

# Nuclear

August 15, 2021

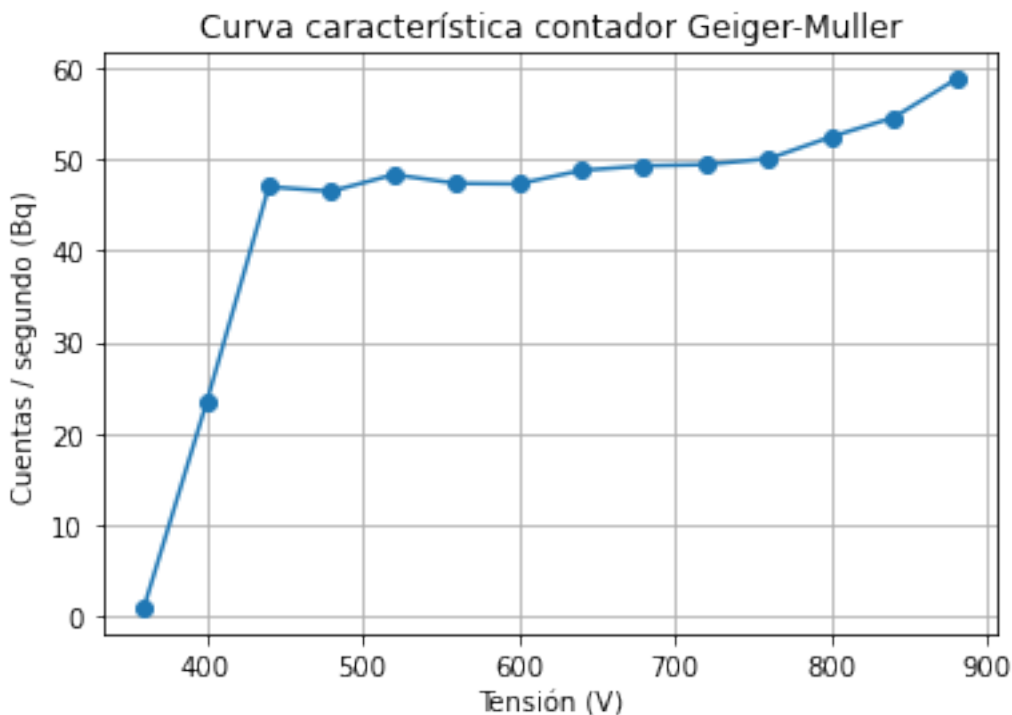
## 1 Caracterización de un contador Geiger-Muller

Se realizan una serie de medidas en el laboratorio con la idea de hacer la caracterización de un contador Geiger-Muller (G-M).

### 1.1 Curva característica

En primer lugar se mide la actividad de una muestra radiactiva de  $Co^{60}$  y  $Sr^{90}$  variando la tensión de entrada.

tension (V)	cuentas	bq
360	85	0.944444
400	2099	23.3222
440	4232	47.0222
480	4187	46.5222
520	4352	48.3556
560	4265	47.3889
600	4260	47.3333
640	4393	48.8111
680	4438	49.3111
720	4451	49.4556
760	4508	50.0889
800	4724	52.4889
840	4914	54.6
880	5292	58.8



Por inspección visual podemos ver que la tensión umbral viene dada por el valor  $V_u = 440V$ . La longitud de la meseta en este caso sería  $V_f - V_i = 760 - 480 = 280V$ , siendo  $V_f$  y  $V_i$  la tensión al comienzo y al final de la meseta. Puesto que la longitud de la meseta es superior a 200V tenemos que la tensión de trabajo es  $V_t = V_i + 100 = 580V$

La pendiente relativa al punto medio de la meseta expresada en tanto por ciento por 100V viene dada por la expresión

$$P = \frac{\frac{R_f - R_i}{(R_f + R_i)/2}}{(V_f - V_i)/100} 100$$

Siendo  $R_i = 46.52$ ,  $R_f = 50.09$  los Bq al comienzo y final de la meseta, respectivamente. Con estos datos obtenemos un valor de  $P = 2.64$  en % (por 100V)

## 1.2 Fondo

Mediante el método de las dos fuentes podemos calcular el tiempo de resolución del contador Geiger-Muller. Si se mide durante 90s la actividad de una muestra de  $Co^{60}$  y  $Sr^{90}$ , obtenemos la siguiente tabla

	0	1	2	3	media	bq
A1	4036	4110	4096	4082	4081	45.34
A12	7577	7545	7630	7433	7546.25	83.85
A2	3750	3806	3833	3819	3802	42.24
F	27	14	30	29	25	0.28

Donde  $A_1$  corresponde a la actividad de la muestra de cobalto,  $A_2$  a la muestra de estroncio,  $A_{12}$  la actividad de ambas muestras y  $F$  la radiación de fondo (sin muestra). Con estas medidas podemos calcular el tiempo de resolución del contador mediante la siguiente fórmula

$$\tau = \frac{A_{12} + F - A_1 - A_2}{A_1^2 + A_2^2 - F^2 - A_{12}^2}$$

Sustituyendo valores obtenemos que el tiempo de resolución es 0.0011s

### 1.3 Eficiencia del detector

**Fuente:**  $Co^{60}$

- Tipo de emisión: emisión  $\beta^-$  y  $\gamma$
- Tiempo de medida:  $t = 90s$
- Número de cuentas:  $L = 4537$
- Fondo:  $F = 25$
- Tasa de recuento neta:  $A' = \frac{(L-F)}{t} = 50.13Bq$
- Actividad inicial de la muestra:  $A_0 = 1\mu Ci = 37000Bq$
- Fecha: abril 2010. Tiempo transcurrido hasta marzo 2012 cuando fueron tomadas las medidas:  $T_m = 23meses(1.92a)$
- Período:  $T_{1/2} = 5.26a \rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.13a^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 28728Bq$
- Eficiencia  $\epsilon = A'/A = 0.0018$

**Fuente:**  $Sr^{90}$

- Tipo de emisión: emisión  $\beta^-$
- Tiempo de medida:  $t = 90s$
- Número de cuentas:  $L = 34212$
- Fondo:  $F = 25$
- Tasa de recuento neta:  $A' = \frac{(L-F)}{t} = 380.13Bq$
- Actividad inicial de la muestra:  $A_0 = 0.1\mu Ci = 3700Bq$
- Fecha: mayo 2010. Tiempo transcurrido hasta marzo 2012 cuando fueron tomadas las medidas:  $T_m = 22meses(1.83a)$
- Período:  $T_{1/2} = 28.5a \rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.024a^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 3538.93Bq$
- Eficiencia  $\epsilon = A'/A = 0.11$

## 1.4 Conclusiones

La construcción de la curva característica de un detector Geiger-Muller permite determinar el potencial óptimo de trabajo del dispositivo.

La pendiente de la meseta de un detector Geiger ordinario suele estar entorno al 2%-3%, resultado que concuerda en gran medida con el valor hallado en este experimento (2.64%).

En cuanto al tiempo de respuesta de nuestro detector, podemos decir que es de respuesta lenta  $\tau = 0.0011s$ , ya que existen detectores con un tiempo de resolución del microsegundo.

