

Detector Geiger-Müller

Tomás Fernández Bouvier

22 de marzo de 2020

Resumen

Un detector Geiger-Müller es caracterizado y utilizado para examinar la atenuación de radiación alfa beta y gamma en diversos materiales así como para determinar una cota superior a la masa del neutrino



Índice

1. Introducción y objetivos	3
2. Material empleado	4
3. Determinación del voltaje de trabajo	5
4. Determinación del tiempo muerto	7
5. Eficiencia del detector	8
6. Caracterización estadística de la radiación	10
7. Atenuación de radiación- α	11
8. Atenuación de radiación- β	13
9. Cota a la masa del neutrino	13
10. Atenuación de radiación- γ	16
11. Conclusiones	18
12. Apéndice	19

1. Introducción y objetivos

Desde que se descubrió el fenómeno de la ~~radiatividad~~ fueron muchos los que intentaron medir sus propiedades. Con el desarrollo de nuevas tecnologías basadas en los fenómenos radiactivos se hizo realmente necesario el poder caracterizar las muestras radiactivas con las que se trabajaba bien sea la energía de sus emisiones, su alcance o su actividad. Es por ello que fueron apareciendo a lo largo de la historia de la física nuclear, instrumentos más punteros y sofisticados para estudiar los fenómenos nucleares.

Unos de los primeros que se inventaron fueron los detectores gaseosos que aprovechaban la interacción de la radiación con la materia para sus fines. Concretamente, en esta práctica se trabaja con un detector Geiger-Müller (diseñado en 1928 por los dos científicos que le dan el nombre) **cuyas resolución no tiene nada que envidiar a los instrumentos más actuales.** **Uno de las mayores hazañas de este detector** es quizás la determinación de una cota para la masa del neutrino cuya existencia apenas se postulaba en aquella época.

El detector será estudiado (su eficiencia, su tiempo muerto y su voltaje de trabajo) y se usará para estudiar fenómenos con núcleos emisores de todo tipo de radiaciones en todo rango de energías.

2. Material empleado



- **Detector Geiger:** ~~Nuestro caballo de batalla.~~ El detector Geiger se compone de un tubo ~~con ocupado~~ por un gas (normalmente CH₄ con un 10 % de Argon). Una de las entradas del tubo, sobre la que incide la radiación está cubierta por una lámina muy fina de mica. Al penetrar la radiación en el gas este se ioniza creando pares de electrones que se hacen migrar gracias a un campo eléctrico hasta un ánodo en el que se colecta la carga creada en forma de pulso produciéndose una cuenta. 1
- **Caja Protectora:** Protegiendo al detector se encuentra una caja compuesta por un material con un alto espesor másico de manera a atenuar lo mejor posible las influencias externas sobre el detector (muy sensible). Además, la caja evita que se toque por accidente la lámina de mica que constituye la ventana del detector y que es muy frágil.
- **Fuente de alimentación y panel de contaje** La fuente de alimentación permite crear y controlar un campo eléctrico que haga migrar los electrones generados en la ionización hasta el cátodo en el que se colectan. Por su parte, el panel de contaje permite mostrar el número de cuentas que realizó el detector Geiger
- **Fuentes ~~radiativas~~** Se dispone de varias fuentes ~~radiativas~~ en el laboratorio que emiten radiaciones alfa beta y gamma en un amplio espectro de energías y actividades.

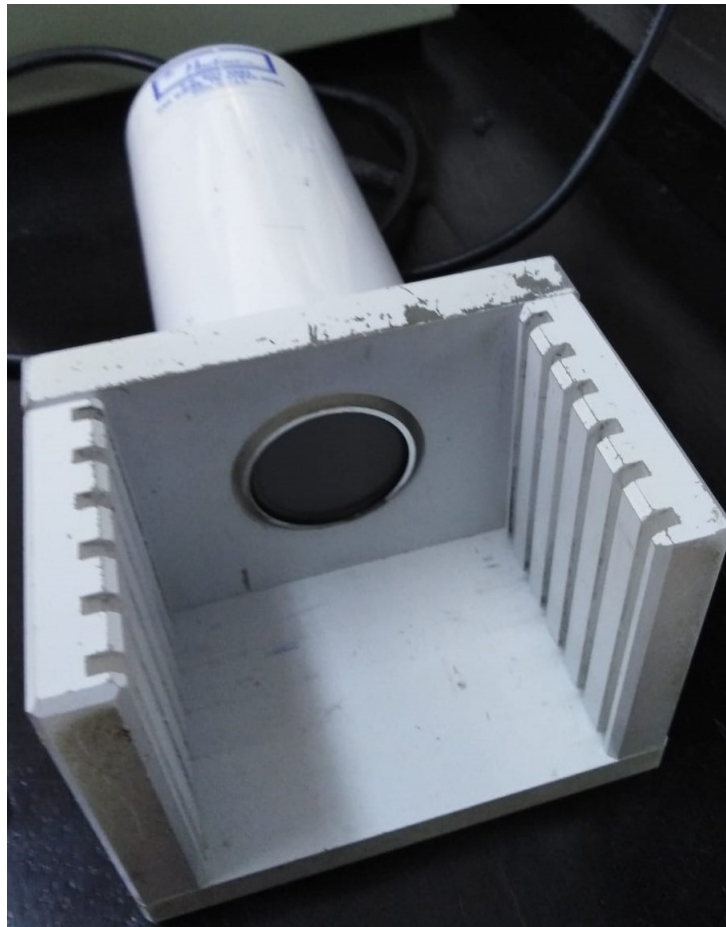


Figura 1: Foto del detector en el que se aprecia claramente la ventana sobre la que incide la radiación

3. Determinación del voltaje de trabajo

Nuestro detector Geiger Müller funciona gracias a un campo eléctrico que le permite coleccionar en el ánodo los electrones generados en la ionización del gas en su interior al paso de ~~energía radiactiva~~ para así producir una señal. Dependiendo del voltaje que se emplee para generar este campo eléctrico, los efectos que veremos y la frecuencia de conteo serán distintas distinguiéndose varias regiones de trabajo ¹.

