



Universidad de Valladolid

Facultad de Ciencias

TRABAJO FIN DE GRADO

Grado en Física

Detección de Neutrones

Autor:

Luis Rodrigo Alonso Fernández

Tutores:

Pilar Iñiguez de la Torre Bayo

Roberto Méndez Villafañe

*“A mi familia y amigos
que siempre me han
apoyado y creído en mí”*



AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, citar a mi tutora Pilar Íñiguez de la Torre y mi cotutor Roberto Méndez Villafañe por su ayuda, consejo y tutela.

Este trabajo ha contado también con la indispensable colaboración del CIEMAT, especialmente del director del Laboratorio de Patrones Neutrónicos (LPN) y cotutor, Roberto Méndez Villafañe, que ha prestado su tiempo y su conocimiento y nos ha permitido y ayudado a realizar todas las medidas en dicho laboratorio.

Finalmente, agradecer también a Xandra Campo Blanco y Sergio Rivera Vázquez por su acogida en el CIEMAT y su inestimable ayuda en la toma de medidas y por compartir conmigo sus conocimientos sobre la física de neutrones.

ABSTRACT

The CZT is a semiconductor crystal made of $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$ and used as a gamma (γ) radiation detector in the subject *Técnicas Experimentales IV* of the degree in Physics in the University of Valladolid (UVa). In this research, it has been proved that the CZT makes the measurement of thermal neutrons possible by means of a set of specific measures, carried out in the CIEMAT's LPN in Madrid, which have also allowed the evaluation of the CZT's efficiency as a thermal neutrons detector and the viability of developing a Bonner Sphere System with it. Furthermore, this work eases the understanding in neutrons' interaction with matter. Through a set of initial measures done with the ^{252}Cf neutrons' source, the polyethylene's attenuating effect has been proved. This measures have also shown that lead can stop the gamma particles coming from other than the ^{113}Cd thermal capture inside the CZT. Then, it has been studied the effect of irradiating with different neutrons' sources, to know: ^{252}Cf and $^{241}Am-Be$. Eventually, results and analysis of two irradiations with the ^{252}Cf source and the CZT placed inside the 6" and 10" diameter Bonner spheres can be seen, being of interest in neutrons' spectrometry and dosimetry.

Keywords: Neutrons, Thermal Neutrons, Neutrons' detection, CZT, Gamma detector, Neutrons' dosimetry, Neutrons' spectrometry, Bonner Sphere System, CIEMAT, LPN, Neutrons' source, ^{252}Cf , $^{241}Am-Be$.

RESUMEN

El CZT es un cristal semiconductor de $Cd_{0,9}Zn_{0,1}Te$ utilizado como detector de radiación gamma (γ) en la asignatura de *Técnicas Experimentales IV* del grado en Física de la UVa. En este estudio, se ha comprobado que el CZT permite detectar neutrones térmicos mediante una serie de medidas concretas, realizadas en el LPN del CIEMAT en Madrid, que además han permitido evaluar la eficiencia del CZT como detector de neutrones térmicos y su viabilidad como candidato para la construcción de un Sistema de Esferas de Bonner o Espectrómetro Multiesferas. Además, este trabajo favorece la comprensión de la interacción neutrónica con la materia. Mediante unas primeras medidas iniciales hechas con la fuente neutrónica de ^{252}Cf , se ha comprobado el efecto moderador del polietileno y el efecto del plomo de eliminar la contribución gamma no proveniente de la captura térmica del ^{113}Cd en el interior del detector. También se ha comprobado el efecto de irradiar con diferentes fuentes de neutrones, a saber: ^{252}Cf y $^{241}Am-Be$. Finalmente, también se presentan los resultados y análisis de dos irradiaciones con la fuente de ^{252}Cf y el CZT en el interior de las esferas de Bonner de 6" y 10" de diámetro, que tienen interés en espectrometría y dosimetría neutrónicas.

Palabras Clave: Neutrones, Neutrones térmicos, Detección de Neutrones, CZT, Detector gamma, Dosimetría neutrónica, Espectrometría de Neutrones, Sistema de Esferas de Bonner, CIEMAT, Fuentes de neutrones, ^{252}Cf , $^{241}Am-Be$.

INDICE

INDICE.....	I
ÍNDICE DE FIGURAS Y TABLAS	II
GLOSARIO DE ABREVIATURAS.....	IV
1. INTRODUCCIÓN	5
1.1. EL NEUTRÓN: DESCUBRIMIENTO Y CLASIFICACIÓN	5
1.1.1. DESCUBRIMIENTO	5
1.1.2. CLASIFICACIÓN.....	6
1.2. PRODUCCIÓN DE NEUTRONES	7
1.3. INTERACCIÓN DE LOS NEUTRONES CON LA MATERIA.....	7
1.4. DETECCIÓN DE NEUTRONES	8
1.4.1. DETECCIÓN POR PROTONES Y PARTÍCULAS α	8
1.4.2. DETECCIÓN POR FOTONES Y PARTÍCULAS β	10
1.4.3. DETECCIÓN POR FRAGMENTOS DE FISIÓN	11
1.4.4. DETECCIÓN POR NÚCLEOS DE RETROCESO.....	11
1.4.5. OTROS MÉTODOS.....	12
1.4.6. SISTEMA DE ESFERAS DE BONNER (BSS)	12
1.5. INTERACCIÓN DE LOS NEUTRONES CON EL TEJIDO VIVO.....	15
1.6. DOSIMETRÍA Y RADIOPROTECCIÓN	16
EXPOSICIÓN (X)	16
KERMA (K).....	17
TRANSFERENCIA LINEAL DE ENERGÍA (TLE)	17
DOSIS ABSORBIDA (D).....	17
DOSIS EQUIVALENTE (H).....	18
DOSIS EFECTIVA (E)	20
2. OBJETIVOS.....	21
3. MATERIAL Y MÉTODOS	22
3.1. DETECTOR EMPLEADO	22
3.2. DESCRIPCIÓN DEL LABORATORIO DE PATRONES NEUTRÓNICOS (LPN)	25
3.3. FUENTE DE ^{252}Cf	26
3.4. FUENTE DE $^{241}\text{Am-Be}$	26
4. RESULTADOS Y DISCUSION	28
4.1. COMPROBACIÓN DEL MATERIAL MODERADOR	28
4.2. MEDIDAS CON CZT Y FUENTE DE ^{252}Cf	29
4.3. MEDIDAS CON CZT Y FUENTE DE $^{241}\text{Am-Be}$	33
4.4. EFECTO DE INTERPONER Pb Y POLIETILENO.....	34
4.5. EFECTO DEL CAMBIO DE FUENTE NEUTRÓNICA	35
4.6. EFECTO DE AUMENTAR EL ESPESOR DEL MATERIAL MODERADOR	35
4.7. EFICIENCIA DEL CZT COMO DETECTOR DE NEUTRONES	36
5. CONCLUSIONES.....	39
6. BIBLIOGRAFÍA.....	40

ÍNDICE DE FIGURAS Y TABLAS

INDICE DE FIGURAS

Figura 1. Espectro de impulsos de un contador proporcional a ^3He con un efecto de pared muy pronunciado	9
Figura 2. Esferas moderadoras de diferentes tamaños y detector proporcional a ^3He	13
Figura 3. Funciones respuesta para el espectrómetro de Esferas de Bonner con un contador proporcional a ^3He	13
Figura 4. Reacciones que contribuyen a la dosis en función de la energía del neutrón	16
Figura 5. Factor de ponderación para una radiación neutrónica en función de la energía de los neutrones	20
Figura 6. Caja metálica contenedora del cristal semiconductor CZT y toda la electrónica (colocada sobre la mesa de irradiación del bunker). Fotografía tomada en el LPN del CIEMAT en Madrid a fecha de 12-02-2020.	22
Figura 7. Esquema de la creación de un impulso por los portadores de carga en el interior del semiconductor.	23
Figura 8. Esquema de la rejilla coplanar (a), señal (b) y comparación de un espectro con electrodo plano y otro con rejilla coplanar (c)	24
Figura 9. Bunker de irradiación (bancada)	25
Figura 10. Vista lateral del bunker de irradiación del LPN-CIEMAT, las dimensiones están en mm	25
Figura 11. Fuente de ^{252}Cf (a), cápsula contenedora (b), y el cartucho que sujeta la cápsula.....	26
Figura 12. Fuente de $^{412}\text{AmBe}$ encapsulada (a) y dispositivo portador (b)	27
Figura 13. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf y con polietileno interpuesto entre fuente y detector	29
Figura 14. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf y con polietileno interpuesto entre fuente y detector	30
Figura 15. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf y con polietileno y plomo interpuestos entre fuente y detector	30
Figura 16. Espectro con el CZT al descubierto colocado a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf	31
Figura 17. Composición del hormigón	31
Figura 18. Espectro del fondo, esto es, sin fuentes de neutrones, con el CZT al descubierto colocado a 30 cm del centro de la sala	32
Figura 19. Espectro con el CZT en la esfera de Bonner de 10'' a 115 cm de la fuente de ^{252}Cf ..	32
Figura 20. Espectro con el CZT en la esfera de Bonner de 6'' a 115 cm de la fuente de ^{252}Cf	33
Figura 21. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ y con polietileno interpuesto entre fuente y detector	33
Figura 22. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ y con polietileno interpuesto entre fuente y detector.....	34

Figura 23. Comparación de los espectros en función de si se interpone Pb y/o polietileno entre la fuente de ^{252}Cf y el detector CZT	34
Figura 24. Espectros obtenidos con polietileno interpuesto entre la fuente correspondiente y el detector CZT separados a 30 cm	35
Figura 25. Espectros con el CZT en el interior de las esferas de Bonner de 6" y 10" a 115 cm de la fuente de ^{252}Cf	36
Figura 26. Parámetros del modo ROI del programa PSpect.....	36

INDICE DE TABLAS

Tabla 1. Clasificación de los neutrones según su energía	6
Tabla 2. Principales interacciones de los neutrones con la materia	8
Tabla 3. Reacciones muy utilizadas para la detección de neutrones.....	8
Tabla 4. Elementos utilizados como detectores de activación de neutrones lentos y algunas de sus propiedades físicas.....	10
Tabla 5. Algunos de los elementos empleados como detectores de activación umbral y sus reacciones de interés	11
Tabla 6. Factor de ponderación w_R para los diferentes tipos de radiación y energías según la ICRP 60 (1991)	19
Tabla 7. Factores de ponderación de las diferentes radiaciones según la ICRP 103	19
Tabla 8. Factores de ponderación de tejido según la ICRP 103	20
Tabla 9. Propiedades relevantes en la detección γ del CZT, el Si y el Ge enfriado a 77 K.	23
Tabla 10. Comparación de las dosis obtenidas con el polietileno desconocido con las dosis del borotrón de Endesa.....	28
Tabla 11. Flujo neutrónico y porcentaje de neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos a 115 cm de la fuente para la fuente desnuda	31
Tabla 12. Valores de los parámetros del ROI para las medidas con los valores	37

GLOSARIO DE ABREVIATURAS

- **CZT:** Cadmio Zinc Teluro (CdZnTe)
- **SEEB/BSS:** Sistema de Esferas de Bonner/Bonner Sphere System
- **TLD:** Thermoluminiscent Dosimeter (Dosímetro Termoluminiscente)
- **ICRU:** International Committee for Radiological Units
- **ICRP:** International Commission on Radiological Protection
- **CIEMAT:** Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas.
- **LPN:** Laboratorio de Patrones Neutrónicos
- **ROI:** Region of Interest
- **cps:** cuentas por segundo
- **TEF IV:** Técnicas Experimentales en Física IV

1. INTRODUCCIÓN

Los neutrones son empleados en muchas disciplinas: física, química, tecnología, geología, agronomía, biología, medicina, energética, militar,... Desde sondas de neutrones que permiten detectar fuentes de agua subterráneas o medir la humedad y densidad del suelo; neutrografías industriales y biológicas que brindan imágenes mucho más detalladas que otros métodos como los rayos X y que permiten estudiar mejor la composición de la materia, las proteínas, etc.; radioterapias como la terapia mediante Captura Neutrónica en Boro (BNCT); reactores nucleares (fisión inducida); ... hasta bombas de neutrones que pueden atravesar blindajes de tanques y muros de hormigón.

Sin embargo, si bien es cierto que los neutrones pueden ser detenidos con agua y otros materiales hidrogenados, es necesario implementar al máximo la seguridad a la hora de trabajar con ellos. En lugares como centrales nucleares, aceleradores lineales presentes en algunos hospitales, ciclotrones para la producción de radioisótopos, el riesgo de exposición a los neutrones existe. Este motivo es el principal incentivo para desarrollar nuevos y más sensibles métodos de detección neutrónica con el fin de crear dosímetros precisos que alerten del peligro en caso de excesiva radiación. Además, es de gran interés y utilidad, ampliar el conocimiento acerca de esta radiación y estudiar la posibilidad de nuevos detectores activos que puedan determinar las dosis de varias radiaciones distintas (γ y n , por ejemplo) simultáneamente discriminándolas.

1.1. El neutrón: descubrimiento y clasificación

1.1.1. Descubrimiento

Ya desde 1920 Ernest Rutherford había propuesto la existencia de una partícula neutra [1] para tratar de explicar que, en sus experimentos con partículas alfa, los núcleos no se desintegraban por la repulsión electromagnética de los protones. Cuatro años más tarde, en 1924, el físico peruano Santiago Antúnez de Mayolo, durante el III Congreso Científico Panamericano, presentaba la ponencia *Hipótesis sobre la constitución de la materia*, en la que predijo la existencia de un elemento neutro dentro del átomo (predicción que actualmente no se menciona en ningún libro especializado sobre el neutrón) [2].

En el año 1930, en Alemania, Walther Bothe y Herbert Becker descubrieron que si las partículas alfa del decaimiento del polonio, dotadas de una gran energía, incidían sobre muestras de elementos ligeros, como berilio, boro o litio, se producía una radiación muy penetrante y sin carga eléctrica [3],[4], cualidades que llevaron a pensar que se trataba de rayos gamma. Además, un año más tarde, Irène Curie, mientras estudiaba la absorción de esta radiación por Be y Li, descubrió [5] que este tipo de radiación era todavía más penetrante de lo que inicialmente estimó Bothe, siendo capaz de penetrar capas de plomo tres veces más gruesas que la radiación gamma más penetrante. A su vez, Frédéric Joliot investigó la radiación emitida por el boro bombardeado por partículas α del Plomo [6] llegando a la misma conclusión.