Es importante recalcar que conservar la posición de las muestras a lo largo del experimento es importante puesto que la eficiencia del detector, en especial la eficiencia geométrica, depende de la distancia a la fuente de partículas. En cuanto a la eficiencia según el tipo de fuente emisora, tenemos dos casos por analizar:

- Radiación gamma  $\gamma$ : al ser radiación de alta energía tenemos que la mayoría de los fotones emitidos atraviesan el contador con mínima interacción. Cabe preguntarse si nuestro detector cumple los estándares habituales. Dado que los detectores G-M para la radiación gamma suelen tener una eficiencia de entorno al 1% (o incluso menor) podemos concluir que nuestro detector sigue dicha normalidad, pues el valor obtenido es de entorno al  $\epsilon = 0.18 \%$
- Radiación beta  $\beta$ : los contadores G-M se caracterizan por ser buenos detectores de este tipo de radiación (corto alcance), por lo que suelen tener eficiencias muy cercanas al 100%, sin embargo, nuestro detector G-M ofrece una eficiencia de entorno al 11%, con lo que no podemos concluir que sea especialmente bueno para este tipo de radiación (al contrario que con la radiación gamma).

Por ahora hemos analizado la eficiencia del detector G-M según el tipo de radiación, pero es importante aclarar que la eficiencia absoluta no solo depende de este factor sino que también de factores geométricos (como ya hemos comentado anteriormente sobre la posición de las partículas). La relación entre las distintas eficiencias que puede resumirse según la fórmula  $\epsilon_t = \epsilon_{geo} \epsilon_i$ , y aquí intervienen factores que pueden ser muy determinantes como son la energía de la radiación, la probabilidad de interacción en el detector, el tiempo de respuesta del detector, sus materiales de fabricación, su tamaño, etc.

Con todo lo dicho anteriormente, y teniendo en cuenta las medidas tomadas y los cálculos realizados, podemos llegar a la conclusión de que hemos realizado una correcta caracterización de nuestro detector G-M.

## 2 Estadística aplicada a medidas nucleares

Usaremos el detector G-M de la práctica anterior para medir la actividad de una muestra de  $Sr^{90}$ . Los datos recogidos son los siguientes

medida	cuentas
1	3736
2	3847
3	3758
4	3706
5	3785

6	3802
7	3708
8	3761
9	3779
10	3800
11	3704
12	3812
13	3685
14	3760
15	3641
16	3703
17	3541
18	3746
19	3659
20	3581
21	3735
22	3794
23	3684
24	3748
25	3793
26	3776
27	3721
28	3766
29	3809
30	3735

Tras realizar  $N = 30$  medidas obtenemos una media de  $n = 3735.83$  cuentas, que según la distribución de Poisson, corresponde una desviación típica teórica de  $\sigma_t = 61.12$  cuentas. La desviación típica experimental para nuestros datos es de  $\sigma_e = 67.85$ . Por lo tanto tenemos que las desviaciones típicas son muy similares, siendo la experimental superior en torno al 12%, además, podemos ver que comparten la primera cifra significativa.

Conocidas las desviaciones típicas podemos aplicar la fórmula

$$\chi^2 = \frac{\sigma_e^2}{\sigma_t^2}(N - 1)$$

Para el cálculo de la  $\chi^2$  de Pearson

$$\chi^2 = 35.74$$

Teniendo en cuenta el valor anterior e interpolando valores de una tabla de probabilidades según el valor de los grados de libertad  $f = 29$ , podemos decir que la probabilidad es  $p = 0.22$

## 2.1 Conclusiones

En cuanto a la calidad de nuestro detector podemos concluir que, dado que la probabilidad se encuentra entre los valores  $0.10 < p < 0.9$  y siendo las desviaciones típicas muy similares, nos encontramos ante un detector fiable y aceptable, estando en concordancia con los criterios de aceptación establecidos.

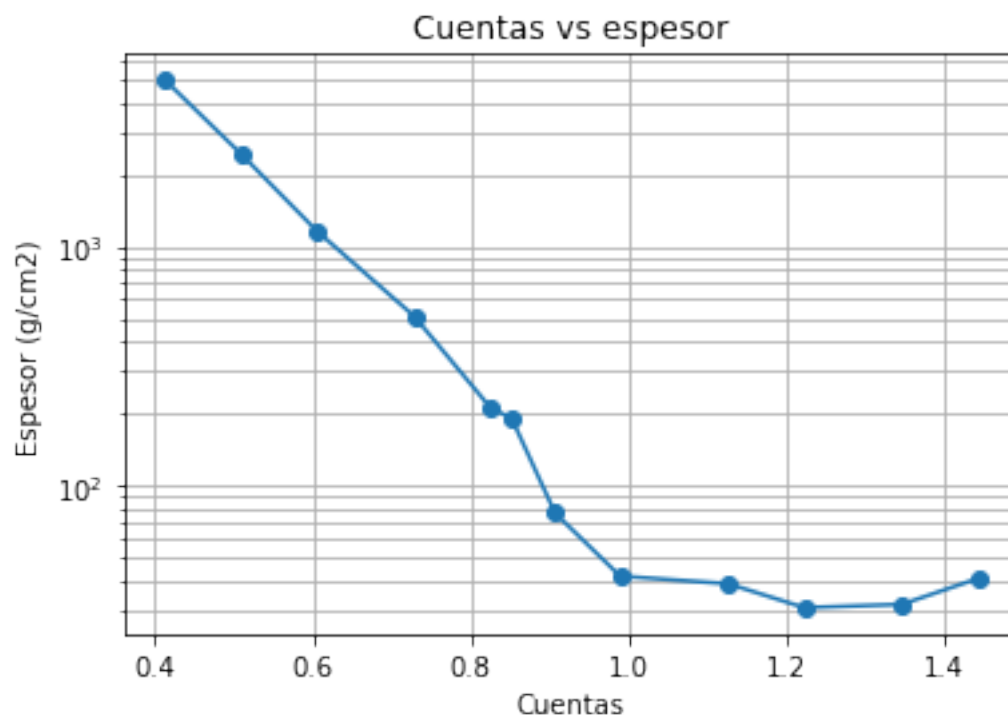
### 3 Absorción de partículas beta

Nuevamente usaremos el detector G-M y la una muestra de  $Sr^{90}$  de las anteriores prácticas. Los datos recogidos interponiendo blindajes de aluminio entre muestra y detector son los siguientes

espesor (mm)	cuentas	espesor (g/cm <sup>2</sup> )
1.5	4952	0.4125
1.85	2440	0.50875
2.2	1162	0.605
2.65	511	0.72875
3	213	0.825
3.1	191	0.8525
3.3	77	0.9075
3.6	42	0.99
4.1	39	1.1275
4.45	31	1.22375
4.9	32	1.3475
5.25	41	1.44375

Donde el espesor en  $g/cm^2$  se ha obtenido multiplicando el espesor (en cm) por la densidad del aluminio  $\rho = 2.75g/cm^2$ .

