



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE INGENIERÍA

**“DISPOSITIVO EXPERIMENTAL PARA OBTENER
ESPECTROS DE RAYOS X CARACTERÍSTICOS EN
COINCIDENCIA”**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
ING. ELÉCTRICO-ELECTRÓNICO**

P R E S E N T A :

FILIBERTO MARTÍNEZ DEL PRADO



**DIRECTOR DE TESIS:
DR. JAVIER MIRANDA MARTÍN DEL CAMPO
2013**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

“Nunca consideres el estudio como una obligación,
sino como una oportunidad para penetrar en el bello y
maravilloso mundo del saber”

Albert Einstein

A mis padres

*Por la herencia más valiosa que pudiera recibir,
fruto del inmenso apoyo y confianza que en mi se depositó
para que los esfuerzos y sacrificios hechos por mí,
no fueran en vano, con admiración y respeto.*

Filiberto Martínez del Prado

Agradecimientos

Dr. Javier Miranda Martin del Campo

Agradezco profundamente al Dr. Javier Miranda, quien desde mi llegada al instituto de física me integró incondicionalmente a su grupo de trabajo. Gracias por su apoyo, sus consejos, sus motivaciones, su confianza, pero sobre todo gracias por enseñarme que los valores y la ética en un profesionista son la base primordial para el éxito.

En este tiempo trabajando con usted, el aprendizaje va mas allá que simples ecuaciones, conceptos, formulas, física o electrónica. Su formación profesional y las virtudes que lo definen como persona, no solamente me han transmitido conocimiento, sino que han formado un criterio en mi persona que me ha hecho crecer como tal.

Mis más sinceros y profundos agradecimientos, con la admiración y el respeto que usted se merece.

A mis compañeros del Instituto de Física

Agradezco a mis compañeros de laboratorio Alberto Espinoza, Juan Reyes y Rosalío Reyes, quienes desde el primer día, me recibieron con los brazos abiertos. Haciendo ameno el trabajo día a día, ustedes son una clara muestra de dedicación, superación y profesionalismo. Gracias por sus consejos y enseñanzas.

A mis padres

Que me han brindado su amor, apoyo y confianza. Siempre me han alentado a seguir adelante, anhelando que siempre me preparara para enfrentarme a la vida, hoy se ven culminados nuestros esfuerzos. Sería interminable escribir cuán agradecido estoy por ser su hijo, la fuerza que me ayudo a lograr terminar mi carrera fue su amor. ¡ Los amo !

A mis hermanos

Alejandra Martinez y Juan Felipe Martinez. Siendo yo el menor de tres hermanos, siempre han sido pilares y ejemplos a seguir en mi vida, para mí los dos son una muestra de tenacidad, coraje, entrega y dedicación.

A mis amigos

A mis amigos que son como hermanos: Joel Becerril, Enrique Ramírez y Jose Antonio Benavides. Hemos madurado juntos conforme vamos creciendo, apoyándonos y alentándonos en todas las situaciones, pasando momentos inolvidables, compartiendo triunfos y derrotas. El día de hoy comparto este logro con ustedes y agradezco su amistad.

Índice

Introducción	1
Objetivo	2
Capítulo I Técnicas analíticas de origen nuclear	
1.1 Antecedentes y generalidades	3
1.1.1 Contexto histórico de la radiación	3
1.1.2 Tubos de rayos X	4
1.1.3 Espectro continuo (Radiación de <i>Bremsstrahlung</i>)	5
1.1.4 Técnicas analíticas de espectrometría de rayos X	6
1.2 Técnica Analítica. Emisión de rayos X por partículas inducidas (PIXE)	7
1.2.1 Principios físicos	7
1.2.2 Rayos X característicos	8
1.2.5 Atenuación de rayos X en la materia	10
1.2.4 Instrumentación	12
1.3 Técnica analítica. Fluorescencia de rayos X (XRF)	12
1.3.1 Principios físicos	12
1.3.2 Instrumentación	13
1.5 Bibliografía	15
Capítulo II Detectores y electrónica nuclear	
2.1 Detectores	16
2.1.1 Principios físicos y propiedades generales	16
2.1.2 Análisis espectral	18
2.1.2 Resolución en energía	19
2.1.3 Eficiencia	20
2.1.4 Tiempo Muerto	21
2.2 Detectores semiconductores	22
2.2.1 Detectores semiconductores	22
2.2.2 Tiempo de formación de pulso	23
2.2.4 Capa muerta	24
2.2.5 Detectores AMP-TEK Si-PIN y CdTe	25
2.2.6 Detectores Canberra Si(Li) y LEGe	27
2.2.7 Picos de escape	31
2.3 Introducción a la electrónica nuclear	31
2.3.1 Pulsos lógicos y lineales	31
2.3.2 Pre-amplificadores	33
2.3.3 Amplificadores	34
2.3.4 Compuertas lineales	37
2.3.5 Analizador monocanal (<i>Single Channel Analyzer, SCA</i>)	37
2.3.6 Analizador multicanal (<i>Multichannel Analyzer, MCA</i>)	38
2.3.7 Retrasador de tiempo (<i>Delay Amplifier</i>)	38
2.3.8 Otros Dispositivos de Electrónica Nuclear	39
2.3 Bibliografía	41

Capítulo III Caracterización del Dispositivo Experimental

3.1 Caracterización de detectores y amplificadores	42
3.1.1 Fuentes Radiactivas	42
3.1.2 Caracterización del detector de Germanio Hiperpuro [LEGe]	44
3.1.3 Caracterización del detector de Si-PIN	48
3.1.4 Preparación de muestras	50
3.1.5 Análisis comparativo con elementos de tierras raras	51
3.2 Caracterización de módulos de electrónica nuclear	54
3.2.1 Ventana discriminadora	55
3.2.2 Caracterización del analizador monocanal (<i>Single Channel Analyzer, SCA</i>)	58
3.2.3 Caracterización de retrasador de tiempo (<i>Delay Amplifier</i>)	62
3.3 Sistemas de auto coincidencias y coincidencias	66
3.3.1 Auto coincidencias	66
3.3.2 Prueba de coincidencias I	71
3.3.4 Bibliografía	73

Capítulo IV Desarrollo experimental

4.1 Caracterización de detector Si(Li) con cámara de espectrometría	74
4.1.1 Detector Si(Li) y cámara de espectrometría	74
4.1.2 Ruido Electrónico	76
4.2 Espectros en coincidencia de Rayos X característicos	78
4.2.1 Equipo	78
4.2.2 Rayos X característicos en coincidencia	81
4.3 Transiciones <i>Coster-Kronig</i>	87
4.3.4 Bibliografía	91

Conclusiones	92
---------------------	----

Apéndice A: Diseños de piezas para dispositivo experimental	93
Apéndice B: Lista de figuras	102

Introducción

Los Rayos X han sido objeto de estudio desde su descubrimiento en el año de 1895. La incursión de este tipo de radiación a la ciencia ha dado pie al desarrollo de varias líneas de investigación en diversas áreas; ejemplo de ello: la física nuclear. Cada átomo de la materia puede emitir rayos X característicos si por algún método éste se ioniza en una de sus capas internas, dando lugar a un reacomodo de electrones definido por las reglas de selección atómicas. En este caso ocurre el salto de un electrón de una capa superior a la capa donde se produjo el hueco. Este salto liberará energía en forma de fotones conocidos como rayos X característicos del átomo en cuestión.

Cada elemento tiene diferente número de protones y neutrones en el núcleo, por lo tanto, hay distintos niveles de energía en los electrones. Al emitir rayos X característicos, cada átomo lo hará con diferentes energías, dicha energía también dependerá de la capa en el átomo que se ionice. La capa K es la que tiene mayor energía de enlace en cualquier átomo debido a su cercanía con el núcleo; mientras más se aleje el electrón, esta energía de enlace se irá reduciendo y por lo tanto la energía con la que se emiten los rayos X característicos también.

Esto lo entendemos de manera teórica con el tercer postulado de Bohr, que nos dice lo siguiente:

“El electrón sólo emite o absorbe energía en los saltos de una órbita permitida a otra. En dicho cambio emite o absorbe un fotón cuya energía es la diferencia de energía entre ambos niveles”

Los fotones emitidos en el salto se conocen como rayos X característicos y es un tema primordial para el desarrollo de este proyecto.

Objetivo

El objetivo de este proyecto es construir un dispositivo experimental en el laboratorio para obtener espectros en donde podamos observar los rayos X característicos de un átomo blanco utilizando dos detectores, cuyas señales se registrarán en coincidencia temporal. Esto quiere decir que en un espectro observaremos las radiaciones K de un material y en el otro observaremos las radiaciones L emitidas por el mismo átomo y se registrarán en coincidencia. Esto significa que sólo se tomarán en cuenta los fotones de rayos X característicos L que se registren dentro de un pequeño intervalo de tiempo desde la detección de un fotón de rayos X K. Dicho de otra manera, el tiempo de registro de los fotones K será el tiempo de disparo de la adquisición de fotones L; de esta manera se asegura que estén en coincidencia.

Se analizará todo el proyecto desde el punto de vista de la física atómica y se resolverán los problemas que puedan llegar a surgir, desde el diseño y adecuación de la línea en donde se llevarán a cabo los experimentos, al igual que el correcto armado y configuración del sistema de adquisición del espectro. Se tomarán en cuenta las normas radiológicas y temas de análisis de señales.

Al ionizar átomos por cualquier técnica analítica de origen nuclear, se dan fenómenos radiativos y no radiativos dentro del átomo. Siendo la emisión de los rayos X característicos el fenómeno radiativo, los procesos en competencia son los fenómenos no-radiativos: transiciones Coster-Kronig y la emisión de electrones *Auger*. El primero de ellos consiste en el salto de un electrón de una subcapa superior para llenar una vacante del átomo previamente ionizado en esa misma capa. El segundo de estos fenómenos consiste en el salto de un electrón de una capa superior a la capa ionizada para llenar dicha vacante; la energía del salto no se reflejará en un fotón de rayos X, sino que su energía será transferida a un electrón superior expulsándolo del átomo. A este electrón se le conoce como electrón *Auger*.

Varios estudios han demostrado la posibilidad de analizar estos fenómenos con dispositivos de espectrometría diseñados para análisis en coincidencia. Basándonos en estos estudios y en un análisis teórico hecho sobre las posibles transiciones electrónicas permitidas por las leyes de la física atómica, se espera que con una ventana discriminadora situada en niveles de energía correspondiente a transiciones K de un átomo, se observen en coincidencia temporal en su mayor parte transiciones L del átomo en cuestión.

Con este proyecto se espera demostrar que es posible lograr espectros en coincidencia con un tubo de rayos X y detectores de estado sólido (silicio y germanio), ya que todos los trabajos en coincidencias hasta la fecha han sido desarrollados con fuentes radiactivas. Se espera que este dispositivo sea una herramienta de trabajo para la investigación en la rama de la física atómica básica, específicamente en el estudio de transiciones no radiativas en átomos.

Entre los elementos de interés se encuentran los lantanoides (antiguamente conocidos como tierras raras), cuyos números atómicos se encuentran entre 57 y 63. Estos elementos químicos tienen gran importancia en la actualidad por sus numerosas aplicaciones tecnológicas y su posible toxicidad.

Capítulo I Técnicas Analíticas de Origen Nuclear

1.1.- Antecedentes y Generalidades

1.1.1 Contexto histórico de la radiación

Los rayos X fueron descubiertos en el año de 1895 por el físico alemán Wilhelm Roentgen, quien investigaba efectos externos de diversos tubos en el vacío al pasar una corriente eléctrica a través de ellos. Para sus investigaciones utilizaba modelos de Heinrich Hertz, William Crookes, Nicolas Tesla y Phillip Von Lenard; repitiendo un experimento de este último fue cuando comenzó a ver indicios del nuevo tipo de radiación.

Los nombró de tal manera debido a que en ese entonces su naturaleza aún era desconocida. Aunque no entendía muy bien su origen, Roentgen descubrió que a diferencia de la luz normal, estos rayos eran invisibles, viajaban en línea recta y eran capaces de penetrar al cuerpo humano, madera, e incluso algunos metales menos densos que el plomo.

Muchas veces no es necesario entender la naturaleza de algún fenómeno para poder darle utilidad. Tal fue el caso de este descubrimiento, pues de inmediato los rayos X fueron puestos en práctica por físicos y posteriormente por ingenieros que deseaban saber la estructura interna de determinados objetos.

Desde su descubrimiento en 1895, Roentgen y sus contemporáneos siguieron estudiando este fenómeno por más de 40 años. Gracias a esos estudios hoy en día sabemos que los rayos X son radiación electromagnética con una longitud de onda más corta que la de la luz, en un intervalo de 0.005 nm a 10 nm. Se producen cuando partículas cargadas con altas energías como lo son protones, partículas α y electrones, pierden energía al pasar a través del campo coulombiano de un núcleo. A la energía radiante perdida por las partículas cargadas se le llama radiación de *Bremsstrahlung* o de frenado.

Las principales características de los rayos X son:

- Debido a su longitud de onda son invisibles para el ojo humano
- Se propagan en línea recta con una velocidad de 3×10^8 m/s, por ser radiación electromagnética
- No son afectados por campos magnéticos ni eléctricos
- Se absorben diferencialmente al atravesar la materia en función de la composición, densidad, y espesor de la misma
- Se pueden reflejar, difractar, refractar y polarizar
- Capaces de ionizar la materia
- Afectan propiedades eléctricas de líquidos y sólidos
- Pueden llegar a producir reacciones biológicas (que pueden dañar o matar células vivas causando mutaciones genéticas)

- Emitidos en un espectro continuo donde su límite de longitud de onda corto está determinado sólo por la diferencia de potencial del tubo
- Emitidos también con una línea espectral característica del elemento químico que los produce [1]

De acuerdo con la teoría cuántica, la radiación electromagnética es un flujo de partículas llamados fotones. Cada fotón tiene asociada una cantidad de energía $h\nu$ donde h es la constante de Planck y ν es la frecuencia. Esta energía está dada en electronvolts [eV], la unidad tradicional para la medición de energía de radiación.

De acuerdo al SI (Sistema Internacional de unidades) la unidad de medición de energías es el Joule. Es importante conocer la siguiente conversión cuando se trabaja con radiación.

$$1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J} \quad (1.1.1)$$

1.1.2 Tubos de rayos X

Tomando en cuenta que los rayos X se producen cuando una partícula cargada se desacelera, un tubo de rayos X consta primordialmente de una fuente de esas partículas (en este caso, electrones) y dos electrodos metálicos; ánodo (-) y cátodo (+). El cátodo contiene un filamento metálico de algún material cuyo punto de fusión sea elevado como el Tungsteno (W), Tantalio (Ta), Renio (Re), etc. y el ánodo es un blanco generalmente de tungsteno, aunque actualmente existen otros elementos que sirven como ánodo. Se hace circular una corriente a través del filamento para liberar electrones por medio del efecto termoeléctrico y con un potencial inducido en los electrodos, dichos electrones se aceleran rápidamente hacia el ánodo para frenarse y así producir rayos X. (Figura 1.1.1)

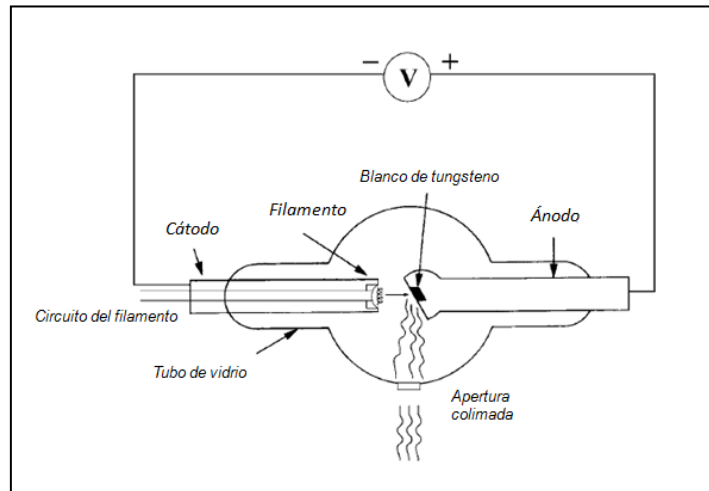


Figura 1.1.1 Componentes de un tubo de rayos X con ánodo estacionario. [2]

En la figura 1.1.1 observamos un tubo con ánodo estacionario, blanco de tungsteno y corriente directa inducida a los electrodos. A través de los años la demanda de este fenómeno principalmente en el área médica ha conducido a varias modificaciones y mejoras a los tubos de radiación en busca de una mejor eficiencia. Hoy en día existen gran variedad de tubos, como los tubos auto-rectificadores de corriente, tubos de corriente alterna, de doble filamento, de ánodo giratorio, entre otros.

Aunque existen diversas fuentes de radiación y aplicaciones de ellas, los tubos de rayos X son la más utilizada hoy en día por todas las ramas de la ciencia, como la medicina, ingeniería, astronomía, física, química, etc.

1.1.3 Espectro continuo (Radiación de *Bremsstrahlung*)

Analizando el fenómeno de radiación dentro de un tubo desde el punto de vista de la física atómica observamos que el principal fenómeno físico dentro de éste es la radiación de *Bremsstrahlung*, en donde el campo colombiano de los núcleos atómicos del blanco ejercen una fuerza de atracción hacia los electrones, y los electrones del mismo blanco una fuerza de repulsión, transformando esa pérdida de energía en radiación electromagnética. La emisión de los rayos X en este caso se debe a que toda carga eléctrica acelerada emite radiación. (Figura 1.1.2)

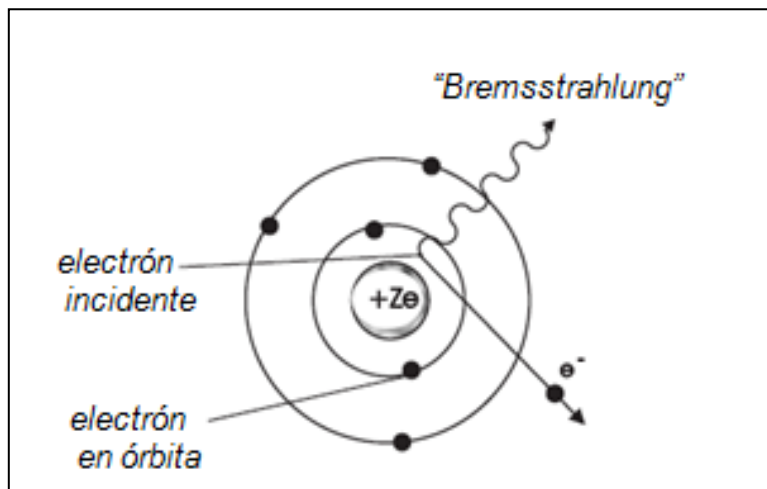


Figura 1.1.2 Radiación de *Bremsstrahlung* o radiación de frenado. [3]

No todos los electrones se frenan de la misma manera, debido a que no todos pasan a la misma distancia del núcleo y de los electrones de los átomos; algunos se frenan totalmente en la primera colisión, cediendo toda su energía, mientras que otros colisionan con cuantos núcleos y electrones sea necesario para ceder su energía. La energía máxima E_{\max} de un fotón se representa de la siguiente manera:

$$E_{\max} = h \nu_{\max} \tag{1.1.2}$$

Donde h es la constante de Planck y ν_{\max} representa la frecuencia máxima. Este es el caso de aquellos electrones frenados en una sola colisión en donde se están emitiendo fotones de rayos X con energía máxima, frecuencia máxima y por consecuencia, longitud de onda mínima debido a la relación entre frecuencia y longitud de onda, donde se aprecia que son inversamente proporcionales:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \tag{1.1.3}$$

Aquí λ es la longitud de onda, ν es la frecuencia y c la velocidad de la luz.

Ahora bien, si un electrón en la primera colisión sólo reduce su velocidad, una fracción de su energía será emitida como radiación; desde luego que el fotón emitido tendrá una energía menor que E_{max} . En términos de ondas electromagnéticas, el fotón correspondiente tendrá una frecuencia menor que ν_{max} y una longitud de onda mayor que λ_{min} . La gama de todas las longitudes de onda posibles de los fotones que se pueden llegar a emitir con una diferencia de potencial fija constituyen un espectro continuo. (Figura 1.1.3)

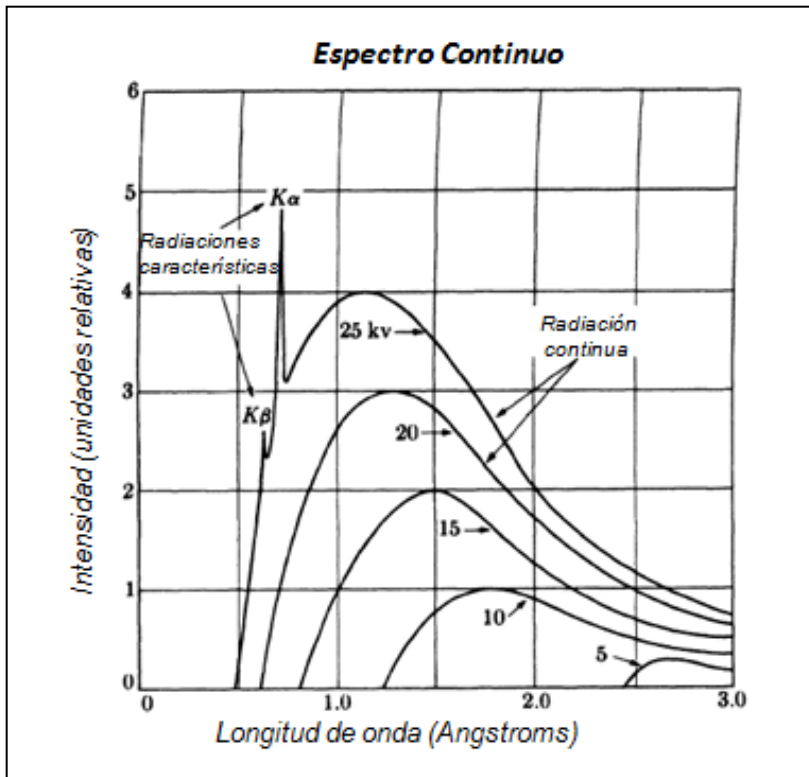


Figura 1.1.3 Espectro de rayos X de Molibdeno como una función de la diferencia de potencial aplicada. [4]

Longitud de onda en angstroms; $1 \text{ \AA} = 1 \times 10^{-10} \text{ m} = 0.1 \text{ nm}$.

El espectro continuo dependerá directamente del potencial aplicado al tubo (Figura 1.1.3), a mayor potencial tenemos un mayor campo y por lo tanto una mayor velocidad en los electrones. Como consecuencia se emitirán fotones con más energía, es decir, menores longitudes de onda.

1.1.4 Técnicas analíticas de espectrometría de rayos X

La interacción de la radiación con la materia y los efectos que ésta tiene sobre la misma ha llevado al desarrollo de diversas técnicas no destructivas para su análisis como el caso de: Análisis con Microsonda de Electrones (EPMA), Fluorescencia de Rayos X (XRF), Emisión de Rayos X Inducida por Partículas (PIXE) y Estructura Fina de Absorción Extendida de Rayos X (EXAFS). Estas técnicas tienen en común los rayos X como método para transmitir la información de las muestras. [1]

Las técnicas que más han sobresalido como herramientas analíticas y con una alta eficiencia son EPMA, PIXE y XRF, debido a que con ellas se pueden analizar muestras con diferentes elementos, es decir son multielementales. Además, PIXE y XRF pueden analizar tanto líquidos y sólidos, incluso cuando existe una cantidad muy pequeña de la muestra.

Los rayos X fluorescentes de la muestra se colectan a través de instrumentación que tuvo su origen en la física nuclear como lo son detectores, amplificadores, analizadores de pulsos, entre otros. Se llega a un espectro y a través de un análisis se pueden identificar los elementos por las longitudes de onda o por la energía de los rayos X emitidos (análisis cualitativo), mientras que por medio de la intensidad se pueden determinar las concentraciones del elemento en estudio (análisis cuantitativo).

1.2 Técnica Analítica. Emisión de rayos X Inducida por Partículas (PIXE)

1.2.1 Principios físicos

La técnica PIXE fue introducida por S.A.E. Johansson en 1970. Basada en aceleradores de partículas y característica por ser una técnica de origen nuclear no destructiva y con capacidad de un análisis multielemental. Hoy en día es una de las técnicas con más éxito en el análisis elemental, [5] no sólo en ramas de la ciencia sino en ramas humanísticas como lo son la antropología y la historia del arte, donde se pueden analizar varios elementos sin perjudicar la muestra, obteniendo resultados de manera rápida y certera.

El principio físico de esta técnica radica en la ionización de átomos por iones positivos. Cada átomo de la materia puede emitir rayos X característicos si por algún método se ioniza en una de sus capas internas, dando lugar a un reacomodo de electrones definido por las reglas de selección atómicas. En este caso ocurre el salto de un electrón de una capa superior a la capa donde se produjo el hueco, que liberará energía en forma de fotones conocidos como rayos X característicos del átomo del que se trate. Debido a que la energía de los fotones emitidos es característica del elemento en cuestión, es posible identificar dicho elemento gracias a la medición de dicha energía.

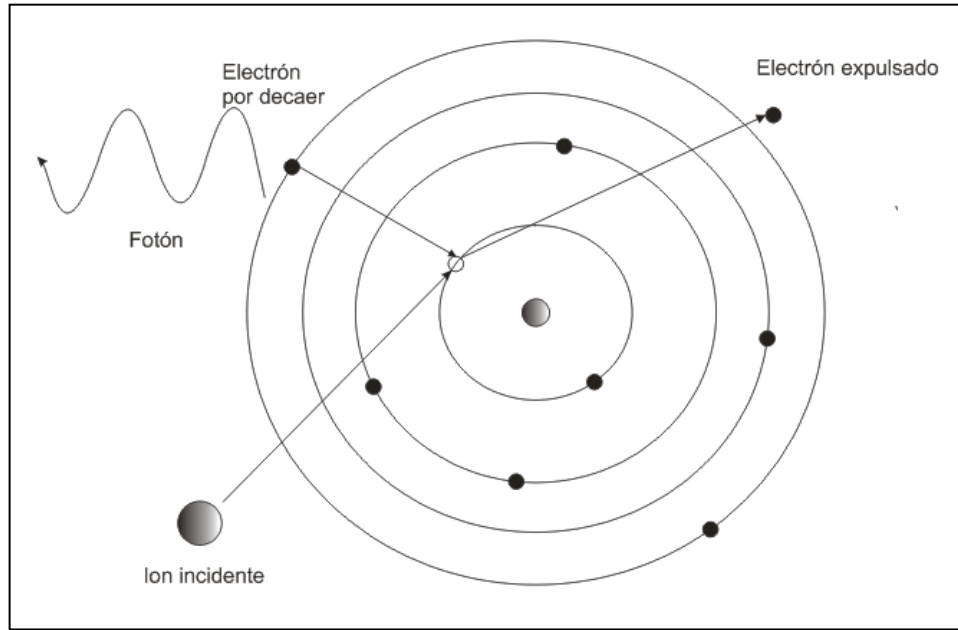


Figura 1.2.1 Diagrama del principio físico de PIXE.

1.2.2 Rayos X característicos

Cada elemento tiene diferente número de protones y neutrones en el núcleo. Por lo tanto, hay distintos niveles de energía de los electrones. Al emitir rayos X característicos, cada átomo lo hará con diferentes energías. Dicha energía también dependerá de la capa en el átomo que se ionice. La capa K es la que tiene mayor energía de enlace en cualquier átomo debido a su cercanía con el núcleo; mientras más se aleje el electrón, esta energía de enlace se irá reduciendo y por lo tanto la energía con la que se emiten los rayos X característicos también.

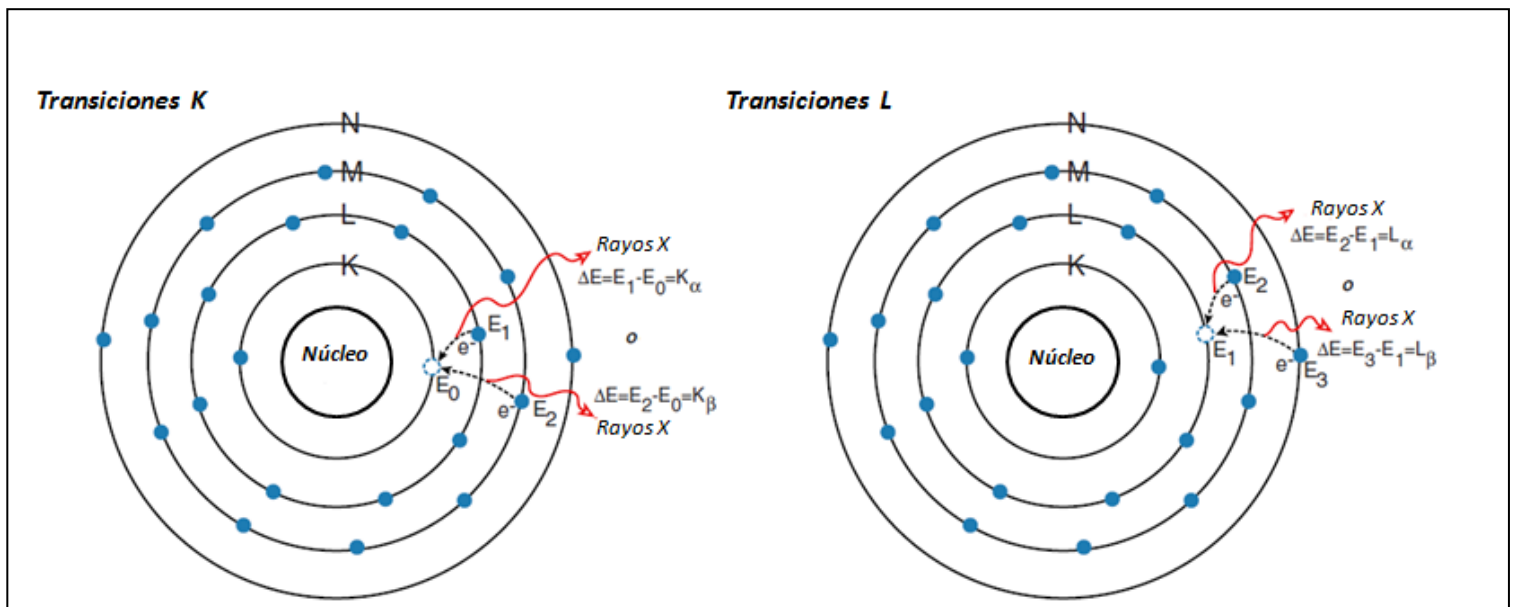


Figura 1.2.2 Rayos X característicos K y L del átomo de Titanio (Z=22).

A los rayos X característicos se les identifica con base en la capa del hueco y en la capa del electrón proveniente. Si tenemos un hueco en capa K serán transiciones de esa línea, si el electrón proviene de la línea L, la transición será K_{α} , si proviene de la línea M será una transición K_{β} . De igual manera si el hueco está en capa L serán transiciones de esa línea. Este caso es más complicado que el de las líneas K, por la multiplicidad de los niveles en esta capa y las superiores. (Figura 1.2.2)

Como se observa en la figura 1.2.2, las energías de rayos X característicos están definidas por la diferencia de energías de enlace entre la capa del electrón proveniente y la capa donde se produjo el hueco. A su vez, estas transiciones están divididas en transiciones de subcapas, siendo sólo algunas transiciones las permitidas por las leyes de la física atómica. (Figura 1.2.3)

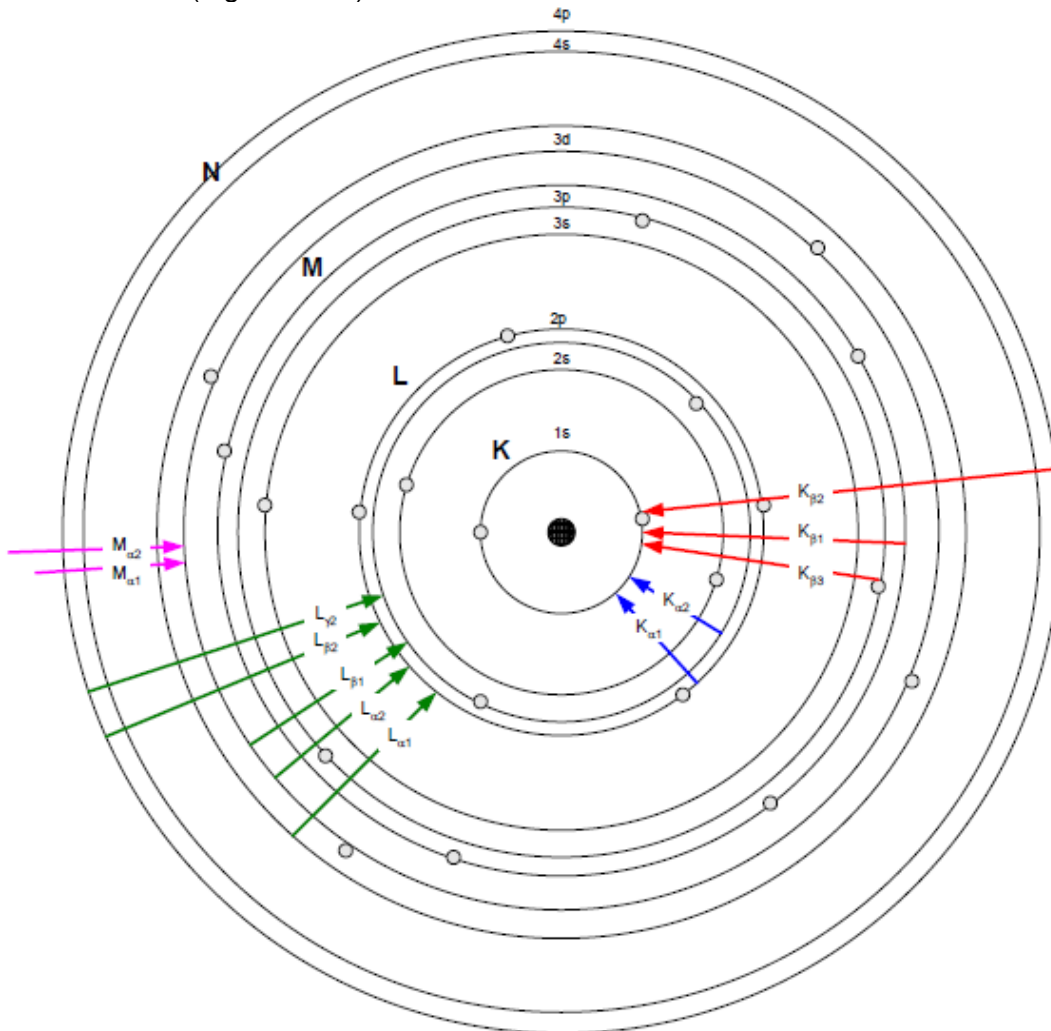


Figura 1.2.3 Transiciones características de subcapas.

De manera que cada elemento tiene sus transiciones características, que a su vez están divididas en subcapas.

Al ionizar átomos por cualquier técnica analítica de origen nuclear, se dan fenómenos radiativos y no radiativos dentro del átomo. Siendo la emisión de los rayos X característicos el fenómeno radiativo, los procesos en competencia son los fenómenos no-radiativos: transiciones *Coster-Kronig* y la emisión de electrones *Auger*. El primero de ellos consiste en el salto de un electrón de una subcapa superior para llenar una vacante del átomo previamente ionizado en esa misma capa (Figura 1.2.4 a). El segundo de estos fenómenos consiste en el salto de un electrón de una capa superior a la capa ionizada para llenar dicha vacante; la energía del salto no se reflejará en un fotón de rayos X, sino que su energía será transferida a un electrón superior expulsándolo del átomo. A este electrón se le conoce como electrón *Auger*. (Figura 1.2.4 b)

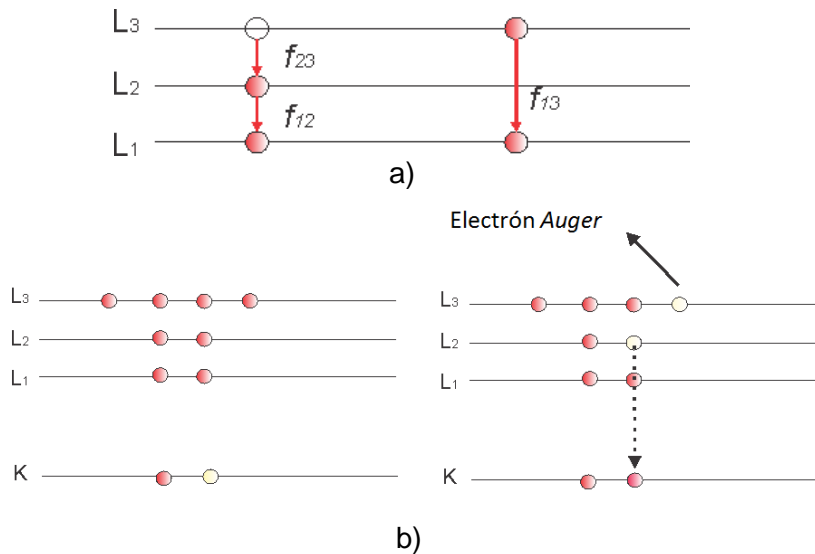


Figura 1.2.4 Transiciones no radiativas. a) *Koster-Cronig* b) *Electrón Auger*

Todos aquellos fotones emitidos en las transiciones electrónicas de cada átomo constituyen el espectro característico de cada átomo. En la figura 1.1.3 observamos radiaciones características K_{α} y K_{β} del molibdeno. Notamos que se superponen al espectro continuo y que se distinguen a cierta longitud de onda, en donde la energía es característica de estas transiciones.

1.2.3 Atenuación de rayos X en la materia

La atenuación de fotones en la materia es un factor importante cuando se trabaja con esta técnica y con cualquier otra que involucre radiación electromagnética. Cuando los rayos X atraviesan la materia, interactúan con ella de dos formas: absorción y dispersión. La absorción ocurre cuando el fotón cede toda su energía al medio y desaparece en una única interacción (Efecto Fotoeléctrico), llevándose a cabo también, un fenómeno distinto, la producción de pares. La dispersión es cuando el fotón cede una parte de su energía al medio, por lo que después de esto la energía del fotón es menor y cambia su dirección (Efecto Compton). También pueden ocurrir dispersiones elásticas, en las que el fotón no pierde su energía (Rayleigh).

La atenuación de los fotones en la materia es el cambio en la intensidad a través de una distancia recorrida. Cuando un haz de rayos X mono energético atraviesa un material mono elemental su intensidad I disminuye de manera exponencial con la distancia recorrida x . Usando el coeficiente de atenuación lineal μ del material se puede representar el fenómeno con la siguiente ecuación.

