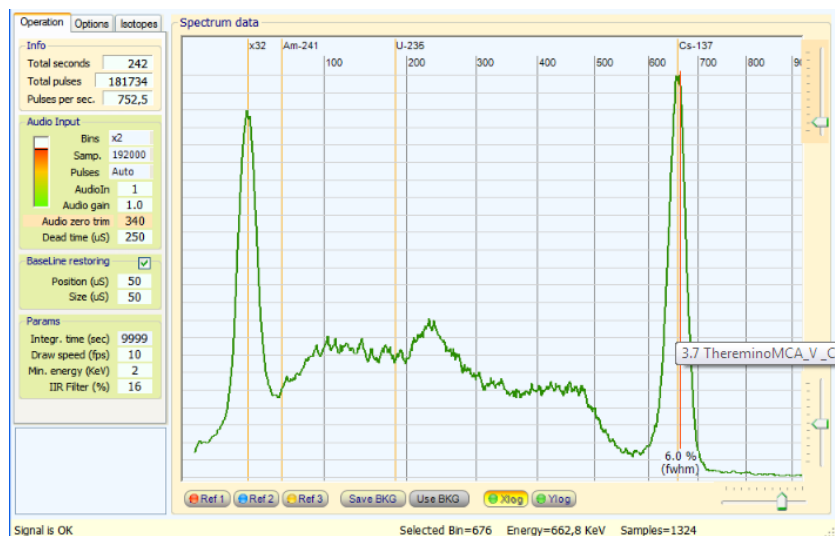


Figura 37: Espectro de altura de pulsos (o espectro de energías) tal como se observa a la salida de la rama analizadora.

### **3. Sistemas detectores. Características generales.**

La Base de la detección de la radiación es su interacción con los medios materiales, a los que transfiere parte o toda su energía produciendo modificaciones en dicho medio. Si estas modificaciones son reconocibles permiten detectar y determinar propiedades de la radiación incidente. Recordemos que las partículas cargadas transfieren su energía al medio material (el medio detector en este caso) en forma directa por ionizaciones y excitaciones (ionización primaria). Las partículas neutras interactúan con el medio material vía procesos que dan lugar a la generación de partículas cargadas, las cuales luego ionizan o excitan el medio (ionización secundaria). La forma en que la energía depositada se convierte en una señal utilizable depende del detector (material detector y electrónica asociada). Describiremos algunas características generales a todos los tipos de detectores.

#### **3.1. Sensibilidad.**

La sensibilidad de un detector es su capacidad de producir una señal utilizable para un dado tipo de radiación y energía incidente. Al igual que cualquier dispositivo de laboratorio, cada tipo de detector es sensible a una cierta radiación en un rango de energía. Fuera de ese rango la señal producida no es utilizable o directamente no hay señal (detector no sensible).

La sensibilidad de un detector depende de diversos factores, entre los que podemos citar la sección eficaz para los procesos de excitación/ionización en el material detector, la masa del detector y el ruido intrínseco del mismo. La sección eficaz y la masa del material detector determinan la probabilidad de que la radiación incidente transfiera toda o parte de su energía al material en forma de ionizaciones o excitaciones. Las partículas cargadas son altamente ionizantes, por lo cual materiales detectores de pequeño volumen o baja densidad son suficientes para obtener una alta tasa de interacción. Para el caso de partículas neutras, como la radiación  $\gamma$ , las secciones eficaces de interacción son pequeñas, por lo cual la densidad y el volumen del detector son un factor sumamente importante para obtener una buena tasa de interacción. De lo contrario, el detector se vuelve transparente a la radiación incidente.

En todo sistema detector siempre está presente el llamado *ruido intrínseco* del material detector y la electrónica asociada. Este ruido se origina en fluctuaciones de la corriente o voltaje de salida aun cuando no se exponga al detector a radiaciones. Por lo tanto, aunque en un material detector se produzca una señal, la misma debe ser mayor (mucho mayor en lo posible) que el ruido electrónico para ser utilizable.

Otros factores que afectan la sensibilidad de un sistema detector son el material que lo rodea y el fondo de radiaciones. En el primer caso, el material que rodea al sistema detector puede cambiar la energía o la dirección de la radiación incidente, haciendo que la misma no llegue al

volumen sensible del detector. Por ejemplo, si un material detector está recubierto por una capa metálica las partículas  $\alpha$  no la atravesarán y no serán detectadas. El fondo de radiaciones tiene un efecto similar al ruido intrínseco: puede enmascarar la señal de la fuente si esta no es lo suficientemente intensa. Muchas veces se puede reducir el efecto del fondo colocando al sistema muestra-detector dentro de un blindaje (*cámara limpia*) que evita que la radiación del entorno alcance al material detector.

### **3.2. Respuesta del detector.**

Además de detectar la presencia de una radiación, muchos detectores son también capaces de proveer información de la energía de la radiación incidente. Esto se debe a que el número de ionizaciones o excitaciones producidas en el material detector es proporcional a la energía entregada por la radiación incidente en el volumen del mismo. Si el material detector tiene un volumen y una densidad tal que la radiación incidente es totalmente absorbida, entonces la cantidad de excitaciones/ionizaciones da una medida de la energía de la radiación incidente.

Como acabamos de ver, la salida de una unidad detectora es un pulso de tensión. La cantidad de ionizaciones se refleja entonces en la carga eléctrica contenida en el pulso, es decir, la integral del pulso con respecto al tiempo. Si asumimos que la forma del pulso no cambia de un evento a otro, entonces esta integral es directamente proporcional a la altura de la señal. La relación entre la energía de la radiación y la altura (o carga total) del pulso de salida se denomina *respuesta del detector*. Idealmente, es deseable que la respuesta del detector sea lineal (al menos en un rango de energías), hecho que facilita la conversión de altura de pulso a energía.

La respuesta de un detector depende del tipo y energía de la radiación incidente. Por supuesto, que un detector tenga una respuesta lineal para un tipo de partícula o energía no implica que la respuesta siga siendo lineal para otra partícula o energía.

### **3.3. Resolución en energía.**

Para el caso de detectores diseñados para medir la energía de una dada radiación incidente, el aspecto más importante es su *resolución en energía*, característica que ya mencionamos anteriormente y ahora vamos a discutir con más detalle. La resolución en energía es la capacidad del detector para distinguir entre dos energías próximas entre sí. En general, la resolución puede medirse exponiendo el detector a una radiación monoenergética y observando el espectro resultante. Idealmente, esperaríamos obtener un pico tipo delta. En realidad, lo que se observa es un pico con un ancho finito y de forma gaussiana. Este ancho finito aparece, en principio, debido a las fluctuaciones estadísticas en el número de excitaciones y ionizaciones que se producen en la masa del cristal detector. El sistema electrónico aporta también (y en mayor medida) a la

resolución de la unidad detectora. En la figura 38 mostramos el cambio de la situación ideal a la real debido a las fluctuaciones estadísticas y en la figura 39 distinguimos entre detectores con alta y baja resolución.

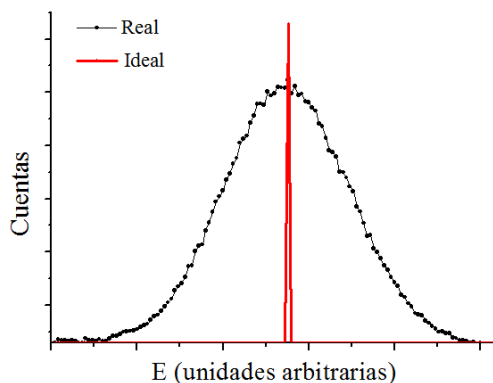


Figura 38: Pico obtenido en la medida de una radiación monoenergética. El ensanchamiento se produce debido a fluctuaciones estadísticas en número de ionizaciones/excitaciones producidas en el cristal detector y por efectos del sistema de procesamiento de la señal.

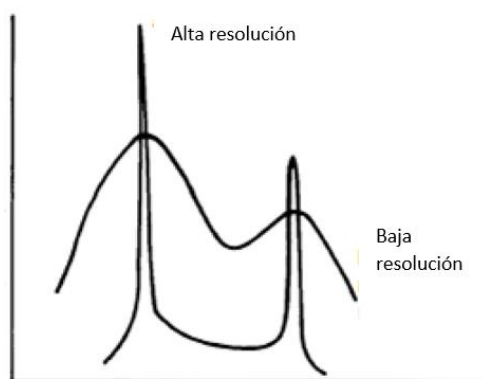


Figura 39: Ejemplo de dos detectores con diferente resolución en energías. A medida que mejora la resolución más claramente se distinguen los picos asociados a cada energía.

La resolución se da en términos del ancho a la altura media del pico (*FWHM*). Energías que están separadas por un valor menor a este ancho se consideran irresolubles (Figura 40). Si llamamos  $\Delta E$  al ancho a mitad de altura del pico, entonces la resolución relativa a la energía  $E$  es:

$$R = \frac{\Delta E}{E} .$$



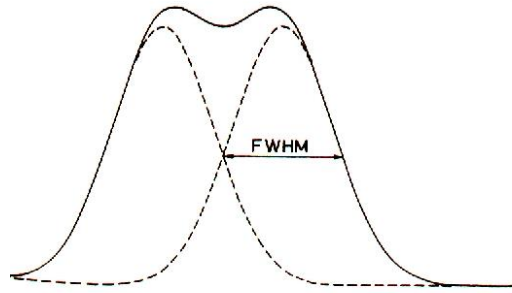


Figura 40: Definición de resolución en energía. Dos picos se consideran resueltos si están separados una distancia mayor que el ancho a mitad de altura del pico (FWHM). La línea sólida muestra la suma de dos picos gaussianos idénticos separados una distancia igual al FWHM.

Usualmente, la Ecuación 6 se expresa en porcentaje. Es común dar como referencia la resolución para el rayo  $\gamma$  de 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$ . Así, por ejemplo, un detector de  $\text{INa(Tl)}$ , dependiendo de su tamaño y geometría, presenta una resolución en energías de 9-11 % (FWHM del orden de 60 keV), mientras que uno de Ge presenta una resolución del orden de 0,1 % para dicha radiación y energía.

La resolución es función de la energía depositada en el detector, con el cociente  $\Delta E/R$  disminuyendo al aumentar la energía de la radiación incidente. Podemos entender esto a partir de la naturaleza estadística de los procesos de ionización y excitación en el cristal detector: La energía necesaria para producir una ionización (o excitación) es un número fijo ( $w$ ) que depende sólo del material. Para una dada energía depositada  $E$ , es de esperarse un número promedio  $J = E/w$  de ionizaciones (o excitaciones). Al incrementarse la energía, el número de ionizaciones/excitaciones aumenta, por lo cual la fluctuación estadística disminuye. Es posible demostrar que la resolución en función de la energía de la radiación incidente viene dada por:

$$R = 2,35 \sqrt{\frac{F w}{E}}, \quad 7$$

El factor 2.35 relaciona la desviación estándar de la distribución gaussiana con el FWHM y  $F$  es el llamado "Factor de Fano". Este factor es una constante intrínseca del medio detector y es función de los diferentes procesos de transferencia de energía en el mismo que no conducen a excitaciones electrónicas o ionizaciones, como por ejemplo excitaciones fonónicas, por lo cual es muy difícil de calcular. En muchos casos,  $F < 1$ . Un ejemplo de esto es el detector de germanio hiperpuro, para el cual  $F=0,1$ . Este hecho mejora la resolución del detector de Ge frente al  $\text{INa(Tl)}$ .



De acuerdo a la ecuación 7, la resolución es proporcional a  $1/E^{1/2}$ . Veremos si esta relación, que sólo tiene en cuenta los procesos de ionización/excitación en el medio detector, es suficiente para describir lo que se observa experimentalmente.

**Función respuesta:** Para la medición de espectros de energías, un factor muy importante que debemos tener en cuenta es la *función respuesta* del detector, siempre para el tipo de radiación en estudio. Ésta se define como el espectro de altura de pulsos observado a la salida del detector cuando sobre éste incide radiación monoenergética. Hasta aquí hemos supuesto que la función respuesta del detector es un pico gaussiano. Si dejamos de lado por un momento el ancho finito del pico, este se corresponde con una delta, es decir, para una radiación incidente de una cierta energía, la señal de salida del detector es única y con una amplitud fija. Si la respuesta es lineal, el espectro de alturas de pulsos medido se corresponde directamente con el espectro de energías de la radiación incidente. Este es el caso ideal, pero debido a las diferentes interacciones que pueden tener lugar entre la radiación y el material detector, la función respuesta ideal no siempre se obtiene, especialmente para el caso de radiación neutra.

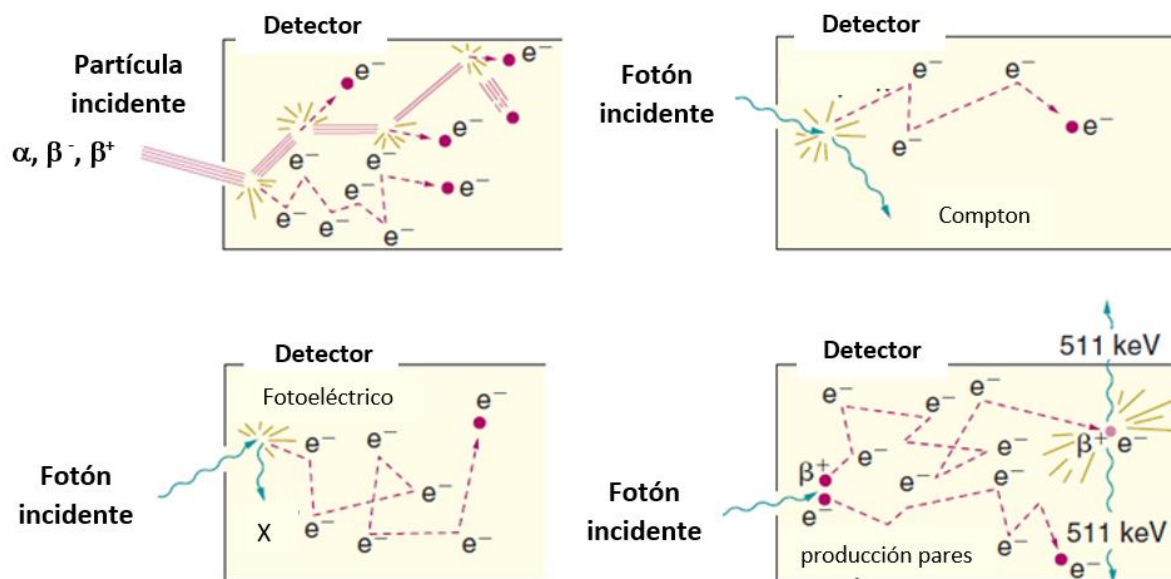


Figura 41: Depósito de energía por radiación incidente en un material. Arriba a la izquierda, el caso de la transferencia de energía por partículas cargadas a los electrones del medio detector en múltiples eventos de ionización. Los círculos rojos indican electrones generados en procesos de ionización primaria y las líneas punteadas las trayectorias de los mismos. Otros electrones son generados por ionización secundaria. Las restantes figuras muestran la transferencia de energía de fotones gamma a electrones del material en procesos fotoeléctrico (izquierda, abajo), Compton (derecha, arriba) y formación de pares (derecha, abajo).

La función respuesta de un detector a una dada energía queda determinada por las diferentes interacciones que pueden tener lugar entre la radiación y el material detector (figura 41). Consideremos el caso de radiación  $\gamma$  monoenergética. Para ser detectados, los rayos  $\gamma$  deben ser “convertidos” en partículas cargadas. Los mecanismos para esto, en el rango de energía de unos pocos keV a 10 MeV, son efecto fotoeléctrico, dispersión Compton y producción de pares. En estos procesos se generan partículas cargadas (electrones y positrones) que son las que producen ionizaciones y excitaciones en el medio detector. Repasemos estos procesos.

En el caso del efecto fotoeléctrico el fotón incidente es absorbido por un electrón ligado, el cual es eyectado del átomo con una energía cinética dada por  $E_{cin}=h\nu-\Phi_0$ , donde  $h\nu$  es la energía del fotón incidente y  $\Phi_0$  la función trabajo del material. El proceso se esquematiza en la figura 42. El electrón eyectado (*fototelectrón*) es el que, vía interacción con los átomos del medio material, depositará su energía produciendo ionizaciones y excitaciones. Dado el poco recorrido que tienen los electrones en los medios materiales, podemos suponer que el mismo no escapa y deposita toda su energía en el medio detector. En estas circunstancias, el efecto fotoeléctrico se reflejará en la función respuesta del detector dando lugar a un pico tipo gaussiano que llamaremos fotopico.

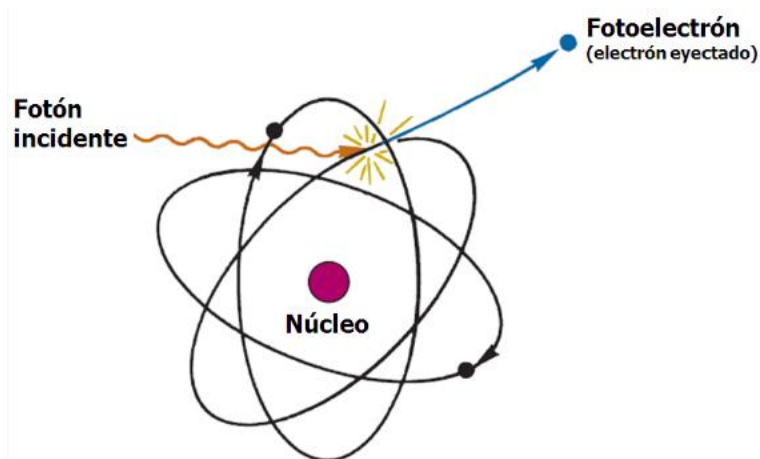


Figura 42: Representación esquemática del efecto fotoeléctrico. El fotón gamma incidente es absorbido por un electrón atómico al cual le transfiere toda su energía y es eyectado con una energía cinética  $h\nu-\Phi_0$ .

La dispersión Compton es un proceso en el cual un rayo gamma es dispersado por un electrón libre (entendemos como electrón libre aquel cuya energía de enlace se puede despreciar frente a la energía del fotón gamma). En este proceso el electrón absorbe al fotón gamma, adquiriendo energía cinética (*electrón Compton*), generándose en el proceso un fotón secundario de energía  $h\nu'$  ( $h\nu' < h\nu$ ) que se emite en un ángulo  $\theta$  con respecto a la dirección del fotón gamma incidente (ver figura 43). Obviamente, la suma de las energías del fotón secundario y del electrón Compton es igual a la energía del fotón incidente.

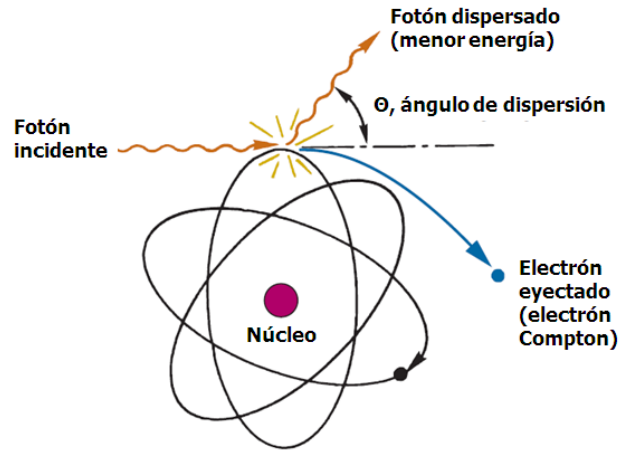


Figura 43: Representación esquemática del proceso de dispersión Compton. El fotón gamma incidente es absorbido por un electrón libre. En el proceso se genera un fotón secundario de energía  $h\nu'$  que es emitido en un ángulo  $\theta$ .

Para este proceso podemos calcular (planteando conservación del momento) la energía del fotón secundario, la cual depende del ángulo de dispersión  $\theta$ :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \Gamma(1 - \cos\theta)} \quad 8$$

Donde hemos definido:

$$\Gamma = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad 9$$

La energía del electrón Compton es entonces:

$$E_e = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\Gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \Gamma(1 - \cos\theta)} \quad 10$$

Como podemos ver  $E_e$  tiene un rango continuo de valores entre 0 ( $\theta=0$ ) y  $E_e^{m\acute{a}xima}$  para  $\theta=180^\circ$ :

$$E_e^{m\acute{a}xima} = h\nu \left( \frac{2\Gamma}{1 + 2\Gamma} \right) \quad 11$$

O en forma más simple y volviendo a la energía  $h\nu$  del rayo gamma incidente:

$$E_e^{m\acute{a}xima} = \frac{(h\nu)^2}{(h\nu + 0.2555 \text{ MeV})} \quad 12$$

La distribución de electrones Compton en función de la energía se muestra en la figura 44.

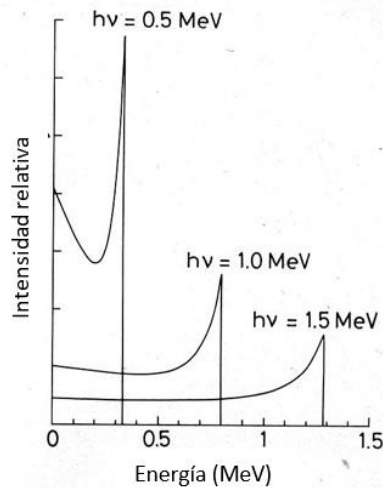


Figura 44: Distribución en energía de los electrones Compton para diferentes energías del fotón gamma incidente  $h\nu$ .

