

Nuclear

August 14, 2021

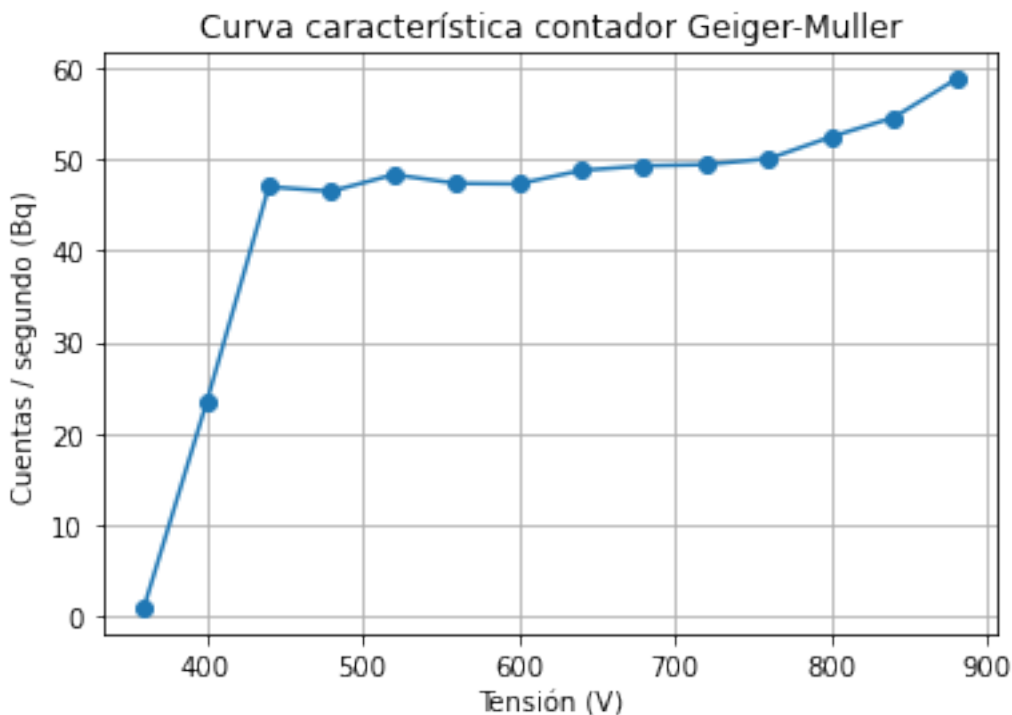
1 Caracterización de un contador Geiger-Muller

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 cobalto 60 Co^{60} y estroncio 90 Sr^{90} variando la tensión de entrada.

	tension (V)	cuentas	bq
0	360	85	0.944444
1	400	2099	23.3222
2	440	4232	47.0222
3	480	4187	46.5222
4	520	4352	48.3556
5	560	4265	47.3889
6	600	4260	47.3333
7	640	4393	48.8111
8	680	4438	49.3111
9	720	4451	49.4556
10	760	4508	50.0889
11	800	4724	52.4889
12	840	4914	54.6
13	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

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

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 β^- y γ
- 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 β^-
- 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 γ : 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 β : 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 χ^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.