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.2.1)$$

donde I_0 es la intensidad del haz incidente e I es la intensidad después de atravesar una distancia x a través de un medio. Por ser una ecuación exponencial se puede deducir de ella que una absorción al 100% nunca se va a dar. En términos prácticos esto es útil para reducir el haz a intensidades casi imperceptibles. (Figura 1.2.5)

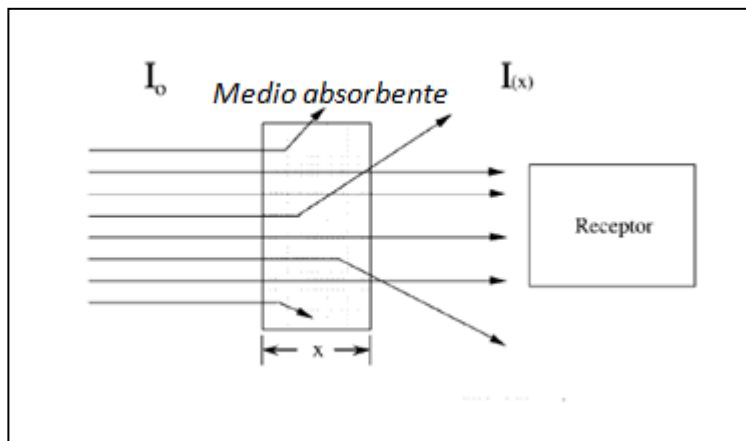


Figura 1.2.5 Alteración de un haz de fotones por el proceso de atenuación. [2]

El coeficiente de atenuación es la probabilidad del fotón de interactuar con el medio absorbente. Es una suma de probabilidades individuales como lo muestra la siguiente ecuación

$$I(x) = I_0 (e^{-\tau x} \times e^{-\sigma x} \times e^{-\kappa x}) = I_0 e^{-(\tau + \sigma + \kappa)x} = I_0 e^{-\mu x} \quad (1.2.2)$$

Donde μ , el coeficiente total de atenuación, es la suma de los coeficientes de los procesos de interacción individuales:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (1.2.3)$$

Ecuación en que τ , σ y κ representan coeficientes del efecto fotoeléctrico, Compton y producción de pares, respectivamente. Sus probabilidades de interacción con la materia afectan directamente a la absorción.

1.2.4 Instrumentación

La instrumentación utilizada en esta técnica depende mucho del análisis cuantitativo que se haga, y este mismo dependerá de la muestra. Los blancos se pueden clasificar en tres tipos: blanco delgado, grueso, e intermedio. Lo que los diferencia son la absorción de los rayos X producidos y la pérdida de energía de los iones, siendo el grueso el que más sufre estos fenómenos, y el delgado en el que se pueden pasar por alto.

Ahora bien lo que diferencia a la instrumentación utilizada para cada blanco será la forma de medir la corriente del haz. En la figura 1.2.6 se observa un diagrama de bloques de un dispositivo PIXE para blancos ligeros e intermedios. La corriente se está midiendo a través de una caja de Faraday, para hacer un análisis cuantitativo de la cantidad de iones incidentes. En un blanco grueso se mediría de forma directa en blancos conductores y de manera indirecta en blancos no conductores. El sistema de detección no cambia para los distintos blancos. Consta de un detector de estado sólido, un preamplificador, un amplificador y un analizador multicanal, donde la señal se procesa por diversos métodos de electrónica nuclear para visualizar un espectro.

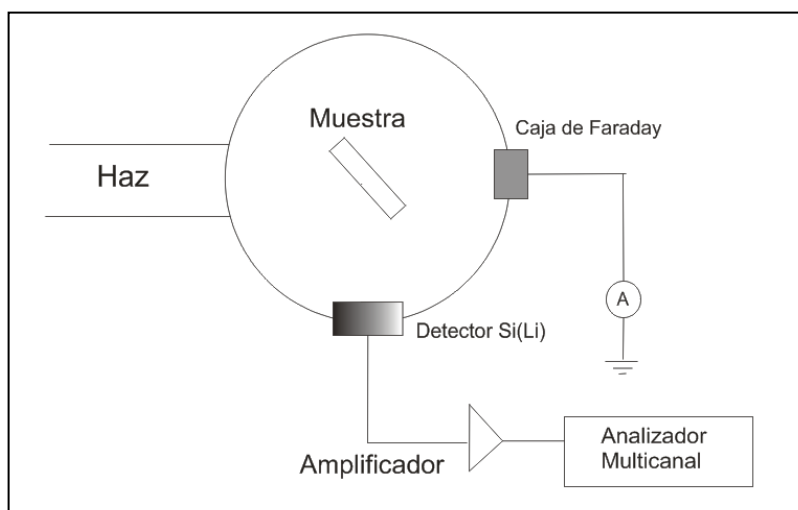


Figura 1.2.6 Dispositivo experimental para análisis PIXE en blanco delgado o intermedio. [5]

1.3 Técnica analítica Fluorescencia de Rayos X (XRF)

1.3.1 Principios físicos

Tras el descubrimiento de los rayos X en 1895, Henry Moseley comenzó a aplicar la espectrometría en la química y para el año de 1920 había reorganizado a los elementos con base en su longitud de onda, además de descubrir nuevos elementos de la tabla periódica utilizando XRF.

La XRF se basa en la radiación continua de un haz de rayos X, es decir, fotones. Dichos fotones como radiación primaria se pueden producir de tres maneras: un tubo de rayos X, una fuente radioactiva, o un acelerador sincrotrón. Por ser más práctico y controlable en laboratorios, la fuente más utilizada es el tubo de rayos X. La metodología

que le sigue para el procesamiento y análisis de las radiaciones secundarias es la misma para cualquiera de los casos. Al igual que la técnica PIXE es una técnica multielemental y no destructiva. Se pueden analizar de igual modo muestras muy pequeñas tanto líquidas como sólidas.

Al irradiarse la muestra con la fuente primaria se emiten rayos X característicos de los diferentes elementos que lo componen; se separan las energías en un mismo espectro para poder visualizar y analizar cada elemento por separado. Para esto existen dos métodos.

1.- Dispersión de longitud de onda (WD-XRF)

Los elementos se van a separar por longitudes de onda a través de cristales difractores, utilizando la ley de Bragg. Esta permite estudiar las direcciones de las difracciones de los rayos X en un cristal. Dependiendo del tipo de cristal que se utilice y el ángulo al cual se coloca, se obtendrán las radiaciones dispersadas por longitudes de onda. Los rayos X dispersados se registran mediante un contador proporcional. Cabe mencionar que este método también se puede realizar con la técnica PIXE.

2.- Dispersión en energía (ED-XRF)

Este método consiste en la transformación de la energía de los rayos X a pulsos de corriente eléctrica. Los pulsos producidos por una pastilla de un material semiconductor, tendrán una amplitud proporcional a la energía del fotón. Ejemplos de dichos materiales son el Silicio contaminado con Litio o Si(Li), los diodos Si-PIN, o bien Germanio Hiperpuro sensible a bajas energías de rayos X o LEGe.

Para este trabajo de coincidencias la técnica utilizada será la de dispersión de energía y en primera instancia se piensa utilizar detectores del tipo Si-PIN y LEGe. Aunque se cuenta con dos más: uno de Silicio contaminado con litio, Si(Li) y otro de telururo de cadmio CdTe, que en determinado momento pueden ser de utilidad según el desarrollo del experimento.

1.3.2 Instrumentación

Para aplicar esta técnica, es necesario contar con una fuente de radiación primaria que en este caso será un tubo de rayos X, su fuente de alimentación y un detector de estado sólido. La irradiación se lleva a cabo en una cámara de vacío debido a que un fotón puede recorrer mayores distancias si la presión disminuye. Esto es porque habrá menos atenuación en el vacío que en el aire.[5] Los rayos X característicos provenientes de la muestra a estudiar se registran con el detector y se envían a un preamplificador para posteriormente ser procesados por un amplificador y una diversidad de módulos de electrónica nuclear para visualizar el espectro en un osciloscopio o bien, un analizador multicanal conectado a una computadora.

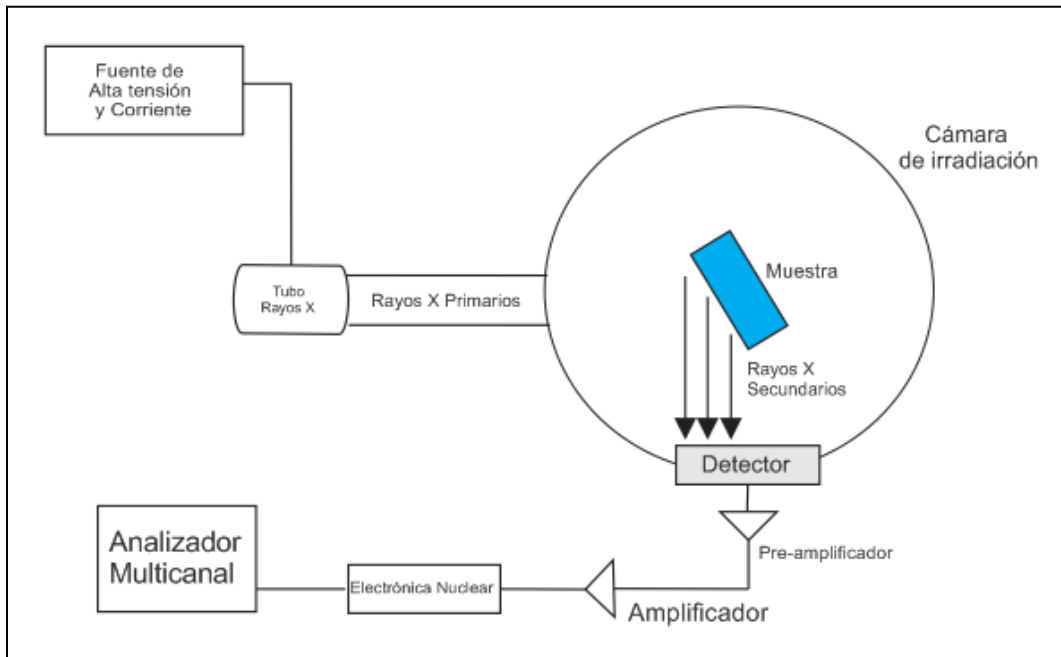


Figura 1.3.1 Dispositivo experimental para análisis XRF.

La principal diferencia entre PIXE y XRF radica en la fuente de radiación primaria, PIXE utiliza haces de protones para crear vacantes en los átomos de las muestras, mientras que XRF utiliza un haz de fotones de rayos X para este mismo propósito.

1.5 Bibliografía

- [1] René E. Van Grieken, Andrzej A. Markowicz (2002); *Handbook of X-Ray Spectrometry: Methods and techniques, 2a Ed*; Marcel Dekker, New York
- [2] James E. Martin (2006); *Physics for Radiation Protection*; Wiley- VCH, Weinheim Germany
- [3] G. Zschornack (2007); *Handbook of X-Ray Data*; Springer-Verlag, Berlin Alemania.
- [4] B.D Cullity (1956); *Elements of X-Ray Diffraction*; Addison – Wesley Publishing Company, Massachusetts, USA.
- [5] Miranda J. (2000); *Técnicas Analíticas de Origen Nuclear: Un curso Introductorio, Segunda edición*; Instituto de Física, UNAM, México.
- [6] Glenn F. Knoll (1989); *Radiation Detection and Measurement Third edition*; John Wiley & Sons, New York, USA.

Capítulo II Detectores y Electrónica Nuclear

2.1 Detectores

La detección de radiación como partículas beta, rayos gamma y rayos X ha sido posible gracias a la interacción que tienen con la materia. Estas partículas, así como la radiación electromagnética, son capaces de ionizar átomos a través de su camino. Este fenómeno conlleva a la producción de cargas eléctricas libres que pueden colectarse y medirse de forma directa.

Una diversidad de detectores se ha desarrollado a lo largo de las últimas décadas con el objetivo de medir posicionamiento y energía de radiación. Uno de los tipos de detectores más aventajados, por diversas características que se abordarán en este capítulo, son los detectores de material semiconductor o de estado sólido. Su uso ha sido de gran utilidad para la espectrometría nuclear, entre otras aplicaciones desde ya algún tiempo, y aunque sus aplicaciones son más recientes, la innovación y el desarrollo científico en este campo ha ido creciendo de manera significativa. [1]

A pesar de existir una variedad inmensa en cuanto a tipos de detectores, existen también propiedades generales que rigen a la mayoría de ellos, así como principios físicos bajo los cuales funcionan.

2.1.1 Principios físicos y propiedades generales

Suponiendo un detector hipotético que está sujeto a algún tipo de radiación, el resultado de las interacciones con la radiación será una cierta cantidad de cargas eléctricas libres a través del volumen activo del detector.

Una carga Q aparece en el detector en un tiempo $t=0$ después de una interacción si se trata de un cuanto (una sola partícula). Esta carga Q se recolecta para formar una señal eléctrica básica. Generalmente este proceso se realiza a través de una diferencia de potencial en el detector para poder separar las cargas positivas y negativas.

En la figura 2.1.1 se observa el modelo de un detector simple cuya respuesta a un solo cuanto está dada por la corriente que fluye a través de él en un tiempo determinado para coleccionar la carga Q generada por el cuanto. A este tiempo se le denomina tiempo de carga t_c . Se observa que la integral de la curva no es más que la cantidad de carga Q de esa interacción.

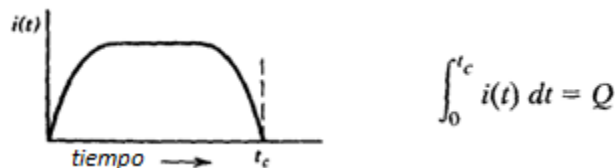


Figura 2.1.1 Modelo de incidencia de un cuanto en un detector simple. [2]

En un caso real, las radiaciones de partículas se dan de forma aleatoria e impredecible; en un detector la corriente registrada puede corresponder a más de una interacción para un tiempo determinado.

Existen dos modos de operación que son los más comunes en el funcionamiento de detectores: por corriente y por pulsos. En el primero se promedia la corriente producida en un detector después de una radiación incidente, colocando un amperímetro. Una de las aplicaciones más comunes de este tipo de detectores son los dosímetros.

El segundo modo es el que más aplicaciones tiene y el que nos concierne en este trabajo, y consiste en analizar la carga liberada por cada cuanto individual.

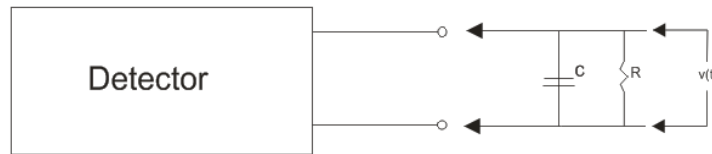


Figura 2.1.2 Diagrama general de un detector de pulsos.

La naturaleza de la señal producida por un pulso dependerá de las características del circuito al que el detector esté conectado; el circuito característico se representa en la figura 2.1.2, donde C es la capacitancia del circuito y del detector mismo, mientras que R es la carga del circuito. Dentro de este modo de operación hay dos casos, que se diferencian por la constante de tiempo del circuito y su relación con el tiempo de carga del detector. Sabemos por electrónica básica que la constante de tiempo en un circuito RC se representa por el producto de estos elementos.

$$\tau = RC \tag{2.1.1}$$

Si esta constante es pequeña con respecto al tiempo de carga ($\tau \ll t_c$), la corriente en la carga R será prácticamente igual a la del detector. Consecuentemente la señal de la diferencia de potencial, $V(t)$ tendrá una forma muy similar a la curva de corriente en el tiempo (Figura 2.1.3 a). Estas condiciones se utilizan cuando el intervalo de altura de pulsos es muy alto o bien cuando la información en el tiempo es importante.

Por el otro lado, si la constante de tiempo es grande con respecto al tiempo de carga ($\tau \gg t_c$) poca corriente fluirá por la resistencia durante el tiempo de carga. Dicho de otra manera, el capacitor equivalente se descargará a través de la resistencia por un tiempo más largo. El tiempo de subida de pulso será prácticamente el tiempo de carga del detector y el V_{\max} dependerá de la capacitancia total del circuito y de la carga producida Q :

$$V_{\max} = \frac{Q}{C} \text{ (Figura 2.1.3 b). Estas condiciones se utilizan cuando se analizan las energías}$$

de los tipos de radiación que nos conciernen en este trabajo.

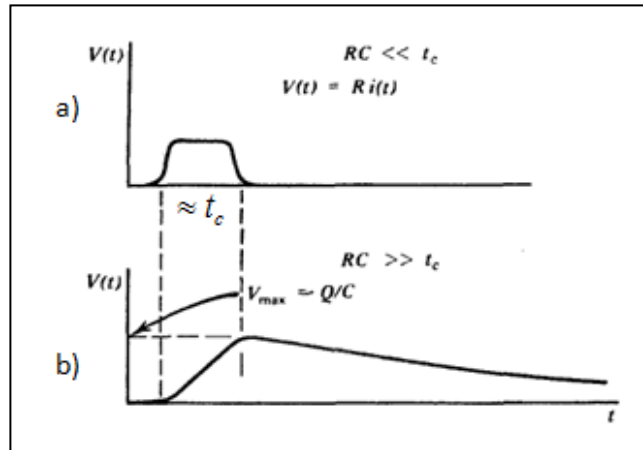


Figura 2.1.3 a) Respuesta de la señal de tensión eléctrica $V(t)$ para condiciones ($\tau \ll t_c$).
 b) Respuesta de la señal de tensión eléctrica $V(t)$ para condiciones ($\tau \gg t_c$). [2]

De esta manera, los detectores en modo de pulsos envían una cadena de pulsos individuales, representando cada uno de ellos el resultado de la interacción de un cuanto. Si la capacitancia se mantiene constante y la carga colectada es proporcional a la energía del cuanto, al analizar el espectro de amplitudes, se estarán analizando las energías correspondientes a los fotones incidentes.

2.1.2 Análisis espectral

En un detector por pulsos se puede analizar su amplitud individualmente. Sabemos que en ellos existe información correspondiente a la carga de una radiación incidente. Si se examina una serie de pulsos, es de esperarse que no todos tengan la misma amplitud, debido a la variación en las energías de radiación incidente.

Uno de los análisis más utilizados en la espectrometría es el análisis de amplitud de pulsos. Éstos se despliegan en lo que se conoce como una *distribución diferencial de altura de pulsos*. En la figura 2.1.4 observamos un ejemplo de este concepto, en las abscisas se aprecian alturas (amplitudes) de pulsos lineales que van desde cero hasta la amplitud más alta que haya alcanzado un pulso y en las ordenadas se aprecia el número diferencial de pulsos dN registrados en función directa con el incremento diferencial dH .

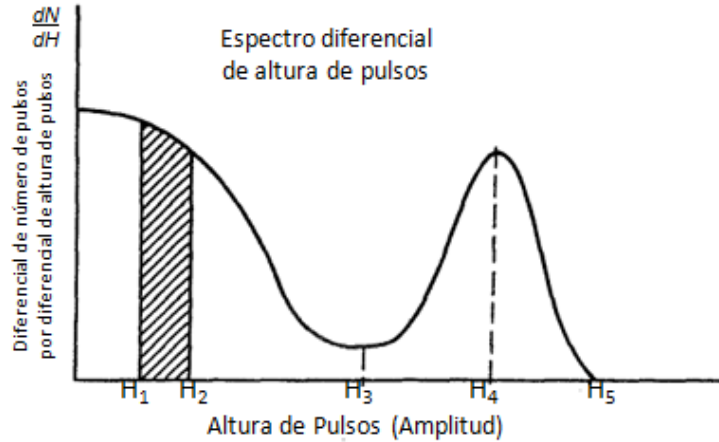


Figura 2.1.4 Espectro diferencial de altura de pulsos. [2]

De este espectro se puede obtener el número de pulsos entre determinadas amplitudes al obtener el área bajo la curva de las amplitudes de interés por medio de una integración. En la figura se observa el área bajo la curva entre H_1 y H_2 proveniente de la siguiente integral.

$$\text{Número de pulsos con amplitud entre } H_1 \text{ y } H_2 = \int_{H_1}^{H_2} \frac{dN}{dH} dH \quad (2.1.2)$$

De la figura 2.1.4 también podemos observar lo siguiente: la amplitud correspondiente a H_5 es el punto de las abscisas en donde la distribución tiende a cero, es decir ningún pulso alcanza una altura mayor a H_5 , un pico como el H_4 indica que a esta amplitud se dieron una cantidad de pulsos considerables a diferencia de la amplitud correspondiente a la altura H_3 en donde pocos pulsos fueron registrados.

2.1.3 Resolución en energía

En la mayoría de las aplicaciones de espectrometría los detectores son el medio para obtener espectros con distribuciones de energías generadas por una fuente de radiación. Para esto es necesario contar con un detector con una buena resolución. La resolución de un detector la podemos analizar si examinamos su respuesta a una fuente monoenergética de radiación.

En la figura 2.1.5 se observa una distribución conocida como: *función respuesta* del detector. Se observan dos pulsos hipotéticos provenientes de dos detectores que han sido radiados por una fuente monoenergética.

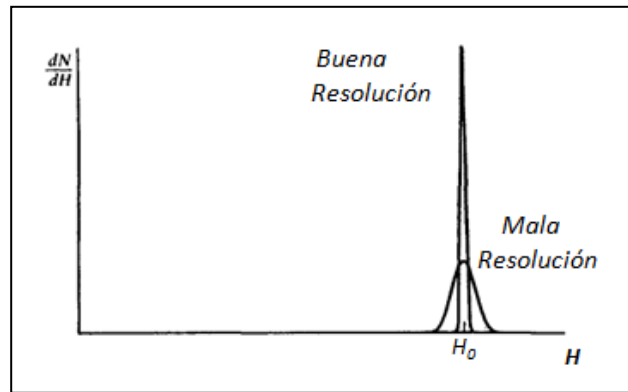


Figura 2.1.5 Funciones respuesta a una radiación monoenergética de dos detectores con resolución distinta. [2]

La curva etiquetada como una buena resolución muestra una cantidad de pulsos alrededor de la amplitud H_0 al igual que la curva etiquetada con mala resolución, a diferencia de que la segunda recorre más amplitudes a pesar de que la energía depositada en los dos detectores es la misma (sus áreas bajo la curva son iguales). Esto se refleja en una mayor incertidumbre al hacer un análisis experimental.

En un trabajo experimental difícilmente habrá radiaciones monoenergéticas. Si la resolución de energías es pobre, aunado con que las energías a estudiar sean de magnitudes cercanas, dependerá de la resolución del detector el hecho de que estas energías sean diferenciables en un espectro.

Entonces, se dice que la resolución de energía de un detector, permite monitorear el arreglo de energías producto de una radiación incidente por medio de su *función respuesta* que tiene que ver con la resolución del detector, definida matemáticamente como:

$$R = \frac{FWHM}{H_0} \tag{2.1.3}$$

Donde FWHM es el ancho total a la mitad del máximo y H_0 la altura media de la función respuesta. Debido a que la respuesta de los detectores se basa en procesos estadísticos, para pulsos con forma gaussiana, FWHM es igual a 2.35σ donde σ corresponde a la desviación estándar. [2]

2.1.4 Eficiencia

Una serie de pulsos son el resultado de cuantos o partículas de una radiación incidente en un detector. Un detector con una eficiencia del 100% será capaz de emitir un pulso por cada partícula de radiación que incida en él, es decir, será capaz de detectar todas las partículas incidentes. Es complicado tener un detector con una eficiencia del 100%, ya que no todos los cuantos pueden llegar a emitir una señal. Existen dos tipos de eficiencia en un detector, definidos de la siguiente manera:

1. Eficiencia absoluta

$$\epsilon_{\text{absoluta}} = \frac{\text{número de pulsos registrados}}{\text{número de pulsos emitidos por la fuente}} \quad (2.1.4)$$

2. Eficiencia intrínseca

$$\epsilon_{\text{intrínseca}} = \frac{\text{número de pulsos registrados}}{\text{número de pulsos incidentes en el detector}} \quad (2.1.5)$$

Para fuentes similares, ambas definiciones se correlacionan de la siguiente forma:

$$\epsilon_{\text{intrínseca}} = \epsilon_{\text{absoluta}} \left[\frac{4\pi}{\Omega} \right] \quad (2.1.6)$$

Donde Ω es el ángulo sólido que forma el detector, con respecto a la fuente incidente. Para una fuente puntual y un detector circular o semicircular, se puede obtener una aproximación:

$$\Omega = \left[1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right] \quad (2.1.7)$$

donde d es la distancia de la fuente al detector y a es su radio, (figura 2.1.6).

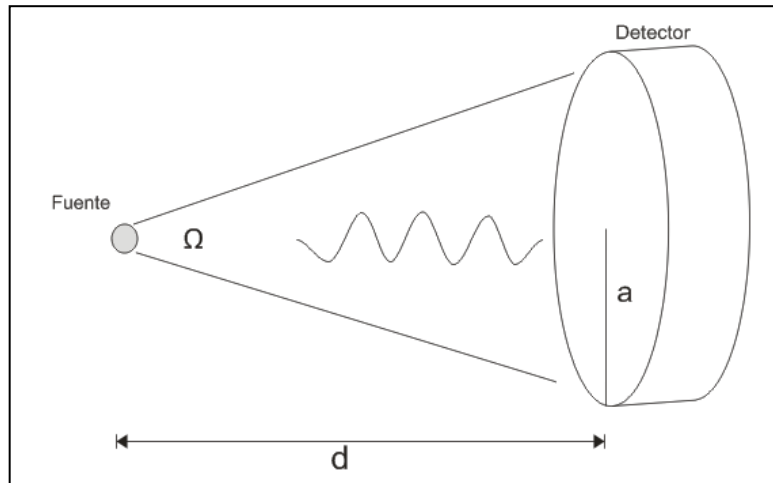


Figura 2.1.6 Geometría de una fuente puntual y un detector cilíndrico para determinar el ángulo sólido. [3]

2.1.5 Tiempo muerto

En prácticamente todos los detectores debe de existir un tiempo mínimo que separe a dos eventos para poder registrar dos pulsos diferentes. A este tiempo se le denomina tiempo muerto y puede deberse a procesos dentro del mismo detector o bien a la electrónica asociada a la adquisición. Las fuentes de radiación son impredecibles y

siempre existirá la posibilidad de que ocurran dos eventos inmediatos que no serán detectados de tal manera, debido a la existencia de este tiempo. Estas pérdidas son considerables cuando se tienen altos conteos de pulsos y para casos experimentales de este tipo se deben ajustar los resultados experimentales con diversas técnicas analíticas. [2]

2.2 Detectores semiconductores

2.2.1 Detectores semiconductores

La manera más efectiva de aumentar la resolución de energía y la eficiencia en un detector es aumentando el número de portadores de información. Tras la necesidad de tener detectores con estas características se desarrollaron los detectores semiconductores, o bien, detectores de estado sólido. Hoy en día son los más utilizados tanto en la industria como en la investigación [2]. El movimiento de huecos-electrones funciona como portadores de cargas a lo largo del camino de las partículas incidentes. Al ser materiales de estado sólido obtenemos mayor densidad y por lo tanto mayor cantidad de portadores.

El concepto que rige este fenómeno es la banda prohibida de materiales semiconductores. El enlace covalente en átomos de materiales semiconductores permite ciertos niveles de energías separados en dos bandas; una banda de valencia y una banda de conducción. La banda de valencia contiene niveles de energía bajos mientras que la banda de conducción contiene niveles de energía altos. Las dos bandas están separadas por la denominada *banda prohibida*, una región en donde no existen niveles de energía.

Los electrones situados en la banda de valencia, están fuertemente atados al átomo y para poder salir necesitan una energía que por lo menos iguale a la energía de la banda prohibida. En la figura 2.2.1 observamos que en los semiconductores la distancia y energía en la banda de conducción es pequeña por lo que se puede llevar fácilmente un electrón de una a otra, teniendo la posibilidad de conducir una corriente eléctrica.

Observamos que bajo estos conceptos también se rigen los materiales aislantes y conductores, radicando su diferencia en el nivel de energía de la banda prohibida. Los conductores no tienen banda prohibida, no hay energías que superar para la conducción; los aislantes tienen una banda prohibida alrededor de los 6 eV en donde difícilmente se alcanzará esa energía para que los electrones salten de una banda a otra.

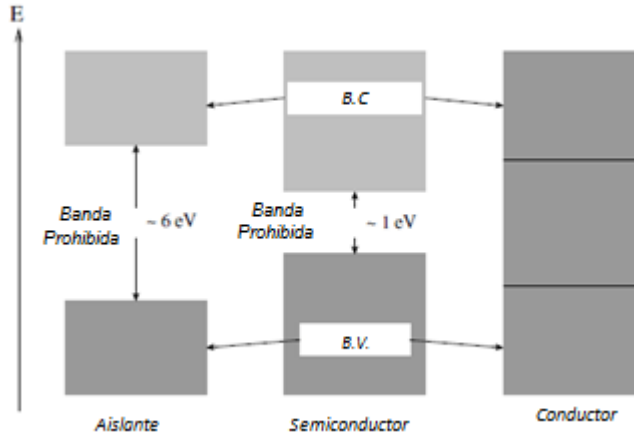


Figura 2.2.1 Diagrama de energía de bandas para aislantes, semiconductores y conductores. [3]

Aunque su banda prohibida esté determinada por un intervalo característico de energía, las propiedades de conducción de los semiconductores pueden modificarse tras agregar otro material al cristal con diferente número de electrones de valencia a los átomos que forman al semiconductor, denominadas impurezas. A este proceso se le llama dopaje y existen dos tipos: la contaminación con impurezas donadoras y la contaminación con impurezasceptoras. En el primer caso las impurezas pueden donar un electrón y aumentar las posibilidades de tener portadores de cargas negativas. Si la impureza es aceptora se aumentan las posibilidades de recibir electrones, al formarse huecos (equivalentes a cargas positivas).

Cuando un cuanto de radiación pasa por un material, libera una cierta cantidad de carga debido a la interacción con sus electrones. Cuando se trate de un material semiconductor se crea un número de pares electrón-hueco a lo largo de dicha trayectoria de cuanto de radiación, liberando electrones de la banda de valencia a la banda de conducción; éstos se miden en forma de una señal de corriente y a partir de este punto se empieza a procesar esa señal por medio de electrónica nuclear.

2.2.2 Tiempo de formación de pulso

Los detectores de material semiconductor son los más rápidos y eficientes; el tiempo de formación de pulso de la señal generada por un detector de este tipo en condiciones normales es de 10 ns, o menos [1]. El tiempo de formación de pulso se puede visualizar desde el preamplificador, pero debido a que este pulso no tiene un carácter significativo experimentalmente, es conveniente analizar la señal después de su amplificación, de manera que el tiempo de formación de pulso está determinado por el propio amplificador y por ciertas condiciones del detector; la contribución del detector en el tiempo de formación se basa en dos conceptos: el *tiempo de tránsito de cargas* y el *tiempo de plasma*.

El tiempo de tránsito de carga corresponde al tiempo en que se colectan los electrones generados por una radiación incidente hacia uno de los electrodos de la pastilla del detector, después de inducir una diferencia de potencial. Este tiempo depende del campo eléctrico que se genere al polarizar el detector y del tamaño de la zona de agotamiento del detector que a su vez depende del material y tipo de pastilla

semiconductora que se tenga. Por ejemplo, al tener una polarización alta, se crea un campo eléctrico mayor y si se combina con una zona de agotamiento angosta en la configuración del detector, el tiempo de tránsito de carga será bajo. [2]

El tiempo de plasma se observa al trabajar con partículas pesadas como fuente de ionización, ejemplo de ello, partículas alfa. Para este tipo de radiación incidente, la densidad de electrones-huecos generados es lo suficientemente alta para que se forme una nube de plasma que cubre a los electrones libres para no ser afectados por el campo electromagnético generado por la polarización. Como consecuencia se tarda más la colecta de cargas hacia el electrodo. Con base en esto, el tiempo de plasma se define como el tiempo requerido para que la nube de plasma creada por la radiación incidente de partículas pesadas, se disperse y exista un acarreo de electrones constante a través de la zona de agotamiento. [2]

Desde luego que el tiempo de formación de pulso también estará influenciado por el tipo de circuito que tenga el preamplificador. Como bien se vio en el subtema anterior, los valores de resistencia y capacitancia son de vital importancia para definir el tiempo de formación. El tiempo de formación no es variable a través de ninguno de estos parámetros, pero sí desde algunos módulos de amplificación.

En trabajos que implican coincidencia de señales, es importante conocer el tiempo de formación de pulsos, ya que en la mayoría es necesario que este parámetro sea igual o similar o bien se tiene que acoplar a ciertas características requeridas por algún otro dispositivo experimental. Para nuestro caso, se hará un análisis al respecto para determinar cómo es el tiempo de formación en los detectores y cómo manejaremos este parámetro.

2.2.3 Capa muerta

Al utilizar partículas pesadas como protones, o partículas alfa como energía ionizante sobre un detector, las pérdidas de energía son inevitables y aún más grandes que cuando se ocupa una fuente ligera de radiación. A lo largo de los años se han desarrollado métodos para simplificar estas pérdidas en la mayor medida de lo posible. Uno de los factores que ocasionan dichas pérdidas, es la capa muerta; un concepto que rige a los detectores semiconductores independientemente de su configuración. En toda pastilla existe una capa por la cual el fotón tiene que pasar en donde la radiación no tiene efecto alguno; a esta parte del detector se le denomina la capa muerta. De esta manera se puede relacionar el grosor de dicha capa directamente con la tensión aplicada. [2]

Glenn F. Knoll [2] nos da una descripción detallada de cómo obtener esta relación basándose en el ángulo de incidencia de la radiación incidente con respecto al campo eléctrico dentro de la pastilla. Demuestra que la pérdida de energía no sólo depende de la distancia que recorre la partícula a través de la capa muerta. Demuestra que la recombinación que se lleva a cabo en la pastilla del detector después de una radiación incidente, es mucho más compleja al incidir partículas paralelamente al campo eléctrico. Por el contrario, demuestra que al irradiar la pastilla de manera perpendicular al campo, con una radiación monoenergética, las pérdidas serán nulas. [2]

Aunque sabemos que nuestras radiaciones incidentes al detector no serán monoenergéticas, es conveniente construir el dispositivo de manera que los fotones incidentes y el campo eléctrico producido en el detector sean perpendiculares. Cabe

mencionar que para fines de este proyecto no se calcularán estas pérdidas; pero tiene que ser diseñado con la finalidad de seguir trabajando con este dispositivo en trabajos posteriores.

Un valor típico de 100 nm de silicio en la capa muerta tiene como consecuencia las siguientes pérdidas: 4 keV para 1 MeV utilizando protones y 14 keV para 5 MeV con partículas alfa. [2] Debido a que estas pérdidas se ven reflejadas directamente en la resolución del espectro generado por un detector, se necesitan capas muertas delgadas para trabajos de espectrometría que requieren precisión, como el presente trabajo.

Aunque de inicio se plantea el hecho de utilizar un detector de Si-PIN y otro LEGe, es conveniente plantear los detectores con los que se cuenta en el laboratorio, así como entender las características de operación de cada uno de ellos.

2.2.4 Detectores AMPTEK Si-PIN y CdTe

Cuando a un material semiconductor se le agregan impurezas, éstas pueden ser donadoras oceptoras; tipo n o p respectivamente, como se vio en secciones anteriores. Un material con la misma cantidad de impurezasceptoras que donadores se le conoce como un semiconductor intrínseco. Al realizar una unión $p-n$, inicialmente las regiones serán eléctricamente neutras pero por difusión térmica se llevará a cabo una combinación a través de la unión entre huecos y electrones.

Conforme los electrones se propagan de la región n a la región p dejan atrás una red de átomos con carga positiva (huecos). Esta carga inhibe a los electrones acarreados a la región p para que regresen. El resultado de esta difusión de electrones y huecos a través de las regiones, es una zona libre de cargas justo en la unión. A esta zona se le llama la zona de agotamiento. Junto con este fenómeno es lógico pensar en una diferencia de potencial entre las regiones p y n , evitando una mayor propagación de electrones en el material, con base en este concepto se garantiza que las cargas libres que se generen solo serán por efecto de alguna radiación incidente. Cabe mencionar que esta diferencia de potencial depende directamente de los niveles de dopaje.

En la figura 2.2.2 se observan las bandas de conducción y de valencia de una unión $p-n$ en equilibrio térmico. Observamos cómo solo varían en el potencial pero su anchura es la misma para conservar el nivel Fermi en cada una de las regiones. (El nivel Fermi es la energía de nivel más alto ocupado por un sistema cuántico a temperatura cero. E_{Fp} hace referencia al nivel Fermi en la región p y E_{Fn} al nivel Fermi en la región n) [4]

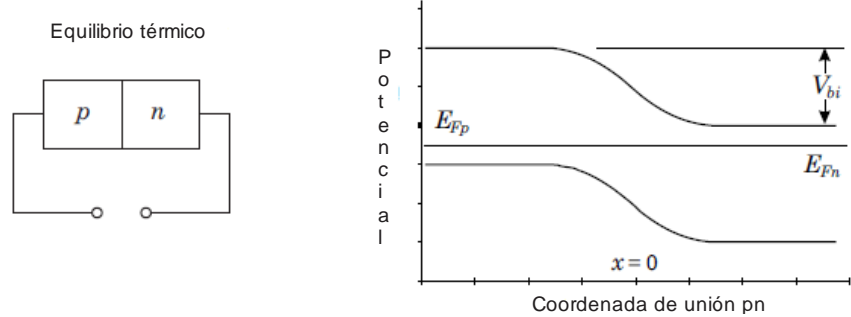


Figura 2.2.2 Bandas de conducción y de valencia en un estado de equilibrio térmico en unión p - n . [4]

Ahora bien, si se polariza el diodo, obtenemos como consecuencia una difusión de electrones y huecos de tal manera que el potencial en la región n aumenta y el de la región p disminuye. Por el otro lado si polarizamos inversamente, el potencial de la región n disminuye y el de la región p aumenta, además de que se reducen las concentraciones de electrones-huecos y la zona de agotamiento se hace más grande. Figura 2.2.3

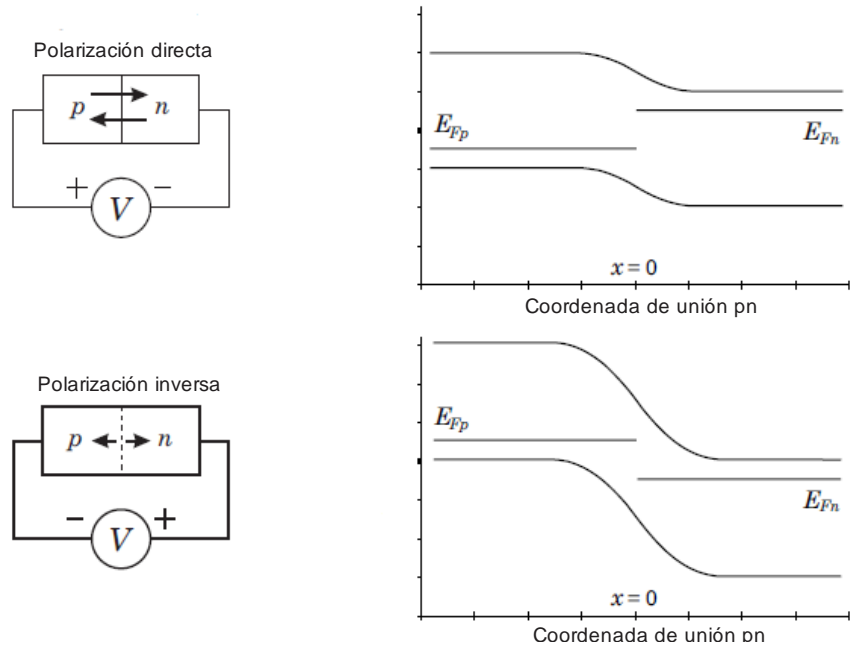


Figura 2.2.3 Comportamiento en bandas de conducción y de valencia tras polarización directa e inversa en diodo semiconductor p - n . [4]

Bajo este principio funcionan los detectores Si-PIN y CdTe. Al aumentar la zona de agotamiento, podemos esperar una mejor resolución y eficiencia ya que hay un mayor campo activo en el detector. El detector Si-PIN con que se cuenta es marca AMPTEK modelo XR-100CR que tiene un sistema de enfriamiento termoelectrónico, un fotodiodo Si-PIN como detector y un FET para mantener su polarización. (Figura 2.2.4) Con una ventana de Be de $12.5 \mu\text{m}$ este detector es sensible a bajas energías y es el que se pretende usar para la detección de transiciones L.