Nuevamente, asumiremos que el electrón Compton deja toda su energía en el medio detector. Si el fotón secundario escapa del medio detector, la energía que se depositará es  $E_e$ , que puede variar entre 0 y  $E_e^{\text{máxima}}$ . Por lo tanto, el efecto Compton se verá reflejado en la función respuesta del detector, contribuyendo al espectro de energías con un continuo (*meseta Compton*) con la forma mostrada en la figura 44 que “destruye” la respuesta gaussiana ideal. El punto  $E = E_e^{\text{máxima}}$  (donde termina la meseta Compton) se denomina *borde Compton*. Si el fotón secundario interactúa con el medio y es absorbido vía efecto fotoeléctrico, toda la energía del fotón gamma incidente se transfiere al medio material, y entonces aporta al fotopico. Otra posibilidad es el fotón secundario interactúe con el medio por efecto Compton. La energía del fotón secundario es  $h\nu' = h\nu - E_e$ , por lo cual el fotón secundario tendrá una energía en el rango  $E_e^{\text{máxima}}$  a  $h\nu$ . Si parte de la energía de estos fotones es transferida a electrones del material por efecto Compton en lo que se conoce como *interacción Compton múltiple* tendremos una distribución de señales de salida del detector que dan lugar a una estructura en el valle entre el borde Compton y el fotopico en la función respuesta.

Sigamos avanzando. Si la radiación monocromática incidente tiene una energía  $h\nu$  estrictamente mayor a 1022 keV debemos considerar la interacción vía formación de pares. Este proceso también contribuirá a la estructura de la función respuesta. En este proceso un fotón  $\gamma$  en presencia de un núcleo se transforma en un par electrón-positrón (figura 45). Podemos asumir otra vez que ambas partículas depositan toda su energía en el medio material. El positrón, al termalizarse se aniquila con un electrón del medio detector, dando lugar a dos fotones de 511 keV cada uno, que se emiten (por conservación del momento lineal) en direcciones opuestas. Si ambos fotones son absorbidos por el medio, se deposita toda la energía de la radiación incidente y

entonces el proceso contribuye al fotopico. Por el contrario, si uno o ambos fotones escapan del medio detector, entonces la energía depositada en el medio material será  $h\nu - 511 \text{ keV}$  (escape de uno de los fotones) o  $h\nu - 1022 \text{ keV}$  (escape de ambos fotones). En consecuencia, el proceso de aniquilación de pares puede dar lugar a uno o dos picos gaussianos adicionales en la función respuesta del detector.

Mostramos la función respuesta considerando los tres procesos en la figura 46.

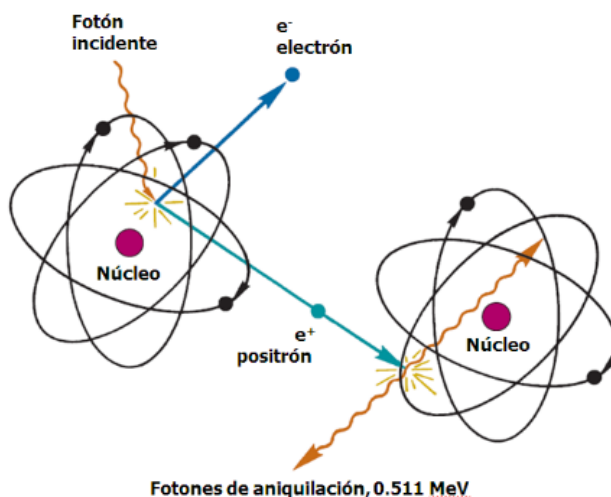


Figura 45: Representación esquemática del proceso de formación de pares. El fotón gamma incidente (con energía estrictamente mayor a  $1022 \text{ eV}$ ) en presencia de un núcleo se convierte en un par electrón-positrón. Este último se aniquila con un electrón del medio emitiendo dos fotones de  $511 \text{ keV}$  en direcciones opuestas.

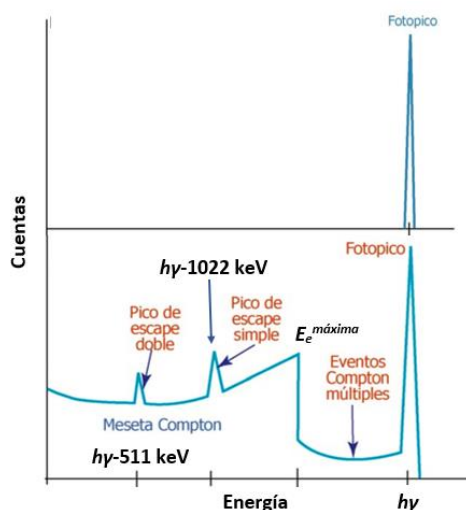


Figura 46: Arriba. Función respuesta ideal para el caso de radiación incidente sobre el detector monoenergético. Abajo: Función respuesta para el caso de radiación gamma de energía mayor a  $1022 \text{ keV}$ . Sólo hemos considerado interacción de la radiación incidente con el medio vía procesos fotoeléctrico, Compton y formación de pares.

Como conclusión, la función respuesta de un detector refleja las diferentes interacciones que ocurren en el volumen del material detector. Puesto que la intensidad relativa de cada estructura del espectro queda determinada por la sección eficaz de cada mecanismo de interacción, la función respuesta será diferente para distintas energías y materiales detectores. Recordemos aquí que las secciones eficaces para los procesos fotoeléctricos, Compton y formación de pares son proporcionales a  $Z^5$  y  $1/h\nu^3$  (fotoeléctrico)  $Z$  y  $1/h\nu$  (Compton) y  $Z^2$  y  $h\nu$  (formación de pares), donde  $Z$  es el número atómico efectivo del material detector. De esto podemos deducir que el efecto fotoeléctrico predomina para fotones  $\gamma$  de baja energía y materiales de alto  $Z$ , formación de pares para altas energías y altos  $Z$  y Compton para energías y  $Z$  intermedios, como se puede ver en la figura 47. Estas sencillas reglas nos permiten determinar que material es conveniente para detectar una dada radiación o proceso de interacción.

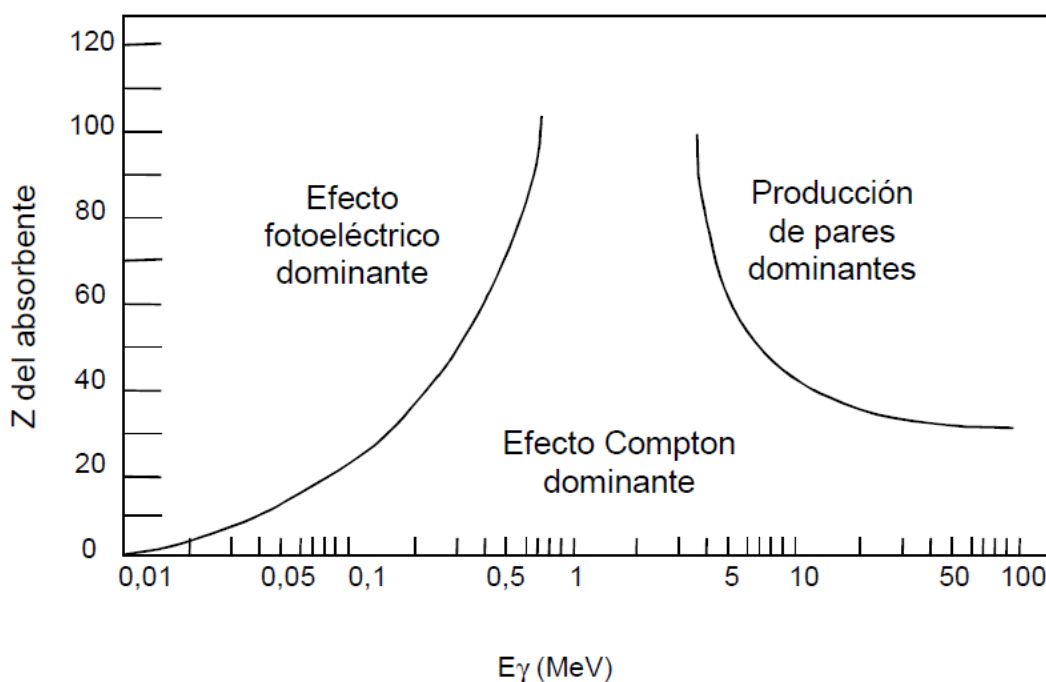


Figura 47: Proceso de interacción predominante (más probable) en función de la energía del fotón  $\gamma$  incidente para medios de diferente número atómico  $Z$ .

¿Terminamos aquí? La respuesta es no. En los espectros reales se presentan efectos, generalmente secundarios, como consecuencia de efectos relacionados a la interacción de la radiación emitida por la fuente con elementos externos al detector y las características del proceso de decaimiento de la muestra. En el primer caso podemos destacar los efectos asociados a la detección de fotones que antes de interactuar con el medio detector fueron dispersados en los materiales vecinos al mismo. Tenemos entonces radiación gamma de energía menor a la emitida por la fuente originada en procesos de dispersión Compton fuera del detector y que luego incide

sobre el mismo, dando lugar al llamado *pico de retrodispersión*. Esta denominación se debe al hecho que para fuentes puntuales y detectores relativamente pequeños, los fotones gamma que son redirigidos al detector son aquellos que se emiten “hacia atrás” (con respecto a la dirección fuente-detector), son dispersados con un ángulo de  $180^\circ$  y alcanzan el detector. La energía de estos fotones gamma retrodispersados puede calcularse, para una energía emitida por la fuente  $h\nu$ , con la ecuación 8 para  $\theta=180^\circ$ . Notemos que la energía a la que se localiza el pico de retrodispersión,  $E^{retro}$ , es la energía del rayo gamma de energía  $h\nu$  dispersado  $180^\circ$  grados, mientras que la energía del borde Compton,  $E_e^{max}$ , es la energía del electrón Compton en un proceso de dispersión a  $180^\circ$ . Por lo tanto,  $E^{retro}+E_e^{max}=h\nu$ .

En cuanto a las características propias del proceso de decaimiento de la muestra radioactiva que aportan a la respuesta del detector podemos mencionar los rayos X característicos que pueden ser emitidos por el isótopo radioactivo en el proceso de decaimiento del isótopo padre, los rayos X producidos al interactuar la radiación gamma con los materiales que rodean al detector y la radiación de bremsstrahlung, producida al interactuar las partículas  $\beta^-$  o  $\beta^+$  emitidas en el proceso de decaimiento de la fuente con el entorno del detector, por ejemplo blindajes (esta radiación se puede disminuir revistiendo al sistema fuente-detector con materiales de bajo número atómico a fin de reducir la emisión de bremsstrahlung, tal como mencionamos en el caso del blindaje del detector de Ge hiperpuro). Un último efecto a considerar es la aparición de picos en la respuesta del detector originados por la detección de radiación de aniquilación. En este caso un positrón emitido en el proceso  $\beta^+$  se aniquila con un electrón del entorno del detector, produciéndose en este proceso dos rayos gammas de 511 keV con direcciones opuestas. Uno de estos rayos gamma de 511 keV puede alcanzar el detector, dando lugar a un fotopico a esta energía y su meseta Compton asociada. Tengamos cuidado en no confundir este efecto con la formación de pares en el material detector.

Finalmente, en la absorción fotoeléctrica toda la energía del fotón se deposita en una única interacción, dando lugar a la formación de un fotopico. Los rayos X, que se producen como consecuencia de la desexcitación del átomo tras la emisión del fotoelectrón, pueden escapar del detector y contribuir a generar un pequeño pico a una energía igual a la del fotopico menos la energía del rayo X.

En la Figura 48 ilustramos estos efectos causados por las características del decaimiento radioactivo de la fuente y la interacción de la radiación emitida con el entorno del detector. En la figura 49 esquematizamos como se reflejan los mismos en la función respuesta de un detector.

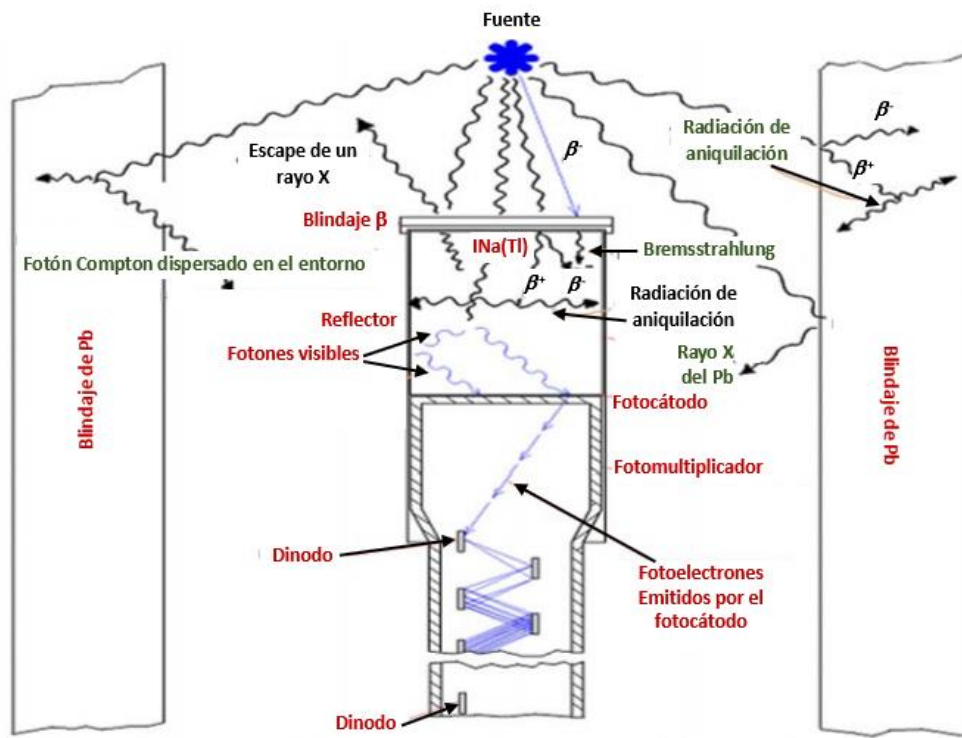


Figura 48: Esquematación del conjunto fuente radioactiva-detector que muestra los diferentes tipos de procesos de interacción de la radiación emitida por la fuente con el entorno del detector.

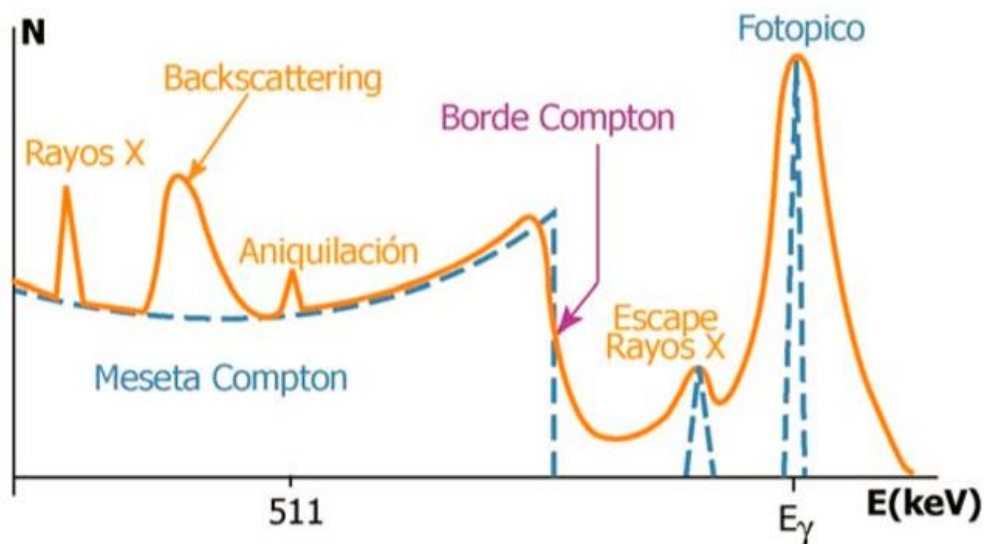


Figura 49: Función respuesta para el caso de radiación gamma monocromática incluyendo los procesos de interacción de la radiación con el entorno del detector y los efectos asociados a las características del proceso de decaimiento de la muestra radioactiva. .

Para ilustrar mejor como influyen los diferentes procesos, eventos fuera del detector y las características del proceso de decaimiento de la fuente en la función respuesta vamos a discutir y comparar diferentes espectros. En la figura 50 comparamos la función respuesta para un detector



de Ge hiperpuro y un INa(Tl) para el caso de una muestra de  $^{137}\text{Cs}$  (radiación gamma de 662 keV). Dos diferencias son claramente apreciables: la disminución del ancho del fotopico y la casi desaparición de la meseta Compton en la función respuesta del detector de Ge hiperpuro. Este último efecto se debe a que el Ge tiene una densidad mayor que el INa(Tl), lo que favorece la absorción del fotón secundario generado en la interacción Compton y en consecuencia un número mayor de fotones deposita toda su energía en el medio detector. Como ya mencionamos, la disminución del ancho del fotopico está relacionado con la menor energía para generar ionizaciones en el Ge con respecto al caso del INa(Tl) y el menor factor de Fano para el Ge. En la figura 51 mostramos la función respuesta de un detector centellador plástico para la misma muestra. Podemos observar cómo se ensancha el fotopico y se pierde toda la estructura de la meseta Compton.

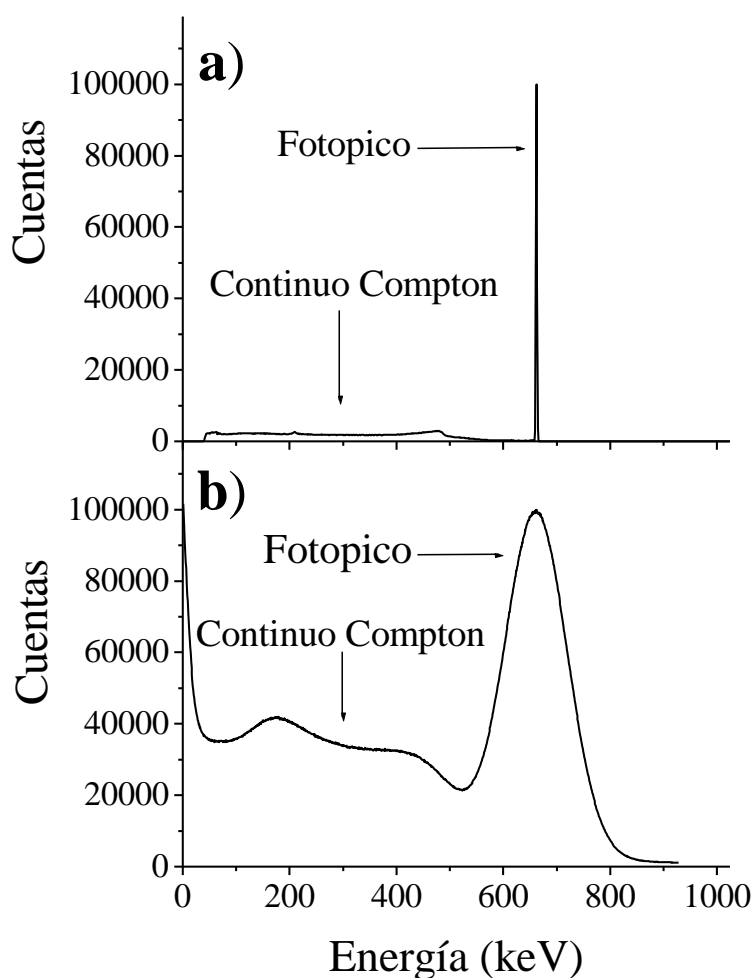


Figura 50: Función respuesta (espectro de energía) para dos detectores de radiación y diferentes y para el caso de una muestra de  $^{137}\text{Cs}$  (radiación monoenergética de 662 keV). a) Detector de Ge hiperpuro. Se puede observar un fotopico de mucha mayor altura que el continuo Compton. b) Función respuesta de un detector centellador de NaI(Tl).

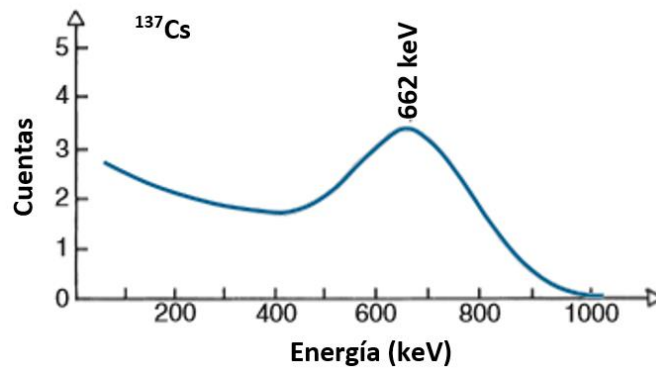


Figura 51: Función respuesta (espectro de energía) para una muestra de  $^{137}\text{Cs}$  (radiación monoenergética de 662 keV) obtenido con un detector centellador plástico.

En la figura 52 se muestra la función respuesta para el caso de  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (radiación gamma de 184 keV) tomados con un detector centellador de NaI(Tl) y un detector de Ge hiperpuro. Nuevamente, para energías del orden de 140 keV se observa cómo se reduce la meseta Compton y sobre todo el ancho del fotopico asociado al rayo  $\gamma$  emitido por el  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ .

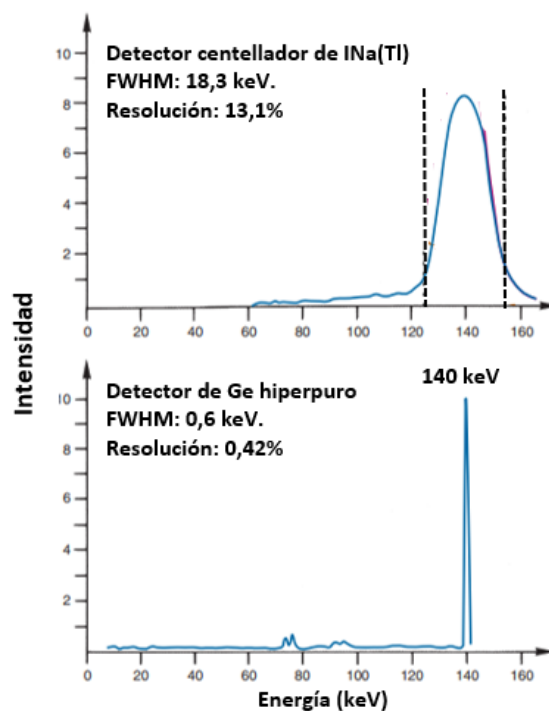


Figura 52: Espectro de energía de  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  (radiación monoenergética de 140 keV). Los espectros se obtuvieron con un detector centellador de NaI(Tl) y un detector semiconductor de hiperpuro.

