

# Medida de la concentración de $^{222}\text{Rn}$ en el nitrógeno suministrado por el Laboratorio Subterráneo de Canfranc

---

## Trabajo Fin de Grado

Estudiante: Adrián Blancas Pozo

Directores:

Jorge Puimedón Santolaria

Iván Coarasa Casas

Junio de 2019



## Índice

1.	Introducción .....	5
2.	Objetivo .....	6
3.	Desarrollo .....	7
3.1.	Aire limpio .....	7
3.2.	Aire con $^{222}\text{Rn}$ .....	8
3.3.	Cálculo del ritmo para aire limpio y aire con $^{222}\text{Rn}$ .....	9
3.4.	Eficiencia relativa del $^{222}\text{Rn}$ .....	11
3.5.	Eficiencia absoluta del $^{40}\text{K}$ .....	12
3.6.	Eficiencia absoluta del $^{222}\text{Rn}$ .....	17
3.6.1.	Cálculo por Monte Carlo de $\epsilon_{T2}$ .....	18
3.6.2.	Validez de $\epsilon_{T2}$ estimada por Monte Carlo .....	19
3.6.3.	Estimación de $\epsilon_{T2}$ para la energía 609 keV del $^{222}\text{Rn}$ .....	21
3.6.4.	Cálculo del factor de corrección por coincidencia .....	22
3.6.5.	Estimación de la eficiencia absoluta del $^{222}\text{Rn}$ .....	23
4.	Resultados .....	25
5.	Conclusiones.....	26
6.	Bibliografía .....	27



# 1. Introducción

El experimento de ANAIS para la detección de materia oscura se realiza en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC). En el experimento se utilizan 9 detectores de yoduro de sodio dopados con talio, NaI(Tl), con una masa total de 112.5 kg alojados en el interior de un blindaje de plomo. La señal esperada es muy débil y la propia radiactividad natural es uno de los fondos más importantes del experimento.

El  $^{222}\text{Rn}$  es un gas radiactivo natural perteneciente a la cadena del  $^{238}\text{U}$  (Figura 1) que se encuentra en el aire. Por lo tanto, el  $^{222}\text{Rn}$  está en el interior de los blindajes y puede ser una fuente importante del fondo. La protección usual contra el  $^{222}\text{Rn}$  consiste en inyectar un flujo de nitrógeno en el interior de los blindajes para purgar el aire que lo contiene.