En 1932, en París, Irène Joliot-Curie y Frédéric Joliot mostraron que esta radiación tan penetrante y desconocida, al golpear parafina u otros medios hidrogenados, producía protones altamente energéticos [7]. Este hecho no era inconsistente con la suposición de que eran rayos gamma de la radiación, pero el cálculo de la energía de los rayos gamma necesaria para producir esos protones concluía que ésta debía ser al menos de 50 MeV, cumpliendo con la conservación del momento y la energía. Esta energía era excesivamente elevada para la radiación gamma.

Finalmente, a finales de 1932, el físico inglés James Chadwick, en Inglaterra, realizó una serie de experimentos similares de los que obtuvo de nuevo unos resultados que no concordaban con los que predecían las fórmulas físicas: la energía producida por la radiación era muy superior y en los choques no se conservaba el momento. Para explicar tales resultados, Chadwick, utilizando la conservación del momento y de la energía, llegó a la conclusión de que la radiación tan penetrante se trataba de partículas sin carga y de aproximadamente igual masa que los protones [8]. Se había descubierto el neutrón.

1.1.2. Clasificación

La sección eficaz, es decir, la probabilidad de que se den interacciones con los núcleos atómicos, varía rápidamente con la energía de los neutrones. Esto ha motivado a clasificar los neutrones en función de su energía cinética e interacción, si bien los límites de esta clasificación están aún sujetos a discusión [9]. En la TABLA 1 se muestra una clasificación muy aceptada de los neutrones atendiendo a su energía.

Tabla 1. Clasificación de los neutrones según su energía [9].

Neutrones	Rangos de energía
Térmicos	< 0,4 eV
Intermedios	0,4 eV – 10 keV
Rápidos	10 keV – 10 MeV
Relativistas	> 10 MeV

Los neutrones térmicos se encuentran en equilibrio térmico con los núcleos del medio en que se encuentran y su distribución sigue la estadística de Maxwell-Boltzmann. Los neutrones intermedios resultan de la colisión elástica de los neutrones rápidos en materiales de bajo número atómico y su distribución es inversamente proporcional a su velocidad. Los neutrones rápidos son aquellos que tienen una energía superior a unas decenas de keV y se consideran relativistas todos aquellos neutrones cuya energía supera los 10 MeV.

1.2. Producción de neutrones

Las fuentes de neutrones se basan principalmente en los siguientes procesos [9]:

- Fisión espontánea, como por ejemplo la fuente de californio 252 (^{252}Cf).
- Reacciones (α, n), como por ejemplo las fuentes radioisotópicas de Am-Be o de Am-B.
- Reacciones (γ, n), como las fuentes fotoneutrónicas que utilizan como núcleos blanco el ^9Be o el deuterio, ^2H .
- Aceleradores de partículas mediante reacciones del tipo (p, n), (d, n) y (α, n) o de astillado sobre núcleos pesados (p es un protón H^+ y d es el deuterón, es decir, el núcleo del deuterio $^2\text{H}^+$).
- Aceleradores de electrones donde los fotones secundarios muy energéticos inducen reacciones del tipo (γ, n), (γ, pn) y ($\gamma, \alpha n$).
- Reactores nucleares

Una magnitud física que caracteriza a una fuente es el **flujo o fluencia neutrónica**, Φ , que se define en un punto como el número de partículas, dN , que atraviesan una esfera de sección recta, da , centrada en dicho punto:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (1.1)$$

Su unidad en el S.I. es m^{-2} . Se suele utilizar el término flujo para referirse a la tasa de la fluencia, es decir, su variación respectiva con el tiempo medida en $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$. También se debe especificar la energía de los neutrones. Diferentes fuentes producen neutrones con espectros de energía característicos.

1.3. Interacción de los neutrones con la materia

Al no poseer carga eléctrica, los neutrones no pueden ionizar directamente la materia que atraviesan lo que restringe su interacción con la misma a los núcleos de los átomos.

Los neutrones pierden su energía principalmente por choques elásticos con los núcleos atómicos. Una parte de su energía es transferida a los núcleos como energía cinética, siendo la transferencia energética mayor cuando los núcleos son ligeros.

Las interacciones de los neutrones con los núcleos de la materia son, en esencia: la dispersión elástica e inelástica y la absorción o captura [9],[10]. Las principales interacciones de los neutrones con la materia están resumidas en la TABLA 2.

Tabla 2. Principales interacciones de los neutrones con la materia [11].

Vía de entrada	Vía de salida	Denominación usual	Símbolo	Clasificación
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^A_ZX + {}^1_0n$	Dispersión elástica	(n, n)	Dispersión
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^A_ZX + {}^1_0n' + \gamma$	Dispersión inelástica	(n, n' γ)	Dispersión
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A+1}_ZY + \gamma$	Captura radiactiva	(n, γ)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A-1}_{Z-1}Y + p$	Captura con producción de partículas cargadas	(n, p)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A-3}_{Z-2}Y + \alpha$	Captura con producción de partículas cargadas	(n, α)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	${}^{A-1}_ZY + 2{}^1_0n$	Captura (n, 2n)	(n, 2n)	Absorción
${}^A_ZX + {}^1_0n$	Y + Z + γ	Fisión	(n, f)	Absorción

Cada interacción tiene una probabilidad de ocurrencia que se cuantifica mediante la **sección eficaz microscópica, σ** , cuya unidad es el barn ($1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$).

1.4. Detección de neutrones

Las técnicas de detección de neutrones se basan en la medición de las partículas cargadas o de los fotones que producen los neutrones en sus interacciones con la materia. Las interacciones más frecuentemente utilizadas son las de absorción (n, α), (n, p), (n, γ), (n, fisión) y las colisiones elásticas con núcleos ligeros, especialmente núcleos de Hidrógeno. A continuación, se presenta una clasificación de las diversas técnicas de detección neutrónica en función de la partícula secundaria detectada.

1.4.1. Detección por protones y partículas α

Tabla 3. Reacciones muy utilizadas para la detección de neutrones [9].

Reacción	Q (MeV)	Sección eficaz térmica (barns)
${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$	2,79	3840
${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$	4,78	937
${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$	0,04	0,16

Las reacciones de la TABLA 3, muy empleadas en la espectrometría y detección de neutrones, tienen secciones eficaces grandes en el rango de los neutrones térmicos y son inversamente proporcionales a su velocidad, v , sobre un amplio rango de energías. Es por esto que se emplean esencialmente para la detección de neutrones térmicos.

Algunos de los detectores de neutrones térmicos con fundamento en estas reacciones son: contadores proporcionales a ${}^3\text{He}$ o a ${}^{10}\text{BF}_3$, los centelladores de ${}^6\text{LiI}$ o a base de ZnS cargado al ${}^6\text{Li}$ o al ${}^{10}\text{B}$ y los dosímetros termoluminiscentes (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$).

Otros detectores son los denominados detectores a trazas que consisten en contabilizar los daños causados por las partículas cargadas resultantes de las reacciones (n, α) y (n, p) que han sido amplificadas por medio de un revelado electroquímico.

Además, en el caso de los contadores proporcionales a ${}^3\text{He}$ o a ${}^{10}\text{BF}_3$ es necesario tener en cuenta el efecto de pared. Este efecto consiste en que las partículas cargadas no depositan toda su energía cinética en el volumen de detección cuando penetran en las paredes del detector por ser sus dimensiones pequeñas frente al recorrido de estas partículas. En estos casos, el espectro de impulsos muestra dos zonas planas correspondientes a la deposición parcial de energía (FIGURA 1). Hay dos posibles maneras de evitar este efecto: aumentar el volumen del detector o, en caso de no ser esto posible, añadir un gas con alto poder de frenado como el kriptón o el xenón al gas detector.

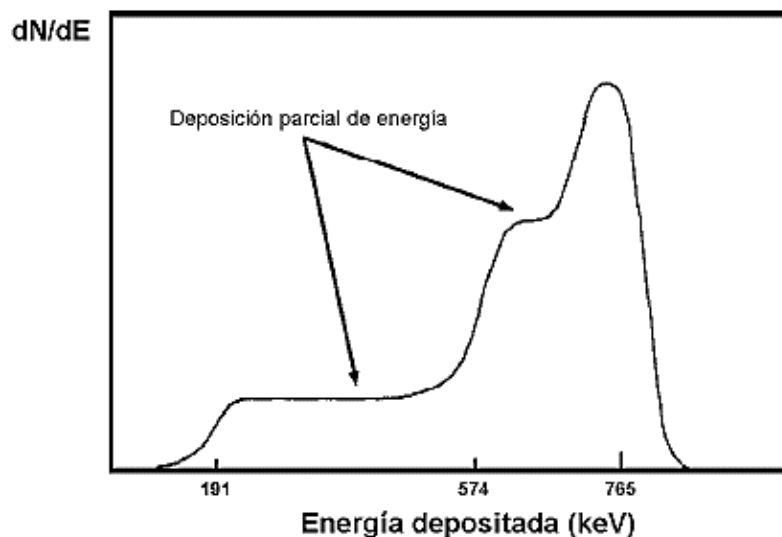


Figura 1. Espectro de impulsos de un contador proporcional a ${}^3\text{He}$ con un efecto de pared muy pronunciado [9].

Cabe destacar también que las reacciones ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ y ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ pueden emplearse en la detección de neutrones altamente energéticos. Su energía se calcula como la diferencia entre la suma de los dos productos de la reacción utilizada y la energía Q liberada por la misma. Para eliminar la contribución de los neutrones térmicos a estos espectrómetros se les recubre con una hoja de material absorbente de neutrones térmicos. Entre estos detectores de neutrones en rangos de energía de 100 keV a unos cuantos MeV destacan los contadores proporcionales, los detectores en sándwich que usan el ${}^3\text{He}$ o el ${}^6\text{Li}$ y ciertos vidrios centelladores cargados con ${}^6\text{Li}$ [9].

1.4.2. Detección por fotones y partículas β

La absorción de un neutrón térmico por un núcleo blanco puede producir un núcleo estable o un núcleo radiactivo emisor γ o β (activación). De esta forma, es posible emplear detectores γ o β para detectar neutrones térmicos (como es el caso del CZT con el que se ha llevado a cabo este estudio).

Los elementos de activación empleados en la detección de neutrones lentos (térmicos y epitérmicos), que se pueden observar en la TABLA 4, tienen periodos de semi-desintegración que van desde una hora hasta 3 días, lo que explica que se consideren detectores pasivos. Por otro lado, con determinadas reacciones de periodos más cortos, se habla de detectores activos (contadores de Geiger-Muller con cátodo activable y contadores recubiertos con una lámina de material activable como el ^{107}Ag , por ej.).

Tabla 4. Elementos utilizados como detectores de activación de neutrones lentos y algunas de sus propiedades físicas [9].

Elemento	Isótopo (abundancia)	Sección eficaz microscópica de activación (barns)	Actividad inducida	$T_{1/2}$
Manganeso	^{55}Mn (100%)	$13,2 \pm 0,1$	^{56}Mn	2,58 horas
Cobalto	^{59}Co (100%)	$16,9 \pm 1,5$	$^{60\text{m}}\text{Co}$	10,4 min
		$20,2 \pm 1,9$	^{60}Co	5,28 años
Cobre	^{63}Cu (69,1%)	$4,41 \pm 0,20$	^{64}Cu	12,87 horas
	^{65}Cu (30,9%)	$1,8 \pm 0,4$	^{66}Cu	5,14 min
Plata	^{107}Ag (51,35%)	$45,4 \pm 4$	^{108}Ag	2,3 min
	^{109}Ag (48,65%)	$3,2 \pm 0,4$	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	253 días
Indio	^{113}In (4,23%)	56 ± 12	$^{114\text{m}}\text{In}$	49 días
		$2,0 \pm 0,6$	^{114}In	72 seg
	^{115}In (95,77%)	160 ± 2	$^{116\text{m}}\text{In}$	54,12 min
Disprosio	^{164}Dy (28,18%)	42 ± 1	^{116}In	14,1 seg
		2000 ± 200	$^{165\text{m}}\text{Dy}$	1,3 min
Oro	^{198}Au (100%)	800 ± 100	^{165}Dy	140 min
		$98,5 \pm 0,4$	^{198}Au	2,695 días

Para neutrones rápidos existen otras reacciones de activación ((n, α), (n, p), (n, n'), (n, 2n),...) que producen elementos radiactivos emisores γ o β , caracterizados por umbrales energéticos entre los 500 keV y unos cuantos MeV (TABLA 5).

Tabla 5. Algunos de los elementos empleados como detectores de activación umbral y sus reacciones de interés [9].

Elemento	Reacción de interés	T _{1/2}	Umbral (MeV)
F	$^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$	109,7 min	11,6
Mg	$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$	15,0 horas	6,0
Al	$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	15,0 horas	4,9
Al	$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$	9,46 min	3,8
Fe	$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	2,56 horas	4,9
Co	$^{59}\text{Co}(n, \alpha)^{56}\text{Mn}$	2,56 horas	5,2
Ni	$^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$	36,0 horas	13,0
Ni	$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	71,6 días	1,9
Cu	$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	9,8 min	11,9
Cu	$^{65}\text{Cu}(n, 2n)^{64}\text{Cu}$	12,7 horas	11,9
Zn	$^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$	12,7 horas	2,0
In	$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	4,50 horas	0,5
I	$^{127}\text{I}(n, 2n)^{126}\text{I}$	13,0 días	9,3
Au	$^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$	6,18 días	8,6
Li	$\text{Li}(n, \alpha n')\text{t}$	12,3 años	3,8

1.4.3. Detección por fragmentos de fisión

Para la detección de neutrones térmicos se utilizan las fisiones inducidas de ^{233}U , ^{235}U y ^{239}Pu ; mientras que para la detección de neutrones rápidos se emplea ^{238}U , ^{237}Np y ^{232}Th por presentar su fisión un umbral energético [9],[10].

Los detectores a fisión tienen la forma de una cámara de ionización cuya superficie interior está recubierta de un material fisionable denominado radiador puesto en contacto con un detector plástico de trazas. Los neutrones interactúan con el radiador produciendo fragmentos de fisión que dejan trazas sobre el plástico que pueden ser contadas tras un tratamiento químico adecuado [9].