Figura 2.2.4. Detector Si-PIN. [7]

El detector CdTe es de igual manera marca AMPTEK, modelo XR-100T. Considerado un detector sensible a rayos X y gamma, tiene los mismos componentes que el detector Si-PIN: una ventana de Be de 100 μm , un sistema de enfriamiento que lo mantiene a -30°C y un FET que se encarga de mantener la polarización de la pastilla tras inducir una diferencia de potencial. (Figura 2.2.5) A diferencia del detector Si-PIN, este detector es sensible a energías altas del orden de los cientos de keV.

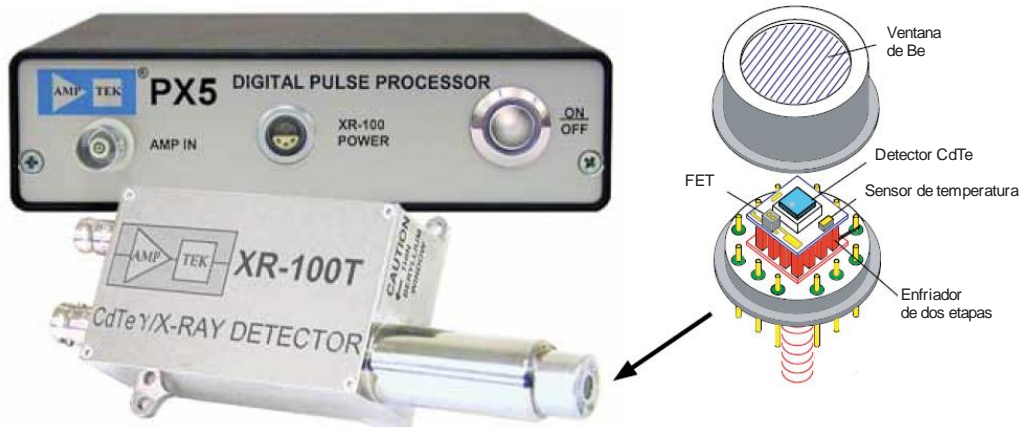


Figura 2.2.5 Detector CdTe. [8]

Como se observa en las figuras, los dos detectores vienen con su amplificador predeterminado de marca AMPTEK. El preamplificador se encuentra adjunto al mismo detector. Sus amplificadores determinados se tendrán que analizar a detalle más adelante, para observar su comportamiento. Si bien el detector de CdTe se puede utilizar para transiciones K de inicio se pretende utilizar para esto un detector LEGe, por su mejor resolución y eficiencia. Aún así es importante conocer el funcionamiento de este detector en caso de ser requerido.

2.2.5 Detectores Canberra Si(Li) y LEGe

Los mejores detectores que se han desarrollado contienen impurezas aceptoras, es decir, semiconductores de tipo p . La necesidad de tener regiones neutras se compensa contaminando con impurezas donadoras. De esta manera se obtienen cristales que funcionan como detectores y con un tamaño mayor que una simple unión $p-n$. [3]

El método más viable que se ha encontrado para desarrollar este tipo de detectores es depositando por un extremo del cristal impurezas donadoras y a través de un campo eléctrico difundir dichas impurezas quedando una zona compensada y en el extremo original una región p . Las impurezas donadoras que sirven mejor a estos propósitos son los metales alcalinos y desde el punto de vista tecnológico sólo se puede emplear el litio [3]

De esta manera, es como se forman las uniones PIN en los cristales semiconductores del silicio y germanio, y como se vio en el subtema anterior la región intrínseca que se forma es la que queda sensible a radiaciones ionizantes. Ambos son muy parecidos en cuanto a estructura pero con resoluciones y eficiencias muy diferentes, debido a la diferencia entre la energía de bandas prohibidas de cada material siendo $Ge = 0.66 \text{ eV}$ y $Si = 1.11 \text{ eV}$. De manera que se espera una mejor resolución y eficiencia en el germanio, pero a su vez tiene que tener un mayor control en su manufactura para evitar corrientes de fuga por su banda prohibida corta.

A diferencia de los detectores AMPTEK estos no tienen un sistema de enfriamiento, de manera que vienen acoplados a una cámara de vacío: *Dewar*, enlazados a través de un criostato. La cámara se llena con nitrógeno líquido a una temperatura de 77 K y generalmente a través de un dedo frío la pastilla del detector llega a esta temperatura, aunque no siempre es de esta manera. Esto se hace con la finalidad de mantener la segregación del litio, así como evitar corrientes de fuga por efecto térmico.

Se le denomina criostato al elemento que enlaza al detector con la cámara de vacío *Dewar*, existen varias configuraciones para lograr esto, en el caso del detector $Si(Li)$ funciona con un criostato y un dedo frío; de esa manera se enlazan las dos cámaras de vacío: la del detector y la del LN_2 , Figura 2.2.3.

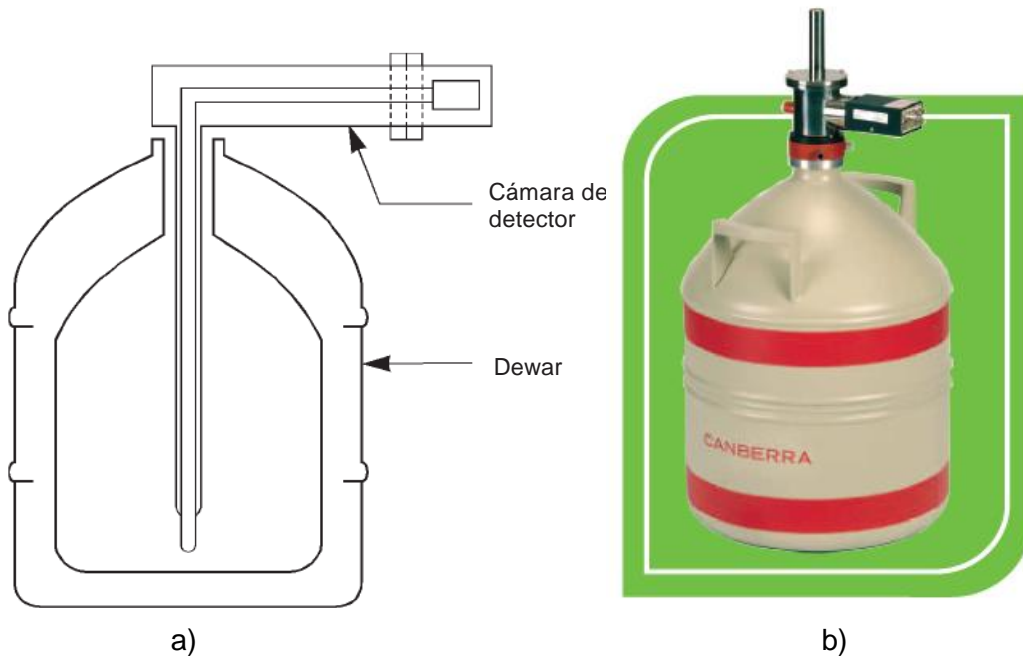


Figura 2.2.3 Detector Si(Li) a) Modelo básico de criostato con dedo frío. b) Detector Si(Li).

Como se observa en la figura 2.2.3, la pastilla del detector también tiene que estar en vacío. A diferencia del detector Si(Li) el detector LEGe no trae un dedo frío dentro de la cámara de vacío, si no que el *Dewar* (crióstato) viene acoplado directamente con el detector. Figura 2.2.4.

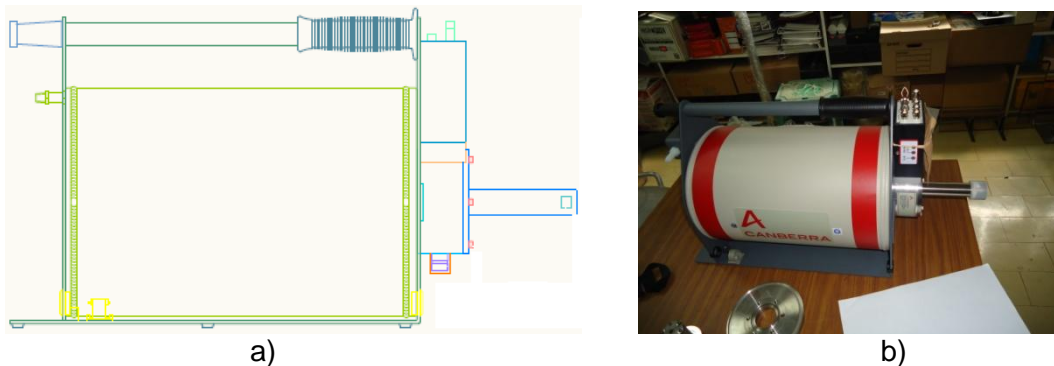
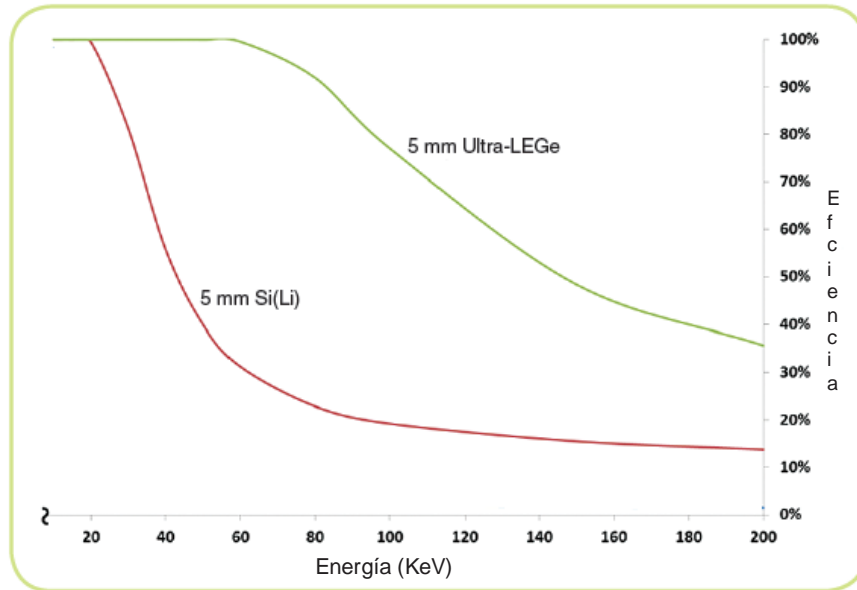


Figura 2.2.4 Detector LEGe a) modelo de crióstato correspondiente a detector LEGe modelo GL055. b) detector LEGe modelo GL055.

Independientemente del modelo de crióstato que tengan, funcionan bajo los mismos principios. Los dos detectores tienen una ventana de berilio de 5 mm de diámetro, uno tiene una capa muerta de Si y el otro de Ge, entonces la eficiencia y resolución correspondiente a cada uno de ellos dependerá únicamente de las propiedades del material. En la figura 2.2.5 observamos las curvas de eficiencia para los dos detectores de manera comparativa, con ventanas correspondientes a los modelos con que se cuenta en el laboratorio. Aquí es donde observamos la gran diferencia entre estos detectores. Observamos que el detector Si(Li) es altamente eficiente para energías menores a 20 keV y el detector LEGe altamente eficiente para energías hasta de 60 keV e incluso 80 keV. Dado que las transiciones electrónicas a estudiar no rebasan estos niveles de energía, los dos detectores pueden ser de gran utilidad para nuestro experimento, el primero para medir transiciones L y el segundo para medir transiciones K.



2.2.5 Curvas de eficiencia para detectores Si(Li) y LEGe con ventanas de Be de 5 mm de diámetro. [7]

En la figura 2.2.6 se observa una curva de eficiencia experimental del detector LEGe, una figura de un artículo consultado [9]. Observamos como el detector comienza a ser más eficiente a partir de energías superiores a 20 keV.

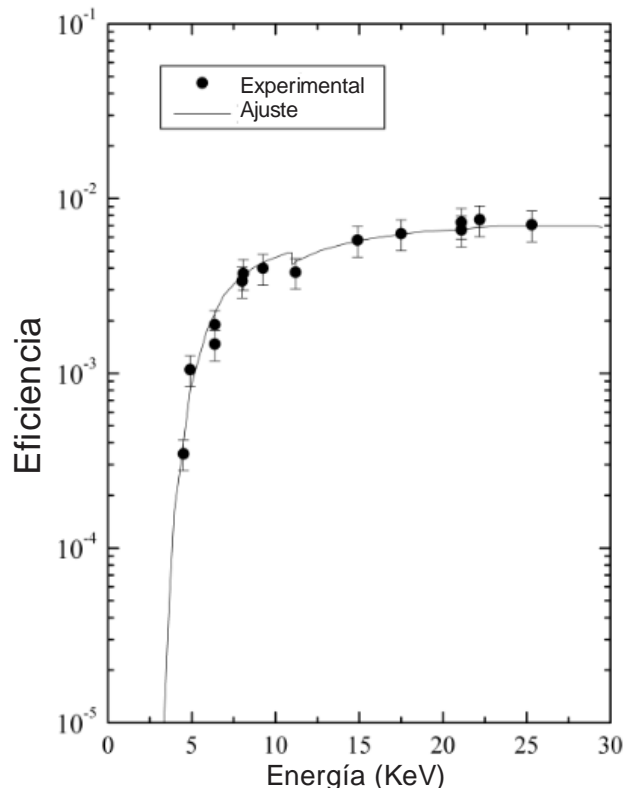


Figura 2.2.6 Curva de eficiencia típica para sistema de detección simple, detector LEGe. [9]

Debido a la energía de banda prohibida del Germanio que es la más baja de los semiconductores: 0.6 eV, este tipo de detector tiende a tener una mucha mayor eficiencia y como es sensible a energías altas se opta por iniciar con este detector para la detección de transiciones K en lugar del detector CdTe cuya energía de banda prohibida es de 1.49 eV. Este concepto se entenderá de mejor manera al ver la resolución en los espectros.

Cabe mencionar que ninguno de los dos tiene un amplificador predeterminado, lo que puede resultar ventajoso o bien perjudicial. Esto dependerá de la caracterización de los módulos y los requerimientos que exija el experimento conforme se vaya desarrollando, aunque de inicio esto es un indicio de que el tiempo de formación se podrá manipular con mayor libertad que los detectores AMPTEK.

2.2.6 Picos de escape

Cuando los fotones a ser detectados inciden sobre el material semiconductor utilizado como detector, existe un efecto de ionización en los propios átomos del material del que se conforma el detector. Esto ocurre siempre y cuando la energía del fotón incidente rebase la energía de enlace de electrones del material.

El efecto de esto será un fotón incidente sobre el detector del mismo material. Por ejemplo: si se trabaja con un detector de Si y los fotones incidentes tienen una energía mayor a 1.84 keV (la energía correspondiente a una transición K_{β} del Si) éste será capaz de ionizar la capa K de átomos del Si, provocando así, fotones que serán registrados. Como consecuencia de esto aparece un pico de escape $E - 1.74$ keV (K_{α} Si = 1.74 keV) con la misma resolución que el pico de esa energía.

Generalmente los picos de escape no rebasan el 1% de cuentas que el pico donde provienen [9], pero es importante saber de su existencia para cualquier anomalía en algún espectro.

2.3 Introducción a la Electrónica Nuclear

Hasta este punto se ha discutido como se forma la señal inicial en un detector después de hacer incidir sobre él una radiación, así como las características generales de los detectores. Recordando que el objetivo primordial en el uso de detectores para radiación es obtener espectros de energías de la radiación incidente, aún falta analizar cómo los pulsos que emite un detector después de ser irradiado se convierten en dichos espectros.

La señal proveniente del detector se tiene que amplificar y se le tiene que dar forma para poderse analizar; esto se logra a través de circuitos electrónicos que se pueden clasificar en módulos. A estos módulos se les conoce como electrónica nuclear y son el tema de discusión en esta sección.

2.3.1 Pulsos lógicos y lineales

En todo sistema de procesamiento de pulsos es importante hacer una distinción entre dos tipos: los pulsos lineales y los pulsos lógicos. Los primeros llevan información tanto en su amplitud como en su forma. Mientras que los pulsos lógicos son de amplitud y forma fija, otorgando información con su presencia o bien su ausencia, así como su

tiempo de duración. Virtualmente en todos los detectores de radiación se empieza con un pulso lineal y en algún momento éste se convierte en un pulso lógico durante el procesamiento de la señal.

Existen tres tipos de pulsos lineales que se diferencian principalmente con base en su tiempo de duración, que está determinado por el circuito de colección del detector: *Pulsos lineales rápidos* son aquéllos que con un circuito de constante de tiempo corto, colectan la carga de un detector en un tiempo de igual manera corto (rápido). *Pulso de cola lineal*, donde el circuito de colección de carga tiene una constante de tiempo larga. *Pulso lineal formado*, aparece cuando por algún método electrónico su duración se reduce drásticamente. En módulos de electrónica nuclear la amplitud de un pulso lineal puede variar de 0 a 10 V, debido a normatividades que se discutirán más adelante.

Por otro lado, los pulsos lógicos se pueden clasificar en cuanto a sus frecuencias de la siguiente manera: *Pulsos lógicos normales*, cuyas frecuencias son menores a 20 MHz y los *Pulsos lógicos rápidos*, cuyas frecuencias exceden los 20 MHz. Existe una clase más de estos pulsos, a pesar de que no se considera como un pulso lógico formalmente. Comparte propiedades de éstos, es el *pulso de compuerta* y juega un papel importante en el desarrollo de proyectos donde se analizan coincidencias. Este pulso tiene una forma rectangular y al aplicarse en la entrada de una compuerta lineal su función será abrir esa compuerta por un periodo de tiempo igual a la anchura del pulso. Su amplitud y polaridad deben corresponder a las condiciones de la compuerta lineal, mientras que su anchura puede variar y ajustarse para los requerimientos de la aplicación en la cual se utilice.

Los circuitos de electrónica nuclear se han ido desarrollando en módulos bajo dos normas internacionales: la NIM (*Nuclear Instrument Module*) y la CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*), siendo la primera la de nuestro interés ya que es la que rige a los módulos utilizados en este proyecto. Estas normas han sido de gran ayuda para simplificar y facilitar el manejo de electrónica nuclear. En la figura 2.3.1 se observa un gabinete estándar (conocido como NIM-BIN) con algunos módulos del laboratorio como lo son un amplificador, generador de pulsos, amplificador retrasador de tiempo, analizador multicanal, analizador mono canal, multiplexor, entre otros. De manera general la norma especifica dimensiones, diferencias de potencial, tipo de entradas, entre otras cosas, bajo los cuales serán fabricados y diseñados estos módulos para poder integrarse a un gabinete y así poder manipularlos de manera correcta, rápida, ordenada y eficaz.



Figura 2.3.1 Gabinete NIM – BIN con módulos de electrónica nuclear.

2.3.2 Preamplificadores

Si bien no es un módulo como tal, es el primer elemento electrónico en una cadena de procesamiento de señales de radiación. Su función es la de convertir la señal de corriente generada por cargas incidentes en el detector a una señal de tensión. A su vez esta señal se eleva a un valor medible por el amplificador (el siguiente elemento en este proceso). El preamplificador se coloca lo más cercano al detector para minimizar la impedancia capacitiva y de esta manera reducir posibilidades de ruido en la señal. Generalmente viene adjunto a la pastilla del detector.

Existen dos tipos de configuraciones para los preamplificadores: sensibles al potencial y sensibles a la carga, siendo los primeros los más convencionales en la mayoría de aplicaciones en electrónica nuclear. Consisten en una configuración simple de un amplificador inversor, con una resistencia de entrada y una de retroalimentación, donde la amplitud de la señal que provee el amplificador es proporcional a la de la señal que recibe.

Retomando el concepto de un circuito RC en donde la constante de tiempo τ es más grande que el tiempo de carga, sabemos que la ecuación del potencial máximo para un pulso estará dada por $V_{\max} = \frac{Q}{C}$; con base en esta ecuación se fabrican este tipo de preamplificadores, fijando el valor de su capacitancia, de tal manera que el potencial (la amplitud del pulso) sea igual a la carga liberada en el detector.

Los amplificadores sensibles a la carga se desarrollaron pensando en una capacitancia variable. Con base en su configuración electrónica, se logra que esta variación no tenga efecto en la amplitud. A pesar de haberse desarrollado con esta

finalidad, se les han encontrado otras aplicaciones y su desarrollo ha ido creciendo con el tiempo [2].



Figura 2.3.2 Preamplificador para un modelo de detector de Silicio XR-100CR.

El preamplificador también funciona como una fuente de poder para el detector, es decir lo polariza; generalmente esto se realiza a través de una resistencia de carga.

2.3.3 Amplificadores

La norma NIM indica que el intervalo de tensión de la señal para poder ser manipulada por los módulos de electrónica nuclear tiene que estar entre 0 y 10 V. El amplificador toma la señal del preamplificador y la aumenta hasta un tamaño considerable para cumplir con esta tensión eléctrica y dándole cierta forma a la señal. El factor de amplificación requerido para esto varía en las diversas aplicaciones que puedan existir; pero generalmente es un factor entre 100 – 5000.

En la amplificación de la señal la forma del pulso es importante para dos cosas: evitar el apilamiento de los pulsos (*pile up*), que consiste en la suma de dos pulsos si el tiempo entre ellos es demasiado corto, y la reducción del cociente señal-ruido.

(*Pile up*) En la figura se observa el efecto de *pile up* de dos señales. El hecho de darle forma, hace referencia a convertirlos en individuales para un correcto análisis. Como se muestra, esto se puede lograr retrasando el tiempo de formación de pulso, o bien reduciendo el ancho del pulso (tiempo) sin afectar la amplitud. El primer método generalmente se realiza con otro módulo de electrónica y el segundo se puede incluir dentro del amplificador.

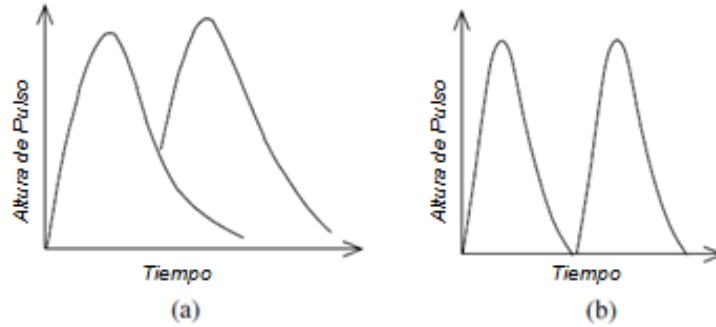


Figura 2.3.3 (a) *Pile up* en pulsos. (b) Decremento de tiempo en pulsos o bien señal procesada por un amplificador con retraso en tiempo. [5]

Un circuito amplificador puede ser equivalente a un circuito con una resistencia de entrada R y un capacitor C , en donde existe una constante de tiempo RC del circuito. Existen dos tipos de circuitos para la formación y amplificación de pulsos: los diferenciadores (tiempo de decaimiento) y los integradores (tiempo de subida del pulso).

Diferenciadores (tiempo de decaimiento), en este tipo de circuitos la constante de tiempo RC es pequeña en comparación con la duración del pulso procesado; el circuito amplificador produce una señal de salida proporcional a la derivada de la señal de entrada. Un amplificador diferenciador funciona como un filtro pasa-altas, ya que las frecuencias bajas son las que decaen. (Figura 2.3.4)

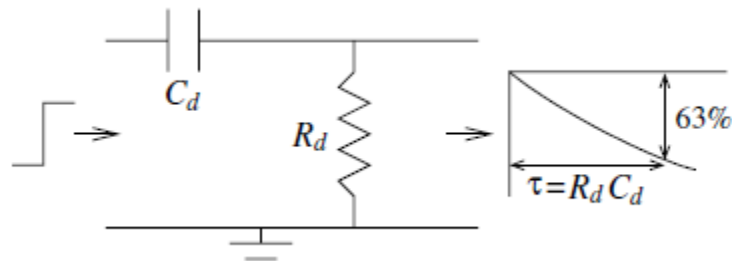


Figura 2.3.4 Respuesta simple a un circuito diferenciador (filtro paso altas.) [5]

Integradores (tiempo de subida de pulso). Este tipo de circuitos amplificadores tienen una constante de tiempo RC grande, funciona como un filtro pasa-bajas en donde las frecuencias bajas son las que determinan la subida del pulso. Su salida es proporcional a la integral del pulso de entrada. (Figura 2.3.5)

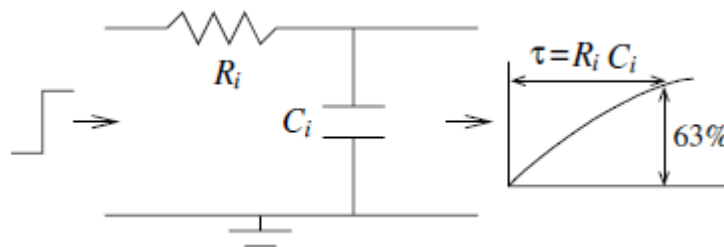


Figura 2.3.5 Respuesta simple a un circuito integrador (filtro paso bajas). [5]

Los dos tipos de amplificadores se combinan, de acuerdo a las necesidades del experimento que se va a realizar. La resultante de esta combinación pueden ser varios tipos como: amplificadores con diferenciación e integración sencilla, diferenciación e integración doble, forma triangular o gaussiana, entre otras. Se ha encontrado que para obtener el mejor cociente señal-ruido, el amplificador más adecuado es el de forma gaussiana. [3] (Figura 2.3.6)

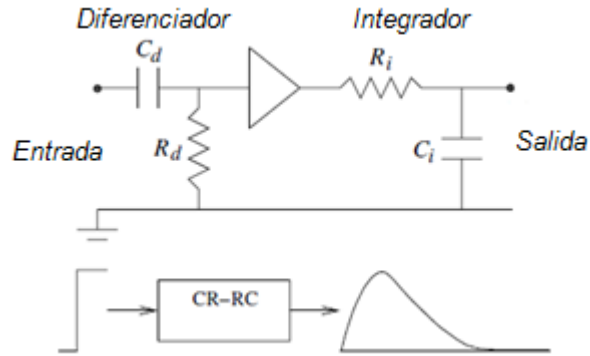


Figura 2.3.6 Amplificador simple CR- RC.

En la figura 2.3.7 se aprecia un amplificador como el que se utilizará en el desarrollo de este proyecto. Un amplificador de módulo NIM, modelo Canberra 2026 con factores variables como lo son: ganancia gruesa 5 - 100, ganancia fina 0.5 – 1.5, tiempo de formación de pulso 0.5 μ s a 12 μ s, polaridad de pulso de entrada positiva y negativa, salida con forma de onda triangular o gaussiana, así como unipolar y bipolar. Una señal unipolar es considerada así, cuando los valores en amplitud solo se registran positivos o negativos, es decir utiliza dos niveles de tensión: cero y positivo o negativo. Mientras que una señal bipolar utiliza tres niveles, positivo, cero y negativo.



Figura 2.3.7 Módulo amplificador bajo normas NIM (Canberra 2026).

A partir de éste se obtiene una señal amplificada al potencial y con forma necesaria para ser manipulada por el resto de los módulos. El trayecto a seguir en este proceso depende ahora del experimento a realizar y de la metodología a seguir. El tema primordial de este trabajo es el análisis en coincidencias. Siendo así, se describirán los módulos necesarios para poder realizar dicho análisis.

2.3.4 Compuertas lineales

Son componentes primordiales en cualquier experimento donde se lleven a cabo coincidencias. De manera general una compuerta lineal funciona como un interruptor, cuando la compuerta está abierta, los pulsos lineales pasarán sin cambio ni distorsión alguna, de lo contrario los pulsos serán bloqueados en su totalidad.

El abierto y cerrado de compuerta están determinados por una señal lógica (*pulso de compuerta*), en donde la anchura del pulso puede ser ajustable y por lo general se fija a una anchura mayor a la del pulso lineal. Una superposición temporal correcta para estos pulsos puede requerir un retraso del pulso lineal para que el pulso de compuerta llegue primero.

En ocasiones, al pulso de compuerta se le suma una señal de DC no deseada, conocida como el *pedestal*. Las compuertas lineales ideales deben tener un pedestal igual a cero, o una forma de llevarlo a este nivel en condiciones experimentales. Otras propiedades deseables son baja no-linealidad, cambio rápido entre los estados abierto y cerrado, y una baja retroalimentación en el estado cerrado.

2.3.5 Analizador monocanal (*Single Channel Analyzer, SCA*)

Para realizar un conteo de pulsos, aquéllos que son lineales provenientes de un amplificador tienen que ser convertidos a pulsos lógicos. El SCA, también conocido como *Discriminador diferencial* es un método para lograr dicho objetivo. Se basa en dos niveles independientes de discriminación, su salida será un pulso lógico siempre y cuando la amplitud del pulso lineal de entrada caiga entre esos dos niveles.

La figura 2.3.8 muestra un esquema del funcionamiento de un analizador monocanal. En el SCA se preestablece la altura de la línea de base E , y el ancho de ventana ΔE . Cuando la amplitud de un pulso incidente V tiene un valor comprendido entre la ventana ΔE , el SCA enviará un pulso lógico para ser procesado posteriormente por otro dispositivo. A los límites del ancho de la ventana se les conoce también como discriminador de bajo y alto nivel.

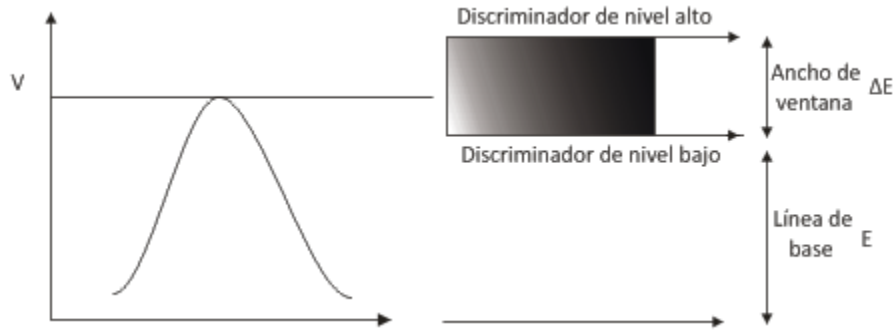


Figura 2.3.8 Esquema del funcionamiento de un analizador monocanal.

2.3.6 Analizador multicanal (Multichannel Analyzer, MCA)

Un analizador multicanal recibe señales de diferentes amplitudes, las clasifica según su amplitud y acumula el número de pulsos de una cierta altura. De esta manera, registra el espectro de energía de la radiación incidente. La utilidad más importante del MCA es la de coleccionar los espectros en su forma final. De algún modo, el MCA se puede considerar como una sucesión de SCA, en los cuales la línea de base de un SCA se sitúa justo en el discriminador de nivel alto del SCA. Este modo de operación es uno de los dos que tiene el MCA y se denomina analizador de altura de pulsos (*Pulse Height Analyzer, PHA*).

El otro modo de operación de un MCA se le denomina multiescalador (*multiscaler, MS*). En este segundo caso, el MCA abre los canales por un cierto tiempo y los cierra, sucesivamente de menor a mayor, hasta recorrer todo el intervalo especificado.

2.3.7 Retrasador de tiempo. (Delay amplifier)

En ocasiones, al procesar una señal, se puede llegar a generar un retraso en el tiempo generado por la manipulación electrónica de la misma. Cuando se trabaja con coincidencias, los tiempos iniciales de formación tanto de pulsos lineales como lógicos son importantes ya que darán pie a procesos posteriores, un ejemplo claro de esto es el funcionamiento de un SCA.

Un módulo con retraso en el tiempo nos ayudará a ajustar señales que sufran este efecto. En las figuras 2.3.9 y 2.3.10 se muestran un pulso lógico que en este caso se utiliza como referencia y un pulso lineal que varía en el tiempo a través de este módulo.

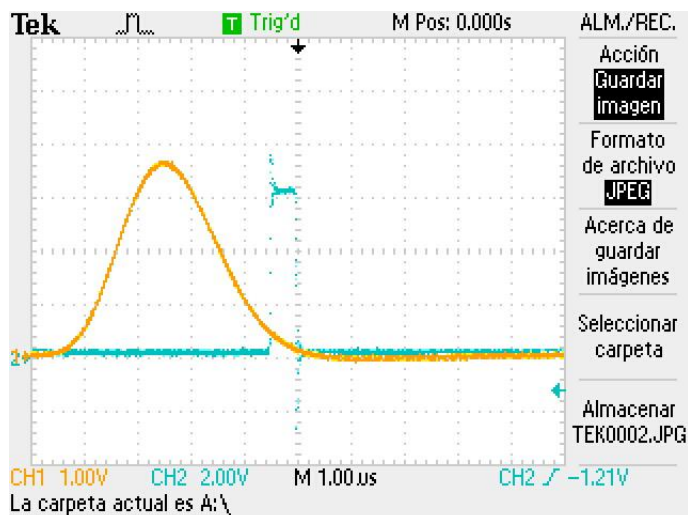


Figura2.3.9 Pulso lógico de referencia (color azul) y pulso lineal con un tiempo inicial (color amarillo).

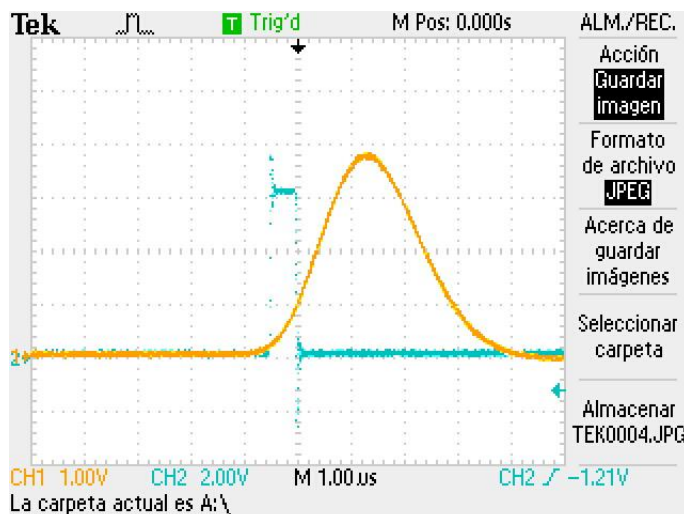


Figura 2.3.10 Pulso lógico de referencia (color azul) y pulso lineal después de ser procesado por el módulo amplificador con retraso (color amarillo).

2.3.8 Otros dispositivos de electrónica nuclear.

Aparte de los dispositivos ya mencionados existen otros que son de utilidad para técnicas de origen nuclear, como lo son:

Generador de pulsos: Un generador de pulsos con amplitud frecuencia y duración variable.

Reloj (Timer): Generalmente envía una señal lógica (de compuerta) mientras no se cumpla con un intervalo pre-establecido

Ratemeter: Útil para medir tasas de conteo en unidades de cuentas por segundo.

Analizador de coincidencias: Tiene la finalidad de enviar un pulso cuando dos señales llegan en un mismo intervalo de tiempo determinado previamente.

Analizador anti-coincidencias: Enviará un pulso lógico al recibir un pulso lineal, sólo si otro pulso de compuerta no llega al analizador dentro del mismo intervalo de tiempo.

Bibliografía

- [1] Gerhard Lutz; (1999) *Semiconductor Radiation Detectors*; Springer –Verlag, Berlin, Alemania.
- [2] Glenn F. Knoll; (1989) *Radiation Detection and Measurement Third Edition*; John Wiley & Sons, New York, EUA.
- [3] J. Miranda; (2000) *Técnicas Analíticas de Origen Nuclear: Un Curso Introductorio*; Instituto de Física, UNAM, México.
- [4] Helmuth Spieler; (2005) *Semiconductor Detector Systems*; Oxford University Press, New York, EUA.
- [5] Syed Naheem Ahmed; (2007) *Physics and engineering of radiation detection*; Elsevier, London, Reino Unido.
- [6] *Germanium Detectors Manual*, PDF; <http://www.canberra.com/products/detectors/>; Consultado el 6 de Mayo del 2013.
- [7] *SiLi-Det-for-X-ray-Spect-C40120*, PDF; <http://www.canberra.com/products/detectors/>; Consultado el 6 de Mayo del 2013
- [8] *Low-Energy-Germ-C39331*, PDF; <http://www.canberra.com/products/detectors/>; Consultado el 6 de Mayo del 2013
- [9] O.G. de Lucio, J. Miranda, L. Rodríguez-Fernández; (2005) *K X-ray production by $^{12}\text{C}^{4+}$ ion impact on selected elements*; Radiation Physics and Chemistry 73 (2005) 189-195.

Capítulo III Caracterización de Dispositivo Experimental

En el capítulo anterior se describieron los principios físicos de los detectores y los principales módulos de electrónica nuclear, así como su funcionamiento básico. En este capítulo se lleva a cabo su caracterización, enfatizando su papel en el dispositivo de coincidencias. Conforme el equipo se va armando, se analiza el funcionamiento de cada uno de los módulos con señales y se resuelven los inconvenientes que se llegan a presentar.

3.1 Caracterización de detectores y amplificadores

3.1.1 Fuentes radioactivas

Por los peligros y precauciones que implica trabajar con un tubo de rayos X, durante la caracterización inicial se utilizó un isótopo radiactivo como fuente de radiación primaria.

Un elemento siempre está definido por su número atómico, que señala el número de protones y electrones dentro del núcleo siempre y cuando sea neutro. La suma de estas dos partículas, junto con el número de neutrones en el núcleo, da la masa atómica del elemento. A los elementos que tienen en su núcleo un número distinto de neutrones se les conoce como isótopos del elemento en cuestión, si tienen el mismo número de protones. La mayoría de los isótopos son inestables, algunos más que otros dependiendo de su masa atómica.

A los isótopos más inestables se les conoce como radioisótopos, o bien isótopos radioactivos, ya que debido a su inestabilidad en el núcleo, tienden a decaer radioactivamente liberando energía a través de decaimientos α y β .

Decaimiento α ; en busca de una mayor estabilidad en el núcleo, hay una emisión espontánea dentro de él, donde se liberan dos neutrones y dos protones, es decir, un núcleo de Helio (${}^4\text{He}$). Entonces la masa atómica del isótopo decae 4 unidades y su número atómico 2, el resultado de este decaimiento es un isótopo de otro elemento, o bien un elemento estable.



La ecuación descrita, representa matemáticamente un decaimiento α en donde

- X: Elemento Inicial
- Y: Elemento después del decaimiento
- A: Masa atómica
- Z: Número atómico.
- α : Emisión α (${}^4\text{He}$)

Decaimiento β : Para entender este decaimiento es necesario analizar la estructura de un neutrón. Un neutrón está conformado por un protón, un electrón y un neutrino; esta última es una partícula subatómica que debido a que tiene una interacción poco probable con la

materia, en cuestiones experimentales es casi indetectable y por lo tanto se descarta en todo proceso [1].

Al igual que el decaimiento α , un decaimiento β se da de manera espontánea en busca de una mayor estabilidad en el núcleo. Consiste en la descomposición de un neutrón, de manera que se emite un electrón y un neutrino fuera del núcleo, quedando un protón resultante de esta descomposición. Matemáticamente se representa de la siguiente manera:



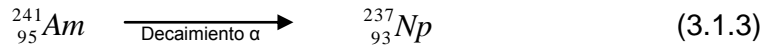
Donde X : Elemento Inicial

Y: Elemento después del decaimiento

β^- : Decaimiento β (electrón)

ν : antineutrino

En ambos casos, tanto en el decaimiento α como el β se libera radiación espontánea junto con los procesos. Es por esto que los radioisótopos son de gran aplicación en la física experimental, utilizados frecuentemente como fuentes de radiación. En nuestro caso utilizaremos un isótopo de la cadena del neptunio: el americio 241 (${}^{241}\text{Am}$) un radioisótopo que tiende a decaer a neptunio 237 (${}^{237}\text{Np}$) tras un decaimiento α .