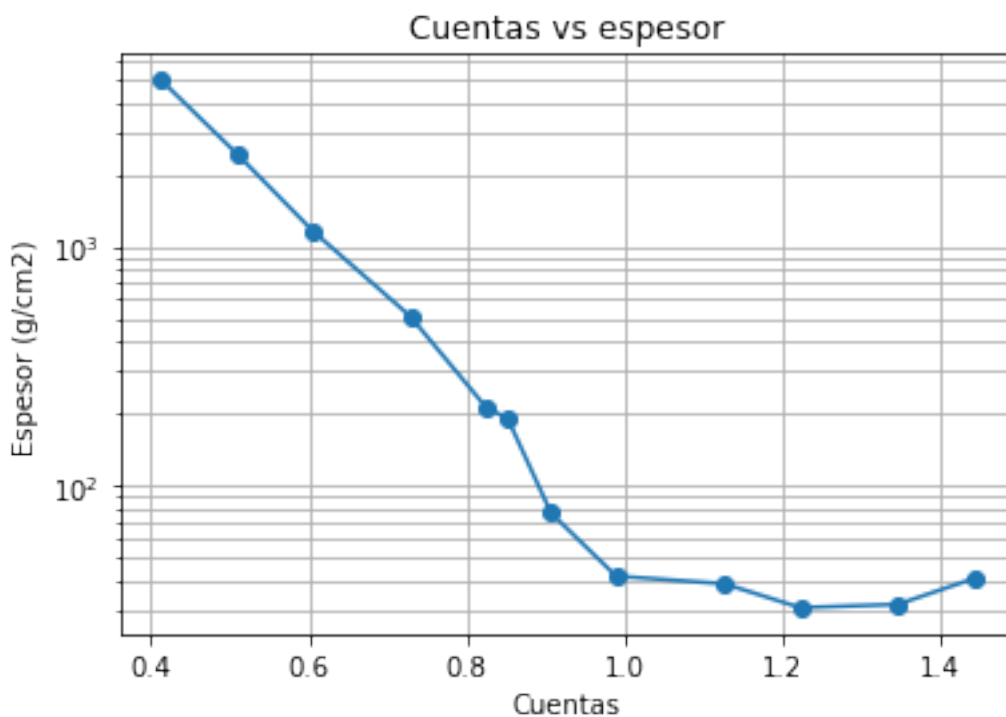
3 Absorción de partículas beta

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 ²)
0	1.5	4952	0.4125
1	1.85	2440	0.50875
2	2.2	1162	0.605
3	2.65	511	0.72875
4	3	213	0.825
5	3.1	191	0.8525
6	3.3	77	0.9075
7	3.6	42	0.99
8	4.1	39	1.1275
9	4.45	31	1.22375
10	4.9	32	1.3475
11	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 $0.99g/cm^2$

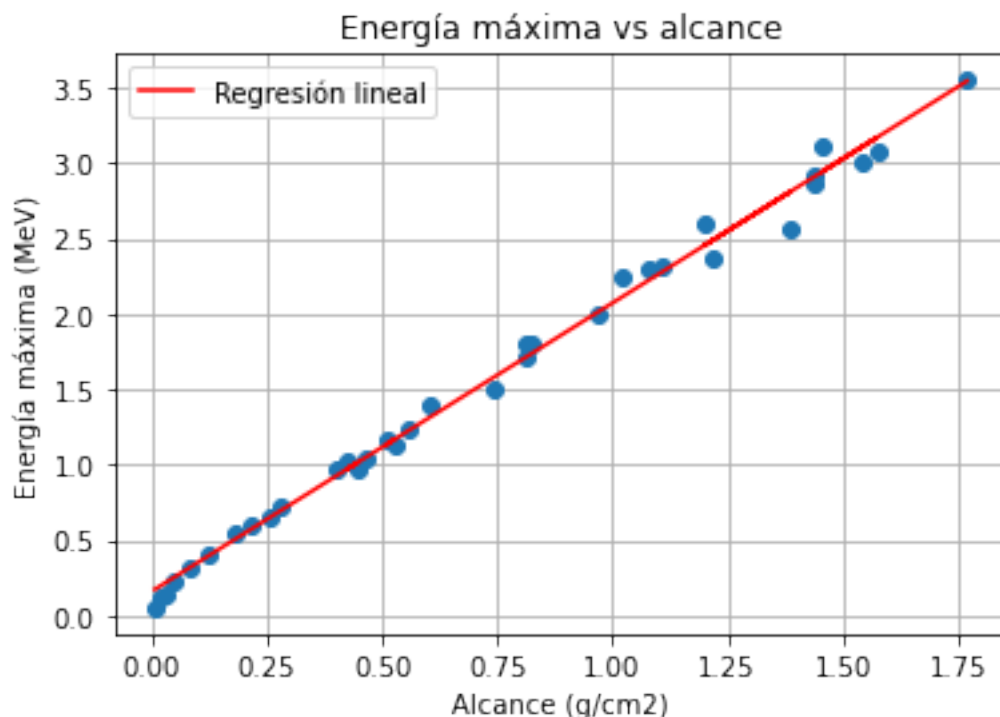
Disponemos de un set de datos que relaciona linealmente el alcance con la energía máxima de las partículas β emitidas por diferentes nucleidos