1.4.4. Detección por núcleos de retroceso

Estos detectores tienen su fundamento en las colisiones elásticas de los neutrones con los núcleos atómicos. Los núcleos blanco de este tipo de detectores deben tener un alto contenido de hidrógeno ya que, al ser las masas del neutrón y el protón comparables, los neutrones pueden ceder prácticamente la totalidad de su energía mediante choques elásticos con los núcleos de hidrógeno. Es precisamente la detección de estos protones de retroceso y la medida de su energía lo que permite determinar la cantidad y distribución energética de los neutrones que los han generado. Mediante los métodos de deconvolución convenientes es posible determinar el espectro energético de los neutrones a partir del de los protones de retroceso. Este método de detección se limita a los neutrones con la energía suficientemente alta como para ionizar el medio detector [9].

1.4.5. Otros métodos

Para la construcción de un espectrómetro es suficiente cualquier fenómeno cuya variación sea predecible a partir de la energía de los neutrones. Todos los espectrómetros existentes tienen su fundamento en alguna de las siguientes técnicas [9]:

- Medir la energía de las partículas cargadas producto de las interacciones de los neutrones con la materia.
- Medir el tiempo de vuelo (TOF) de los neutrones entre dos puntos conocidos que se determinan, el primero, con una fuente pulsante o creando los neutrones mediante una reacción en la que simultáneamente se genere una partícula cargada que, al registrarse, de la señal de partida; y, el segundo, con un detector (generalmente uno de centelleo de Li).
- Medir la atenuación y la moderación de los neutrones en diferentes espesores de un material hidrogenado (como polietileno, cera, ...).
- Medir las reacciones de activación o de fisión empleando detectores con una respuesta energética variable.

1.4.6. Sistema de Esferas de Bonner (BSS)

El BSS o espectrómetro multiesferas fue descrito por primera vez en 1960 por Bramblett, Erwing y Bonner [12]. Este sistema consiste en un conjunto de esferas moderadoras (esferas homogéneas de polietileno) de distintos tamaños que se utilizan sucesivamente colocando un único detector en su centro. El detector empleado debe tener una alta respuesta a los neutrones térmicos, ya que el trabajo de las esferas será frenar los neutrones. De esta forma, los neutrones rápidos se frenarán dentro del moderador y llegarán al detector en estado térmico, mientras que los neutrones térmicos serán parcialmente capturados y no alcanzarán el detector. Así, aumentando el diámetro de la esfera moderadora, se desplaza el pico de sensibilidad del sistema hacia energías más altas permitiendo llevar a cabo una espectrometría de neutrones. Es habitual nombrar a las esferas de este sistema por un número que indica el valor de su diámetro en pulgadas (1 in = 2,54 cm), abarcando los diámetros los valores enteros comprendidos entre 2 in y 18 in, ambos incluidos [9],[13],[14].



Figura 2. Esferas moderadoras de diferentes tamaños y detector proporcional a ^3He .

La tasa de recuento M_{dr} (cuentas/s) que se obtiene con una esfera de radio r en un campo neutrónico dado es el resultado de la convolución de la función de respuesta en energía $F_r(E)$ (cm^2) de dicha esfera con la tasa de distribución energética de fluencia $\dot{\phi}_E(E)$ ($\text{MeV}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) de los neutrones medidos. Por tanto, mediante el empleo de varias esferas de diámetros diferentes en un campo neutrónico desconocido, se obtiene un sistema de ecuaciones que tiene por datos las funciones respuesta, $F_r(E)$, de las esferas y las tasas de recuento medidas, M_{dr} ; y por incógnita la tasa de distribución espectral de fluencia $\dot{\phi}_E(E)$. La resolución de este sistema se denomina deconvolución. Para mayor detalle sobre la obtención de la matriz respuesta se puede consultar el apartado 2.3 de la referencia bibliográfica [13, CAP. 2].

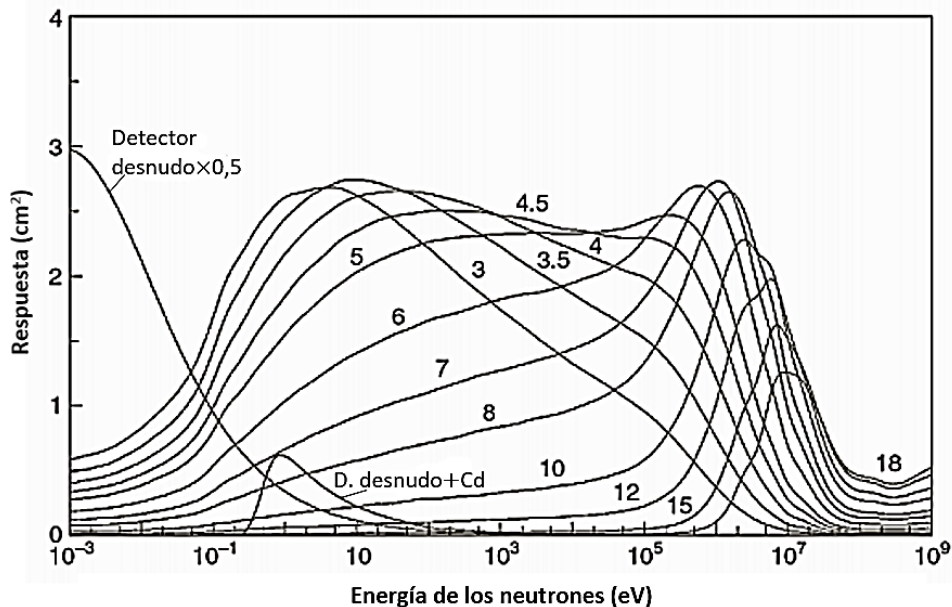


Figura 3. Funciones respuesta para el espectrómetro de Esferas de Bonner con un contador proporcional a ^3He [15].

Debido a la forma de las funciones respuesta de las esferas (FIGURA 3), la resolución energética es baja, aunque se considera suficiente para evaluar las magnitudes dosimétricas globales (fluencia total y dosis equivalente) empleadas en radioprotección. Además, la eficiencia disminuye al aumentar el diámetro de las esferas (esto es, al aumentar el diámetro, se necesitan un mayor número de neutrones de la energía apropiada para inducir el mismo número de cuentas).

Entre las ventajas o propiedades útiles para radioprotección que presenta el espectrómetro multiesferas destacan:

- Simplicidad del principio de detección
- Amplio rango energético (desde los térmicos hasta unos cuantos MeV)
- Respuesta casi-isotrópica
- Alta sensibilidad a los neutrones, suficiente para medir tasas de dosis equivalente tan pequeñas como las encontradas en el campo de la protección radiológica (hasta $1 \mu\text{Sv/h}$)
- Discriminación precisa de los fotones y del ruido electrónico (si se hace una buena elección del tipo de contador y de la electrónica)

En cuanto a los detectores de neutrones térmicos más utilizados en el BSS, se emplean:

- **Detectores activos:** son los más utilizados para el espectrómetro multiesferas y destacan los contadores proporcionales de $^{10}\text{BF}_3$ y de ^3He y el centellador de ^6Li que fue el primero utilizado en el BSS (hacía muy baja la sensibilidad a los neutrones del sistema y algo alta la sensibilidad relativa a los fotones que se corrigieron en un factor 10 con la introducción de los contadores proporcionales).
- **Detectores pasivos:** tienen las ventajas generales de no tener tiempos muertos (death time) y no necesitar conexiones electrónicas y destacan los detectores a activación sensibles a los neutrones térmicos, como el oro o el indio, que tienen la ventaja de ser casi insensibles a los fotones; los dosímetros termoluminiscentes (TLDs) de ^6Li (sensible a neutrones y fotones) y ^7Li (sólo responde a los fotones y se usa para corregir la contribución de éstos en la medida con ^6Li) que tienen una sensibilidad baja (es bueno para medir cerca de reactores donde la tasa de fluencia es elevada y se siempre se puede subsanar aumentando el tiempo de exposición o recurriendo a materiales termoluminiscentes más sensibles); y los detectores a trazas con láminas de ^{10}B , ^6Li o ^{235}U como radiadores.

1.5. Interacción de los neutrones con el tejido vivo

La materia viva está formada, en esencia, por elementos de bajo número másico, como el hidrógeno, el carbono, el oxígeno y el nitrógeno, que son buenos moderadores de los neutrones.

Los neutrones térmicos e intermedios interactúan principalmente mediante captura neutrónica por núcleos de hidrógeno y nitrógeno:

- El núcleo de hidrógeno absorbe un neutrón convirtiéndose en un deuterón y emitiendo un rayo gamma de una energía del orden de 2,2 MeV, es decir, se da la captura ${}^1\text{H}(n, \gamma){}^2\text{H}$. Estos fotones γ interactúan a su vez con el tejido por los conocidos efectos fotoeléctrico, Compton o creación de pares, que producen los electrones responsables de las ionizaciones en el tejido que recorren. Para neutrones de energías menores de 200 keV, esta radiación γ supone la mayor contribución a la dosis en el cuerpo.
- La reacción de captura en el nitrógeno, donde el neutrón incidente interactúa con el núcleo de nitrógeno produciendo un protón de 0,62 MeV, es ${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$. En este proceso, tanto protones como núcleos de retroceso son las partículas cargadas responsables de las ionizaciones en el tejido. Esta reacción es considerable en el cálculo de la dosis equivalente para energías neutrónicas por debajo de los 100 keV.

Por otra parte, los neutrones rápidos depositan su energía en el tejido esencialmente mediante el scattering elástico o difusión elástica con sus constituyentes. En una colisión con un núcleo de hidrógeno, el neutrón pierde en promedio la mitad de su energía cinética y el núcleo de hidrógeno adquiere la energía suficiente para ser liberado como un protón altamente ionizante. Mediante este proceso de frenado, un neutrón de 1 MeV puede sufrir una media de 20 colisiones hasta termalizarse, equivalente a haber recorrido unos 5 cm en el tejido. Después, el neutrón termalizado puede ser capturado por uno de los procesos mencionados anteriormente o ser dispersado fuera del cuerpo siendo conocidos como neutrones *albedo*. Los neutrones rápidos también sufren colisiones con otros constituyentes del tejido, pero la pérdida de energía en dichas colisiones es relativamente pequeña comparada con la pérdida energética en las colisiones con núcleos de hidrógeno [9],[10].

En la FIGURA 4 se observan las diferentes reacciones con el tejido que contribuyen a la dosis en función de la energía del neutrón.

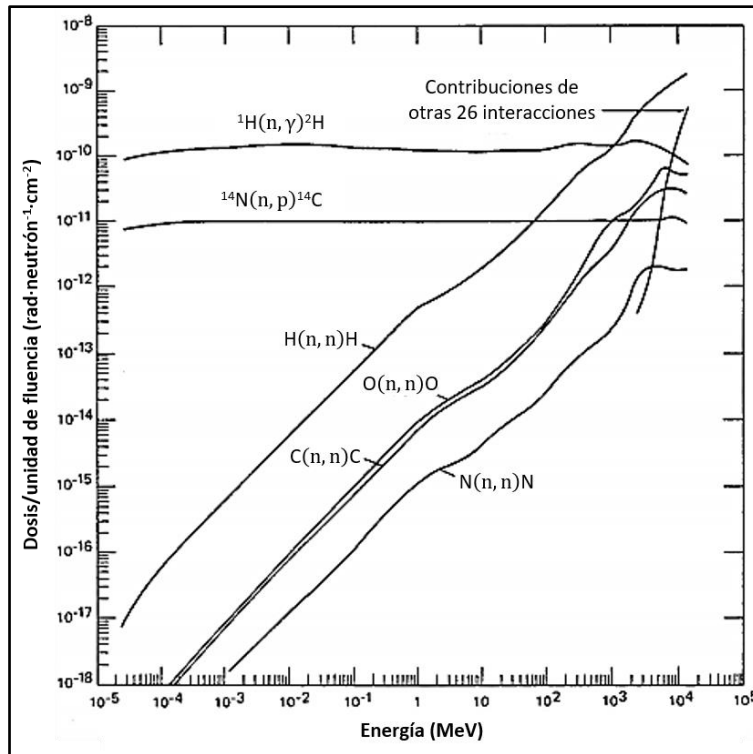


Figura 4. Reacciones que contribuyen a la dosis en función de la energía del neutrón [10].

1.6. Dosimetría y radioprotección

En radioprotección, la dosimetría personal o ambiental se encarga de evaluar las magnitudes capaces de dar cuenta de los daños que la radiación causa sobre el organismo humano para compararla con unos valores límites establecidos.

La dosimetría de neutrones está supeditada a unas reglas y depende de unas magnitudes concretas, ambas definidas por organismos competentes como la Comisión Internacional de Unidades de Radiación (ICRU) [16] y la Comisión Internacional de Protección Radiológica (ICRP) [17].

A continuación, se presentan algunas de las principales magnitudes utilizadas en dosimetría y radioprotección. Para el fin de este estudio no se hace mención a todas ellas ni al sistema de magnitudes en radioprotección, información que se puede encontrar consultando [9] y [10].

Exposición (X)

La exposición se define, exclusivamente para un haz de fotones (rayos X o γ) en el aire, como:

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (1.2)$$

donde dQ es el valor absoluto de la carga total de todos los iones de un mismo signo producidos en el aire cuando todos los electrones, liberados por la absorción de fotones en una masa dm , sean completamente detenidos en el aire.

La exposición disminuye con el cuadrado de la distancia a la fuente emisora cuando ésta emite fotones homogéneamente en todas las direcciones.

En el S.I. sus unidades son el culombio por kilogramo, C/kg, siendo la unidad antigua el roentgen (R) cuya equivalencia es $1 \text{ C/kg} = 3876 \text{ R}$.

Kerma (K)

Kerma es la abreviatura inglesa de *Kinetic Energy Released in MAterial* y se define como el cociente de la suma de las energías cinéticas iniciales, dE_{tr} , de todas las partículas cargadas e ionizantes liberadas por las partículas ionizantes no cargadas en una masa dm :

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (1.3)$$

donde dE_{tr} incluye la energía cedida por las partículas cargadas en colisiones, la energía por radiación de frenado o bremsstrahlung y la energía de las partículas cargadas secundarias, como los rayos delta, producidas en el volumen elemental de masa dm . Su unidad es el J/kg y se utiliza para cualquier radiación ionizante (directa o indirectamente, siendo este último el caso de los neutrones).

Transferencia lineal de energía (TLE)

Se define la transferencia lineal de energía, TLE o L_{Δ} , de un material para partículas cargadas como:

$$L_{\Delta} = \frac{dE}{dl} \quad (1.4)$$

donde dE es la energía disipada por una partícula cargada al atravesar una distancia lineal dl de un material debido a aquellas colisiones con electrones en las que la pérdida de energía es inferior que Δ .

La unidad en el S.I. es el J/m aunque también se puede dar, cuando convenga, en eV/m.

