Nuclear

August 12, 2021

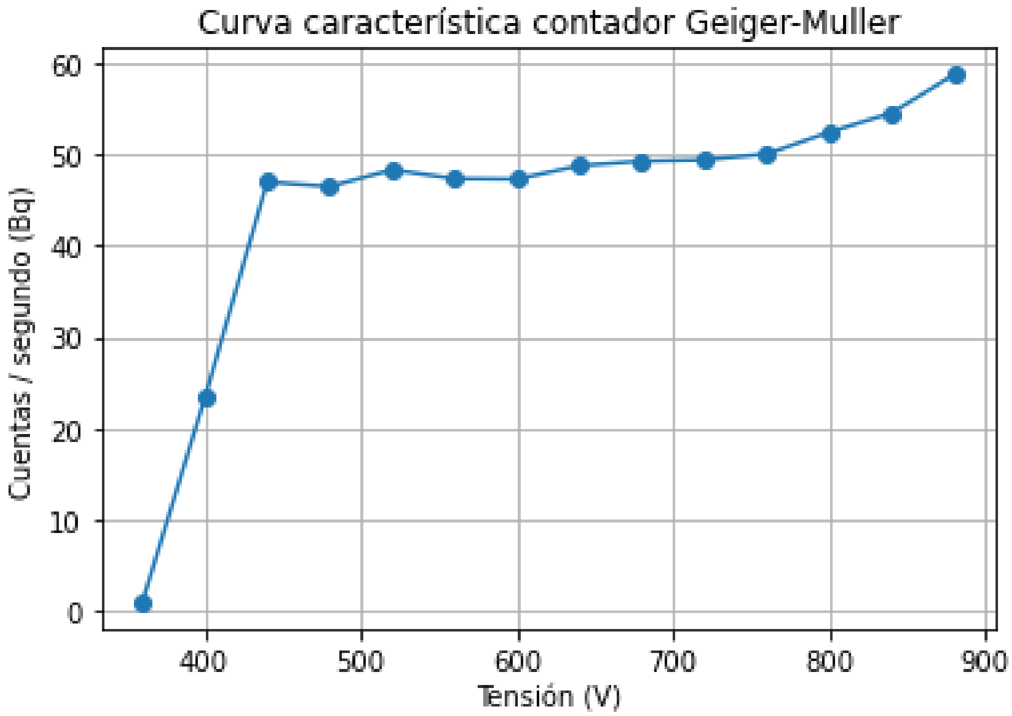
1 Caracterización de un contador Geiger-Muller

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 data por la expresión

$$P = \frac{\frac{R_f - R_i}{(R_f + R_i)/2}}{(V_f - V_i)/100} x100$$

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: $T_{1/2} = 5.26a -> \lambda = \frac{ln2}{T_{1/2}} = 0.13a^{-1}$
- 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: $T_{1/2} = 28.5a -> \lambda = \frac{ln2}{T_{1/2}} = 0.024a^{-1}$
- 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 $\epsilon_t = \epsilon_{geo} x \epsilon_i$, 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 cueta 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 desviaicón 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.