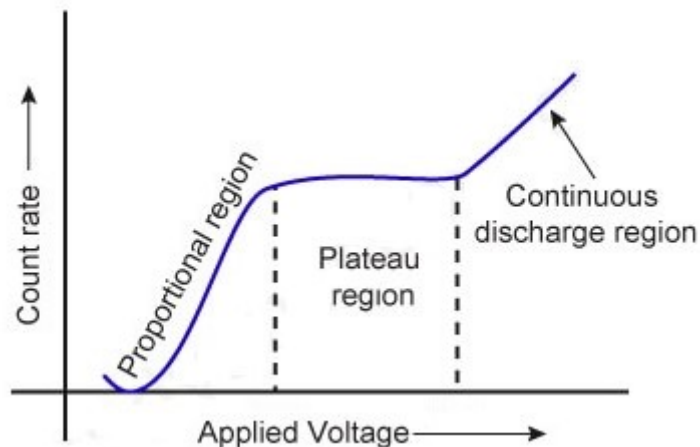


Figura 2: Regiones de trabajo de un contador en función del voltaje aplicado

- **Región proporcional:** Para estos voltajes, la amplitud de la señal de salida es proporcional a la energía de la excitación del gas (i.e la de la radiación incidente). Es útil a la hora de hacer espectroscopía aunque para lo que nosotros queremos presenta problemas ya que una ligera desviación en el voltaje puede generar variaciones significativas en el resultado obtenido.
- **Región de Geiger-Müller:** En esta zona ya no importa la energía de la radiación incidente y cada avalancha generada puede generar una ~~reacción en cadena~~ que se acaba autolimitando. De esta forma, todos los pulsos tienen la misma amplitud independientemente de la energía y del voltaje aplicado (Plateau). ~~La región de Geiger se puede ver en forma de una zona plana. Esto hace de la zona Geiger un contador muy bueno.~~ Presenta no obstante un tiempo muerto significativo comparado con el de las otras regiones que trataremos de corregir posteriormente.
- **Región de descarga continua:** En esta zona el voltaje es tan alto que una excitación por muy pequeña que sea genera una ~~reacción en cadena~~ de avalanchas que nunca se detienen. En consecuencia nos encontramos con una descarga continua independientemente de que haya radiación incidente o no. Luego en esta región no podremos operar.

Lo primero que hemos hecho en el laboratorio es intentar situarnos respecto a los voltajes que nos devuelven cada región de conteo. ~~Para ello,~~ hemos ido variando el mismo con la fuente de alimentación de la que disponíamos hasta llegar al límite (500 V) que evitamos sobrepasar por seguridad y una fuente radiactiva de Sr-90 para provocar conteos y ver la respuesta del detector. En la tabla 2 se pueden ver los resultados que hemos obtenido. Nótese que en este apartado no se ha realizado todavía

¹Existen otras regiones de trabajo y el diagrama anterior podría extenderse para voltajes más bajos y más altos pero a nosotros no nos interesan en esta práctica.

ninguna corrección (por ser el primero) Una representación de los puntos nos permite ver claramente las distintas regiones que describíamos anteriormente y ~~sobretudo~~ el plateau de Geiger-Müller objeto de nuestro interés.

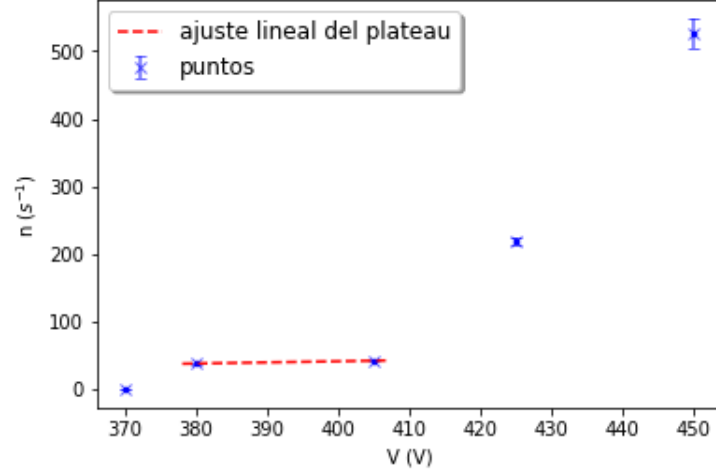


Figura 3: Resultados experimentales para la búsqueda de la región Geiger-Müller

Para tener una estimación de cuan sensible es nuestra región de trabajo a posibles variaciones de voltaje realizamos un ajuste lineal $y = a + bx$ de los dos puntos que nos limitan la región Geiger obteniendo

$$a = -25,48 \quad b = 0,17 \text{ s}^{-1}/V \quad \chi^2 = 0$$

Obviamente este ajuste con sólo dos puntos es muy burdo estadísticamente hablando pero nos permite ver que nuestros resultados serán bastante insensibles a las variaciones esporádicas del voltaje de la fuente (sobre 2 o 3 voltios). El ajuste nos demuestra que harían falta casi 5 voltios ~~por cuenta una cuenta~~ y con tomar cuentas suficientemente grandes podremos despreciar el efecto completamente.

A partir de aquí, en vista de estos resultados trabajaremos con un voltaje de $410 \pm 15 \text{ V}$


4. Determinación del tiempo muerto

Durante las sucesivas mediciones, puede ocurrir que se produzcan dos ~~reacciones~~ tan cercanas una de la otra que sólo se detecte una de ellas. Lo que ocurre es que entre dos eventos siempre tiene que transcurrir un tiempo de ~~relajación~~ de forma que el detector recupere su situación de equilibrio y esté preparado para recibir otra señal. Ese tiempo entre ~~reacciones~~ se denomina tiempo muerto. En consecuencia, el número total de eventos que vamos a detectar va a ser menor que el real. El efecto del tiempo muerto se incrementa con el número de conteos. Es por ello que debemos evitar trabajar con fuentes muy activas. Sin embargo, incluso con tasas de conteo bajas se va a producir un error que debemos corregir. En [1] se proponen dos modelos de tiempo muerto (paralizable y no paralizable). Se trata de dos modelos ideales, extremos de una situación intermedia. Por simplicidad y porque ambos modelos coinciden para tasas de desintegración bajas, tomaremos el modelo no paralizable:

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

donde m es el numero de cuentas medido, n el real y tau el tiempo muerto. En este apartado de la práctica tratamos de determinar τ . El método usado más ampliamente es el de las dos fuentes. Básicamente, se trata de medir la variación entre cuentas entre dos fuentes por separado y juntas. Si el tiempo muerto fuera 0, se esperaría que el número de cuentas totales fuera igual al de las dos fuentes por separado $m_1 + m_2 = m_{12}$. La ecuación anterior es real sólo para n

$$n_{12} - n_b = n_1 - n_b + n_2 - n_b \quad \longrightarrow \quad \frac{m_{12}}{1 - m_{12}\tau} + m_b - m_b\tau = \frac{m_1}{1 - m_1\tau} + \frac{m_2}{1 - m_2\tau}$$

De aquí podemos despejar τ .  Tras unas cuantas manipulaciones algebraicas obtenemos las siguientes expresiones:

$$\tau = \frac{X(1 - \sqrt{1 - Z})}{Y}$$

$$X = m_1 m_2 - m_b m_{12}$$

$$Y = m_1 m_2 (m_{12} + m_b) - m_b m_{12} (m_1 + m_2)$$

$$Z = \frac{Y(m_1 + m_2 - m_{12} - m_b)}{X^2}$$

En la tabla 3 aparecen recogidos las distintas medidas para las dos fuentes por separado y juntas. Calculamos para cada caso X, Y, Z y τ y calculamos la media ponderada con su incertidumbre