Dosis absorbida (D)

La dosis absorbida es el cociente entre la energía media impartida, $d\bar{\epsilon}$, por las radiaciones ionizantes en un elemento de volumen y la masa, dm , correspondiente:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (1.5)$$

Las unidades en el S.I. para D son los julios por kilogramo que reciben el nombre de Gray (Gy), siendo $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$. La antigua unidad de dosis absorbida y que actualmente está cayendo en desuso es el rad, cuya equivalencia es $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ Gy}$.

Además, en radioprotección, la dosis absorbida media por un órgano o tejido, medida en Gy, se define como:

$$D_T = \frac{1}{m_T} \int_{m_T} D \, dm \quad (1.6)$$

donde m_T es la masa del órgano o tejido en cuestión.

La dosis absorbida es la magnitud limitativa más importante. Sin embargo, la relación entre la dosis y su efecto biológico puede cambiar con el tipo de radiación. Para tener esto último en cuenta, la ICRP introdujo la magnitud denominada dosis equivalente.

Dosis equivalente (H)

La dosis equivalente es una magnitud limitativa proporcional a la dosis absorbida en dos factores sin dimensiones, N y Q, de forma que su valor está correlacionado con la probabilidad de producirse un efecto biológico concreto:

$$H = N \cdot Q \cdot D \quad (1.7)$$

donde Q es un factor de calidad que da cuenta de la eficacia biológica de las diferentes radiaciones y es función de la transferencia lineal de energía, TLE o L_{Δ} ; y N es el producto de otros factores modificantes que se toma como 1 para irradiaciones de fuentes externas.

A pesar de que la dosis equivalente se expresa en J/kg al igual que la dosis absorbida, lo que miden no es lo mismo. Por ese motivo, se denomina a la unidad con un nombre distinto, a saber, el Sievert (Sv). La unidad de dosis equivalente antigua era el rem, cuya equivalencia es: $100 \text{ rem} = 1 \text{ Sv} = 1 \text{ J/kg}$.

De igual manera que teníamos dosis absorbida media por un órgano, existe el concepto de dosis equivalente en el órgano, H_T , que se expresa en términos de un factor de ponderación de la radiación en lugar del factor de calidad. Para una exposición de un tejido o un órgano a diversas radiaciones R, se calcula como:

$$H_T = \sum_R w_R D_{T,R} \quad (1.8)$$

en unidades de Sievert (Sv) y siendo $D_{T,R}$ la dosis absorbida por el tejido u órgano T (calculada con la expresión (1.6)) debida a la radiación R y w_R un factor de ponderación de la radiación cuyos valores se pueden observar en la TABLA 6.

Tabla 6. Factor de ponderación w_R para los diferentes tipos de radiación y energías según la ICRP 60 (1991) [9].

Tipo de radiación R	Energía	Factor de ponderación w_R
Fotones X y γ	Todas las energías	1
Electrones y muones	Todas las energías	1
Neutrones	< 10 keV	5
	10 keV a 100 keV	10
	100 keV a 2 MeV	20
	2 MeV a 20 MeV	10
Protones, salvo protones de retroceso	> 20 MeV	5
	> 2 MeV	5
Partículas α , fragmentos de fisión, núcleos pesados		20

En el caso de los neutrones, existe una función aproximada para el cálculo de los factores de ponderación en función de la energía de los mismos, E_n (en MeV):

$$w_R = 5 + 17e^{-(\ln(2E_n))^2/6} \quad (1.9)$$

Además, estos factores de ponderación han cambiado respecto de los anteriores de ICRP 60 en 1991 y son los que se muestran en la TABLA 7 según la ICRP 103 de 2007.

Tabla 7. Factores de ponderación de las diferentes radiaciones según la ICRP 103 [17].

Tipo de radiación	Factor de ponderación w_R
Fotones	1
Electrones y muones	1
Protones y piones cargados	2
Partículas α , fragmentos de fisión, núcleos pesados	20
Neutrones	Una curva continua en función de la E_n (FIGURA 5)

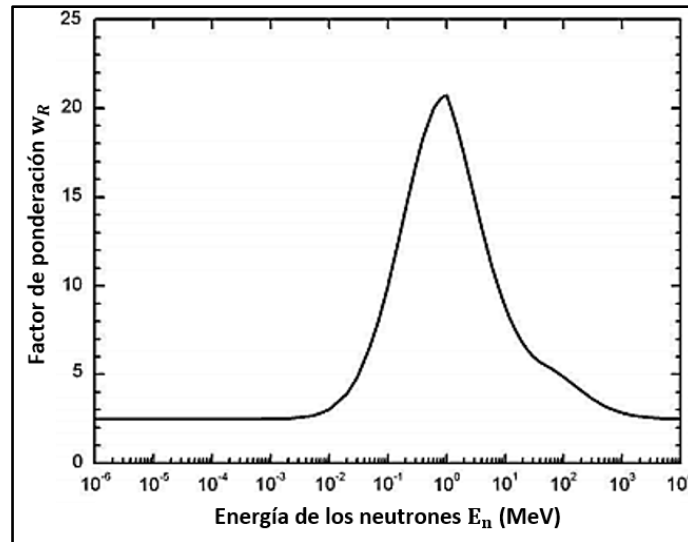


Figura 5. Factor de ponderación para una radiación neutrónica en función de la energía de los neutrones.

Dosis efectiva (E)

La probabilidad de aparición de efectos estocásticos, esto es, efectos cuya probabilidad de aparición aumenta al hacerlo la dosis de la radiación, pero cuya gravedad es la misma independientemente de la dosis (por ejemplo, el cáncer), no depende exclusivamente del tipo de radiación sino también del órgano o tejido expuesto a dicha radiación. Para solventar esto, se ha definido una magnitud limitativa a mayores, a partir de la dosis equivalente, que tiene en cuenta la combinación de diferentes dosis sobre diferentes órganos como consecuencia de una irradiación del cuerpo entero.

Esta magnitud es la denominada dosis efectiva, E, que se define como (teniendo en cuenta la expresión de H_T (1.8)):

$$E = \sum_T w_T H_T = \sum_{T,R} w_T w_R D_{T,R} \quad (1.10)$$

donde w_T es el factor de ponderación para el órgano T y con la condición (1.11):

$$\sum_T w_T = 1 \quad (1.11)$$

Estos factores de ponderación representan la proporción de riesgo debido a un órgano T del riesgo total existente cuando el cuerpo se irradia uniformemente y sus valores según las recomendaciones de ICRP 103 en 2007 se recogen en la TABLA 8.

Tabla 8. Factores de ponderación de tejido según la ICRP 103 [17].

Tipo de radiación	w_T	$\sum w_T$
Gónadas	0,8	0,08
Médula ósea, colon, pulmón, estómago, mama y resto del organismo	0,12	0,72
Vejiga, esófago, hígado y tiroides	0,04	0,16
Superficie ósea, cerebro, glándulas salivales y piel	0,01	0,04

2. OBJETIVOS

2.1. OBJETIVO GENERAL

- Estudiar y analizar formas de detectar neutrones

2.2. OBJETIVOS ESPECÍFICOS

- Estudiar las propiedades del CZT para la detección de neutrones
- Comprobar los resultados con estudios similares que utilizan el CZT y otros tipos de detectores realizados por otros autores
- Estudiar el efecto de interponer moderadores entre fuente y detector
- Familiarizarse con el empleo de multicanales

3. MATERIAL Y MÉTODOS

3.1. Detector empleado

El detector utilizado para este estudio ha sido el semiconductor conocido como CZT, nombre que hace referencia al cristal de $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$ de $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ y densidad $5,78 \text{ g cm}^{-3}$ que lo compone [18]. Este detector gamma permite detectar neutrones térmicos debido a la reacción de captura de un neutrón térmico que sigue:



donde $^{114}\text{Cd}^*$ es el estado excitado del ^{114}Cd tras la captura neutrónica, con una energía de excitación de unos 9 MeV, que decae por emisión γ . La mayoría de los decaimientos (74%) lo hacen pasando por el primer estado excitado del ^{114}Cd , que tiene una energía de 558 keV por encima del estado fundamental. Otras transiciones con energías importantes de esta desexcitación son: 576 keV (4%), 651 (14%), 725 (4%) y 806 (5%) [19].

El cristal de $\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$, junto con la fuente de alimentación de 1000 voltios (que produce a partir de un pequeño voltaje suministrado por el puerto USB de un ordenador), los amplificadores de impulsos, los discriminadores de sus amplitudes y el contador multicanal (cuya función es proporcionar el espectro que se observa con el software PSpect), está encerrado en una pequeña caja metálica de $20 \times 20 \times 60 \text{ mm}$ (FIGURA 6). El sistema es similar al que se describe en [20].

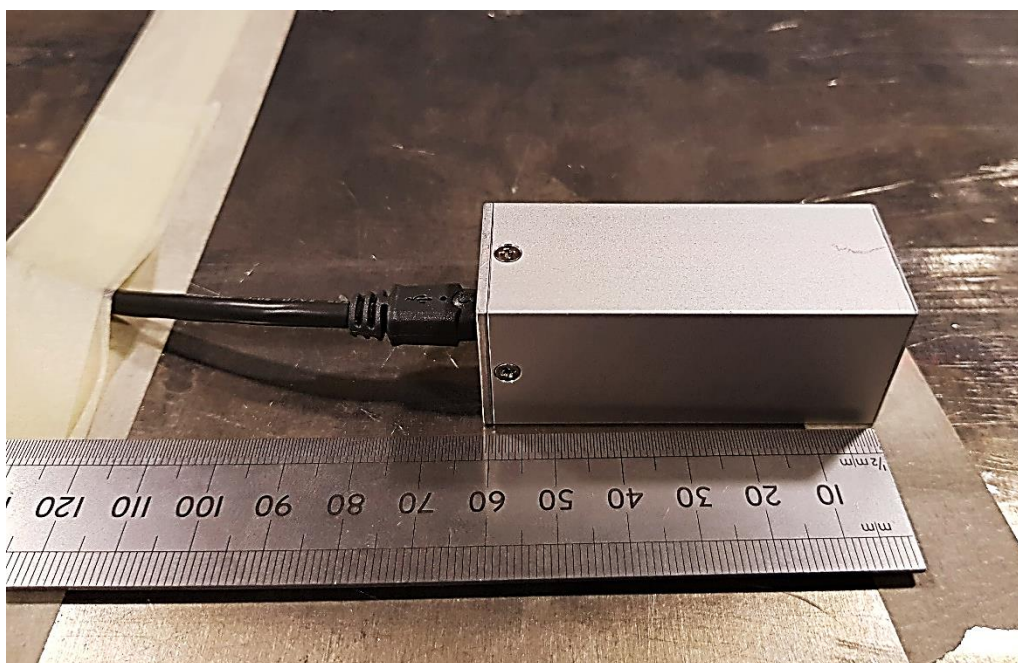


Figura 6. Caja metálica contenedora del cristal semiconductor CZT y toda la electrónica (colocada sobre la mesa de irradiación del bunker). Fotografía tomada en el LPN del CIEMAT en Madrid a fecha de 12-02-2020.

Tabla 9. Propiedades relevantes en la detección γ del CZT, el Si y el Ge enfriado a 77 K.

Material	Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te	Si	Ge (a 77 K)
Números atómicos	48, 30, 50	14	32
Densidad (g/cm ³)	5,78	2,33	5,33
GAP (eV)	1,75	1,12	0,74
Energía por par e ⁻ — h ⁺ (eV)	4,64	3,62	2,97
Movilidad de los e ⁻ , μ_{e^-} (cm ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹)	1000	1400	40000
Movilidad de los h ⁺ , μ_{h^+} (cm ² ·V ⁻¹ ·s ⁻¹)	10	480	40000
Vida media e ⁻ , τ_{e^-} (s)	10 ⁻⁵	> 10 ⁻³	10 ⁻³
Vida media h ⁺ , τ_{h^+} (s)	10 ⁻⁶	10 ⁻³	10 ⁻³

En las dos caras opuestas del cristal de CZT van situados unos electrodos con los que se genera la diferencia de potencial necesaria para recolectar los portadores de carga (par electrón-hueco) generados, como se observa en la FIGURA 8(A), por los fotones gamma que hacen pasar electrones de la banda de valencia a la de conducción dentro del mismo.

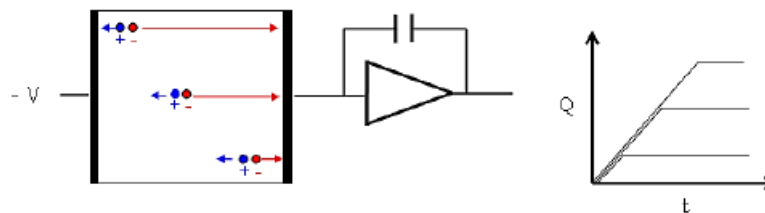


Figura 7. Esquema de la creación de un impulso por los portadores de carga en el interior del semiconductor.

El desplazamiento de estos portadores de carga hacia los electrodos produce una carga inducida, Q , en ellos y que alcanza su valor máxima cuando los portadores alcanzan el electrodo (FIGURA 7). Entonces se produce un impulso de amplitud proporcional a Q . Para que la amplitud de dicho impulso sea proporcional a la energía depositada por la radiación, todos los portadores deben alcanzar los electrodos. Es aquí donde entra en juego la distancia media recorrida por cada portador que se calcula como el producto de su vida media por su movilidad, parámetros que se recogen en la TABLA 9 (cuanto mayor sea este producto, mayores dimensiones podrá tener el detector).

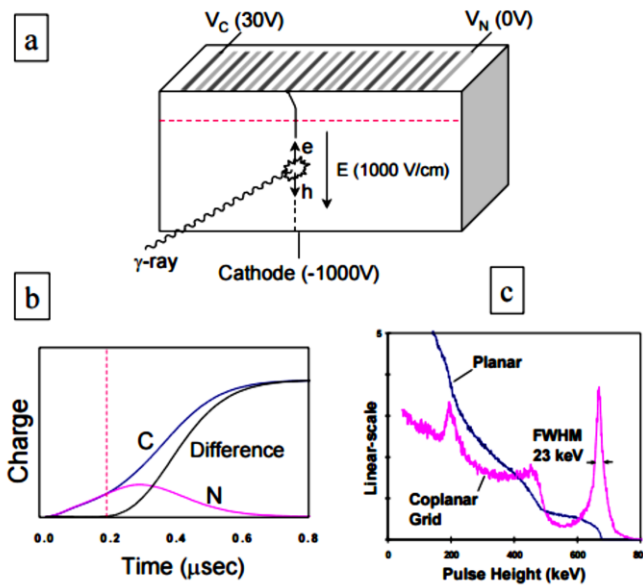


Figura 8. Esquema de la rejilla coplanar (a), señal (b) y comparación de un espectro con electrodo plano y otro con rejilla coplanar (c).