La gráfica del número de cuentas frente al espesor, en escala semilogarítmica, es la siguiente



Por inspección visual podemos apreciar que el alcance tiene un valor de  $0.99g/cm^2$

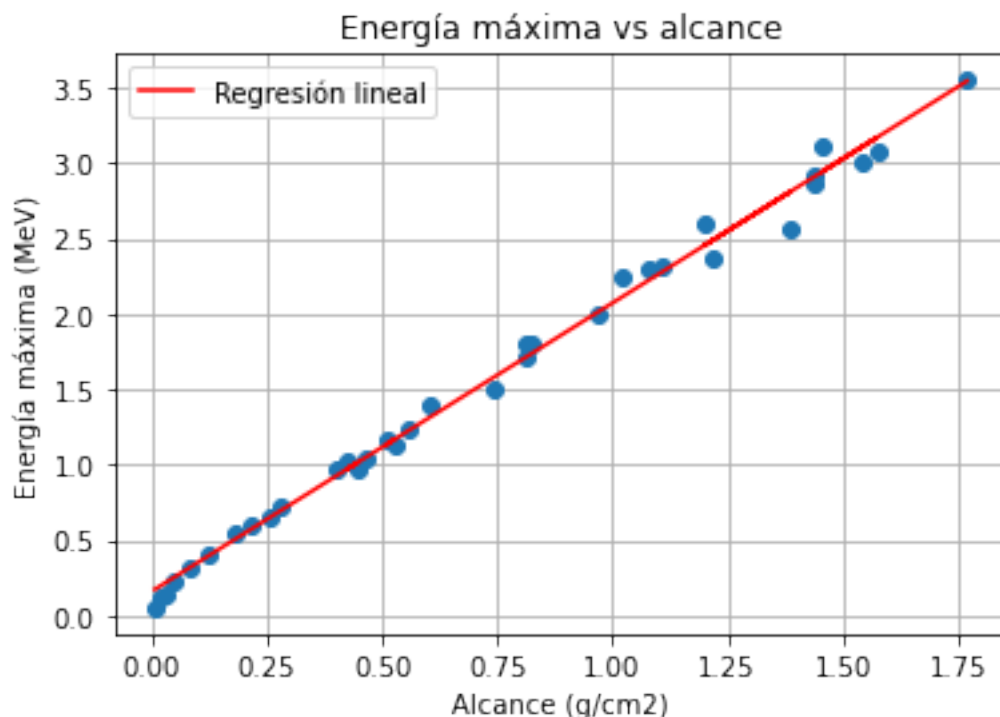
Disponemos de un set de datos que relaciona linealmente el alcance con la energía máxima de las partículas  $\beta$  emitidas por diferentes nucleidos

Coefficientes: 1.910

Término independiente: 0.163

Mean Squared Error (MSE): 0.01

R2: 0.99



Con los resultados de la regresión lineal y el valor de alcance obtenido experimentalmente podemos estimar el valor de la energía máxima para nuestra muestra radiactiva de emisión beta es  $E_m = 2.05 \text{ MeV}$

Podemos comparar estos valores experimentales frente a los resultados dados por las siguientes ecuaciones, conocidas como las ecuaciones de Feather:

$$E = 1.845D + 0.245 \quad \text{si} \quad 0.3 < D < 1.5 \quad ; \quad E = 1.918D^{0.72} \quad \text{si} \quad 0.012 < D < 1.3$$

Teniendo en cuenta que nuestra fuente de estroncio 90 tiene una energía máxima teórica de  $E_t = 2.28 \text{ MeV}$ , llegamos al resultado de un alcance teórico  $D = 1.1 \text{ g/cm}^2$  según la primera fórmula de Feather.

### 3.1 Conclusiones

Los resultados obtenidos son comparables ya que todos comparten orden de magnitud y primera cifra significativa. Sin embargo, la diferencia entre ambos resultados puede tener varias causas.

Algunas de ellas pueden ser errores sistemáticos durante el experimento (debido a mala calibración de los instrumentos, desplazamiento de las muestras, errores en la medición manual), falta de rigurosidad en las estimaciones (la estimación del alcance se ha hecho por inspección visual), falta de datos (más datos supone mayor fiabilidad en experimentos de naturaleza aleatoria), etc. Además, hay que tener en cuenta que estamos comparando valores entre dos métodos que son propiamente experimentales, sin un análisis de confianza no podemos concluir que los valores obtenidos son inconsistentes.

## 4 Detectores de centelleo. Absorción de radiación gamma

Colocamos distintos materiales (aluminio, plomo, hierro) de diferentes espesores entre una muestra radiactiva de  $Co^{60}$  y un detector de centelleo. Representamos dichos datos en la siguiente gráfica junto con las regresiones lineales correspondientes. Además presentaremos algunos resultados interesantes requeridos en esta práctica

### ALUMINIO

Densidad 2.7 g/cm<sup>3</sup>

Contaje espesor cero  $N_0$  = 11091 cuentas

Contaje mitad  $N_{12}$  = 5546 cuentas

Espesor de semirreducción  $X_{12}$  = 79.54 mm

Coeficiente de absorción lineal  $\mu$  = 0.087 cm<sup>-1</sup>

Coeficiente de absorción másico  $\mu_m$  = 0.032 cm<sup>2</sup>/g

Número de átomos por cm<sup>3</sup>: 6.02626116026962e+22

Sección eficaz  $\sigma$  = 1.4461051514657685e-24 cm<sup>2</sup>

### PLOMO

Densidad 11.34 g/cm<sup>3</sup>

Contaje espesor cero  $N_0$  = 9360 cuentas

Contaje mitad  $N_{12}$  = 4680 cuentas

Espesor de semirreducción  $X_{12}$  = 22.54 mm

Coeficiente de absorción lineal  $\mu$  = 0.308 cm<sup>-1</sup>

Coeficiente de absorción másico  $\mu_m$  = 0.027 cm<sup>2</sup>/g

Número de átomos por cm<sup>3</sup>: 3.295901361891892e+22

Sección eficaz  $\sigma$  = 9.332363419312933e-24 cm<sup>2</sup>

### HIERRO

Densidad 7.874 g/cm<sup>3</sup>

Contaje espesor cero  $N_0$  = 10172 cuentas

Contaje mitad  $N_{12}$  = 5086 cuentas

Espesor de semirreducción  $X_{12}$  = 30.55 mm

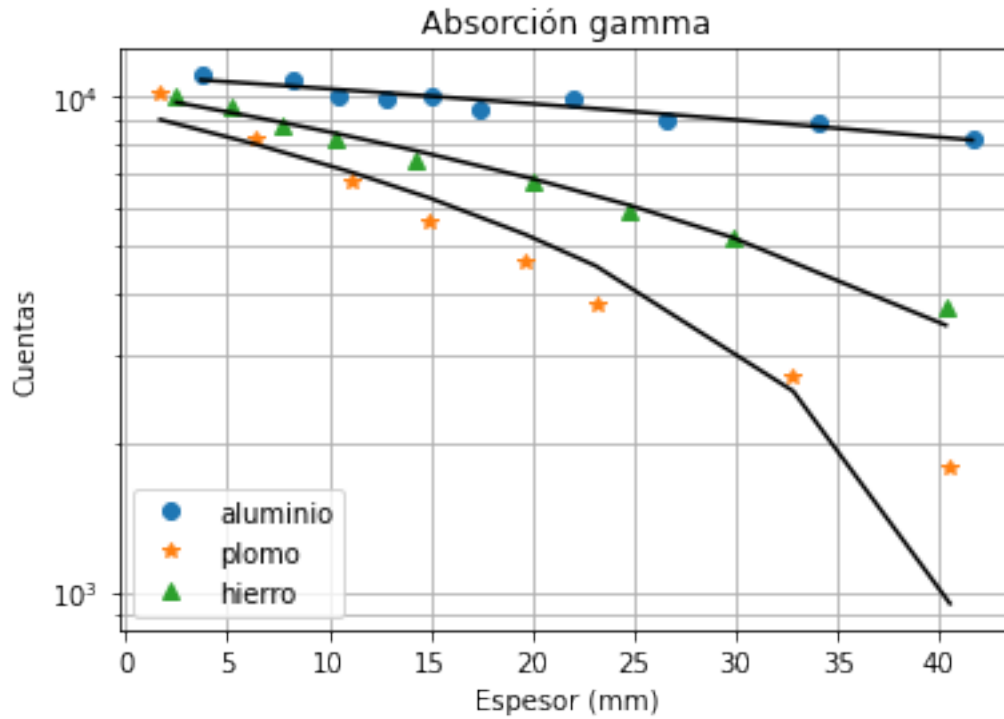
Coeficiente de absorción lineal  $\mu$  = 0.227 cm<sup>-1</sup>