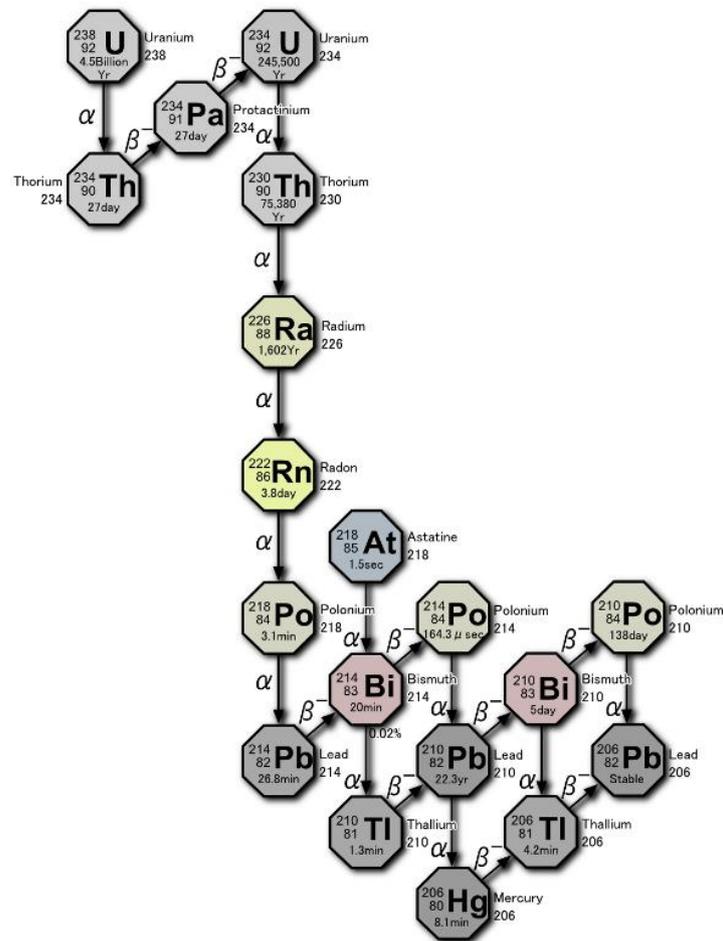


Figura 1: Cadena de desintegración  $^{238}\text{U}$  (Naukas, s.f.).

El nitrógeno usado en ANAIS lo proporciona el LSC a partir de la evaporación de nitrógeno líquido. Este nitrógeno, obtenido a partir del aire atmosférico, puede contener trazas de radón. El experimento ANAIS no observa las líneas características del  $^{222}\text{Rn}$  y estima que su actividad es menor que  $0,6 \text{ Bq/m}^3$  (J.Amaré et al., 2016). En el aire, la actividad de  $^{222}\text{Rn}$  es variable, pero los valores son en general del orden de decenas de  $\text{Bq/m}^3$ , por lo que podemos considerar que el nitrógeno proporcionado por el LSC es muy bueno.

Una mejora de la cota superior anterior puede conseguirse mediante la espectrometría gamma del nitrógeno del LSC utilizando un detector de germanio hiperpuro (HPGe). Este (Figura 2) consta de un criostato que tiene forma de cilindro ( $\varnothing=76.8$  mm y  $h=110$  mm) que aloja el cristal de HPGe. De la parte trasera del detector sale una caña que sirve para refrigerar al detector con nitrógeno. Todo esto se encuentra dentro de un prisma rectangular de plomo que tiene un volumen interno de 12 litros (20x20x30 cm).



**Figura 2:** Foto del detector de HPGe y su blindaje.

En la Figura 2 se puede observar el montaje del detector de HPGe; en la imagen de la izquierda se encuentra el montaje abierto, donde se puede diferenciar el criostato y la caña por la cual se refrigera con nitrógeno líquido. En la de la derecha el sistema ya se encuentra con el blindaje cerrado. El tanque blanco es su contenedor de nitrógeno líquido. El nitrógeno de evaporación se canaliza al hueco interior del blindaje para purgar el  $^{222}\text{Rn}$  del aire.

## 2. Objetivo

El objetivo de este trabajo es medir la actividad por unidad de volumen del  $^{222}\text{Rn}$  contenido en el nitrógeno que limpia la cavidad de ANAIS. Entonces se utilizó también este nitrógeno del LSC para purgar el blindaje del HPGe y se desconectó la ventilación de su tanque de nitrógeno líquido. Esto nos permite medir con el HPGe que utilizamos en este trabajo la actividad del  $^{222}\text{Rn}$  en el nitrógeno del LSC mediante espectrometría gamma.

### 3. Desarrollo

Los rayos gamma característicos de cada núcleo radiactivo se observan como picos de absorción total en el espectro de energía absorbida del detector de HPGe. El ritmo R en cada pico se puede expresar como

$$R = A I \varepsilon \quad (1)$$

donde A es la actividad del núcleo, I la intensidad del rayo gamma (nº de fotones emitidos en cada desintegración) y  $\varepsilon$  la eficiencia de absorción total (probabilidad de que la energía del fotón sea cedida totalmente al detector). La eficiencia de una fuente radiactiva depende de la energía del rayo gamma y de la geometría y distancia fuente-detector. Por tanto, hace falta medirla con una fuente de calibración de una actividad conocida.