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i w_i}{\sum w_i} \quad , \quad u(\bar{x}) = \left(\sum w_i \right)^{-1} \quad , \quad w_i = \frac{1}{u^2(x_i)}$$

Obtenemos así que el tiempo muerto del detector es

$$\tau = 974 \pm 25 \mu s$$

5. Eficiencia del detector

En esta tercera sección nos interesa calcular la eficiencia del detector. Esta se define como **el número de cuentas observadas entre el número de desintegraciones de la fuente**: $E_T = \frac{N_{detectadas}}{N}$. Empezaremos con la hipótesis de que nuestra eficiencia total se divide en dos partes, una geométrica que se lleva toda dependencia con la distancia y una intrínseca que corresponde a que el detector no es perfecto, es decir que incluso teniendo en cuenta el tiempo muerto, no toda radiación que llegue a la ventana del detector será detectada.

$$E_T = E_{intr} E_{geom}(d)$$

En el laboratorio hemos medido para una fuente de **Co-60**² los conteos que se producían a distintas distancias entre el detector de apertura circular y la fuente que consideraremos puntual. Por la documentación sobre los detectores [4] sabemos que el radio de la ventana es de 1.43 cm. Para obtener una eficiencia total experimental hemos dividido el conteo (corregido por **ruido** y tiempo muerto) entre la actividad de la muestra en ese momento. Todos los datos relativos a este apartado se pueden hallar en 4. Disponemos de dos aproximaciones posibles para modelizar el comportamiento de la eficiencia geométrica que surgen de resolver la integral $E_{geom} = \int_{S_D} \frac{\hat{r} da}{4\pi r^2}$ cuya deducción se puede encontrar en [5]³:

- Si tenemos una fuente puntual y consideramos el detector como lejano con radio R_D tendremos $E_{geom} = \frac{1}{4}\omega^2$ donde $\omega = \frac{R_D}{d}$
- Si consideramos nuestra fuente como puntual sin más aproximaciones obtendremos la expresión $\frac{1}{2}(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\omega^2}})$

Además de estas dos hipótesis trabajamos también con una simulación de montecarlo de una fuente que dispara **dardos** isotrópicamente sobre un detector alineado con ella sobre el eje X.

Para encontrar cual de estas tres hipótesis representa mejor nuestros datos experimentales buscamos el parámetro P que en cada caso minimiza el valor de χ^2 para la eficiencia total (la que hemos medido) $E_T = P E_G$:

$$\chi_{modelo}^2 = \sum_i \frac{(E_T(u_i) - P E_G^{modelo}(d_i))^2}{\sigma_T(d_i)} \quad \begin{cases} P_{MC} = 0,0913 & \chi_{MC}^2 = 16523,45 \\ P_{Slejana} = 0,000849 & \chi_{Slejana}^2 = 71488,81 \\ P_{Scercana} = 0,0117 & \chi_{Scercana}^2 = 11611,23 \end{cases}$$

A la vista de los resultados, el modelo que mejor se corresponde con nuestros datos experimentales es el de fuente cercana. Además al minimizar P hemos obtenido la eficiencia intrínseca del detector:

$$E_I = 0,0117$$

Ello era de esperar puesto que es el modelo más exigente y aproximado a la solución teórica real.

²En verdad se nos olvidó de anotar la referencia de la fuente y no se cual es entonces tomé la de Co-60 arbitrariamente para poder hacer el análisis.

³Existen otras aproximaciones más exactas, también en [5] pero con las dos que mencionamos a continuación veremos que nuestros cálculos parecen devolver resultados bastante buenos

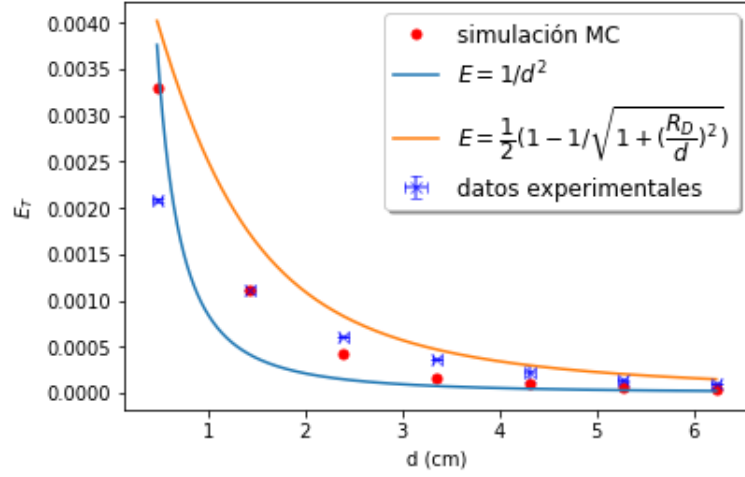


Figura 4: Eficiencias totales aplicando distintos modelos y los los parámetros obtenidos al minimizar χ^2

Es importante mencionar que incluso para el mejor modelo los resultados no son perfectos. Ello se debe a que nuestro sistema en realidad tampoco lo es (la fuente no está perfectamente alineada con el centro de la ventana y al desplazarla se pueden producir cambios en ese alineamiento). El efecto se puede ver al dividir los puntos experimentales entre los geométricos teóricos:

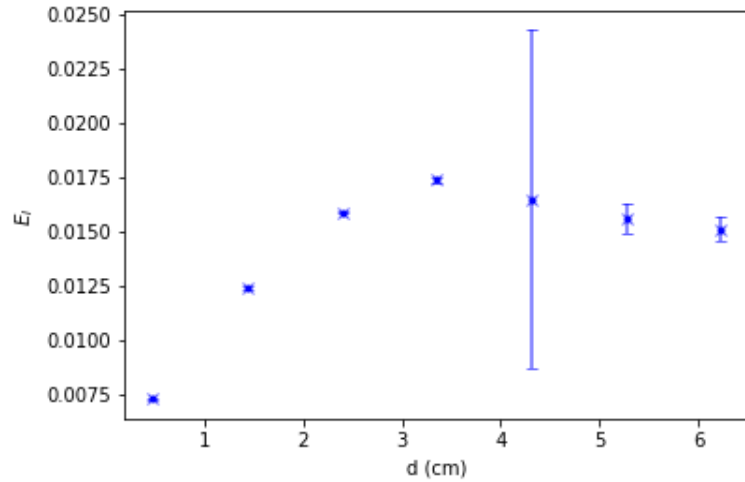


Figura 5: Eficiencia intrínseca obtenida de dividir la total (experimental) entre la geométrica (modelo de fuente cercana)

Nótese finalmente que para distancias grandes la eficiencia los valores de la eficiencia intrínseca anteriores se aproximan al obtenido al minimizar χ^2 . Esto se debe a que para grandes distancias el efecto de tener la fuente desalineada con el detector se hace despreciable.