Coeficiente de absorción másico  $\mu_m$  = 0.029 cm<sup>2</sup>/g

Número de átomos por cm<sup>3</sup>: 8.491062108378548e+22

Sección eficaz  $\sigma$  = 2.6721994446750493e-24 cm<sup>2</sup>





Finalmente calcularemos la eficiencia del detector de centelleo

**Fuente:**  $Co^{60}$

- Tipo de emisión: emisión  $\beta^-$  y  $\gamma$
- Tiempo de medida:  $t = 90s$
- Número de cuentas:  $L = 164463$
- Fondo:  $F = 499$
- Tasa de recuento neta:  $A' = \frac{(L-F)}{t} = 1821.82Bq$
- Actividad inicial de la muestra:  $A_0 = 1\mu Ci = 37000Bq$
- Fecha: septiembre 2010. Tiempo transcurrido hasta marzo 2012 cuando fueron tomadas las medidas:  $T_m = 18meses(1.5a)$
- Período:  $T_{1/2} = 5.26a \rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.13a^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 30363Bq$
- Eficiencia  $\epsilon = A'/A = 0.0599$

#### 4.1 Conclusiones

Para las energías de desintegración de la muestra de  $Co^{60}$ , que son 1.172 MeV y 1.333 MeV, hemos obtenidos los siguientes valores teóricos por inspección visual de las gráficas aportadas:

## Teórico

- Aluminio:  $\mu = 0.15\text{cm}^{-1}$  y  $\mu_m = 0.025\text{cm}^2/\text{g}$
- Plomo:  $\mu = 0.6\text{cm}^{-1}$  y  $\mu_m = 0.03\text{cm}^2/\text{g}$

Mientras que los valores experimentales han sido

## Experimental

- Aluminio:  $\mu = 0.087\text{cm}^{-1}$  y  $\mu_m = 0.032\text{cm}^2/\text{g}$
- Plomo:  $\mu = 0.308\text{cm}^{-1}$  y  $\mu_m = 0.027\text{cm}^2/\text{g}$

Podemos comprobar que valores teóricos y experimentales son muy similares para el coeficiente de absorción másico (al redondear comparten primera cifra significativa), sin embargo hay notables diferencias para el valor de la absorción lineal. Estas diferencias pueden deberse a diferentes motivos:

- Falta de rigor en los valores teóricos, obtenidos por inspección visual de una gráfica.
- No se han establecido intervalos de confianza ni medidas de error, ya sean sistemáticos en la medida de espesores, o bien aleatorios referentes a la escasez de medidas. Además no se tienen en cuenta otras fuentes de radiación que también pueden llegar a nuestro detector.
- Al ser una muestra radiativa de emisión  $\beta$ , es posible que nuestro detector haya capturado parte de éstas partículas, así como los fotones originados por efecto Compton y/o en la aniquilación electrón-positrón que conlleva la creación de pares

La ley de atenuación exponencial de radiación gamma es válida al tratarse de un haz colimado y monoenergético siempre que el material atravesado sea de poco espesor y naturaleza homogénea, condiciones que no podemos garantizar en nuestro experimento ya que

- El haz no ha sido colimado y contiene varias energías.
- No sabemos la pureza y homogeneidad del material blindado.

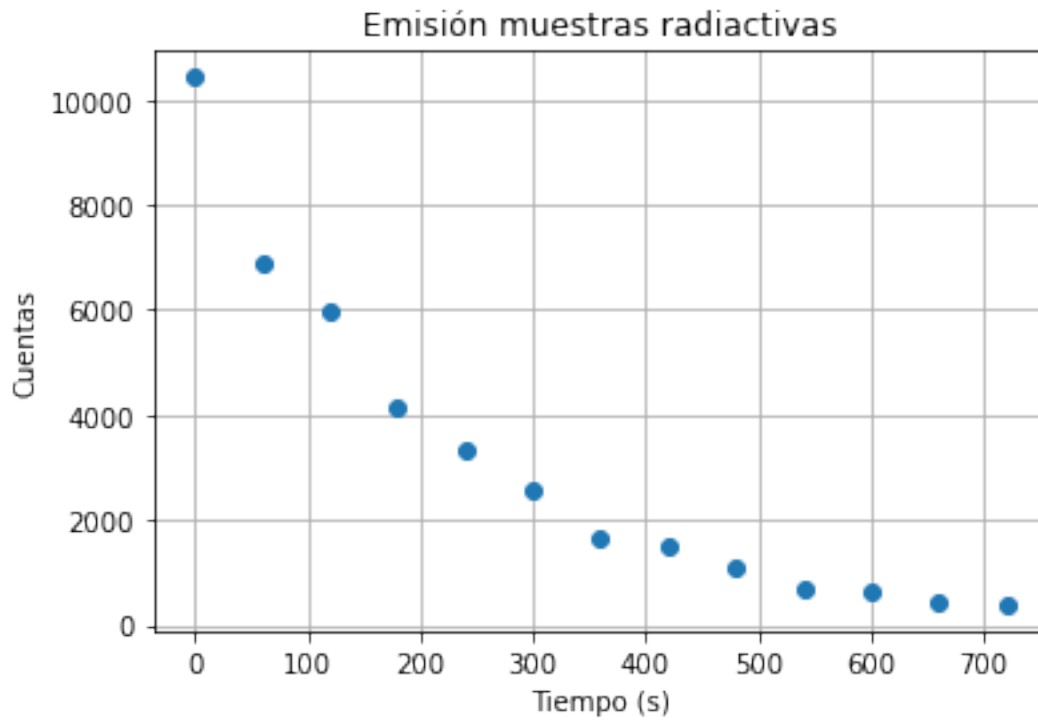
Dicho esto, a pesar de no poder garantizar la ley de atenuación exponencial, sí es cierto que los datos se ajustan linealmente en una escala semilogarítmica, por lo que en primera aproximación podrían relacionarse a un comportamiento exponencial.

## 5 Determinación experimental del período de una muestra radiactiva

El detector utilizado es un detector de centelleo similar al de la práctica anterior. Se utiliza una muestra de período corto  $Ba^{137}$  que se obtiene con un generador de isótopos que contiene  $Cs^{137}$  en equilibrio con el  $Ba^{137}$

	tiempo (m)	cuentas
0	0	10479
1	1	6934
2	2	5998
3	3	4169
4	4	3374

5	5	2636
6	6	1680
7	7	1537
8	8	1152
9	9	737
10	10	665
11	11	488
12	12	436



Aplicando logaritmos a la ecuación de la actividad de una muestra radiactiva tenemos

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad \rightarrow \quad \ln(A(t)) = -\lambda t + \ln(A_0)$$

Así la constante de desintegración será la pendiente de una regresión lineal. Por otro lado el período de semidesintegración es