En la figura 53 presentamos el espectro de altura de pulsos del  $^{197}\text{Hg}$  tomado con un detector de INa(Tl). En el espectro se observan dos picos. El de mayor energía (77,4 keV) es el fotopico correspondiente a la energía del rayo gamma emitido por este radioisótopo. El pico de menor energía, correspondiente a una energía de 45 keV, corresponde al escape del rayo X de aproximadamente 30 keV emitido por el I luego de la absorción fotoeléctrica del rayo  $\gamma$  de 74,4

keV. Estos picos de escape son más probables de observarse en el caso de radiación incidente de baja energía, ya que en estos casos la absorción fotoeléctrica del  $\gamma$  incidente se produce a poca profundidad en el material detector, por lo cual el rayo X tiene alta probabilidad de escapar del detector. Al aumentar la energía del  $\gamma$  incidente, la absorción fotoeléctrica ocurre (en promedio) a mayores profundidades en el detector, por lo cual aumenta la probabilidad que el rayo X sea absorbido por el propio centellador.

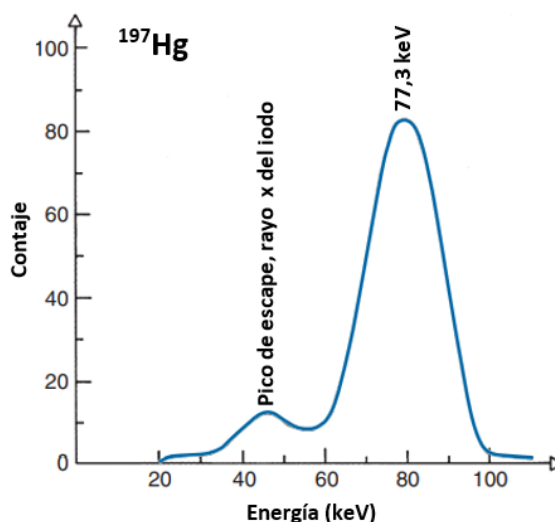


Figura 53: Espectro de energía del  $^{197}\text{Hg}$  tomado con un detector centellador de  $\text{INa(Tl)}$ . Se observa además del fotopico de 774,4 keV y el pico de escape del rayo X de 30 keV del I.

De lo anterior queda claro que la función respuesta depende, como es lógico, de la muestra radioactiva y del tipo de detector empleado. Pero aún para una dada muestra y el mismo tipo de detector, la función respuesta también depende del tamaño del detector y de su entorno. A menor tamaño del detector, mayor probabilidad que los fotones secundarios, de aniquilación y rayos X escapen del material detector, incrementando así la relación meseta Compton/fotopico. Este efecto se ilustra en la figura 54. Al incrementar el tamaño del detector, la intensidad de la meseta Compton se reduce debido a que a mayor tamaño mayor probabilidad de absorber el fotón secundario o sea, que la radiación incidente deposite toda su energía en el cristal, aumentando la eficiencia del sistema. Por otro lado, materiales en el entorno del sistema detector-fuente (como los blindajes) pueden incrementar el pico de retrodispersión y la detección de fotones gamma que han interactuado con el entorno antes de ser detectados. Como mostramos en la figura 55, al rodear la muestra radiactiva con placas plásticas se reduce la intensidad del fotopico mientras crece la estructura del espectro en la región de la meseta Compton.

Por lo tanto, más allá de características generales, los espectros obtenidos pueden ser diferentes aun cuando se trabaje con detectores del mismo tipo. Entender estas diferencias es

fundamental para diseñar un detector acorde a la medida a realizar, desarrollar un experimento en las mejores condiciones posibles y realizar un buen análisis de los resultados.

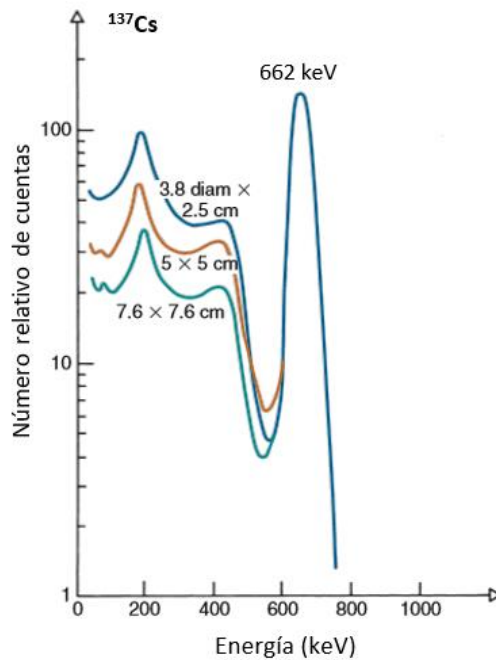


Figura 54: Efecto del tamaño del cristal de NaI(Tl) sobre el espectro de energías del  $^{137}\text{Cs}$ . Los espectros han sido normalizados para igualar la altura del fotopico para mejor visualizar el cambio en la meseta Compton con respecto al fotopico. Notar la escala logarítmica.

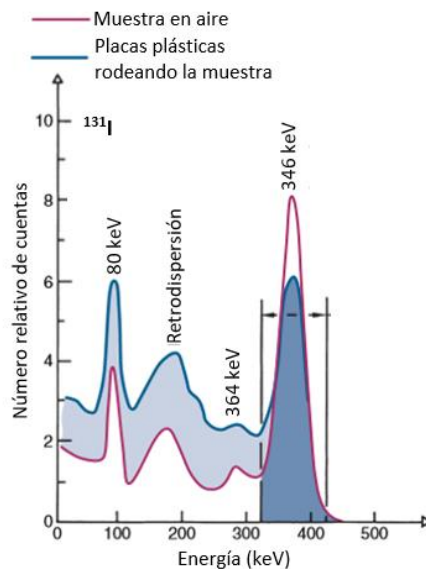


Figura 55: Efecto de rodear la muestra con materiales que favorecen la dispersión de los fotones en el entorno del detector antes de alcanzarlo. La curva roja muestra el espectro de  $^{131}\text{I}$  en aire y la azul la misma muestra, pero rodeada por placas de plástico. Para la curva azul el área sombreada más oscura representa las cuentas registradas en el fotopico y el área sombreada más clara representa la región que corresponde a rayos  $\gamma$  gamma dispersados en el entorno.

En toda la discusión, por simplicidad hemos asumido que la fuente radioactiva emite radiación monocromática. En general, las muestras emiten múltiples radiaciones. En estos casos, para cada una de las energías gamma emitidas, tendremos cada uno de los efectos antes discutidos. Un ejemplo de esto se muestra en la figura 56, donde comparamos el espectro de energías de un detector de Ge hiperpuro y un centellador de INa(Tl) para el caso de una muestra de  $^{239}\text{Pu}$ . Es fácil notar como aumenta la complejidad del espectro obtenido.

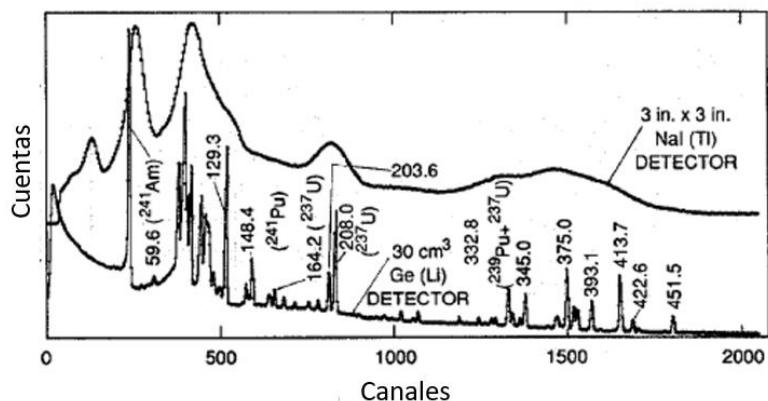


Figura 56: Espectro de altura de pulsos del  $^{239}\text{Pu}$  tomado con un detector centellador de INa(Tl), arriba, y con un detector de Ge hiperpuro (abajo).

En las figuras 57 y 58 mostramos una medida del fondo natural del laboratorio del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas de la UNLP. Estos espectros fueron obtenidos con un detector centellador de INa(Tl) y un detector semiconductor de Ge hiperpuro. En el primero caso observamos un espectro de energías con muy poca estructura, sólo un pico a bajas energías. En el caso del detector de Ge hiperpuro podemos distinguir los fotopicos asociados a las cadenas naturales del  $^{238}\text{U}$  y del  $^{232}\text{Th}$  (la cadena del  $^{235}\text{U}$  no alcanza a distinguirse del fondo por la baja abundancia isotópica del  $^{235}\text{U}$ ) y el fotopico correspondiente al  $^{40}\text{K}$ . En una caracterización radiológica el espectro del fondo se resta al de la matriz ambiental.

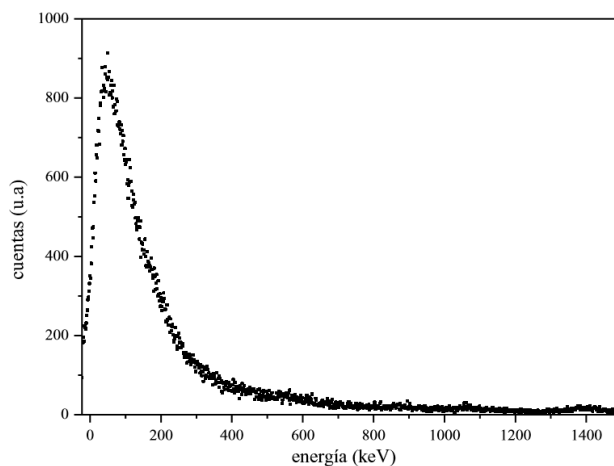


Figura 55: Espectro del fondo del laboratorio tomado con un detector centellador de INa(Tl). Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP.

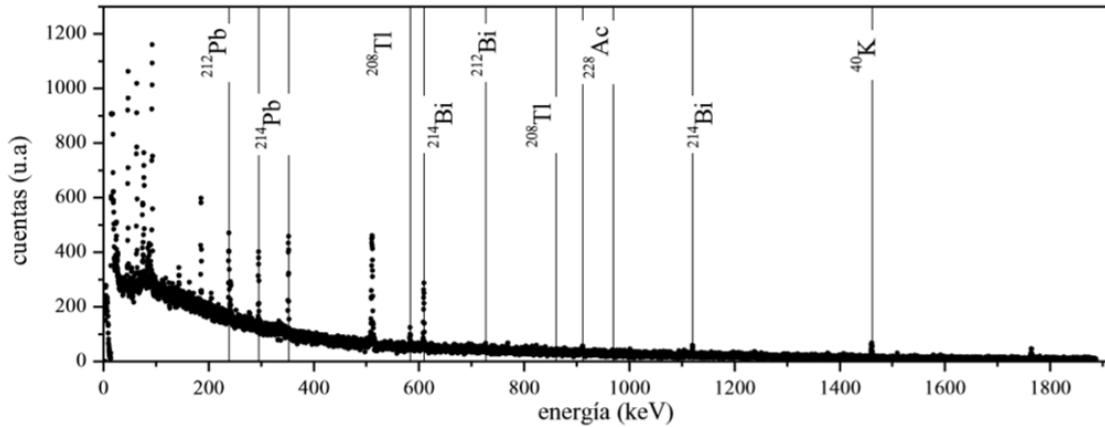


Figura 56: Espectro del fondo del laboratorio tomado con un detector semiconductor de Ge hiperpuro. Se indican los fotopicos asociados a las cadenas naturales del  $^{238}\text{U}$  y del  $^{232}\text{Th}$  y el fotopico correspondiente al  $^{40}\text{K}$ . Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas, UNLP.

### 3.4. Eficiencia del detector.

Cuando hablamos de detección de la radiación, tenemos que tener en cuenta que no toda la radiación gamma emitida por la fuente es detectada. Una fracción de esa radiación no llega, por un factor geométrico, al detector (salvo que este “envuelva” la muestra, como en el caso de los centelladores líquidos). Así mismo, una fracción de la radiación que llega al detector no interactúa y por lo tanto no da lugar a una señal. Es necesario entonces definir un parámetro que cuantifique la capacidad de un sistema detector para convertir la radiación incidente en señales). Este parámetro es la *eficiencia*. La eficiencia nos permitirá relacionar el número de eventos detectados a una cierta energía con la radiación emitida (actividad) de la muestra

Supongamos una fuente radiactiva que emite  $D$  eventos por unidad de tiempo y la eficiencia del sistema es  $\xi$ . Entonces el número de eventos detectados por unidad de tiempo ( $R$ ) viene dado por  $R = \xi \cdot D$ . La eficiencia es entonces:

$$\xi = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos emitidos por la fuente}}$$

13

Es obvio que lo ideal es maximizar  $\xi$  para que la tasa de conteo sea lo mayor posible para una cierta actividad de la muestra.  $\xi$  es función de la geometría del sistema muestra-detector y la energía de la radiación gamma y por esto se la puede factorizar en dos términos: la *eficiencia geométrica* y la *eficiencia intrínseca*. La eficiencia geométrica se define como la fracción de eventos emitidos por la fuente que alcanzan el detector:

$$\xi_{geom} = \frac{\text{eventos incidentes sobre el detector}}{\text{eventos emitidos por la fuente}} \quad 14$$

La eficiencia intrínseca depende sólo de la energía de la radiación gamma incidente y se define como la fracción de los eventos que alcanzan el detector y dan lugar a una señal:

$$\xi_{int} = \frac{\text{eventos registrados}}{\text{eventos incidentes sobre el detector}} \quad 15$$

De esta forma, la eficiencia total (o simplemente la eficiencia) es:

$$\xi = \xi_{geom} \cdot \xi_{int} \quad 16$$

En esta discusión hemos supuesto que no hay radiación gamma que se pierda por ser absorbida por el medio entre la muestra y el detector. Dado que en general este medio es aire y la distancia fuente radioactiva-detector es de unos pocos centímetros esta suposición es muy razonable.

La eficiencia es un factor muy importante en el caso de radiación neutra, ya que las dimensiones del detector se vuelven fundamentales a fin de obtener una buena probabilidad de interacción. Es por esto que para cada sistema detector-muestra se debe determinar (en forma teórica o experimental) el valor de la eficiencia para cada energía en estudio, lo cual no es sencillo y el cálculo de la eficiencia geométrica requiere de modelos matemáticos muy complejos, sobre todo en el caso de muestras que no pueden considerarse puntuales y sistemas multidetectores. En el caso de la eficiencia intrínseca, la misma depende de todos los procesos de interacción que tienen lugar en el detector, por lo cual es necesario conocer el coeficiente de atenuación del material en función de la energía. La eficiencia intrínseca viene dada por:

$$\xi_{int} = 1 - e^{-\mu_l(E)x} \quad 12$$

Donde  $\mu_l(E)$  es el coeficiente de atenuación lineal del material y  $x$  la distancia recorrida por el fotón gamma en el material. En ciertos casos se puede asumir que  $x$  es el espesor del material detector. En otras situaciones, se deben realizar cálculos más complejos para considerar todos los posibles caminos para la radiación gamma al atravesar el material detector. Como se puede ver en la figura 57 la distancia recorrida por un fotón gamma en un medio detector en el caso a) es menor al espesor del mismo, por lo cual la eficiencia para este fotón gamma es menor que para el caso del fotón gamma del caso b), donde el espesor del detector coincide con la trayectoria recorrida. En el caso c) la distancia recorrida por el fotón gamma es mayor al espesor del detector, por lo

que la eficiencia es mayor. Para calcular la eficiencia del detector se debe entonces considerar todas las posibles trayectorias. Este simple ejemplo (que asume una muestra puntual) ya nos muestra que tan dificultoso puede ser el cálculo de la eficiencia de un detector.

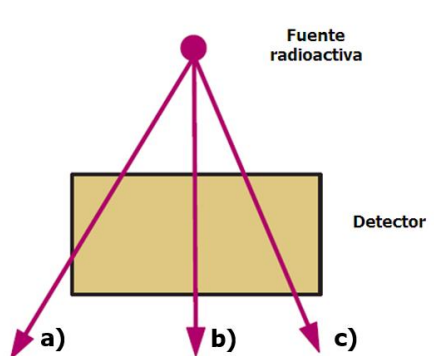


Figura 57: Tres de las posibles trayectorias de fotones gamma emitidos por una fuente puntual que atraviesan un material detector. Debido a las diferentes distancias recorridas en el material la eficiencia intrínseca de detección para cada uno es diferente.

Notemos que en un arreglo experimental como el de la figura 4 (en el cual la muestra está disuelta en el centellador) la eficiencia geométrica es 1,0 (todos los fotones gamma emitidos por la muestra alcanzan el material centellador). Sin embargo, la eficiencia intrínseca de los centelladores líquidos es muy baja debido a la baja densidad de los mismos, por lo cual muchos no interactúan con el centellador. Notemos que no todos los fotones visibles llegan a los fotomultiplicadores, lo que disminuye aún más la eficiencia de detección.

En muchas ocasiones, ante las dificultades del cálculo de la eficiencia, se suele optar por la determinación experimental de la eficiencia, proceso que se denomina *calibración en eficiencia*. Se pueden determinar experimentalmente usando fuentes de calibración para las cuales se conoce con precisión sus actividades (es dada por el proveedor o se calcula a partir de masa, vida media y composición) y reproduciendo exactamente con estas muestras patrones la geometría fuente-detector y la autoabsorción de la muestra en estudio. Veremos más adelante un ejemplo de cómo realizar una calibración en eficiencia.

### 3.5. Respuesta Temporal y tiempo muerto.

Aunque en los experimentos que realizaremos no estudiaremos propiedades temporales, es conveniente dedicar unas líneas a la respuesta temporal de un sistema detector. Una característica muy importante de un detector es su *tiempo de respuesta*. Este es el tiempo que le toma a un detector formar una señal luego de la “llegada” de la radiación incidente. Esta característica es de



suma importancia para aplicaciones temporales, como ser determinar el momento en que fue detectada una radiación o la diferencia temporal entre dos eventos. Para estos casos es necesario que la señal forme un pulso de rápido crecimiento, de forma tal que el momento en que arribó la señal al detector quede precisamente establecido. En estos casos, el flanco izquierdo del pulso (figura 58) debe ser lo más vertical posible para lograr una mayor precisión en la determinación del momento de detección del pulso.

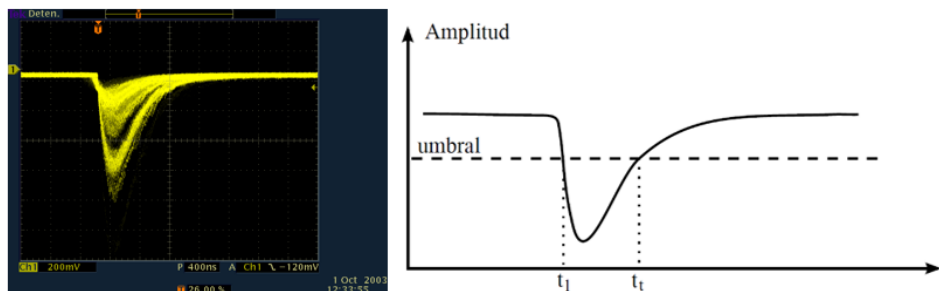


Figura 58: Señal electrónica. La duración de la señal viene dada por el tiempo necesario para que el pulso decaiga desde su amplitud máxima a la línea de base.

La duración de la señal es también importante. Durante este período, como ya discutimos en una sección anterior, un evento que llega antes de la finalización de una señal previa puede no ser aceptado (el detector es insensible) o la segunda señal puede sumarse a la primera, dando lugar a una altura de pulso que no se corresponde con la energía de la radiación incidente. Estos efectos contribuyen al *tiempo muerto* del detector y limita la cantidad de eventos detectables por unidad de tiempo. La respuesta temporal depende fuertemente del material detector y la geometría del mismo. Debemos destacar que la respuesta temporal no depende sólo del cristal detector si no del sistema detector en su conjunto: cada elemento del sistema detector tiene su propio tiempo de procesamiento de señales.

Para evitar efectos del tiempo muerto se debe reducir lo más posible la duración de la señal. De no ser posible o haberse alcanzado el límite de la electrónica que estamos empleando, el contaje se debe mantener lo más bajo posible para minimizar la probabilidad que dos eventos se superpongan.

En este punto, y por completitud, podemos mencionar dos factores relacionados con el tiempo de respuesta y la actividad de una muestra que contribuyen a la función respuesta de un detector. Tomemos como ejemplo el caso del  $^{111}\text{In}$ . Este radioisótopo decae por captura electrónica al nivel excitado de 416,7 keV del  $^{111}\text{Cd}$  (que es estable). El  $^{111}\text{Cd}$  se desexcita emitiendo dos rayos gamma de energía 173 keV y 247 keV (ver esquema de decaimiento en la figura 59). Tras el proceso de captura electrónica, el  $^{111}\text{Cd}$  emite rayos X de 30 keV. El espectro

de energías del  $^{111}\text{In}$  se muestra en la figura 60. En el espectro podemos identificar perfectamente los fotopicos asociados a las dos energías emitidas y el pico de rayos X del  $^{111}\text{Cd}$ .