Debido a la baja movilidad de los huecos, h^+ , y su también pequeña vida media, su detección depende del lugar del cristal semiconductor donde se generen, no alcanzando el ánodo si se forman a una distancia relativamente grande del mismo. Por este motivo, para evitar que el espectro esté falseado por impulsos con amplitudes dependientes del lugar donde se ha generado el par e^-h^+ , este detector cuenta con un diseño especial de los electrodos que permite solamente tener en cuenta la rápida llegada de los electrones, sin ser perturbada por el movimiento de los huecos. Este diseño consiste en sustituir un electrodo plano por una rejilla coplanar [21],[22] con dos tensiones diferentes para cada mitad de la misma como se puede observar en la FIGURA 8. La señal que se utiliza es la diferencia de las señales entre cada mitad de la rejilla.

Para la obtención de datos se ha empleado el programa *PSpect 1.0.33*, que permite leer los datos del multicanal del detector y los coloca en orden por canales, mostrando en pantalla un gráfico del espectro (cuentas o *counts* en función del canal o *channel*). Este mismo programa permite ajustar los canales a energías mediante regresiones lineales utilizando las posiciones de los picos conocidos de los espectros. También da el valor del “*live time*”, es decir, el tiempo en segundos en que el detector ha estado contando impulsos sin saturarse.

3.2. Descripción del Laboratorio de Patrones Neutrónicos (LPN)

El LPN del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) en Madrid está formado por una sala de control y un búnker de irradiación. Éste búnker fue construido de acuerdo con las recomendaciones de la norma ISO-8529,

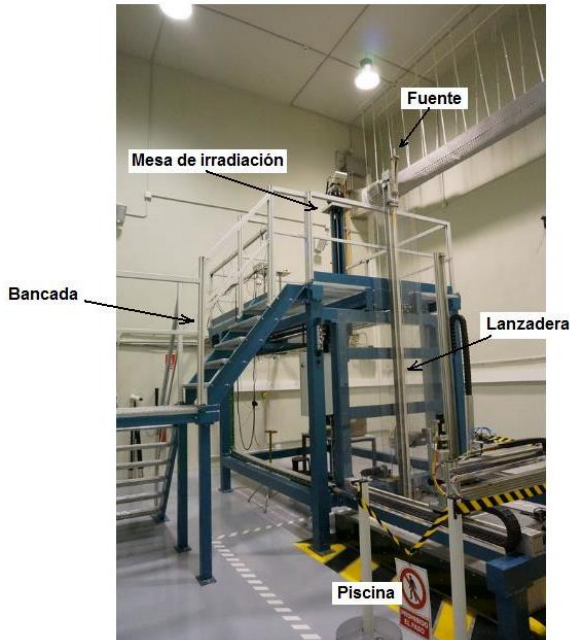


Figura 9. Búnker de irradiación (bancada) [23].

teniendo paredes de hormigón de 125 cm de espesor y unas dimensiones de 9 m × 7,5 m × 8 m. En el suelo del búnker se encuentra una piscina llena de agua de 150 × 100 × 150 cm³ con paredes recubiertas de polietileno de gran densidad y cubierta por una puerta móvil de cemento. En esta piscina se almacenan las fuentes de neutrones de ²⁵²Cf y de ²⁴¹Am-Be con las que cuenta actualmente el laboratorio. Estas fuentes son manipuladas de forma remota desde la sala de control y, durante la irradiación, se sitúan en el centro geométrico del búnker. También hay una bancada de acero inoxidable de 2,5 m de altura y 3,75 m de longitud que tiene una

mesa automatizada sobre la que se colocan los equipos, materiales o detectores que van a ser irradiados y que permite alinearlos con el centro de la fuente neutrónica a distintas distancias de la misma.

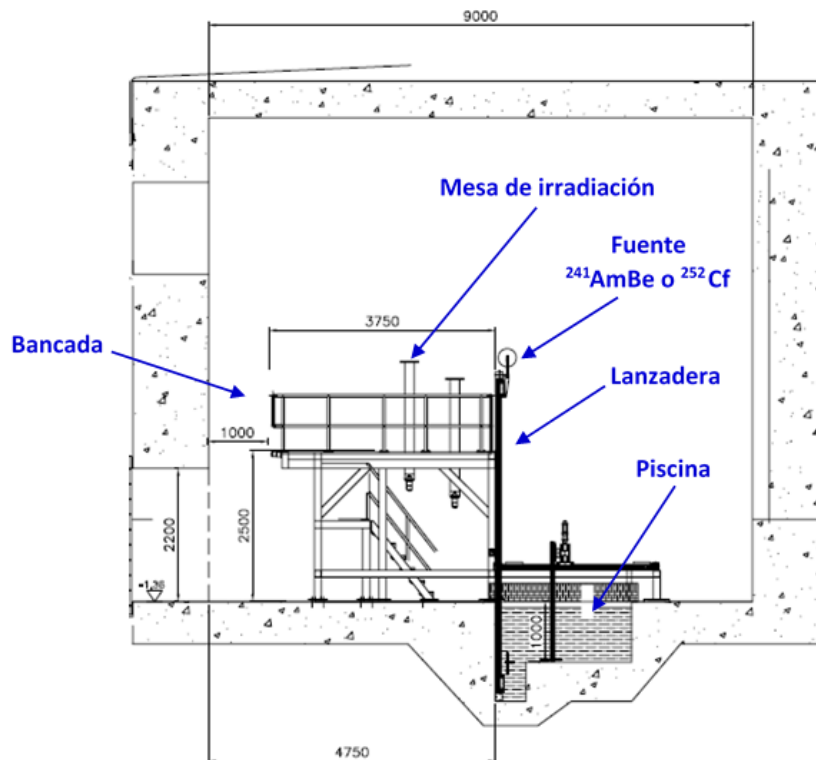


Figura 10. Vista lateral del búnker de irradiación del LPN-CIEMAT, las dimensiones están en mm [23].

3.3. Fuente de ^{252}Cf

La fuente de californio del LPN del CIEMAT en Madrid contenía $236 \mu\text{g}$ de ^{252}Cf a fecha de su calibración (20-05-2012). Su actividad era de 5 GBq y su tasa de emisión de $5,471 \times 10^8 \pm 2,6\% \text{ s}^{-1}$. Esta fuente es un cilindro de $7,8 \text{ mm}$ de diámetro y $10,0 \text{ mm}$ de altura (FIGURA 11(A)). El californio está disperso en una matriz de cerámica encapsulada en acero inoxidable A316 de 2 mm de grosor para asegurar su integridad bajo todo tipo de condiciones. Además, la fuente está encerrada en un porta cápsulas (FIGURA 11(B Y C)) para permitir su manipulación remota. Esta fuente emite neutrones con una energía media de $2,13 \text{ MeV}$ y su periodo de semidesintegración es de 2,65 años, por lo que debe ser reemplazada regularmente [23],[24].

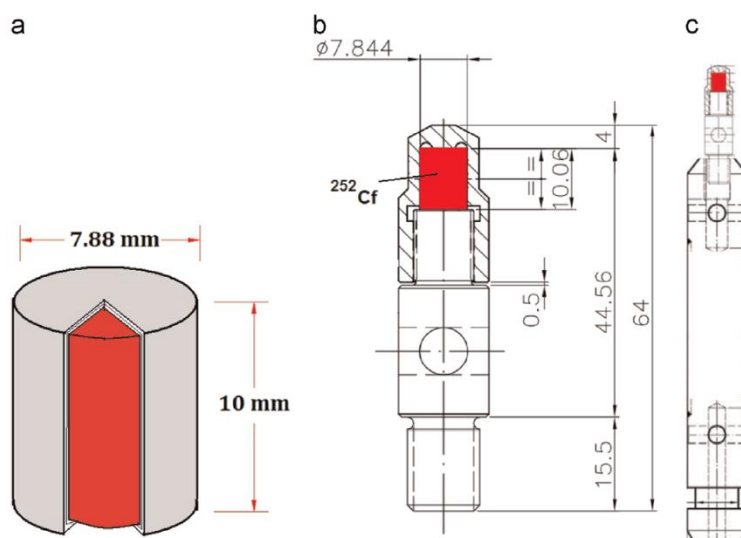


Figura 11. Fuente de ^{252}Cf (a), cápsula contenedora (b), y el cartucho que sujeta la cápsula. Las dimensiones están en mm [24].

3.4. Fuente de $^{241}\text{Am-Be}$

La fuente de $^{241}\text{AmBe}$ del LPN del CIEMAT en Madrid está formada por óxido de americio, principalmente ^{241}Am , disperso en una matriz de berilio metálico en polvo encapsulada en acero inoxidable A316 soldado de 2 mm de grosor. Esta fuente tenía una actividad de 185 GBq y una tasa de emisión de $1,110 \times 10^8 \pm 1,4\% \text{ s}^{-1}$ a fecha de su calibración (28-02-2012). Como se muestra en la FIGURA 12(A), esta fuente es un cilindro de $19,1 \text{ mm}$ de diámetro y $48,6 \text{ mm}$ de altura que a su vez está inserto en el interior de un porta cápsulas (FIGURA 12(B)) que permite su manipulación remota. Además, la energía de la mayoría de los neutrones emitidos por esta fuente es de 5 MeV y la vida media de la fuente es alta [23],[24].

A mayores de los neutrones de energías en un continuo hasta 14 MeV , esta fuente emite radiación γ de $59,6 \text{ keV}$ y $4,4 \text{ MeV}$ procedente del decaimiento del ^{241}Am y de la reacción (α, Be) respectivamente.

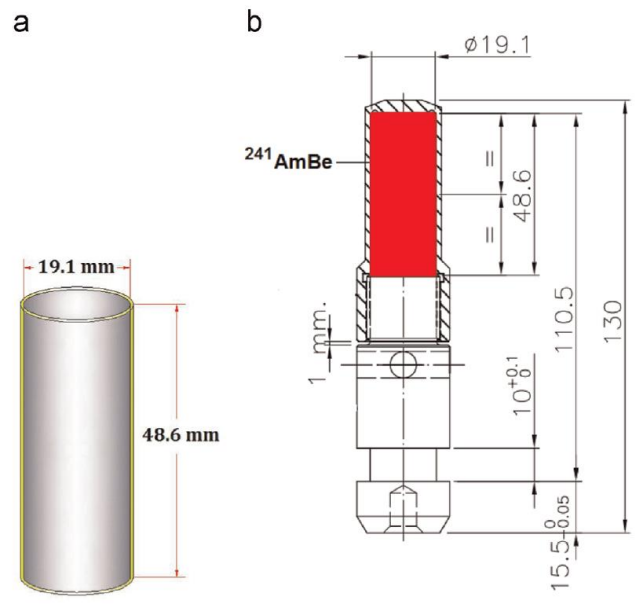


Figura 12. Fuente de $^{241}\text{AmBe}$ encapsulada (a) y dispositivo portador (b). Las dimensiones están en mm [24].

4. RESULTADOS Y DISCUSION

4.1. Comprobación del material moderador

En primer lugar, con el fin de conseguir un número de neutrones térmicos suficientemente grande como para detectarlos con el detector CZT, es posible que sea necesario interponer polietileno entre la fuente de neutrones y el detector. No obstante, en este estudio, se desconocía si las placas de polietileno disponibles en el LPN eran boradas o no. Como este factor influiría en el flujo de neutrones térmicos y, por ende, en el estudio, fue necesario comprobarlo. Para este fin, se utilizó el monitor neutrónico *Berthold LB-6411*, que consta de un detector de neutrones térmicos de ^3He en posición central rodeado por una esfera de polietileno de 25 cm de diámetro, y el programa *Rem Meter Berthold LB-6411*. La disposición, por tanto, es: detector, placa de polietileno y fuente de neutrones (en este caso se utilizó la fuente de ^{252}Cf). Se ha programado el monitor para que tome medidas cada 30 s e integre a esos 30 s con un 1,5% de error. Las medidas obtenidas en este proceso deben ser comparadas con algunas conocidas, en este caso, han sido comparadas con el borotrón de Endesa (que es polietileno borado, $\text{C}_2\text{H}_4 + \text{B}_2\text{O}_3$ como al 5,6% en masa) como se puede ver a continuación en la

TABLA 10:

Tabla 10. Comparación de las dosis obtenidas con el polietileno desconocido con las dosis del borotrón de Endesa.

Dosis polietileno desconocido ($\mu\text{Sv}/\text{h}$)	Dosis borotrón Endesa ($\mu\text{Sv}/\text{h}$)
225 \pm 3,375	198
222 \pm 3,330	199
226 \pm 3,390	194
221 \pm 3,315	191
226 \pm 3,390	191
223 \pm 3,345	191
229 \pm 3,435	197

Las medidas de las dosis del polietileno desconocido están dadas con su error del 1,5% calculado sobre la dosis correspondiente. Las dosis del borotrón de Endesa distan aproximadamente un 12% respecto de las del C_2H_4 desconocido.

De la comparación de dosis expuesta en la TABLA 10 se puede ya inferir, que el polietileno desconocido no tiene boro ya que las dosis para el borotrón distan aproximadamente un 12% de las del polietileno desconocido y esa cantidad no está dentro del rango del error del 1,5% en la toma de medidas con el detector de ^3He .

4.2. Medidas con CZT y fuente de ^{252}Cf

Tras los preparativos necesarios, se realizan mediciones con la fuente de ^{252}Cf . Estas mediciones se realizan con el detector CZT a una distancia de 30 cm de la fuente. Con el fin de discernir si los rayos γ generados en los procesos nucleares de la fuente de ^{252}Cf afectan de manera significativa en las medidas del CZT, se llevan a cabo varias irradiaciones con dos disposiciones diferentes, a saber: una interponiendo polietileno no borado (recordar la comprobación que se llevó a cabo haciendo uso de la Tabla 10) entre el detector y la fuente (separados 30 cm entre sí) y otra interponiendo, además del polietileno, plomo (rodeando al detector) con el fin de absorber la radiación γ proveniente de la fuente. Con estas dos disposiciones se obtienen los espectros gamma que se muestran a continuación en la FIGURA 13, la FIGURA 14 y la FIGURA 15.