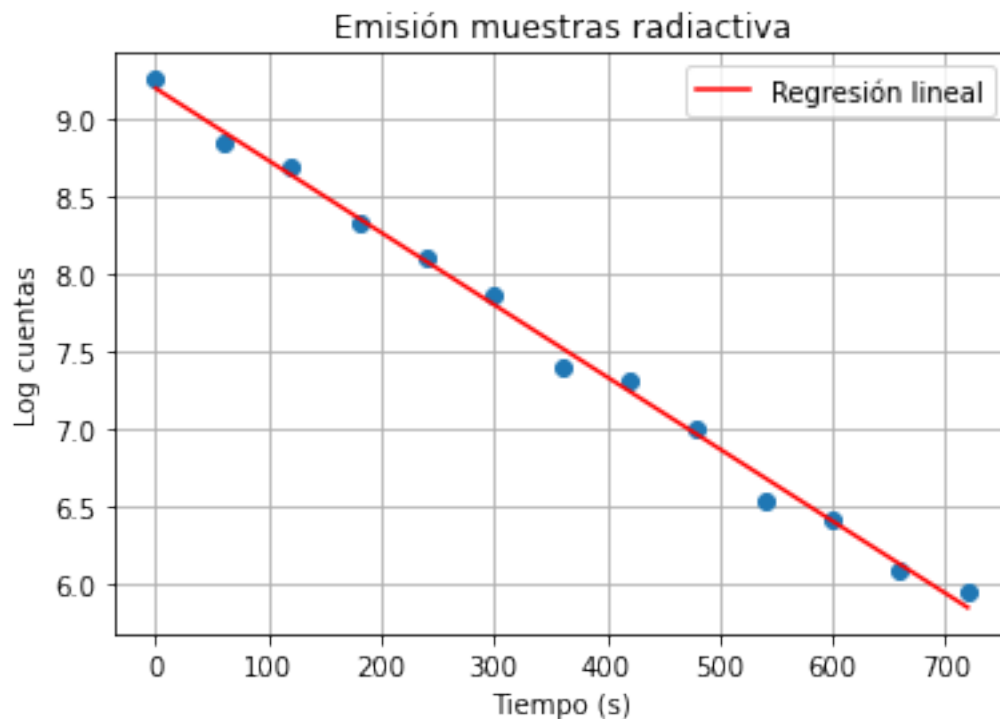
$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$$

Coeficientes: -0.005

Término independiente: 9.194

Mean Squared Error (MSE): 0.01

R2: 0.99



Por lo tanto tenemos que la constante es  $\lambda = 0.005 \text{ 1/s}$

Siendo el período de semidesintegración 138.63 s

## 5.1 Conclusiones

Hemos comprobado que nuestros datos cumplen una ley de decaimiento exponencial, calculando así la constante de desintegración y el correspondiente período de semidesintegración. Al tener un período de semidesintegración un valor entorno a 2.3 minutos no podemos tomar medidas de tiempo mayores. Si midiésemos cada 5 minutos, por ejemplo, transcurriría casi dos veces el período de semidesintegración entre medidas, reduciéndose casi dos veces a la mitad la población de núcleos.

## 6 Espectrometría de partículas alfa y beta. Absorción de partículas alfa

Contamos con un detector de barrera de superficie con el que detectamos partículas alfa provenientes de una fuente ( $Am^{241}(\alpha)$ ,  $Sr^{90}(\beta)$ ,  $Cs^{137}(\beta; CI)$ ) radiactiva mientras variamos la distancia. No tendremos medidas de fondo por ser prácticamente despreciable.

distancia (cm)	area (cuentas)	bq
1	61281	204.27
1.5	36195	120.65
2	24549	81.83
2.5	13676	45.5867

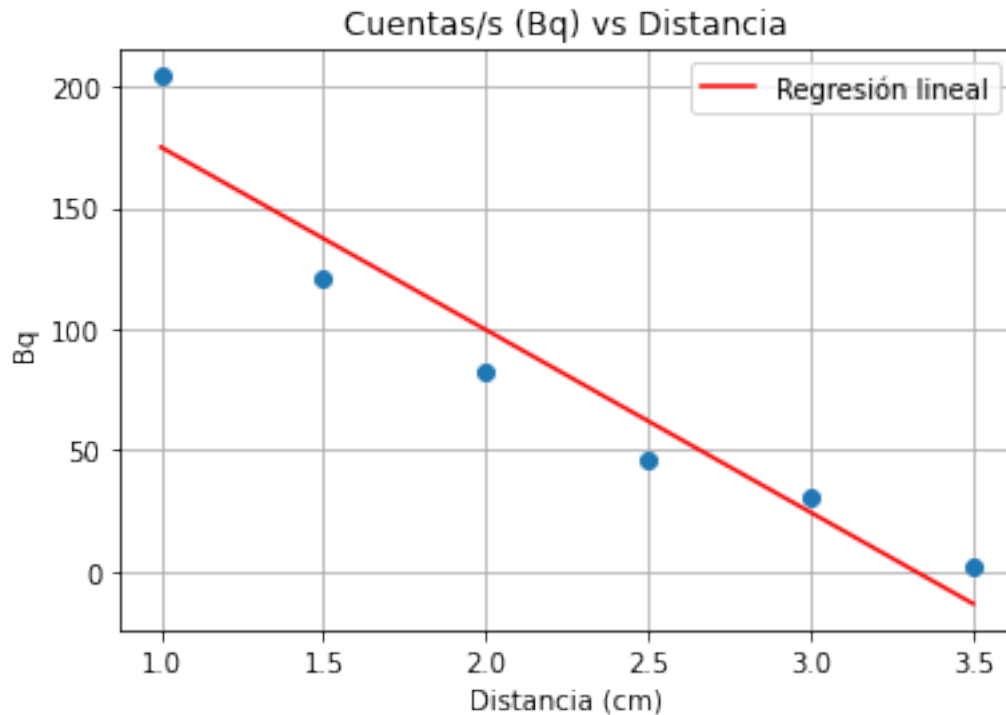
3		9207		30.69
3.5		563		1.87667

Coeficientes: -75.319

Término independiente: 250.286

Mean Squared Error (MSE): 332.39

R2: 0.93



Mediante un ajuste lineal podemos extrapolar el alcance (punto de corte con eje X), que toma un valor de 3.32 cm.

### Eficiencia del detector para $\alpha$

Se toma el valor de área cuando la muestra está lo más cercana posible al detector, es decir, a 1cm.

- Área/t:  $A' = 204.27 \text{ Bq}$
- Actividad inicial de la muestra:  $A_0 = 37 \text{ kBq}$
- Fecha: año 1988. Tiempo transcurrido entre 1988 y 2012: 24 años.  $T_{1/2} = 458 \text{ a} \rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.0015 \text{ a}^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 35680.19 \text{ Bq}$
- Eficiencia  $\epsilon = A'/A = 0.0057$

### Eficiencia del detector para $\beta$

Se toma el valor del área para el espectro del  $^{90}\text{Sr}$

- Área/t:  $A' = 370.56 \text{ Bq}$
- Actividad inicial de la muestra:  $A_0 = 37 \text{ kBq}$
- Fecha: año 1988. Tiempo transcurrido entre 1988 y 2012: 24 años.  $T_{1/2} = 28.1a - > \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.024a^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 20468.88 Bq$
- Eficiencia  $\epsilon = A'/A = 0.018$

## 6.1 Conclusiones

Aunque el espectro del  $Am^{241}$  tiene forma de acampanada, si nuestro detector tuviera mayor resolución realmente deberíamos observar picos energéticos de valor 5545, 5513, 5486, 5443 y 5388 keV.

Una de las curiosidades de las partículas  $\alpha$  es que su alcance en aire es del orden de unos pocos centímetros, con lo cual serían indetectables en fuentes alejadas. En particular, con los datos de este ejercicio obtenemos que serían indetectables a distancias mayores a 3.32 cm.