6. Caracterización estadística de la radiación

Es importante conocer la naturaleza de las medidas que vamos a realizar para entre otras cosas poder asociar a cada medida la incertidumbre adecuada. La teoría (véase [2]) nos dice que el fenómeno de la desintegración ~~radiativa~~ es un fenómeno que se puede dar o no con una probabilidad p . La distribución que rige este comportamiento es la binomial

$$P_n^N(\Delta t) = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n (1-p)^{N-n}$$

que en el límite $N \rightarrow \infty$ toma la forma de una poissoniana

$$P(n, t) = \frac{m^n}{n!} e^{-m}$$

Como trabajamos con una muestra macroscópica, podemos tomar este límite. Para cerciorarnos de ello hemos grabado durante media hora medidas de una fuente de Sr90 y **divido la medida completa en pequeños intervalos de 5 segundos de tal forma que podemos histogramar el número de cuentas por intervalo.** Los datos obtenidos aparecen recogidos en la tabla 5. Dada la baja tasa de conteo no es necesaria la corrección por tiempo muerto.

Comparamos estos datos experimentales con una distribución Poissoniana y una gaussiana (otro posible modelo que describe muchos procesos estadísticos de la naturaleza) mediante un test χ^2 .

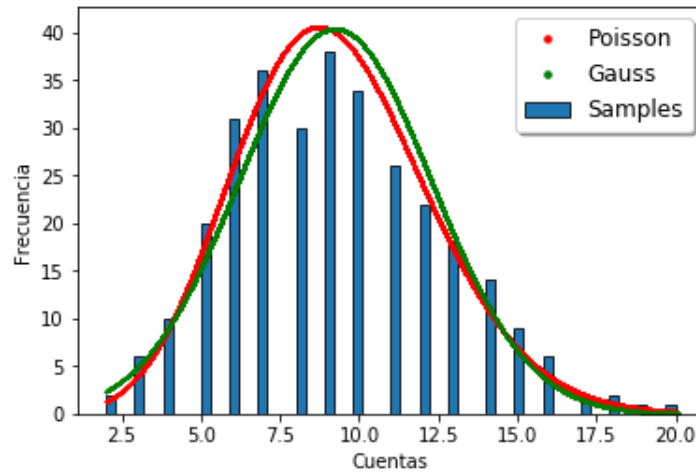


Figura 6: Naturaleza estadística de la radiación

Una explicación del fundamento de este test se puede ver en [3]. **En el caso de la Poissoniana tendremos 18-1=17 grados de libertad y en el de la gaussiana 18-2=16.**

$$\chi_P^2 = 10,08 \rightarrow P(\chi_{17}^2 > 10,08) = 0,93$$

$$\chi_G^2 = 15,05 \rightarrow P(\chi_{17}^2 > 15,05) = 0,59$$

A la vista de estos resultados queda claro que la distribución de Poisson es la que mejor representa nuestros datos. De ahora en adelante podremos asumir que la incertidumbre asociada a cada conteo N es $u(N) = \sqrt{N}$

7. ~~Atenuación~~ de radiación- α

Una vez que tenemos caracterizado por completo nuestro detector podemos ~~proceder realizar~~ distintos experimentos de conteo. Nuestro primer objetivo será medir la atenuación de las partículas alfa en hojas de ~~papel de fumar (polyetileno)~~ e intentar estimar su ~~longitud de penetración~~ λ que definimos a continuación.

~~Para modelizar el fenómeno de la atenuación denotaremos la probabilidad de interacción de las partículas por unidad de longitud $\frac{1}{\lambda}$. La probabilidad de que la partícula incidente atraviese el blanco de longitud X será el efecto acumulado de atravesar intervalos infinitesimales de tamaño X/n , es decir 1 (prob. de interacc.)~~

$$p = 1 - \frac{1}{\lambda} \frac{X}{n} \rightarrow P = \prod_n p = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \frac{1}{\lambda} \frac{X}{n}\right)^n = e^{-X/\lambda}$$

Para un haz de N partículas incidentes

$$N = N_0 e^{-X/\lambda}$$

~~Definimos por lo tanto la longitud de penetración λ como el grosor que ha de tener un material para producir una caída e^{-1} en la tasa de conteo. Por comodidad, nosotros trabajaremos con espesores másicos $X_m = \rho X$, $\lambda_m = \rho \lambda \rightarrow \frac{X}{\lambda} = \frac{X_m}{\lambda_m}$~~

~~Un razonamiento más detallado de lo anterior se puede encontrar en [2]~~

En el laboratorio hemos trabajado con una fuente emisora de partículas alfa (Pu-238) cuya energía es de 5,593 MeV [6]. Entre la fuente y la ventana del detector hemos intercalado en cada medida un número distinto de hojas de papel de forma que la tasa obtenida sea distinta en cada medida. Nótese que, tras unas pruebas, nos hemos dado cuenta que las partículas alfa también interaccionaban con el aire de tal forma que hemos procurado poner nuestra fuente lo más cerca posible de las hojas de papel para minimizar este efecto. A distancias superiores el conteo era sólo ~~ruido~~ (incluso sin la presencia de hojas).

Los datos obtenidos aparecen recogidos en la tabla 6

Lo que nos encontramos es que la tasa de conteo cae muy rápidamente para cada hoja de papel. Veremos que la ~~longitud de penetración~~ de las partículas α es mucho menor que el de las β y γ . La consecuencia de esto es que apenas disponemos de tres medidas en este experimento. Como la diferencia entre los puntos es muy grande, de ahora en adelante trabajaremos en escala logarítmica. Para hallar el valor que buscamos, ~~realizamos un ajuste por mínimos cuadrados de nuestros puntos al logaritmo de la expresión anterior~~

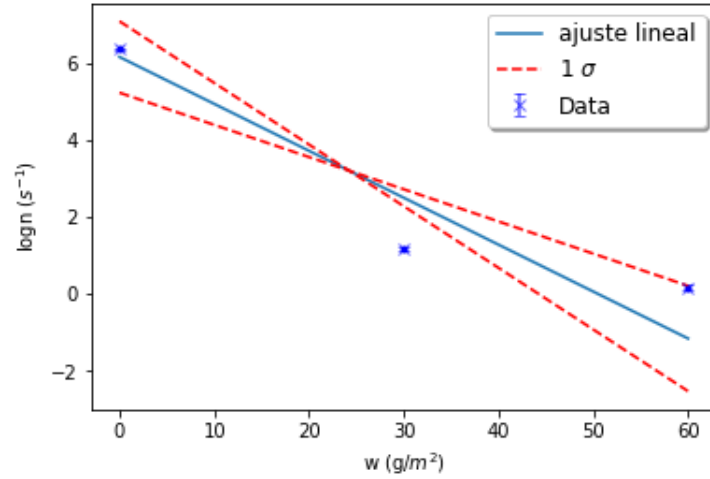


Figura 7: Representación y ajuste de los datos para la atenuación alfa en escala logarítmica

$$\log(n) = \log(n_0 e^{-w/\lambda_m}) \rightarrow \log(n) = a - bw$$

Obtuvimos

$$a = 6,17(93) \quad b = -0,122(38) \quad \chi^2 = 1467,69$$

Luego

$$b = \frac{1}{\lambda_m} \rightarrow \lambda_m = \frac{1}{b} = 8,203(98) \frac{g}{m^2}$$