En la Figura 3.1.1 se aprecia el espectro continuo de esta fuente. Se observan energías características del ${}^{241}\text{Am}$ así como las líneas correspondientes a los rayos X característicos L_α , L_β y L_γ del Np. Incluso si se cuenta con un detector con buena eficiencia a bajas energías y con condiciones adecuadas, se pueden llegar a observar los rayos X M del Np, como se aprecia en la figura.

Se observa que el pico de energía más alto corresponde a 59 keV misma energía que se pretende utilizar para ionizar muestras y emitir rayos X característicos de elementos que no la rebasen. En nuestra caracterización, el ${}^{241}\text{Am}$ no sólo se utilizará como fuente de radiación, debido a que emite tanto energías bajas como altas; se considera un buen patrón de calibración. Se obtiene un espectro de la fuente, se compara con el espectro de la figura 3.1.1 y se fijan los valores aceptados de todas sus líneas visibles.

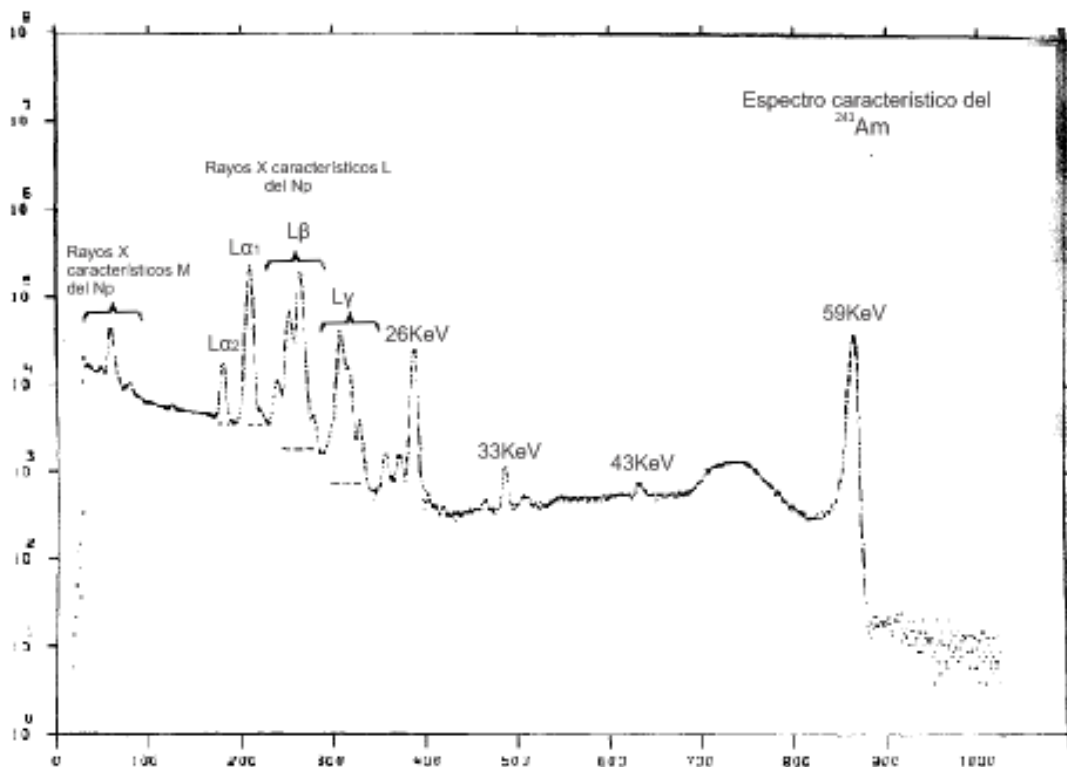


Figura 3.1.1 Espectro característico de ^{241}Am obtenido con un detector de Si(Li) $300\text{ mm}^2 \times 3\text{ mm}$. [1]

3.1.2 Caracterización de detector germanio hiperpuro LEGe

A través de la adquisición de un espectro correspondiente al ^{241}Am con este detector, se pretende observar el comportamiento de los módulos electrónicos que conforman esta prueba y obtener condiciones ideales de amplificación para posteriormente realizar una buena calibración. De esta manera se logra caracterizar no solamente al detector LEGe, sino también al amplificador. Para lograr dicho objetivo nos basamos en el diagrama de bloques de la figura 3.1.2.

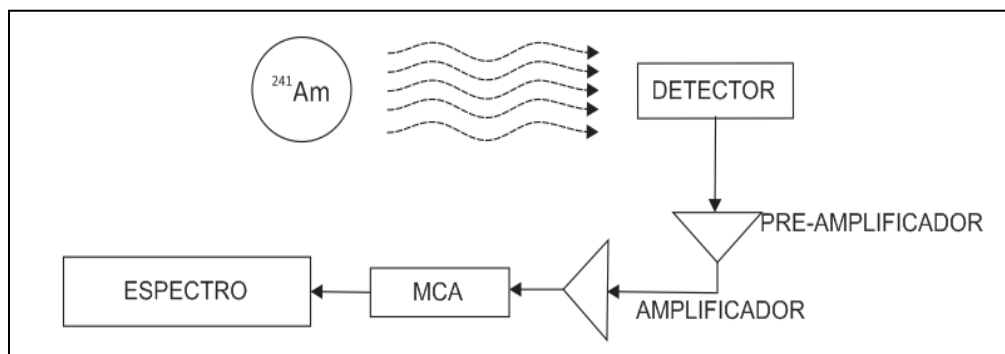


Figura 3.1.2 Diagrama de bloques para la obtención del espectro del ^{241}Am .

Aquí es conveniente recordar el modo de operación de un detector: para poder coleccionar las cargas libres generadas por una radiación incidente, es necesario crear un campo eléctrico, induciendo una diferencia de potencial del orden de los cientos y en ocasiones hasta los miles de volts a través del volumen activo del detector (polarización). En ciertos detectores esta polarización es suficiente para generar una corriente muy pequeña que circula a través de la banda prohibida, incluso en la ausencia de una radiación incidente. Esta corriente se denomina corriente de fuga y es una fuente de ruido en el detector.

En comparación con otros detectores de material semiconductor, los detectores de germanio tienen una banda prohibida relativamente baja (0.6 eV), motivo por el cual este tipo de detectores tienden a tener una mayor corriente de fuga. La manera más viable de contener este fenómeno es enfriándolo con nitrógeno líquido para evitar la generación de cargas libres por el efecto térmico. El detector de germanio hiperpuro con el que se cuenta no es la excepción, pues es un detector sensible a bajas energías (LEGe), montado sobre una cámara de vacío con un criostato listo para su llenado con LN_2 , el cual se encuentra a una temperatura aproximada de 77 K. (Figura 3.1.3) De esta manera se reducen las cargas libres que se pudieran llegar a generar en un estado sin radiación incidente.



Figura 3.1.3 Detector de germanio hiperpuro (LEGe).

De acuerdo a sus especificaciones, es necesario polarizar la pastilla con una diferencia de potencial negativa de 1000 V, para lo cual se utiliza una fuente de alimentación NIM de ORTEC, modelo 710. (Figura 3.1.4) Este módulo suministra hasta cuatro tensiones de corriente directa, independientes en tensión y en polaridad (positiva o negativa). Con 2 intervalos de tensión en cada una de ellas 0–100 V y 0–1 kV. Se utiliza una de estas tensiones, quedando tres disponibles para alguna otra polarización que se pueda llegar a necesitar.

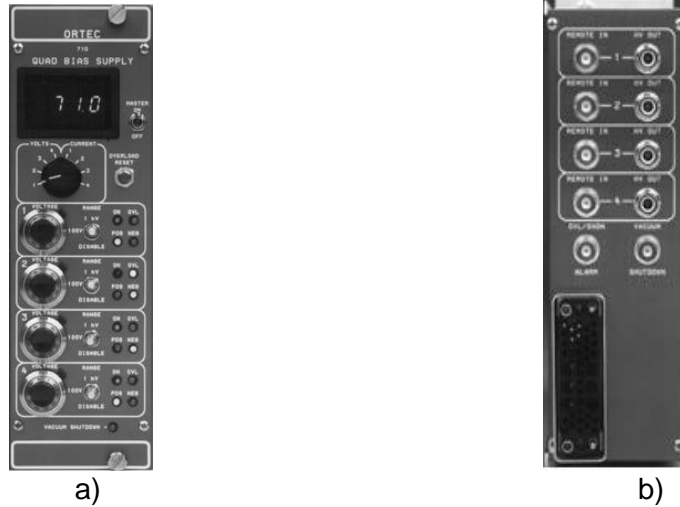


Figura 3.1.4 Modulo BIN Quad Bias Supply ORTEC. a) cara frontal. b) cara posterior.

Una vez que el detector se encuentra enfriado y polarizado con las debidas precauciones, se comienza por analizar la señal desde el inicio, haciendo un arreglo como el diagrama de la figura 3.1.2. En las Figura 3.1.5 y 3.1.6 observamos las señales después del preamplificador y amplificador respectivamente. El amplificador utilizado es un módulo NIM Canberra modelo 2026. Observamos que a la salida del preamplificador tenemos pulsos de potencial positivos con una frecuencia alta; esto es indicio de una gran sensibilidad por parte del detector. Por otro lado, a la salida del amplificador observamos estos pulsos amplificados y con forma gaussiana. Cada pulso tiene una amplitud diferente, correspondiente a la energía del fotón incidente. Con esto corroboramos el buen funcionamiento del amplificador, ya que nos está entregando una señal lista para ser procesada por otro módulo si así lo deseáramos.

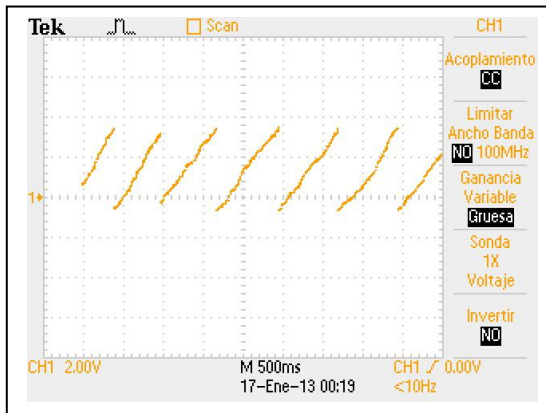


Figura 3.1.5 Salida del preamplificador LEGe.

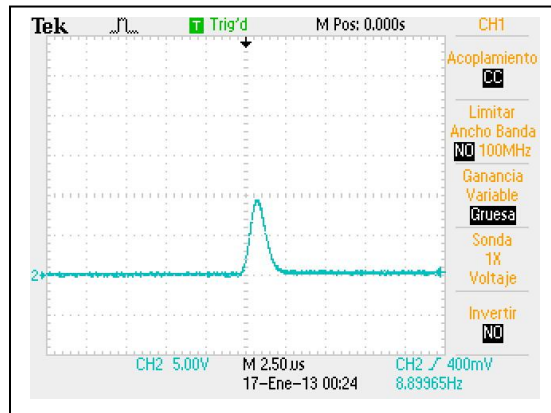


Figura 3.1.6 Salida del amplificador Canberra 2026.

Por tratarse de la adquisición de un espectro directo, no hay más procesamiento en la señal. De manera que se envía directamente al MCA, un módulo NIM modelo ADCAM MCB926 ORTEC, en donde se lleva a cabo la colección del espectro para ser visualizado y analizado en un software llamado MAESTRO, software propio del multicanal.

Se realizan varias adquisiciones bajo condiciones ambientales, siendo lo más notable la alta eficiencia del detector; al colocar la fuente frente a la ventana de berilio propia del detector, el analizador multicanal arroja un tiempo muerto que sobrepasa el 50%. Claramente se está saturando el detector y se pierde más de la mitad de la información. Para solucionar este problema, además de variar las condiciones de amplificación, se cambian parámetros externos como distancia y colimación a la ventana del detector. Tras varias pruebas, se obtiene el mejor espectro al colocar la fuente a 20 cm aproximadamente del detector, agregando un colimador de 5mm y con las condiciones de amplificación a continuación descritas.

Amplificación Gruesa	100
Amplificación Fina	1.1
Tiempo de Formación de pulso	0.5 μ s
Polaridad	Positiva
Forma	Gaussiana

Figura 3.1.7 Condiciones ideales del amplificador Canberra 2026 con detector LEGe.

Tras estas condiciones se logra el mejor tiempo muerto posible que corresponde a un 10 % aproximadamente. La figura 3.1.8 es el espectro resultante bajo estas condiciones, con un tiempo de exposición de 5 min se empiezan a definir los picos correspondientes al ^{241}Am de tal modo que se puede realizar una buena calibración. Si nos enfocamos al pico de 59keV, se aprecian energías con cuentas superiores a las 400 unidades para este tiempo. Las consecuencias del ruido ambiental junto con el tiempo muerto repercuten en el espectro entre este pico y el pico de 26 keV correspondiente al espectro continuo de la fuente. Por otra parte a energías bajas se alcanzan a definir las transiciones L correspondientes al Np.

Tomando en cuenta todos los parámetros y condiciones a las cuales se trabaja, éste se considera un buen espectro y las condiciones ideales de amplificación quedan establecidas con esta prueba.

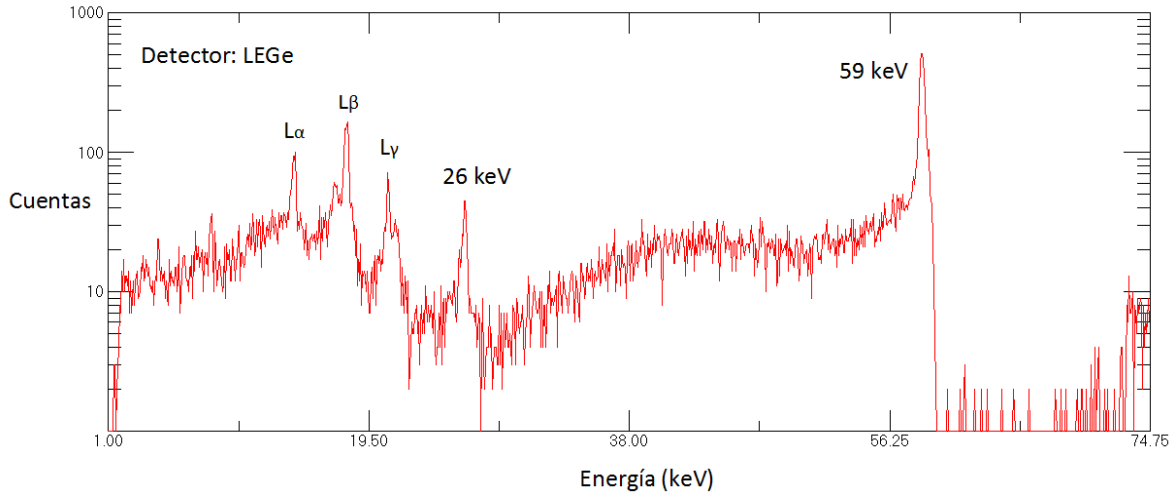


Figura 3.1.8 Espectro continuo del ^{241}Am a condiciones ambientales. Tiempo de colección 5 min.

3.1.3 Caracterización de detector Si-PIN

Como ya se vio en el capítulo anterior, a diferencia del detector de germanio, el detector de silicio Si-PIN no necesita de nitrógeno líquido, ya que no presenta una corriente de fuga considerable. Es un detector más pequeño (Figura 3.1.9), su preamplificador viene adherido a la pastilla y su amplificador tiene condiciones de operación pre-establecidas por el fabricante (Figura 3.1.10).



Figura 3.1.9 Detector de Si (Si-PIN).



Figura 3.1.10 Amplificador y fuente de poder del detector Si-PIN.

Su amplificador AMP TEK está diseñado para trabajar con pulsos negativos propios del preamplificador y a su vez el mismo amplificador le proporciona la tensión de polarización. Los parámetros del amplificador (como tiempo de formación y forma de pulso) vienen predeterminados. Entrega un pulso con forma gaussiana y tiempo de formación de $12\ \mu\text{s}$. El único parámetro variable es la ganancia con un factor de amplificación de 0 a 10.

Se realiza la misma prueba inicial de la figura 3.1.2, con dos objetivos primordiales: observar las diferencias en el espectro adquirido con respecto al detector de germanio y encontrar las condiciones equivalentes a las ideales del amplificador Canberra 2026; esto último con la finalidad de obtener espectros con condiciones similares.

En las Figuras 3.1.11 y 3.1.12 observamos las señales a la salida del preamplificador y del amplificador respectivamente, el pulso inicial es negativo y con una frecuencia baja comparada con el preamplificador del detector LEGe. A la salida del amplificador vemos las señales correspondientes a estos pulsos con forma gaussiana y tiempo de formación de 12 μ s.

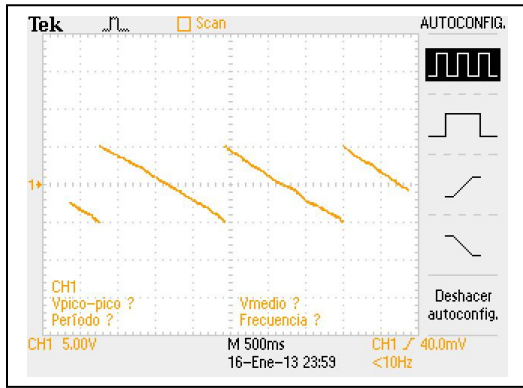


Figura 3.1.11 Salida del preamplificador AMP-TEK; Si-PIN

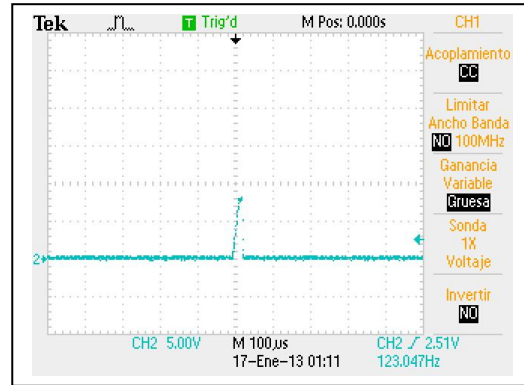


Figura 3.1.12 Salida del amplificador AMP-TEK.

Debido a que la eficiencia no es tan alta, no se necesitan modificar parámetros externos, basta con colocar la fuente justo enfrente de la ventana del detector para obtener un buen espectro. De esta manera sólo resta ajustar la ganancia para obtener un espectro con amplificación equivalente al de la figura 3.1.8.

Tras varias pruebas de adquisición, se encontró que la ganancia del amplificador para obtener un espectro con condiciones equivalentes al Canberra 2026 es de 1.61. Bajo esta amplificación y con un tiempo de exposición de 20 min, se obtiene un espectro como el de la figura 3.1.13.

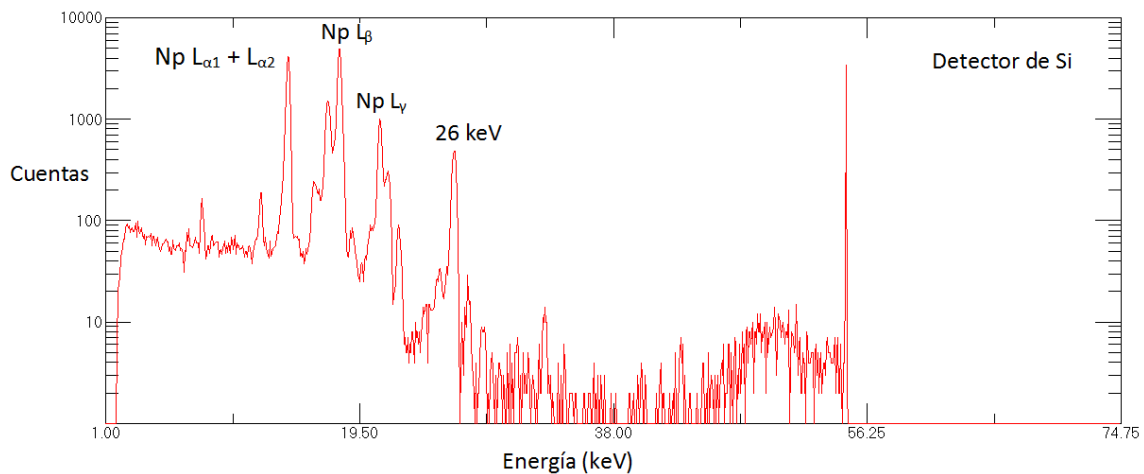


Figura 3.1.13 Espectro continuo de ²⁴¹Am bajo condiciones ambientales. Tiempo de colección 20 min.

En el espectro observamos claramente las líneas correspondientes a las transiciones de la capa L del Np, cuyas cuentas se encuentran alrededor de las 1000 unidades, a energías aun más bajas se alcanza a definir un pico que podría ser un pico de escape de alguna de estas mismas transiciones. Por el otro lado observamos una clara deficiencia a energías altas, sobresaliendo un pico que por su forma y posición se puede confundir con la emisión de 59 keV correspondiente al ^{241}Am , el fenómeno que estamos observando se explica haciendo un análisis físico: la pastilla del detector de Si es delgada comparada con el detector de Ge, debido a que alrededor de 55 keV la eficiencia se vuelve muy pequeña, se entiende que fotones con energías mayores a ésta, están atravesando la pastilla del detector sin poderse registrar, de tal modo que no alcanzamos a ver la transición de 59 keV.

Este fenómeno no es algo que perjudique nuestro experimento. El detector se piensa emplear para transiciones L en donde tenemos buenos resultados. Tras la adquisición de estos primeros espectros, las diferencias entre los detectores empiezan a ser notables. Tomando en cuenta las condiciones de cada uno y haciendo un análisis comparativo se llegan a las siguientes conclusiones:

- 1.- Para que un pico pueda definirse como tal deben existir al menos 5 canales que lo forman [1]. Para coleccionar un espectro con picos bien definidos y así hacer un análisis de tipo estadístico, el tiempo de adquisición es mayor en el detector de silicio que en el de germanio. Esto nos corrobora una mayor eficiencia en el detector de LGe.
- 2.- El detector de silicio es sensible a energías bajas; a pesar de tener una menor eficiencia, a energías bajas se definen mejor los picos, por el contrario, el detector de germanio tiene una mejor definición en energías altas.
- 3.- Aunque se logran obtener espectros con ganancias equivalentes, se debe tener en cuenta que el tiempo de formación de pulsos para cada uno de ellos es diferente.

Bajo estas conclusiones y recordando nuestro objetivo primordial, que es observar rayos X L en coincidencia con rayos X característicos de la línea K, es lógico pensar en que la ventana de disparo de emisiones K estará determinada por la señal del detector de LGe, mientras que el espectro en coincidencia se coleccionará con el detector de Si en donde esperamos observar transiciones L. De manera que obtendremos la mejor eficiencia para ambos casos.

3.1.4 Preparación de muestras

Una vez que se han caracterizado los dos detectores con sus respectivos amplificadores, el siguiente paso es obtener espectros característicos de muestras irradiadas con la fuente de ^{241}Am .

Existen diversos métodos para la preparación de muestras en técnicas analíticas de origen nuclear, siendo el más común la compresión de la muestra en polvo para formar pastillas sólidas. Aunque ya existen prensas automatizadas, la manera convencional de lograrlo es con una prensa manual. De esta manera es como se construyeron diversas pastillas en el laboratorio.

El método consiste en lo siguiente: teniendo una muestra de polvo de algún material, basta con separar alrededor de 0.25 g de la muestra previamente molida en un mortero de ágata para formar una pastilla en la prensa manual; desde luego se toman las precauciones necesarias para no contaminar la muestra.



Figura 3.1.14 Preparación de muestras a) Empastillador de prensa manual. b) Pastillas sólidas de compuestos químicos de los elementos de interés.

En el laboratorio se hicieron pastillas solidas de los siguientes compuestos: EuF_3 , CeF_3 , SmF_3 y NdF_3 , (Figura 3.1.14), que contienen los elementos conocidos antiguamente como “tierras raras”. Estos elementos químicos tienen gran importancia en la actualidad por sus numerosas aplicaciones tecnológicas y su posible toxicidad. Sus energías de transiciones K oscilan entre los 35 keV y los 50 keV. En la tabla 3.1.1 observamos las energías de transición de estos elementos, teniendo en cuenta que se van a ionizar con una energía de 59 keV proveniente del ^{241}Am y en su momento con un tubo de Rh que alcanza los 50 kV, no debe existir ningún problema para ionizar sus capas más internas.

Tabla 3.1.1 Valores de emisiones características de elementos de tierras raras (Energías en keV). [2]

Elemento	No. Atómico	$K\beta_2$	$K\beta_1$	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$L\gamma_1$	$L\beta_2$	$L\beta_1$	$L\alpha_1$	$L\alpha_2$
Cerio	58	40.231	39.255	34.717	34.276	6.052	5.613	5.262	4.840	4.823
Neodimio	60	43.298	42.269	37.359	36.845	6.602	6.090	5.722	5.230	5.208
Samarium	62	46.553	45.400	40.124	39.523	7.180	6.587	6.206	5.636	5.609
Europio	63	48.241	47.027	41.529	40.877	7.478	6.842	6.456	5.846	5.816

3.1.5 Análisis comparativo con elementos de tierras raras

Para continuar con el estudio de las propiedades de los detectores y amplificadores se obtienen espectros característicos de las pastillas hechas en el laboratorio. El modelo a seguir se muestra en la figura 3.1.15. Se aprecia como el ^{241}Am ya no incide directamente sobre el detector, sino sobre la muestra a estudiar. A pesar de tener una placa de plomo para absorber los rayos X provenientes de la fuente, se espera que en el espectro resultante exista radiación dispersa proveniente de la fuente, así como ruido por partículas del aire debido a las condiciones ambientales. Esperamos observar

un espectro con picos de energías correspondientes a transiciones propias de estos elementos montados sobre un espectro continuo del ^{241}Am con menor intensidad que en pruebas anteriores por incidir de manera indirecta.

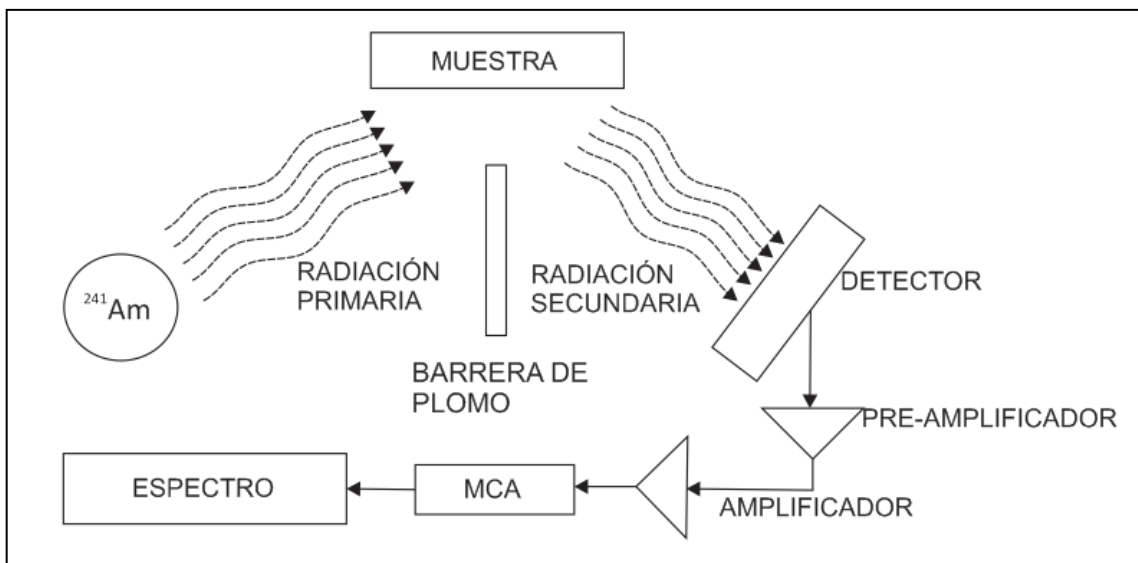


Figura 3.1.15 Diagrama de bloques para la obtención de espectros característicos de un blanco determinado.

Se toma una pastilla de un elemento a estudiar, en este caso utilizamos el Sm y se arma un dispositivo correspondiente a la figura 3.1.15. Bajo condiciones ideales de amplificación previamente establecidas se toman espectros de 40 min con cada uno de los detectores.

En la figura 3.1.16 observamos el espectro obtenido con el detector de Ge, enfocándonos a nuestra área de interés; es de notarse cómo las energías altas están mejor definidas; esto se debe al tiempo muerto que se redujo de un 10% a un 0.5% aproximado debido a la barrera de plomo en el arreglo. Esto evita la pérdida de información y la visualización de un mejor espectro. Como se predijo, observamos las transiciones K del Sm y la resolución del detector es suficiente para poder distinguir los dos picos correspondientes a cada transición de subcapas. A energías bajas como es de esperarse el detector no es tan eficiente, se alcanzan a formar picos correspondientes a transiciones L del Sm y ligeramente se observan las transiciones L del Np.

Aunque el espectro es muy bueno, una vez dentro de la cámara y con un tubo como fuente de radiación se espera una mejora en él. Se espera que el detector LEGe tenga una gran eficiencia para los fotones de estas energías, lo cual puede llegar a afectar el desempeño global del sistema debido al elevado tiempo muerto. Los resultados cambian drásticamente con una diferencia del 10% con tan sólo colocar una barrera de plomo. Se deberá tener sumo cuidado con los parámetros del tubo para no saturar el detector en su momento, ya que con el haz de rayos X primarios incidiendo directamente sobre la muestra se espera una mayor cantidad de transiciones características.

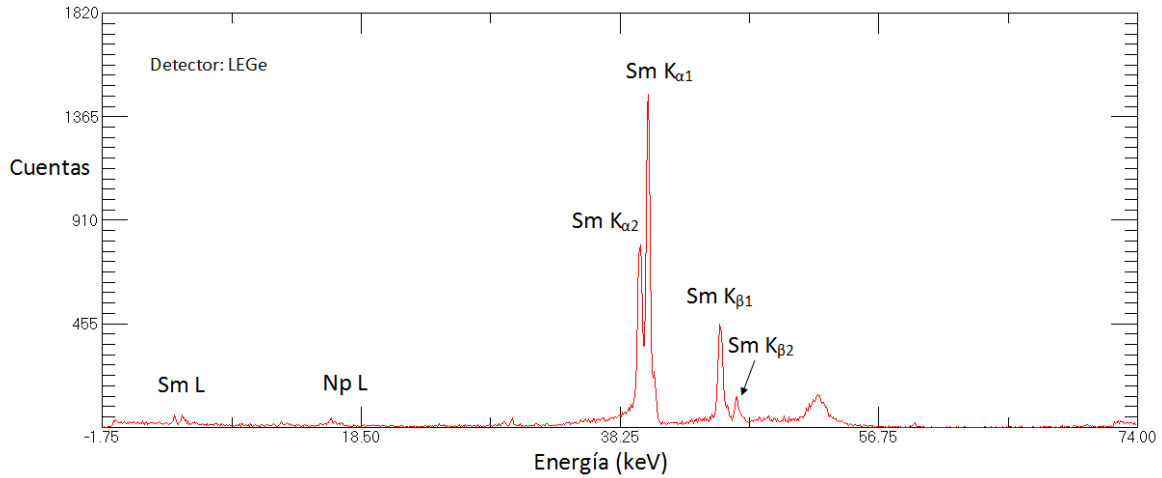


Figura 3.1.16 Espectro característico del Sm. Fuente ^{241}Am . Tiempo de colección 40 min.

Se realiza la misma prueba con el detector de Si (Figura 3.1.17). Claramente se observa una mejora en el espectro comparado con el colectado anteriormente con este mismo detector. A energías altas se alcanzan o definen mejor los picos correspondientes a transiciones K del Sm; esto se debe a que se incrementó el tiempo de colección.

A energías aún más bajas que las transiciones L del Np, se perciben picos de las transiciones L correspondientes al Sm. Si bien no se alcanzan a formar los picos como en las transiciones K que se separan en subcapas, es suficiente con observar las transiciones $L\alpha = 5.64 \text{ keV}$ y $L\beta = 6.21 \text{ keV}$ [3].

Por tratarse de pruebas de caracterización, hay demasiados picos provenientes de la fuente de ^{241}Am . Se espera que con el tubo de rayos X y dentro de una cámara de irradiación, se obtengan espectros más limpios.

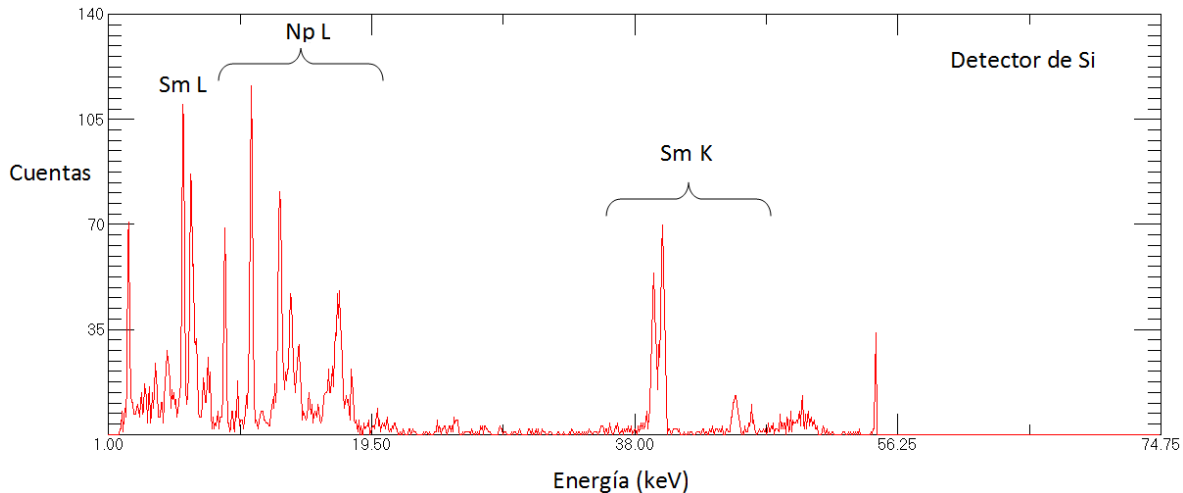


Figura 3.1.17 Espectro característico del Sm. Fuente ^{241}Am . Tiempo: 40min.

Se realizan estas mismas pruebas con los demás elementos, obteniéndose resultados semejantes. Lo importante de estas pruebas es comenzar a observar el comportamiento de los detectores y de sus respectivos amplificadores que ya se encuentran caracterizados. Es por esta razón que se trabaja a condiciones ambientales.

Hasta el momento las observaciones más destacadas son la gran eficiencia del detector LEGe y la diferencia en los tiempos de formación de pulsos de los amplificadores, hecho que por el momento no se ha reflejado en los espectros, mas sí en las señales correspondientes a la salida de los amplificadores. Por esta razón se tiene que analizar el funcionamiento de cada módulo para saber si éste es un hecho que pueda repercutir en un análisis en coincidencias.

3.2 Caracterización de módulos de electrónica nuclear

Hasta este punto se ha trabajado con la señal proveniente del preamplificador sólo pasando por un módulo de amplificación. Mientras más se procesa una señal, se deben tomar en cuenta los factores que empiezan a influir en la electrónica empleada, tales como: el retraso que puede llegar a presentar en el tiempo la señal, variaciones en cuanto a amplitud y ruido que se pudiera llegar a inducir incluso por la misma electrónica, entre otros.

Aunque estos factores frecuentemente se descartan, en procesos experimentales no es conveniente hacerlos a un lado. Para nuestro caso experimental la información tiene que ser muy precisa; una variación mínima en la amplitud del pulso significa una energía correspondiente a otro fotón que no sea el incidente y por el hecho de estar trabajando en coincidencias, no puede haber variaciones en el tiempo, ya que las señales deben cumplir con ciertas especificaciones de los módulos. Esto es especialmente cierto para el MCA.

En esta sección se analizarán los módulos de electrónica para observar su funcionamiento con señales y ver cómo nos pueden llegar a afectar. Para esto se utiliza un generador de pulsos NIM de *Berkeley Nucleonics Corp.* Modelo PB-5. Figura 3.2.1



Figura 3.2.1 Generador de pulsos, módulo NIM, Modelo PB-5, de *Berkeley Nucleonics Corp.*

El generador se utiliza solamente como simulador de fotones. Para esto es necesario plantear un diagrama de módulos de la prueba de coincidencias; de esta manera se tiene presente a qué objetivo se quiere llegar y qué papel representa cada módulo. En la figura 3.2.2 observamos un blanco excitado por un tubo de rayos X para ser ionizado y emitir rayos X característicos, el blanco irradiará con emisiones características tanto al detector de Ge como al de Si de manera espontánea y aleatoria.

Cada vez que una emisión K llegue al detector de Ge, éste generará un pulso lógico a través del SCA previamente configurado con una ventana cuyos valores serán correspondientes al pico de la emisión K seleccionada. De tal manera que este pulso lógico abrirá la compuerta del MCA por un tiempo determinado equivalente a la anchura del pulso lógico y que de acuerdo a las especificaciones del SCA será de 0.5 μ s.

Por el lado contrario el detector de Si trabajará con un retraso de tiempo para ajustar las señales de tal manera que lleguen de acuerdo a las especificaciones del MCA. De esta manera solamente se tendrá adquisición al momento de que una transición K previamente definida sea detectada.

A su vez, se estarán colectando los espectros correspondientes a cada detector con un MCA con multipuerto.

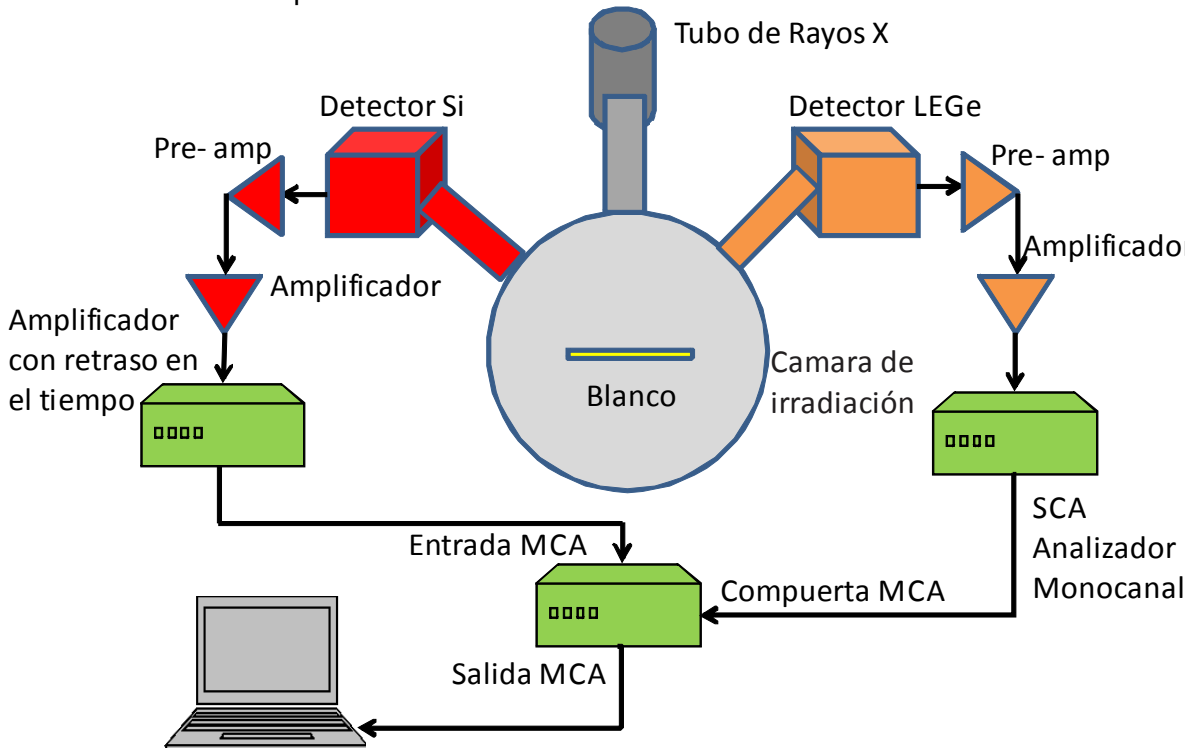


Figura 3.2.2 Diagrama de bloques de análisis en coincidencias.