Una fuente de actividad desconocida no puede proporcionar la eficiencia, pero sí el cociente ritmo-intensidad:

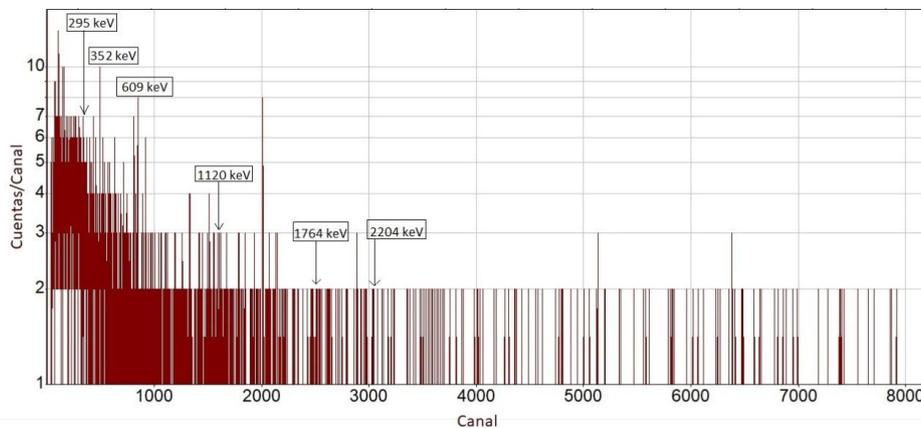
$$R/I = A \varepsilon \quad (2)$$

que tiene dimensiones de  $s^{-1}$  y es proporcional a la eficiencia.

Uno de los objetivos intermedios para llegar al valor final que se quiere obtener es determinar la eficiencia del  $^{222}\text{Rn}$ . Para ello se tienen datos de aire limpio y de aire con  $^{222}\text{Rn}$ ; en cada subsección se van a analizar estas medidas.

#### 3.1. Aire limpio

La muestra de datos de aire limpio que se consigue en el HPGe purgado con el nitrógeno de evaporación. El sistema de adquisición almacena el canal y fecha de cada suceso en bloques, cada bloque recoge 226 sucesos. Cuando un bloque se llena, se graba en el disco duro del ordenador, se crea otro y así sucesivamente. Para construir el espectro se recogen todos los bloques que se han adquirido en una medida, y se construye el espectro de energías.

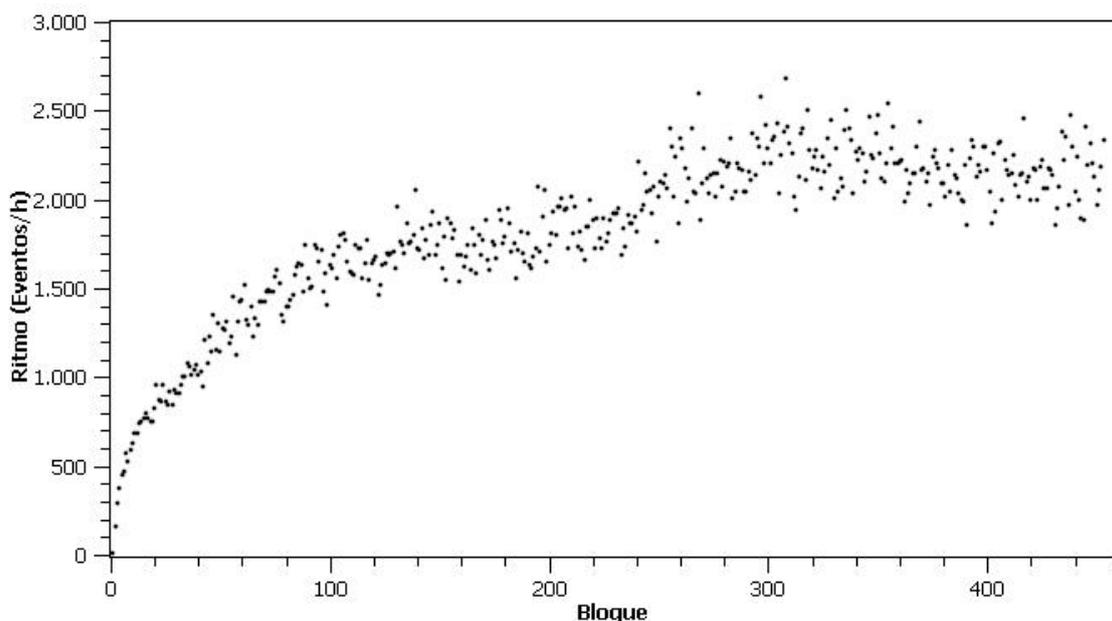


**Figura 3:** Espectro del aire limpio. Tiempo de medida de 18,29 días.  
Calibración:  $E(\text{keV}) = 0,730938 \times \text{canal} - 10,20$ .