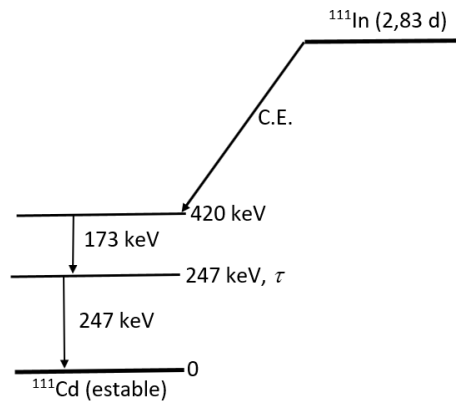


Figura 59: Esquema de decaimiento del  $^{111}\text{In}$ .

Si ponemos una muestra mas intensa, el contaje por unidad de tiempo aumenta. En principio sin alterar la estructura del espectro. Sin embargo, para muy altas tasas de contaje se empieza a producir un efecto de superposición entre rayos gammas y X que llegan al mismo tiempo al detector. O, al menos, con una diferencia temporal menor a la respuesta del sistema, por lo cual se produce pulsos de salida cuya amplitud es igual a la suma de las amplitudes de los eventos individuales. De esta forma, aparecen en el espectro picos en energías 173 keV+ energía del rayo X, 247 keV+ energía del rayo X y 273 keV+147 keV, como podemos ver en la figura 61. Ante la sospecha de picos sumas, lo que debemos hacer es fraccionar la muestra de forma de disminuir la actividad de la misma. De esta forma se reduce la tasa de contaje y desaparecen las superposiciones de pulsos y los picos suma.

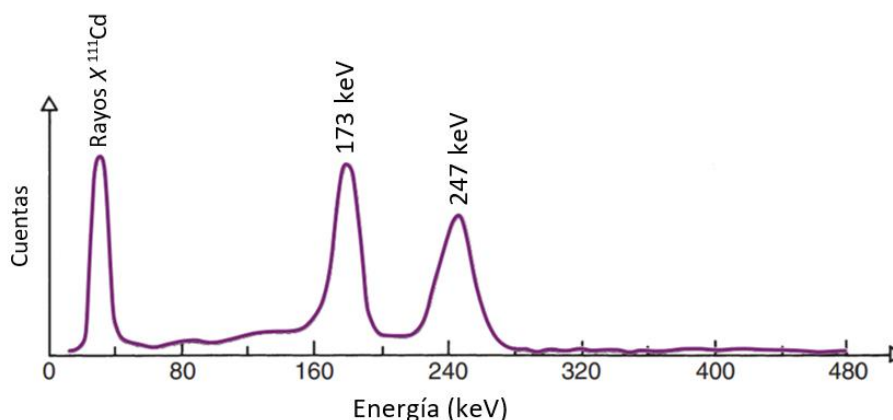


Figura 60: Espectro energías de  $^{111}\text{In}$  para muestras de baja actividad.

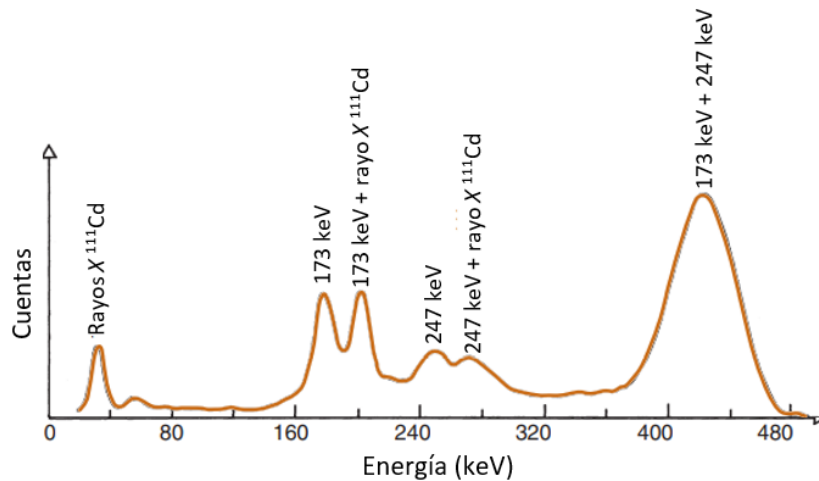


Figura 61: Espectro de energías de  $^{111}\text{In}$  para muestras de muy alta actividad, lo que provoca la aparición de picos suma.

Existe una segunda forma por la cual se pueden producir picos suma. Si analizamos esquema de decaimiento del  $^{111}\text{In}$ , luego del proceso de captura electrónica el sistema decae del estado excitado de 420 keV al estado de 247 keV y vida media  $\tau$  emitiendo el rayo gamma de 173 keV. Luego del tiempo  $\tau$  (estadísticamente hablando) el núcleo de  $^{111}\text{Cd}$  decae al estado fundamental emitiendo el rayo gamma de 247 keV. Supongamos ahora que la vida media  $\tau$  del estado intermedio es muy corta, menor que la respuesta temporal del sistema detector. En estas condiciones, para el sistema los dos rayos se emiten y llegan al detector en forma simultánea, por lo cual no va a detectar dos rayos gamma sino uno de energía  $173 \text{ keV} + 243 \text{ keV} = 420 \text{ keV}$ . Si esta es la situación, sólo observaríamos el rayo X y este pico suma en el espectro de energías. Este efecto no lo resolvemos reduciendo la actividad de la muestra, ya que por mas baja que esta sea, para el sistema siempre llegan los rayos en forma simultánea y los va a tratar un único evento de energía igual a la suma de la energía de cada rayo gamma.

#### 4. Espectroscopía de energías (o de altura de pulsos).

Como hemos discutido largamente, la mayoría de los sistemas de medición de radiaciones se basa en el análisis de altura de pulsos para determinar las diferentes energías de las radiaciones que inciden sobre el detector. Por esto a estas técnicas se las denomina espectrometría (o espectroscopía) de altura de pulsos (o energía). Sus aplicaciones son múltiples. Por ejemplo discriminar radiación de fondo, identificar las energías emitidas por un radionucleido, determinar tipo y concentración de radionucleidos (desconocidos o alguno en particular) en muestras médicas, ambientales o controles radiológicos en la industria nuclear, entre otras, y es la base de aplicaciones más complejas, como tomografía de aniquilación de positrones (PET) o diferentes tipos de imágenes médicas.

El concepto fundamental, como ya lo discutimos, es que la amplitud de la señal de salida del sistema depende de la energía depositada en el medio detector. La energía se transfiere al volumen sensible del detector por colisiones con electrones atómicos, produciendo ionizaciones y excitaciones. La cantidad total de ionizaciones o excitaciones producidas (dependiendo del tipo de detector) determina la amplitud del pulso de salida. Ahora bien, la cantidad de energía depositada no necesariamente es igual a la de la radiación incidente, ya que parte de esta radiación puede escapar del medio detector. Que toda la energía de la partícula incidente se deposite en el volumen sensible del detector depende principalmente del rango de la partícula incidente y el tamaño del detector. En el caso de detectores de gran tamaño y alta densidad del material detector, la totalidad de la energía de la radiación incidente (sean partículas  $\alpha$  o  $\beta$  o rayos X o gamma) se deposita en el detector y la amplitud de la señal del detector es proporcional a la energía de la partícula incidente. Al reducir el tamaño del detector o la densidad del material detector, las partículas  $\alpha$  o  $\beta$  (que tienen un corto rango en sólidos y líquidos) aún pueden depositar toda su energía en el detector. Pero para el caso de radiación X o  $\gamma$  puede no haber un espesor suficiente para detener la partícula, por lo cual puede darse una transferencia incompleta de energía al detector y la amplitud de la señal de salida del mismo no reflejará la energía total de la partícula incidente y sólo la energía asociada al/los fotopico/s corresponderá a una transferencia total de energía de la radiación incidente al medio detector.

Supongamos que colocamos frente al detector una fuente de rayos  $\gamma$  monoenergéticos, por ejemplo,  $^{137}\text{Cs}$ , que decae con un 85% de probabilidad mediante un proceso  $\beta^-$  al estado nuclear excitado de 662 keV del  $^{137}\text{Ba}$ , desexcitándose luego al estado fundamental mediante la emisión de un único rayo gamma de energía igual a la energía del estado excitado. El restante 15% de los decaimientos del  $^{137}\text{Cs}$  se dan por emisión al estado fundamental del  $^{137}\text{Ba}$ , ver esquema en la figura 62. Vemos entonces que la probabilidad de emisión del rayo gamma de 662 keV es de 85%.

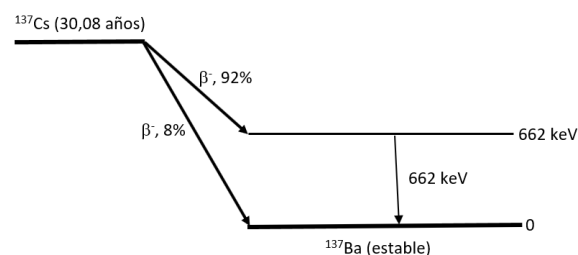


Figura 62: Esquema de decaimiento del  $^{137}\text{Cs}$ .

El espectro que obtenemos con detector centellador de  $\text{INa(Tl)}$  se puede ver en la figura 63. El espectro se muestra tal como se obtiene, la salida del MCA. Como podemos ver, el eje X es canales (que sabemos que son proporcionales a la energía, pero no la energía) y el eje Y conteaje

(que sabemos que está relacionado con la actividad de la muestra). Recordemos que si se cambia el voltaje que se aplica al tubo fotomultiplicador, las ganancias del preamplificador y/o del amplificador o se usa un MCA con mayor número de memorias, la relación entre canales y altura de pulso (o sea, la relación canales-energía) cambia. En la próxima sección veremos ejemplos de cómo la posición de los fotopicos depende de las condiciones del equipo de calibraciones en energías para un detector de INa(Tl) y uno de germanio hiperpuro. Si sólo presentamos este espectro no sabemos a que energía corresponde el fotopico. Un ejemplo puede servir para aclarar este punto. Supongamos que queremos comprar un mueble que tiene que entrar en un hueco en una pared. Debemos conocer el tamaño del mueble con precisión, pero no tenemos una cinta métrica. Entonces tomamos una hoja y decimos “el mueble debe medir 3 hojas de largo por dos de ancho” y le transmitimos esta información al carpintero. El carpintero nos dirá “¿Qué hoja? ¿A4, carta, oficio, orientada en forma horizontal o vertical?” Es evidente que con esta información el carpintero no puede hacer nada. Si le decimos “A4. Cada hoja mide 24 cm”, el carpintero dirá “las longitudes del mueble son 72 cm por 48 cm” gracias a que le dimos un factor de conversión hoja-centímetros. A esto se lo llama *calibración* (en energías, en este caso). Si damos la relación canal-energía tendremos la *calibración en energías* y podemos convertir el espectro de canales a energías y tendremos la información que necesitamos.

Para obtener a que energía corresponde cada canal se miden los espectros de altura de pulsos de muestras conocidas y se grafica la energía asociada a cada fotopico en función de la posición en canales de los mismos. Es importante tener presente que las medidas de las fuentes de calibración y de las muestras en estudio deben realizarse conservando estrictamente las condiciones del equipo (ganancias, voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador). No es necesario conservar la geometría fuente-detector.

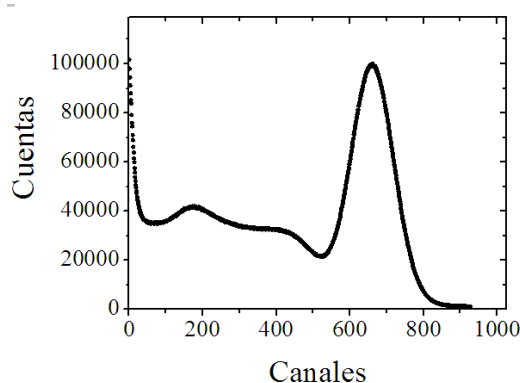


Figura 63: Espectro de altura de pulsos del  $^{137}\text{Cs}$  tomado con un detector centellador de INa(Tl).

De la misma manera, para relacionar las cuentas medidas con la actividad de las muestras hay que calibrar. En primer lugar, hay que pasar de cuentas medidas a cuentas por unidad de

tiempo (simplemente dividiendo el conteo por el tiempo de medida). Luego debemos conocer la eficiencia del sistema detector para la geometría detector-muestra y la autoabsorción del sistema en estudio. Como ya se mencionó, para esto se emplean muestras patrones de actividad conocida. Se mide entonces para cada fotopico de las muestras calibradas en actividad las cuentas por unidad de tiempo, dadas por el área bajo cada fotopico ( $R^{cal}(E)$ ). Conocida la actividad asociada a cada fotopico ( $D^{cal}(E)$ ) se determina la eficiencia a partir de  $\xi(E) = R^{cal}(E)/D^{cal}(E)$ . Esto nos permite obtener una curva de eficiencia en función de la energía. Terminada la calibración, se mide la muestra en estudio, se obtiene  $R^{muestra}(E)$  y la actividad de la muestra se determina de  $D^{muestra} = R^{muestra}(E)/\xi(E)$ . En estos experimentos es necesario conservar tanto las condiciones del equipo como la geometría fuente-detector, por lo cual la muestra de calibración debe tener la misma forma, distribución de radionucleidos y autoabsorción que la fuente bajo estudio. Otro punto fundamental es medir  $\xi(E)$  en un rango de energías al menos igual al que se espera encontrar en la muestra en estudio. En la próxima sección veremos en detalle un ejemplo de calibración en eficiencia.

## **5. En el laboratorio. I. Espectroscopía $\gamma$ de altura de pulsos con un detector centellador de NaI(Tl).**

En este experimento estudiaremos el caso de espectroscopía de altura de pulsos para el caso de radiación  $\gamma$  empleando un detector centellador de INa(Tl). Estudiaremos las condiciones ideales para llevar a cabo un experimento, discutiremos la calibración en energías y discutiremos la estructura de los espectros obtenidos. Para esto montaremos una rama analizadora como la que presentamos en las figuras 16 o 36. Usaremos una fuente de tensión Ortec 556 para alimentar al tubo fotomultiplicador, un preamplificador Ortec modelo 113 y un amplificador Canberra modelo 2021. Los pulsos serán analizados por un MCA de 1024 memorias conectado a una computadora. Las fuentes radioactivas que emplearemos son  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{133}\text{Ba}$  y  $^{152}\text{Eu}$ . En todos los casos se trata de fuentes selladas. Discutiremos también el espectro obtenido para el caso de  $^{22}\text{Na}$ .

Comencemos por las condiciones del equipo. Estudiaremos en primer término como depende el espectro de altura de pulsos de la ganancia del amplificador y de la tensión aplicada al tubo fotomultiplicador, dejando de lado por el momento el tema de la calibración en energías, tal como se hace en cualquier experimento de espectroscopía  $\gamma$ . Para esta primera parte realizaremos medidas con la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  ya que presenta un espectro muy simple, lo que facilita la discusión de los resultados. El espectro de altura de pulsos del  $^{137}\text{Cs}$ . Ya lo presentamos en la sección anterior, figura 63. Inicialmente, fijaremos la ganancia del amplificador (recordemos que el factor de amplificación del preamplificador para estos detectores centelladores es 1, sólo conforma el pulso) y haremos distintas mediciones con la fuente de  $^{137}\text{Cs}$  variando el voltaje (1800, 1900,

2000, 2100, 2200 y 2250 V). Para estudiar el efecto de la amplificación, fijaremos el voltaje y realizaremos medidas con la misma fuente radioactiva variando la amplificación (factores de amplificación 10, 30 y 100).

Los resultados para los espectros de altura de pulsos del  $^{137}\text{Cs}$  en función del voltaje aplicado se muestran en la figura 64. Como ya discutimos, aumentar este voltaje implica aumentar el factor de multiplicación de la cadena de dinodos, por lo cual, a mayor voltaje, mayor altura del pulso de salida. Esto implica que el fotopico debe moverse a mayores canales, tal como se puede comprobar en la figura 64. Lo que resta ver es si existe la relación lineal esperada entre voltaje aplicado y altura del pulso de salida. O lo que es lo mismo, voltaje aplicado y canal del fotopico. Para verificar esto para cada caso se obtuvo la posición del centroide del fotopico. Para esto se lo ajustó con una función lorentziana y se determinó de este ajuste la posición del centroide. Si bien este es el método más correcto, existen otras alternativas más simples, como por ejemplo buscar el canal del máximo o el punto simétrico del fotopico. Los resultados obtenidos son muy similares. La posición del centroide del fotopico se incluye en la figura 64.

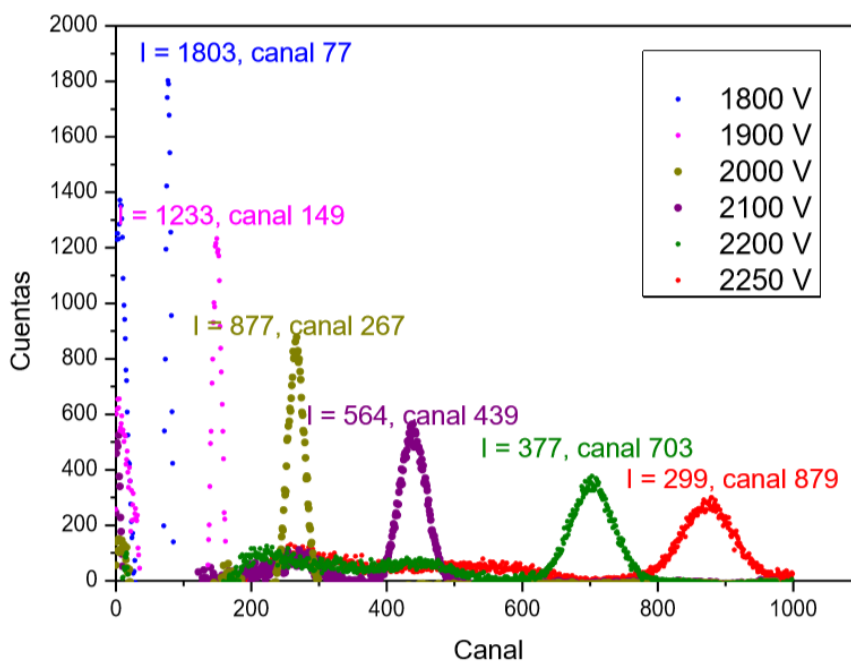


Figura 64: Espectro de altura de pulsos de  $^{137}\text{Cs}$  medido con el detector centellador de NaI(Tl) variando el voltaje aplicado al tubo fotomultiplicador (amplificación fija en 30).  $I$  denota el número de cuentas en el máximo del fotopico.

Otro hecho que podemos apreciar en la figura 64 es que al aumentar el voltaje aplicado además de correrse el fotopico a mayores canales, el mismo se hace menos intenso y más ancho, pero el área del mismo se mantiene. La intensidad disminuye porque ahora las cuentas se

distribuyen en más canales. El ancho aumenta para que la relación FWHM/posición del fotopico (ambas en canales) se mantenga constante. El área del fotopico se conserva porque está estrictamente relacionada con el número de partículas que han depositado toda su energía en el material detector. Este número de eventos depende de la actividad de la muestra, distancia fuente-detector, material detector y forma y tamaño del mismo. Al no variarse ninguna de estas variables al cambiar el voltaje, el número de partículas que dejan toda su energía en el detector y por ende el área del fotopico no varía (dentro del error estadístico).

Obtenida la posición del fotopico se la graficó en función del voltaje aplicado. Estos resultados se muestran en la figura 65. Como podemos ver, existe una relación cercana a la lineal (el coeficiente de correlación  $R$ , que indica que tan bueno es un ajuste a una serie de puntos, es 0,971. Un ajuste perfecto implicaría  $R = 1.0$ ) El apartamiento de los puntos a la recta se debe a que, cuando se cambia el voltaje que se suministra a al tubo fotomultiplicador se debería esperar un tiempo suficiente (al menos una hora) para que el sistema se estabilice. En estos experimentos, el tiempo de espera luego de cada cambio de voltaje fue de unos quince minutos.

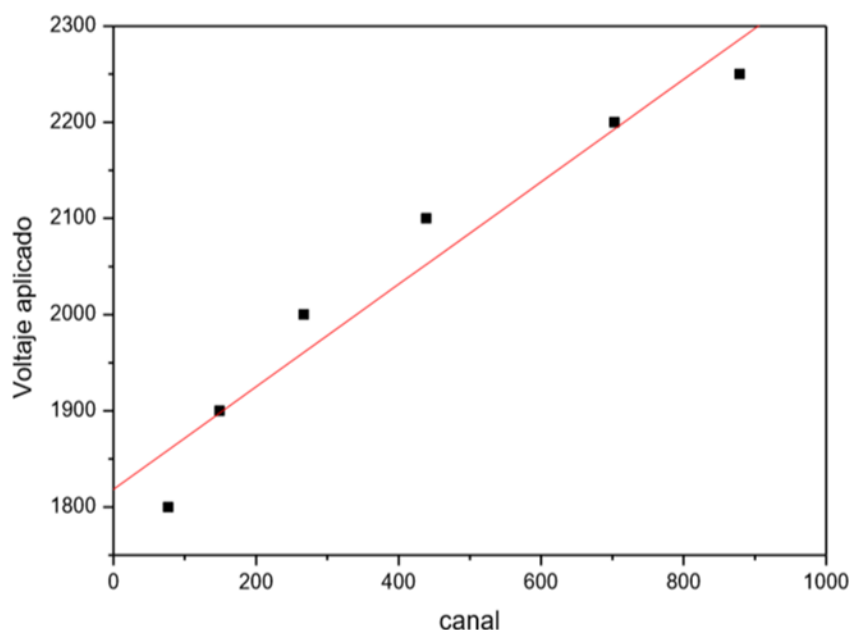


Figura 65: Ajuste lineal (línea roja) a la posición del fotopico correspondiente a la energía emitida por el  $^{137}\text{Cs}$  en función del voltaje aplicado. Coeficiente de correlación  $R=0,971$ .

En segunda instancia se fijó el voltaje en 2100 V y se varió la amplificación. Nuevamente, se observa el corrimiento del fotopico a mayores canales mientras se hace menos intenso y se ensancha (figura 66). En la figura 67 observamos que hay una relación lineal entre la posición del fotopico y la ganancia del amplificador.