Para los gráficos de los espectros, los datos del *PSpect* han sido volcados en *Excel* donde se han ajustado los canales a la energía correspondiente mediante una regresión lineal utilizando los valores conocidos de los picos de 511 keV (ch. 685), por aniquilación; de 558 keV (ch. 745), por captura neutrónica del ^{113}Cd , y de 2,2 MeV (ch. 2966), por la captura neutrónica del hidrógeno, para expresar energía en el eje de abscisas. Además, las cuentas totales se han dividido entre el “*live time*”, esto es, el tiempo total en que el detector ha estado contabilizando los impulsos, para poder expresar el eje de ordenadas en cuentas por segundo. El “*dead time*”, o tiempo durante el cual el detector se satura dejando de contabilizar los impulsos que le llegan, se obtiene restando al “*real time*”, o tiempo total en que el detector ha estado siendo irradiado, el “*live time*”.

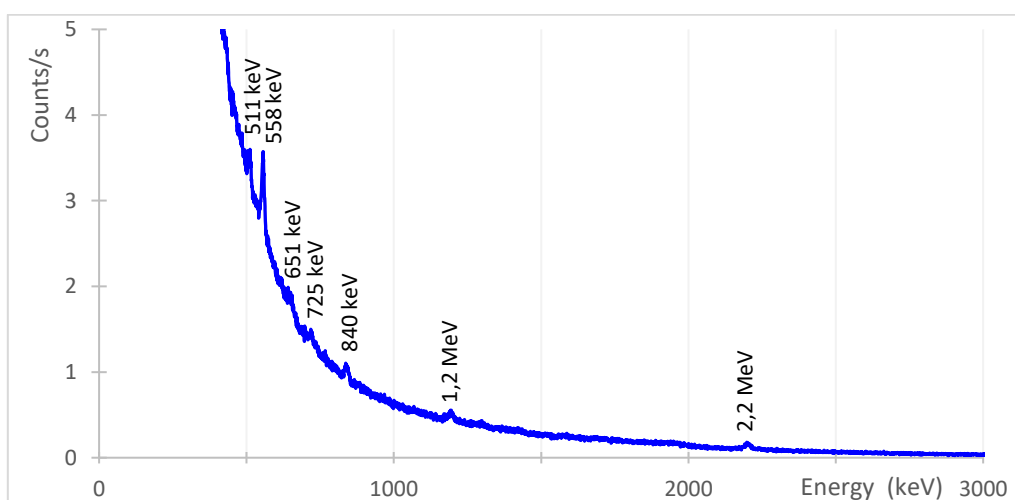


Figura 13. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf y con **polietileno interpuesto** entre fuente y detector. El tiempo de irradiación para la obtención de este espectro es 25 min 14 s, el *dead time* es aprox. 4,2% y el *live time* es 1450 s.

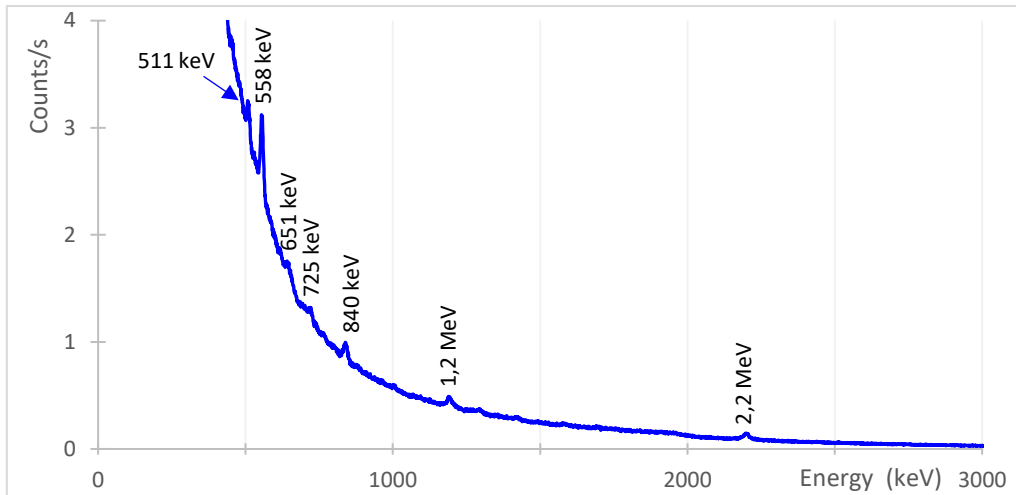


Figura 14. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf y con **polietileno interpuesto** entre fuente y detector. El tiempo de irradiación para la obtención de este espectro es 1h 58 min 14 s, el dead time es aprox. 3,8% y el live time es 6822 s.

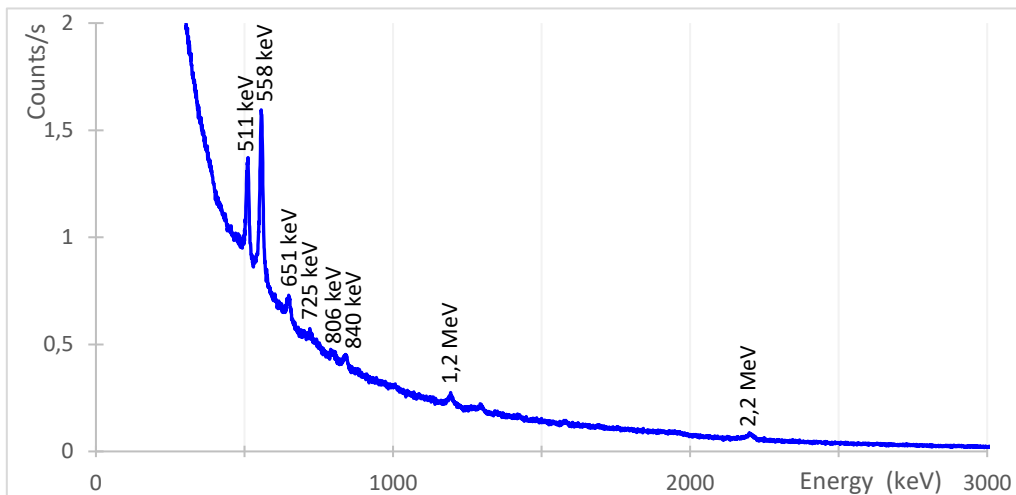


Figura 15. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf y con **polietileno y plomo interpuestos** entre fuente y detector. El tiempo de irradiación para la obtención de este espectro es 1h 46 min 25 s, el dead time es aprox. 1,2% y el live time es 6308 s.

Los espectros de la FIGURA 14 y la FIGURA 15 están más definidos que el de la FIGURA 13 porque han estado más tiempo de irradiación. Además, se observa que el *dead time*, es decir, el porcentaje de tiempo en que el detector no ha medido los impulsos que llegan debido a su saturación, es menor al interponer plomo. Este hecho tiene sentido pues al interponer plomo se evita que lleguen y sean detectados rayos γ producidos en la fuente y, al quitar estos impulsos, se favorece la no saturación del detector.

En una medida posterior, se prueba también a medir con el detector al descubierto, esto es, sin plomo y sin polietileno. El espectro obtenido de esta irradiación se puede observar en la FIGURA 16.

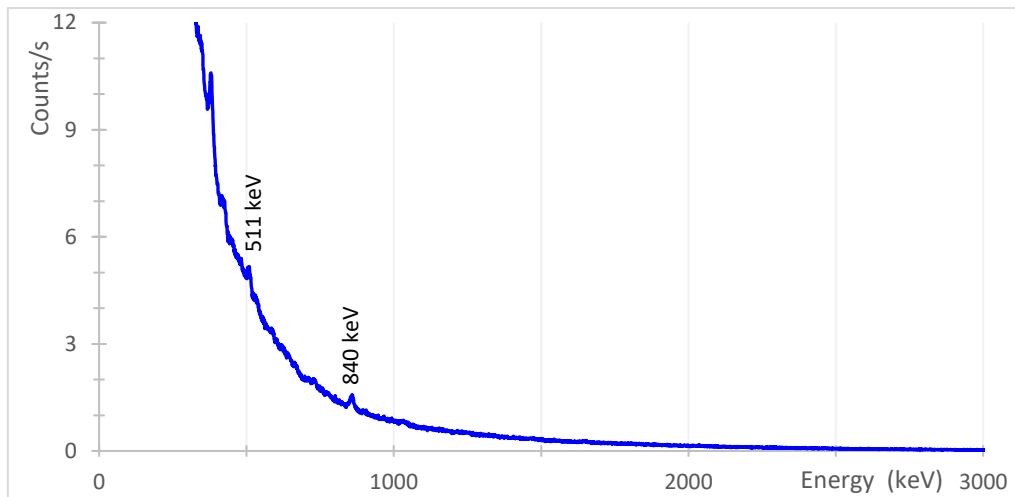


Figura 16. Espectro con el CZT al descubierto colocado a 30 cm de la fuente de ^{252}Cf . El tiempo de irradiación o real time es 25 min 03 s, el dead time es aprox. 5,6% y el live time es 1418 s.

En este caso no se distingue claramente el pico γ_{Cd} (558 keV) (sólo un pequeño detalle que podría haberse resaltado en una escala logarítmica). Esto sugiere que el número de neutrones térmicos sin polietileno (cuya función es precisamente la de termalizar los neutrones) a 30 cm de la fuente es muy pequeño.

Tabla 11. Flujo neutrónico y porcentaje de neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos a 115 cm de la fuente para la fuente desnuda.

Neutrones	ϕ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	Porcentaje (%)
Totales	1874	100
Térmicos	162	9
Epitérmicos	200	11
Rápidos	1512	81

Estos flujos son datos obtenidos de simulaciones Monte Carlo en el CIEMAT. Los porcentajes de neutrones de cada tipo están calculados respecto del flujo total a 115 cm de la fuente.

En la TABLA 11 se observa que el porcentaje de neutrones que son térmicos a 115 cm de la fuente es del 9%. Este porcentaje será menor cuanto más alejado de la pared y más cerca del centro de la sala, esto es, de la fuente, se mida. Esto es así debido a que las paredes de hormigón, que tiene un porcentaje considerable de hidrógeno (ya que parte es agua, ver FIGURA 17), termalizan neutrones al igual que lo hace el polietileno u otro material compuesto por hidrógeno.

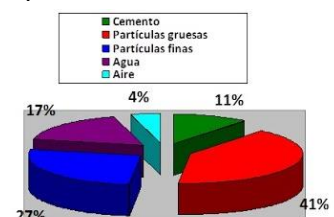


Figura 17. Composición del hormigón

Por último, al ser el CZT un detector tanto de neutrones como de rayos γ , es lógico preguntarse si un estudio detallado de los espectros que brinda puede llevar a la construcción de un dosímetro activo que discrimine las gammas y los neutrones, ya que los factores dosimétricos de ambas radiaciones son diferentes como ya se vio anteriormente. Para este fin de discriminar gammas de neutrones y de estudiar más a fondo el comportamiento del detector se llevan a cabo tres medidas adicionales, a

saber, una del fondo de gammas del laboratorio (FIGURA 18) y dos utilizando el Sistema de Esferas de Bonner (Bonner Sphere System, BSS - FIGURA 19 y FIGURA 20).

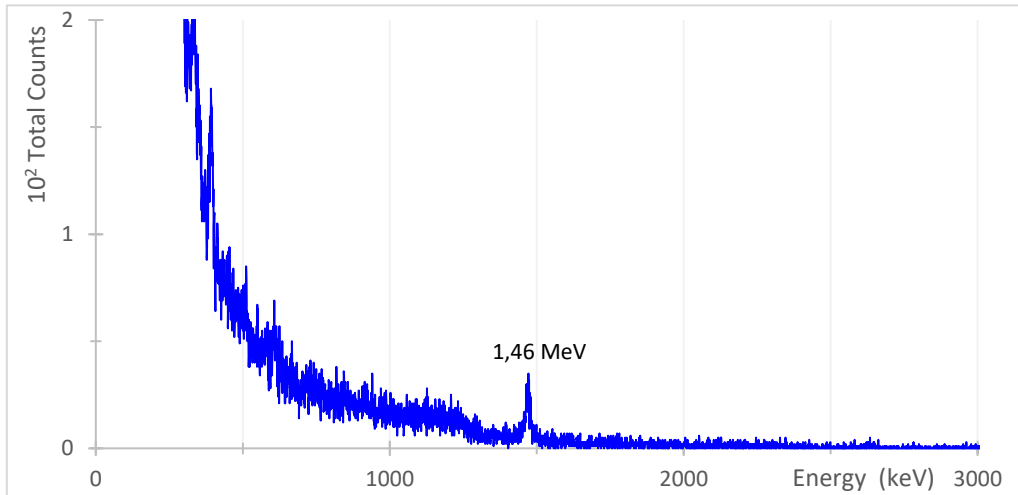


Figura 18. Espectro del fondo, esto es, sin fuentes de neutrones, con el CZT al descubierto colocado a 30 cm del centro de la sala. El tiempo de la medida o real time es 16 h 50 min 36 s (se ha dejado toda la tarde-noche midiendo), el dead time es 0% y, por tanto, el live time es el mismo que el real time, esto es, 60636 s.

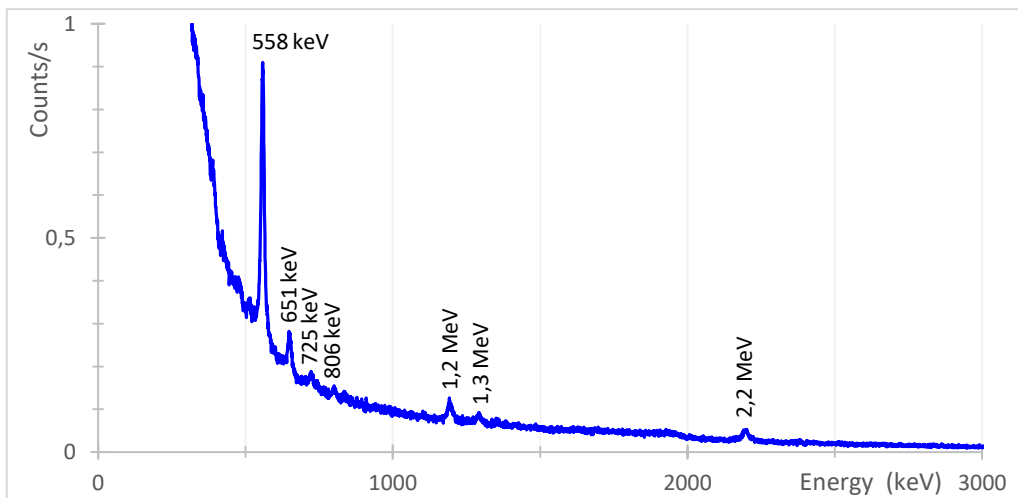


Figura 19. Espectro con el CZT en la esfera de Bonner de 10'' a 115 cm de la fuente de ²⁵²Cf. El tiempo de irradiación o real time es 1h 14 min 28 s, el dead time es aprox. 0,54% y el live time es 4444 s.

