

Informes de Prácticas de Física Nuclear

Adrián Rivero Fernández
arivero176@alumno.uned.es
682832933

Técnicas Experimentales IV
Prácticas realizadas los días 4 y 5 de marzo de 2024

28 de abril de 2024

Índice

Caracterización de un Contador Geiger-Müller	2
Estadística Aplicada a Medidas Nucleares	8
Absorción de Partículas Beta	12
Detectores de Centelleo. Absorción de Radiación Gamma	16
Espectrometría de Partículas Alfa y Beta. Absorción de Partículas Alfa	28
Espectroscopía Gamma con detectores de INa(Tl)	37

Caracterización de un Contador Geiger-Müller

1. Objetivos de la práctica

1. Determinar la curva característica con la meseta o "plateau" del contador y de su pendiente. Tensión umbral y tensión de operación.
2. Obtener el tiempo de resolución.
3. Determinar la eficiencia del detector, con muestras calibradas.

2. Obtención de la curva característica

La curva característica del detector es una representación de la tasa de cuentas respecto al voltaje aplicado al detector, de modo que podemos ver cómo se relacionan. Estas curvas presentan tres regiones diferenciadas, como las vistas en la Figura 1, y nos da información útil sobre cómo ajustar el voltaje para optimizar el rendimiento del detector según la necesidad específica.

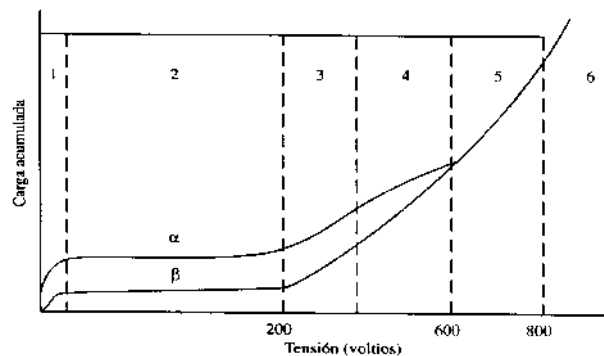


Figura 1: Variación de carga frente tensión aplicada en un detector

Para obtener la curva, colocamos la fuente de Co-60 en la bandeja inferior, y tomamos las medidas durante 90s a lo largo de diferentes voltajes.

Tensión (V)	Cuentas	Bq
700	0	0
720	0	0
740	6	0,067
760	5049	56,1
780	5173	57,478
800	5283	58,7
820	5347	59,412
840	5500	61,111
860	5689	63,211
880	5817	64,633

Tabla 1: Datos para la curva característica

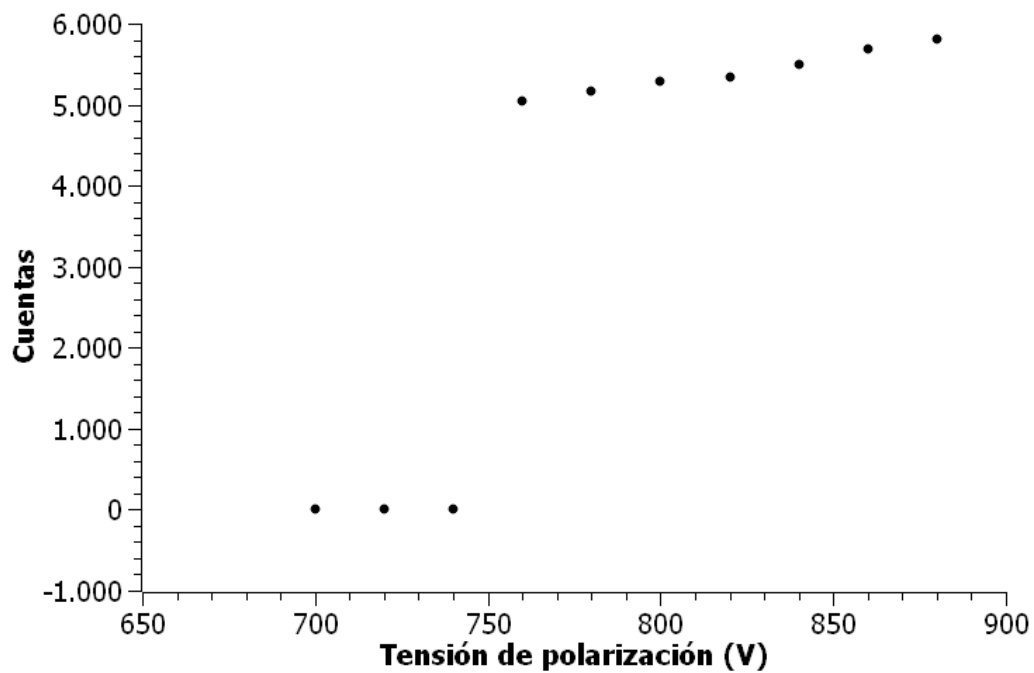


Figura 2: Curva característica

Podemos ver en la Figura 2 que se diferencian dos de las tres zonas de la curva característica. Partiendo de la condición inicial en la que no detecta

nada, hay una zona en la que la radiación aumenta, hasta llegar a la meseta.

Se comienza a detectar actividad en la tensión umbral

$$V_u = 760V$$

La meseta llega desde esta tensión umbral hasta nuestra medida de mayor valor, por lo que

$$V_f - V_i = 880 - 720 = 160V$$

Como la longitud de la meseta es inferior a 200V, aunque cercana, la tensión de trabajo

$$V_{trabajo} = 820V$$

La pendiente relativa al punto medio queda

$$P = \frac{(R_f - R_i)/[(R_f - R_i)/2]}{(V_f - V_i)/100} \times 100 = 11,78(\% \text{ } 100V)$$

Un buen detector puede tener una pendiente del 2-3 %. Nuestro detector lo sobrepasa, debido bien al desgaste, al diseño o a la calibración.

A continuación, vendría un aumento de la carga, pero nuestro aparato aguanta un máximo de 880V por lo que no podemos tratar de medirla.

3. Tiempo muerto y tiempo de resolución

El detector Geiger-Müller es considerado un detector de respuesta rápida a la radiación, debido a su capacidad para amplificar rápidamente las señales de radiación incidente y producir una respuesta eléctrica detectable.

Debido al campo repulsivo por la ionización que produce la primera partícula en torno a los electrodos del detector, este no puede detectar una segunda hasta pasado cierto tiempo (alrededor de $100\mu s$). A este tiempo se le llama **tiempo muerto** (t_m).

Es posible que la amplitud del segundo impulso sea menor que el primero y no se detecte en la unidad de recuento. Al tiempo hasta que se detecte otro impulso se llama tiempo de resolución τ_r .

Pasado cierto tiempo de recuperación t_r se igualan las amplitudes del detector y del impulso inicial.



Figura 3: Detector Geiger-Müller utilizado

Para calcular el tiempo de resolución, que para una sensibilidad fija del receptor será lo mismo que el tiempo muerto, utilizaremos el método de las dos fuentes, mediante el que tomaremos datos de distintas fuentes por separado y en conjunto para deducir el tiempo de resolución mediante la expresión. En este punto es importante que la posición de estas fuentes sea la misma para cada una cuando están separadas que cuando están juntas, ya que la geometría y posición en relación al punto de detección afectará a la cantidad de partículas detectadas.

$$\tau_r = \frac{A'_{12} + F' - A'_1 - A'_2}{A'^2_1 + A'^2_2 - F'^2 - A'^2_{12}}$$

Teniendo en cuenta que seguimos tomando medidas de $t = 90s$

	A'_1	$A'_1 2$	A'_2	F'
Cuentas 1	5037	6905	1892	47
Cuentas 2	5022	6871	1839	67
Cuentas 3	5070	6777	1883	59
Cuentas 4	5094	6727	1909	43
Promedio	5055,75	6820	1880,75	54
Bq	56,18	75,78	20,90	0,60

Tabla 2: Medidas para el método de las dos fuentes

Obtenemos un tiempo de resolución de

$$\tau_r = 0,000323s = 323\mu s$$

4. Cálculo de la eficiencia

La eficiencia de un detector, ε , se puede definir como el cociente entre el las partículas detectadas y las partículas emitidas realmente por la fuente. El detector Geiger tiene una alta eficiencia para detectar partículas α y β , pero para la radiación γ es mucho menos eficiente.

Para calcular la eficiencia, tomaremos la medida de la emisión de la muestra en un tiempo, corregiremos el fondo, y lo compararemos con la actividad real corrigiendo por su desintegración en la fecha medida:

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

Cobalto-60

- Tiempo de medida: $t = 90s$
- Número de cuentas: $L = 5410$
- Fondo: $F = 54$
- Tasa de recuento neta: $A' = \frac{(L-F)}{t} = 59,51Bq$
- Actividad inicial: $A_0 = 1\mu Ci$
- Fecha: 3/11/2022
- Periodo: $T_{1/2} = 5,26$ años
- Actividad corregida: $A = 31397,3Bq$
- Eficiencia: $\varepsilon = \frac{A'}{A} = 0,0020 \longrightarrow \varepsilon = 0,2\%$

Estroncio-90

- Tiempo de medida: $t = 90s$
- Número de cuentas: $L = 20412$
- Fondo: $F = 54$
- Tasa de recuento neta: $A' = \frac{(L-F)}{t} = 226,2Bq$

- Actividad inicial: $A_0 = 0,1\mu\text{Ci}$
- Fecha: 02/2015
- Periodo: $T_{1/2} = 28,1$ años
- Actividad corregida: $A = 2957,4\text{Bq}$
- Eficiencia: $\varepsilon = \frac{A'}{A} = 0,0765 \longrightarrow \varepsilon = 7,65\%$

Nota: los cálculos fueron realizados el 4/03/2024

Podemos ver que hay una diferencia significativa en la eficiencia del detector para ambos casos, un orden de magnitud de diferencia. El motivo de esto es la diferencia en las emisiones de cada material, y el modo en que esta emisión es detectada. El detector Geiger-Müller es relativamente bueno detectando partículas beta de alta energía, pero es peor con las de baja energía por la atenuación que ofrece el material que lo rodea, y la inherente a este.

La eficacia del recuento de radiación gamma depende de la eficiencia de la interacción de la radiación con la pared del tubo, que aumenta con el número atómico del material de la pared. Comúnmente se usa hierro cromado, que suele ofrecer una eficiencia en torno al 1 %.