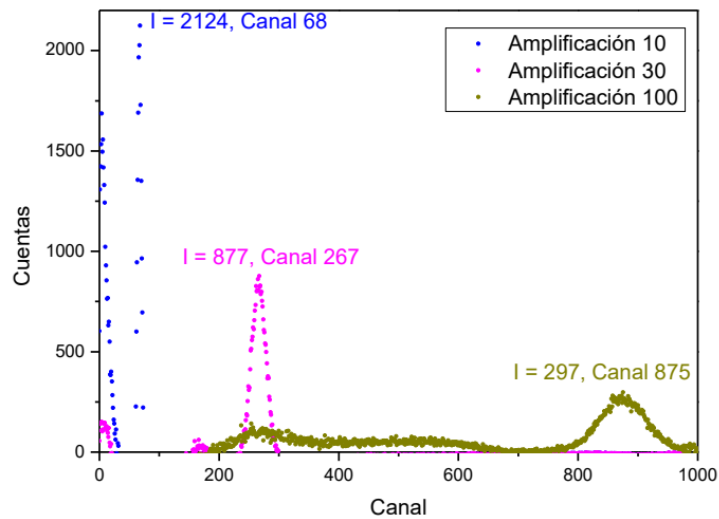


Figura 66: Espectro de altura de pulsos de  $^{137}\text{Cs}$  medido con el NaI(Tl) variando la ganancia del amplificador (voltaje fijo en 2000 V). Indicamos la posición del centroide del fotopico y la cuentas en el máximo del mismo.

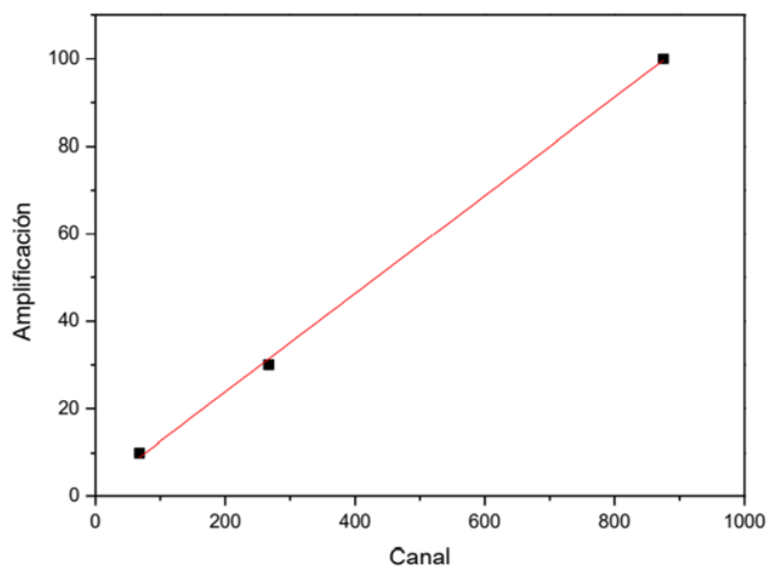


Figura 67: Ajuste lineal (línea roja) a la posición del fotopico correspondiente a la energía emitida por el  $^{137}\text{Cs}$  en función de la ganancia del amplificador (cuadrados negros). Se obtuvo un coeficiente de correlación  $R=0,998$ .

La pregunta que podríamos hacernos aquí es. Bien, hay una relación lineal entre ganancia del amplificador y tensión aplicada al tubo fotomultiplicador y la posición del fotopico, tal como queremos para una buena medida ¿Qué ganancia y tensión elijo para realizar el experimento? La respuesta depende de las fuentes a medir. Si queremos medir muestras que contienen  $^{137}\text{Cs}$  (que emite un único rayo gamma de energía  $h\nu=662$  keV) con nuestro MCA de 1024 canales deberíamos elegir una ganancia y un voltaje tal que el fotopico se localice en un canal lo más

próximo al último canal para aprovechar así todo el rango disponible. Una buena elección es el fotopico se ubique alrededor del canal 800.

En nuestro experimento vamos a medir  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^{152}\text{Eu}$ , cuyas energías se muestran en la tabla 4. La máxima energía a medir es entonces es 1408 Kev del  $^{152}\text{Eu}$ . Por lo tanto, las condiciones del sistema detector deben ser tales que el fotopico asociado a esta energía se localice aproximadamente en el canal 800. Si hacemos los ajustes del equipo con la muestra de  $^{137}\text{Cs}$ , la ganancia y el voltaje deberían ser tales que el fotopico del  $^{137}\text{Cs}$  quede localizado en el rango de canales 350-400. Si este fotopico está más allá del canal 450, el fotopico asociado a 1408 Kev quedará fuera de la región de canales disponibles en el MCA.

El paso siguiente es realizar la calibración en energía de los espectros de altura de pulsos. En este caso fijamos el voltaje en 2100 V y la amplificación se ajustó de forma tal que el fotopico del  $^{137}\text{Cs}$  se ubique en el rango de canales antes discutido. Inicialmente medimos el fondo radioactivo del laboratorio (espectro registrado por el sistema cuando no hay ninguna muestra frente al detector) durante 10 minutos (tiempo suficientemente largo como para superar el ruido estadístico). Considerando que el fondo se midió en iguales condiciones que las fuentes y que todas las medidas se realizaron en unas pocas horas, tiempo lo suficientemente corto como para asumir que el fondo no se modificó durante la serie de medidas. El fondo fue restado a cada uno de los espectros de las fuentes radioactivas. Para poder realizar esta resta, el tiempo de medida de cada muestra fue igual que el del fondo (10 minutos), con excepción del caso de la fuente de  $^{60}\text{Co}$  (de muy baja actividad) que se midió durante 30 minutos por lo cual la medida del fondo fue multiplicada por tres para restarlo al fondo (si el error o ruido estadístico es despreciable, esta multiplicación es válida. Lo ideal en una medida real hubiera sido medir el fondo durante 30 minutos). En la figura habíamos presentado el espectro del fondo del laboratorio, figura que nos muestra que el fondo tiene importancia en los canales más bajos (o energías bajas).

Los espectros de energías de  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^{152}\text{Eu}$  se presentan en la figura 68.

Radioisótopo	Energía (keV)	Probabilidad de emisión (%)
$^{22}\text{Na}$	1274	99,94
$^{60}\text{Co}$	1173	100
	1333	100
$^{133}\text{Ba}$	81	32,9
	276	7,2
	303	18,3
	356	62,1
	384	8,9
$^{137}\text{Cs}$	662	85%
$^{152}\text{Eu}$	122	29,2
	245	7,6
	344	8,0
	779	13,0
	964	14,6
	1086	10,3
	1112	13,6
	1408	21,2

Tabla 4: Energía y probabilidad de emisión de los radioisótopos usados para calibrar el detector de INa(Tl). Se incluye también el  $^{22}\text{Na}$ , que si bien no se empleó para la calibración se discute en este experimento. En el caso del  $^{152}\text{Eu}$  se muestran sólo los principales rayos gammas emitidos.

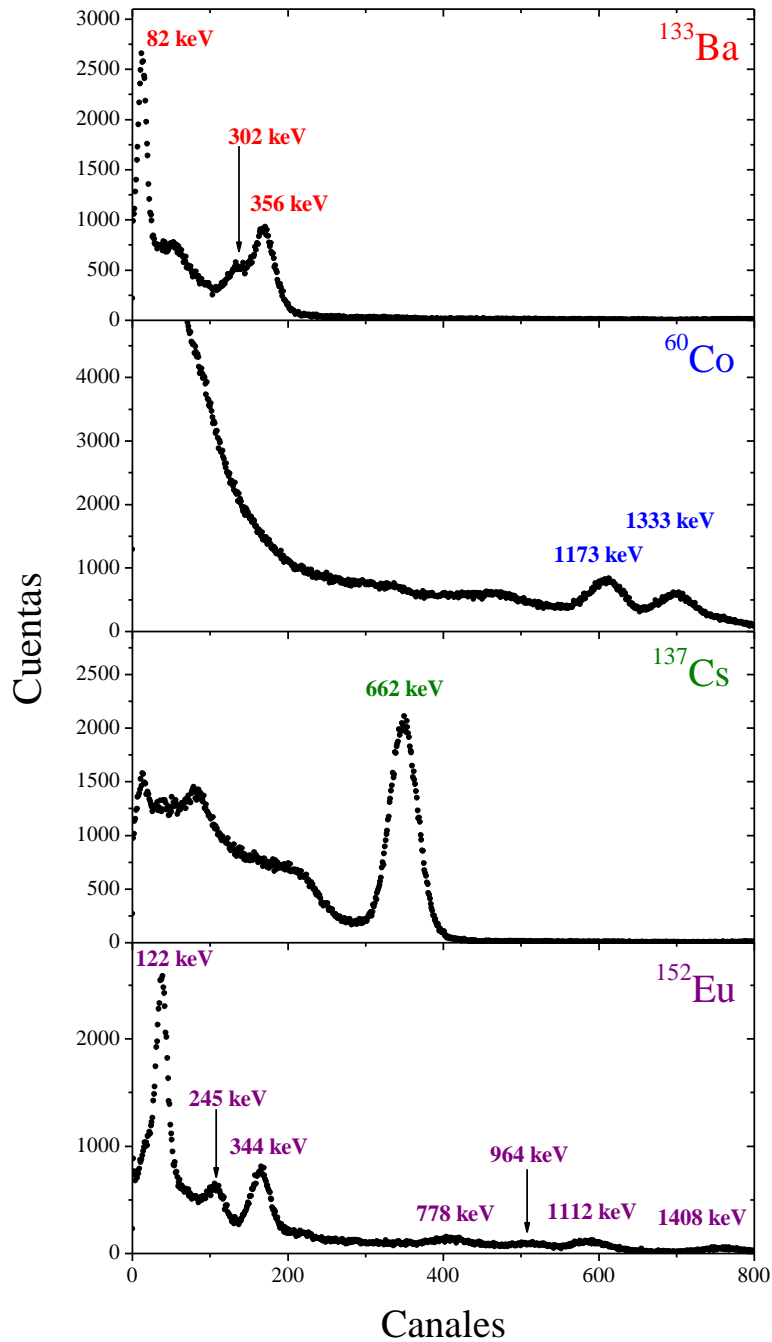


Figura 68: Espectros de altura de pulsos de  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^{152}\text{Eu}$  tomados con el detector centellador de  $\text{Ina(Tl)}$ . Indicamos las energías asociadas a cada fotopico. En estos espectros ya se restó el fondo.

A partir de la determinación de la posición del centroide de cada fotopico y de las energías reportadas construimos la recta de calibración que se muestra en la figura 69. De la misma se obtuvo una pendiente de 1,797 eV/canal con un coeficiente de correlación  $R=0.9996$ . Con esta recta de calibración ya podemos pasar del espectro de altura de pulsos (cuentas versus canales) al espectro de energía (cuentas versus energía). Como comentario, podemos agregar que los detectores de  $\text{Ina(Tl)}$  presentan este comportamiento lineal en el rango de energía 0,1-2 MeV.

Fuera de este rango de energías se comienzan a observar pequeñas desviaciones de la linealidad, por lo cual ajustes cuadráticos son más apropiados.

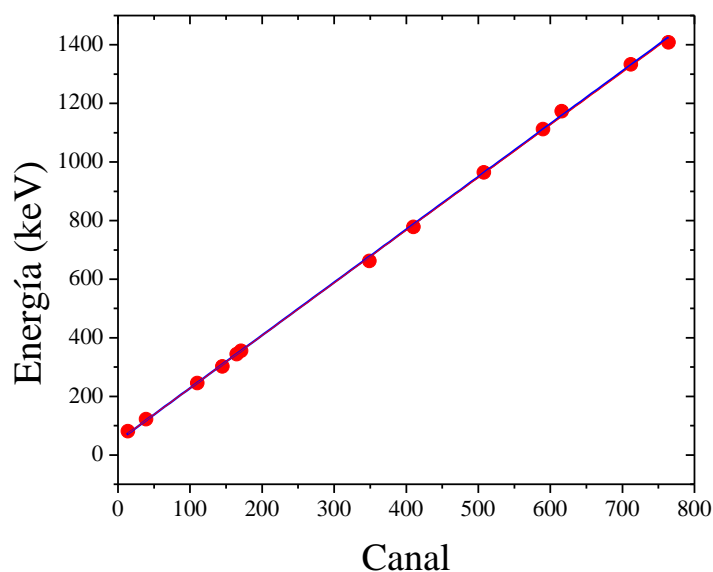


Figura 69: Recta de calibración en energías obtenida para el detector centellador de INa(Tl) para las condiciones de tensión y voltajes empleadas en este estudio.

En la figura 70 presentamos el espectro de energía del  $^{137}\text{Cs}$ . Como podemos ver tenemos el fotopico localizado a una energía de 661 keV. El borde Compton se localiza en una energía de 480 keV y el pico de retrodispersión se localiza a una energía de 170 keV. También podemos distinguir el pico de rayos X en 22 keV. Si calculamos la energía del pico de retrodispersión y del borde Compton usando las ecuaciones 8 y 12 encontramos que los valores predichos son 477,65 keV y 184 keV, respectivamente, en muy bien acuerdo con el resultado experimental.

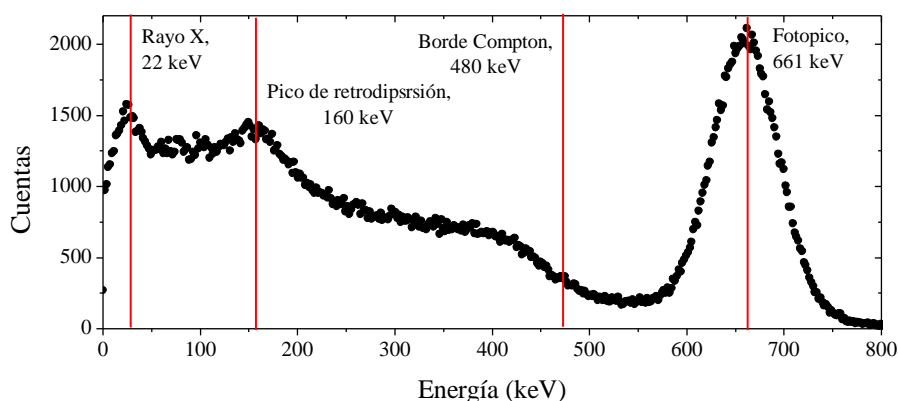


Figura 70: Espectro de energías del  $^{137}\text{Cs}$ . Se indican las energías experimentalmente determinadas del fotopico, el pico de retrodispersión, el borde Compton y el pico de rayos X.

Centrémonos ahora en la resolución en energía del sistema detector para la energía del fotopico, 662 keV. El ancho a la altura media del fotopico es de 78 keV, lo que representa una

resolución en energías de 11,5%, valor típico para este tipo de detectores a esta energía. Vamos a analizar este resultado. La ecuación 7 nos da la relación entre resolución, energía de la radiación incidente y la energía necesaria para generar un fotón de desexcitación en el cristal detector. Tengamos presente que la ecuación 7 tiene en cuenta solamente el ensanchamiento del fotopico por la fluctuación estadística en el número de fotones de desexcitación. La energía necesaria para producir un fotón visible en el INa(Tl) es del orden de 25 eV. Por lo tanto, por cada keV de energía, tenemos del orden de 40 fotones originados en el centelleo. Con tubos fotomultiplicadores de buena calidad y buen acoplamiento óptico, aproximadamente el 25% de los fotones de centelleo producen fotoelectrones en el fotocátodo. En consecuencia, tendremos 10 fotoelectrones por keV de energía absorbida en el cristal de NaI(Tl). Si suponemos la absorción completa de un rayo  $\gamma$  de 662 keV (fotopico) del  $^{137}\text{Cs}$ , se producirán 6.620 fotoelectrones. Para determinar la fluctuación estadística usamos la estadística de Poisson, de donde obtenemos que  $\sigma = \sqrt{6620} = 81$  fotoelectrones, lo que equivale a un error relativo de 1.2% en la altura del pulso, que se traduce en una resolución de 2.8% (el factor de Fano para el INa(Tl) es 1.0). Sin embargo, en el experimento obtuvimos 11.5%. Por lo tanto, en el caso de los detectores centelladores de NaI(Tl) el ancho de los fotopicos tiene por origen, además de las variaciones estadísticas en el número de fotones visibles producidos por la radiación incidente y en el número de fotoelectrones liberados del fotocátodo, variaciones estadísticas aleatorias en los eventos que conducen a la formación del pulso de salida. Entre estos factores podemos mencionar:

- Variaciones estadísticas en el factor de multiplicación electrónica de los dinodos
- Ensanchamiento del fotopico relacionado con la fabricación y montaje del detector de NaI(Tl)
- Sensibilidad no uniforme del fotocátodo.
- No uniformidad en la eficacia de colección de la luz de centelleo en diferentes puntos del cristal.
- Una importante (aunque sutil) causa de ensanchamiento del fotopico es la respuesta no lineal en energía del centellador.
- El ruido electrónico y fluctuaciones en la alta tensión aplicada al tubo fotomultiplicador.

Otros factores que pueden degradar la resolución en energía son un mal acoplamiento óptico entre el cristal centellador y el tubo fotomultiplicador, lo que causa una reducción en los fotones visibles que llegan al fotocátodo. Un cristal detector con fracturas o defectos internos puede provocar reflexiones internas y atrapamiento de parte de fotones de desexcitación, interfiriendo en la colección eficiente de luz. Una repentina degradación de la resolución de energía y/o pérdida del pulso de salida son síntomas de un cristal defectuoso. Ninguno de estos efectos se observan en el detector empleado en estos experimentos. Mejoras en los tubos fotomultiplicadores y en el acoplamiento óptico ha dado lugar a mejoras constantes en la

resolución de energía, llegándose a resoluciones en energía del orden del 6% a 662 keV para el  $\text{NaI(Tl)}$ .

La ecuación 7 predice que la resolución en energías es proporcional a  $E^{-1/2}$ . Con lo que acabamos de discutir ya podemos suponer que esta relación puede no ser válida en una medida real. Para verificar esto en la figura xxx se muestra una gráfica en escala logarítmica de la resolución en función de E. Si la relación 2 correcta la gráfica debería ser una recta con pendiente -0.5. Como podemos ver, esta relación no se cumple.

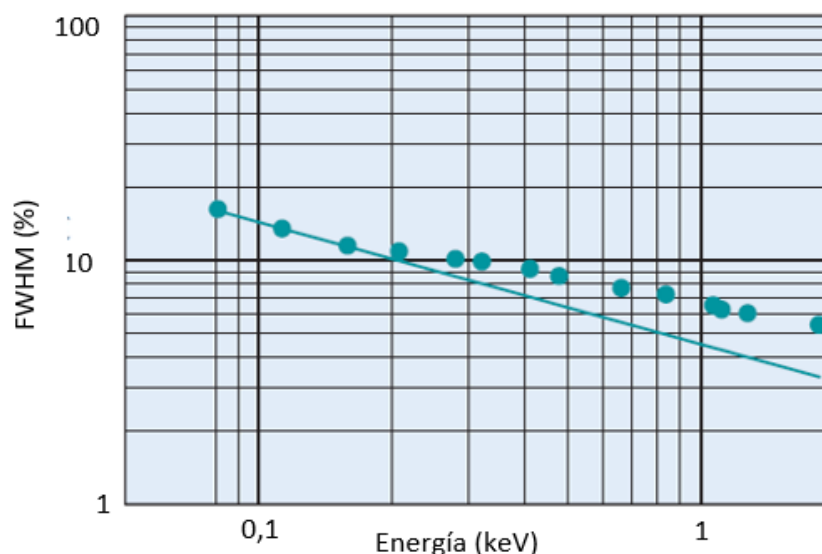


Figura 71: Resolución en energía en función de la energía para un detector centellador de  $\text{NaI(Tl)}$ . La línea sólida es el comportamiento teórico  $E^{-1/2}$  Los puntos corresponden a las resoluciones experimentales.

Centrémonos en el espectro de altura de pulsos del  $^{133}\text{Ba}$  y comparemos con las energías reportadas en la tabla 4. El pico que se observa en el canal 14 corresponde a la energía de 81 keV. Luego tenemos cuatro energías, 276 keV (de muy baja probabilidad, 7%), 302 keV, 356 keV y 384 keV, muy próximas entre sí y el detector no alcanza a resolverlas. Basado en esto, el hombro que se observa en el canal 145 podría asociarse a la energía de 302 keV y el del canal 171 al pico de 356 keV que tiene una intensidad de 62.2% frente a 8,8% de intensidad del rayo gamma de 384 keV. Para discernir estos picos tan próximos se los simuló con funciones gaussianas, localizando los fotopicos en las energías reportadas en la tabla 4, una altura es proporcional a la probabilidad de emisión de cada rayo gamma y se tomó una resolución de 12%. El resultado se muestra en la figura 72. Como podemos ver, aún con una resolución baja de 12% los picos no pueden resolverse. Podemos repetir el mismo análisis para el caso del  $^{152}\text{Eu}$ . En este caso no se resuelven los picos de 964 y 1086 KeV (ver figura 73).

Un detalle a analizar es que el rayo gamma de 81 keV tiene una probabilidad de emisión (32,75%) que es casi la mitad de la del rayo gamma de 355 keV (62%). Sin embargo, y contrario a lo esperado, en el espectro de altura de pulsos el pico de 81 keV es más intenso que el de 355 keV. Esto tiene una explicación muy simple: el coeficiente de atenuación del INa(Tl) para energías del orden de 81 keV es mayor que para energías del orden de 350 keV (ver figura 74). En consecuencia, la probabilidad que el gamma de 81 keV deposite toda su energía en el cristal centellador es mucho mayor que para el rayo gamma de 355 keV. Y esta mayor probabilidad de interacción es lo que se refleja en la altura relativa de ambos fotónicos.