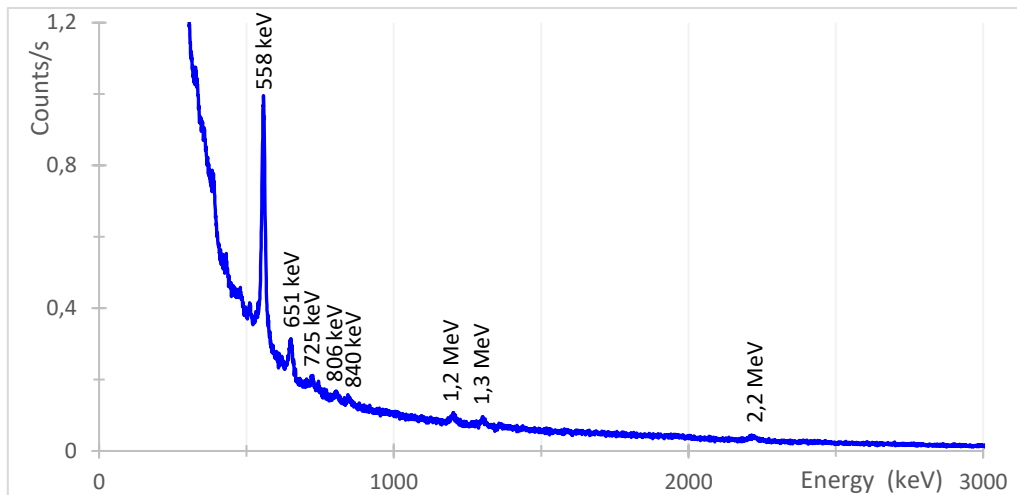


Figura 20. Espectro con el CZT en la esfera de Bonner de 6'' a 115 cm de la fuente de ^{252}Cf . El tiempo de irradiación o real time es 1h 21 min 27 s, el dead time es aprox. 0,59% y el live time es 4858 s.

Los espectros de la FIGURA 19 y la FIGURA 20 han sido calibrados utilizando una regresión lineal energía en función de número de canal (Ch.) con los datos: $\gamma_{\text{Cd}}(558 \text{ keV}) \rightarrow \text{Ch. } 745$ y $\gamma_{\text{Cd}}(651 \text{ keV}) \rightarrow \text{Ch. } 869$.

El fondo gamma se ha medido durante casi 17 horas y los valores obtenidos no superan unos pocos cientos de cuentas lo que sugiere que su contribución al resto de medidas es despreciable. Además, en este espectro se observa claramente el pico del isótopo radiactivo natural Potasio 40, ^{40}K , de 1,46 MeV, hecho que ya se había observado en las prácticas de Física Nuclear de la asignatura TEF IV.

4.3. Medidas con CZT y fuente de $^{241}\text{Am-Be}$

En este estudio, con el fin de comparar con los espectros obtenidos con la fuente de ^{252}Cf , también se han realizado dos irradiaciones con la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$. Ambas irradiaciones se han hecho interponiendo únicamente el polietileno no borado entre la fuente y el detector para termalizar neutrones y obtener un flujo de neutrones térmicos mayor a la altura del detector, situado a 30 cm de la fuente.

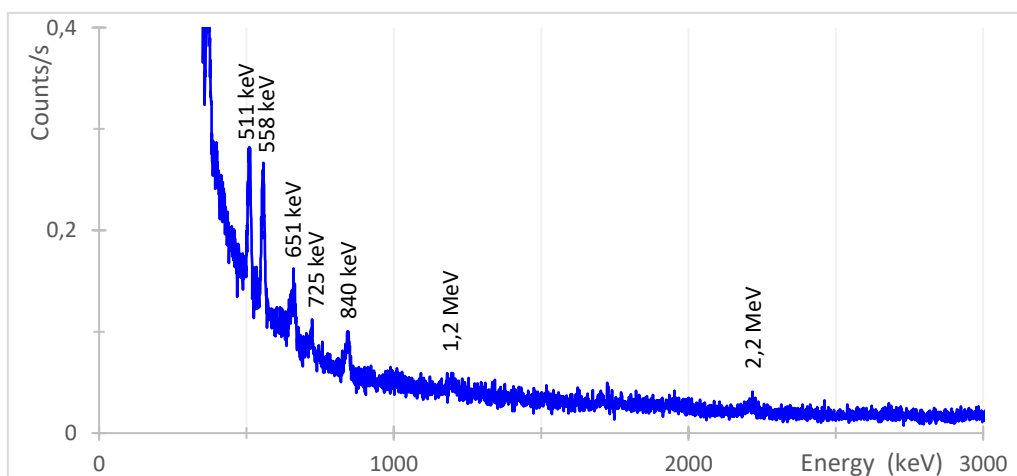


Figura 21. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ y con polietileno interpuesto. El tiempo de irradiación o real time para este espectro es 24 min 56 s, el dead time es aprox. 0,47% y el live time es 1489 s.

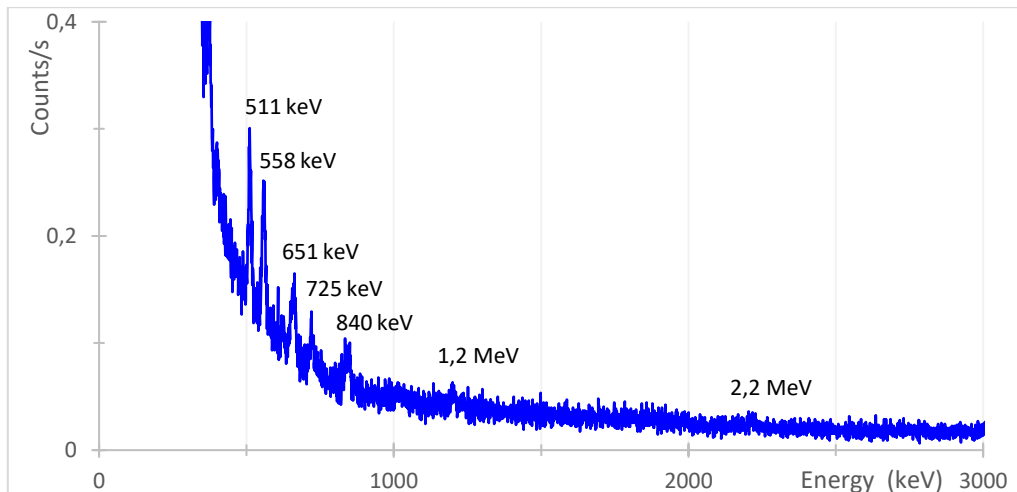


Figura 22. Espectro con el CZT a 30 cm de la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ y con polietileno interpuesto. El tiempo de irradiación o real time para este espectro es 18 min 33 s, el dead time es aprox. 0,81% y el live time es 1104 s.

Los espectros de la FIGURA 21 y el FIGURA 22 han sido calibrados con los picos de 511 keV y de 558 keV como la mayoría de los gráficos de los espectros obtenidos con la fuente de ^{252}Cf .

4.4. Efecto de interponer Pb y Polietileno

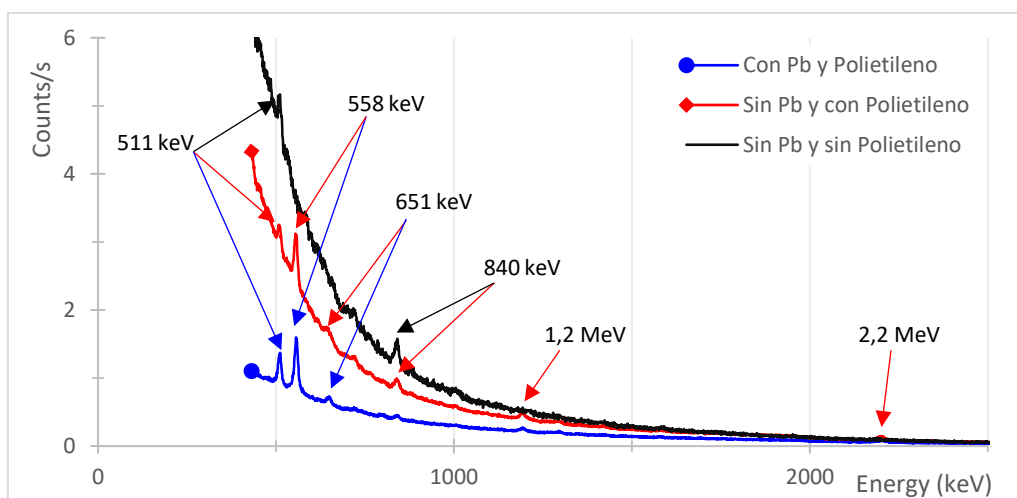


Figura 23. Comparación de los espectros en función de si se interpone Pb y/o polietileno entre la fuente de ^{252}Cf y el detector CZT.

En la FIGURA 23 se han graficado juntos los espectros de la FIGURA 14, la FIGURA 15 y la FIGURA 16, tomados para la fuente de ^{252}Cf , para facilitar su comparación y análisis.

En primer lugar, es notable el efecto del Plomo que rodea al detector, que impide que la radiación y tanto ambiental como procedente de la fuente o de la captura neutrónica del hidrógeno del polietileno pueda alcanzar el detector.

Al quitar el Pb, el tiempo muerto aumenta al igual que las cuentas por segundo generales de todo el espectro. Aparece un pico de unos 840 keV que también aparecía para la otra fuente de neutrones y del que se desconoce su origen. Es probable que se

deba a alguna reacción nuclear que tenga lugar con alguno de los materiales del laboratorio, ya que no aparecía en las medidas en [18] con un detector y una fuente similares. Se hace más notable también un pequeño pico de unos 2,2 MeV que luego desaparece al quitar el polietileno lo que corrobora que se debe a las gammas emitidas por la captura neutrónica del hidrógeno del polietileno. También se aprecia mejor el pico de 1,2 MeV por doble escape de la captura neutrónica por el hidrógeno.

Finalmente, al quitar también el polietileno, desaparecen los picos de 1,2 MeV y 2,2 MeV por captura neutrónica del hidrógeno presente en el polietileno así como los de 558 keV y 651 keV por la desexcitación del ^{114}Cd tras la reacción de captura (3.1). Este último hecho, como ya se comentó con anterioridad, se debe a la baja presencia de neutrones térmicos a esa distancia de la fuente (ver TABLA 11).

4.5. Efecto del cambio de fuente neutrónica

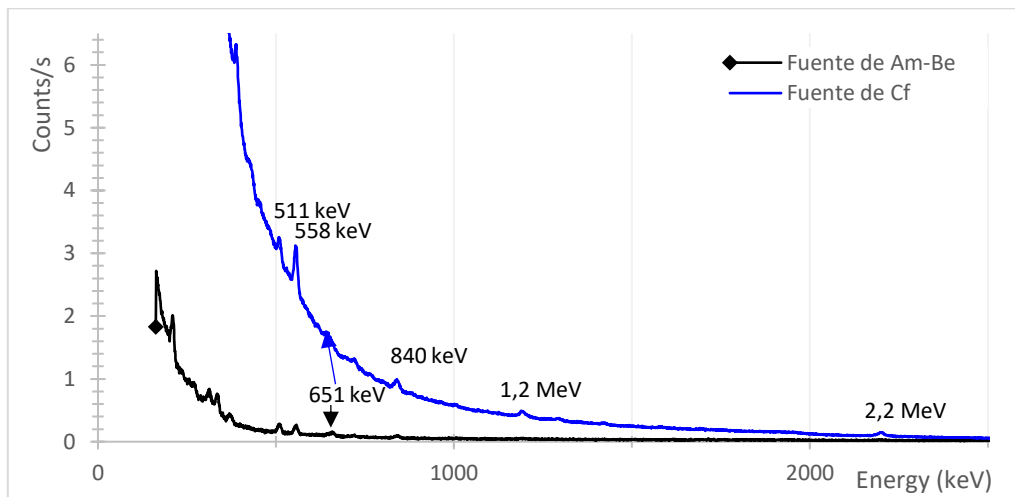


Figura 24. Espectros obtenidos con polietileno interpuesto entre la fuente correspondiente y el detector CZT separados a 30 cm.

En la FIGURA 24 se han representado los espectros de la FIGURA 14 y la FIGURA 21 para facilitar su comparación.

En primer lugar, es destacable que para la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$, se tienen menos cuentas por segundo y menor porcentaje de tiempo muerto lo que concuerda bastante bien con que su tasa de emisión es menor que la de la fuente de ^{252}Cf .

También aparecen para la fuente de $^{241}\text{Am-Be}$ algunos picos de energía menor de 500 keV que no aparecen en la fuente de ^{252}Cf y que podrían deberse a las gammas emitidas por la propia fuente.

4.6. Efecto de aumentar el espesor del material moderador

Es interesante analizar lo que ocurre al aumentar el diámetro de la esfera moderadora de polietileno de 6" a 10". Con este fin se han representado ambos espectros (FIGURA 19 y FIGURA 20) en el mismo gráfico que observamos en la FIGURA 25.

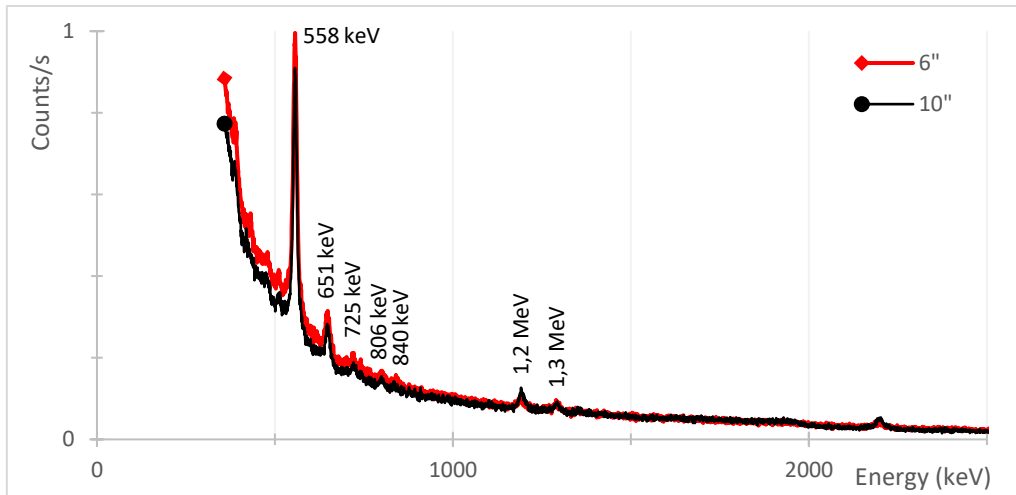


Figura 25. Espectros con el CZT en el interior de las esferas de Bonner de 6" y 10" a 115 cm de la fuente de ^{252}Cf .