El detector puede saturarse con altas tasas de recuento de radiación, ya que se generan muchos electrones libres en rápida sucesión dentro del detector, lo que produce pulsos demasiado pequeños que el sistema electrónico no detecta. Esto provoca situaciones en las que las medidas muestran lecturas muy bajas de radiación en situaciones en las que hay mucha.

La eficiencia también puede verse afectada por la distancia de las muestras (por la atenuación del aire), el tipo de pantalla, y la geometría de la muestra como indicamos anteriormente.

En vista de los resultados obtenidos, el Cobalto-60 está produciendo una saturación sobre el detector, por sus altas emisiones de partículas gamma. El Estroncio-90 en cambio tiene una eficiencia razonable, debido a que este detector está mucho mejor preparado para detectar las partículas beta que emite.

Estadística Aplicada a Medidas Nucleares

1. Objetivos de la práctica

1. Determinar la desviación estadística de una serie de medidas de la actividad de una muestra radiactiva.
2. Comparar la desviación estadística experimental con la desviación estadística de la distribución de Poisson.
3. Estudiar la fiabilidad estadística del detector Geiger-Müller.

2. Medidas de la actividad

Para un tiempo de 10s, tomamos el número de cuentas para distintos voltajes, obteniendo la Tabla 1.

Medida	Cuentas	Medida	Cuentas
1	2358	16	2220
2	2247	17	2124
3	2217	18	2272
4	2232	19	2298
5	2209	20	2304
6	2219	21	2149
7	2256	22	2190
8	2247	23	2214
9	2213	24	2189
10	2245	25	2275
11	2257	26	2261
12	2279	27	2208
13	2196	28	2227
14	2258	29	2218
15	2289	30	2251

Tabla 1: Medidas para 10s

3. Tratamiento de datos

La cantidad de medidas tomadas es

$$N = 30$$

por lo tanto, los grados de libertad serán

$$f = N - 1 = 29$$

La media de impulsos por intervalo es, por tanto,

$$\frac{\sum n_i}{N} = 2237,4$$

Según la distribución de Poisson, la desviación típica de la medida será

$$s_{teor} = \sqrt{n} = 47,3$$

La desviación típica experimental

$$s_{exp} = \sqrt{\frac{\sum (n_i - n)^2}{N - 1}} = 46,67$$

A partir de las desviaciones, obtenemos χ^2

$$\chi^2 = \frac{s_{exp}^2}{s_{teor}^2}(N - 1) = 28,23$$

Consultando la tabla de la Figura 1, para los 29 grados de libertad que tenemos, y el χ^2 obtenido, vemos que la probabilidad debe ser muy cercana a 0,50

$$p \simeq 0,50$$

Grados de Libertad	Probabilidad						
	0,99	0,95	0,90	0,50	0,10	0,05	0,01
2	0,02	0,1	0,21	1,39	4,61	5,99	9,21
3	0,12	0,35	0,58	2,37	6,25	7,82	11,35
4	0,3	0,71	1,06	3,36	7,78	9,49	13,28
5	0,55	1,15	1,61	4,35	9,24	11,07	15,09
6	0,87	1,64	2,2	5,35	10,65	12,59	16,81
7	1,24	2,17	2,83	6,35	12,02	14,07	18,48
8	1,65	2,73	3,49	7,34	13,36	15,51	20,09
9	2,09	3,33	4,17	8,34	14,68	16,92	21,67
10	2,56	3,94	4,87	9,34	15,99	18,31	23,21
11	3,05	4,58	5,58	10,34	17,27	19,68	24,73
12	3,57	5,23	6,3	11,34	18,55	21,03	26,22
13	4,11	5,89	7,04	12,34	19,81	22,36	27,68
14	4,66	6,57	7,79	13,34	21,06	23,68	29,14
15	5,23	7,26	8,55	14,34	22,31	25	30,58
16	5,81	7,96	9,31	15,34	23,54	26,3	32
17	6,41	8,67	10,09	16,34	24,77	27,59	33,41
18	7,01	9,39	10,86	17,34	25,99	28,87	34,81
19	7,63	10,12	11,65	18,34	27,2	30,14	36,19
20	8,26	10,85	12,44	19,34	28,41	31,41	37,57
21	8,9	11,59	13,24	20,34	29,61	32,67	38,93
22	9,54	12,34	14,04	21,34	30,81	33,92	40,29
23	10,2	13,09	14,85	22,34	32,01	35,17	41,64
24	10,86	13,85	15,66	23,34	33,2	36,41	42,98
25	11,52	14,61	16,47	24,34	34,38	37,38	44,31
26	12,2	15,38	17,29	25,34	35,56	38,88	45,64
27	12,88	16,15	18,11	26,34	36,74	40,11	46,96
28	13,57	16,93	18,94	27,34	37,92	41,34	48,28
29	14,26	17,71	19,77	28,34	39,09	42,56	49,59

Figura 1: Probabilidad según grados de libertad

4. Discusión

Podemos comprobar como la desviación típica teórica y la experimental son muy similares. De hecho, la diferencia entre ambas respecto a la teórica es de

$$\frac{s_{teor} - s_{exp}}{s_{teor}} = 0,013 \longrightarrow 1,3 \%$$

El valor de la probabilidad p a partir del χ^2 se presenta dentro de los criterios de aceptación

$$0,10 < p \simeq 0,50 < 0,90$$

Por tanto, se puede concluir que existe una correspondencia biunívoca entre el número de sucesos ionizantes n y el número de impulsos detectados m , y el detector se considera estadísticamente fiable.

Absorción de Partículas Beta

1. Objetivos de la práctica

1. Determinar la curva del alcance en función del espesor de absorbente de aluminio para una fuente de Sr^{90}
2. Determinar el alcance a partir de la gráfica.
3. Determinar la energía máxima de las partículas β .
4. Comparar los resultados experimentales con los obtenidos a partir de la fórmula de Feather.

2. Curva de alcance-espesor

Para un tiempo de acumulación de 90 segundos, medimos la radiación del Sr^{90} para distintos espesores de Aluminio, que determinamos añadiendo placas apiladas entre el emisor y el detector. Obtenemos la Tabla 1.

Espesor (mm)	Espesor (g/cm ²)	Cuentas
0	0	20352
0,4	0,11	13581
0,8	0,22	8564
1,2	0,33	5225
1,6	0,44	2839
2	0,55	1480
2,4	0,66	727
2,8	0,77	332
3,2	0,88	145
3,6	0,99	94
4	1,1	62
4,4	1,21	65
5,6	1,54	60

Tabla 1: Medida de radiación para 90s según el espesor

Representando estos datos, obtenemos la gráfica de radiación según el espesor, que representamos en escala semilogarítmica.

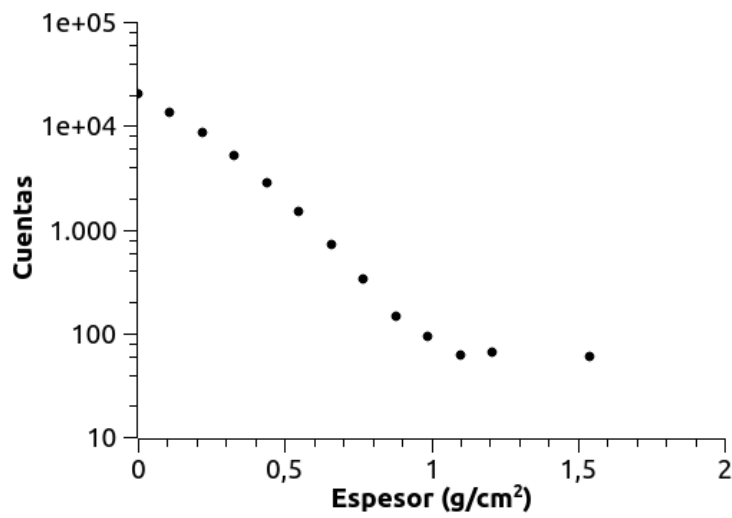


Figura 1: Partículas β en función del espesor

Podemos el alcance en 1,1 g/cm², ya que se estabiliza en ese punto.

Para esta parte que se comporta de forma exponencial, podemos obtener

la expresión de la curva representando el logaritmo de la radiación frente al espesor y ajustando la recta:

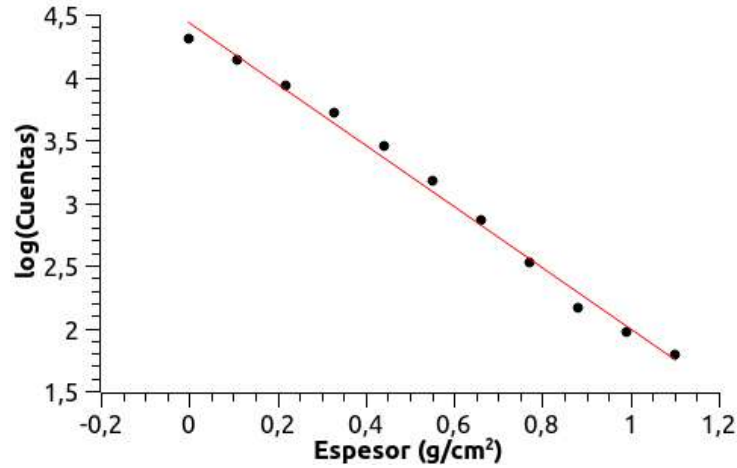


Figura 2: Ajuste de la región exponencial

donde la recta de ajuste, siendo N el número de cuentas y X el espesor, es:

$$\log N = -2,44X + 4,43$$

$$N = 10^{(-2,44X+4,43)}$$

Interpolando con esta expresión para el valor del fondo de radiación (medido para prácticas anteriores, $F = 54$), podemos estimar el punto en que la curva quedará horizontal:

$$54 = 10^{(-2,44X+4,43)} \longrightarrow X = 1,1 \text{ g/cm}^2$$

3. Energía máxima

A partir de la Tabla II del guión, representamos la energía máxima de partículas β según su alcance.