En la Figura 3 se han marcado en el espectro las energías características del  $^{222}\text{Rn}$  que van a ser relevantes en el trabajo. Entre los picos de energía de 1120 keV y 1764 keV se observa un pico sobre el canal 2000, es el pico de 1460 keV del  $^{40}\text{K}$ .

### 3.2. Aire con $^{222}\text{Rn}$

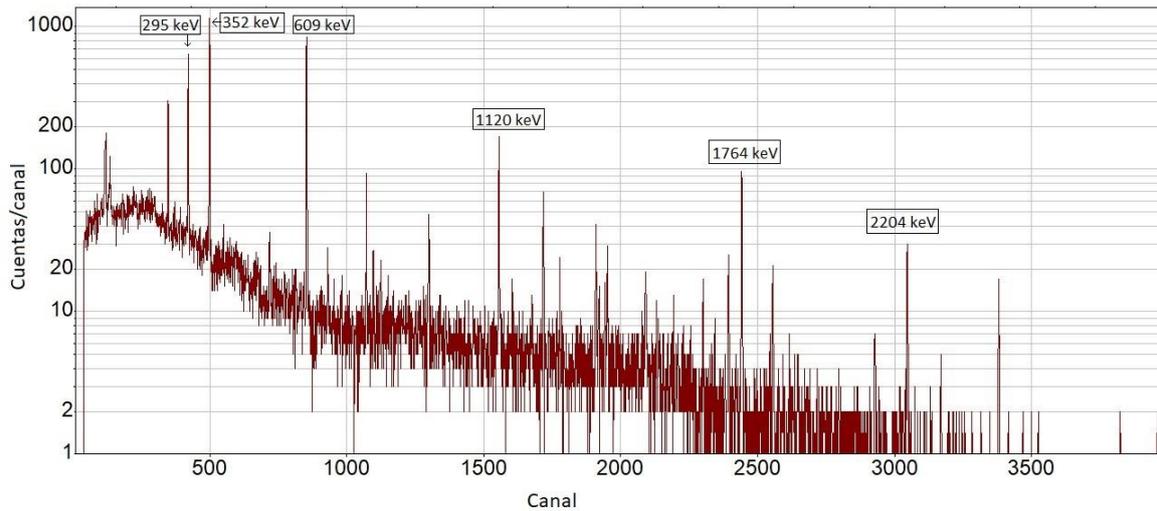
Debido a un fallo en la ventilación del HPGe se introdujo aire del laboratorio con  $^{222}\text{Rn}$ . Esto se refleja en la Figura 4, donde se representa el ritmo frente a los bloques de adquisición.



**Figura 4:** Ritmo del aire con  $^{222}\text{Rn}$  en cada bloque de adquisición. Cada bloque tiene distinta duración debido a que en los primeros no había casi aire con  $^{222}\text{Rn}$  (ritmo bajo) y al bloque le cuesta más llenarse, al aumentar el ritmo los bloques se llenan más rápido. Por ejemplo, el primer bloque estuvo midiendo durante poco más de un día y el último sólo 6 minutos.

Se observa en la gráfica que en efecto el ritmo aumenta en gran medida, esto quiere decir que ha fallado la ventilación del experimento. Gracias a este incidente disponemos de datos para estimar la eficiencia para los rayos gamma característicos del  $^{222}\text{Rn}$ .