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/cm³

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 μ = 0.087 cm⁻¹

Coeficiente de absorción másico μ_m = 0.032 cm²/g

Número de átomos por cm³: 6.02626116026962e+22

Sección eficaz σ = 1.4461051514657685e-24 cm²

PLOMO

Densidad 11.34 g/cm³

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 μ = 0.308 cm⁻¹

Coeficiente de absorción másico μ_m = 0.027 cm²/g

Número de átomos por cm³: 3.295901361891892e+22

Sección eficaz σ = 9.332363419312933e-24 cm²

HIERRO

Densidad 7.874 g/cm³

Contaje espesor cero N_0 = 10172 cuentas

Contaje mitad N_{12} = 5086 cuentas

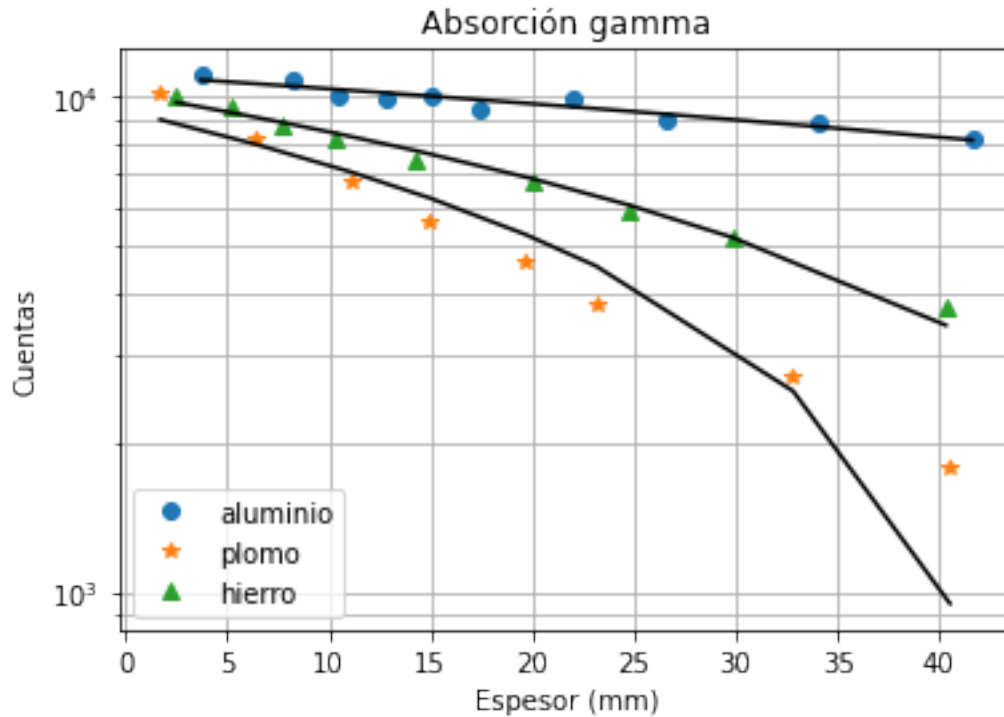
Espesor de semirreducción X_{12} = 30.55 mm

Coeficiente de absorción lineal μ = 0.227 cm⁻¹

Coeficiente de absorción másico μ_m = 0.029 cm²/g

Número de átomos por cm³: 8.491062108378548e+22

Sección eficaz σ = 2.6721994446750493e-24 cm²



Finalmente calcularemos la eficiencia del detector de centelleo

Fuente: Co^{60}

- Tipo de emisión: emisión β^- y γ
- 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 β , 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.