A modo de comprobación, hemos acudido a la base de datos del NIST [7]. Para el material y la energía de ~~las partículas alfa con las que trabajamos obtuvimos~~ $\lambda_{\text{Ferico}} = 38,87 \frac{g}{m^2}$. Si bien el orden de magnitud es aproximadamente el mismo, está claro que los resultados no coinciden. Ello se debe a la falta de puntos experimentales en la zona de bajos espesores másicos (donde más se nota el fenómeno). En consecuencia, los puntos de w más alto tienen el mismo peso estadístico pese a que son objeto de mayores fluctuaciones estadísticas lo que contamina nuestros resultados.

8. ~~Atenuación de radiación-~~ β

En esta sección deberíamos intentar medir la atenuación de la radiación beta en láminas de aluminio. Sin embargo, a diferencia de las reacciones ~~beta o~~ gamma nos encontramos con un espectro continuo de energía que se debe a que la desintegración beta es un proceso en el que dos cuerpos (además del núcleo hijo) son emitidos, el neutrino y el electrón. En consecuencia, ~~la sección eficaz de interacción de cada partícula β será distinta y tendrá un coeficiente de atenuación distinto.~~ Luego la ~~longitud de penetración de cada electrón será distinta y~~ lo que tendremos será un truncamiento de la distribución de probabilidad de energía. En el laboratorio hemos podido comprobarlo midiendo la tasa de conteo de electrones intercalando láminas de aluminio entre los electrones y el contador. Los datos aparecen recogidos en la tabla 7.

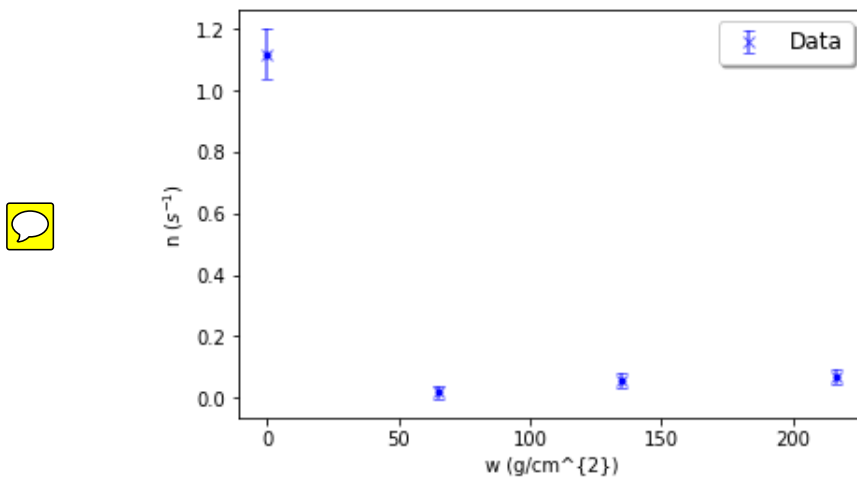
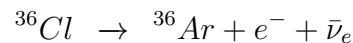


Figura 8: Atenuación de partículas beta con láminas de aluminio

~~Los ajustes que hemos hecho no han dado resultados decentes.~~ Un ajuste se puede encontrar en la siguiente en la sección siguiente

9. Cota a la masa del neutrino

Para hacernos una idea de la precisión a la que puede trabajar nuestro detector, vamos a tratar de hallar una cota a la masa del neutrino electrónico. Para ello, echaremos mano de la reacción de desintegración β del Cl-36:



Podemos calcular el factor Q [9] de la reacción que se define como las diferencias entre las masas iniciales y finales (balance detallado). Por conservación de la energía este factor Q coincidirá con la energía cinética con la que se eyectan el electrón, el neutrino y el núcleo : ⁴

$$Q = -m(e^-) - m(\nu_e) - m(^{36}\text{Ar}) + m(^{36}\text{Cl}) = T_{e^-} + T_{\bar{\nu}_e}$$

⁴Consideraremos aquí que el núcleo, al tener una masa mucho mayor que las otras dos partículas, tiene una energía cinética de retroceso despreciable

Despejando en esta fórmula podemos determinar la masa del neutrino. El problema está en hallar el valor del término derecho ya que nuestro detector es insensible a los neutrinos y la energía del electrón varía en una distribución continua de probabilidad. Sin embargo, en el máximo de esta distribución, el neutrino se encuentra en reposo y ~~es e~~ electrón que se lleva toda la energía. Luego, sabiendo la energía máxima del electrón podremos hallar una cota para la masa del neutrino. Como ya mencionamos antes, el fenómeno de la atenuación de la radiación β se presenta como un truncamiento en el espectro de energías. Luego la energía máxima del electrón será la correspondiente a la frontera entre electrones β y radiación de fondo. Para hallar este punto, en el laboratorio hemos medido el conteo de electrones β^- del Cl-36 para distintos números de hojas de aluminios cuyo espesor másico es $3,4 \cdot 10^{-3}$. Los datos recogidos se muestran en la tabla 10

Haciendo uso de la expresión de [1] que nos permite aproximar la atenuación del las partículas β como una caída exponencial, buscamos en escala logarítmica la intersección de nuestra exponencial con el fondo (punto en el que se absorbe el electrón más energético). Para ello ajustamos nuestros puntos a una recta $y = a + bx$

$$a = 2,226(39) \quad b = -0,0572(52)(\text{laminas}^{-1}) \equiv 16,8(1,5) \frac{g}{\text{cm}^2} \quad \chi^2 = 18,30$$

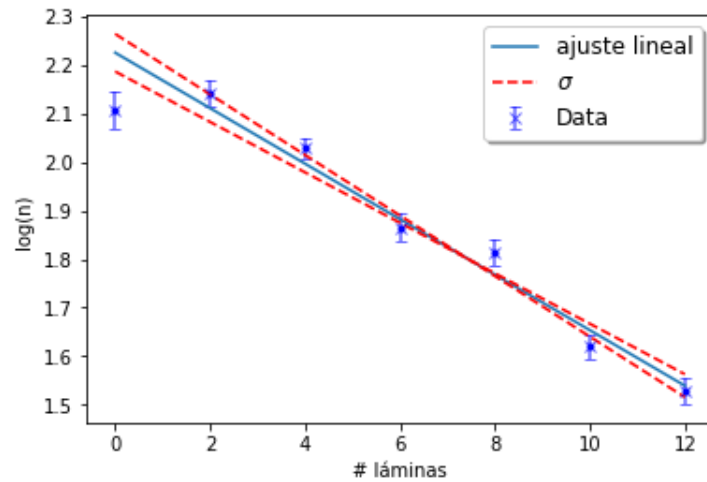


Figura 9: medidas para la atenuación de β en el aluminio y ajuste exponencial en escala logarítmica