3.2.1 Ventana discriminadora

En el MCA se visualizan espectros con energías de fotones en keV. Cada una de estas energías está asociada a un canal propio del MCA, que a su vez está asociado a un potencial entre 0 - 10 V, debido a la normatividad NIM. De manera que el potencial de los pulsos de entrada al amplificador tiene una relación directamente proporcional con los canales del MCA. Dado que la ventana discriminadora está determinada por el detector de Ge, los parámetros de su amplificador correspondiente (Canberra 2026) son inamovibles. Esto último para conservar esa relación.

Podemos obtener una ecuación representativa de la relación entre la amplitud de los pulsos de entrada y los canales del MCA, para lo cual se utiliza el generador de pulsos. Se introducen pulsos al amplificador con parámetros ideales, y de esta manera se

obtiene una relación entre tensión eléctrica incidente y el canal que se excite en el MCA. (Figura3.2.3)



Figura 3.2.3 Diagrama de bloques para la obtención de la relación Potencial vs Canal.

La Tabla 3.2.1, muestra los resultados de esta prueba, en donde a cada valor de tensión le corresponde un canal del MCA.

Tabla 3.2.1 Amplitud del pulso de entrada Vs. Canal en MCA

Amplitud de pulso (V)	Canal	Amplitud de pulso (V)	Canal
0.002	15	0.052	449
0.004	33	0.054	467
0.006	50	0.056	484
0.008	68	0.058	502
0.010	85	0.060	519
0.012	103	0.062	536
0.014	121	0.064	553
0.016	136	0.066	571
0.018	154	0.068	588
0.020	172	0.070	606
0.022	189	0.072	623
0.024	207	0.074	641
0.026	224	0.076	658
0.028	242	0.078	674
0.030	259	0.080	692
0.032	275	0.082	710
0.034	293	0.084	727
0.036	310	0.086	745
0.038	328	0.088	762
0.040	346	0.090	780
0.042	363	0.092	797
0.044	381	0.094	814
0.046	398	0.096	831

0.048	414	0.098	849
0.050	432	0.100	866

Como es de esperarse la relación tiende a formar una recta. Se realiza una regresión lineal sobre los datos para obtener la recta característica de la forma $y = mx + b$, donde m es la pendiente y b es la ordenada al origen. (Ecuación 3.2.1)

$$y = 8678.18x - 1.75 \tag{3.2.1}$$

Donde y es el canal y x la tensión correspondiente. Siendo que en el caso experimental la variable independiente es la tensión, se despeja para obtener una ecuación característica

$$Tensión = 0.115 \times 10^{-3} (Canal) + 0.201 \times 10^{-3} \tag{3.2.2}$$

La ecuación 3.2.2 será de vital importancia para determinar los valores de ventana en el SCA una vez definido el pico que queremos usar como ventana de disparo en un espectro en coincidencias. Se sustituyen los canales de dicho pico en la ecuación 3.2.2 para obtener los valores de tensión correspondientes, tensiones que determinarán los valores de la ventana de disparo del SCA.

Para ejemplificar esto, se toma el espectro de la figura 3.1.18 que corresponde al Sm radiado con la fuente de ^{241}Am y detector LEGe. Se realiza una amplificación sobre el espectro en los canales correspondientes a las transiciones $K_{\alpha 1}$ y $K_{\alpha 2}$. (Figura 3.2.4)

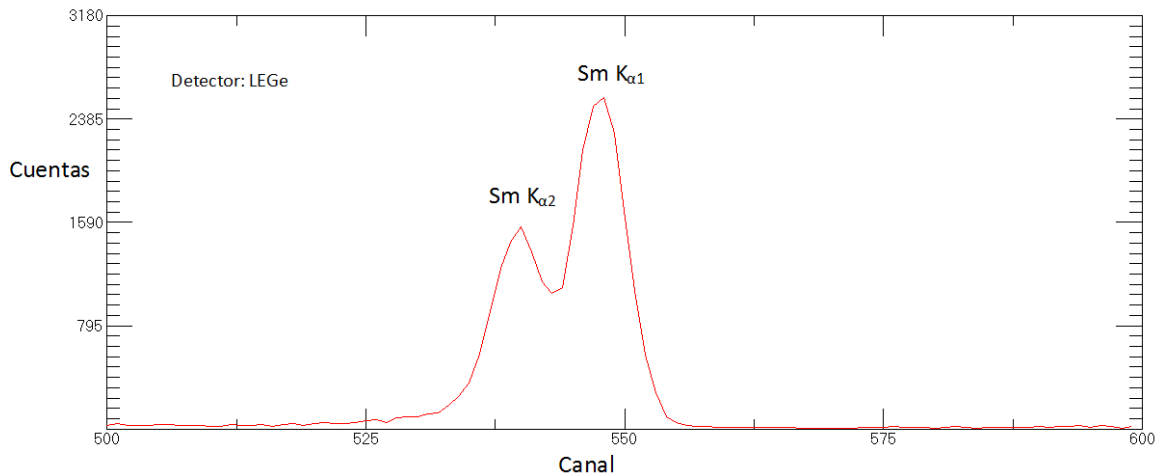


Figura 3.2.4 Transiciones K del Sm, Fuente ^{241}Am .

De esta manera tenemos más claros los canales que le corresponden a cada fotón. Ahora bien, si quisiéramos utilizar como ventana de disparo la transición $K_{\alpha 1}$ entonces se tomará un canal inicial (C_i) y un canal final (C_f) para definir los límites de esta ventana. En este caso podemos asignar los siguientes canales: $C_i = 543$ y $C_f = 556$

Una vez definidos los canales; se sustituyen en la ecuación 3.2.2 para obtener dos tensiones, una tensión inicial (T_i) y una tensión final (T_f)

$$Tensión = 0.115^{-3}(Canal) + 0.201 \times 10^{-3} \quad (3.2.3)$$

$$T_i = 0.115^{-3}(543) + 0.201 \times 10^{-3} = 0.062 V \quad (3.2.4)$$

$$T_f = 0.115^{-3}(556) + 0.201 \times 10^{-3} = 0.064 V \quad (3.2.5)$$

Con el análisis hecho anteriormente sabemos que estas tensiones definirán los valores de ventana del SCA, de tal manera que al momento de llegar fotones de diversas energías solamente los fotones correspondientes a la energía comprendida en el pico $K\alpha 1$ tendrá como consecuencia la generación de un pulso lógico en el SCA.

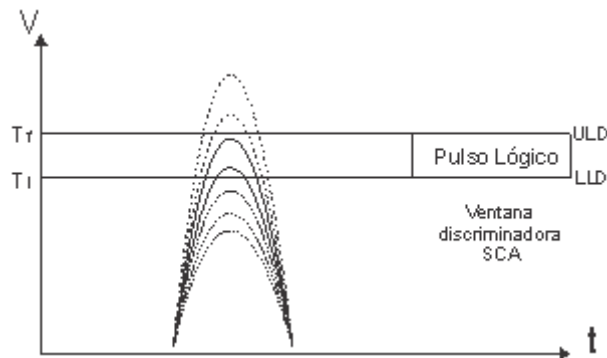


Figura 3.2.5 Diagrama de generación de pulsos lógicos con una ventana discriminadora en el SCA.

Cabe mencionar que esta caracterización se pudo haber realizado haciendo una relación directa entre las tensiones inducidas con respecto a las energías producidas por estas mismas, se opta por hacer la relación con los canales por comodidad ya que en software son los que se despliegan en primera instancia.

3.2.2 Caracterización del analizador monocanal (Single Channel Analyzer SCA)

El analizador monocanal que se utilizará es un módulo NIM *Timing SCA* modelo 553 de ORTEC, un SCA analógico con límites variables tanto inferior como superior, el primero de ajuste fino y el segundo de ajuste grueso que comprenden de 0 – 10 V. Generalmente un SCA representa un retraso en la señal de salida con respecto al de la entrada debido al tiempo que tarda en formarse el pulso lógico. Es por esto que algunos SCA vienen con un control de ajuste de tiempo, en este caso desde los 0.1 μs hasta los 1.1 μs . Es importante recalcar que este ajuste de retraso de tiempo propio del SCA es sobre el pulso lógico generado, mas no sobre la señal que genera el pulso.

En la figura 3.2.6 se ejemplifica lo anterior. Un pulso de 7V de entrada genera un pulso lógico a través del SCA si la ventana está definida alrededor de este valor. Se observa cómo el pulso lógico tiene un retraso aproximado de 1 μs como consecuencia de la formación del mismo.

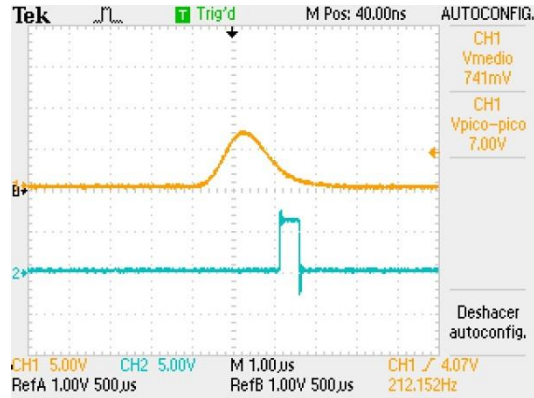


Figura 3.2.6 Formación de pulso lógico en SCA.

La caracterización de este módulo consiste en observar el funcionamiento de los niveles de ventana LLD (*Lower Level Discriminator*) y ULD (*Upper Level Discriminator*), con el fin de saber si realmente nos están generando una ventana con los valores que le estamos introduciendo. El procedimiento para esto se describe a continuación.

Se genera un pulso que se hace pasar por el amplificador y posteriormente por el SCA. De la tabla 3.2.1 sabemos que para que este pulso genere un pulso lógico, tiene que estar entre 0 - 0.1 V como consecuencia de la amplificación, de lo contrario la tensión inducida superaría los 10 V. Con la ventana discriminadora completamente abierta, se deja el ULD fijo en 10V y se cierra el LLD de manera periódica. Paralelamente se ajusta la amplitud del pulso a la amplitud mínima donde se genera el pulso lógico. El valor de la tensión, es el valor de tensión real correspondiente al valor de LLD en que nos encontramos. Los resultados de esta caracterización se muestran en la tabla 3.2.1

Tabla 3.2.2 Caracterización SCA; LLD vs. Tensión Real.

LLD	Tensión Real	UPD
0	0.0018	10
0.5	0.0056	10
1.0	0.0107	10
1.5	0.0157	10
2.0	0.0209	10
2.5	0.0260	10
3.0	0.0314	10
3.5	0.0362	10
4.0	0.0415	10
4.5	0.0469	10
5.0	0.0529	10
5.5	0.0571	10
6.0	0.0622	10
6.5	0.0673	10
7.0	0.0727	10
7.5	0.0776	10

8.0	0.0829	10
8.5	0.0878	10
9.0	0.0932	10
9.5	0.0985	10

El mismo procedimiento se realiza para la ventana ULD; esta vez el LLD se queda fijo y se mueve periódicamente el ULD ajustando el valor real en donde se aprecia el pulso lógico por la parte superior de la ventana. (Tabla 3.2.3)

Tabla 3.2.3 Caracterización SCA; ULD vs. Tensión Real.

LLD	Tensión Real	ULD
0	0	0
0	0.0056	0.5
0	0.0125	1.0
0	0.0172	1.5
0	0.0230	2.0
0	0.0289	2.5
0	0.0346	3.0
0	0.0401	3.5
0	0.0461	4.0
0	0.0517	4.5
0	0.0572	5.0
0	0.0630	5.5
0	0.0687	6.0
0	0.0742	6.5
0	0.0799	7.0
0	0.0856	7.5
0	0.0915	8.0
0	0.0970	8.5
0	0.1029	9.0
0	0.1086	9.5

Graficando estas rectas y aplicando una regresión lineal sobre los datos obtenemos dos rectas características de las ventanas LLD y ULD. (Figura 3.2.7)

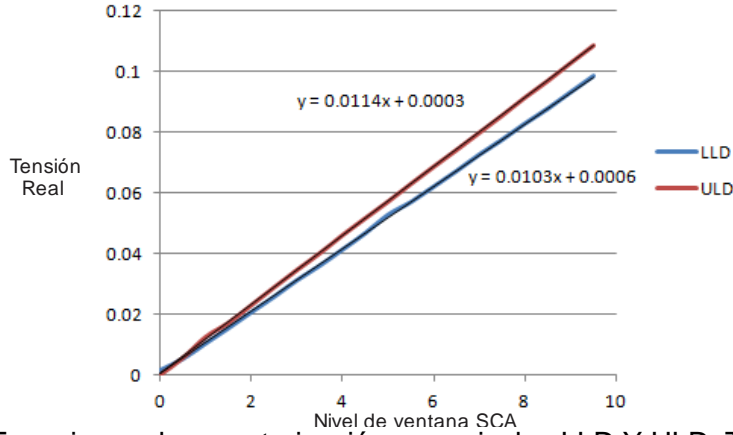


Figura 3.2.7 Ecuaciones de caracterización para niveles LLD Y ULD; Tensión Real vs. Nivel de ventana.

Es muy importante notar que en figura, en las rectas, la variable dependiente es el nivel de ventana SCA y la independiente la tensión real. Siendo que en nuestro caso experimental el valor conocido será la tensión real, es necesario invertirlas de modo que la variable dependiente sea la tensión real. (Figura 3.2.8)

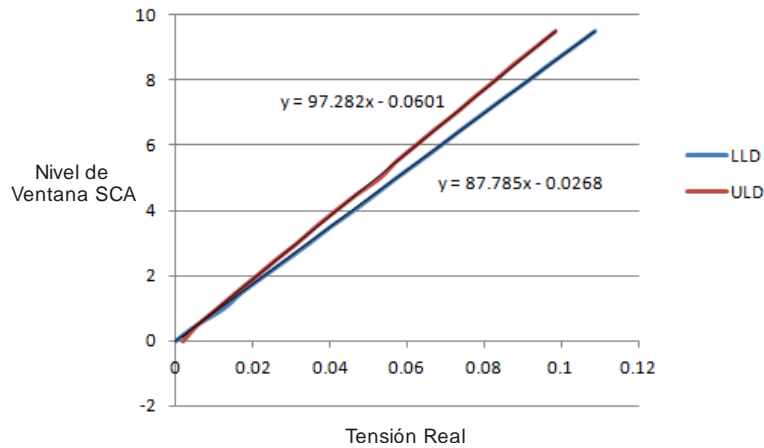


Figura 3.2.8 Ecuaciones de caracterización para niveles LLD y ULD: Nivel de ventana vs. Tensión Real.

De esta figura y este análisis obtenemos dos ecuaciones de la forma $y = mx + b$ correspondientes al comportamiento de cada nivel de ventana, donde y es igual al valor de ventana correspondiente y x el valor de tensión real obtenido de la ecuación 3.2.3

$$LLD = 87.785 \times T_i - 0.0268 \quad (3.2.6)$$

$$ULD = 97.282 \times T_f - 0.0601 \quad (3.2.7)$$

Estas ecuaciones son importantes para no estar ajustando la ventana conforme el experimento avanza, sino ya tener los valores determinados para cualquier ventana de nuestra elección.

3.2.3 Caracterización de retrasador de tiempo (Delay amplifier)

Para que la compuerta en un MCA funcione adecuadamente la señal de entrada y la señal de compuerta (pulso lógico) deben tener una diferencia de tiempo predeterminada. Generalmente, el pulso lógico tiene que llegar antes para así abrir la compuerta por un tiempo determinado por la anchura del pulso. En nuestro caso, el MCA funciona de manera contraria, es decir, la señal de entrada tiene que llegar antes que el pulso lógico con una diferencia no mayor que $5 \mu\text{s}$ entre el punto más alto de la señal y el punto de formación del pulso lógico.

El módulo retrasador de tiempo se utiliza para lograr este ajuste entre las señales, es un módulo NIM *Delay Amplifier 427A* de ORTEC, produce retrasos con cualquiera de las siguientes combinaciones $0.25 \mu\text{s}$, $0.5 \mu\text{s}$, $1.0 \mu\text{s}$, $1.0 \mu\text{s}$, y $2.0 \mu\text{s}$, acepta entradas de pulsos tanto negativas como positivas y entrega pulsos con la misma amplitud y forma. (Figura 3.2.9)

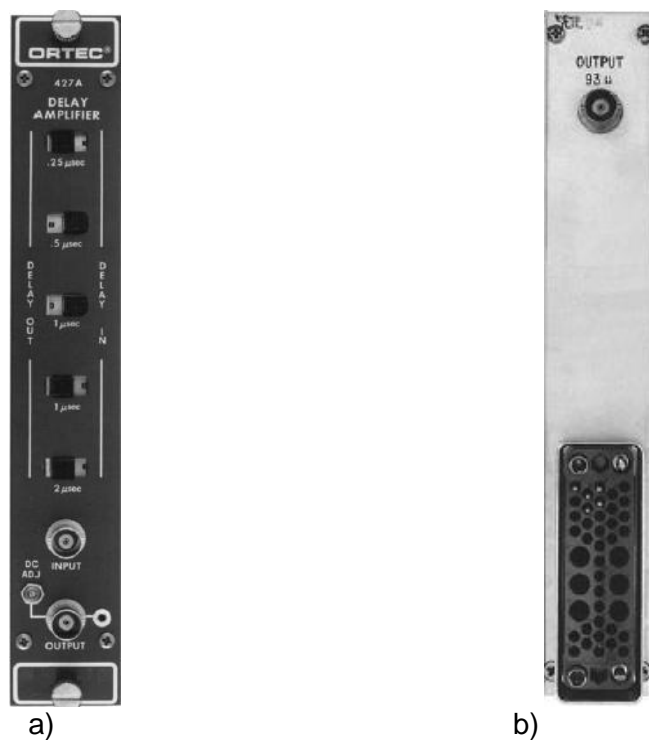


Figura 3.2.9 Módulo NIM. Delay Amplifier 427A de ORTEC a) cara frontal. b) cara posterior.

La señal que se necesita retrasar es la señal proveniente del detector Si, para ajustarla al retraso que pueda llegar a provocar el SCA. Con base en la imagen de la figura 3.2.6, en donde la señal introducida es una señal con una amplitud seleccionada aleatoriamente, se observa que el retraso que inducido por el módulo es constante al variar esta amplitud. Así, se estima que el retraso necesario para satisfacer las condiciones del MCA y activar la compuerta de coincidencia sea de $0.5 \mu\text{s}$, aunado con un ajuste fino con el retrasador propio del SCA sobre el pulso lógico.

Es necesario analizar el comportamiento del retrasador de tiempo, con el fin de observar si existe algún cambio en la señal en cuanto a amplitud después de ser procesada. Recordando que la señal introucida será la señal proveniente del detector de Si, una variación en la diferencia de potencial, implica el registro de otra energía. Se generan pulsos para ser procesados por el módulo. De pruebas pasadas sabemos que estos pulsos deben tener valores entre 0 y 0.1 V debido a la amplificación. Se observa que los pulsos de salida son de igual forma que los de entrada; pero con una ligera variación en la amplitud. Esta variación depende del retraso que se induce, (Figura 3.2.10) y no debería ocurrir en condiciones normales.

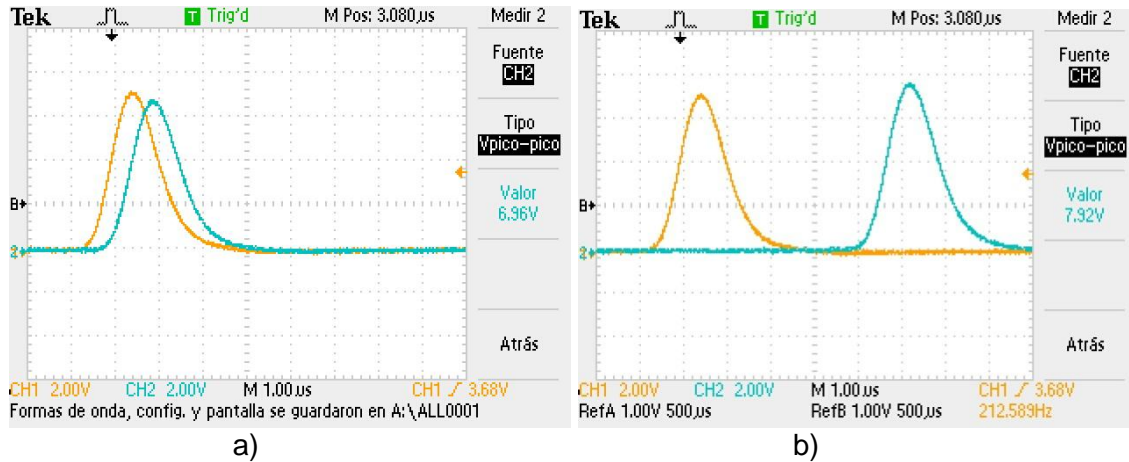


Figura 3.2.10 Señales de entrada y salida a través de modulo retrasador de tiempo. Señal de entrada 7.44 V (en color amarillo). a) Retraso de 0.25 μs. b) Retraso de 4.75 μs.

En esta figura comprendemos el comportamiento del módulo de manera general. Observamos que el módulo nos reduce la señal en amplitud con un retraso mínimo; conforme se aumente el retraso esta amplitud se compensa incluso hasta rebasar la amplitud de entrada. Este fenómeno repercute de manera directa en cualquier espectro, de manera que se tendrá que recalibrar el espectro cada vez que se mueva el retraso.

Ahora bien, en la figura anterior sólo se muestra el comportamiento con un cierto nivel de amplitud, en este caso 7.44 V. Es necesario analizar el comportamiento con todas las tensiones posibles que puedan llegar a inducirse en el módulo, así como sus posibles combinaciones de retraso con estas mismas. Como solamente se han analizado los módulos de manera independiente, no se sabe con certeza qué retraso se va a llegar a ocupar aunque se estima uno de 0.5 μs, de manera que se construye una tabla que ejemplifique el comportamiento del módulo retrasador de tiempo, con retrasos que van desde 0.25 μs – 3.0 μs y amplitudes de 0 – 0.1 V, haciendo énfasis en el retraso correspondiente a 0.5 μs. Tabla 3.2.4

Tabla 3.2.4 Comportamiento del retrasador de tiempo 0.25 μs – 3 μs .

Generador	Amp.	Sin retraso	0.25	0.50	0.75	1.00	1.25	1.50	1.75	2.00	2.25	2.50	2.75	3.00
0.002	0.36	0.33	0.32	0.34	0.32	0.34	0.34	0.34	0.33	0.35	0.35	0.35	0.36	0.35
0.004	0.57	0.54	0.54	0.54	0.54	0.54	0.54	0.54	0.54	0.55	0.55	0.56	0.54	0.56
0.006	0.78	0.68	0.68	0.68	0.67	0.70	0.67	0.70	0.70	0.75	0.73	0.76	0.77	0.77
0.008	0.98	0.94	0.91	0.93	0.91	0.93	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.94	0.92	0.97
0.010	1.18	1.13	1.11	1.12	1.09	1.11	1.12	1.11	1.09	1.15	1.15	1.16	1.17	1.17
0.012	1.38	1.32	1.31	1.31	1.27	1.32	1.30	1.31	1.32	1.34	1.34	1.36	1.37	1.37
0.014	1.62	1.56	1.52	1.52	1.54	1.54	1.48	1.54	1.54	1.58	1.58	1.58	1.60	1.58
0.016	1.80	1.70	1.70	1.70	1.70	1.70	1.70	1.70	1.72	1.76	1.78	1.78	1.78	1.78
0.018	2.00	1.92	1.92	1.90	1.90	1.92	1.92	1.92	1.94	1.96	1.96	1.98	1.98	1.98
0.020	2.20	2.14	2.14	2.14	2.14	2.10	2.14	2.10	2.14	2.16	2.16	2.18	2.18	2.18
0.022	2.42	2.34	2.32	2.34	2.34	2.34	2.32	2.32	2.34	2.36	2.36	2.36	2.38	2.38
0.024	2.60	2.50	2.50	2.48	2.48	2.50	2.50	2.52	2.52	2.54	2.56	2.58	2.60	2.58
0.026	2.88	2.48	2.48	2.48	2.52	2.64	2.68	2.68	2.68	2.76	2.80	2.80	2.80	2.80
0.028	3.04	2.92	2.92	2.92	2.92	2.92	2.92	2.92	2.96	2.96	2.96	3.00	3.00	2.96
0.030	3.24	3.12	3.12	3.12	3.12	3.12	3.12	3.12	3.12	3.16	3.16	3.16	3.20	3.20
0.032	3.40	3.32	3.32	3.32	3.32	3.28	3.32	3.32	3.32	3.32	3.36	3.36	3.40	3.40
0.034	3.76	3.48	3.48	3.52	3.52	3.52	3.56	3.56	3.60	3.68	3.72	3.72	3.76	3.76
0.036	3.92	3.60	3.72	3.72	3.72	3.72	3.72	3.72	3.76	3.80	3.80	3.84	3.84	3.88
0.038	4.12	3.96	3.96	3.96	3.96	3.96	3.96	3.96	4.00	4.00	4.04	4.04	4.08	4.04
0.040	4.24	3.56	3.64	3.64	3.68	3.80	3.80	3.80	3.88	4.16	4.16	4.24	4.28	4.24
0.042	4.48	3.96	3.96	4.00	4.00	3.96	4.00	4.04	4.04	4.36	4.40	4.44	4.48	4.40
0.044	4.72	4.60	4.60	4.60	4.60	4.60	4.60	4.60	4.64	4.64	4.68	4.68	4.76	4.72
0.046	4.88	4.80	4.80	4.80	4.80	4.80	4.80	4.80	4.84	4.84	4.88	4.92	4.92	4.92
0.048	5.08	4.80	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	5.00	5.04	5.04	5.08
0.050	5.28	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	4.96	5.12	5.20	5.20	5.20	5.20
0.052	5.44	5.28	5.28	5.28	5.28	5.28	5.28	5.28	5.28	5.28	5.36	5.36	5.44	5.36
0.054	5.68	5.44	5.44	5.44	5.44	5.44	5.44	5.44	5.52	5.52	5.52	5.60	5.60	5.60
0.056	5.84	5.68	5.68	5.68	5.68	5.68	5.68	5.68	5.68	5.68	5.76	5.76	5.84	5.76
0.058	6.08	5.84	5.84	5.84	5.84	5.84	5.84	5.84	5.92	5.84	5.92	6.00	6.00	6.00
0.060	6.24	6.08	6.08	6.08	6.08	6.08	6.08	6.08	6.08	6.08	6.08	6.16	6.24	6.16
0.062	6.48	6.24	6.24	6.24	6.24	6.24	6.24	6.24	6.24	6.24	6.24	6.32	6.40	6.32
0.064	6.64	6.32	6.32	6.32	6.32	6.32	6.32	6.32	6.32	6.40	6.48	6.48	6.56	6.56
0.066	6.88	6.64	6.64	6.64	6.64	6.56	6.64	6.64	6.64	6.64	6.72	6.72	6.8	6.72
0.068	7.04	6.80	6.80	6.72	6.72	6.72	6.72	6.72	6.80	6.80	6.80	6.80	6.88	6.88
0.070	7.28	6.80	6.32	6.48	6.48	6.48	6.48	6.48	6.48	6.88	6.88	6.88	6.88	6.88
0.072	7.28	7.04	6.96	6.96	6.96	6.96	6.96	6.96	6.96	6.96	7.04	7.12	7.20	7.12
0.074	7.44	7.20	6.96	7.28	7.20	7.28	7.20	7.20	7.20	7.28	7.28	7.36	7.36	7.12
0.076	7.60	7.12	7.04	7.12	7.04	7.12	7.12	7.12	7.20	7.28	7.60	7.52	7.52	7.44

0.078	7.76	7.20	7.52	7.52	7.52	7.44	7.44	7.52	7.28	7.52	7.76	7.76	7.76	7.60
0.080	7.92	7.44	7.20	7.20	7.28	7.44	7.36	7.36	7.36	7.76	7.84	7.92	7.92	7.92
0.082	8.16	7.84	7.76	7.84	7.68	7.68	7.76	7.76	7.76	8.00	7.92	8.08	8.24	7.92
0.084	8.32	8.08	8.08	8.00	8.08	8.08	8.08	8.08	8.16	8.16	8.24	8.32	8.32	8.08
0.086	8.56	8.24	8.08	8.16	8.00	8.24	8.08	8.24	8.32	8.40	8.48	8.48	8.56	8.48
0.088	8.72	8.40	8.32	8.32	8.40	8.32	8.40	8.48	8.48	8.56	8.64	8.72	8.72	8.64
0.090	8.88	8.32	8.32	8.24	8.24	8.32	8.40	8.40	8.48	8.72	8.80	8.88	8.88	8.56
0.092	9.12	8.48	8.48	8.48	8.48	8.48	8.48	8.56	8.56	8.96	8.96	9.12	9.12	8.88
0.094	9.20	8.80	8.80	8.80	8.80	8.88	8.80	8.80	8.64	9.12	9.20	9.20	9.36	9.04
0.096	9.44	8.88	8.88	8.88	8.88	8.96	8.96	8.96	9.04	9.28	9.36	9.44	9.52	9.44
0.098	9.60	9.44	9.04	9.36	9.36	9.36	9.44	9.44	9.52	9.52	9.60	9.68	9.76	9.52
0.100	9.84	9.60	9.36	9.44	9.52	9.52	9.52	9.52	9.52	9.68	9.76	9.84	9.52	9.52

En la tabla se ve sombreada con azul la línea de los valores correspondientes a las imágenes de la figura 3.2.10, y con amarillo los valores del retraso pronosticado. En todos los valores se observa un comportamiento similar; a un retraso mínimo, la amplitud decae mientras que a un retraso máximo la amplitud es mayor. Se pueden hacer ecuaciones características a cada retraso, pero es más prudente saber cuál es el que se va a utilizar para sólo hacer una ecuación característica.

3.3 Sistemas de autocoincidencias y coincidencias

3.3.1 Autocoincidencias

Una vez caracterizados los módulos a utilizarse, se pueden comenzar a ensamblar para formar las primeras pruebas. La primera de ellas es la de auto coincidencias, que es una prueba en donde la señal que genera el pulso lógico y la que genera el espectro en coincidencia proviene del mismo detector. El objetivo es observar un espectro de la ventana discriminadora y cuyo diagrama de bloques se muestra en la figura 3.3.1.

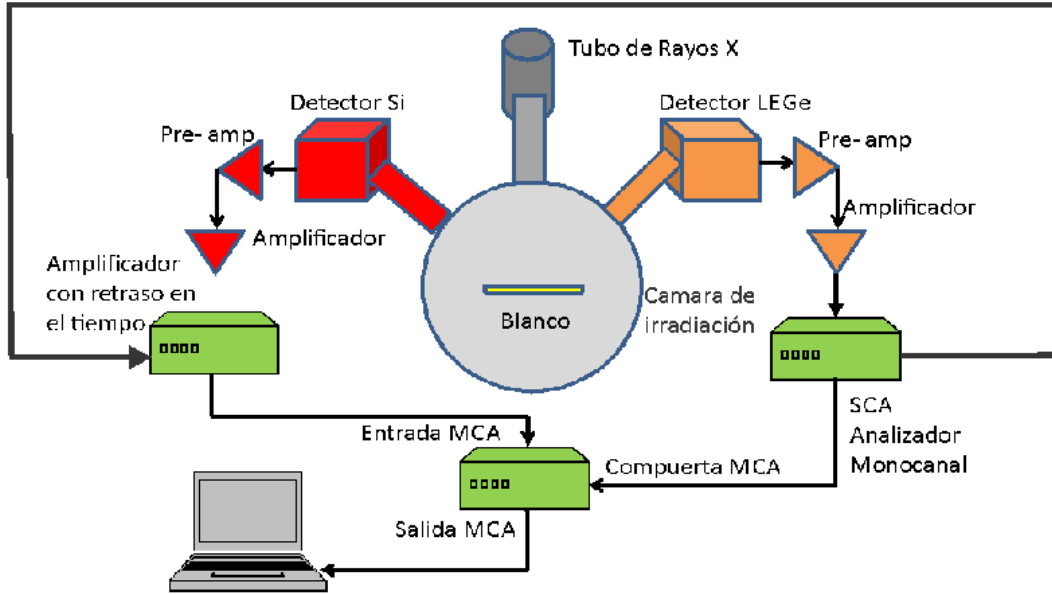


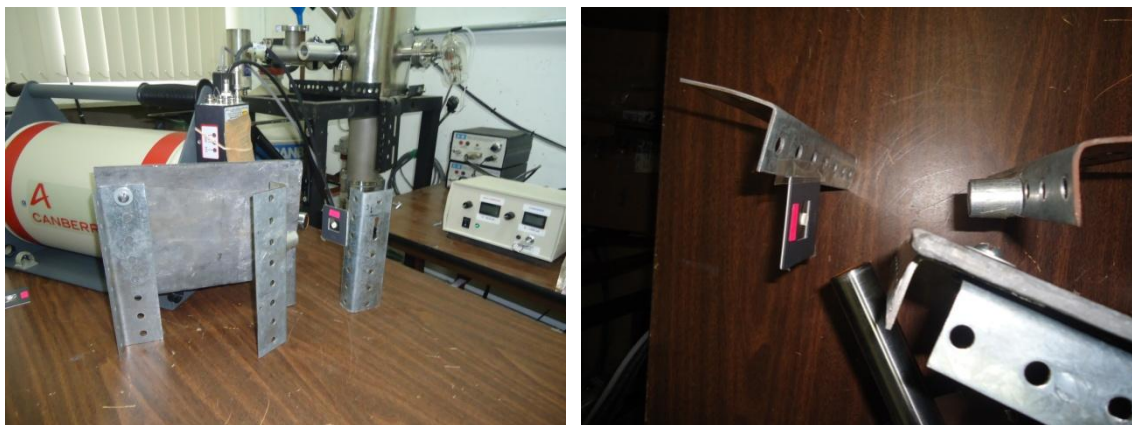
Figura 3.3.1 Diagrama de bloques para la obtención de espectro en autocoincidencia.

Para ejemplificar esta prueba se utiliza el Eu, el elemento más pesado de nuestras pastillas. Seguimos trabajando a condiciones ambientales y utilizando la fuente de ²⁴¹Am. Las energías de transición del Europio se muestran en la tabla 3.3.1

Tabla3.3.1 Energías de transición del Europio.

Elemento	Z	Kβ ₂	Kβ ₁	Kα ₁	Kα ₂	Lγ ₁	Lβ ₂	Lβ ₁	Lα ₁	Lα ₂
Europio	63	48.241	47.027	41.529	40.877	7.478	6.842	6.456	5.846	5.816

Se comienza por la obtención del espectro característico de la muestra. El arreglo de esta prueba es ya conocido y su diagrama físico se muestra en la figura 3.3.2. Observamos la ventana de berilio propia del detector, la pared de plomo, la fuente radiactiva y la muestra todos ellos ubicados de tal manera que al detector sólo lleguen rayos X de la muestra.



a)

b)

Figura 3.3.2 Arreglo para la obtención del espectro del Eu a condiciones ambientales. Detector LEGe. a) Vista frontal. b) Vista superior.

Se utiliza el amplificador con condiciones ideales (ya determinadas) y se obtiene el espectro de la figura 3.3.3.

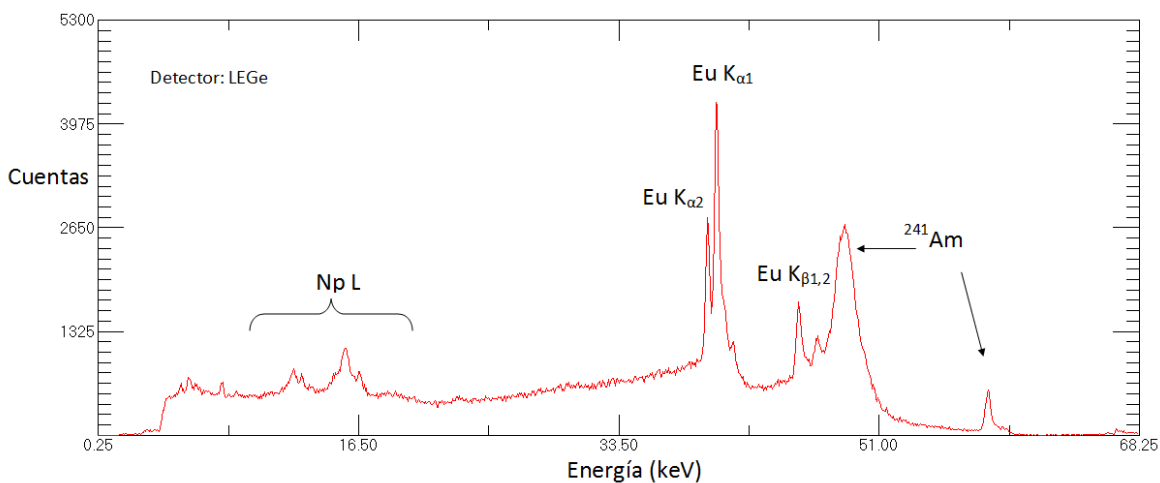


Figura 3.3.3 Espectro característico del Eu. Fuente ^{241}Am Tiempo de colección: 1h.

Nos enfocamos en las líneas K del Eu, de donde vamos a obtener nuestra ventana. Por el momento los demás picos no son de importancia para el experimento. Hacemos un acercamiento a las transiciones K_{α} y visualizamos el espectro con los canales en el eje horizontal para comenzar a delimitar la ventana. (Figura 3.3.4)

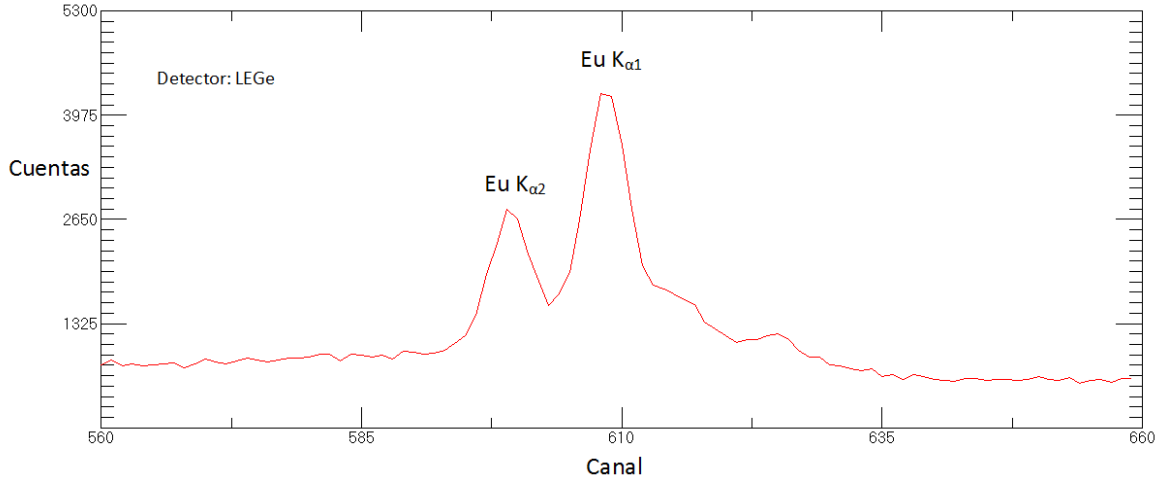


Figura 3.3.4 Transiciones Kα del Eu. Detector LGe. Tiempo: 1 h. Condiciones ambientales.