Las partículas  $\beta$  tienen un espectro continuo porque en cada proceso existe un reparto de energía entre el electrón y el antineutrino. La forma del espectro parte de energía cero, aumenta y disminuye hasta llegar un punto en el que la energía cinética máxima del electrón es igual a la diferencia de masas entre el estado inicial y final, que corresponde al caso en el que la energía cinética del antineutrino es cero.

En cuanto a los espectros podemos decir que el espectro del  $Sr^{90}$  tiene dos componentes, una son las betas del decaimiento de  $Sr^{90}$  a  $Y^{90}$  y otra debida al decaimiento de  $Y^{90}$  a  $Zr^{90}$ . El filtro de plomo mantiene la forma del espectro beta aunque reduciendo su área en un 90%. El espectro del  $Cs^{137}$  tiene la misma forma que los anteriores espectros a diferencia de dos picos debidos a efectos de reconversión interna.

Finalmente, el contador G-M es mejor porque resultó tener una eficiencia del 11%, mientras que éste es de 1.8%.

## 7 Espectroscopía gamma con detectores de INA(TL)

Los detectores de NaI(Tl) son detectores de centelleo, en los que la sustancia luminiscente es NaI(Tl). Para obtener los espectros de muestras emisoras gamma se utiliza un sistema de acumulación de impulsos similar al de la práctica anterior.

Una vez medido el fondo, y tras calibrar el detector con una muestra de  $Eu^{152}$ , pasaremos a determinar su eficiencia y resolución.

### Calibración

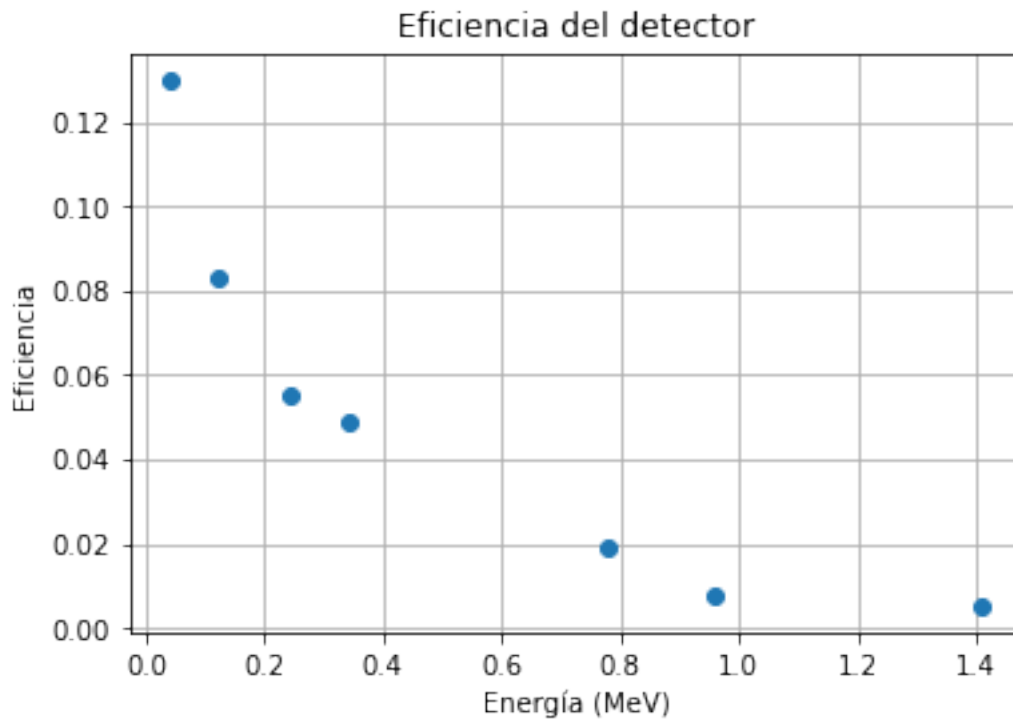
- Primer pico: canal  $c_1 = 38.78$ ; energía  $E = 0.122 \text{ MeV}$
- Segundo pico: canal  $c_2 = 400.92$ ; energía  $E = 1.41 \text{ MeV}$

### Eficiencia

- Actividad inicial de la muestra  $A_0 = 40.2 \text{ kBq}$

- Fecha: año 2001. Tiempo transcurrido entre 2001 y 2012: 11 años.  $T_{1/2} = 13.52a \rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.051a^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 22872.05 Bq$
- Eficiencia  $\epsilon(E) = \frac{A_f}{AC_r}$ , siendo  $A_f$  el área del fotopico (Bq)

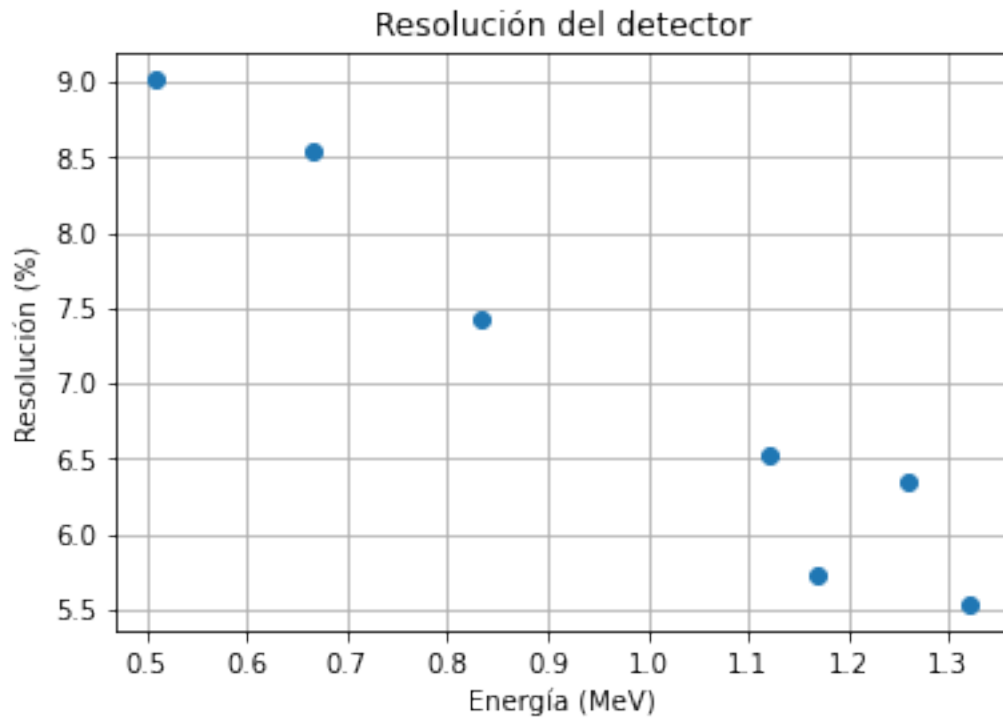
energia (MeV)	area pico (Bq)	Cr	eficiencia	eficiencia (%)
0.04	1680.1	0.567	0.13	13
0.122	584.8	0.307	0.083	8.3
0.244	98.7	0.079	0.055	5.5
0.344	303.1	0.272	0.049	4.9
0.78	56.3	0.133	0.019	1.9
0.96	28.1	0.145	0.008	0.8
1.41	22.6	0.214	0.005	0.5



### Resolución

fuelle	energia (MeV)	anchura semialtura (MeV)	resolucion (%)
Cs137	0.667	0.057	9
Co60	1.17	0.067	6
Co60	1.32	0.073	6
Na22	1.26	0.08	6