El efecto más notable es el aumento de los picos de 1,2 MeV y 2,2 MeV asociados a la captura de un neutrón térmico por el hidrógeno del polietileno con el aumento del tamaño de las esferas. Esto era de esperar puesto que al aumentar el tamaño de la esfera y, por tanto, el espesor de polietileno, un mayor número de neutrones pueden ser frenados y absorbidos por el hidrógeno del mismo.

4.7. Eficiencia del CZT como detector de neutrones

En [18] se obtuvo la eficiencia de un detector CZT similar al de este trabajo mediante un análisis de los efectos que pueden intervenir en su magnitud. Su determinación se basó en la medida del área del pico de 558 keV por ser el pico de captura neutrónica más relevante. Para ello, en el programa PSpect existe la opción ROI (Region Of Interest) que nos permite seleccionar un pico y calcula directamente las cuentas totales (*Integral*) bajo el pico y las cuentas netas ($Net = Integral - Background$, ver FIGURA 26) así como el canal y la energía (en caso de haber hecho previamente el ajuste lineal de ch-energía) del centroide y el ancho de la mitad del pico. Se van a utilizar, por tanto, las "Net counts" bajo el pico de 558 keV.

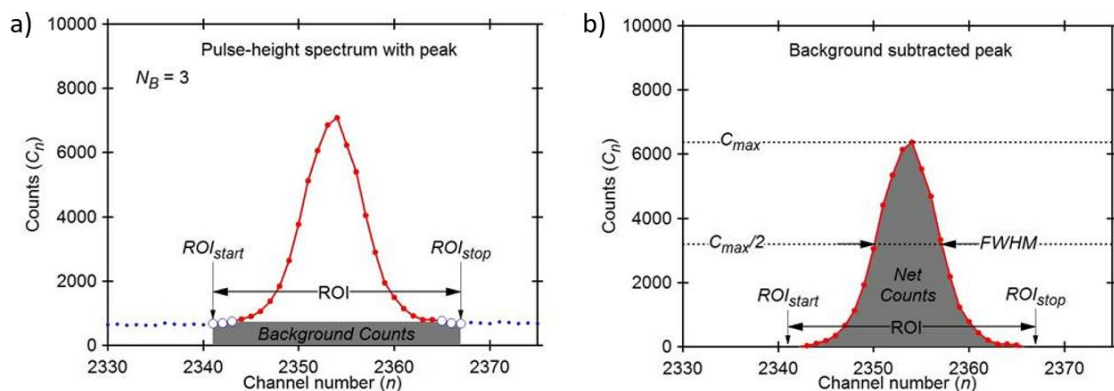


Figura 26. Parámetros del modo ROI del programa PSpect. Obtenidos de "PSpect Help".

Los resultados del ROI para las medidas con el CZT dentro de las esferas de 6" y 10" se recogen en la TABLA 12.

Tabla 12. Valores de los parámetros del ROI para las medidas con los valores

Parámetro	Esfera de 6"	Esfera de 10"
Integral (counts)	166178	139724
Net (counts)	59521	52258
Centroid (chs)	743,94	744,06
Centroid (keV)	557,20	557,29
FWHM (chs)	15,41	15,87
FWHM (keV)	11,56	11,90
Live time (s)	4858	4444

En este trabajo, considerando ese mismo pico, comparamos la eficiencia con la de otro detector disponible en el LPN. Para este propósito, se ha escogido el detector proporcional de ^3He modelo SP9 (Centronic Ltd), uno de los empleados para espectrometría de neutrones con el BSS. En este detector se produce la reacción nuclear siguiente:



la energía liberada se reparte como energías cinéticas del protón y el tritón resultantes. El ^3He se encuentra a una presión de varios cientos de kPa formando parte de un detector proporcional esférico de 33 mm de radio.

Un detector proporcional produce impulsos eléctricos de amplitud proporcional a la energía entregada por la radiación o partículas al detector. En este caso, el espectro de amplitudes de impulsos eléctricos consiste en un pico correspondiente a la deposición de toda la energía (764 keV) de ambas partículas cargadas (productos de (4.1)) dentro del volumen del detector. El SP9 consiste en un detector dentro de esferas de Bonner de diferentes diámetros y el área de dicho pico es la que se utiliza para obtener su eficiencia.

Las medidas para el SP9 fueron tomadas a fecha de 19-11-2020, tan solo 9 meses después de las medidas con el CZT, por lo que se supone la misma tasa de emisión de la fuente y basta con obtener la relación de las cuentas netas (*Net counts*) por segundo de cada detector. En las medidas realizadas con el SP9 se obtuvo 1897 cps para la esfera de 6" y 1469,85 cps para la de 10" (valores proporcionados por el director del LPN, Roberto Méndez Villafañe).

Con estos valores y los de la TABLA 12 se obtiene que, para la esfera de 6", la eficiencia del CZT es el 0,65 % la del SP9. Para la esfera de 10", se obtiene el porcentaje de 0,8%. Luego en términos generales, se puede establecer:

$$\text{Eff}_{\text{CZT}} = 0,007 \cdot \text{Eff}_{\text{SP9}} \quad (4.2)$$

es decir, la eficiencia del CZT no es ni el 1% de la del SP9 para el tamaño del cristal de ZnCdTe de este estudio y ese modelo concreto de contador proporcional de ^3He .

Para completar esta comparación de eficiencias, es justo comparar los tamaños de los materiales detectores. Por un lado, el volumen del cristal CZT es 1000 mm^3 , mientras que el del SP9, con un radio de 33 mm, es $\frac{4}{3}\pi R^3 = 150532 \text{ mm}^3$. Esto es, el detector SP9 tiene un volumen de detección 150,5 veces mayor que el del CZT. Si se hiciese la comparación para los dos detectores con igual volumen, entonces la eficiencia sería prácticamente la misma. No obstante, mientras que el detector de ^3He debe ser grande para asegurar que toda la energía de los protones y tritones se deposita en el volumen activo, en el caso del CZT existe el problema de las impurezas en el proceso de fabricación que impide que pueda ser fabricado con un tamaño mucho mayor.

Sin embargo, si el flujo de neutrones y/o el tiempo de medida es suficiente, entonces el CZT dentro de esferas de Bonner es una herramienta adecuada y que podría servir para registrar y discriminar neutrones y gammas en campos mixtos.

5. CONCLUSIONES

- Se ha comprobado, como ya se esperaba por trabajos previos de otros autores, que el CZT permite medir neutrones térmicos gracias a la presencia de ^{113}Cd en el cristal semiconductor.
- El efecto moderador del polietileno es muy notable en los resultados de las medidas. Sin él, el flujo de neutrones térmicos es lo suficientemente bajo como para que el CZT no sea capaz de detectarlos. Además, provoca la aparición de dos picos bien distinguidos creados por las gammas de 2,2 MeV procedentes de la captura neutrónica del hidrógeno, presente en el polietileno, a saber: un pico de escape doble¹ de 1,2 MeV y el pico de 2,2 MeV.
- El plomo permite eliminar la contribución de los picos por captura neutrónica del hidrógeno, así como todos aquellos debidos a gammas provenientes de otras reacciones que no sean la captura de un neutrón térmico por el ^{113}Cd del detector.
- El CZT es muy útil porque permite registrar la posible activación neutrónica de materiales en los aceleradores. Ejemplo de ello es el pico de 840 keV destacado en este trabajo. Si bien falta un análisis riguroso, una posibilidad es que se trate de radiación gamma del ^{56}Mn que se produce por activación neutrónica en el núcleo de ^{55}Mn , que es un componente frecuente del acero con 2,58 horas de vida media.
- Sería interesante completar este trabajo con la determinación del espectro neutrónico utilizando el CZT dentro de esferas de Bonner.
- Para finalizar, se quiere destacar la utilidad de las asignaturas de Electrónica y de Física Nuclear del Grado en Física de la UVA, en especial la asignatura de prácticas de laboratorio *TEF IV*, para el desarrollo de este trabajo.

¹ El pico de escape doble se debe a la creación de un par electrón-positrón por el fotón que alcanza el detector. Más concretamente, se tiene el pico de escape doble cuando los dos fotones gamma de 511 keV, creados en la aniquilación del positrón con un electrón, escapan del cristal.

6. BIBLIOGRAFÍA

- [1] E. Rutherford, «Bakerian Lecture: Nuclear constitution of atoms», *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 97, n.º 686, pp. 374-400, jul. 1920, doi: 10.1098/rspa.1920.0040.
- [2] L. Valles F, «¿Quién fue Santiago Antúnez de Mayolo?», *Rev. Soc. Quím. Perú*, vol. 80, n.º 2, pp. 144-145, abr. 2014.
- [3] W. Bothe y H. Becker, «Eine γ -Strahlung des Poloniums», *Zeitschrift für Physik*, vol. 66, n.º 5, pp. 307-310, may 1930, doi: 10.1007/BF01390909.
- [4] W. Bothe y H. Becker, «Künstliche Erregung von Kern- γ -Strahlen», *Zeitschrift für Physik*, vol. 66, n.º 5, pp. 289-306, may 1930, doi: 10.1007/BF01390908.
- [5] I. Curie, «Sur le rayonnement γ nucléaire excité dans le glucinium et dans le lithium par les rayons α du polonium», *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, vol. 193, pp. 1412-1414, 1931.
- [6] F. Joliot, «Sur l'excitation des rayons γ nucléaires du bore par les particules α . Énergie quantique du rayonnement γ du polonium», *C.R. Acad. Sci.*, vol. 193, pp. 1415-1417, 1931.
- [7] I. Curie y F. Joliot, «Emission de protons de grande vitesse par les substances hydrogénées sous l'influence de rayons γ très pénétrants», *Comptes Rendus*, vol. 194, pp. 273-275, 1932.
- [8] J. Chadwick, «Possible Existence of a Neutron», *Nature*, vol. 129, n.º 3252, pp. 312-312, feb. 1932, doi: 10.1038/129312a0.
- [9] M. Bakali, «Espectrometría Neutrónica en las Centrales Nucleares mediante un Sistema de Esferas de Bonner», Universidad Autónoma de Barcelona, Barcelona, 2001.
- [10] J. A. B. Gibson y E. Piesch, *Neutron Monitoring for Radiological Protection*. Vienna: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY, 1985.
- [11] A. Baur, *Radiation protection. Physical aspects and calculation methods. Protection contre les rayonnements. Aspects physiques et methodes de calcul*. 1985. Accedido: ago. 19, 2021. [En línea]. Disponible en: <https://www.osti.gov/etdeweb/biblio/5871848>
- [12] R. L. Bramblett, R. I. Ewing, y T. W. Bonner, «A new type of neutron spectrometer», *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 9, n.º 1, pp. 1-12, 1960, doi: [https://doi.org/10.1016/0029-554X\(60\)90043-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(60)90043-4).
- [13] M. L. Boada, «ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN NUEVO DISEÑO DE ESPECTRÓMETRO MULTIDETECTOR BASADO EN DOSÍMETROS DE TERMOLUMINISCENCIA PARA SU APLICACIÓN EN DOSIMETRÍA DE NEUTRONES», Universidad Autónoma de Madrid, Madrid, 2007.
- [14] R. Méndez, M. P. Iñiguez, J. M. Martí-Climent, I. Peñuelas, H. R. Vega-Carrillo, y R. Barquero, «Study of the neutron field in the vicinity of an unshielded PET cyclotron.», *Phys Med Biol*, vol. 50, n.º 21, pp. 5141-5152, nov. 2005, doi: 10.1088/0031-9155/50/21/013.
- [15] A. V. Alevra y D. J. Thomas, «Neutron spectrometry in mixed fields: multisphere spectrometers», *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 107, n.º 1-3, pp. 37-72, nov. 2003, doi: 10.1093/oxfordjournals.rpd.a006388.

- [16] A. E. on behalf of I. R. C. 26 on O. R. P. Q. for E. Radiation, «Operational quantities and new approach by ICRU», *Annals of the ICRP*, vol. 45, n.º 1_suppl, pp. 178-187, 2016, doi: 10.1177/0146645315624341.
- [17] «The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection. ICRP publication 103.», *Ann ICRP*, vol. 37, n.º 2-4, pp. 1-332, 2007, doi: 10.1016/j.icrp.2007.10.003.
- [18] A. Martin-Martin *et al.*, «Evaluation of CdZnTe as neutron detector around medical accelerators», *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 133, n.º 4, pp. 193-199, feb. 2009, doi: 10.1093/rpd/ncp038.
- [19] A. Mheemeed *et al.*, «THE LEVEL STRUCTURE OF “Cd FROM (n, γ) AND (d, p) STUDIES*», p. 28.
- [20] P. N. Luke, M. Amman, C. Tindall, y J. S. Lee, «Recent developments in semiconductor gamma-ray detectors», *J Radioanal Nucl Chem*, vol. 264, n.º 1, pp. 145-153, mar. 2005, doi: 10.1007/s10967-005-0687-8.
- [21] P. N. Luke, «Unipolar charge sensing with coplanar electrodes-application to semiconductor detectors», *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 42, n.º 4, pp. 207-213, 1995, doi: 10.1109/23.467848.
- [22] P. N. Luke y M. Amman, «Room-Temperature Replacement for Ge Detectors—Are We There Yet?», *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 54, n.º 4, pp. 834-842, ago. 2007, doi: 10.1109/TNS.2007.903184.
- [23] K. A. Guzmán-García, R. Méndez-Villafañe, y H. R. Vega-Carrillo, «LABORATORIO DE PATRONES NEUTRÓNICOS DEL CIEMAT», 2014, doi: 10.13140/2.1.3821.7925.
- [24] K. A. Guzman-Garcia, R. Mendez-Villafañe, y H. R. Vega-Carrillo, «Neutron field characteristics of Ciemat’s Neutron Standards Laboratory», *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 100, pp. 84-90, jun. 2015, doi: 10.1016/j.apradiso.2014.10.028.