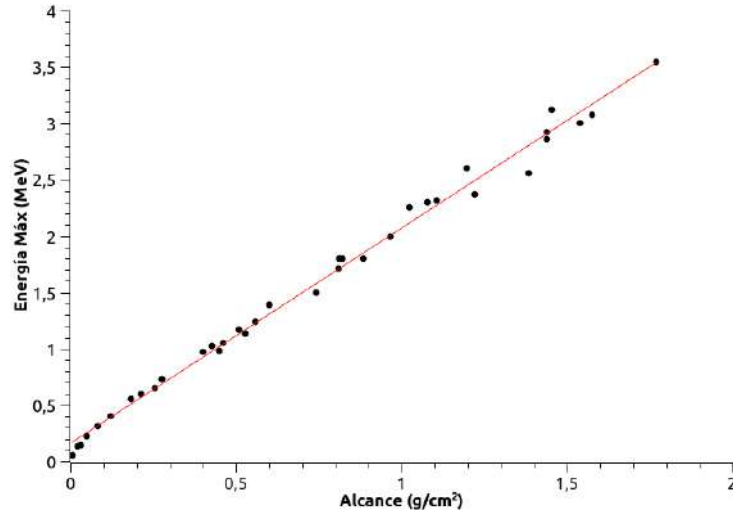


Figura 3: Alcance de las partículas β en función de la energía máxima

La recta de ajuste de la Figura 3 es

$$T = 1,91X + 0,17$$

Interpolando para $X = 1,1$ podemos establecer la energía máxima:

$$T_{1,1} = 2,27\text{MeV}$$

La energía máxima para el Sr^{90} que aparece en los esquemas de desintegración es de 2,28 MeV, aplicando las fórmulas de *Feather*:

$$T = 2,28\text{MeV}$$

$$T = 1,845 \times R + 0,245$$

$$R = \frac{T - 0,245}{1,845} \longrightarrow R = 1,1(\text{g}/\text{cm}^2)$$

Podemos ver que el tanto el alcance medido y el calculado como las energías máximas son iguales.

Detectores de Centelleo. Absorción de Radiación Gamma

1. Objetivos de la práctica

1. Demostrar la absorción de la radiación gamma por los distintos materiales
2. Determinar las curvas de absorción en función del material interpuesto
3. Calcular los espesores de semirreducción de materiales para un determinado radionucleido.
4. Determinar los coeficientes de absorción lineal y másico.
5. Verificar la ley exponencial de absorción.
6. Determinar la eficiencia del contador.



Figura 1: Detector de centelleo utilizado

2. Fondo

Mediremos la radiación de fondo durante 90s, que luego sustraeremos para el tratamiento de las posteriores medidas de radiación (realizadas con el mismo tiempo).

	Cuentas
Medida 1	250
Medida 2	261
Medida 3	260
Medida 4	237
Media	252

Tabla 1: Radiación de fondo para 90s

Para reducir las fluctuaciones estadísticas, tomamos una medida sin ningún material entre el emisor y el detector, que nos da:

Medida sin espesor: 6613

Medida sin espesor menos fondo: $N = 6613 - 252 = 6361$

3. Aluminio

Interponiendo placas de absorbente (en este caso de aluminio), tomamos las medidas de radiación que llega al detector. Los resultados, restando el fondo calculado previamente, están recogidos en la Tabla 2 y representados en la Figura 3



Figura 2: Piezas de absorbente (plomo)

Espesor (mm)	Cuentas
2,2	5809
4,4	5623
6,6	5618
8,8	5492
11	5455
13,2	5297
15,4	4995
17,6	4882
19,8	4828
24,2	4772
28,6	4358
33	4230
38,3	4065

Tabla 2: Radiación según espesor de Aluminio

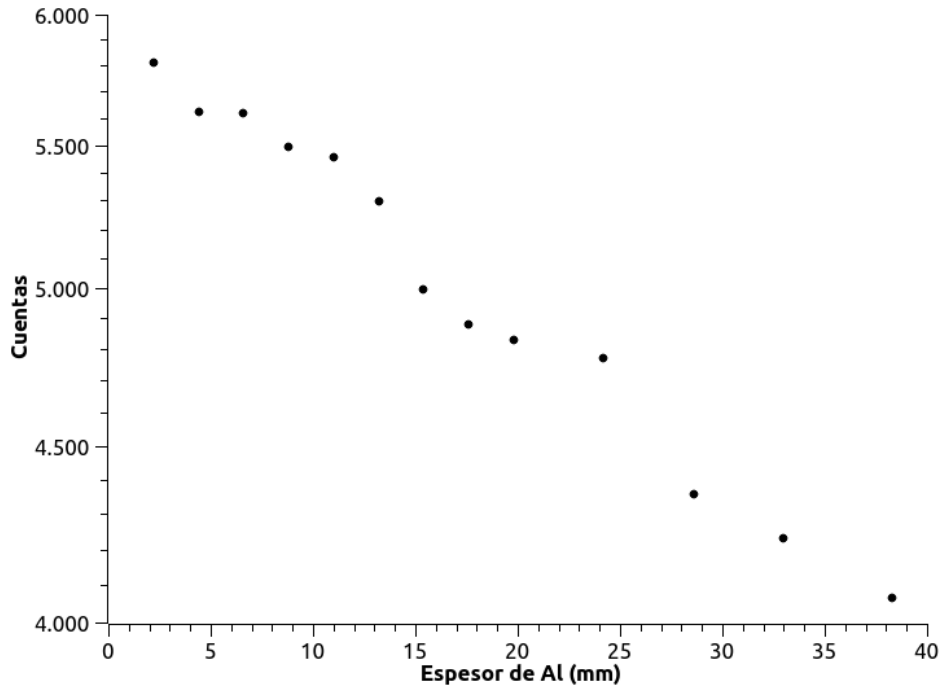


Figura 3: Radiación según espesor de Aluminio

La Figura 3, que representa la radiación medida en función del espesor de Aluminio, se ha presentado en escala semilogarítmica, pero su comportamiento exponencial no es tan evidente. Para que la radiación gamma siga la ley exponencial de atenuación, se asume que el material es homogéneo, no hay dispersión ni absorción múltiple y no hay influencias externas significativas. En nuestro caso el sistema puede presentar irregularidades debido a la dispersión en el aire, y la presencia de aire entre nuestras placas de material absorbente.

De los materiales que vamos a utilizar, el Aluminio es el menos denso y, al atenuar peor la radiación, presenta una menor diferencia entre el valor máximo y mínimo medido, lo que hace menos evidente el carácter exponencial de la curva, y lo hace más sensible a imperfecciones y errores.

Podemos representar el logaritmo de las cuentas frente al espesor para ajustar linealmente a una recta

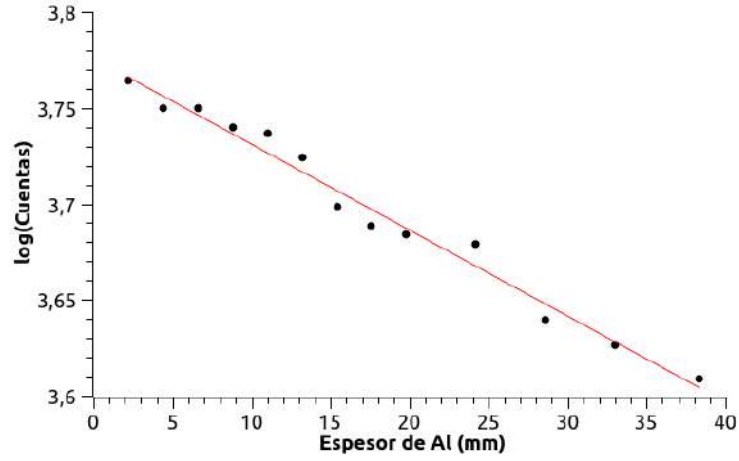


Figura 4: Ajuste del logaritmo de la radiación frente al espesor para el Aluminio

$$\log(N) = -0,0045X + 3,7759$$

$$N = 10^{-0,0045X+3,7759}$$

Por tanto, para un espesor nulo,

$$X = 0$$

$$N_{0,Al} = 10^{3,7759} = 5968,97$$

Este valor de N extrapolado difiere con el valor que medimos previamente en un 6 %, tanto por las causas anteriormente mencionadas como por los errores arrastrados al calcular el logaritmo y realizar la recta de ajuste.

El contaje a mitad:

$$N_{1/2} = N_0/2 = 2984,49$$

Interpolando, obtenemos el espesor de semirreducción:

$$X_{1/2} = 66,9\text{mm}$$

El coeficiente de absorción lineal:

$$\mu = \frac{\ln 2}{X_{1/2}} = 0,01\text{mm}^{-1} = 0,1\text{cm}^{-1}$$

El coeficiente de absorción másico, teniendo en cuenta que $\rho_{Al} = 2,7\text{g/cm}^3$:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{0,1\text{cm}^{-1}}{2,7\text{g/cm}^3} = 0,037\text{cm}^2/\text{g}$$

Según las figuras del guión, el coeficiente de absorción lineal y másico son, aproximadamente:

$$\begin{aligned}\mu &= 0,1\text{cm}^{-1} \\ \mu_m &= 0,02\text{cm}^2/\text{g}\end{aligned}$$

Dadas las dificultades para comprobarlo con exactitud visualmente, pues se trata de escalas logarítmicas, tienen un parecido bastante razonable con las obtenidas experimentalmente.