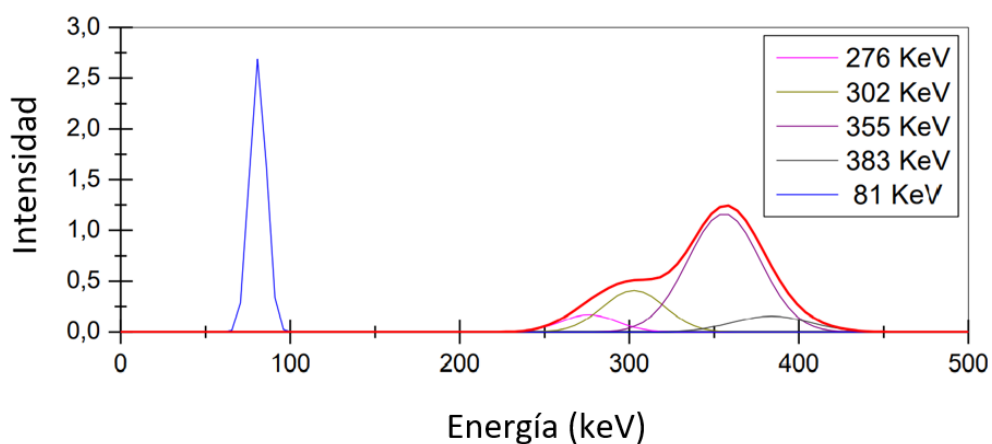


Figura 72: Fotopicos asociados a las energías emitidas por la fuente de  $^{133}\text{Ba}$  simulados mediante funciones Gaussianas. La energía y probabilidad de emisión de cada rayo gaussiano son conocidas (ver tabla 4). Se consideró para simular el ancho de los picos una resolución de 12 %. La curva roja es la envolvente (suma) de las gaussianas centradas entre 276 y 383 keV.

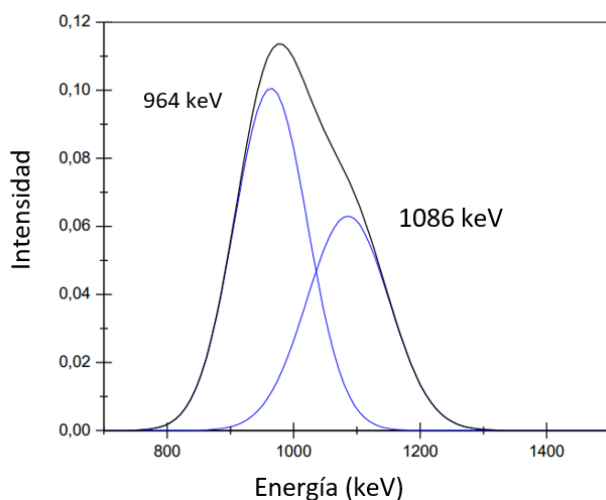




Figura 73: Fotopicos asociados a las energías de 964 keV y 1086 keV emitidas por la fuente de  $^{152}\text{Eu}$  simulados mediante funciones Gaussianas. Se consideró para simular el ancho de los picos una resolución de 12 %. La curva negra es la envolvente (suma) de ambas gaussianas.

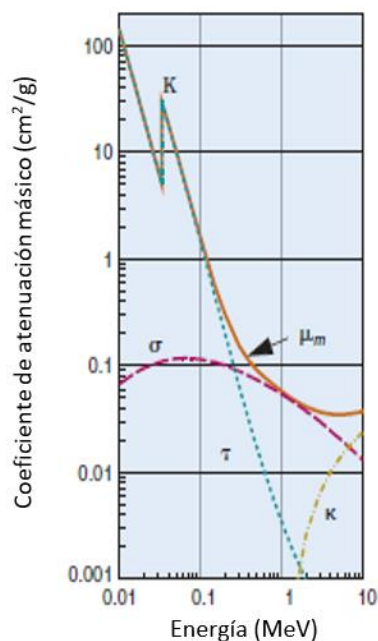


Figura 74: Coeficiente de atenuación del INa en función de la energía.

La última parte del experimento es analizar el espectro de altura de pulsos del  $^{22}\text{Na}$ . En la figura 75 mostramos el esquema de decaimiento de este radioisótopo. Como podemos ver, el  $^{22}\text{Na}$  decae por un proceso  $\beta^+$  al nivel excitado de 1274 keV del  $^{22}\text{Ne}$  (que es estable). El decaimiento al nivel fundamental se produce mediante la emisión de un rayo gamma de 1274 keV. Por lo tanto, lo que esperamos observar en el espectro de altura de pulsos es un fotopico y su meseta Compton asociada.

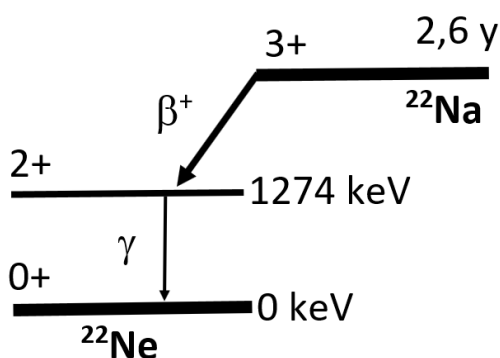


Figura 75: Esquema de decaimiento del  $^{22}\text{Na}$ .

En la figura 76 presentamos el espectro de energía del  $^{22}\text{Na}$ . En lugar de un fotopico, se observan tres picos localizados en energías 166 keV, 508 keV y 1271 keV. Por lo tanto, el fotopico de mayor energía lo podemos asociar con la radiación gamma de 1274 keV emitida por el  $^{22}\text{Na}$ .

Para entender el origen del fotopico de 508 keV, volvamos al esquema de decaimiento del  $^{22}\text{Na}$ . En el proceso de decaimiento, el  $^{22}\text{Na}$  emite partículas  $\beta^+$ , positrones, los cuales se aniquilan con electrones del entorno del detector emitiendo dos rayos gamma de 511 keV cada uno. Parte de estos rayos pueden alcanzar el detector, dando origen al fotopico que registramos a una energía de 508 keV. Finalmente, si los rayos gamma de 511 keV sufren retrodispersión en el entorno del material y luego son detectado, estos rayos retrodispersados tendrán una energía (de acuerdo a la ecuación 8) de 170,4 keV, en muy buen acuerdo con el fotopico localizado en 166 keV. Por lo tanto, dos de los tres fotopicos presentes en el espectro de energía están asociados a eventos que ocurren fuera del detector y no están relacionados con los rayos gamma emitidos por la fuente. Podemos también calcular la energía de los bordes Compton asociados a los rayos de 511 y 1274 keV. Usando la ecuación 12, obtenemos  $E_e^{m\acute{a}xima}(511 \text{ keV}) = 340,6 \text{ keV}$  y  $E_e^{m\acute{a}xima}(1274 \text{ keV}) = 1061,2 \text{ keV}$ , en excelente acuerdo con las posiciones de los bordes Compton que se observan en el espectro de energías, 335 keV y 1062 keV).

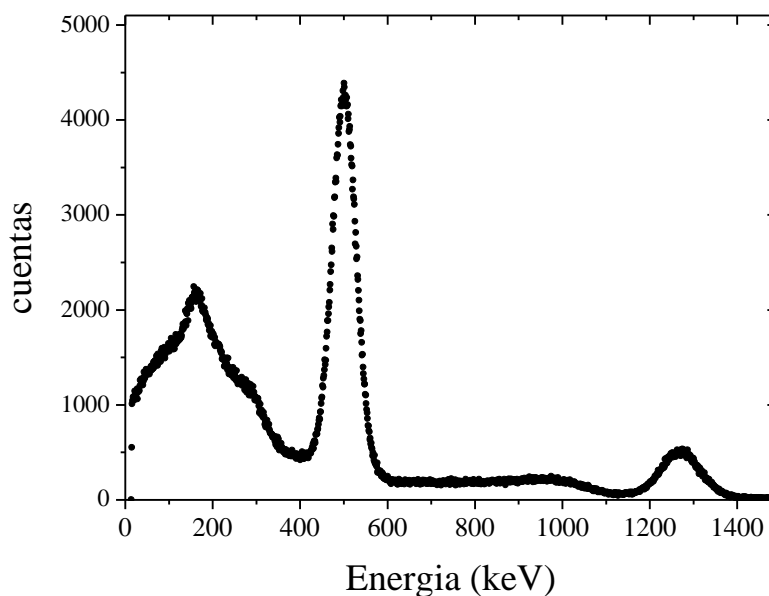


Figura 76: Espectro de energías del  $^{22}\text{Na}$  tomado con un detector centellador de  $\text{INa(Tl)}$ .

A efectos de comparación, en la figura 77 mostramos los espectros de altura de pulsos usando las mismas muestras radioactivas, pero usando un detector de Ge hiperpuro y un MCA de 8192 canales. Como podemos ver, el FWHM de los fotopicos se reduce drásticamente a la vez que la meseta Compton es despreciable. Para el caso de 662 keV, la resolución de 0.1%. La mejora en la resolución en energías se explica por dos factores: la energía para generar una ionización en Ge es del orden de 3 eV, diez veces menor que la necesaria para generar un fotón de desexcitación en  $\text{INa(Tl)}$ . Por lo tanto, para una misma energía incidente aumenta diez el número de ionizaciones

con respecto al número de excitaciones en INa(Tl) por lo que disminuye la fluctuación estadística. Además, el factor de Fano para el Ge es 0.1, lo que también lleva a una mejor resolución en energías. Con la resolución de este detector para los diferentes rangos de energías se pueden resolver los fotónicos de 276 keV, 302 keV, 356 keV y 384 keV del  $^{133}\text{Ba}$ , los fotónicos de 964 keV y 1084 keV del  $^{152}\text{Eu}$  y ver muy claramente los picos asociados a las energías de 1173 keV y 1333 keV del  $^{60}\text{Co}$ .

La reducción de la meseta Compton está relacionada con la mayor densidad del Ge,  $5,32 \text{ g/cm}^3$  frente a la del INa(Tl),  $3,67 \text{ g/cm}^3$ . Esto hace que el coeficiente de absorción del Ge sea mucho mayor que el del NaI(Tl), por lo cual es mucho más probable que los fotones secundarios generados en los procesos Compton y formación de pares sean absorbidos por el material detector, favoreciendo así que más fotones incidentes depositen toda su energía en el material detector y aumentando el fotopico.

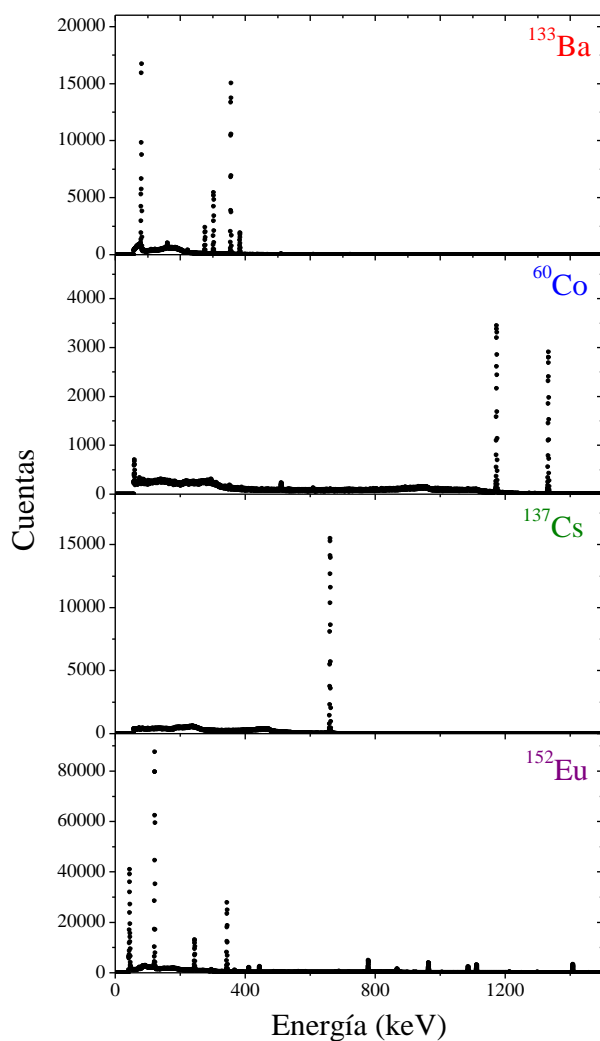


Figura 77: Espectros de altura de pulsos de  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^{152}\text{Eu}$  tomados con un detector semiconductor de Ge hiperpuro. Indicamos las energías asociadas a cada fotopico. En estos espectros se restó el fondo.

## **6. En el laboratorio. II. Espectroscopía γ de altura de pulsos con un detector de Ge hiperpuro aplicada al estudio de matrices ambientales.**

En este segundo experimento emplearemos un detector de Ge hiperpuro de alta eficiencia y alta resolución en energías para la caracterización radiológica de una muestra ambiental, en este caso un suelo de la provincia de Buenos Aires. Describiremos todos los pasos necesarios que debemos realizar para obtener que radioisótopos contiene la muestra así como la actividad de algunos de ellos. Estudiaremos también si se detecta  $^{137}\text{Cs}$ , radioisótopo antropogénico, cuya detección es un indicador de contaminación.

Una de las fuentes de exposición más importante a la que está expuesta la población son los radionucleidos presentes en el suelo. Por lo tanto, el estudio de los niveles de radioactividad presentes en esta matriz es de mucha importancia e interés. La recolección de la muestra a analizar es un paso muy relevante y que requiere protocolos y condiciones particulares que dependen del estudio a realizar que no discutiremos aquí. Una vez colectadas, las muestras deben ser preservadas adecuadamente hasta ser preparadas para su análisis. Deben ser secadas para eliminar la humedad que puedan contener, molidas y tamizadas. Si el estudio se va a centrar en la actividad de las cadenas naturales, una vez colocada la matriz en estudio en el portamuestra deben permanecer almacenada herméticamente por al menos tres semanas para que se alcance el equilibrio secular. Si el interés es estudiar otros radionucleidos, como el  $^{137}\text{Cs}$  o el  $^{40}\text{K}$ , no es necesario que se alcance el equilibrio secular.

A modo de ejemplo, en la figura 78 presentamos un espectro de una muestra de suelo tomado con un detector de germanio hiperpuro. Indicamos en esta figura las posiciones de los fotopicos utilizados para la determinación de la actividad de las cadenas naturales y de los radionucleidos  $^{40}\text{K}$  y  $^{137}\text{Cs}$ . En la figura 79 mostramos ampliada la región del espectro de energía en la región de 662 keV. El FWHM del fotopico asociado al  $^{137}\text{Cs}$  es 1,56 keV (resolución en energía: 0,24 %), suficiente para resolver los fotopicos asociados a los decaimientos gamma del  $^{137}\text{Cs}$  y el  $^{214}\text{Bi}$ .



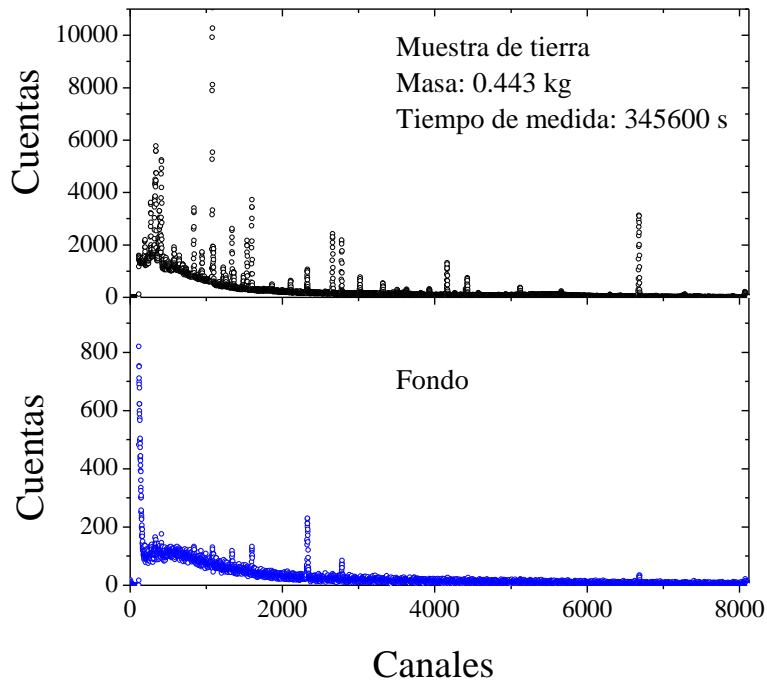


Figura 80: Espectro de altura de pulsos de la muestra de suelo en estudio y del fondo del laboratorio en el interior de la cámara limpia.

Ahora debemos pasar de cuentas a cuentas por segundo (dividiendo el contaje obtenido tanto para el fondo como para la muestra por el tiempo de medida) y restarle a la muestra el fondo. El resultado se muestra en la figura 81.

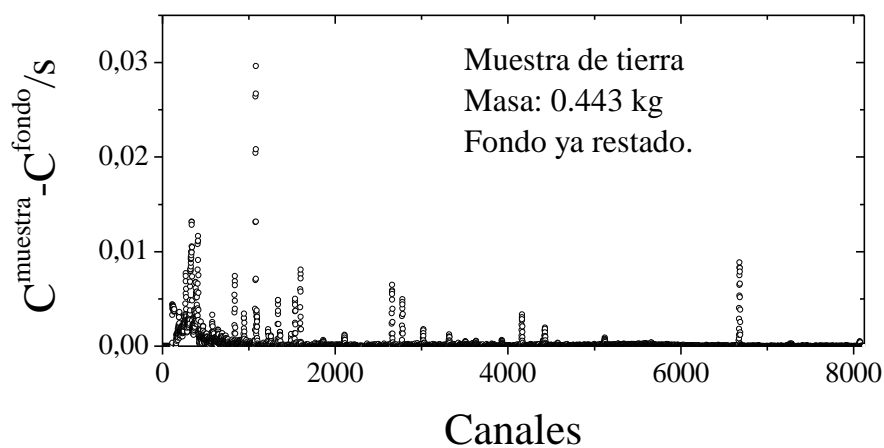


Figura 81: Espectro de altura de pulsos de la muestra de suelo en cuentas por segundo y con el fondo ya sustraído.

El siguiente paso es la calibración en energía del detector. Para esto, se tomaron como muestras patrones las fuentes selladas que ya hemos usado para el primer experimento,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$  y  $^{152}\text{Eu}$ . Los espectros obtenidos con el detector de Ge hiperpuro ya los hemos

presentado en la figura 77. Determinado la posición de cada fotopico y usando las energías de la tabla 4, construimos la recta de calibración que mostramos en la figura 82. Del ajuste lineal a los puntos experimentales obtenemos  $E=2,924 \text{ keV}+0,21813_1 \cdot \text{canal keV}$  (el subíndice indica el error en el coeficiente). Como comentario, un ajuste agregando un término cuadrático,  $E=a+b \cdot \text{canal}+c \cdot \text{canal}^2$  da los mismos valores de los coeficientes  $a$  y  $b$  (diferencias dentro de los errores antes indicados) y  $c=4_2 \times 10^{-9} \text{ keV/canal}^2$ , lo que muestra que en el rango de energía en que estamos trabajando la relación canal-energía es lineal. Mostramos el espectro de energía en la figura 83.

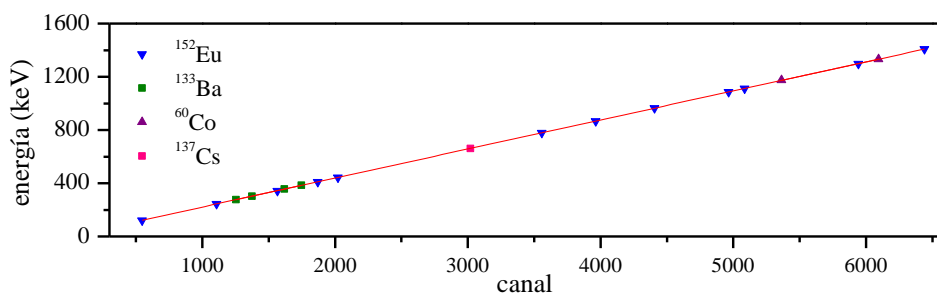


Figura 82: Recta de calibración en energías obtenida para el detector semiconductor de Ge hiperpuro para las condiciones en que se realizó este experimento.

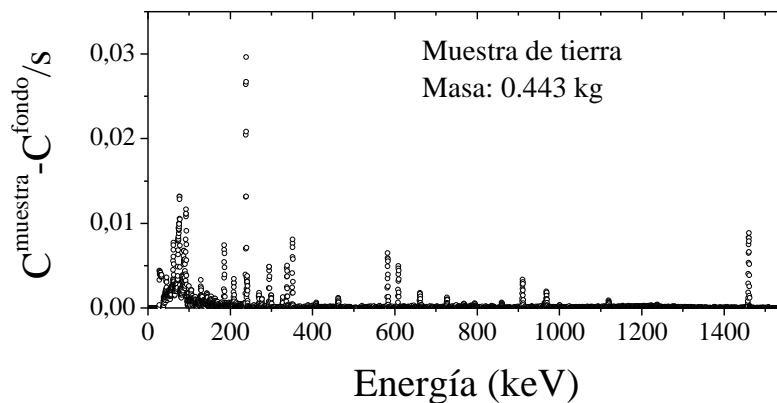


Figura 83: Espectro de energías para la muestra de suelo en cuentas/s y con el fondo ya restado.