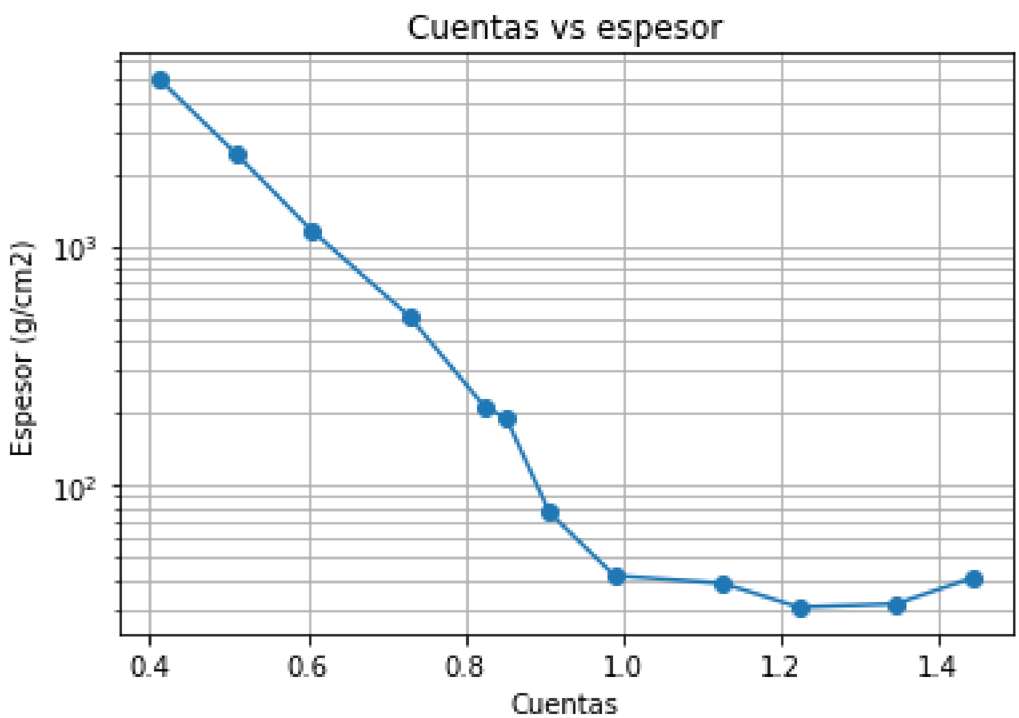
3 Absorción de partículas beta

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/cm2)
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 $\rho = 2.75g/cm^2$.

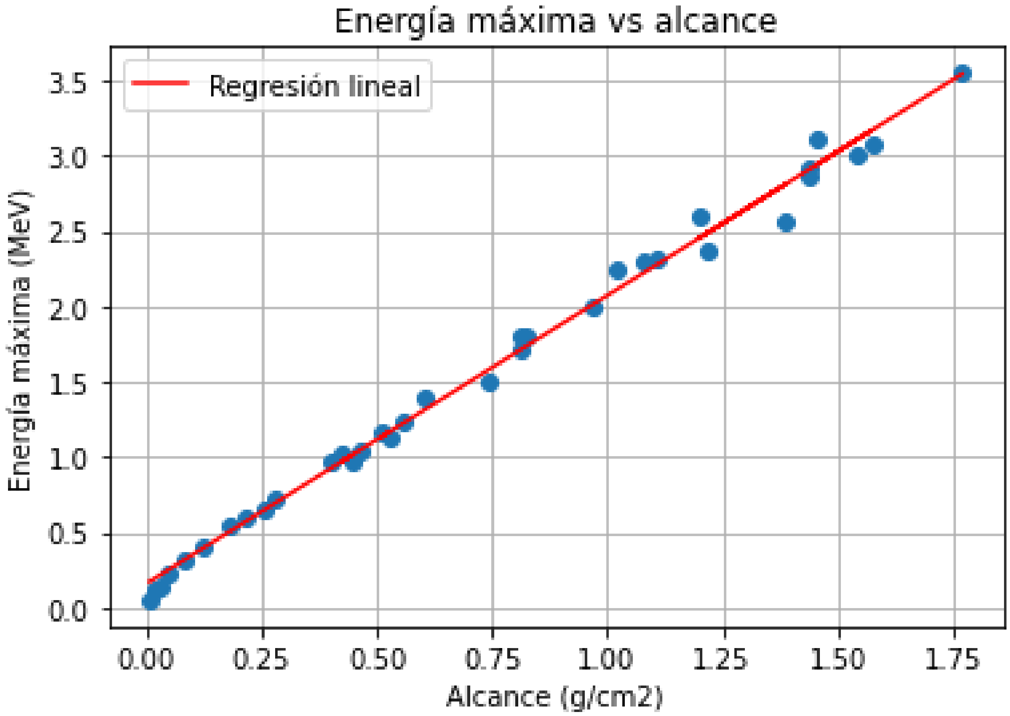
La gráfica del número de cuentas frente al espesor, en escala semilogarítmica, es la siguiente



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

```
Coeficientes: 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 experimenalmente podemos estimar el valor de la energía máxima para nuestra muestra radiactiva de emisión beta es $E_m = 2.05 MeV$

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

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

Teniendo en cuenta que nuestra fuente de estroncio 90 tiene una energía máxima teórica de $E_t = 2.28 MeV$, llegamos al resultado de un alcance teórico $D = 1.1 g/cm^2$ 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.