Calculamos la sección eficaz microscópica, teniendo en cuenta $M_{Al} = 27\text{g/mol}$:

$$\begin{aligned}N(\text{átomos/cm}^3) &= \rho \times \frac{N_A}{M} = 0,1N_A = 6,022 \times 10^{22} \\ \sigma &= \frac{\mu}{N} = \frac{0,1\text{cm}^{-1}}{6,022 \times 10^{22}(\text{átomos/cm}^3)} = 1,66 \times 10^{-24}\text{cm}^2\end{aligned}$$

4. Hierro

Medimos y representamos de la misma forma para el Hierro,

Espesor (mm)	Cuentas
2,5	5793
5	5476
7,5	5038
10	4572
12,5	4274
15	3970
17,5	3600
20	3464
25	2888
30	2428
35	2159
37,5	1959
39	1799

Tabla 3: Radiación según espesor de Hierro

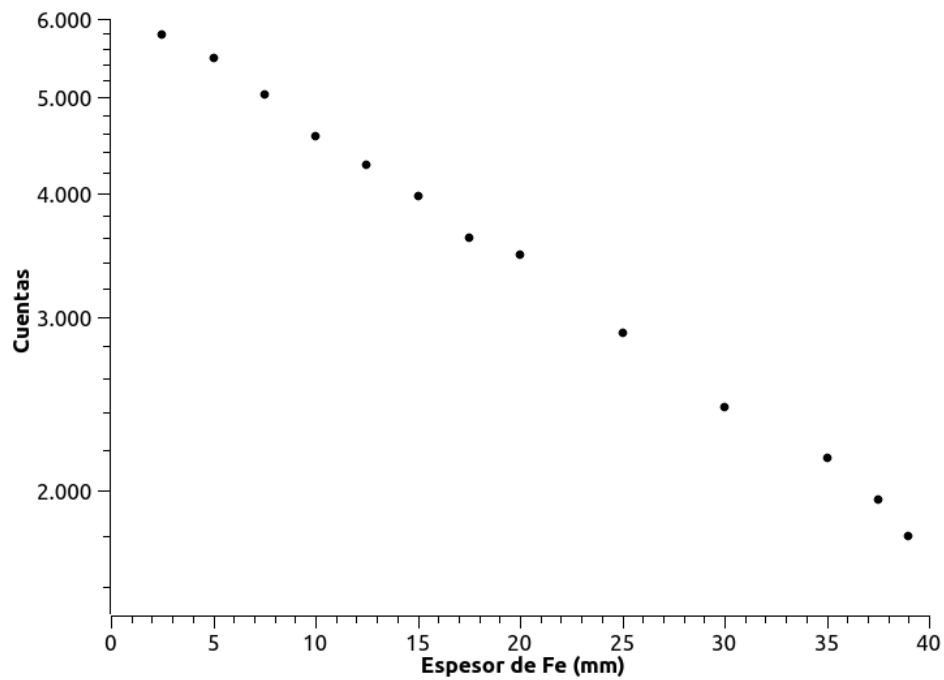


Figura 5: Radiación según espesor de Hierro

Hemos representado en la Figura 5, la radiación medida en función del espesor de Hierro. Para esta gráfica, vemos que se percibe mucho mejor el carácter exponencial que con el Aluminio.

Calculamos ahora su expresión:

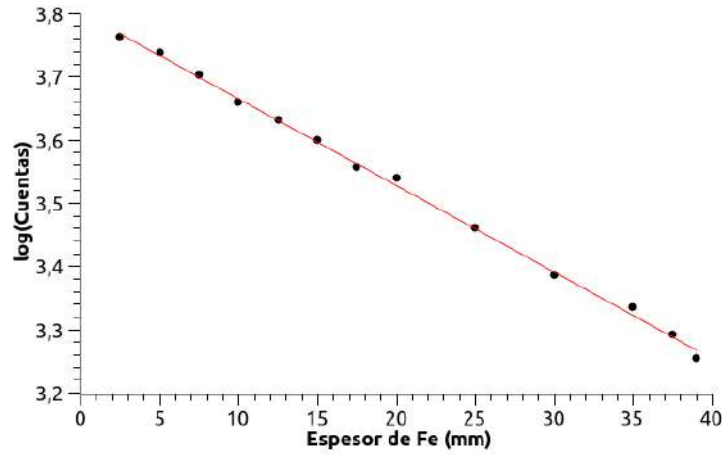


Figura 6: Ajuste del logaritmo de la radiación frente al espesor para el Hierro

$$\log(N) = -0,0137X + 3,8026$$

$$N = 10^{-0,0137X+3,8026}$$

Por tanto, para un espesor nulo,

$$X = 0$$

$$N_{0,Fe} = 10^{3,8026} = 6347,46$$

Comparando este valor extrapolado frente al medido, apenas difieren en un 2 %, que se deberá a los efectos del aire entre placas y errores experimentales.

El contaje a mitad:

$$N_{1/2} = N_0/2 = 3173,73$$

Interpolando, obtenemos el espesor de semirreducción:

$$X_{1/2} = 22,0\text{mm}$$

El coeficiente de absorción lineal:

$$\mu = \frac{\ln 2}{X_{1/2}} = 0,032\text{mm}^{-1} = 0,32\text{cm}^{-1}$$

El coeficiente de absorción másico, teniendo en cuenta que $\rho_{Fe} = 7,87\text{g/cm}^3$:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = 0,040\text{cm}^2/\text{g}$$

Calculamos la sección eficaz microscópica, $M_{Fe} = 55,845\text{g/mol}$:

$$N(\text{átomos/cm}^3) = \rho \times \frac{N_A}{M} = 8,491 \times 10^{22}$$

$$\sigma = \frac{\mu}{N} = 3,769 \times 10^{-24}\text{cm}^2$$

5. Plomo

Realizamos el mismo proceso para absorbentes de Plomo

Espesor (mm)	Cuentas
0,9	6075
1,8	5799
2,7	5586
3,6	5320
4,5	5078
5,4	4786
7,2	4362
9	3902
10,8	3694
12,6	3146
16,2	2662
19,8	2221
25,2	1707
30,6	1184
36,7	849

Tabla 4: Radiación según espesor de Plomo

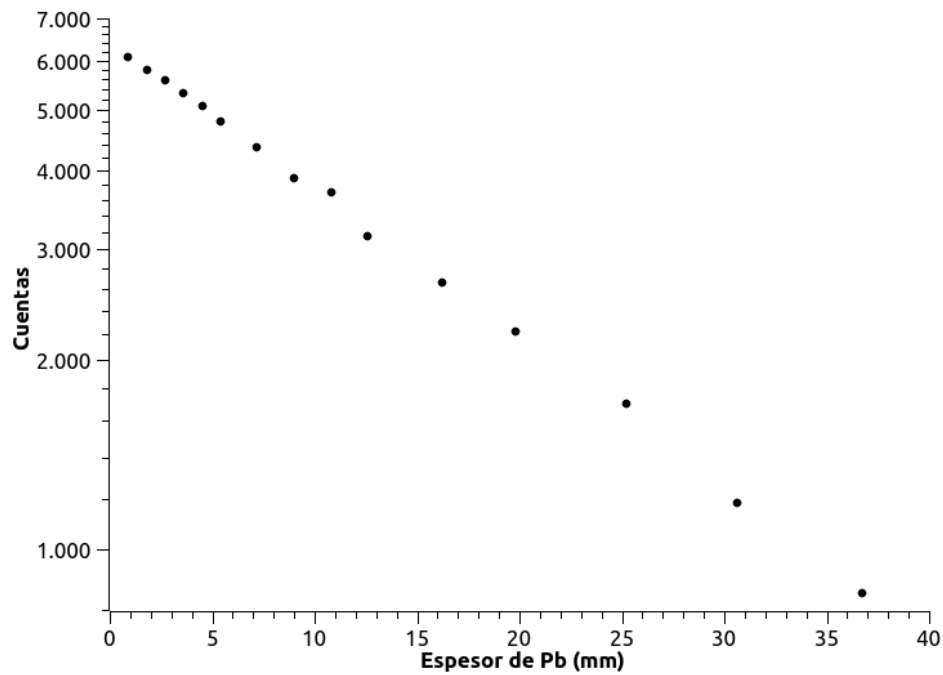


Figura 7: Radiación según espesor de Plomo

Representadas las cuentas medidas en función del espesor de Plomo en la Figura 7, podemos ver claramente su carácter exponencial. El Plomo es el mejor absorbente de los tres, y el amplio rango de mediciones minimiza la influencia de errores.

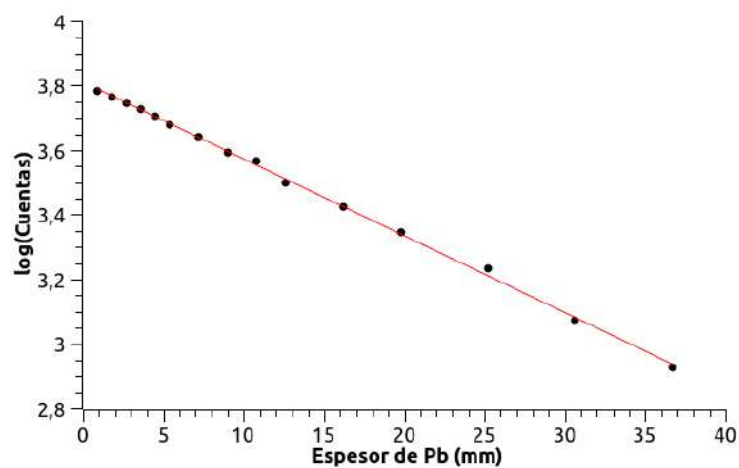


Figura 8: Ajuste del logaritmo de la radiación frente al espesor para el Plomo

$$\log(N) = -0,0238X + 3,8102$$

$$N = 10^{-0,0238X+3,8102}$$

Por tanto, para un espesor nulo,

$$X = 0$$

$$N_{0,Pb} = 10^{3,8102} = 6459,52$$

En este caso, la diferencia entre el valor extrapolado y el medido es de un 1,5 %, que es la menor de las tres, pero no se aleja demasiado de la del Hierro.

El contaje a mitad:

$$N_{1/2} = N_0/2 = 3229,76$$

Interpolando, obtenemos el espesor de semirreducción:

$$X_{1/2} = 12,6\text{mm}$$

El coeficiente de absorción lineal:

$$\mu = \frac{\ln 2}{X_{1/2}} = 0,055\text{mm}^{-1} = 0,55\text{cm}^{-1}$$

El coeficiente de absorción másico, teniendo en cuenta $\rho_{Pb} = 11,34\text{g/cm}^3$:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = 0,048\text{cm}^2/\text{g}$$

Las figuras de los guiones también nos proporcionan una estimación de estos dos coeficientes al interpolar en la gráfica, obteniendo unos valores aproximados de

$$\mu = 0,6\text{cm}^{-1}$$

$$\mu_m = 0,03\text{cm}^2/\text{g}$$

De nuevo, se parecen relativamente.