Con la calibración en energía ya podemos identificar los radionucleidos que están presentes en la muestra de suelo, pero para determinar la actividad de cada uno de los radionucleidos identificados, debemos realizar la calibración en eficiencia del detector. La curva de eficiencia depende de las condiciones del sistema detector (voltaje, amplificación, etc), de la geometría de medida (geometría de la muestra y del detector) y de la matriz a medir (su densidad y espesor). Por lo tanto, para determinar la actividad de una muestra se debe obtener la curva de calibración en eficiencia midiendo en las mismas condiciones. La muestra patrón debe entonces

contener radionucleidos de actividad conocida inmersos en una matriz con características similares a las de la muestra en estudio. Para cumplir todas estas condiciones en este estudio agregamos a la matriz de interés cantidades conocidas de óxido de lantano ( $\text{La}_2\text{O}_3$ ) y óxido de lutecio ( $\text{Lu}_2\text{O}_3$ ), que contienen cada uno de ellos actividades específicas que conocidas de  $^{138}\text{La}$  y  $^{176}\text{Lu}$  (recordemos que actividad específica es actividad por unidad de masa, Bq/kg o Bq/g). Estos radionucleidos emiten rayos  $\gamma$  en un rango amplio de energía, que incluye el de interés en medidas ambientales, y sus esquemas de decaimiento son relativamente sencillos. Además, por sus períodos de semidesintegración extremadamente largos ( $1,03 \times 10^{11}$  años y  $3,76 \times 10^{10}$  años para el  $^{138}\text{La}$  y  $^{176}\text{Lu}$ , respectivamente. Comparar con la edad de nuestro planeta,  $4,54 \times 10^9$  años) son isótopos  $v$  que podemos considerar estables, por lo cual su actividad es extremadamente baja y no son considerados radioactivos, por lo cual no se requiere de permisos especiales para su manipulación, no se requiere manipular muestras radioactivas y no hay problema (desde el punto de vista radiológico) en el descarte de las muestras luego de estudiadas. Las características de interés de estos isótopos (rayos gamma emitidos, probabilidad de emisión de cada uno y actividad específica) se muestran en la tabla 5. Recordemos que la actividad específica  $A_i$  debida al isótopo  $i$  de una muestra formada por un dado elemento (La o Lu en este caso) de masa  $m$  y peso atómico  $P.A.$  viene dada por:

$$A_i^{\text{específica}} = \frac{A_i}{m} = \frac{\lambda_i N_i}{m} = \frac{\ln 2 N_A \phi_i}{T_i P.A.} \quad 13$$

$N_i$  es el número de núcleos del isótopo  $i$  que contiene la muestra,  $\lambda_i$  su constante de desintegración,  $T_i$  su período de semidesintegración y  $\phi_i$  su abundancia isotópica.  $N_A$  es el número de Avogadro. Reportamos las actividades específicas del  $^{176}\text{Lu}$  y  $^{138}\text{La}$  en la tabla 5.

Óxido	Radionucleido	Abundancia isotópica	Semivida	Actividad específica	rayos $\gamma$ principales	Probabilidad de emisión
$\text{Lu}_2\text{O}_3$	$^{176}\text{Lu}$	2,6 %	$3,76 \times 10^{10}$ años	52,02 Bq/g	55,8	16,9 %
					88,3	13,1 %
					201,8	84,9 %
					306,9	93 %
$\text{La}_2\text{O}_3$	$^{138}\text{La}$	0,09 %	$1,03 \times 10^{11}$ años	0,839 Bq/g	788,7	33,3 %
					1435,8	66,7 %

Tabla 5: Propiedades de interés en nuestro estudio de los isótopos  $^{176}\text{Lu}$  y  $^{138}\text{La}$ . La actividad específica reportada es con respecto a la masa del La o Lu en cada caso.



En conclusión, si conocemos con precisión la masa de  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  y  $\text{La}_2\text{O}_3$  que conocemos las masas de La y Lu y por lo tanto las actividades específicas del  $^{138}\text{La}$  y del  $^{176}\text{Lu}$ . Un cuidado a tener es que tanto el  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  como el  $\text{La}_2\text{O}_3$  son altamente higroscópicos. Por eso, antes de diluirlos en la matriz en estudio deben secarse con mucho cuidado para eliminar la humedad que contienen y poder así determinar con precisión las masas de  $^{138}\text{La}$  y  $^{176}\text{Lu}$  y a partir de ellas la actividad de cada isótopo. Otro cuidado es lograr una distribuidos homogénea de ambos isótopos en la matriz en estudio. En la figura 84 mostramos un espectro de energía correspondiente a una muestra de suelo a la cual se agregaron  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  y  $\text{La}_2\text{O}_3$ . El dicho espectro indicamos los fotopicos correspondientes a las energías emitidas por el  $^{138}\text{La}$  y  $^{176}\text{Lu}$ .

Una vez identificados los fotópicos de interés para la calibración en eficiencia, debemos relacionar las cuentas registradas en cada fotopico (el área del mismo) para cada energía con la actividad de la muestra. Para un isótopo que emite un rayo gamma de energía  $E$  esta relación viene dada por:

$$C(E) = \xi(E) \cdot P(E) \cdot A^{\text{específica}} \cdot m \quad 14$$

Donde  $C(E)$  son las cuentas por unidad de tiempo (área del fotopico asociado) a la energía  $E$  luego de descontar el fondo,  $\xi(E)$  la eficiencia total a dicha energía,  $P(E)$  la probabilidad de emisión del rayo gamma de energía  $E$  emitido por el isótopo,  $A$  la actividad específica del isótopo considerado ( $^{176}\text{Lu}$  o  $^{138}\text{La}$ ) y  $m$  la masa del mismo que hemos incorporado a la muestra. De esta manera, la eficiencia para las energías  $E_i$  del  $^{176}\text{Lu}$  y del  $^{138}\text{La}$  vienen dadas por:

$$\xi(E_i) = \frac{C(E_i)}{P(E_i) \cdot m \cdot A^{\text{específica}}} \quad 15$$

Obtenidas las áreas de los fotópicos, usando los datos de la tabla 5 y conocidas las masas de La y Lu incorporadas podemos levantar la curva de eficiencias en energía, tal como se muestra en la figura 85. Como podemos ver, existen dos regiones de comportamiento diferente para la eficiencia. El máximo de la curva se denomina *knee* (rodilla). En general, la región de energías por debajo del *knee* no se emplea para la calibración ya que la eficiencia del detector es muy sensible a la energía y su utilización puede introducir un error relativamente grande. Notemos como, por encima del *knee*, la eficiencia disminuye con la energía de la radiación incidente, tal como se espera del comportamiento del coeficiente de atenuación con  $E$ . Con esta curva, podemos ahora buscar los fotópicos asociados al  $^{40}\text{K}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  y las cadenas del  $^{238}\text{U}$  y el  $^{232}\text{Th}$  para determinar la actividad de estos isótopos en la muestra de suelos.

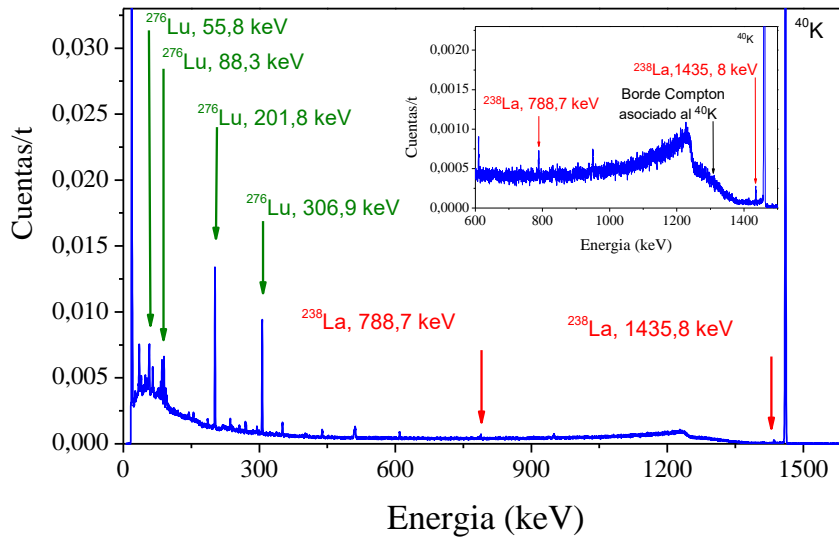


Figura 84: Espectro de energías de una muestra de suelos al cual se la incorporado  $\text{Lu}_2\text{O}_3$  y  $\text{La}_2\text{O}_3$  para realizar la calibración en eficiencia. En la figura insertada mostramos la región del espectro correspondiente a 600-1500 keV para una mejor visualización de los fotónicos de 788,7 y 1435 keV.

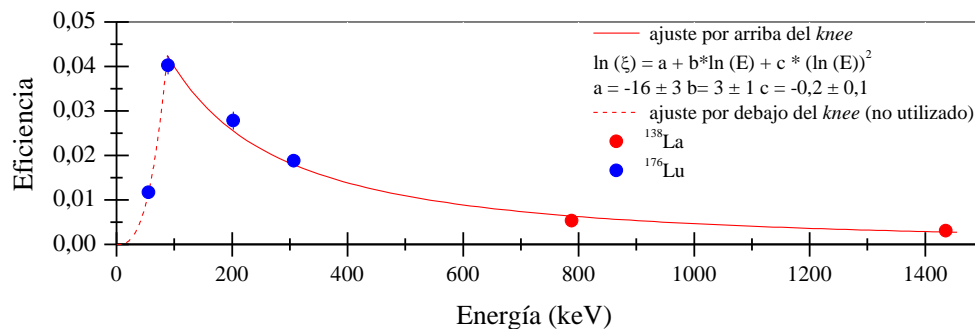


Figura 85: Curva de calibración en eficiencias para el caso de muestras de suelo.

El  $^{40}\text{K}$  es uno de los tres isótopos del potasio natural, con abundancia isotópica de 0,0117% y un período de semidesintegración de  $1,277 \times 10^9$  años. Es emisor  $\beta^-$  (89,3%, decayendo al estado fundamental del  $^{40}\text{Ca}$ ),  $\beta^+$  (0,0010 %, decayendo al estado fundamental del  $^{40}\text{Ar}$ ) y también puede decaer al estado excitado de 1460 keV del  $^{40}\text{Ar}$  por captura electrónica (10,7%), por lo cual en este último caso se emite un rayo  $\gamma$  con energía igual a la del estado excitado del  $^{40}\text{Ar}$  y con una probabilidad de emisión de 10,7 % (ver figura 86). Este rayo gamma no se superpone con ningún otro emitido por los radionucleidos pertenecientes a las cadenas naturales, quedando perfectamente resuelto en los espectros gamma.

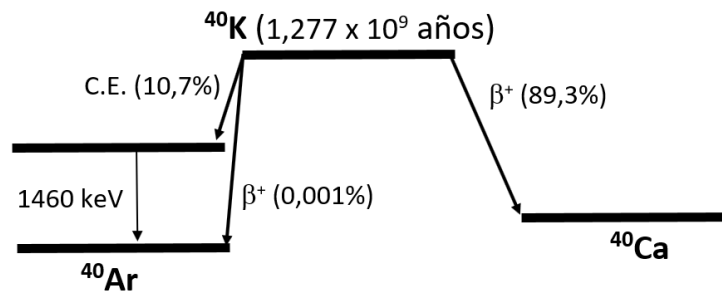


Figura 86: Esquema de desintegración del  $^{40}\text{K}$ .

El  $^{137}\text{Cs}$  es el radionucleido antropogénico más ampliamente estudiado en muestras ambientales. Es un emisor  $\beta^-$  y tiene asociado a su decaimiento un rayo  $\gamma$  de 662 keV (85,1 % de probabilidad de emisión, ver figura 87), el cual puede ser utilizado en espectroscopía gamma para la determinación de su actividad en muestras ambientales, siempre y cuando la resolución en energía del sistema detector permita resolverlo de aquel emitido por el  $^{214}\text{Bi}$ , de 665,5 keV.

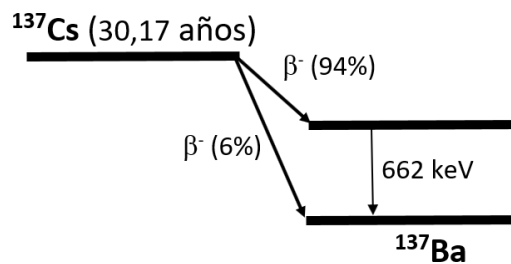


Figura 87: Esquema de desintegración del  $^{137}\text{Cs}$ .

Las actividades del  $^{40}\text{K}$  y del  $^{137}\text{Cs}$  se pueden calcular entonces a partir de los fotópicos asociados a las emisiones gammas de estos radioisótopos a partir de:

$$A_i = \frac{C(E_i)}{P(E_i) \cdot \xi(E_i)} \quad \mathbf{16}$$

Los fotópicos del  $^{137}\text{Cs}$  y del  $^{40}\text{K}$  se muestran en la figura 88. De las curvas de eficiencia obtenemos que  $\xi(662 \text{ keV})=0,0079$  y  $\xi(1460 \text{ keV})=0,00271$ . La probabilidad de emisión del rayo gamma de 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$  es 0,851 y la del rayo gamma de 1460 keV del  $^{40}\text{K}$ , 0,107. Sólo nos resta obtener  $C(E)_i$ , el número de cuentas (restado el fondo) asociadas a cada fotopico. Esta determinación la podemos hacer de diferentes maneras. La más simple es, una vez determinada la región del fotopico (ver figura 88), se puede directamente sumar el número de cuentas por canal/energía. Más formalmente, se puede ajustar el fotopico con una función gaussiana o lorentziana y luego obtener el área bajo esta curva. En este estudio, los dos procedimientos (sumar

cuentas o ajustar e integrar) dan resultados muy similares, con diferencias para  $C(E)_i$  menores al 2%. Como comentario, se debe tener cuidado al escoger la región a considerar para obtener  $C(E)_i$ ; no incluir picos vecinos y tomar un buen criterio para definir el ancho del pico. Un buen criterio puede ser moverse a derecha e izquierda del centroide del fotopico hasta encontrar energías para las cuales en número de cuentas por segundo sea una cierta fracción del conteaje en el centroide (por ejemplo, 1% del conteaje en el centroide). El resultado que obtenemos para el  $^{137}\text{Cs}$  es que el conteaje en la región del fotopico asociado a 662 keV es de 0,01095 cuentas/s. A partir de la ecuación 16 obtenemos que la actividad de  $^{137}\text{Cs}$  en la muestra es de 1,40 Bq o 3,1 bq/kg. Esta actividad está muy por debajo de los niveles guía establecidos por los organismos internacionales de protección radiológica. Para el caso de  $^{40}\text{K}$ , en el fotopico tenemos 0,08573 cuentas/s, lo que corresponde a una actividad de  $^{40}\text{K}$  en la muestra de 295 Bq o 667 Bq/kg.

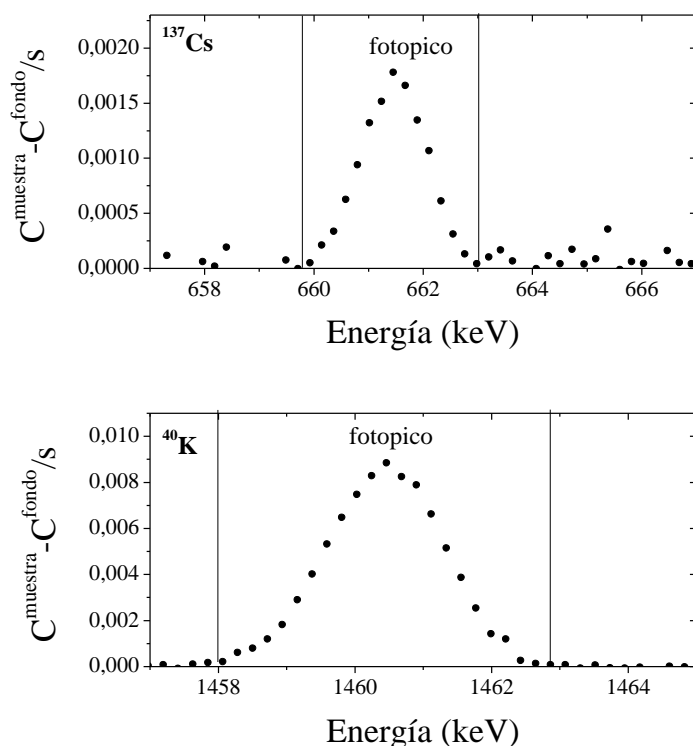


Figura 88: Fotopicos de 662 keV del  $^{137}\text{Cs}$  (arriba) y del 1460 keV del  $^{40}\text{K}$  (abajo). Las líneas verticales indican la región de energías considerada para el cálculo del área de los fotopicos.

En relación a la determinación de la actividad del  $^{238}\text{U}$  (y en forma asociada el  $^{226}\text{Ra}$ ) y de la cadena del  $^{232}\text{Th}$  se emplea el mismo procedimiento, aunque para el uso de la ecuación 16 se requiere algo de cuidado en la elección de los fotopicos utilizados para el cálculo de las actividades. En primer lugar, los fotopicos deben estar asociados a rayos gammas que tengan una probabilidad de emisión razonablemente alta para que se distingan del fondo y una energía relativamente alta para evitar la región en la cual la eficiencia tiene un error relativo grande. En

segundo término, pero no menos importante, los fotopicos seleccionados no deben superponerse con otros asociados a rayos gamma emitidos por cualquiera de los otros radioisótopos presentes en la muestra. Ejemplifiquemos esto con el caso del uranio.

El uranio es el elemento radiactivo más abundante en la naturaleza. Tiene tres isótopos, el  $^{238}\text{U}$ , el  $^{235}\text{U}$  y el  $^{234}\text{U}$  que se encuentran naturalmente en las matrices ambientales. El  $^{238}\text{U}$ , con una abundancia isotópica de 99,275 % y un período de semidesintegración de  $4,468 \times 10^9$  años da origen a la cadena radioactiva que lleva su nombre (figura 89). Esta cadena está compuesta por 16 radionucleidos, siendo el elemento estable en el que termina la serie de procesos de decaimiento el  $^{206}\text{Pb}$ . El  $^{238}\text{U}$  es un radionucleido emisor  $\alpha$ . Asociado a este decaimiento emite un rayo gamma de 49,5 keV con probabilidad de emisión de 23%. Dada la baja energía de este rayo, para una determinación directa de la actividad del  $^{238}\text{U}$  debería usarse espectroscopía gamma de alta resolución de bajas energías, práctica no muy frecuente.

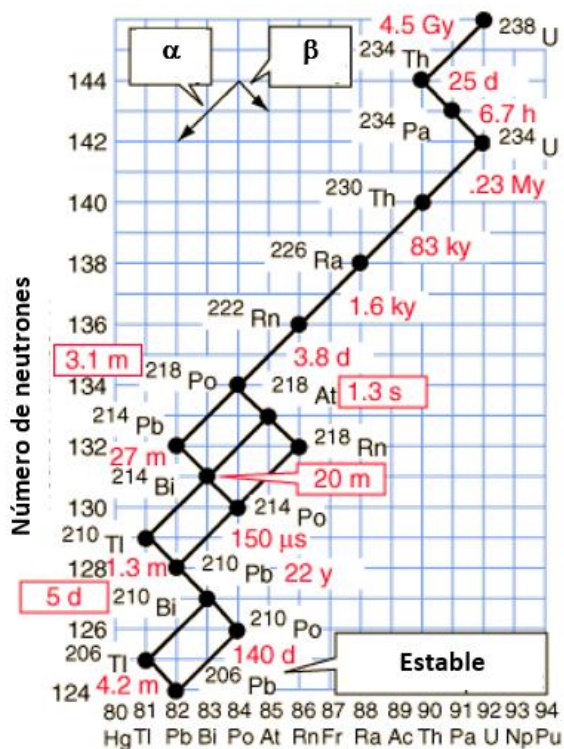


Figura 89: Gráfica de Segré mostrando la cadena (o serie) de desintegración del  $^{238}\text{U}$ , que termina en el nucleido estable  $^{206}\text{Pb}$ . Los tiempos (en rojo) corresponden a los períodos de semidesintegración de cada radioisótopo expresadas en años (y), días (d), horas (h), minutos (m) o segundos (s).

El hijo del  $^{238}\text{U}$ , el  $^{234}\text{Th}$ , es un emisor  $\beta^-$  que tiene asociados cuatro rayos  $\gamma$  principales. El rayo de menor energía (63,3 keV), si bien presenta una intensidad apreciable, se encuentra en la zona de energías menores a 85 keV. Los siguientes dos picos (92,4 y 92,8 keV), ambos con una

intensidad del orden de 3%, se superponen en el espectro. Por su parte, el pico más energético (112,8 keV), presenta una baja probabilidad de emisión. El  $^{234}\text{Th}$  decae a  $^{234\text{m}}\text{Pa}$  (99,87%) y a  $^{234}\text{Pa}$  (0,23%). El  $^{234}\text{Pa}$  tiene asociados alrededor de setenta rayos  $\gamma$ , pero la probabilidad de emisión de cada uno de estos rayos gamma es muy baja y los fotopicos quedan “ocultos” en el fondo radioactivo del laboratorio. Por su parte, el  $^{234\text{m}}\text{Pa}$  es un emisor  $\beta^-$  con un período de semidesintegración de 1,2 minutos. Emite varios rayos  $\gamma$ , pero sólo tres presentan una intensidad relativamente alta. El rayo  $\gamma$  de 43,5 keV está en la zona de bajas energías del espectro, donde la eficiencia del detector presenta una incerteza muy grande y usualmente no es utilizado en espectroscopia gamma convencional. El rayo de 765,00 keV se superpone con el gamma de 763,13 keV y 1.81% de probabilidad de emisión emitido por el  $^{208}\text{Tl}$  (radionucleido de la cadena del  $^{232}\text{Th}$ ) y por lo tanto tampoco puede utilizarse para el cálculo de la actividad. Finalmente, el  $\gamma$  de mayor energía (1001,02 keV) no se superpone con ningún otro, pero presenta una muy baja probabilidad de emisión. El  $^{234}\text{U}$ , emisor  $\alpha$ , tiene asociado dos rayos  $\gamma$ , uno de 53,23 keV (0,12% de probabilidad de emisión) y 120,52 keV (0,31%). Dada las bajas probabilidades de emisión y la baja energía del primero de ellos, no son utilizados para el cálculo de la actividad en espectroscopía gamma convencional.