Se delimita con una función propia del software el espectro entre los canales 560 y 660, se observan los picos con mayor claridad. Por ser el evento más probable en el espectro se escoge como ventana la transición K_{α1}, de manera que se selecciona un canal inicial y un canal final, 604 y 615 respectivamente. Sustituyendo estos canales en la ecuación 3.2.2 obtenemos una tensión inicial y una tensión final.

$$T_i = 0.115 \times 10^{-3} (604) + 0.201 \times 10^{-3} = 0.0701V \quad (3.3.1)$$

$$T_f = 0.115 \times 10^{-3} (615) + 0.201 \times 10^{-3} = 0.0709V \quad (3.3.2)$$

Con valores de tensión inicial y final, se sustituyen en las ecuaciones características de los límites del SCA; LLD Y ULD para obtener los valores de ajuste del SCA.

$$LLD = 87.785 \times T_i - 0.0268 \quad (3.3.3)$$

$$LLD = 87.785 \times 0.0701V - 0.0268 \quad (3.3.4)$$

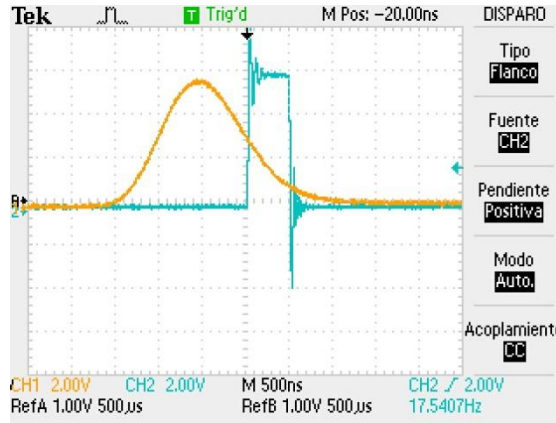
$$LLD = 6.13V \quad (3.3.5)$$

$$ULD = 97.282 \times T_f - 0.0601 \quad (3.3.6)$$

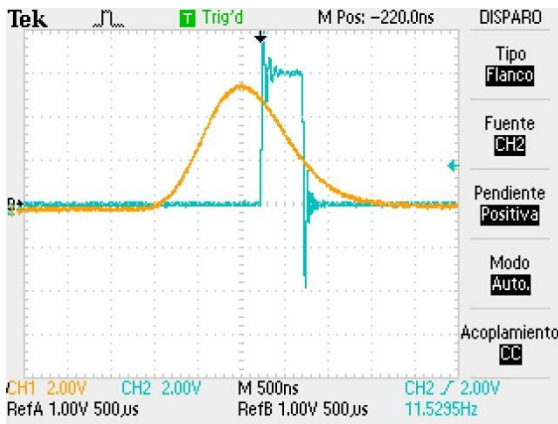
$$ULD = 97.282 \times 0.0709V - 0.0601 \quad (3.3.7)$$

$$ULD = 6.84V \quad (3.3.8)$$

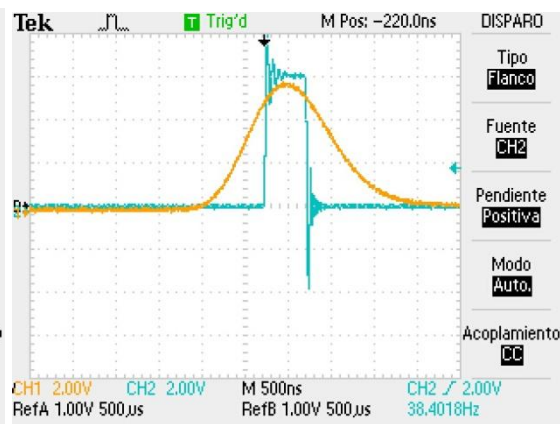
De esta manera ya tenemos definidos los valores a los cuales se fijarán las ventanas del SCA, y se arma el diagrama de bloques de la figura 3.3.1. Ahora nos enfocamos en las señales de entrada y salida del SCA para ajustar tiempos de coincidencia. Como es un sistema de autocoincidencias la señal de entrada al SCA es la misma que se va a retrasar.



a)



b)



c)

Figura 3.3.5 Señales de entrada y salida del SCA. (señal de entrada en color amarillo y pulso lógico de salida en color azul) a) Sin retraso. b) Con retraso en la señal de entrada de 0.5 μ s y ajuste en pulso lógico. c) Retraso en señal de entrada de 1.0 μ s y ajuste de pulso lógico.

En la figura 3.3.5 a) observamos la generación del pulso lógico con un retraso propio del SCA de aproximadamente 0.5 μ s, o bien 500 ns. En la figura 3.3.5 b) y c) observamos un retraso inducido a la señal incidente de 0.5 μ s y 1.0 μ s respectivamente, siendo la primera de ellas la que es de utilidad, ya que con 1.0 μ s el pulso lógico se antepone a la señal de entrada. Con 0.5 μ s de retraso aunado a un ajuste del retrasador propio del SCA, se ajusta al pulso lógico para que se forme entre 0 y 0.5 μ s después de la señal incidente, tal como lo especifican las condiciones de compuerta del MCA.

Formando un arreglo como el de la figura 3.3.1, definiendo una ventana en el SCA con los valores obtenidos para LLD y ULD (Ecuación 3.3.5 y 3.3.8) y fijando un retraso de 0.5 μ s en el módulo retrasador de tiempo, se colecta un espectro en autocoincidencia de la ventana $K_{\alpha 1}$ del Eu. (Figura 3.3.6)

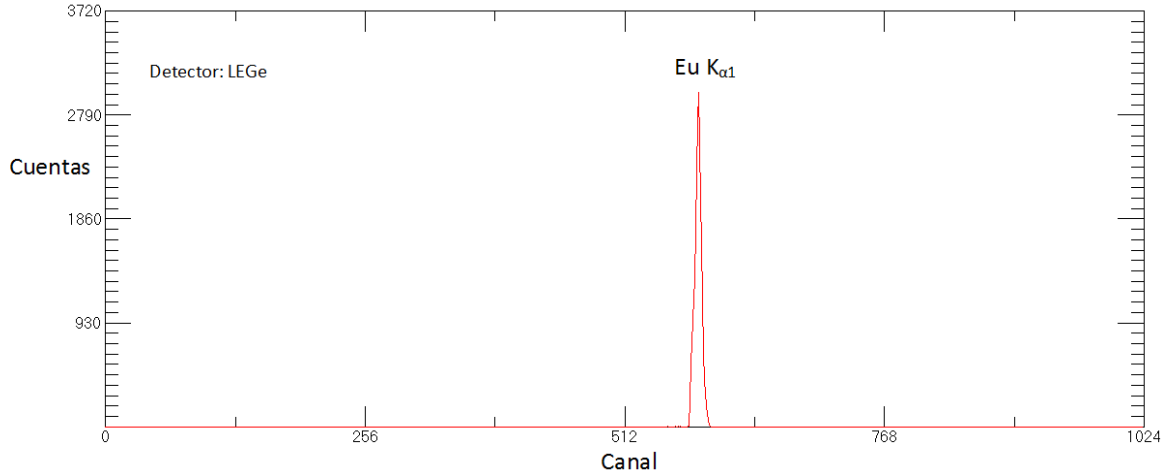


Figura 3.3.6 Espectro en autocoincidencia de $K_{\alpha 1}$ del Eu. Fuente ^{241}Am . Tiempo de colección 1 h.

Obtenemos un espectro solamente con un pico tal como se espera, de la emisión $K_{\alpha 1}$, que fue nuestra ventana discriminadora seleccionada. De esta manera corroboramos que el retraso es adecuado para un buen funcionamiento del MCA y que las ecuaciones de caracterización funcionan de forma adecuada. Se hace un acercamiento para hacer un análisis.

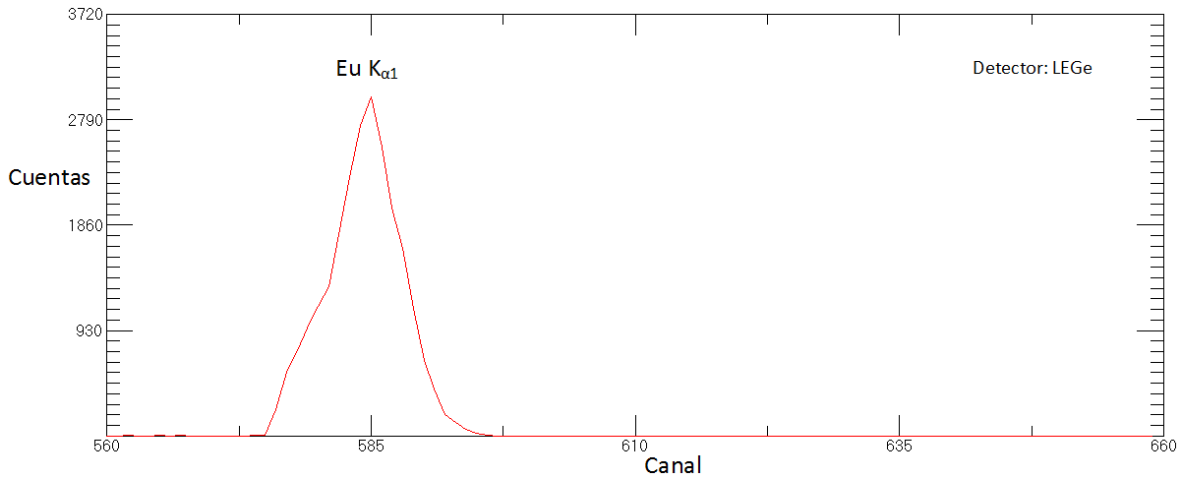


Figura 3.3.7 Espectro en auto coincidencia de $K_{\alpha 1}$ del Eu. Fuente ^{241}Am . Tiempo de colección 1 h.

Se observa el pico como se espera, pero no en el mismo canal, pues se encuentra recorrido aproximadamente 25 canales abajo. Lo anterior, se explica tras el análisis hecho con el módulo retrasador de tiempo (Tabla 3.2.3) de la siguiente manera: Si nos enfocamos a la columna del retraso de $0.5 \mu\text{s}$, observamos que en la mayoría de los valores la amplitud de la señal se ve reducida tras este retraso. Aquí la importancia de ser muy precisos en cuanto a valores, observamos cómo una pequeña variación en la amplitud del pulso repercute en el movimiento de picos en el espectro y por lo tanto una variación en las calibraciones hechas. Afortunadamente este no es un hecho que perjudique nuestro experimento, sólo es importante tomarlo en cuenta calibrando nuestros espectros una vez más después de aplicarle algún retraso a alguna señal.

3.3.2 Prueba de coincidencias I

Completada la prueba de autocoincidencias estamos seguros que los módulos están cumpliendo su función. Ahora se realiza una primera prueba de coincidencias en condiciones ambientales, tal como se planteó en el diagrama 3.2.2. Utilizando el detector de LEGe y el de Si-PIN, se monta un dispositivo para la colección de espectros en coincidencia utilizando la pastilla de Eu y con las condiciones de ventana obtenidas en el punto anterior.

Se intercambia la señal de entrada del SCA por la señal proveniente del Si-PIN, no se mueven parámetros de tal modo que se esperaría ver un espectro en coincidencia. Al no obtener espectro alguno se analiza el arreglo, pensando en que el tiempo de formación del preamplificador del detector de Si-PIN está jugando un papel importante.

Sabemos que es prácticamente imposible observar la señal proveniente del detector de Si-PIN y los pulsos lógicos generados por el SCA a través del detector de Ge debido a la probabilidad de que incidan dos fotones al mismo tiempo en los dos detectores. Si a esto le sumamos que la primera de las señales tiene un tiempo de formación de más de 20 veces que la segunda señal, hace aún más difícil observar las dos señales juntas. A pesar de esto, con el análisis hecho sobre los módulos se puede pensar en una explicación lógica. Al existir un tiempo de formación de 12 μs en la señal del detector de Si-PIN no es suficiente un retraso de 0.5 μs para cumplir con las condiciones del MCA. Esto no lo habíamos predicho con anterioridad por que no se sabía con certeza el tiempo necesario de retraso.

Para entender mejor este concepto se simulan estas señales, primero con una señal que tiene tiempo de formación de 12 μs y se intenta ajustar a un pulso lógico generado por el detector Si-PIN. De esta manera nos será posible observar las dos señales en el osciloscopio, ya que la señal que simula pulsos es constante, a diferencia de la señal proveniente del detector cuando se coloca frente a él una fuente emisora, que es impredecible. (Figura 3.3.8)

En el inciso a) de esta figura vemos que no se alcanzan a observar los dos pulsos debido al tiempo que los separa; el tiempo de formación de 12 μs más el tiempo de formación de pulso. Por el contrario en el inciso b) de esta misma figura se aprecia el pulso lógico debido a que se retrasó la señal incidente con un retraso máximo de 4.75 μs para acercarla al pulso lógico. Aun así se aprecia que el retraso no es suficiente para cumplir con las condiciones del MCA y por lo tanto la compuerta no se está activando y no obtenemos adquisición alguna.

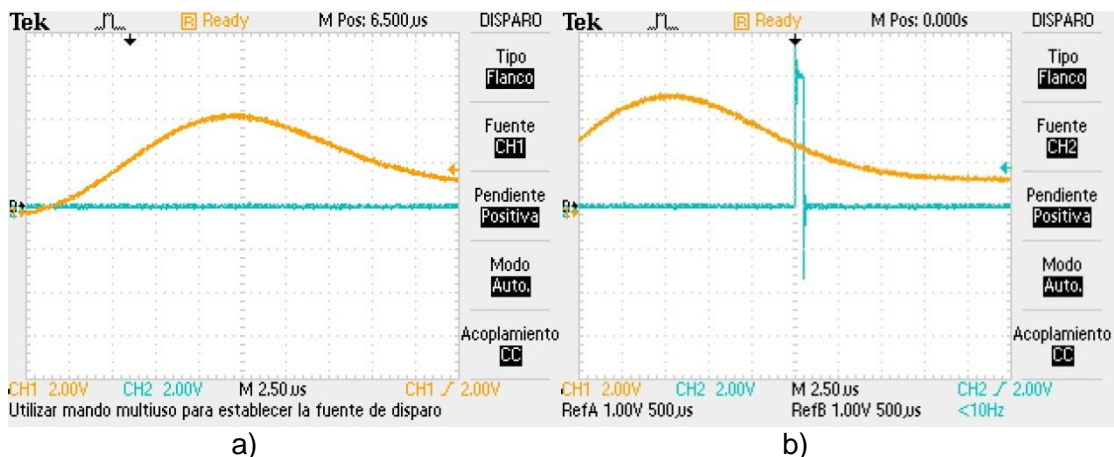


Figura 3.3.8 Señal incidente simulada con tiempo de formación de 12 μ s, y pulso lógico generado por detector LEGe. a) Sin retraso. b) Con retraso de 4.75 μ s sobre señal simulada.

Para solucionar este inconveniente, tenemos 2 opciones: incluir en el arreglo otro módulo de retraso con tal de alcanzar las condiciones de trabajo del MCA o bien cambiar de detector, por uno que trabaje con las mismas condiciones de amplificación que el detector LEGe. Por cuestiones de disponibilidad se decide seguir la segunda opción, a pesar de ya tener varios diseños para el dispositivo experimental inicial adecuados a una cámara construida específicamente para este trabajo (Apéndice A). Se opta por cambiar el detector Si-PIN por uno de Si(Li).

3.3.4 Bibliografía

[1] Glenn F. Knoll; (1989) *Radiation Detection and Measurement Third Edition*; John Wiley & Sons, New York, USA.

[2] René E. Van Grieken, Andrzej A. Markowicz (2002); *Handbook of X- Ray Spectrometry: Methods and techniques; Second edition*, Marcel Dekker, New York

[3] Miranda J. (2000); *Técnicas Analíticas de Origen Nuclear: Un curso Introductorio, Segunda edición*; Instituto de Física, UNAM, México.

Capítulo IV Desarrollo Experimental

4.1 Caracterización de detector de Si(Li) con cámara de espectrometría

4.1.1 Detector de Si(Li) y cámara de espectrometría

Debido al inconveniente discutido en el capítulo anterior, no sólo se opta por utilizar un detector diferente, sino una cámara distinta junto con él. Es un detector de silicio contaminado con litio, Si(Li), del cual ya se platicó brevemente en el capítulo dos. Un detector que debido a su diseño físico necesita estar en todo momento a la temperatura del nitrógeno líquido (LN_2), es decir, a 77 K. Esto último para eliminar la corriente de fuga, además de evitar la segregación del litio en el silicio.

Este detector se encuentra acoplado a la cámara a utilizar, se polariza con una diferencia de potencial negativa de 500 V, y no tiene amplificador predeterminado. (Figura 4.1.1) La tensión de polarización se toma del mismo módulo que del detector de LEGe, un módulo NIM de ORTEC modelo 710 y el amplificador a utilizarse es un módulo Canberra 2026. De esta manera esperamos que las señales provenientes de cada detector sean más parecidas.



Figura 4.1.1 Detector de Si(Li).

La cámara en la cual se va a trabajar conforma un espectrómetro diseñado previamente. [6] Por el hecho de trabajar ya dentro de una cámara se opta por sustituir la fuente por un tubo de rayos X de ánodo de Rh cuya tensión máxima es de 50 kV y corriente máxima de 1500 μA . Se elige una pastilla de CeF_3 para hacer pruebas y se coloca en un portamuestras previamente diseñado en el laboratorio para esta cámara. (Figura 4.1.2)

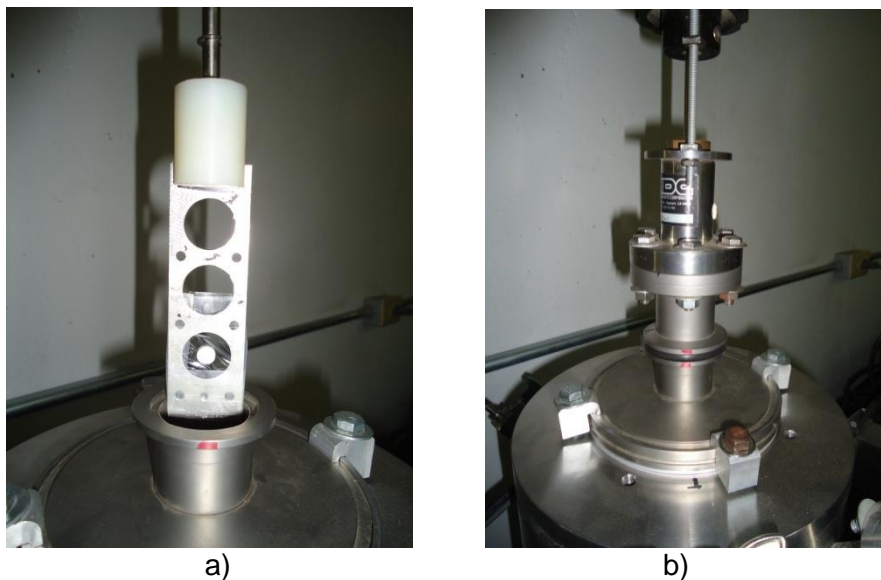


Figura 4.1.2 Portamuestras para cámara de radiación a) Portamuestras fuera de posición. b) Portamuestras acoplado.

Se inserta la muestra con un ángulo entre el tubo de Rayos X y el detector de Si(Li) de manera que se puedan obtener espectros de caracterización; debido a las condiciones de la cámara este ángulo es de 45° . Como el flujo de electrones en un tubo es mayor que en una fuente radioactiva, se coloca en el acoplador del tubo un colimador de Pb para delimitar el haz y evitar una saturación en los detectores. Figura 4.1.3

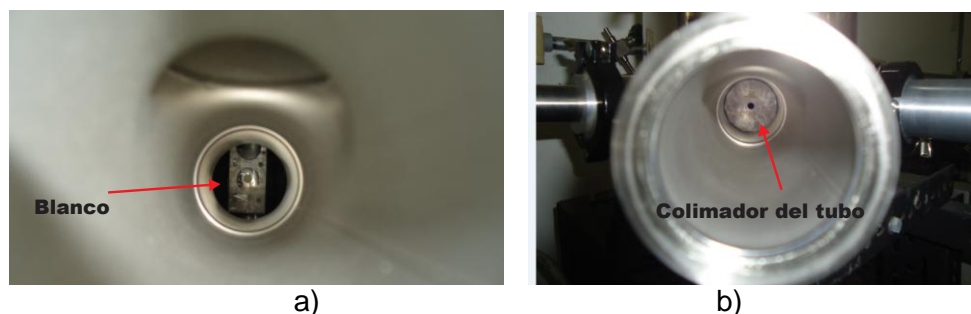


Figura 4.1.3 Entrada de tubo de rayos X. a) Vista del blanco. b) Vista con colimación.

Las señales después del preamplificador de este detector son pulsos positivos, se establecen las mismas condiciones de amplificación que se obtuvieron en la caracterización del detector LEGe. Bajo estas condiciones y con un tubo de rayos X como fuente, se colecta un primer espectro característico del Ce. (Figura 4.1.4)

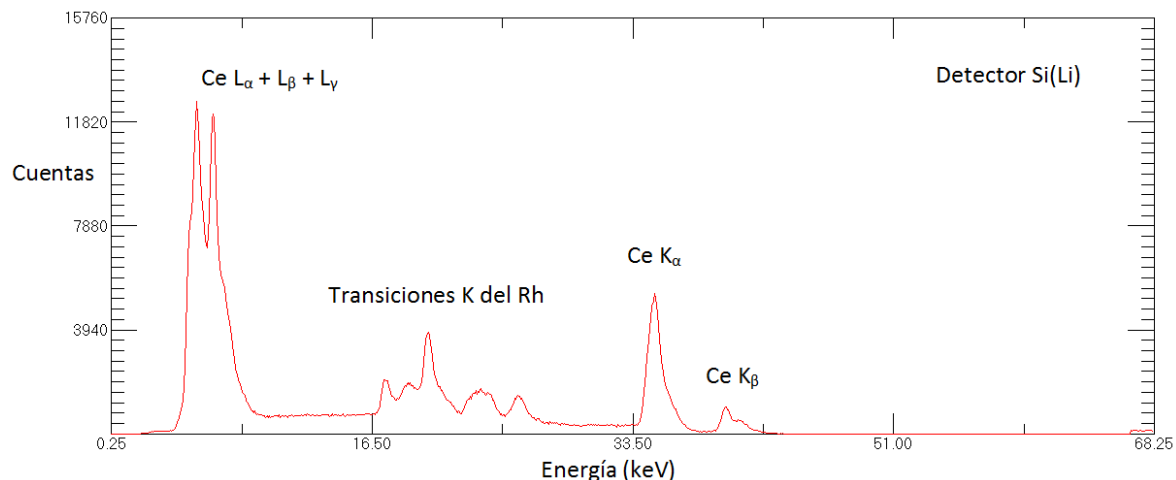


Figura 4.1.4 Espectro característico del Ce. Fuente Tubo de Rh; 50KV y 200 μ A. Tiempo de colección 1 h.

Con un tiempo muerto de 20% es el mejor espectro que se logra obtener. Para esto, se tuvo que colocar un colimador de Pb de 5 mm a la entrada de la ventana de berilio del detector. Al subir la corriente aumenta el tiempo muerto drásticamente y se pierde la información; al disminuir la corriente se reduce ligeramente el tiempo muerto, pero el espectro colecta muy pocas cuentas.

A pesar de esto observamos algunas mejorías en el espectro por el hecho de utilizar el tubo y la cámara de irradiación, aunque trabajar dentro de la cámara hace más difícil la modificación de parámetros externos, por el tiempo de diseño de piezas. Podemos sacar varias conclusiones de este espectro:

1.- De inicio, se observa una eficiencia muy alta por parte del detector reflejada en el tiempo muerto. Este hecho se podría convertir en un nuevo problema al utilizar el detector de LEGe dentro de la cámara; como se vio en el capítulo pasado es un detector con gran eficiencia por sí mismo, aunado con el flujo de fotones producidos por el blanco, nos hace pensar que en su momento se tendrán que tomar medidas para no saturar la ventana al detector y la electrónica asociada.

2.- Al trabajar con un tubo de Rayos X se elimina el espectro continuo de la fuente y sólo nos aparecen los picos de los elementos a estudiar. Aunque en el espectro es inevitable observar en su región central, los picos de Rh provenientes del ánodo del tubo, que por dispersiones Compton y Raileigh llegando al detector. Es evidente que hay más de dos picos, debidos a las líneas K_{α} y K_{β} del Rh o algún tipo de ruido electrónico, ajeno al funcionamiento normal del detector.

4.1.2 Ruido Electrónico

Como ya se realizó la caracterización de los módulos de electrónica nuclear y en ningún momento se vieron picos de ruido, se piensa que proviene del detector de Si(Li). Se opta por tomar espectros sin radiación incidente, de manera que si existe algún ruido proveniente del preamplificador se logre observar. (Figura 4.1.5)

Como es de esperarse, se observa un pico constante en los niveles de energía donde había aparecido el ruido. Se define como un ruido electrónico y tras varias pruebas aparece en el mismo sitio, es decir, es constante.

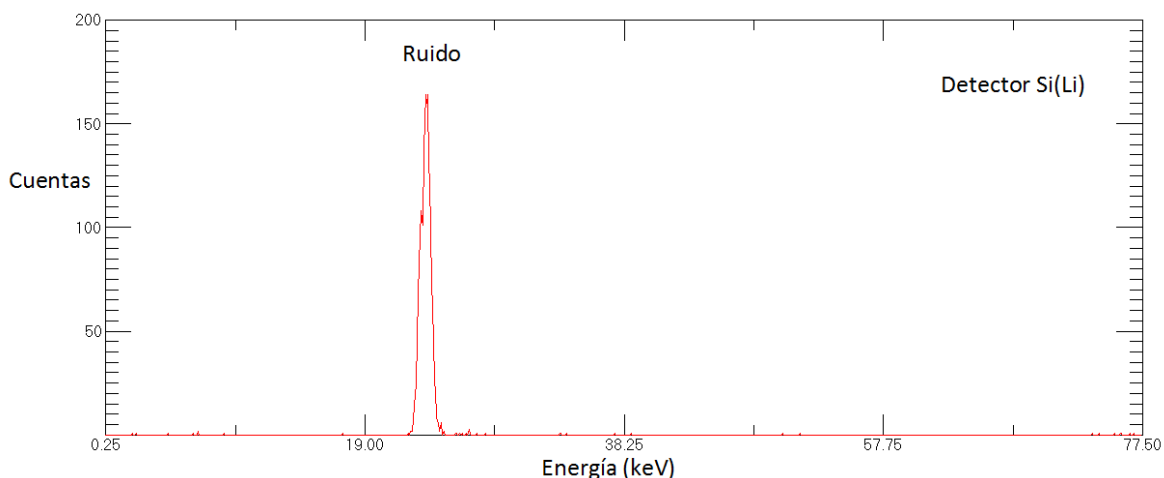


Figura 4.1.5 Espectro sin radiación incidente. Tubo de Rh; 50 KV y 200 μ A. Tiempo 1 min.

Este ruido tiene que provenir de algún elemento nuevo que se haya introducido en el arreglo. En primera instancia se piensa en el tubo, se sustituye el conector del tubo a la cámara por un acoplador de Nylon (Figura 4.1.6), un acoplador con el que ya se cuenta en el laboratorio (Apéndice A). Por ser un material aislante debería de eliminar el ruido en caso de que fuera producido por el tubo.

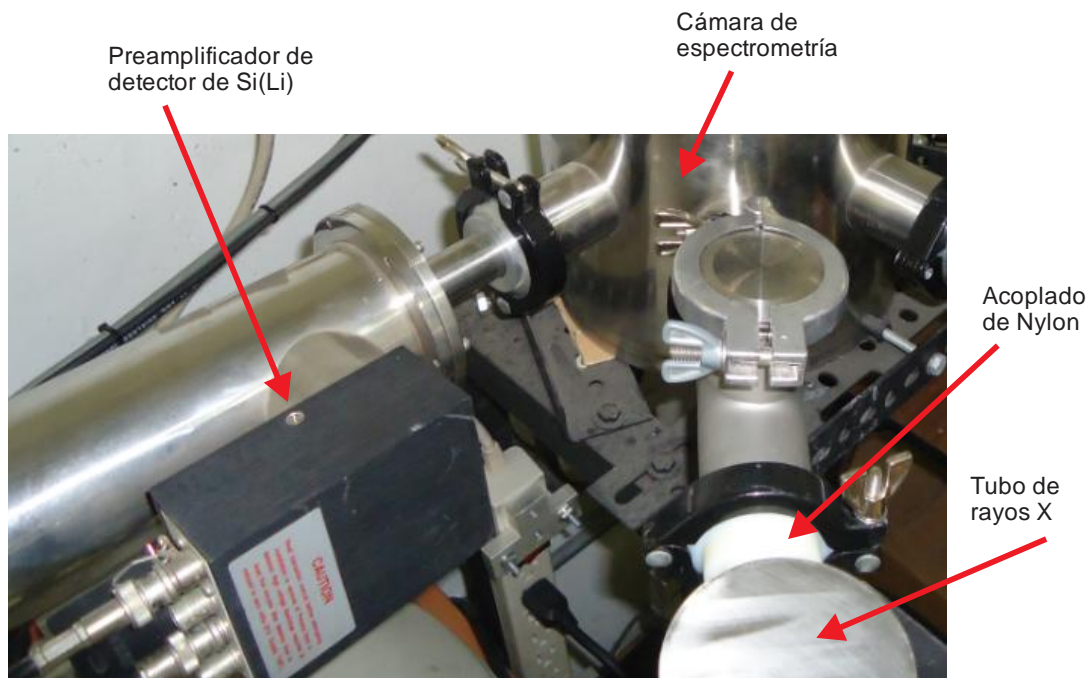


Figura 4.1.6 Arreglo para espectros dentro de cámara de espectrometría.

Tras esta modificación el ruido sigue apareciendo al tomar un espectro sin radiación incidente. Se revisan conexiones, se aterriza correctamente tanto el detector como el tubo, se verifica el nivel de LN_2 en el detector de Si(Li), todo eso sin conseguir mejora alguna en los espectros. Se llega a la conclusión de que el ruido proviene directamente del preamplificador. Por ser complicada su reparación y debido a que es constante, se opta por continuar con la presencia de este ruido ya que afortunadamente no interfiere con transiciones del elemento en estudio, en este caso el Ce.

4.2 Espectros en coincidencias de Rayos X Característicos

4.2.1 Equipo

Caracterizado el detector de Si(Li) y dejando a un lado el tiempo muerto que arroja este detector, se puede pensar ya en una prueba de coincidencias dentro de la cámara. El amplificador Canberra 2026 funciona de manera adecuada con el detector con un tiempo de formación de $0.5 \mu\text{s}$ por lo que se espera que se puedan obtener espectros en coincidencias.

Se empieza a adecuar la cámara de espectrometría para este experimento. En la figura 4.2.1 observamos la cámara vista desde afuera, se observan tres entradas, dos de ellas separadas a 90° una de la otra y la tercera justo en medio de estas dos, siendo esta última la que tendrá la fuente de radiación para formar un ángulo simétrico hacia los dos detectores.

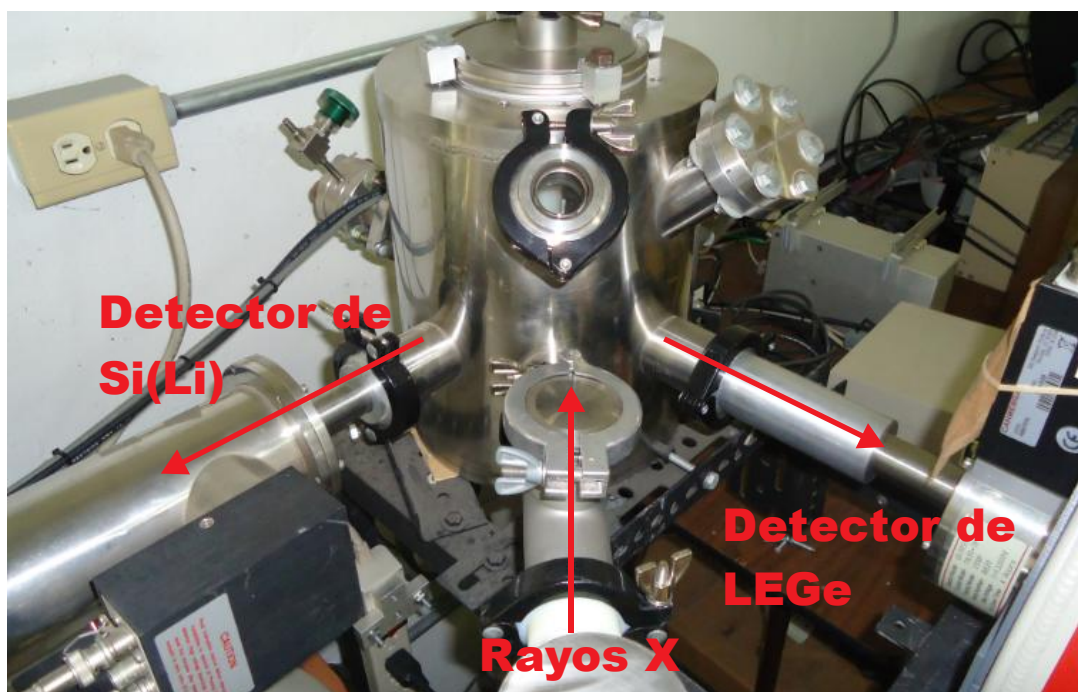


Figura 4.2.1 Cámara de espectrometría con detectores y tubo acoplados para coincidencias.

Cabe mencionar que las piezas utilizadas para el ensamble de los elementos externos a la cámara fueron diseñadas en el laboratorio del Instituto de Física, algunas específicamente para este proyecto y otras de proyectos anteriores (Apéndice A). La

cámara de irradiación esta adecuada con una bomba turbomolecular para trabajar en condiciones de vacío siempre y cuando todo esté sellado de manera correcta.

Como las condiciones cambian por estar trabajando dentro de la cámara, se toma un espectro con el detector LEGe para cerciorarnos que haya una buena eficiencia y resolución. Se sigue utilizando la pastilla de CeF_3 y las condiciones del tubo ya están determinadas por la caracterización del detector de Si(Li): 50 keV y 200 μA .

Este primer espectro se toma respetando la colimación del detector de LEGe obtenida en el capítulo anterior. Para esto se diseña y coloca un colimador de plomo de 5mm de diámetro en el acoplador del tubo. Se colecta un primer espectro con el detector LEGe dentro de la cámara.

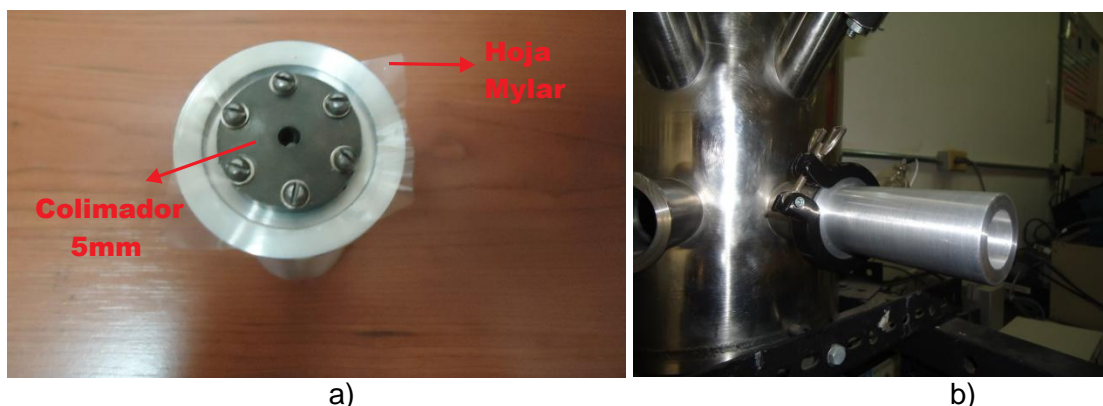


Figura 4.2.2 Acoplador de detector de LEGe para cámara de espectrometría. a) Vista superior con colimador y hoja de Mylar® para formar vacío. b) Acoplador montado en cámara.

El espectro resultante se muestra en la Figura 4.2.3

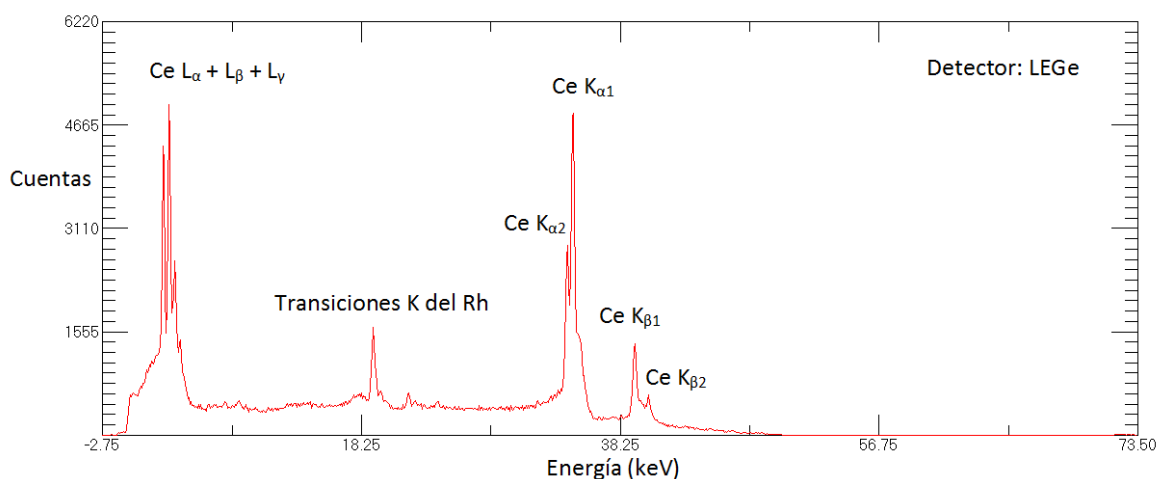


Figura 4.2.3 Espectro característico del Ce. Tiempo de colección 1 h.

En el espectro no aparece el ruido electrónico que aparece con espectros correspondientes al detector de Si(Li), lo que corrobora el mal estado de dicho detector. Por otro lado apreciamos un espectro con picos bien definidos tanto en transiciones K como en transiciones L, aunque el MCA marca un tiempo muerto del 20%, a diferencia de otros espectros colectados con el detector de Si(Li). En este caso no se puede pasar por

alto, como las energías de este espectro determinarán la apertura de compuerta del MCA, este tiempo muerto implica que el número de adquisiciones se redujera en una quinta parte y siendo que lo que se quiere medir es un fenómeno poco probable, este hecho complicaría más las cosas.

A diferencia de los espectros adquiridos con el detector Si(Li) donde las energías de interés son las bajas (transiciones L), para los espectros adquiridos con el detector LEGe las energías de interés son las altas (transiciones K), de manera que se piensa en la posibilidad de colocar un filtro de un elemento ligero en la ventana del detector, con el objetivo de que absorba fotones de baja energía (transiciones L), esperando que no absorba demasiados fotones de transiciones K. En primera instancia se piensa en el Fe por ser un elemento ligero, además de su disponibilidad en el laboratorio.

Un filtro funciona de la siguiente manera: los fotones interactúan con los átomos del material en cuestión mediante alguno de los procesos descritos en el Capítulo II. Los fotones de mayor energía logran penetrar el material sin mayor inconveniente siempre y cuando se trate de un elemento ligero. Es por esto que para seguridad radiológica se utiliza el Pb, un elemento pesado y con una densidad muy grande. De manera que el material absorbe fotones aún con una energía alta. Por esta misma razón utilizamos el Pb para delimitar el haz de radiación del tubo y como colimador en la ventana de nuestros detectores. Por el contrario elementos más ligeros como el Fe solo absorberán fotones con energías más bajas.