Calculamos la sección eficaz microscópica, con $M_{Pb} = 207,2\text{g/mol}$:

$$N(\text{átomos/cm}^3) = \rho \times \frac{N_A}{M} = 3,296 \times 10^{22}$$

$$\sigma = \frac{\mu}{N} = 16,69 \times 10^{-24}\text{cm}^2$$

6. Eficiencia

La fuente utilizada se trata de una muestra de Sodio-22

- Tipo de emisión: positrones y radiación gamma
- Numero de cuentas: $L = 61572$
- Actividad inicial: $A_0 = 1\mu\text{Ci}$
- Fecha inicial: 28 septiembre 2022
- Fecha medida: 5 marzo 2024
- Periodo $T_{1/2} = 2,6$ años
- Tiempo de medida: $t = 90\text{s}$
- Fondo: $F = 252$
- Tasa de recuento neta: $A' = (L - F)/t =$

La tasa de recuento neta será:

$$A' = \frac{L - F}{t} = 681,33\text{Bq}$$

La diferencia de tiempo entre el de la actividad inicial y el de la toma de medida es de 1 año y 5 meses, 1,43 años. Por lo tanto la actividad corregida:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 0,684\mu\text{Ci}$$

$$A = 0,684\mu\text{Ci} = 25271\text{Bq}$$

Y por tanto la eficiencia será

$$\varepsilon = \frac{A'}{A} = 0,027 \longrightarrow \varepsilon = 2,7\%$$

Espectrometría de Partículas Alfa y Beta.

Absorción de Partículas Alfa

1. Objetivos de la práctica

1. Estudiar el espectro α del Am^{241}
2. Determinar el alcance de las partículas α en el aire, y obtener la curva del alcance.
3. Estudiar el espectro β del Sr^{90} .
4. Calibrar las energías del espectro β .
5. Estudiar la conversión interna del Cs^{137}

2. Determinación del ruido de fondo

Al tratar de tomar medidas del fondo de radiación, vemos que no llega fondo de radiación α ni β al detector. Esto es debido a que la radiación no atraviesa las paredes del detector.



Figura 1: Detector utilizado

3. Espectro α del Am^{241}

A partir del esquema de desintegración del Americio-241, podemos ver que la distribución de energía de la radiación tendrá una distribución con un pico en torno a 5,48MeV.

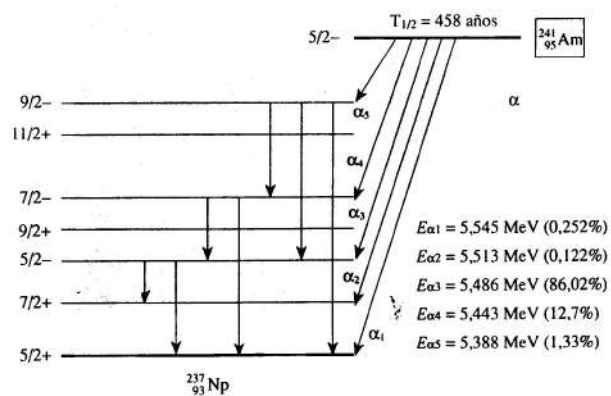
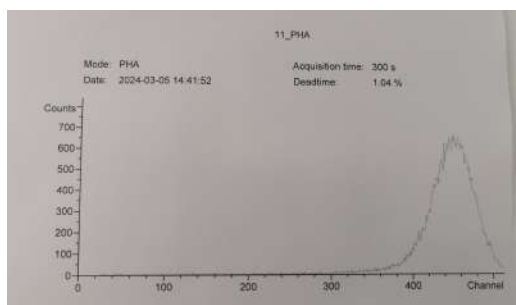
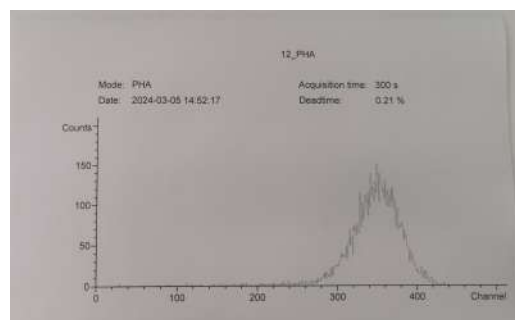


Figura 2: Esquema de desintegración para el Am^{241}

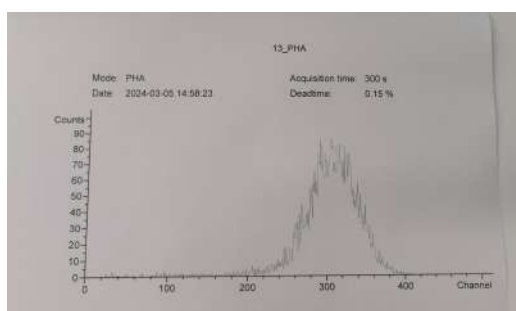
Para distintas distancias de la muestra al detector, medimos el área del espectro acumulada durante 300 segundos.



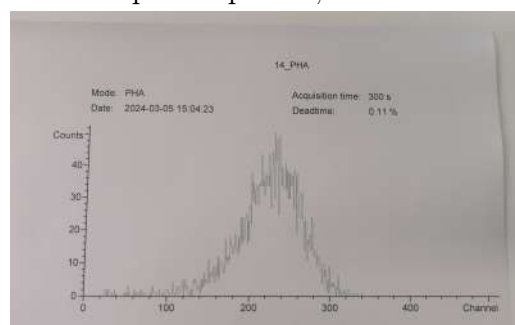
Espectro para 1 cm



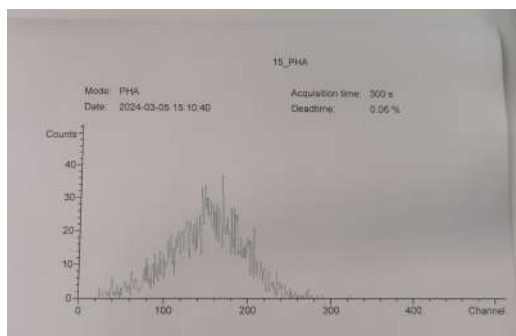
Espectro para 1,5 cm



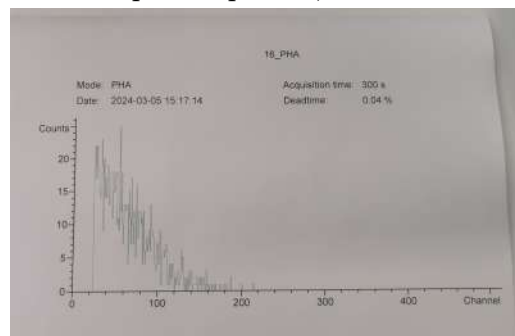
Espectro para 2 cm



Espectro para 2,5 cm



Espectro para 3 cm



Espectro para 3,5 cm

Figura 3: Espectros del Am^{241}

La baja resolución del detector y el ruido no permite distinguir los picos secundarios a distintas energías, una mayor resolución nos podría dar esa información.

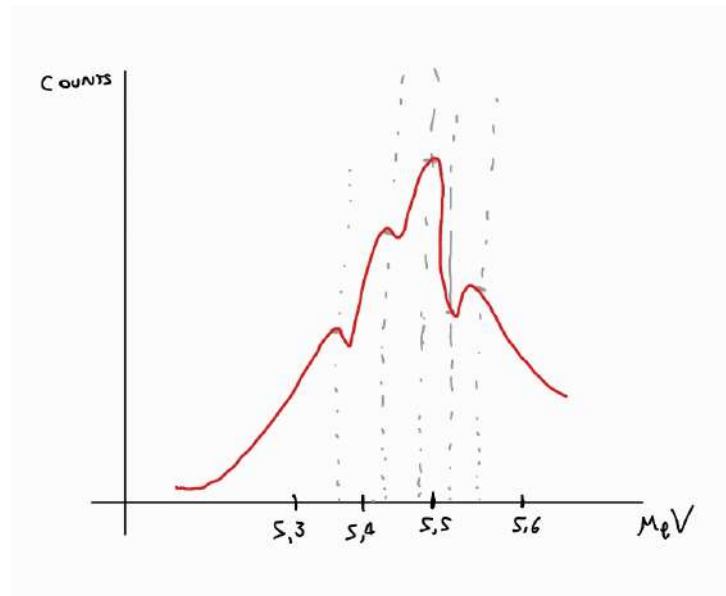


Figura 4: Espectro de radiación de Am^{241} dibujado

Distancia (cm)	Cuentas	Bq
1	42343	143
1,5	8485	28,3
2	5924	19,8
2,5	3584	12
3	2607	8,7
3,5	1102	3,67

Tabla 1: Radiación α según distancia

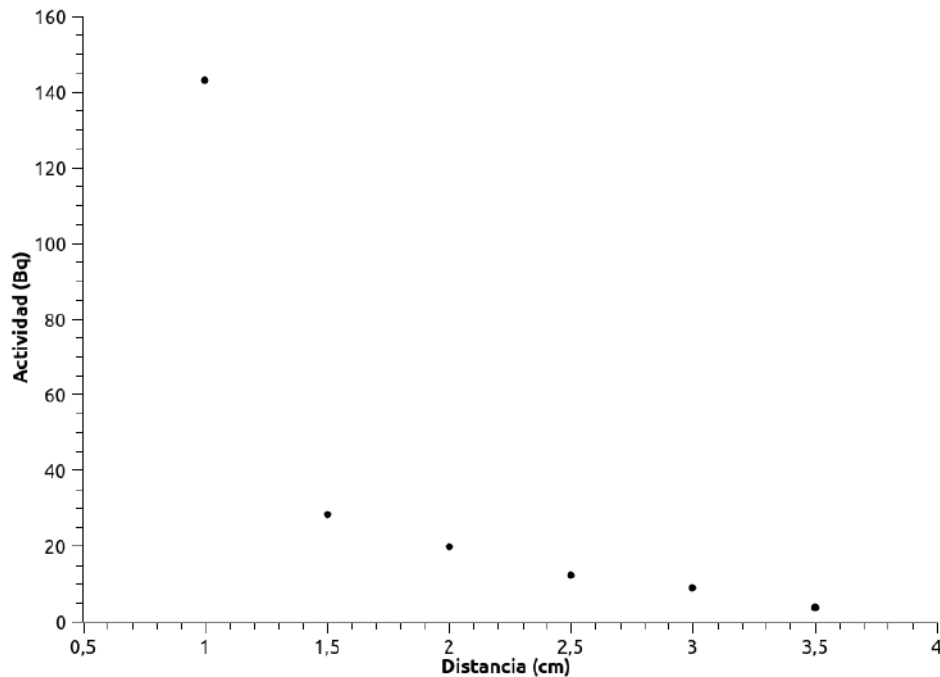


Figura 5

Vemos que el alcance de las partículas α es muy pequeña, y que su energía se reduce considerablemente por la cantidad de interacciones con electrones. Los electrones no son muchos, pero las partículas α son muy másicas.