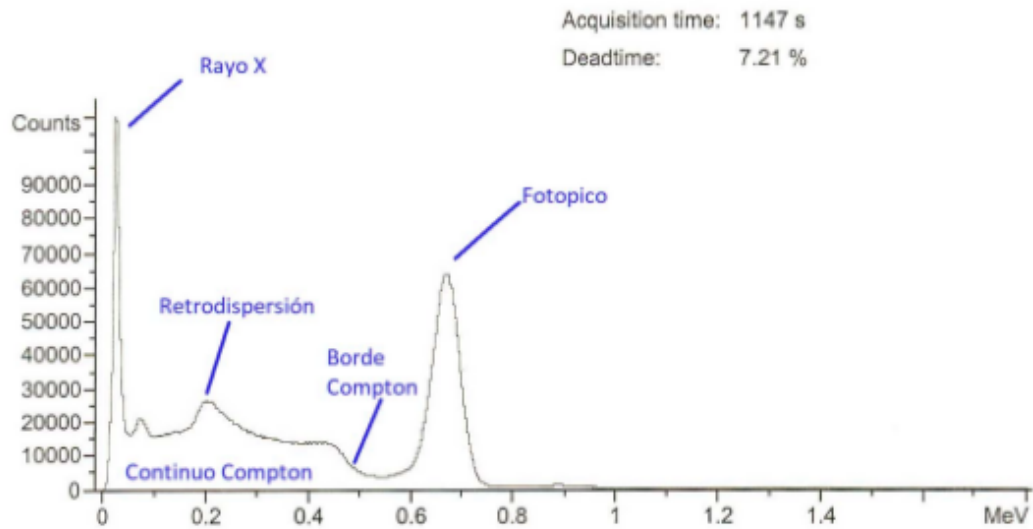
Na22		0.51		0.046		9
Zn65		1.12		0.073		7
Mn54		0.834		0.062		7



Una vez caracterizado el detector, pasaremos estudiar el espectro de distintos isótopos  $Cs^{137}$

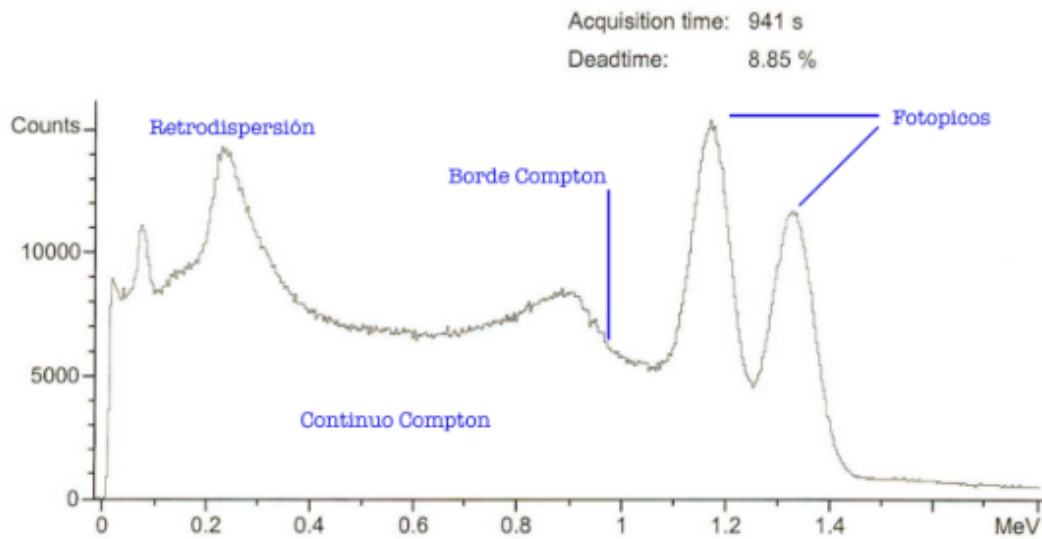
- Energía del borde Compton del espectro: 0.468 MeV
- Energía del borde Compton del espectro teórico: 0.478 MeV
- Energía del pico de retrodispersión: 0.201 MeV
- Energía del pico de retrodispersión teórico: 0.184 MeV





$Co^{60}$

- Energía del borde Compton del espectro: 0.966 MeV
- Energía del borde Compton del espectro teórico: 0.962 MeV y 1.119 MeV
- Energía del pico de retrodispersión: 0.233 MeV
- Energía del pico de retrodispersión teórico: 0.210 MeV y 0.214 MeV

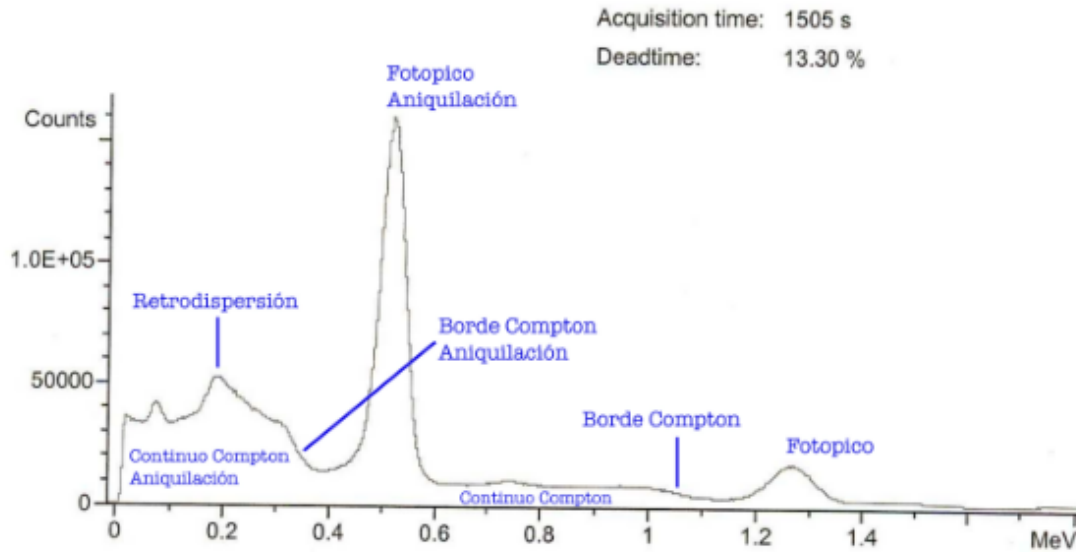


$Na^{22}$

- Energía del borde Compton del espectro: 1.040 MeV
- Energía del borde Compton del espectro teórico: 1.063 MeV
- Energía del pico de retrodispersión: 0.190 MeV
- Energía del pico de retrodispersión teórico: 0.213 MeV