La energía que puede llegar a absorber un filtro depende de las energías de ligadura de los electrones en el átomo del material, llamado también borde de absorción. Así, para absorber las transiciones L del Ce necesitamos un filtro de algún elemento con bordes de absorción justo debajo de las energías de éstas transiciones. En la tabla 4.2.1 se aprecian las energías de transiciones del Ce, los elementos con energías de ligadura por debajo de las transiciones L del Ce son el potasio y el calcio, debido a que no existen láminas de estos elementos, recorreremos la tabla periódica hasta encontrar el Fe un elemento del cual sí existen láminas y se cuenta con ellas en el laboratorio. (Tabla 4.2.2)

Tabla 4.2.1 Transiciones características del Ce en keV. [2]

Elemento	No. Atómico (Z)	K β 2	K β 1	K α 1	K α 2	L γ 1	L β 2	L β 1	La1	La2
Ce	58	40.231	39.255	34.717	34.276	6.052	5.613	5.262	4.840	4.823

Tabla 4.2.2 Energías de ligadura del K, Ca y Fe en keV. [2]

No. Atómico	Elemento	Energía de ligadura K	Energía de ligadura L ₁	Energía de ligadura L ₂	Energía de ligadura L ₃
19	K	3.606	0.341	0.297	0.294
20	Ca	4.037	0.399	0.352	0.349
26	Fe	7.109	0.849	0.721	0.708

Es notable que la energía de ligadura de los electrones de la capa K del Fe esta justo por encima de la energía correspondiente a las transiciones L del Ce, de manera que no se garantiza una absorción de transiciones L. Aun así, se coloca el filtro justo en la

ventana del detector, una placa de Fe de 0.25 mm de espesor y se toma un espectro con las mismas condiciones que el anterior. Figura 4.2.4

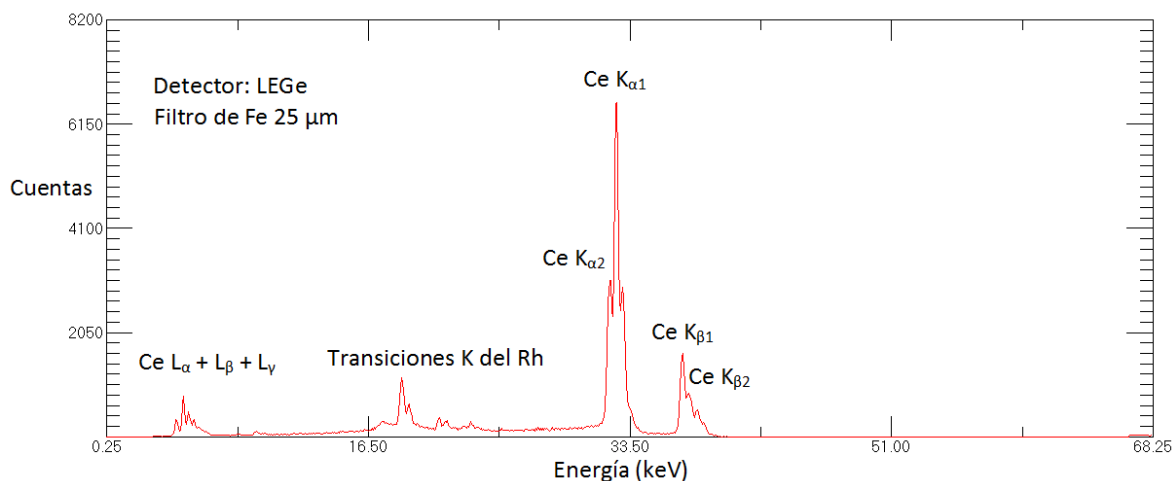


Figura 4.2.4 Espectro característico del Ce. Tiempo de colección 1h.

A pesar de no contar con un filtro con las energías de enlace deseadas, el Fe funciona lo suficientemente bien y absorbe en su mayoría las transiciones L del Ce. En esta figura vemos como se reducen de manera drástica dichas emisiones junto con el tiempo muerto del espectro que se reduce a un 0.60%. A energías altas observamos un incremento en cuentas con el mismo tiempo de exposición, obtenemos un pico de transición $K_{\alpha 1}$ del orden de las 6000 cuentas, a diferencia del espectro sin filtro en donde el mismo pico llega al orden de 4000 cuentas (Figura 4.2.3), de manera que podemos pasar por alto la pérdida de fotones de transición K del Ce por el filtro, que al parecer es mínima. Cabe mencionar que existe un método para calcular estas pérdidas; estudios extensos se han hecho para determinar coeficientes másicos de atenuación, llevando al desarrollo de tablas de dicho coeficiente tanto para elementos, como para compuestos que sean de interés en el área de la dosimetría principalmente. Sabiendo el coeficiente másico de atenuación del Fe junto con otros parámetros más se pueden obtener dichas pérdidas. [2]

4.2.2 Rayos X característicos en coincidencia

Con los dos detectores funcionando de la mejor manera dentro de la cámara de espectrometría se comienza con la adquisición de un espectro de Rayos X en coincidencia. En la figura 4.3.1 observamos la cámara vista por dentro, observamos la colimación para delimitar tanto el haz del tubo, así como la colimación para la radiación incidente al detector de Si(Li). Por cuestiones de diseño no vemos desde adentro el colimador y el filtro del detector de LEGe, que se encuentran adaptados en el acoplador. Al fondo de esta misma figura, observamos la válvula de vacío perteneciente a la bomba, aunque no se utilizó en este trabajo.

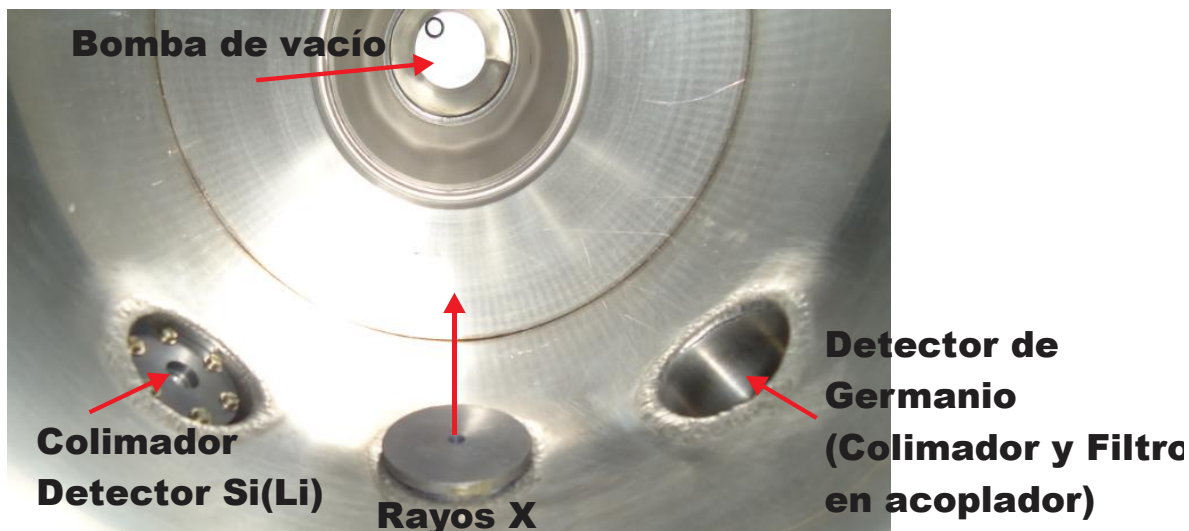


Figura 4.2.5 Cámara de espectrometría vista por dentro.

Armado ya nuestro dispositivo experimental, utilizamos el espectro de la Figura 4.2.4 para escoger una ventana de disparo. La figura 4.2.6 muestra un acercamiento a las líneas de rayos X K del Ce.

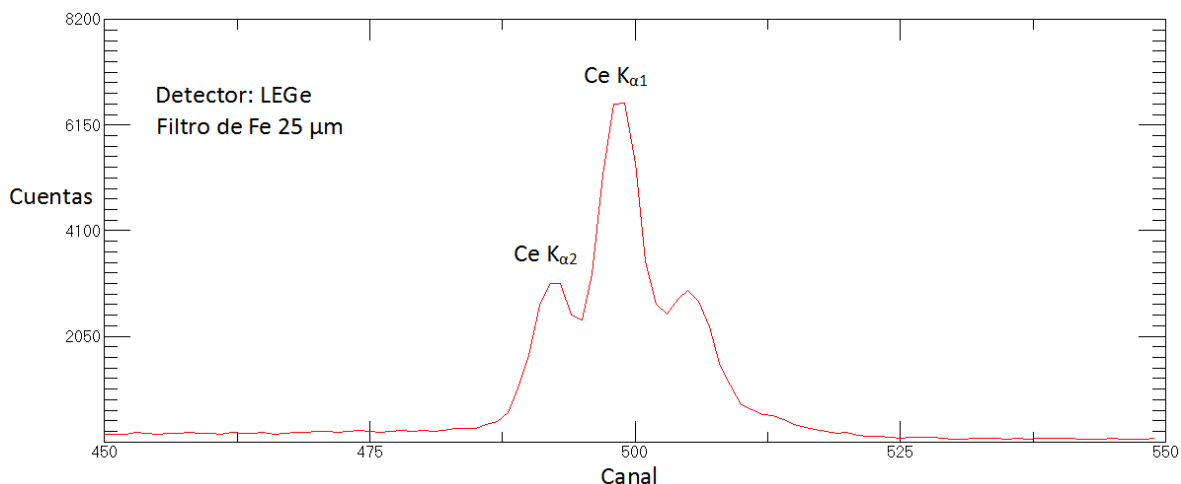


Figura 4.2.6 Espectro característico del Ce. Tiempo de colección 1 h.

Observamos las subcapas $K_{\alpha 1}$ y $K_{\alpha 2}$ además de un pico cuyo origen no podemos entender con precisión, se podría pensar en un apilamiento, aunque deben hacerse más pruebas para determinar su origen.

De la Figura 4.2.6 escogemos un canal inferior y un canal superior que delimitarán nuestra ventana de disparo, específicamente $C_i=485$ y $C_f=510$. En primera instancia se toma una ventana que abarque las dos transiciones, así como el pico después de ellas. Teniendo delimitada nuestra ventana en canales se comienza con la sustitución en ecuaciones de caracterización, primero para obtener las tensiones reales correspondientes a esos canales.

$$T_i = 0.115 \times 10^{-3}(485) + 0.201 \times 10^{-3} = 0.056 V \quad (4.3.1)$$

$$T_f = 0.115 \times 10^{-3}(510) + 0.201 \times 10^{-3} = 0.059 V \quad (4.3.2)$$

Con valores de tensión inicial y final, se sustituyen en las ecuaciones características de los límites del SCA, LLD y ULD, para obtener los valores de ajuste del SCA.

$$LLD = 87.785 \times T_i - 0.0268 \quad (4.3.3)$$

$$LLD = 87.785 \times 0.056 V - 0.0268 = 4.889 \quad (4.3.4)$$

$$LLD = 4.89 V \quad (4.3.5)$$

$$ULD = 97.282 \times T_f - 0.0601 \quad (4.3.6)$$

$$ULD = 97.282 \times 0.059 V - 0.0601 \quad (4.3.7)$$

$$ULD = 5.68 V \quad (4.3.8)$$

Con los valores de límite de ventana, se ajustan en el SCA y se hace un arreglo de autocoincidencia. Con el tiempo de retraso de 5 μ s aplicado sobre la misma señal del detector LEGe se espera observar un espectro con los picos seleccionados como ventana de disparo. (Figura 4.2.7)

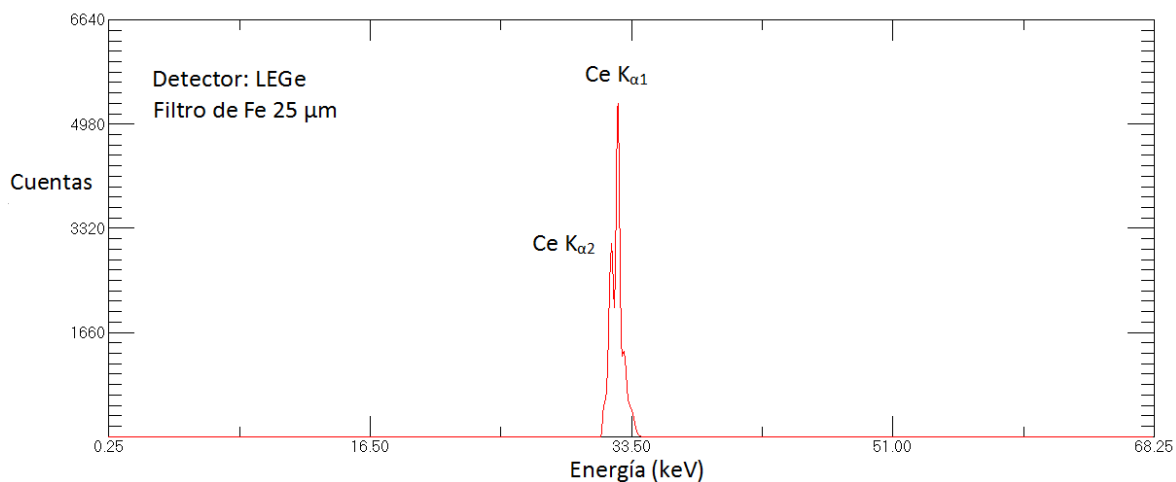


Figura 4.2.7 Espectro en auto coincidencia de transiciones K del Ce. Tiempo de colección 1 h.

Con un tiempo muerto de 0.60%, tal y como se espera, obtenemos un espectro de ventana de disparo, o bien el espectro en autocoincidencia. De esta manera aseguramos las condiciones de disparo para la adquisición del espectro en coincidencia. La figura 4.2.8 muestra las señales en auto coincidencia, ya con un retraso en la señal para ajustarla con el pulso lógico.

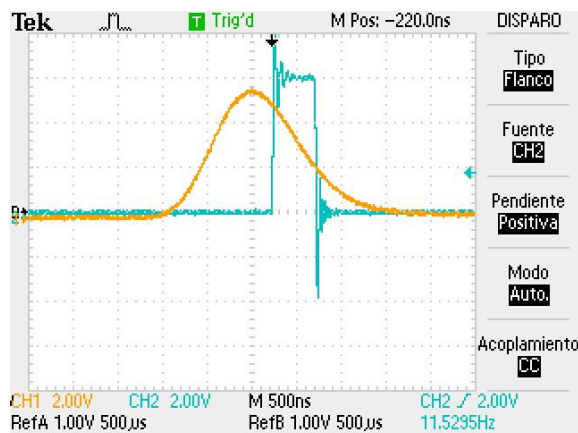


Figura 4.2.8 Señales de espectro en auto coincidencia Detector LEGe.

Sustituyendo la señal del detector LEGe por la del detector Si(Li) pasamos de un sistema de autocoincidencias a coincidencias. Retomando el problema que se tuvo con el detector de Si, se verifica que la señal del detector de Si(Li) y LEGe tengan el mismo tiempo de formación para que no haya ningún inconveniente.

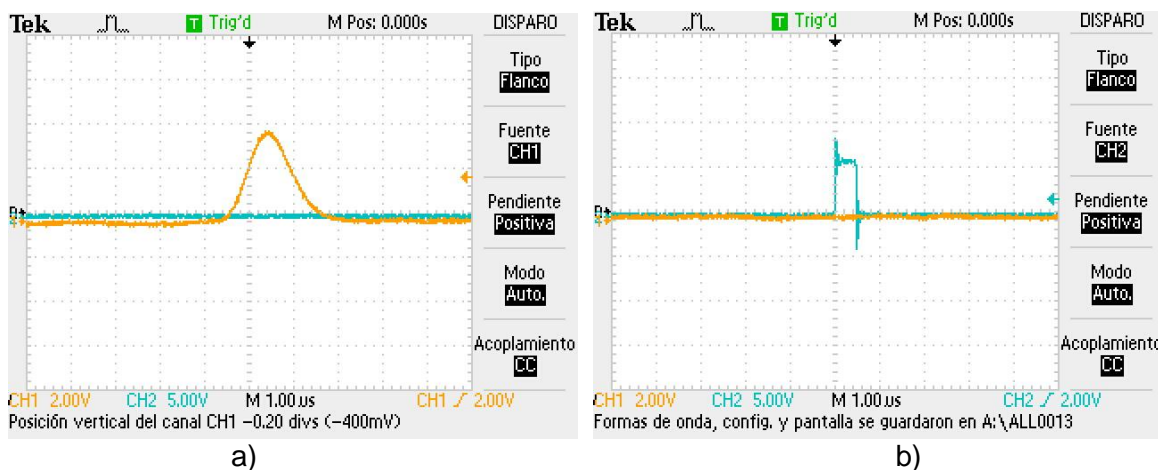


Figura 4.2.9 Señales de sistema en coincidencia. a) Pulsos del detector Si(Li). b) Pulso lógico generado por el SCA con detector LEGe.

De la figura 4.2.9 no sólo corroboramos el tiempo de formación de pulso de la señal proveniente del detector de Si(Li). Una vez más observamos la baja probabilidad de ver las dos señales juntas, fenómeno del cual ya nos habíamos percatado en pruebas anteriores, aunque no se había visto gráficamente. A pesar de que no veremos las señales en coincidencia como tal, sabemos que en el momento que lleguen a aparecer se deben registrar en el espectro, ya que las condiciones de electrónica nuclear están funcionando tal y como se espera. Esta vez los dos pulsos son de igual forma, amplificación y con el mismo tiempo de formación.

Con la ventana y el retraso determinado se inicia la colección de un espectro en coincidencia. Después de 8 h. Se empiezan a ver las primeras cuentas en el espectro, sólo se logran observar cuatro energías correspondientes a dos cuentas. Dos de ellos a energías bajas (transiciones L) y las otras dos a energías del Rh y transiciones K. Lo que da pie a pensar que el sistema de coincidencias funciona adecuadamente.

A continuación se presentan los espectros colectados a 24 h, 48 h y 72 h.

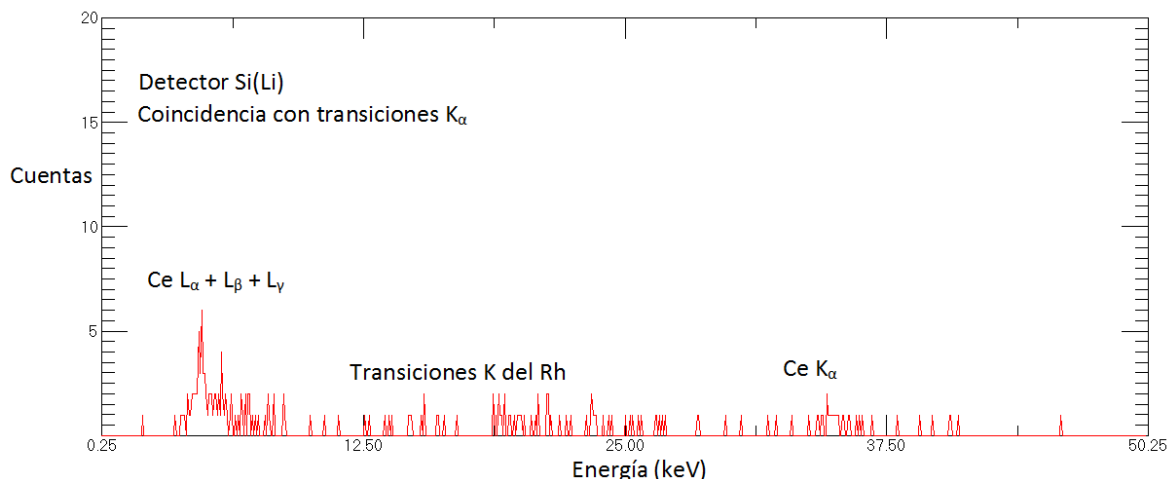


Figura 4.2.10 Espectro característico del Ce en el detector Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_α del detector LEGe. Tiempo de colección 24 h.

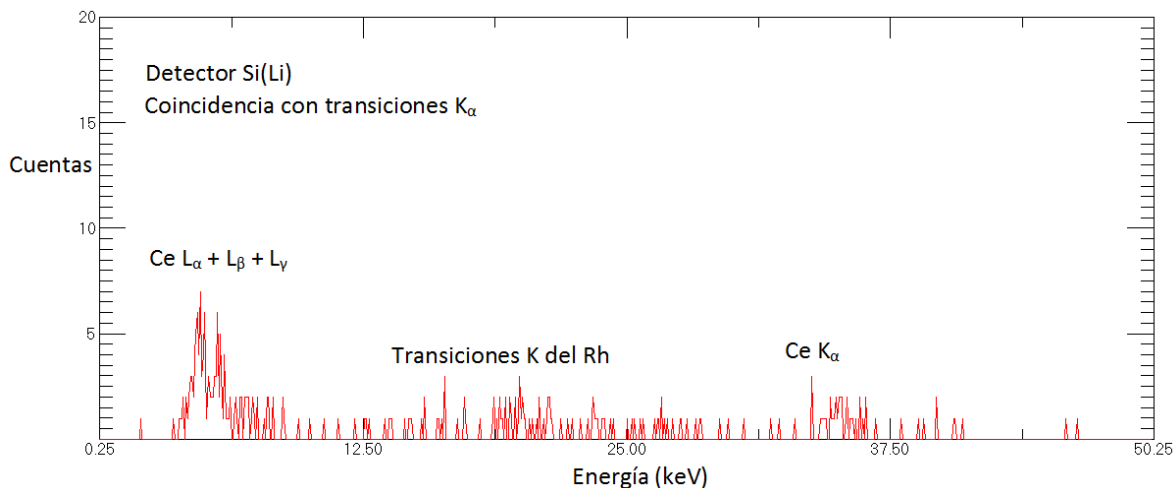


Figura 4.2.11 Espectro característico del Ce en el detector Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_α del detector LEGe. Tiempo de colección 48 h.

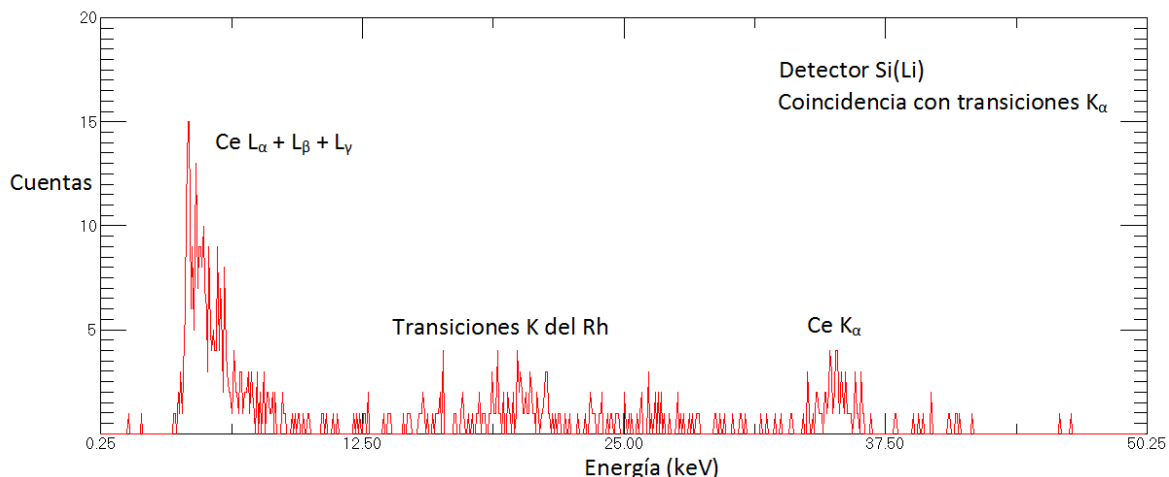


Figura 4.2.12 Espectro característico del Ce en el detector Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_{α} del detector de LEGe. Tiempo de colección 72 h.

En la figura 4.2.10 observamos la colecta del espectro en coincidencias con una mayor cantidad de cuentas sobre energías correspondientes a transiciones L del Ce. Se continúa con la colecta del espectro, teniendo especial cuidado sobre el calentamiento del equipo, en especial el tubo, que a pesar de estar trabajando con una corriente baja se puede llegar a sobrecalentar. En la figura 4.2.11 observamos un espectro en coincidencias de 48 h. Claramente se empieza a formar un pico de transiciones L del Ce. Igualmente se alcanzan a percibir algunas transiciones K y transiciones del Rh mejor definidas que llegan en coincidencia con el detector de LEGe.

Tras una colección de 72 h se obtiene un espectro del orden de las 15 cuentas en su pico más alto (Figura 4.2.12) correspondiente a las transiciones L del Ce. Si bien con este tiempo de colección todavía no se distinguen bien las transiciones, se piensa en un correcto dispositivo de coincidencias.

Se compara con el espectro del Ce original tomado con este detector (Figura 4.2.14) y se corrobora que las energías pertenecen a las transiciones L, habiendo un pequeño desfase hacia el lado de bajas energías debido al comportamiento del retrasador de tiempo. Este fenómeno que ya se había visto con anterioridad, debido a un mal funcionamiento del retrasador.

Es importante revisar los estudios que se han hecho sobre este tipo de experimentos con el fin de entender los resultados y corroborar que efectivamente el dispositivo funciona de manera adecuada.

4.3 Transiciones Coster - Kronig

Como bien se mencionó en la parte introductoria de este trabajo, al ionizar átomos por cualquier técnica de origen nuclear se dan fenómenos radiativos y no-radiativos, siendo las transiciones *Coster-Kronig* y la emisión de electrones *Auger* los procesos no-radiativos principales, ya no se emite radiación alguna.

Haciendo énfasis en el primero de estos procesos, cuando una vacante es ocupada por un electrón de la misma capa, lógicamente una sub-capa superior, no se libera un fotón como consecuencia de este salto, pero sí se recorre la vacante hacia una sub-capta superior.

Varios estudios han demostrado la posibilidad de analizar este fenómeno con dispositivos de espectrometría diseñados para análisis en coincidencia. Basándonos en estos estudios y en un análisis teórico hecho sobre las posibles transiciones electrónicas permitidas por las leyes de la mecánica cuántica analizaremos y determinaremos si nuestro espectro experimental resultante es como teóricamente se espera que sea.

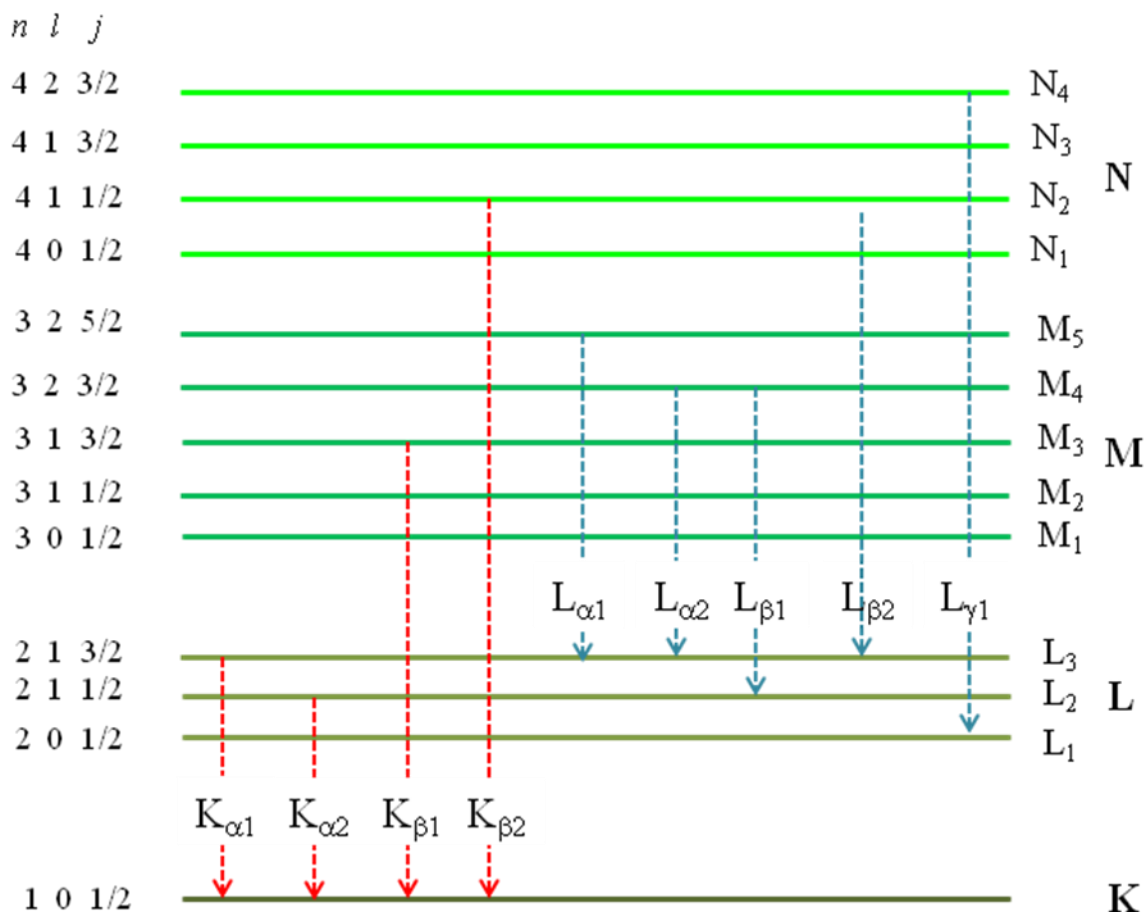


Figura 4.3.1 Transiciones características.

En la figura 4.3.1 se observan con detalle algunas de las posibles transiciones características K y L que se pueden dar en un átomo. Si analizamos la figura nos enfocamos en que si estamos ionizando la capa K de un átomo, existen dos posibles transiciones; K_α y K_β con las respectivas sub-líneas. Haciendo énfasis en una de ellas, por ejemplo $K_{\alpha 2}$, la vacante originada por esta transición será ocupada por un electrón proveniente de la sub-capas L_2 , puede ocurrir una transición Coster-Kronig, es decir un electrón de la subcapa L_2 podría llenar la vacante en la sub-capas L_1 . Este fenómeno está seguido por transiciones características $L_{\alpha 1}$ $L_{\alpha 2}$ o $L_{\beta 2}$ para llenar el hueco resultante en la sub-capas L_3 . De manera que con una ventana discriminadora en un pico $K_{\alpha 2}$ dentro de un sistema en coincidencias dará como resultado a transiciones $L_{\beta 1}$ y a algunas transiciones $L_{\alpha 1}$, $L_{\alpha 2}$, y $L_{\beta 2}$. Por cuestiones de probabilidad en este caso serán más probables las transiciones $L_{\beta 1}$ seguidas por transiciones L_α y por último $L_{\beta 2}$. Por las condiciones de ventana, las transiciones L_α y $L_{\beta 2}$ se relacionan directamente con una transición Coster-Kronig, en específico una transición f_{23} .

Por otro lado si analizamos la subcapa $K_{\alpha 1}$ nos lleva al siguiente análisis: el hueco producido por la ionización tiene como consecuencia transiciones características $L_{\alpha 1}$, $L_{\alpha 2}$ y algunas $L_{\beta 2}$ por cuestiones de probabilidad. A diferencia de una ventana con una transición $K_{\alpha 2}$, una ventana con $K_{\alpha 1}$ en un arreglo de coincidencias no arrojará picos asociados a transiciones Coster-Kronig.

De manera general, es lógico pensar que vacantes creadas en la capa K y transiciones K_α para llenar dichas vacantes tendrán como consecuencia transiciones L_α y L_β , de manera que al seleccionar como ventana discriminadora, las transiciones K_α se esperan observar transiciones L. En específico se esperan obtener transiciones L_α con una ventana $K_{\alpha 1}$ y transiciones L_β con una ventana $K_{\alpha 2}$.

En la Figura 4.3.2, se muestra una imagen tomada de un artículo [4], en donde se analizan las transiciones L del talio (Tl) en coincidencia con sus transiciones K. Como es de esperarse se ven los picos L_α y L_β asociados a sus ventanas discriminadoras $K_{\alpha 1}$ y $K_{\alpha 2}$ respectivamente. Con una ventana $K_{\alpha 2}$ se observan las transiciones Coster-Kronig.

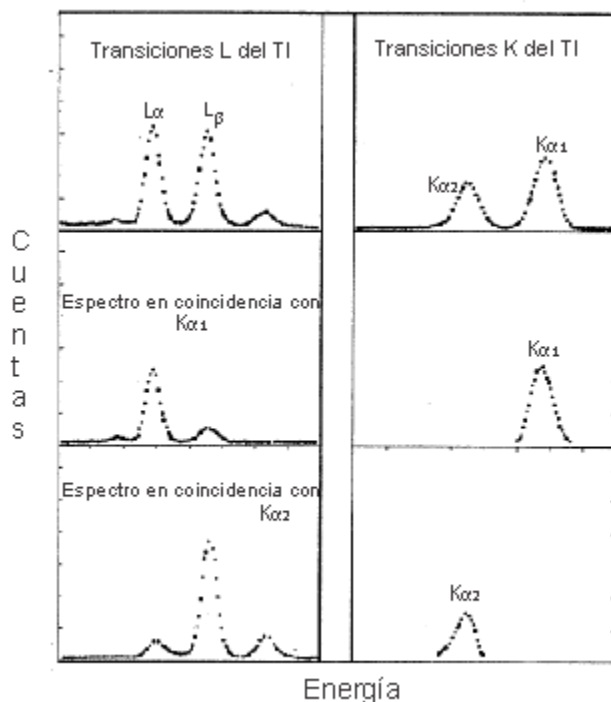


Figura 4.3.2 Rayos X del talio producidos por el decaimiento radiactivo de una fuente de ^{203}Hg . Las líneas L se observaron con un detector Si(Li), mientras que las líneas K se registraron con detector Ge(Li). [4]

Un artículo más que incluye experimentos de coincidencia sobre las emisiones del ^{207}Bi se muestra en la figura 4.3.3. Los resultados son los que se esperan después del análisis anterior: transiciones características L_{β} acompañadas de un ligero pico de transiciones L_{α} , que por el hecho de tener como ventana una transición $K_{\alpha 2}$ se relacionan directamente con transiciones Coster-Kronig. Por el lado contrario, aparecen transiciones características L_{α} cuando se tiene por ventana una transición $K_{\alpha 1}$

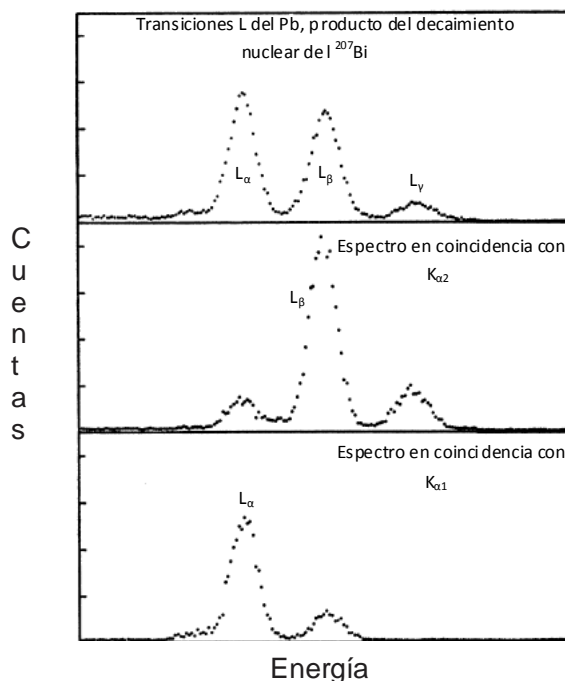


Figura 4.3.3 Espectros típicos de transiciones L del ^{207}Bi tomados con un detector Si(Li) en un espectrómetro en coincidencias. . Las líneas que se observan son rayos X de Pb, producto del decaimiento nuclear del ^{207}Bi .

Estos artículos, además de otros consultados, corroboran los resultados obtenidos con nuestro dispositivo. Es muy importante hacer mención de que existen pocos trabajos de coincidencias y en ninguno de ellos los autores mencionan el tiempo de colección de los espectros ni las cuentas obtenidas. Esto nos hace deducir que estos espectros se obtuvieron con un tiempo de colección sumamente alto.

4.3. Bibliografía

- [1] Glenn F. Knoll; (1989) *Radiation Detection and Measurement Third Edition*; John Wiley & Sons, New York, USA.
- [2] René E. Van Grieken, Andrzej A. Markowicz (2002); *Handbook of X- Ray Spectrometry: Methods and Techniques*; Marcel Dekker, New York
- [3] Miranda J. (2000); *Técnicas Analíticas de Origen Nuclear: Un curso Introductorio, Segunda edición*; Instituto de Física, UNAM, México.
- [4] R.E. Wood, J.M. Palms and P.V. Rao, Phys. Rev. 187, 1487-1503 (1969).
- [5] R.E. Wood, J.M. Palms and P.V. Rao, Phys. Rev. A 5, 11-13 (1972).
- [6] A. A. Espinosa, J. Reyes-Herrera, J. Miranda, F. Mercado, M.A. Veytia, M. Cuautle, J.I Cruz; *Development of an X- ray fluorescence spectrometer for environmental science applications*; Instrumentation Science and Technology, 40:6, 603-617 (2012)

Conclusiones

Tras el análisis realizado en el capítulo anterior y relacionándolo directamente con resultados de otros trabajos en coincidencias, se demuestra el buen funcionamiento del dispositivo en coincidencias. El dispositivo, como ya se explicó, será útil para determinar producciones de fluorescencia y probabilidades de transición Coster-Kronig. En la figura 5.1.1 se observa, de nuevo, el espectro final, resultante del dispositivo armado en el laboratorio. El espectro se obtuvo irradiando una pastilla de CeF_3 , con un tubo de rayos X con ánodo de Rh, a un potencial de 50 kV y una corriente de 200 μA , durante 72 h.

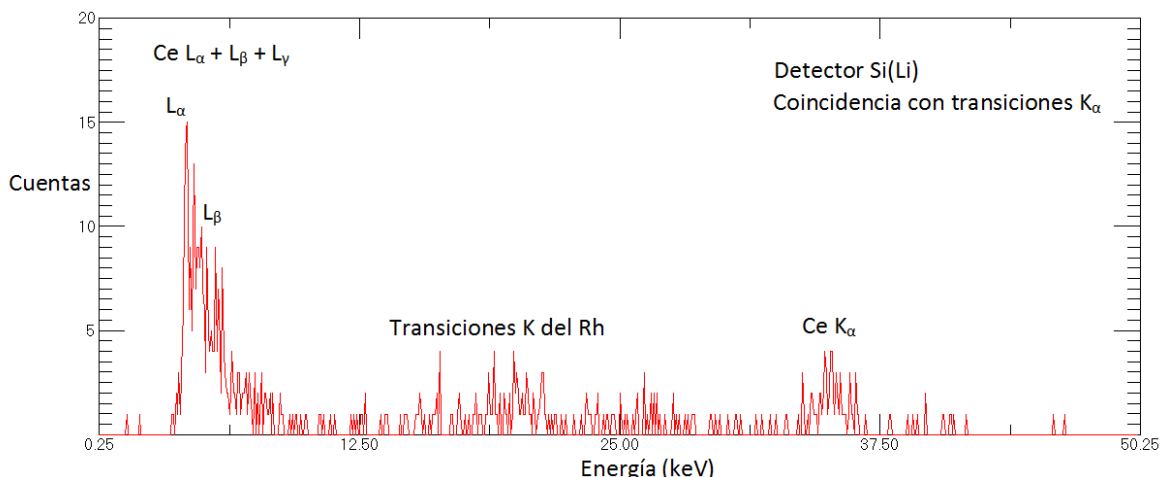


Figura 5.1.1 Espectro característico del Ce en el detector de Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_{α} del detector LEGe. Tiempo de colección 72 h.