Al colocar el filtro de celofán, la radiación se bloquea por completo, no llega nada al detector. Las partículas α interactúan fuertemente con la materia a través de la ionización, e incluso el celofán tiene una densidad suficiente para bloquear esta fuente.

En definitiva, por el bajo alcance y penetración que tienen las partículas α , podemos decir que la protección que requieren los humanos se puede limitar a no introducir emisores en su organismo, ya que la radiación no llega muy lejos, y en caso de llegar es bloqueada por la piel.

4. Eficiencia del detector para α

Utilizamos el área del espectro para la menor distancia, y lo dividimos entre el tiempo para obtener la actividad experimental.

$$A' = \frac{\text{Cuentas}}{t} = \frac{52343}{300} = 141,143\text{Bq}$$

Calculamos la actividad corregida de la muestra, conociendo que en 2019 presentaba una actividad inicial de 3,7KBq (este cálculo lo realizamos en 2024, 5 años de diferencia).

$$T_{1/2} = 458\text{años}$$

$$A = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 3,672\text{KBq}$$

$$\varepsilon = \frac{A'}{A} = \frac{141,143\text{Bq}}{367,2\text{Bq}} = 0,0384 \longrightarrow \varepsilon = 3,84 \%$$

5. Espectro β del Sr^{90}

Introducimos la muestra de Sr^{90} en el detector y acumulamos hasta obtener una buena estadística.

La Figura 6 es el espectro obtenido

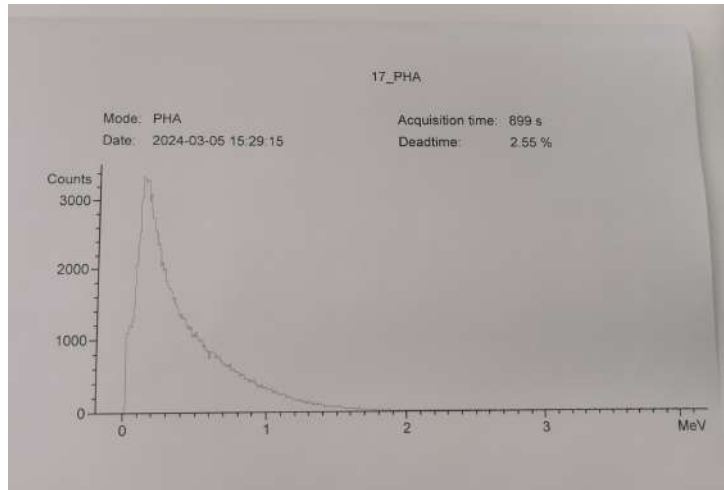


Figura 6: Espectro del Sr^{90}

Se trata de una distribución continua, por lo que las partículas beta pueden tener una amplia gama de energías, desde el mínimo hasta un máximo determinado por la energía liberada en el proceso de desintegración. La forma de este espectro se debe a la superposición de la radiación de las dos

desintegraciones que tienen lugar en el Estroncio-90, que podemos ver en la Figura 7.

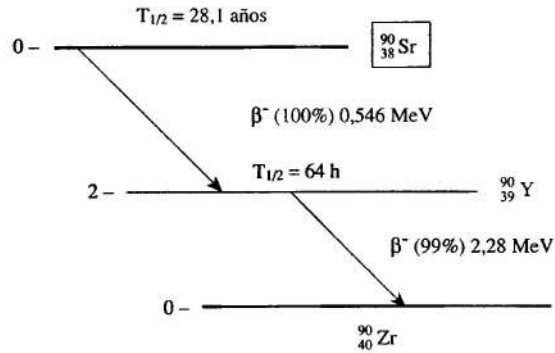


Figura 7: Esquema de desintegración del Sr^{90}

La primera tiene una energía máxima de 0,546MeV, y la segunda llega hasta 2,28MeV. Dado que están superpuestas, el número de cuentas a bajas energías es alto.

6. Calibración en energías para β

Calibramos la medida, estableciendo la energía máxima en el límite derecho.

Midiendo el area bajo el espectro obtenemos 157842 cuentas, que como han sido obtenidas en 899s, equivale a una actividad de 175,58Bq.

Eficiencia en β

La muestra utilizada tiene una actividad inicial de $0,1\mu\text{Ci}$ en enero de 2020 (hace 4,17 años). Por tanto su actividad corregida:

$$A = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}$$

$$T_{1/2} = 28,1 \text{ años}$$

$$t = 4,17 \text{ años}$$

$$A = 0,09\mu\text{Ci} = 3338,58\text{Bq}$$

La eficiencia por tanto:

$$\varepsilon = \frac{A'}{A} = \frac{175,58\text{Bq}}{3338,58\text{Bq}} = 0,0526$$

$$\varepsilon = 5,26\%$$

En la primera práctica vimos la eficiencia de un detector Geiger para este mismo emisor, Estroncio-90, y vimos que daba 7,65 %. El detector Geiger es más eficiente detectando partículas β de alta energía, ya que aunque los detectores de barrera de superficie pueden ser útiles para detectar partículas de baja energía, la profundidad de penetración de las partículas de alta energía hace que puedan atravesar el semiconductor sin depositar toda su energía, reduciendo la eficiencia.

7. Absorción en plomo

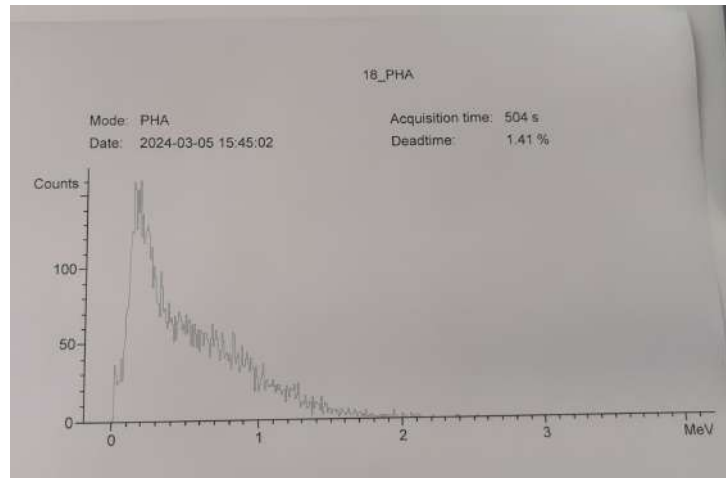


Figura 8: Espectro del Sr^{90} al colocar el filtro de plomo

A simple vista podemos ver que cantidad de radiación se ha reducido debido a la interacción de las partículas con el plomo, pero sigue presentando la misma distribución de energías.

La cantidad de radiación medida es de 8330 cuentas, que a 504s corresponden con una actividad percibida de 16,53Bq.

Actividad sin plomo: 157842 cuentas Actividad con plomo: 8330 cuentas
La reducción de la actividad ha sido de

$$\frac{8330}{157842} = 0,053 \rightarrow 5,3\%$$

Por lo tanto el filtro de plomo está frenando un 95 % de la radiación β .

8. Estudio de la conversión interna

Insertamos una muestra de Cesio-137 y obtenemos su espectro de radiación β .

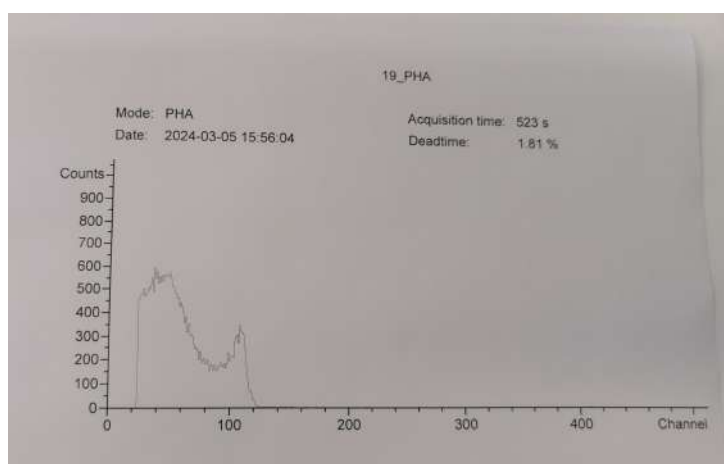


Figura 9: Espectro β del Cs^{137}

El espectro presenta una forma continua con dos picos. El pico de la izquierda se produce por la desintegración β^- del cesio, a 0,512MeV.

El segundo pico se produce por la conversión interna de gammas y betas, que se produce a 1,17MeV.

Este efecto se produce cuando un átomo experimenta una transición electrónica en la que un electrón es expulsado de una capa interna y es reemplazado por un electrón de una capa superior. El proceso resulta en la emisión de un fotón de rayos X cuya energía es igual a la diferencia entre las energías de los dos niveles de electrones involucrados en la transición.

Espectroscopía Gamma con detectores de INa(Tl)

1. Objetivos de la práctica

1. Medir el fondo radiactivo con el detector cerrado y abierto.
2. Calibrar en energías con una fuente radiactiva.
3. Determinar la eficiencia del detector, medirla para varias energías y graficar la eficiencia en función de la energía.
4. Medir la resolución de diferentes picos y graficar la resolución en función de la energía.
5. Estudiar los espectros, determinar teórica y experimentalmente el fotopico, la distribución de Compton y la retrodispersión de cada espectro.
6. Determinar la actividad de la muestra de actividad desconocida.
7. Determinar las energías de una muestra desconocida. Determinar su composición.