Si sustituimos ahora $y = \log(n_b)$ obtenemos el valor que buscamos:

$$w_{max} = \frac{\log(n_b) - a}{b} = 55,773(10) \frac{g}{\text{cm}^2}$$

La pregunta es a que energía equivale este espesor? El artículo [10] propone la siguiente fórmula de relación entre el alcance de una partícula en aluminio

$$R = 412E_0^{1,265-0,0954\ln E_0}$$

donde R es el alcance en (g/cm^2) y E_0 es la energía en MeV. Despejando para nuestro valor de R obtenemos ⁵

$$T_e^{max} = 0,239979(29)$$

⁵Al ser una ecuación no analítica, el cálculo de la incertidumbre no es evidente. Lo que hicimos fue propagar las incertidumbres como si conociéramos $u(E_0)$ y despejar esta última para $u(R)$

Finalmente, volviendo a nuestra fórmula de arriba podemos despejar la masa del neutrino

$$m(\nu_e) = T_{e^-} + m(e^-) + m(^{36}\text{Ar}) - m(^{36}\text{Cl}) = 0,041025(29) \frac{\text{MeV}}{c^2}$$

Obviamente la masa real es mucho menor aun que la que acabamos de calcular pero el hecho de saber que su masa es menor que casi la centésima parte que la del electrón (la cual ya es minúscula) nos da una idea de lo ínfima que puede ser esta partícula.

10. Atenuación de radiación- γ

Por último, mediremos la atenuación para rayos gamma en plomo y en aluminio. Para ello procedemos como antes a interponer material entre el detector y la fuente. Hemos utilizado una fuente de Co-60 cuyos gammas tienen una energía de 1332.492(4) keV.

Disponemos de unos discos del material de diferentes espesores másicos previstos para tal efecto. Nótese que en este caso importa bien poco la distancia a la que situamos nuestra fuente gamma (siempre que sea la misma en todo el experimento pues los efectos geométricos permanecen) ya que la atenuación en aire es mínima, cosa que no ocurría por ejemplo con las alfa. Para el caso del aluminio las medidas se encuentran recogidas en la tabla 8.

De nuevo como en el caso de las alfas estamos trabajando con fuentes monoenergéticas conque podemos suponer el modelo exponencial para la atenuación. Nótese que por alguna razón tuvimos que sumar un parámetro constante y_0 para tener un ajuste minimamente decente:

$$y = y_0 + ae^{-bx}$$

$$y_0 = 6,54(16) \text{ s}^{-1} \quad a = 87,4(5,2) \text{ s}^{-1} \quad b = 0,1010(47) \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad \chi^2 = 121,19$$

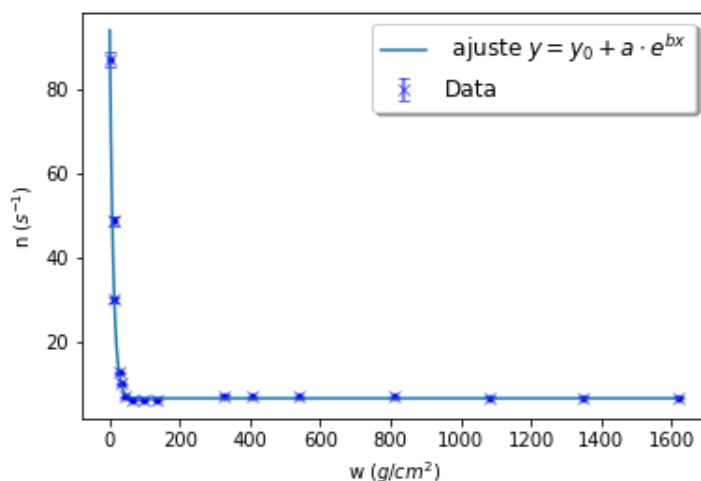


Figura 10: Puntos experimentales y ajuste al modelo de atenuación para la interacción de radiación γ con Al

Con 11 grados de libertad. El χ^2 que obtenemos en este ajuste vuelve a decirnos que este es último no es nada bueno. Podríamos pensar que lo que falla es el modelo que estamos empleando, sin embargo, como este experimento se ha realizado muchas más veces corroborando que el modelo es correcto cabe suponer que el problema está en otro lado. ~~Lo que ocurre (muy probablemente) es que estamos teniendo efectos que estropean nuestros datos como pueden ser toques en el detector que mueven la posición de la fuente rompiendo la geometría del experimento. Pero incluso resolviendo eso (pegando la fuente a un soporte por ejemplo), hay que tener en cuenta que trabajamos con espesores másicos con defectos y que la radiación incidente se va a atenuar más o menos dependiendo de la dirección.~~

De nuestro ajuste, podemos sacar la longitud de penetración como hicimos para los α :

$$\lambda_m = \frac{1}{b} = 9,90(46) \frac{g}{cm^2}$$

~~conque los rayos gamma tienen una longitud de penetración mucho mayor que la de los alfa (como era de esperar).~~

Comparando con una base del datos [8] tenemos que el índice de atenuación teórico (nuestro b) es $\mu_T = 0,0533 \frac{cm^2}{g}$. Aunque no entra en el intervalo de confianza de nuestro valor experimental, el orden de magnitud es el mismo y los valores se parecen bastante conque podemos estar satisfechos pese a los puntos de partida que tenemos.

Pasamos ahora a hacer el mismo procedimiento usando el Pb como atenuador. Los datos obtenidos están recogidos en la tabla 9

Para este apartado, nuestros datos son muy malos y el ajuste a $y = y_0 + ae^{-bx}$ no converge. Incluso probando a descartar el punto $w=0$ que normalmente se obtiene mucho más alto de lo normal por scattering compton no obtenemos un resultado satisfactorio.