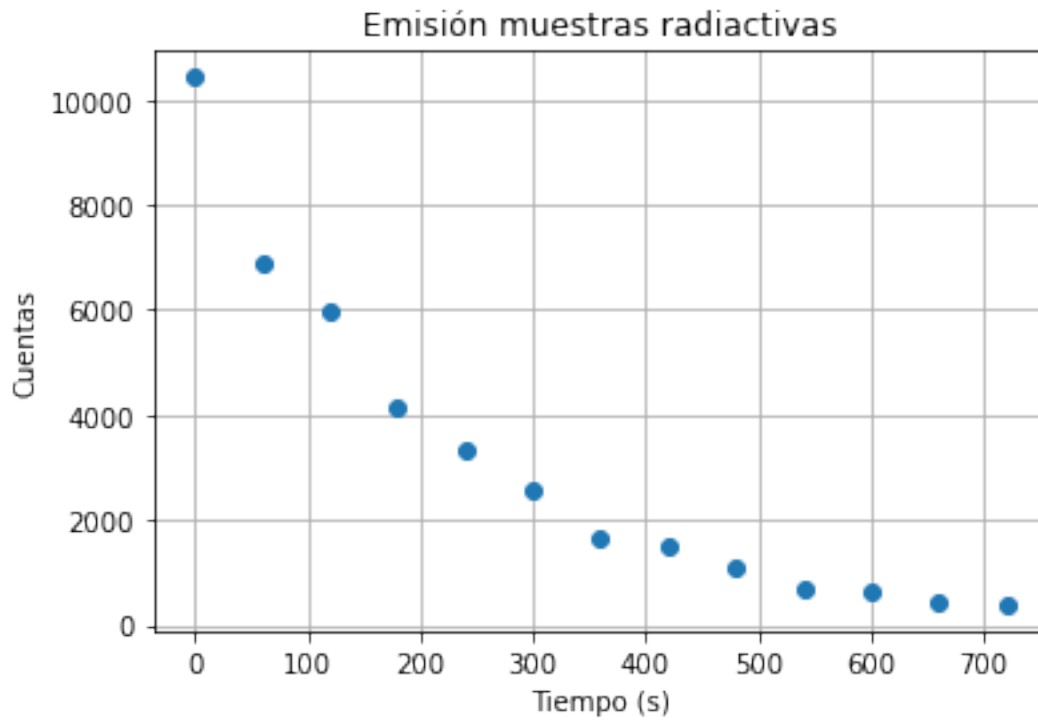
Dicho esto, a pesar de no poder garantizar la ley de atenuación exponencial, sí es cierto que los datos se ajustan linealmente en una escala semilogarítmica, por lo que en primera aproximación podrían relacionarse a un comportamiento exponencial.

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

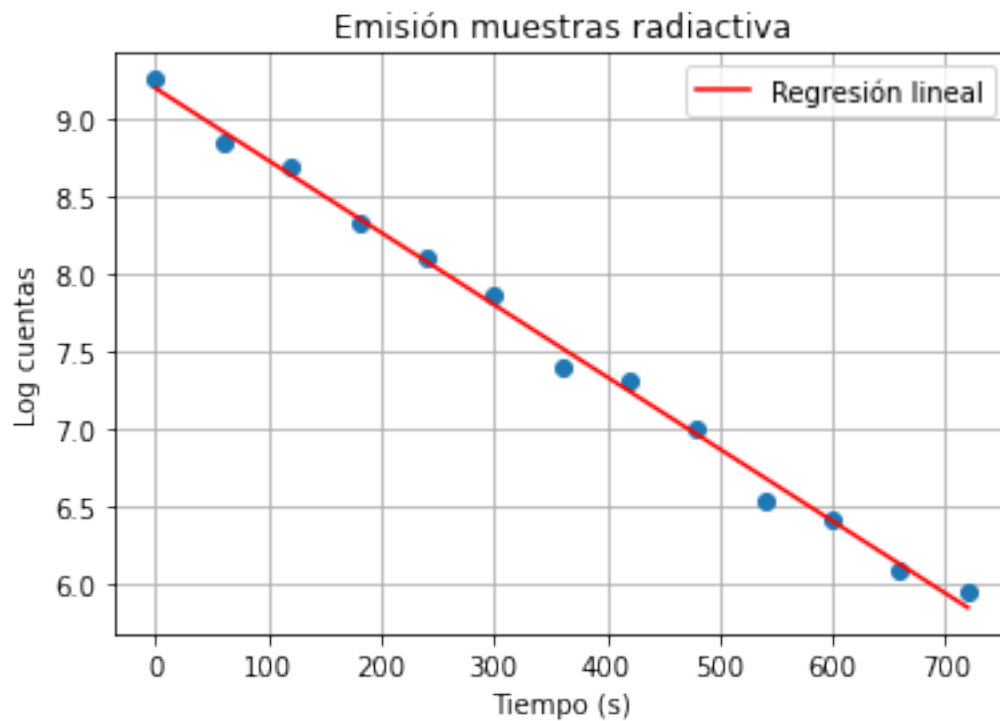
$$T_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$$

Coefficientes: -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.