De esta forma, podríamos seguir toda la cadena del  $^{238}\text{U}$  para determinar que rayo gamma puede ser utilizado para determinar su actividad. Adelantaremos aquí que los radionucleidos que pueden utilizarse para el cálculo de la actividad del  $^{238}\text{U}$  son los rayos  $\gamma$  de 295 y 352 keV emitidos por el  $^{214}\text{Pb}$  y los rayos  $\gamma$  de 609 y 1120 keV del  $^{214}\text{Bi}$ . Si bien con sólo uno de estos fotopicos se puede determinar la actividad del  $^{238}\text{U}$ , en la práctica se obtiene la actividad de cada uno y se realiza un promedio con las cuatro determinaciones (idealmente, debería obtenerse el mismo valor. En la práctica, se observan diferencias que se relacionan con la determinación de la eficiencia en cada región de energía y del contaje asociado a cada fotopico):

$$A(^{238}\text{U}) = \frac{A(295 \text{ keV } ^{214}\text{Pb}) + A(352 \text{ keV } ^{214}\text{Pb}) + A(609 \text{ keV } ^{214}\text{Bi}) + A(1120 \text{ keV } ^{214}\text{Pb})}{4} \quad 17$$

En todo este estudio asumimos que se ha alcanzado el equilibrio secular.

El  $^{232}\text{Th}$  tiene un período de semidesintegración de  $1,41 \times 10^{10}$  años, se encuentra naturalmente y es el padre de otra de las cadenas radioactivas. Los radionucleidos que conforman la cadena del  $^{232}\text{Th}$  son doce, terminando la cadena en el  $^{208}\text{Pb}$  (figura 90). Decae por emisión  $\alpha$  a  $^{228}\text{Ra}$ . En este proceso sólo se emite un rayo con una energía de 59,0 keV y una probabilidad de emisión de 77%. Si bien este fotopico no se superpone con ningún otro y su probabilidad de

emisión es alta, en espectroscopía gamma de alta resolución convencional no es utilizado por su baja energía. El núcleo hijo,  $^{228}\text{Ra}$ , es un emisor  $\beta^-$  que además emite un rayo gamma de 6,67 keV, muy baja como para ser usada en espectroscopía gamma convencional. Del estudio completo de la cadena del  $^{232}\text{Th}$  se obtiene que los rayos gamma que pueden utilizarse para el cálculo de la actividad de la misma son las emisiones de 911 y 969 keV del  $^{228}\text{Ac}$ , 239 keV del  $^{212}\text{Pb}$ , 727 keV del  $^{212}\text{Bi}$  y 583 y 860 keV del  $^{208}\text{Tl}$ , tomando en cuenta para los dos últimos la ramificación de la cadena y siempre asumiendo que se ha alcanzado el equilibrio secular. Nuevamente, la actividad del  $^{232}\text{Th}$  se obtiene promediando sobre las seis energías mencionadas.

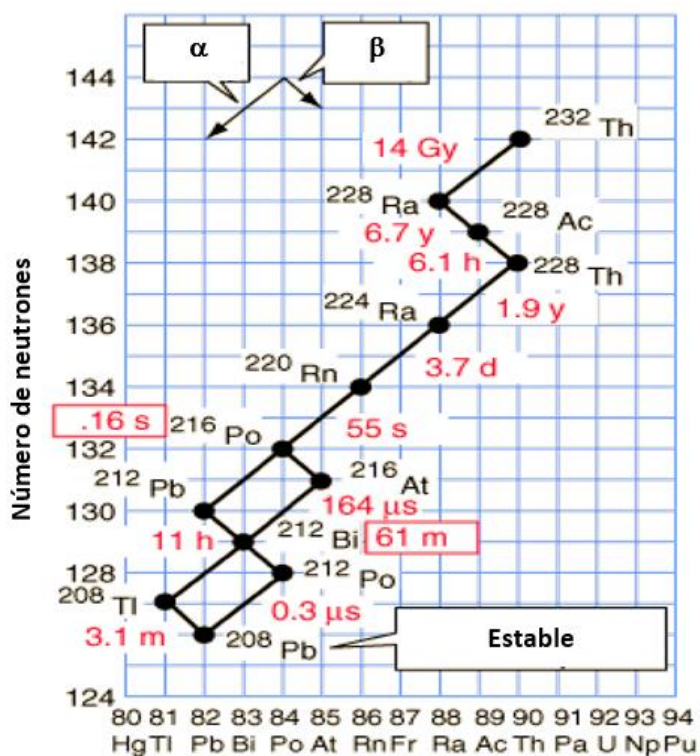


Figura 90: Gráfica de Segré mostrando la cadena (o serie) de desintegración del  $^{232}\text{Th}$ , que termina en el nucleido estable  $^{208}\text{Pb}$ . Los tiempos (en rojo) corresponden a los períodos de semidesintegración de cada radioisótopo expresadas en años (y), días (d), horas (h), minutos (m) o segundos (s).

Los rayos gammas empleados para la determinación de las actividades del  $^{238}\text{U}$  y el  $^{232}\text{Th}$  se resumen en la tabla 6 y en las figuras 91 y 92 presentamos cada uno de los fotópicos asociados a estos rayos gammas.

Cadena	Radionucleido	Energía (keV)	Probabilidad de emisión
$^{238}\text{U}$	$^{214}\text{Pb}$	295	18,42
		352	36,5
	$^{214}\text{Bi}$	609	45,49%
		1120	14,92
$^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Ac}$	911	25,8%
		969	15,8%
	$^{208}\text{Tl}$	583	85%
		860	12,5%
	$^{212}\text{Pb}$	239	43,6%
	$^{212}\text{Bi}$	727	6,67%
-	$^{40}\text{K}$	1460	10,7%
-	$^{137}\text{Cs}$	662	85,1%

Tabla 6 : Energías utilizadas para el cálculo de la actividad de las cadenas naturales de las cadenas del  $^{232}\text{Th}$  y  $^{238}\text{U}$  y del  $^{40}\text{K}$  y del  $^{137}\text{Cs}$ .

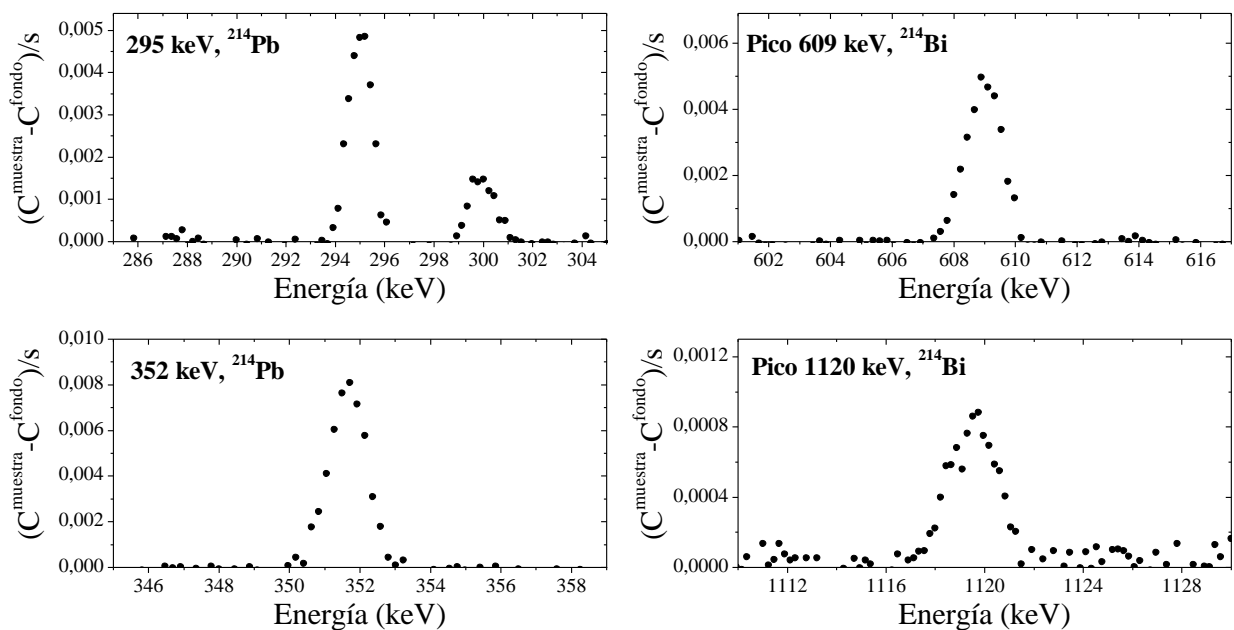


Figura 91: Fotopicos asociados a las energías de 295 y 352 keV del  $^{214}\text{Pb}$  (izquierda) y de 609 y 1120 keV del  $^{214}\text{Bi}$  (derecha) usados para la determinación de la actividad de la cadena del  $^{238}\text{U}$ .



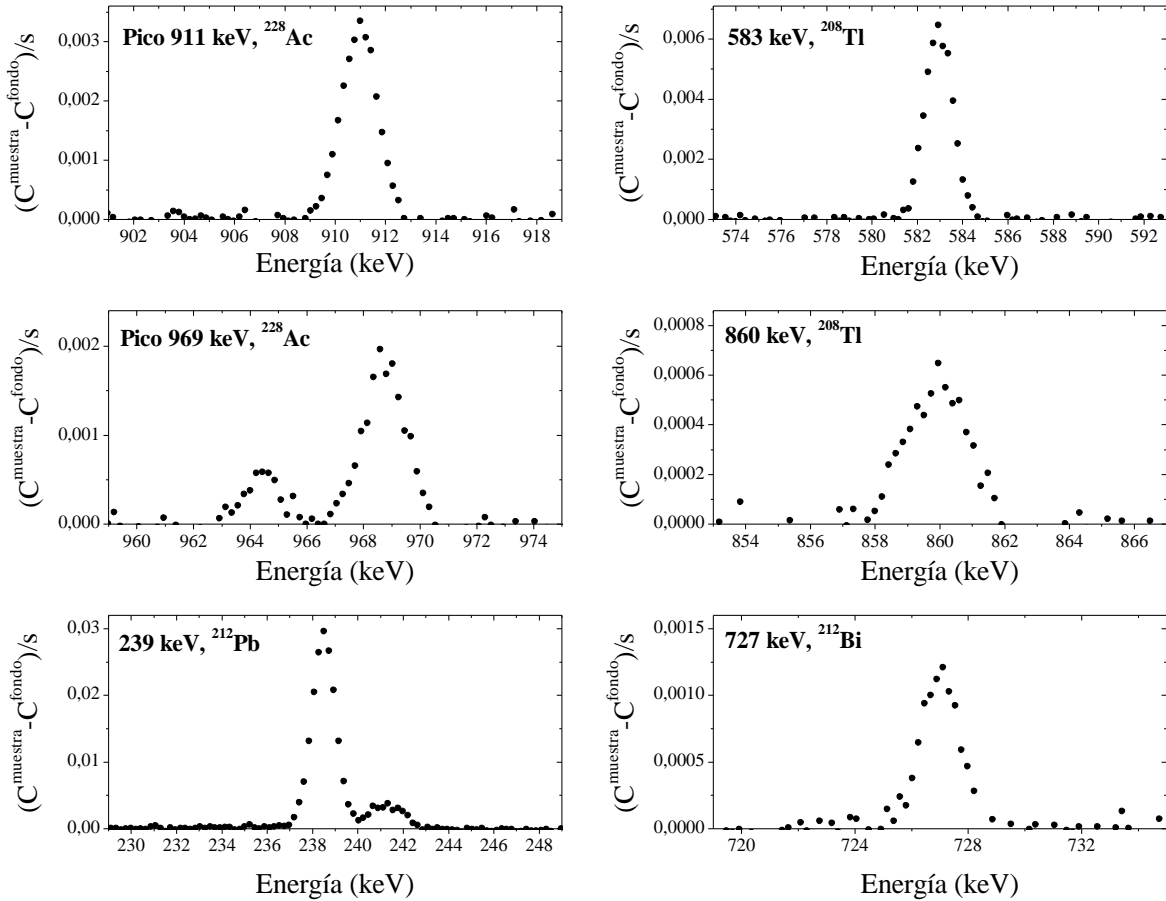


Figura 92: Fotopicos asociados a las energías de 911 y 969 keV del  $^{228}\text{Ac}$ , de 583 y 860 keV del  $^{208}\text{Tl}$ , 239 keV del  $^{212}\text{Pb}$  y 727 keV del  $^{212}\text{Bi}$  usados para la determinación de la actividad de la cadena del  $^{232}\text{Th}$ .

Como comentario final, la cadena del  $^{235}\text{U}$  (figura 93) es la menos importante al momento de evaluar dosis de exposición debido a la baja abundancia isotópica del radionucleido padre (0,71%). Este hecho hace que la concentración natural de este elemento en las matrices ambientales sea relativamente baja, haciendo casi imposible la determinación de la actividad mediante espectroscopía gamma.

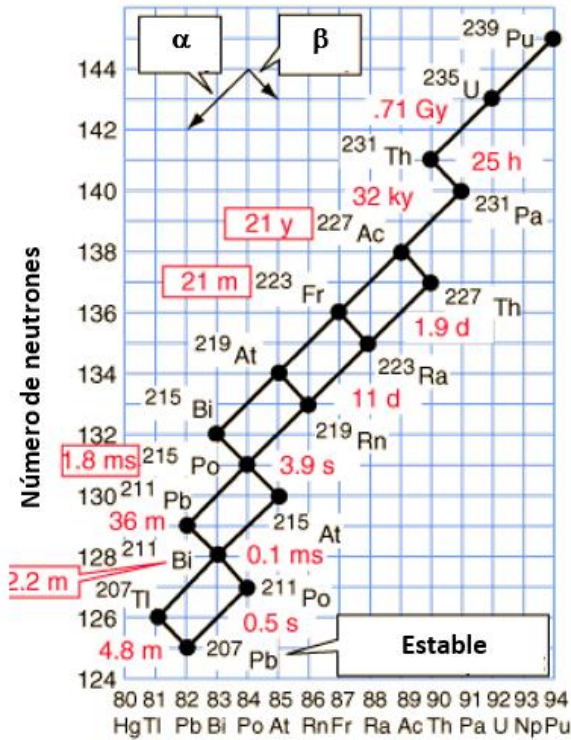


Figura 93: Gráfica de Segré mostrando la cadena (o serie) de desintegración del  $^{235}\text{U}$ , que termina en el nucleido estable  $^{207}\text{Pb}$ . Los tiempos (en rojo) corresponden a los períodos de semidesintegración de cada radioisótopo expresadas en años (y), días (d), horas (h), minutos (m) o segundos (s).

Vayamos a los resultados para las cadenas del  $^{238}\text{U}$  y el  $^{232}\text{Th}$ . Los fotónicos correspondientes a las energías de interés se muestran en la figura 92. Los resultados para el número de cuentas por segundo para cada fotopico, así como las eficiencias para cada energía y las actividades para cada fotopico se muestran en la tabla 7. Las actividades específicas promedio obtenidas para el  $^{238}\text{U}$  y el  $^{232}\text{Th}$  fueron 19,6 Bq/kg y 40,0 Bq/kg. Notemos que en el caso de la cadena del  $^{232}\text{Th}$ , y más precisamente en el caso del fotopico asociado al rayo gamma de 583 keV del  $^{208}\text{Tl}$ , se observa una desviación en la actividad determinada con respecto a los otros cinco rayos gamma usados para determinar la actividad de la cadena. Este hecho muestra la importancia de emplear la mayor cantidad posible de fotónicos para la determinación de actividades en muestras ambientales. El conjunto de resultados obtenidos se resume en la tabla 7. Como podemos ver el  $^{40}\text{K}$  es, por lejos, el radionucleído de mayor significancia en cuanto a actividad.

Debemos mencionar aquí que no hemos hecho ningún análisis de los errores en las determinaciones de actividades. Como en toda medida experimental, el número de cuentas por unidad de tiempo está sujeto a un error. Si el número de cuentas por unidad de tiempo en el fotopico es  $N$ , el error en este contaje es  $\pm N^{1/2}$ . Además, en la determinación de las eficiencias también hay una fuente de error (en la determinación del número de cuentas en los fotónicos de

las muestras de calibración, en la actividad de estas muestras y en el ajuste hecho para obtener la curva de calibración en eficiencia). Todos estos errores deben ser considerados y propagados para obtener el error en las actividades de cada radionucleido. La incerteza en las actividades puede superar el 10%, sobre todo para el caso de determinaciones hechas a partir de fotópicos asociados a rayos gamma de bajas energía o muy baja probabilidad de emisión (en este último caso, el bajo conteo aún para tiempos muy largos de medidas hace que la fluctuación estadística en el número de cuentas sea una fuente de error significativa).

$^{238}\text{U}$				
Energía	Eficiencia	Área del fotopico (cuentas/s)	Actividad (Bq)	Actividad específica (Bq/kg)
295 keV, $^{214}\text{Pb}$	0,01855	0,02439	7,1	16,1
352 keV, $^{214}\text{Pb}$	0,01573	0,04613	8,2	18,0
609 keV, $^{214}\text{Bi}$	0,00873	0,03014	7,6	17,1
Pico 1120 keV, $^{214}\text{Bi}$	0,00398	0,00714	12,0	27,1
<b>Actividad específica promedio: 19,6 Bq/kg</b>				
$^{232}\text{Th}$				
911 keV $^{228}\text{Ac}$	0,00528	0,02688	19,7	44,5
969 keV, $^{228}\text{Ac}$	0,00486	0,015810	20,6	46,4
583 keV, $^{208}\text{Tl}$	0,00918	0,0447	5,7	13,0
860 keV, $^{208}\text{Tl}$	0,00569	0,01567	22,0	49,7
239 keV, $^{212}\text{Pb}$	0,0223	0,2061	21,2	47,8
727 keV, $^{212}\text{Bi}$	0,00705	0,00803	17,1	38,5
<b>Actividad específica promedio: 40,0 Bq/kg</b>				
$^{137}\text{Cs}$				
632 keV	0,0079	0,01095	1,40	<b>3,1</b>
$^{40}\text{K}$				
1460 keV	0,00271	0,08573	295	<b>667</b>

Tabla 7: Cuentas por unidad de tiempo en el fotopico, actividad (en Bq) y actividad específica (en Bq/kg) de cada radioisótopo y actividad específica promedio para las cadenas del  $^{232}\text{Th}$  y el  $^{238}\text{U}$  y del  $^{137}\text{Cs}$  y el  $^{40}\text{K}$ . Reportamos también la eficiencia para cada energía.

La radioactividad emitida por el  $^{40}\text{K}$  y las cadenas naturales del  $^{238}\text{U}$  y  $^{232}\text{Th}$  desde la superficie terrestre irradia al ser humano en forma externa (figura 94). Para calcular la dosis a la que está expuesta la población se toman muestras superficiales de suelo (hasta una profundidad

de 10 cm) y se determina la actividad de los nucleídos mencionados, tal como acabamos de hacer. La dosis efectiva anual equivalente (*DEAE*) se determina a partir de los valores de actividad de cada nucleído a partir de:

$$DEAE = 10^{-9} \times 24 \times 365 \times 0,2 \times \sum_i f_i \cdot A_i \cdot C_i$$

donde  $A_i$  es la actividad del radionucleido  $i$  en el suelo ( $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$  y  $^{232}\text{Th}$ ),  $f_i$  son factores de conversión de Bq/kg a nGy/h y  $C_i$  los correspondientes factores de conversión de Gy a Sv para infantes, niños o adultos. 0,2 da cuenta de un factor de permanencia en el exterior del 20% del tiempo. En la tabla 8 reportamos los coeficientes de conversión propuestos por UNSCEAR (Comité Científico de las Naciones Unidas para el Estudio de los Efectos de las Radiaciones Atómicas, creado por la Asamblea General de Naciones Unidas en 1955. Su misión es estimar niveles y efectos de exposición a radiación ionizante, e informar de ellos. Sus informes se usan como base científica para evaluar los riesgos de la radiación y para establecer medidas de protección radiológica. Ver [www.unscear.org](http://www.unscear.org)).

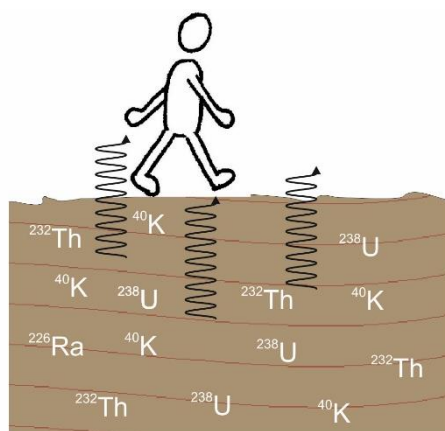


Figura 94: Irradiación externa originada por los radioisótopos presentes en el suelo.

Los resultados para la *DEAE* se presentan en la tabla 9. Como podemos ver, las dosis están por debajo de los 100  $\mu\text{Sv}$  y en el orden del promedio mundial (70  $\mu\text{Sv}$ ) y representa aproximadamente un 4% de la dosis total promedio recibido por la población a nivel mundial (2400  $\mu\text{Sv}$ ).

Radionucleido	$f_i$ ( $\text{nGyh}^{-1}/\text{Bqkg}^{-1}$ )	$C_i$ ( $\text{Sv/Gy}$ )		
		infantes	niños	adultos
$^{40}\text{K}$	0,0417	0,926	0,803	0,709
$^{232}\text{Th}$	0,604	0,907	0,798	0,695
$^{238}\text{U}$	0,462	0,899	0,766	0,672

Tabla 8: Coeficientes de conversión utilizados para el cálculo de dosis a partir de la actividad de radionucleidos en suelos.

Dosis efectiva anual equivalente (DEAE)		
infantes	niños	adultos
98 $\mu\text{Sv}$	85 $\mu\text{Sv}$	75 $\mu\text{Sv}$

Tabla 9: DEAE obtenida a partir de las actividades determinadas de  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{U}$  y  $^{238}\text{U}$  en suelos