A pesar del tiempo de colección tan alto, el espectro es un incentivo para seguir trabajando en dicho proyecto. Por cuestiones de diseño de la cámara y de disponibilidad de material en el laboratorio, por el momento es complicado mejorar este parámetro, aunque se sugiere la inclusión de un filtro combinado de Cu y Ti a la salida del tubo. De esta manera, se absorberán todas aquellas energías bajas en el espectro continuo emitido por el tubo de rayos X que pudieran llegar a ionizar la capa L de manera directa (efecto fotoeléctrico). Si esto funciona, garantizaremos que la mayor cantidad de transiciones L sean derivadas de una transición K, mas no de ionización directa.

Este hecho mejoraría notablemente tanto el tiempo muerto como los espectros en ambos detectores, de tal manera que podríamos aumentar la corriente, sin saturar ningún detector. Por lo tanto, aumentaría de manera considerable la tasa de conteo en los picos L del espectro en coincidencias. Una vez realizada esta mejora, se puede pensar en la obtención de vacío dentro de la cámara para mejorar aún más el dispositivo.

Contamos con un sistema de coincidencias para determinar parámetros atómicos involucrados en la emisión de rayos X característicos (en particular líneas L), en donde toda la electrónica asociada funciona de manera correcta.

APÉNDICE A

Diseño de piezas para dispositivo experimental

Para el desarrollo de este trabajo, se contó con el apoyo del taller mecánico del Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México. En este apartado se muestra el diseño de piezas que se mandaron a hacer en dicho taller. Si bien no se emplearon todas en el dispositivo final, cabe mencionar que serán de gran utilidad para experimentos posteriores debido a su estandarización.

A.1 Cámara de acero inoxidable

Esta cámara ya había sido previamente diseñada en el laboratorio para el desarrollo de este proyecto. Esencialmente, es una cámara de acero inoxidable con tres salidas: dos en posición horizontal, colocadas al centro de la cámara con una separación de 90° entre ellas y la tercera colocada aproximadamente a 10 cm arriba de una de ellas, con un ángulo de salida de 45° (Figura A.1.1). Estas entradas presentan terminaciones en forma de bridas NW40 y NW50, medidas estandarizadas para trabajar en equipos con vacío.



Figura A.1.1 Cámara de acero inoxidable destinada para experimento en coincidencias.

A.2 “Camisa” de aluminio para cámara de irradiación

Debido a que la cámara está hecha de acero inoxidable, es de esperarse que al momento de emitir radiación dentro de ella se ionicen átomos de los elementos que componen al acero. Pensando que los rayos X característicos de los elementos puedan llegar a sobreponerse en los espectros a estudiar, se analizan las líneas de dichas transiciones.

Los principales elementos que componen al acero inoxidable son: el cromo, hierro, níquel y el molibdeno. Las transiciones características se muestran en la tabla A.1.1.

Tabla A.1.1 Tabla de energías de transición de elementos propios del acero inoxidable. [1]

Elemento	No. Atómico (Z)	K β 2	K β 1	K α 1	K α 2	L γ 1	L β 2	L β 1	L α 1	L α 2
Cr	24	-	5.946	5.414	5.405	-	-	-	0.581	0.571
Fe	26	-	7.057	6.403	6.390	-	-	-	0.717	0.704
Ni	28	8.328	2.624	7.477	7.460	-	-	-	0.866	0.849
Mo	42	19.964	19.61	17.48	17.37	2.623	2.518	2.395	2.293	2.290

El cromo y el hierro son los elementos que más abundan en el acero inoxidable y son los que se observarían con mayor intensidad en el espectro característico del acero. Las energías de transición de los elementos que se estudiaron en este trabajo se muestran a continuación.

Tabla A.1.2 Energías de transición de elementos con $58 \leq Z \leq 63$

No. Atómico	Transiciones K (KeV)	Transiciones L (KeV)
$58 \leq Z \leq 63$	$34.276 \leq \text{Energía} \leq 48.241$	$4.823 \leq \text{Energía} \leq 7.478$

Comparando los valores de la tabla A.1.2 Y A.1.1 observamos que las transiciones de la línea K tanto del cromo como del hierro se traslaparían junto con las líneas L de los elementos a estudiar. Siendo que las líneas L son las que compondrán el espectro final en coincidencias no se puede pasar por alto este hecho.

La primera pieza diseñada fue pensando en este inconveniente; se piensa en el diseño de una placa para cubrir la parte interior de la cámara de tal manera que el espectro característico del material de la placa no se sobreponga con las líneas de transición de los elementos estudiar. Se opta por utilizar el aluminio, un elemento ligero cuyas transiciones son de energías más bajas que nuestros elementos a estudiar. (Tabla A.1.3)

Tabla A.1.3 Energías de transición del Aluminio

Elemento	No. Atómico (Z)	K β 2	K β 1	K α 1	K α 2	L γ 1	L β 2	L β 1	L α 1	L α 2
Al	13	-	1.553	1.487	1.486	-	-	-	-	-

En la figura A.1.2 se muestra el diseño de esta pieza y posteriormente en la figura A.1.3 se muestra la pieza terminada e insertada ya en la cámara; se ve claramente cómo quedan las tres entradas de la cámara libres para insertar otras piezas y así se da por resultado el problema de una posible sobreposición de picos de de rayos X ocasionada por las emisiones de la cámara.

Material: Aluminio
 Ancho: 2mm
 Escala: mm
 Dr. Javier Miranda
 Alumno: Filiberto Martínez del Prado

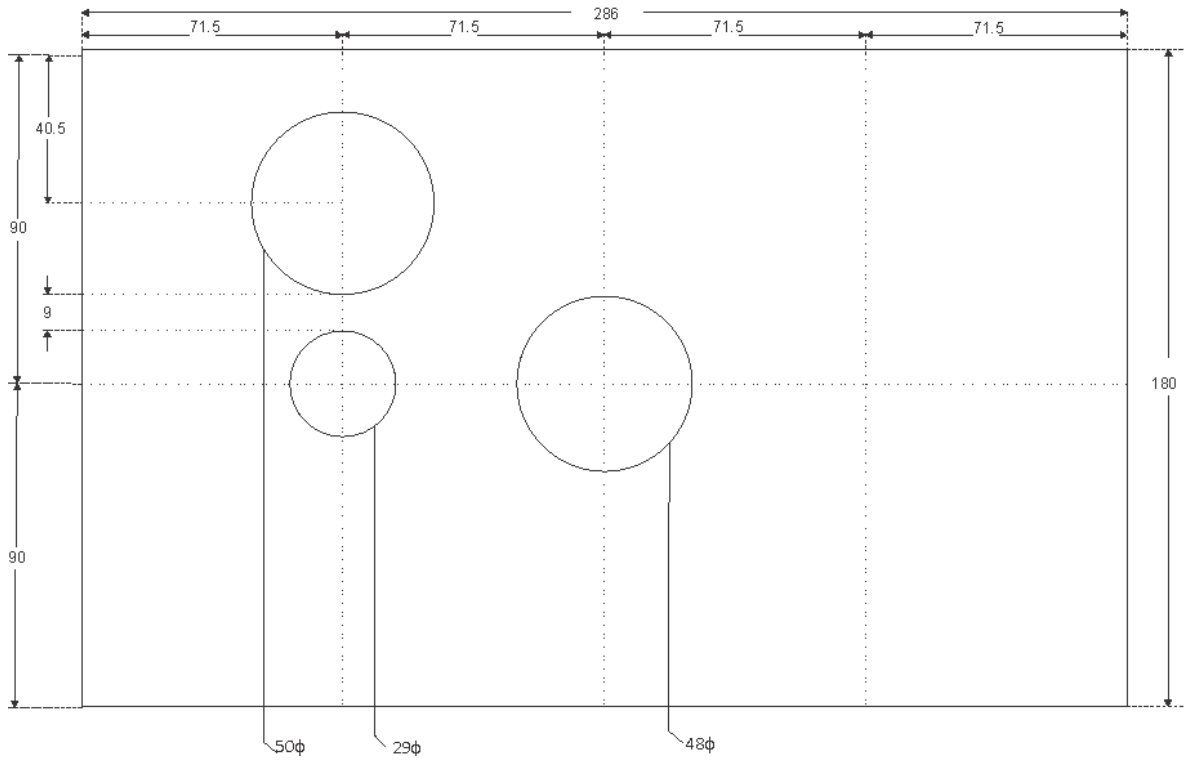


Figura A.1.2 Diseño de la placa de aluminio para la “camisa” interior.



Figura A.1.3 Placa de Aluminio montada internamente en la cámara

A.3 Adaptador de tubo de Rayos X

Todas las piezas tienen que estar diseñadas para trabajar en vacío. Por ello tienen que sellar a la perfección con arosellos y mordazas. Las dimensiones obedecen a normas internacionales, como es el caso de la ISO. Es por esto que en las terminales de los acopladores vienen canales para los arosellos y por la parte externa vienen diseñados con un ángulo de 15° para la mordaza.

Esta pieza ya había sido diseñada con anterioridad en el laboratorio. Es un acoplador hecho de Nylon, un material aislante, ya que en trabajos anteriores se había observado un ruido electrónico inducido por el tubo. Por un lado el acoplador se ajusta a las dimensiones del tubo y por el otro tiene una brida de tamaño NW40.

En la figura A.1.4 observamos esta pieza, está diseñada de tal manera que se pueda insertar un colimador hecho de plomo para limitar el diámetro con que incidirá el haz de rayos X primarios sobre la muestra. Esto lo observamos en la figura A.1.5.



Figura A.1.4 Pieza de Nylon para acoplar



Figura A.1.5 Colimador de 5mm acoplado con pieza de Nylon

A.4 Adaptador del detector de Si-PIN

En la figura A.1.6 se aprecia el diseño de este acoplador, que se hizo tomando en cuenta las medidas del detector de SI-PIN y la cámara inicial. Junto con él se construyeron colimadores de 5mm de diámetro para delimitar el tamaño del haz de rayos X secundario que incide sobre el detector. Figura A.1.7

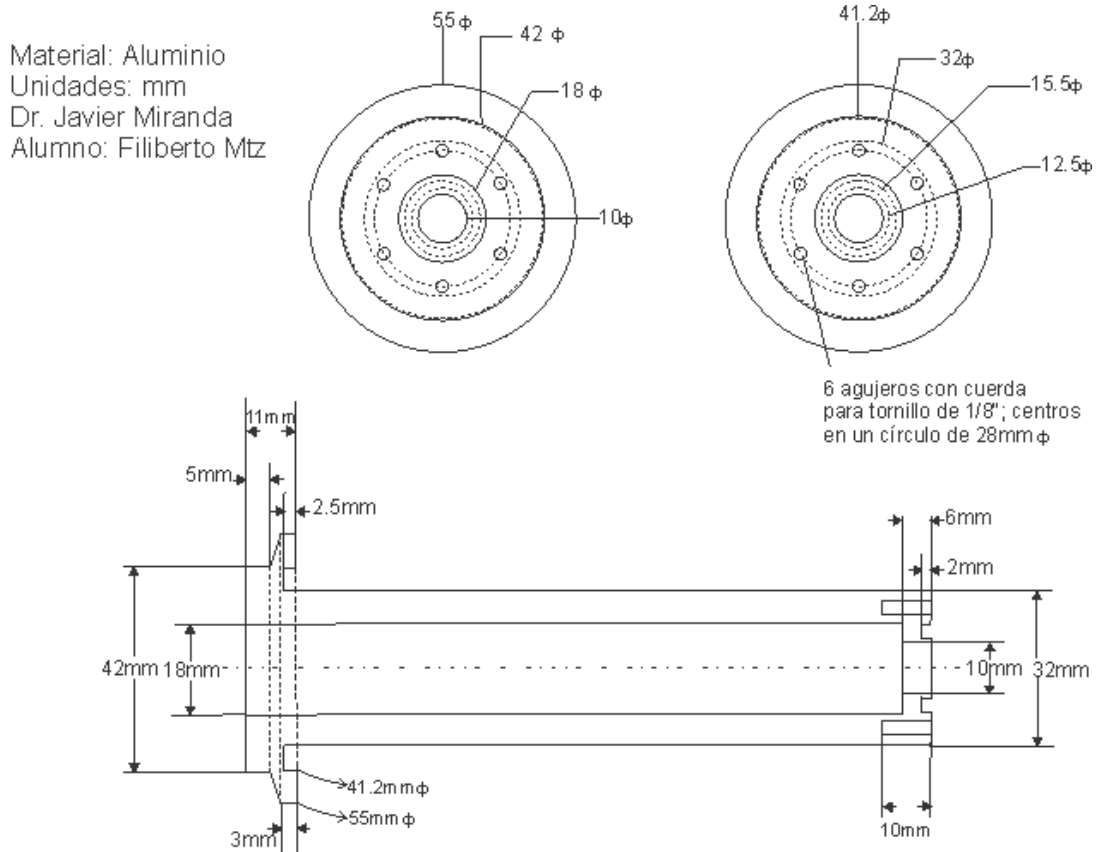


Figura A.1.6 Diseño de adaptador para el detector de Si-PIN en la cámara inicial

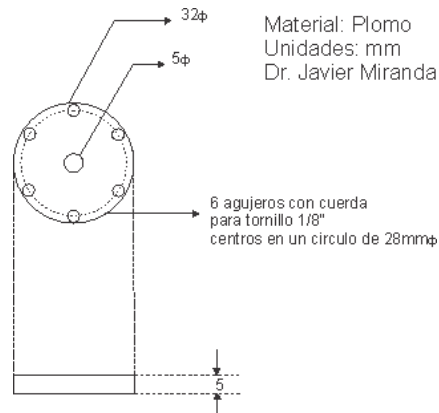


Figura A.1.7 Diseño de colimador de 5mm para el adaptador del detector Si-PIN

Se observan detalles de la pieza para trabajar en vacío (Figura A.1.8). La parte frontal consiste en una brida NW40; en la parte interior, se aprecia el sitio donde se ajustará un colimador, que junto con un arosello y una hoja Mylar® aíslan el vacío en el interior de la cámara.

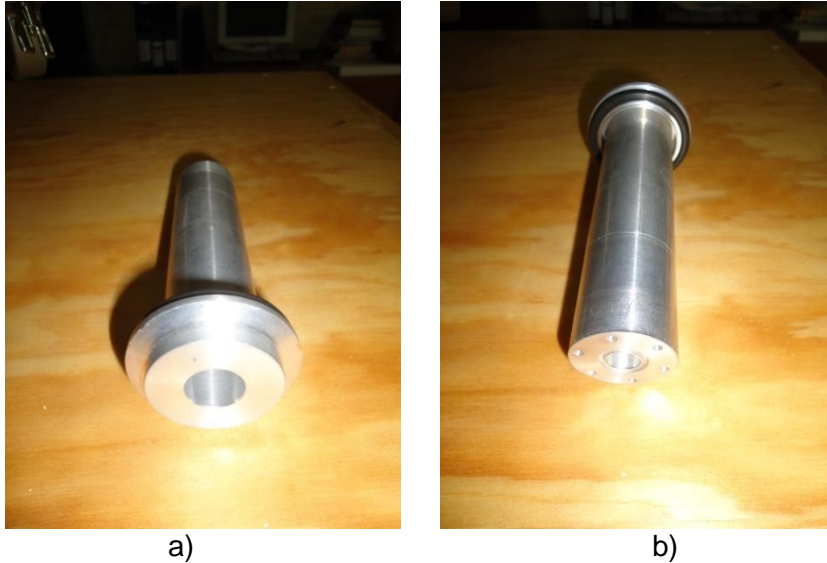


Figura A.1.8 Adaptador para detector Si-PIN a) parte anterior con brida NW40 b) parte interior

A.5 Adaptador del detector LGe

Esta pieza es muy similar a la anterior, pues solo varían las medidas internas para ajustarse al detector LGe. En este caso la salida correspondiente en la cámara es una brida NW50 (Figura A.1.9).

Debido a que el detector queda con medidas más amplias, se tiene un colimador específico para cada adaptador. Con base en las pruebas de caracterización del capítulo III, para este detector se necesitan colimadores de 5 mm de diámetro. (Figura A.1.10).

La figura A.1.11 muestra esta pieza terminada. Podemos apreciar que las dimensiones son distintas y en la parte posterior observamos como embona el arosello para el vacío.

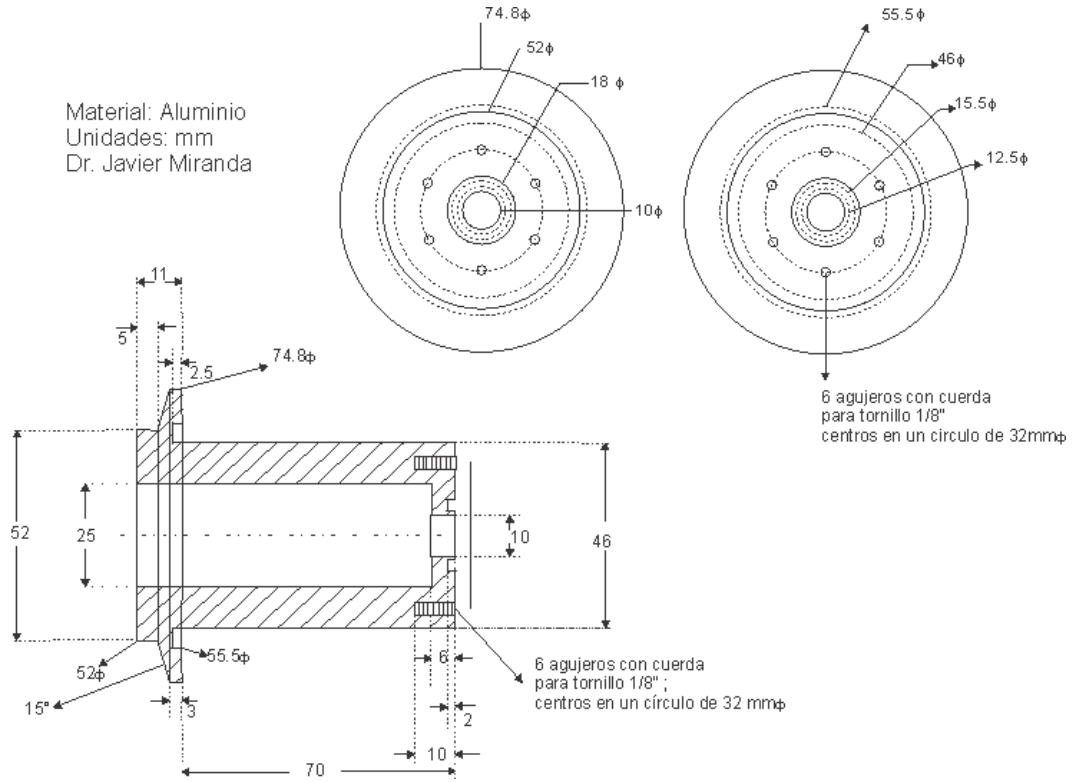


Figura A.1.9 Diseño de acoplador para el detector LEGe en cámara inicial

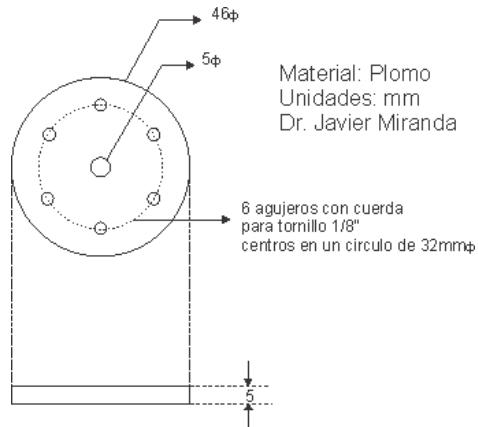


Figura A.1.10 Diseño de colimador de 5 mm de diámetro para acoplar el acoplador del detector LEGe

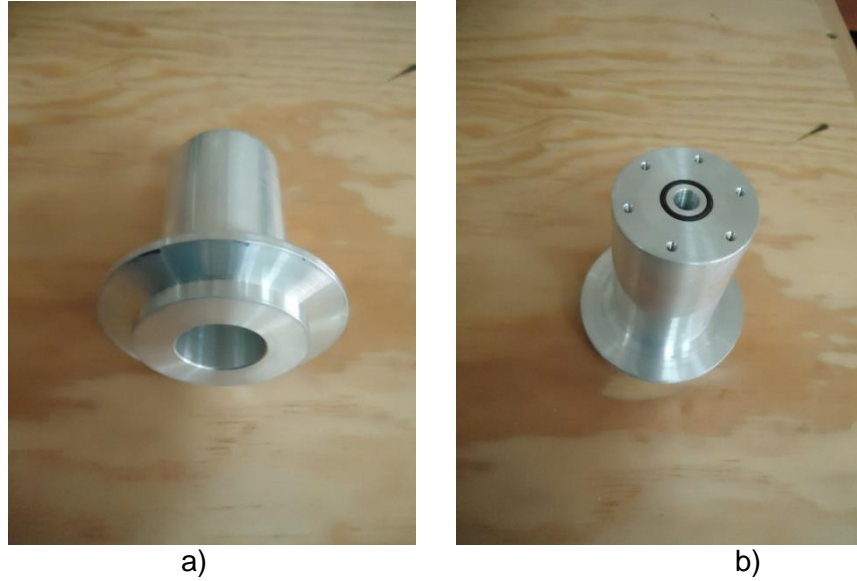


Figura A.1.11 Acoplador del detector de LEGe para cámara inicial a) Cara frontal NW50 b) Parte posterior

A.6 Piezas ensambladas en cámara inicial

Con arosellos y mordazas definidas se ensambla la cámara de coincidencias inicial (Figura A.1.12), y aunque bien no se utilizó para el experimento final en este trabajo, las piezas y la cámara tendrán alguna utilidad experimental en un futuro.



Figura A.1.12 Cámara inicial de coincidencias ensamblada con acopladores de detectores y de tubo de rayos X

A.7 Acoplador del detector LEGe II

Con base en lo estudiado en el Capítulo III, se determinó utilizar una cámara alternativa. Por esta razón se diseñó y construyó un acoplador más para el detector LEGe. Con una brida NW50, este acoplador sale de la cámara para ajustarse al citado detector. Sus planos y fotografías de la pieza terminada y ensamblada se muestran en las figuras A.1.13 y A.1.14.

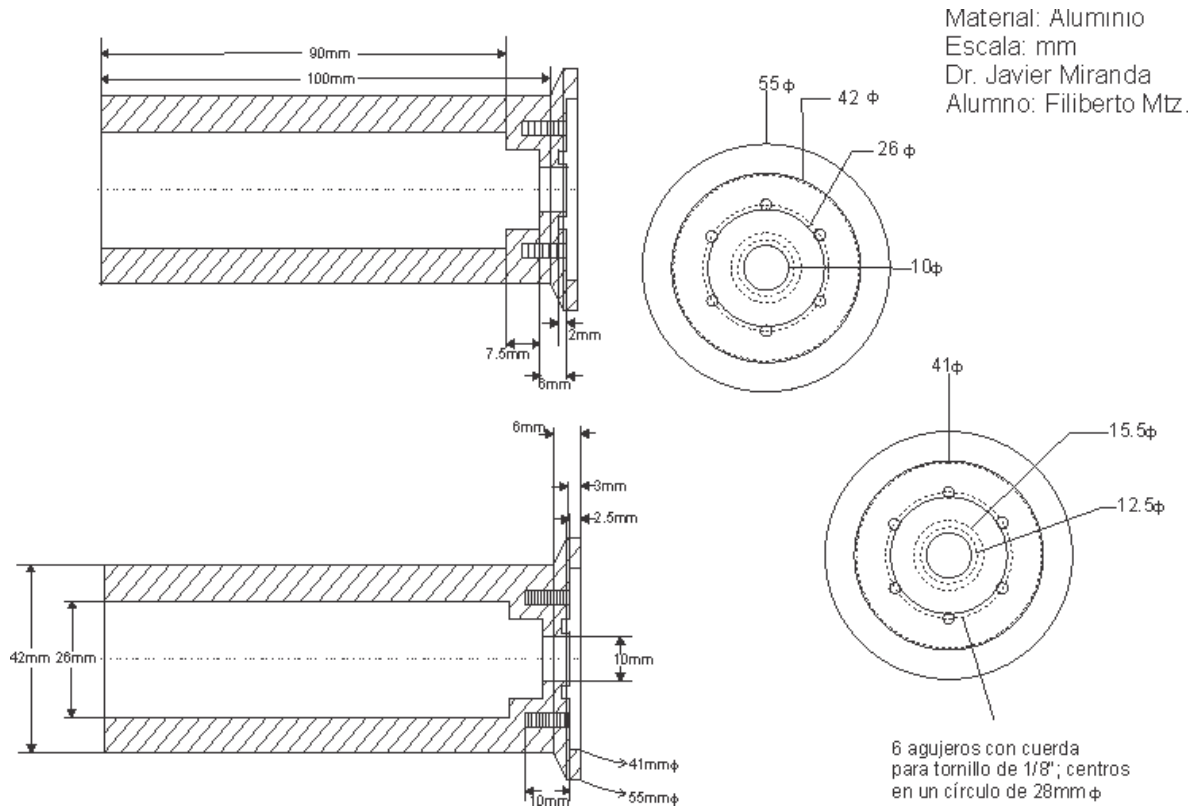


Figura A.1.13 Diseño de acoplador II para el detector LEGe en la cámara secundaria



Figura A.1.14 Acoplador II para detector LEGe a) acoplador, con aro sello, hoja de Mylar® y colimador de 5 mm de diámetro b) acoplador ensamblado en la cámara secundaria.

Apéndice B

Lista de figuras

Capítulo I Técnicas Analíticas de Origen Nuclear

1.1.- Antecedentes y Generalidades

- Figura 1.1.1 Componentes de un tubo de rayos X con ánodo estacionario. [2]
- Figura 1.1.2 Radiación de *Bremsstrahlung* o radiación de frenado. [3]
- Figura 1.1.3 Espectro de rayos X de Molibdeno como una función de la diferencia de potencial aplicada. [4] Longitud de onda en angstroms; $1 \text{ \AA} = 1 \times 10^{-10} \text{ m} = 0.1 \text{ nm}$.

1.2 Técnica Analítica. Emisión de rayos X Inducida por Partículas (PIXE)

- Figura 1.2.1 Diagrama del principio físico de PIXE.
- Figura 1.2.2 Rayos X característicos K y L del átomo de Titanio ($Z=22$).
- Figura 1.2.3 Transiciones características de subcapas.
- Figura 1.2.4 Transiciones no radiativas. a) *Koster-Cronig* b) Electrón *Auger*
- Figura 1.2.5 Alteración de un haz de fotones por el proceso de atenuación. [2]
- Figura 1.2.6 Dispositivo experimental para análisis PIXE en blanco delgado o intermedio. [5]

1.2 Técnica analítica Fluorescencia de Rayos X (XRF)

- Figura 1.3.1 Dispositivo experimental para análisis XRF.

Capítulo II Detectores y Electrónica Nuclear

2.1 Detectores

- Figura 2.1.1 Modelo de incidencia de un cuanto en un detector simple. [2]
- Figura 2.1.2 Diagrama general de un detector de pulsos.
- Figura 2.1.3 a) Respuesta de la señal de tensión eléctrica $V(t)$ para condiciones ($\tau \ll t_c$)
b) Respuesta de la señal de tensión eléctrica $V(t)$ para condiciones ($\tau \gg t_c$). [2]
- Figura 2.1.4 Espectro diferencial de altura de pulsos. [2]
- Figura 2.1.5 Funciones respuesta a una radiación mono energética de dos detectores con resolución distinta. [2]
- Figura 2.1.6 Geometría de una fuente puntual y un detector cilíndrico para determinar el ángulo sólido. [3]

2.2 Detectores semiconductores

- Figura 2.2.1 Diagrama de energía de bandas para aislantes, semiconductores y conductores. [3]
- Figura 2.2.2 Bandas de conducción y de valencia en un estado de equilibrio térmico en unión *p-n*. [4]
- Figura 2.2.3 Comportamiento en bandas de conducción y de valencia tras polarización directa e inversa en diodo semiconductor *p-n*. [4]
- Figura 2.2.4. Detector Si-PIN. [7]

- Figura 2.2.5 Detector CdTe. [8]
- Figura 2.2.3 Detector Si(Li) a) modelo básico de criostato con dedo frío. b) detector Si(Li).
- Figura 2.2.4 Detector LEGe a) modelo de criostato correspondiente a detector LEGe modelo GL055. b) detector LEGe modelo GL055.
- Figura 2.2.5 Curvas de eficiencia para detectores Si(Li) y LEGe con ventanas de Be de 5 mm de diámetro. [7]
- Figura 2.2.6 Curva de eficiencia típica para sistema de detección simple, detector LEGe. [9]

2.3 Introducción a la Electrónica Nuclear

- Figura 2.3.1 Gabinete NIM – BIN con módulos de electrónica nuclear.
- Figura 2.3.2 Preamplificador para un modelo de detector de Silicio XR-100CR.
- Figura 2.3.3 (a) *Pile up* en pulsos. (b) Decremento de tiempo en pulsos o bien señal - procesada por un amplificador con retraso en tiempo. [5]
- Figura 2.3.4 Respuesta simple a un circuito diferenciador (filtro paso altas.) [5]
- Figura 2.3.5 Respuesta simple a un circuito integrador (filtro paso bajas). [5]
- Figura 2.3.6 Amplificador simple CR- RC.
- Figura 2.3.7 Módulo amplificador bajo normas NIM (Canberra 2026).
- Figura 2.3.8 Esquema del funcionamiento de un analizador monocanal.
- Figura 2.3.9 Pulso lógico de referencia (color azul) y pulso lineal con un tiempo inicial (color amarillo).
- Figura 2.3.10 Pulso lógico de referencia (color azul) y pulso lineal después de ser procesado por el módulo amplificador con retraso (color amarillo).

Capítulo III Caracterización de Dispositivo Experimental

3.1 Caracterización de detectores y amplificadores

- Figura 3.1.1 Espectro característico de ^{241}Am obtenido con un detector de Si(Li) 300mm² x 3mm. [1]
- Figura 3.1.2 Diagrama de bloques para la obtención del espectro del ^{241}Am .
- Figura 3.1.3 Detector de germanio hiperpuro (LEGe).
- Figura 3.1.4 Modulo BIN *Quad Bias Supply* ORTEC. a) cara frontal. b) cara posterior.
- Figura 3.1.5 Salida del preamplificador LEGe.
- Figura 3.1.6 Salida del amplificador Canberra 2026.
- Figura 3.1.7 Condiciones ideales del amplificador Canberra 2026 con detector LEGe.
- Figura 3.1.8 Espectro continuo del ^{241}Am a condiciones ambientales. Tiempo de colección 5 min.
- Figura 3.1.9 Detector de Si (Si-PIN).
- Figura 3.1.10 Amplificador y fuente de poder del detector Si-PIN
- Figura 3.1.11 Salida del preamplificador AMP-TEK
- Figura 3.1.12 Salida del amplificador AMP-TEK; Si-PIN
- Figura 3.1.13 Espectro continuo de ^{241}Am bajo condiciones ambientales. Tiempo de colección 20 min.
- Figura 3.1.14 Preparación de muestras a) Empastillador de prensa manual. b) Pastillas sólidas de compuestos químicos de los elementos de interés.
- Figura 3.1.15 Diagrama de bloques para la obtención de espectros característicos de un blanco determinado.
- Figura 3.1.16 Espectro característico del Sm. Fuente ^{241}Am . Tiempo de colección 40 min.

- Figura 3.1.17 Espectro característico del Sm. Fuente ^{241}Am . Tiempo: 40min.
- Tabla 3.1.1 Valores de emisiones características de elementos de tierras raras (Energías en keV). [2]

3.2 Caracterización de módulos de electrónica nuclear

- Figura 3.2.1 Generador de pulsos, módulo NIM, Modelo PB-5, de *Berkeley Nucleonics Corp.*
- Figura 3.2.2 Diagrama de bloques de análisis en coincidencias.
- Figura 3.2.3 Diagrama de bloques para la obtención de la relación Potencial vs Canal.
- Figura 3.2.4 Transiciones K del Sm, Fuente ^{241}Am .
- Figura 3.2.5 Diagrama de generación de pulsos lógicos con una ventana discriminadora en el SCA.
- Figura 3.2.6 Formación de pulso lógico en SCA.
- Figura 3.2.7 Ecuaciones de caracterización para niveles LLD Y ULD; Tensión Real vs. Nivel de ventana.
- Figura 3.2.8 Ecuaciones de caracterización para niveles LLD y ULD: Nivel de ventana vs. Tensión Real.
- Figura 3.2.9 Módulo NIM. Delay Amplifier 427A de ORTEC a) cara frontal. b) cara posterior.
- Figura 3.2.10 Señales de entrada y salida a través de módulo retrasador de tiempo. Señal de entrada 7.44 V (en color amarillo). a) Retraso de 0.25 μs . b) Retraso de 4.75 μs .
- Tabla 3.2.1 Amplitud del pulso de entrada Vs. Canal en MCA
- Tabla 3.2.2 Caracterización SCA; LLD vs. Tensión Real.
- Tabla 3.2.3 Caracterización SCA; ULD vs. Tensión Real.
- Tabla 3.2.4 Comportamiento del retrasador de tiempo 0.25 μs – 3 μs .

3.3 Sistemas de auto coincidencias y coincidencias

- Figura 3.3.1 Diagrama de bloques para la obtención de espectro en autocoincidencia.
- Figura 3.3.2 Arreglo para la obtención del espectro del Eu a condiciones ambientales. Detector LEGe. a) Vista frontal. b) Vista superior.
- Figura 3.3.3 Espectro característico del Eu. Fuente ^{241}Am Tiempo de colección: 1h.
- Figura 3.3.4 Transiciones $K\alpha$ del Eu. Detector LEGe. Tiempo: 1 h. Condiciones ambientales.
- Figura 3.3.5 Señales de entrada y salida del SCA. (señal de entrada en color amarillo y pulso lógico de salida en color azul) a) Sin retraso. b) Con retraso en la señal de entrada de 0.5 μs y ajuste en pulso lógico. c) Retraso en señal de entrada de 1.0 μs y ajuste de pulso lógico.
- Figura 3.3.6 Espectro en autocoincidencia de $K_{\alpha 1}$ del Eu. Fuente ^{241}Am . Tiempo de colección 1h.
- Figura 3.3.7 Espectro en auto coincidencia de $K_{\alpha 1}$ del Eu. Fuente ^{241}Am . Tiempo de colección 1h.
- Figura 3.3.8 Señal incidente simulada con tiempo de formación de 12 μs , y pulso lógico generado por detector LEGe. a) Sin retraso. b) Con retraso de 4.75 μs sobre señal simulada.
- Tabla 3.3.1 Energías de transición del Europio.

Capítulo IV Desarrollo Experimental

4.1 Caracterización de detector de Si(Li) con cámara de espectrometría

- Figura 4.1.1 Detector de Si(Li).
- Figura 4.1.2 Portamuestras para cámara de radiación a) Portamuestras fuera de posición. b) Portamuestras acoplado.
- Figura 4.1.3 Entrada de tubo de rayos X. a) Vista del blanco. b) Vista con colimación.
- Figura 4.1.4 Espectro característico del Ce. Fuente Tubo de Rh; 50KV y 200 μ A. Tiempo de colección 1 h.
- Figura 4.1.5 Espectro sin radiación incidente. Tubo de Rh; 50 KV y 200 μ A. Tiempo 1 min.
- Figura 4.1.6 Arreglo para espectros dentro de cámara de espectrometría.

4.2 Espectros en coincidencias de Rayos X Característicos

- Figura 4.2.1 Cámara de espectrometría con detectores y tubo acoplados para coincidencias.
 - Figura 4.2.2 Acoplador de detector de LEGe para cámara de espectrometría. a) Vista superior con colimador y hoja de Mylar® para formar vacío. b) Acoplador montado en cámara.
 - Figura 4.2.3 Espectro característico del Ce. Tiempo de colección 1 h.
 - Figura 4.2.4 Espectro característico del Ce. Tiempo de colección 1h.
 - Figura 4.2.5 Cámara de espectrometría vista por dentro.
 - Figura 4.2.6 Espectro característico del Ce. Tiempo de colección 1 h.
 - Figura 4.2.7 Espectro en auto coincidencia de transiciones K del Ce. Tiempo de colección 1 h.
 - Figura 4.2.8 Señales de espectro en auto coincidencia Detector LEGe.
 - Figura 4.2.9 Señales de sistema en coincidencia. a) Pulsos del detector Si(Li). b) Pulso lógico generado por el SCA con detector LEGe.
 - Figura 4.2.10 Espectro característico del Ce en el detector Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_{α} del detector LEGe. Tiempo de colección 24 h.
 - Figura 4.2.11 Espectro característico del Ce en el detector Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_{α} del detector LEGe. Tiempo de colección 48 h.
 - Figura 4.2.12 Espectro característico del Ce en el detector Si(Li) colectado en coincidencia con líneas K_{α} del detector de LEGe. Tiempo de colección 72 h.
- Tabla 4.2.1 Transiciones características del Ce en keV. [2]
- Tabla 4.2.2 Energías de ligadura del K, Ca y Fe en keV. [2]

4.3 Transiciones Coster - Kronig

- Figura 4.3.1 Transiciones características.
- Figura 4.3.2 Rayos X del talio producidos por el decaimiento radiactivo de una fuente de ^{203}Hg . Las líneas L se observaron con un detector Si(Li), mientras que las líneas K se registraron con detector Ge(Li). [4]
- Figura 4.3.3 Espectros típicos de transiciones L del ^{207}Bi tomados con un detector Si(Li) en un espectrómetro en coincidencias. . Las líneas que se observan son rayos X de Pb, producto del decaimiento nuclear del ^{207}Bi .

APÉNDICE A: Diseño de piezas para dispositivo experimental

- Figura A.1.1 Cámara de acero inoxidable destinada para experimento en coincidencias.
 - Figura A.1.2 Diseño de la placa de aluminio para la “camisa” interior.
 - Figura A.1.3 Placa de Aluminio montada internamente en la cámara
 - Figura A.1.4 Pieza de Nylon para acoplar
 - Figura A.1.5 Colimador de 5mm acoplado con pieza de Nylon
 - Figura A.1.6 Diseño de adaptador para el detector de Si-PIN en la cámara inicial
 - Figura A.1.7 Diseño de colimador de 5mm para el adaptador del detector Si-PIN
 - Figura A.1.8 Adaptador para detector Si-PIN a) parte anterior con brida NW40 b) parte interior
 - Figura A.1.9 Diseño de acoplador para el detector LEGe en cámara inicial
 - Figura A.1.10 Diseño de colimador de 5 mm de diametro para acoplador el acoplador del detector LEGe
 - Figura A.1.11 Acoplador del detector de LEGe para cámara inicial a) Cara frontal NW50 b) Parte posterior
 - Figura A.1.12 Cámara inicial de coincidencias ensamblada con acopladores de detectores y de tubo de rayos X
 - Figura A.1.13 Diseño de acoplador II para el detector LEGe en la cámara secundaria
 - Figura A.1.14 Acoplador II para detector LEGe a) acoplador, con aro sello, hoja de Mylar® y colimador de 5 mm de diámetro b) acoplador ensamblado en la cámara secundaria.
-
- Tabla A.1.1 Tabla de energías de transición de elementos propios del acero inoxidable. [1]
 - Tabla A.1.2 Energías de transición de elementos con $58 \leq Z \leq 63$
 - Tabla A.1.3 Energías de transición del Aluminio