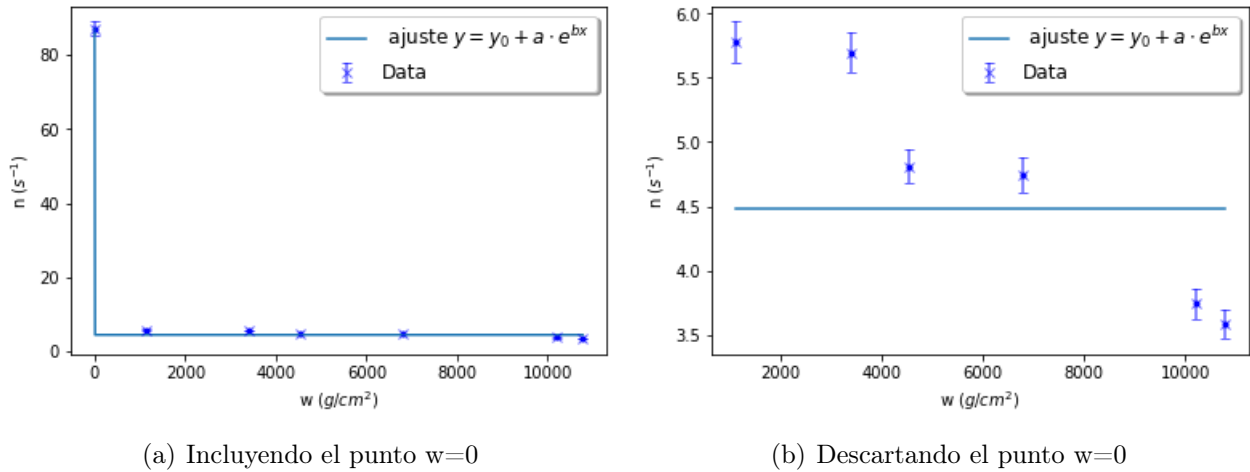


Figura 11: Representación de la atenuación de γ en el Pb e intento fallido de ajuste

Si hubiéramos obtenido un resultado y este fuera bueno, hubiéramos visto que el Pb frena nuestras gammas muchísimo más que el Al

11. Conclusiones

Repasemos lo que hemos hecho. Primero hemos caracterizado nuestro detector. Hemos encontrado el voltaje óptimo para asegurarnos de que operaba como un detector Geiger y hemos comprobado que efectivamente nos encontrábamos en un plateau para el cual pequeñas fluctuaciones de voltaje no alteran los resultados obtenidos. Luego hemos determinado el tiempo muerto, es decir el tiempo necesario entre medida y medida para que el detector recuperara su distribución eléctrica de equilibrio y pudiera volver a medir un conteo. Por último hemos ~~modelizado la eficiencia geométrica y la hemos utilizado para obtener la eficiencia intrínseca del detector~~ (aunque no teniendo la certeza de que fuente usamos es probable que este resultado no sea el correcto).

Una vez caracterizado el detector, hemos caracterizado la radiación con la que trabajamos. Primero hemos medido la radiación de fondo con el objetivo de corregirla a las medidas posteriores. Luego medimos también en pequeños intervalos de tiempo la radiación de una fuente de tal forma que pudimos comprobar que efectivamente la distribución estadística de la radiación es una Poissoniana y no una Gaussiana ~~como suele suceder~~.

Con toda esta preparación, nos hemos dedicado a medir la atenuación de los tres tipos de radiación (α , β y γ) en distintos materiales. De esta forma, hemos comprobado que las partículas alfa tienen un alcance muy bajo, incluso en el aire ~~debido principalmente a su gran sección eficaz~~. En esta parte de la práctica hemos obtenido resultados muy malos, cuando los hemos obtenido y no podemos decir que fuera un éxito.

Por último, hemos acotado a la alza la masa del neutrino utilizando el teorema del balance detallado comprobando que es realmente pequeña.

En general los resultados se puede decir que son aceptables, excepto para algún caso ya mencionado. Quizás lo que realmente se puede sacar de esta práctica es la gran cantidad de fenómenos que se pueden estudiar gracias a un detector realmente simple.

12. Apéndice

Cálculo de incertidumbres

En esta práctica se realizan esencialmente medidas de cuentas en el detector Geiger y tiempos de medidas. Luego estas son las únicas fuentes de incertidumbre experimental. Al seguir una distribución poissoniana como se ve en el experimento, la incertidumbre asociada a cada un conteo N es \sqrt{N} . A su vez ~~la asociada a una medida de tiempo es una estimación de 0,3 s que representa el tiempo de reacción de un servidor al manipular el cronómetro.~~

Para ~~no sobresaturar al lector~~, no se exponen los métodos de cálculo de la incertidumbre de cada resultado más que el valor mismo. La fórmula que se emplea en cualquier cálculo que no sea un ajuste es la usual propagación de incertidumbres. Si tenemos una variable función N variables $f(x_1, x_2, \dots, x_N)$ y cada variable x_i tiene una incertidumbre $u(x_i)$, la incertidumbre combinada de la nueva variable será $u(y) = \sqrt{\sum_i^N \left(\frac{dy}{dx_i} u(x_i)\right)^2}$

Correcciones

~~Todos las a excepción de aquellos~~ para los que se menciona explícitamente se aparecen corregidos por tiempo muerto

$$n = \frac{m}{1 - m\tau}$$

y radiación de fondo $n = m - n_b$ donde m es la tasa previa a la corrección.

Medida de la radiación de fondo

Llamamos fondo a cualquier tipo de interacción incidente desde el exterior que interfiere con nuestro experimento (es decir no producido voluntariamente). El fondo es un valor que sustraemos a nuestras medidas ~~de forma a minimizar su efecto~~ en nuestros resultados. Hemos medido fondo sólo los dos primeros días aunque deberíamos haberlo hecho los tres. Para medirlo, encendemos nuestro detector en el voltaje de trabajo habitual y lo dejamos contar un tiempo suficiente (normalmente una hora) ya que las cuentas debidas a radiación de fondo son mucho menos frecuente que en el caso de colocar una fuente en el detector. A continuación se recoge las medidas de fondo de cada día:

día	N	t (s)	n (s^{-1})	u(n) (s^{-1})
1	1159	2953.32	0.392	0.012
2	1258	3305.34	0.381	0.011

Cuadro 1: Medidas del fondo para 2/3 días

Tablas de datos y otros cálculos

V(V)	N	t(s)	n(s ⁻¹)	u(n) (s ⁻¹)
370	200	1254	0.159	0.011
380	1509	39.89	37.8	1.1
405	2051	48.84	41.99	0.99
425	8340	38.04	219.2	5.4
450	19479	37.05	526	22

Cuadro 2: Voltaje de trabajo

N ₁	t ₁ (s)	N ₂	t ₂ (s)	N ₃	t ₃ (s)	τ(μs)	u(τ)(μs)
11699	65.85	14598	53.14	10618	76.68	966	70
14180	82.22	14013	51.72	11536	81.72	1011	65
13345	84.73	15176	55.69	12578	80.49	959	63
13606	85.64	13952	53.37	12522	86.24	1079	67
11994	74.37	14337	52.86	11712	78.19	940	66
13063	82.34	13444	50.28	13821	95.34	888	61
125475	72.08	12613	50.22	13963	124.13	1005	72