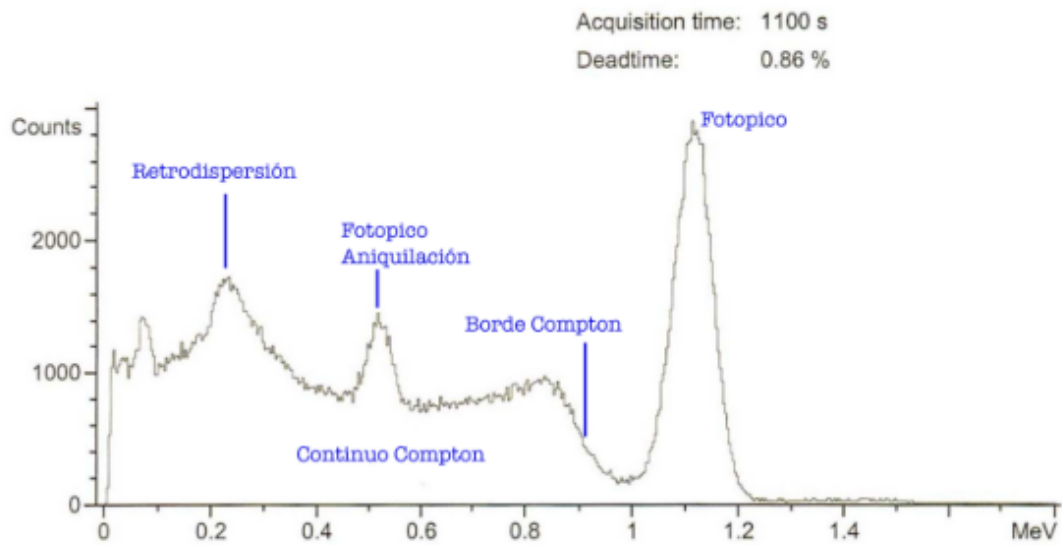
### Aniquilación

- Energía del borde Compton del espectro (aniquilación): 0.336 MeV
- Energía del borde Compton del espectro teórico (aniquilación): 0.341 MeV
- Energía del pico de retrodispersión (aniquilación): No se ve
- Energía del pico de retrodispersión teórico (aniquilación): 0.170 MeV



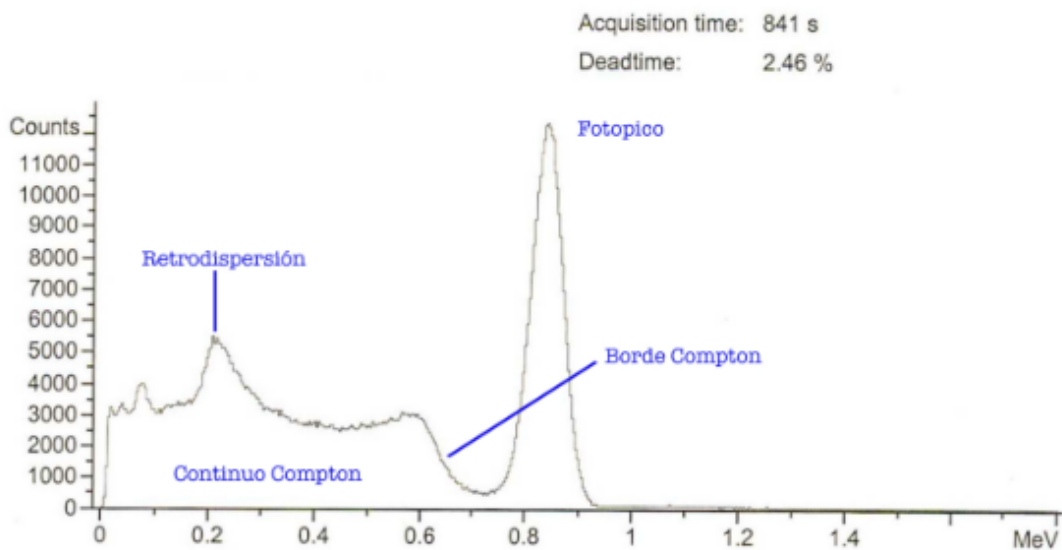
$Zn^{65}$

- Energía del borde Compton del espectro: 0.909 MeV
- Energía del borde Compton del espectro teórico: 0.906 MeV
- Energía del pico de retrodispersión: 0.229 MeV
- Energía del pico de retrodispersión teórico: 0.208 MeV



$Mn^{54}$

- Energía del borde Compton del espectro: 0.635 MeV
- Energía del borde Compton del espectro teórico: 0.646 MeV
- Energía del pico de retrodispersión: 0.212 MeV
- Energía del pico de retrodispersión teórico: 0.196 MeV



Por otro lado, acumulamos durante un tiempo una muestra de  $Co^{60}$  de actividad conocida y, durante el mismo tiempo, otra muestra de  $Co^{60}$  de actividad desconocida. Comparando los fotopicos se obtendrá la actividad desconocida.

#### Actividad conocida $Co^{60}$

- Actividad inicial de la muestra  $A_0 = 1\mu Ci = 37000Bq$
- Fecha: año 2009. Tiempo transcurrido entre 2009 y 2012: 3 años.  $T_{1/2} = 5.26a \rightarrow \lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = 0.13a^{-1}$
- Actividad corregida:  $A = A_0 e^{-\lambda T_m} = 24917.91Bq$
- Área del primer pico: 268.19 Bq
- Área del segundo pico: 246.08 Bq

#### Actividad desconocida $Co^{60}$

- Área del primer pico: 366.24 Bq
- Área del segundo pico: 340.33 Bq
- Actividad  $A = A_0 e^{-\lambda T_m \frac{366.24}{268.19} + \frac{340.33}{246.08}} = 34244.74Bq$

Para finalizar, introducimos una muestra de elemento desconocido y almacenamos datos hasta tener una buena estadística. Tenemos 4 fotopicos con energías 0.511, 0.662, 1.17 y 1.33 MeV. Con éstos datos concluimos que se trata de una combinación de  $Co^{60}$ ,  $Cs^{137}$  y  $Na^{22}$

## 7.1 Conclusiones

En esta práctica hemos calculado la eficiencia y la resolución del detector. Podemos ver que la eficiencia decae cuánto mayor es la energía de los fotones, pues no logran interactuar con el detector. La resolución decae también, pero en este caso el decaimiento es lineal.

El espectro de la radiación gamma es discreto, pues como hemos visto durante el desarrollo del ejercicio, cada energía (discreta) corresponde con los fotopicos observados. Junto a cada pico de energía vemos la correspondiente región continua asociada al efecto Compton. A vistas de los resultados nada parece indicar una discordancia entre los resultados teóricos y experimentales. A este respecto cabe mencionar los picos de 0.511 MeV, los cuales surgen por la aniquilación de los positrones emitidos por algunas muestras, que dan lugar a fotones de dicha energía. Por ejemplo ocurre con el  $Na^{22}$  aunque no con el  $Zn65$ . Cabe entonces preguntarse por qué el  $Zn65$  tiene un pico en 0.511 MeV... la razón es que el  $Zn65$  es capaz de emitir energía mayor a 1.022 MeV, con lo que puede dar lugar a la creación de pares con energía igual a 0.511 MeV.

Una observación importante es que en algunos espectros aparecen picos correspondientes a emisión de rayos X. Esto ocurre debido a procesos de conversión interna donde la reordenación electrónica da lugar a emisión de rayos X.

Para finalizar, recalcar que la calibración del espectro de energías es un proceso fundamental para identificar la posición de cada pico en nuestra escala de energías. Esto lo hemos hecho comparando todos los picos del espectro con los del  $Eu^{152}$ .

A modo de curiosidad, tan solo decir que aunque en este experimento se ha medido el espectro gamma de una serie de elementos en el laboratorio, también resultaría útil para medir la radiación

gamma que nos llega desde el exterior en forma de rayos cósmicos, o por ejemplo podríamos medir la radiactividad de un plátano (por su contenido en potasio  $K^{40}$ ) o bien la radiactividad cerca de una central nuclear ( $U^{238}$ ) y/o algunas tierras raras presentes de manera natural en el ambiente o en particular en la fabricación de lámparas elécticas, como son el torio ( $Th^{232}$ ).