En la Figura 5 se muestra el espectro a partir del bloque 260, que es una zona de ritmo alto y estable. Obsérvese que en 20 horas son visibles los picos del  $^{222}\text{Rn}$ .



**Figura 5:** Espectro del aire con  $^{222}\text{Rn}$ . Tiempo de medida de 20,12 horas.  
Calibración:  $E(\text{keV}) = 0,726832 \times \text{canal} - 10,50$ .

### 3.3. Cálculo del ritmo para aire limpio y aire con $^{222}\text{Rn}$

Una vez obtenido el número de las cuentas (área) de los picos de absorción total y el tiempo de medida se puede determinar el ritmo de cada uno de ellos.

El área de un pico se estima (Gilmore, 1995) :

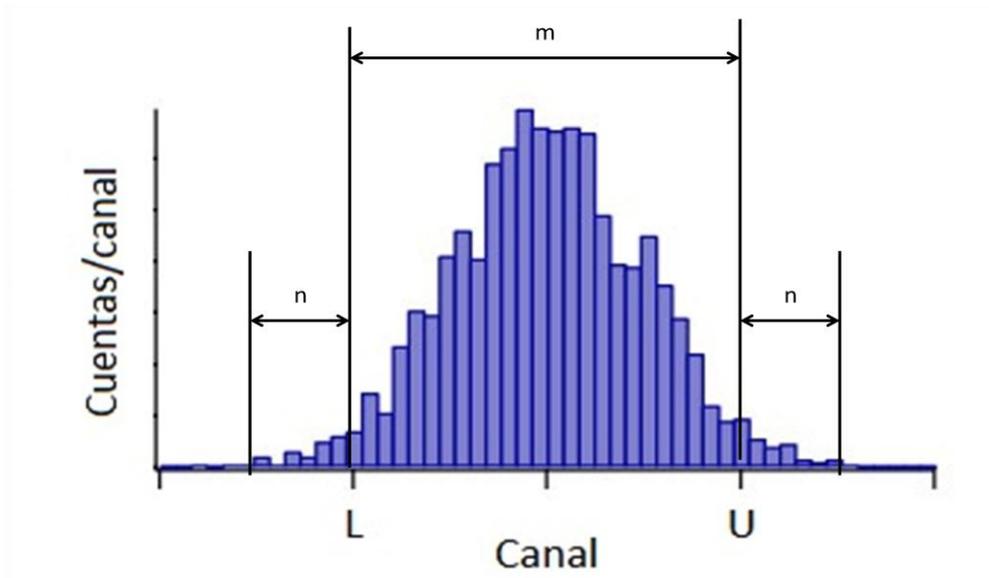
$$A = G - B \quad (3)$$

donde A es el número de cuentas en el pico y B el fondo que se encuentra debajo del pico.

$$G = \sum_{i=L}^U C_i \quad (4)$$

$$B = n \left( \sum_{i=L-m}^{L-1} C_i + \sum_{i=U+1}^{U+m} C_i \right) / 2m \quad (5)$$

Donde  $C_i$  son las cuentas en el canal  $i$ ,  $n$  es el número de canales que comprende el pico,  $m$  el número de canales a la izquierda y derecha que se escogen para estimar el valor del fondo,  $U$  el último canal del pico de absorción total y  $L$  el primero.



**Figura 6:** Ejemplo del cálculo del área de un pico de absorción total (CBPF, s.f).

Los resultados para los rayos gamma más intensos del  $^{222}\text{Rn}$  se muestran en la Tabla 1. Hemos mantenido suficientes cifras significativas en la columna 3 para poder restar adecuadamente los valores con la columna 2.