2. Determinación del fondo

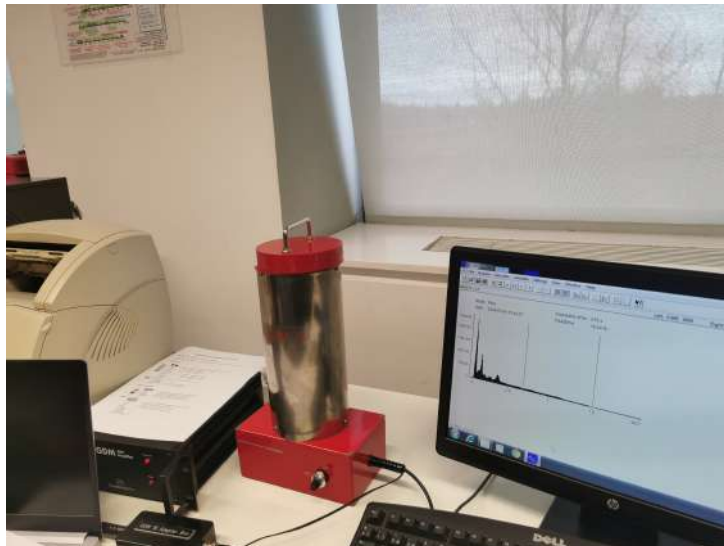


Figura 1: Detector con su sistema de digitalización.

Iniciamos los aparatos, y tomamos muestras del espectro del fondo con el castillete vacío tapado y destapado.

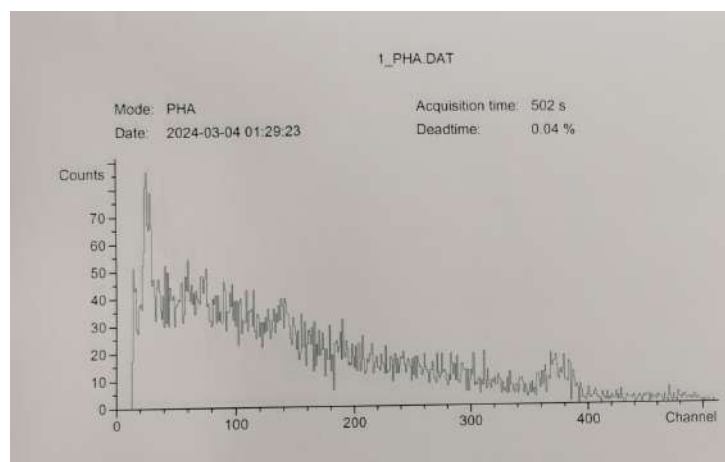


Figura 2: Medición de fondo con el castillete tapado

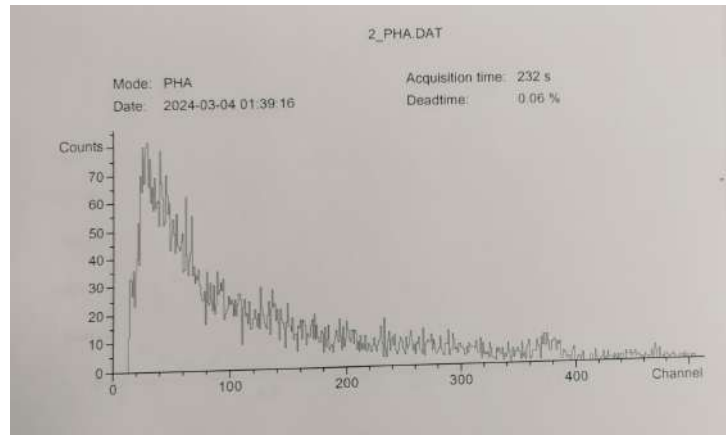


Figura 3: Medición de fondo con el castillete destapado

El espectro es similar en ambos casos, presentando un bajo conteo de radiación con un pico en las bajas energías, que es más ancho con la tapa destapada. Podemos deducir que el pico en bajas energías probablemente se deba a la radiación gamma ambiental, mientras que la diferencia en el ancho del pico sugiere que hay más radiación gamma de baja energía alcanzando el detector cuando está destapado, lo que puede deberse a fuentes adicionales de radiación cercanas.

Es necesario tener en cuenta el fondo del detector en las medidas para no malinterpretar la radiación de las muestras, que se verán afectadas por el fondo.

3. Calibración de energías

Tomamos primero el Europio-152, que usaremos para calibrar el detector. El espectro de radiación γ se trata de un espectro continuo, como podemos ver, ya que los fotones gamma se generan con una amplia variedad de energías, en lugar de valores discretos.

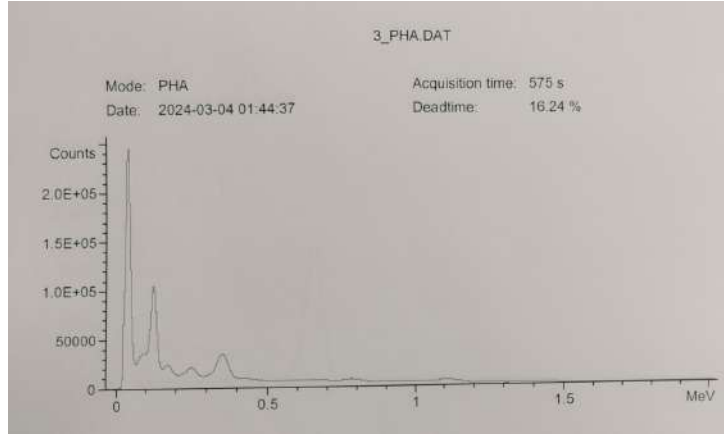


Figura 4: Espectro gamma del Europio-152

1º pico: 0,122 MeV

Centroide = 38,97

2º pico: 1,41 MeV

Centroide = 359,56

Con estos datos, calibramos y comprobamos el resto de picos del Eu^{152} .

La calibración es esencial ya que nos permitirá comparar mejor los espectros de diferentes muestras, identificar picos con mayor facilidad y corregir desviaciones experimentales.

4. Eficiencia del detector para las gammas

Primero calculamos la actividad real de la muestra, teniendo en cuenta que la actividad inicial a 12 de octubre de 2022 era de $1\mu\text{Ci}$, a día 4 de marzo de 2024 (1 año y 5 meses después):

$$A = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}$$

con

$$A_0 = 1\mu\text{Ci}$$

$$t = 1,42\text{años}$$

$$T_{1/2} = 13\text{años}$$

Quedando

$$A = 0,927\mu\text{Ci} = 34308,14\text{Bq}$$

Teniendo en cuenta la relación entre la actividad y la eficiencia

$$A = \frac{A_f}{\varepsilon(E)C_r} \longrightarrow \varepsilon = \frac{A_f}{AC_r}$$

siendo A_f el área del fotopico en Becquerelios, A la actividad calibrada, ε la eficiencia y C_r el coeficiente de ramificación (dado en el guión de prácticas) correspondiente a cada pico.

E (MeV)	E real (Mev)	A_f (Bq)	Cr	Eficiencia ε	ε (%)
0,04	0,039	2113	0,567	0,108	10,807
0,122	0,122	806	0,307	0,076	7,613
0,244	0,247	112	0,079	0,041	4,111
0,344	0,351	449	0,272	0,048	4,787
0,78	0,79	48,9	0,133	0,011	1,066
0,96	0,97	26,7	0,145	0,005	0,534
1,41	1,41	56,9	0,214	0,008	0,771

Tabla 1: Valores de la eficiencia para cada pico de Eu^{152}

Representando la eficiencia para cada energía de pico:

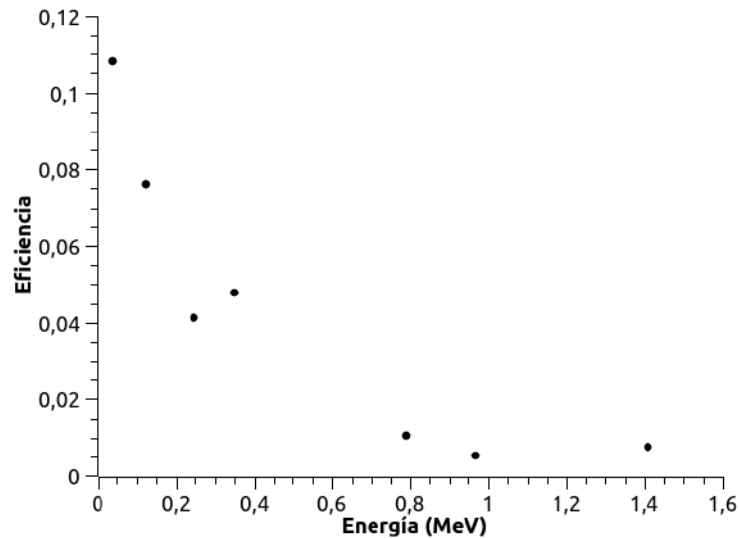


Figura 5: Eficiencia según energía para el Eu^{152}

Podemos ver como la eficiencia varía según la energía de forma exponencial, de modo que a menos energía, más eficiente es este detector, llegando a ser mínimamente eficiente para altas energías.

5. Medida de la resolución

Para obtener la resolución, dividimos la anchura del fotopico (FWHM) por su posición dentro de la escala de energía:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{\text{Posición del fotopico}} \times 100 \% = \frac{\Delta V}{V} \times 100 \%$$