Cuadro 3: Tiempo muerto

d (cm)	N	t	n (s ⁻¹)	u(n) (s ⁻¹)	E _T	u(E _T)	MC
0.475	2983	12.5	310.51	0.51	2079.6	16.2	0.3644
1.435	1719	11.99	166.25	0.86	1113.4	5.0	0.1202
2.395	2247	26.61	92	15	613.6	2.7	0.041
3.355	5963	115.26	54.09	0.43	362.2	2.9	0.0183
4.315	1694	54.29	31.79	0.40	213	100	0.0116
5.275	1627	79.91	20.38	0.74	136.5	5.7	0.0057
6.235	1258	87.22	14.24	2.4	95.3	3.4	0.0039

S _{Lejana}	S _{Cercana}	χ ² _{MC}	χ ² _{Slejana}	χ ² _{Scercana}
4.4	0.29	5593.65	10781.95	6184.74
0.49	0.090	22.86	19924.32	139.55
0.174	0.039	6802.34	30147.06	3563.22
0.089	0.021	3774.18	9835.02	1650.78
0.054	0.013	1.33	2.76	0.37
0.036	0.0087	216.01	341.51	34.54
0.026	0.0063	382.37	456.19	38.04
		∑ _i = 16523,45	∑ _i = 71488,41	∑ _i = 11611,23

Cuadro 4: Datos relativos a la estimación de la eficiencia del detector (intrínseca, geométrica y total)

N_i	ν_i	$P_i N$	$G_i N$	χ_{iP}^2	χ_{iG}^2
0	0	0.03	0.40	0	0
1	0	0.28	1.03	0	0
2	2	1.29	2.39	0.25	0.07
3	6	3.97	4.95	0.69	0.18
4	10	9.15	9.20	0.07	0.06
5	20	16.88	15.36	0.49	1.08
6	31	25.96	23.00	0.82	2.06
7	36	34.22	30.92	0.09	0.72
8	30	39.47	37.28	2.99	1.77
9	38	40.47	40.34	0.16	0.14
10	34	37.34	39.16	0.33	0.78
11	26	31.32	34.12	1.09	2.53
12	22	24.09	26.67	0.2	0.99
13	18	17.10	18.71	0.05	0.03
14	14	11.27	11.77	0.53	0.35
15	9	6.93	6.65	0.48	0.61
16	6	4.00	3.37	0.67	1.15
17	2	2.17	1.53	0.01	0.11
18	2	1.11	0.62	0.39	0.95
19	1	0.54	0.23	0.21	0.59
20	1	0.25	0.08	0.56	0.86
				$\sum_i = 10,08$	$\sum_i = 15,05$

Cuadro 5: Naturaleza estadística de la radiación

w (g/m^2)	N	t (s)	n (s^{-1})	u(n)	log(n)	u(log(n))
0	12501	33.35	590	15	6.380	0.025
30	664	184.52	3.22	0.14	1.169	0.044
60	476	300.41	1.195	0.074	0.178	0.062

Cuadro 6: Medidas de la atenuación de α en polyetileno

w(g/cm^2)	N	t (s)	n (s^{-1})	u(n) (s^{-1})
0	331	221.2	1.118	0.083
135.1	337	770.1	0.057	0.023
64.84	339	852.9	0.017	0.021
216.16	377	838.0	0.069	0.023

Cuadro 7: Medidas de la atenuación de β en el aluminio

w (g/m^2)	N	t (s)	n (s^{-1})	u(n)	w (g/m^2)	N	t (s)	n (s^{-1})	u(n)
0	3088	38.30	87.1	1.9	135.1	1213	182.45	6.30	0.19
9.45	1977	42.18	48.7	1.2	324.24	1711	227.29	7.19	0.19
13.51	2015	68.39	29.94	0.71	405.3	2124	295.57	6.84	0.16
25.67	1671	129.44	12.68	0.33	540.4	1538	214.59	6.83	0.19
31.07	1822	175.63	10.09	0.25	810.6	1759	244.41	6.86	0.17
43.23	1921	264.29	6.93	0.17	1080.81	1400	197.25	6.75	0.19
64.84	2147	324.47	6.27	0.15	1351.0	1286	182.26	6.71	0.20
94.57	2149	322.2	6.32	0.15	1621.2	1406	199.85	6.69	0.19

Cuadro 8: Medidas de la atenuación de γ en Al

w (g/cm^2)	N	t (s)	n (s^{-1})	un (s^{-1})
0	3088	38.3	87.1	1.9
1134	1472	240.09	5.78	0.16
3402	1494	246.77	5.70	0.16
6804	1388	271.55	4.74	0.14
10773	1315	332.46	3.58	0.11
4536	1514	292.36	4.81	0.14
10206	1270	308.67	3.74	0.12

Cuadro 9: Medidas de la atenuación de rayos γ en pb

w (g/m^2)	N	t (s)	n (s^{-1})	u(n)	log(n)	u(log(n))
0	691	84.68	8.23	0.32	2.107	0.039
2	1450	171.5	8.53	0.23	2.143	0.027
4	1951	258.59	7.60	0.17	2.028	0.023
6	1208	188.35	6.45	0.19	1.865	0.029
8	1460	239.29	6.14	0.16	1.814	0.026
10	1658	329.8	5.05	0.12	1.620	0.025
12	1414	308.15	4.61	0.12	1-528	0.027

Cuadro 10: Medidas de la atenuación para Cl-36 (β) con hojas de aluminio

Referencias

- [1] KNOLL, GLENN, F., *Radiation detection and measurement*, third edition, John Wiley and Sons, New York, 2004.
- [2] SABORIDO SILVA, JUAN, J., *Programa de Física Nuclear y de Partículas*, Notas del curso USC, 2008-2009.
- [3] SÁNCHEZ DEL RÍO, C., *Radiation detection and measurement*, primera edición, Eudema, Madrid, 1989.
- [4] LND, INC., *723 End Window-Alpha-Beta-Gamma Detector*, 3230 LAWSON BLVD., OCEANSIDE, NEW YORK 11572.
- [5] *Apuntes de eficiencia geométrica 1*, Apuntes de la materia "Técnicas experimentales IV", USC.
- [6] *The Lund/LBNL Nuclear Data Search* Version 2.0, February 1999
<http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/>
- [7] NIST *ASTAR : Stopping Power and Range Tables for Alpha Particles*
- [8] NIST *X-Ray Mass attenuation coefficients table* <https://physics.nist.gov/PhysRefData/>
- [9] KRANE, KENNETH S. *Introductory nuclear physics*, second edition, John Wiley and Sons, Oregon State University 1995
- [10] KATZ, L. AND PENFOLD, A.S. *Range-Energy relations for Electrons and the Determination of Beta-Ray End-Point Energies by Absorption* Reviews of modern physics, 1952