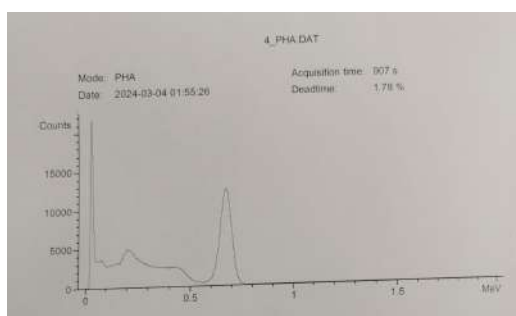


Figura 6: Cesio-136

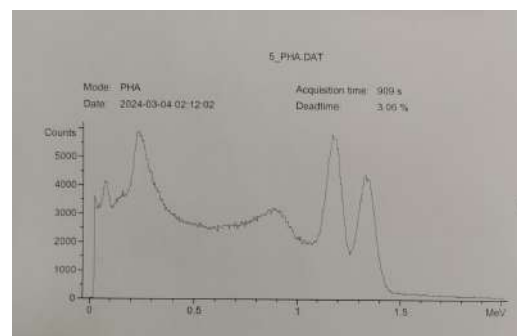


Figura 7: Cobalto-60

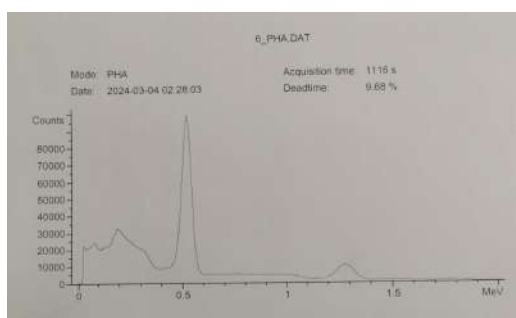


Figura 8: Sodio-22

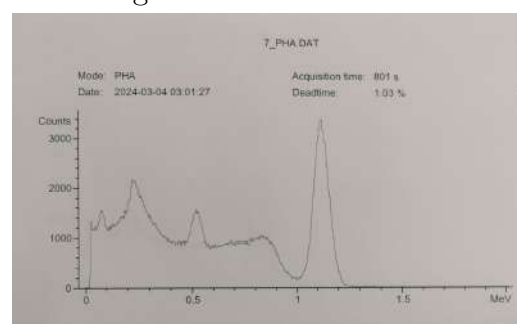


Figura 9: Zinc-65

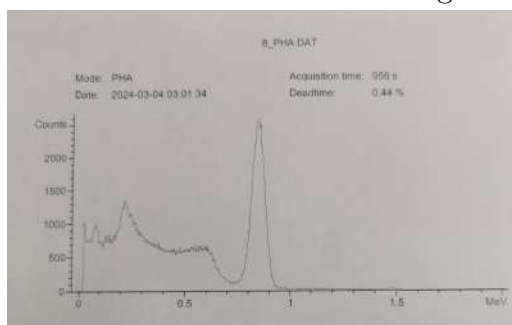


Figura 10: Manganeso-54

Fuente	Energía (MeV)	Anchura a semialtura	Resolución
Cs-137	0,669	0,056	8,37
Co-60	1,34	0,069	5,15
Co-60	1,175	0,066	5,62
Na-22	1,279	0,077	6,02
Na-22	0,518	0,051	9,85
Zn-65	1,122	0,077	6,86
Mn-54	0,846	0,064	7,57

Tabla 2: Resoluciones para distintos picos

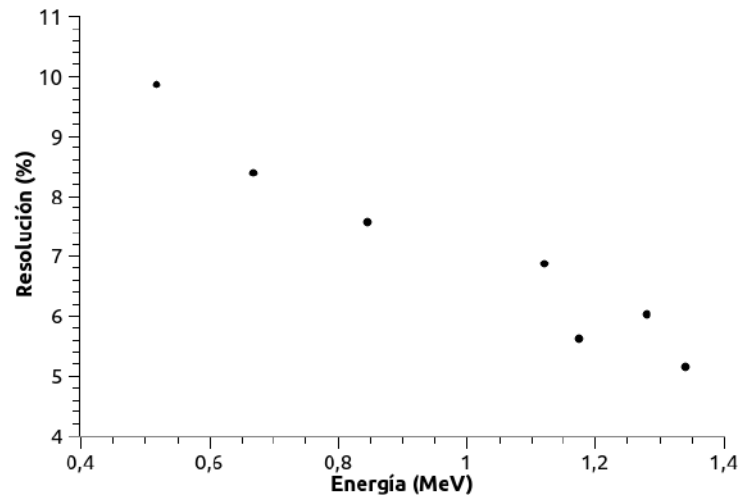


Figura 11: Resolución según energía para los picos

En esta ocasión podemos ver como la resolución también se reduce con la energía, aunque de forma lineal, de modo que a bajas energías presenta una mayor resolución que a altas.

6. Estudio de espectros

Cesio-137

- Energía del borde Compton del espectro = 0,484 MeV
- Energía del borde Compton Teórica = 0,566 MeV

- Energía del pico de retrodispersión = 0,206 MeV
- Energía del pico de retrodispersión Teórica = 0,184 MeV

Cobalto-60

- Energía del borde Compton del espectro = 0,970 MeV
- Energía del borde Compton Teórica = 0,994 MeV
- Energía del pico de retrodispersión = 0,235 MeV
- Energía del pico de retrodispersión Teórica = 0,214 MeV

Sodio-22

- Energía del borde Compton del espectro = 1,08 MeV
- Energía del borde Compton Teórica = 0,962 MeV
- Energía del pico de retrodispersión = No se vé
- Energía del pico de retrodispersión Teórica = 0,213 MeV

Zinc-65

- Energía del borde Compton del espectro = 0,910 MeV
- Energía del borde Compton Teórica = 0,883 MeV
- Energía del pico de retrodispersión = 0,235 MeV
- Energía del pico de retrodispersión Teórica = 0,209 MeV

Manganeso-54

- Energía del borde Compton del espectro = 0,652 MeV
- Energía del borde Compton Teórica = 0,693 MeV
- Energía del pico de retrodispersión = 0,219 MeV
- Energía del pico de retrodispersión Teórica = 0,196 MeV

Vemos que las energías del borde Compton y del pico de retrodispersión teóricas son muy similares a las medidas.

El pico de 0,511 MeV en los espectros gamma de muestras radiactivas que emiten positrones se produce por la aniquilación de estos. Cuando un positrón decae y se encuentra con un electrón en el material circundante, ambos se aniquilan mutuamente, convirtiendo su masa en energía en forma de dos fotones gamma de 0,511 MeV cada uno.

El Zinc-65, sin embargo, presenta este pico sin ser emisor de positrones. Esto es debido a que al degradarse a Cobre-65, emite un rayo gamma de 1,114 MeV. Esta energía es superior a la requerida para la creación de un par electrón positrón (1,022 MeV), de modo que creará un positrón que después se aniquilará con un electrón libre del medio, resultando en el pico de aniquilación observado.

También vemos en los espectros algunos picos resultantes de emisión de rayos X. Algunos de estos rayos son producidos por las interacciones con el plomo que recubre al detector, mientras que otros se emiten tras una conversión interna.

7. Actividad desconocida

Disponemos de una muestra de Cobalto-60 con una actividad inicial en octubre de 2012 de $1\mu\text{Ci}$, por lo que le corresponde una actividad corregida de

$$A = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = 0,295\mu\text{Ci}$$

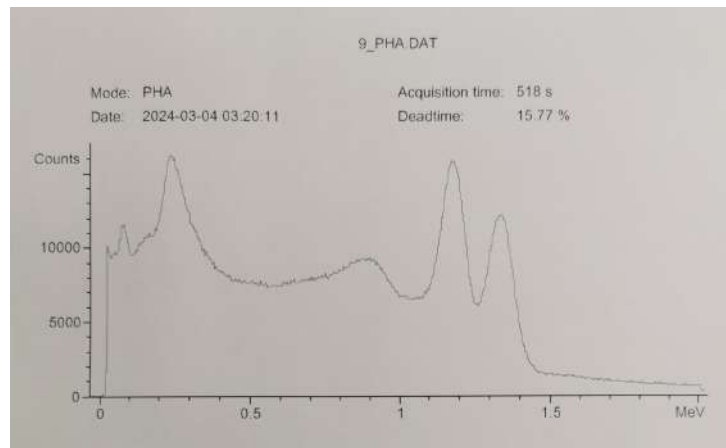


Figura 12: Cobalto de actividad desconocida

Obtenemos las áreas de los picos:

- Area 1er pico: 75,6 Bq
- Area 2o pico: 67,2 Bq

Media: 71,4 Bq

Para la muestra de Cobalto-60 de actividad desconocida, realizamos la misma medida:

- Area 1er pico: 445
- Area 2o pico: 368

Media: 406,5 Bq

Ahora podemos obtener la relación entre áreas de picos de la misma energía, que será la misma que la relación entre actividades radiactivas. Para ello usamos las energías medias:

$$\text{relación} = \frac{406,5}{71,4} = 5,69$$

Actividad desconocida = relación \times actividad conocida

$$\text{Actividad desconocida} = 0,295\mu\text{Ci} \cdot 5,69 = 1,68\mu\text{Ci}$$

8. Muestra desconocida

Tomamos el espectro de la muestra de elemento desconocido, recalibrando las energías y determinando los fotopicos.

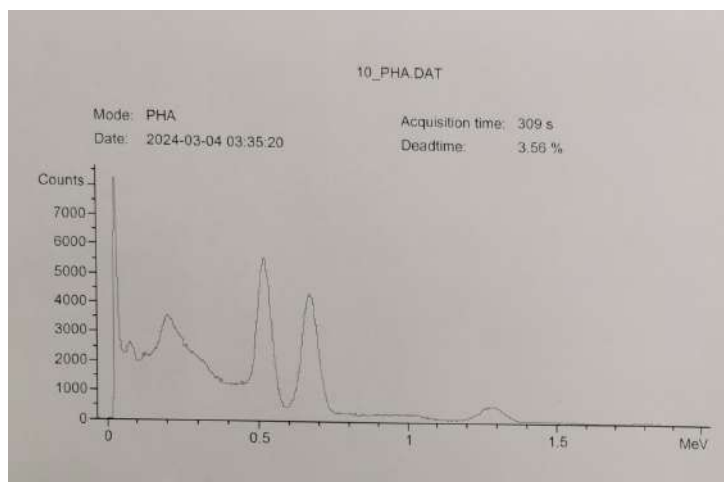


Figura 13: Muestra de composición desconocida

Obtenemos 3 picos, de energías

- Pico 1: 0,521 MeV
- Pico 2: 0,672 MeV
- Pico 3: 1,281 MeV

Observando los esquemas de desintegración, podemos identificar los picos del Cesio-137 (picos 1 y 2) y Sodio-22 (pico 3), por lo que estos deben ser los elementos que compongan la muestra.

9. Conclusión

Operando un detector INa(Tl), hemos tomado y estudiado los espectros de emisión gamma de distintos emisores, hemos observado el comportamiento en eficiencia y resolución del detector, y mediante comparaciones hemos podido deducir la actividad de una muestra y la composición de otra.

La espectroscopia con estos detectores tiene un gran rango de aplicaciones por su capacidad para identificar y caracterizar materiales radiactivos, de

modo que es ampliamente utilizada, por ejemplo, en medicina nuclear para estudiar la distribución de radiofármacos en el cuerpo, en geología para analizar la composición de muestras minerales o en control de calidad industrial para detectar contaminantes en productos.