Energía del centro del pico (keV)	Ritmo aire limpio (cuentas/h)	Ritmo aire con $^{222}\text{Rn}$ (cuentas/h)
295,22	0,013 ± 0,012	84,902 ± 2,283
351,93	0,048 ± 0,013	147,004 ± 2,861
609,31	0,044 ± 0,011	110,125 ± 2,417
1120,29	0,007 ± 0,005	23,901 ± 1,160
1764,49	0,005 ± 0,003	18,488 ± 0,976
2204,21	0,002 ± 0,002	5,392 ± 0,534

**Tabla 1:** Ritmo de los picos del radón para el aire limpio y para el aire con  $^{222}\text{Rn}$ .

La corrección debida al tiempo muerto del detector ( $\tau = 47,8 \pm 8,6$  ms):

$$R_0 = \frac{R_m}{1 - R_m \tau} \quad (6)$$

donde  $R_0$  es el ritmo corregido,  $R_m$  el ritmo medido y  $\tau$  el tiempo muerto del detector, que es del orden del 3% en el caso del aire con  $^{222}\text{Rn}$  y despreciable en el caso del aire limpio.

### 3.4. Eficiencia relativa del $^{222}\text{Rn}$

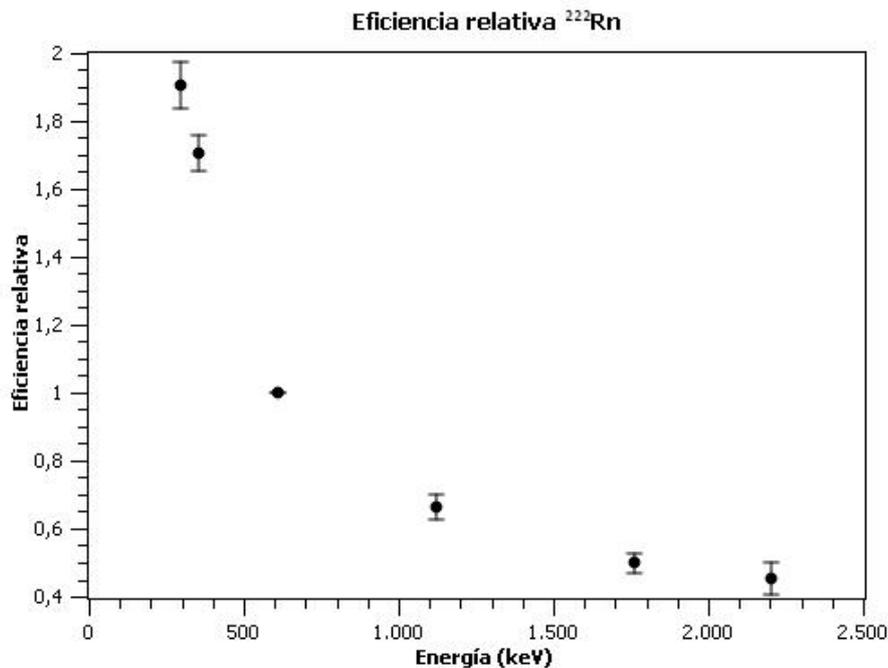
El ritmo de cada energía se calcula restando la contribución del aire limpio a la de aire con  $^{222}\text{Rn}$  y las intensidades se obtienen de las tablas del Laboratoire National Henri Becquerel, LNHB (LNHB, s.f.). Si la actividad del  $^{222}\text{Rn}$  que entró en el blindaje del HPGe hubiera sido conocida, se podría haber medido la eficiencia de una fuente dispersa en la cavidad interna. Como era desconocida, puede encontrarse la eficiencia relativa  $\epsilon_r$  a partir de los cocientes ritmo-intensidad:

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \frac{R/I}{R_0/I_0} \quad (7)$$

donde  $\epsilon_0$  es la eficiencia a una energía de referencia  $E_0$ . Por ejemplo, si escogemos como referencia la eficiencia de pico de absorción total de 609 keV obtenemos los datos que se encuentran en la Tabla 2 y que están representados en la Figura 7.

Energía (keV)	Ritmo (eventos/h)	Intensidad (%)	Cociente R/I ( $10^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	$\epsilon_r$ respecto a 609 keV
295,22	$84,9 \pm 2,3$	$18,41 \pm 0,04$	$12,81 \pm 0,35$	$1,905 \pm 0,069$
351,93	$146,0 \pm 2,9$	$35,60 \pm 0,07$	$11,47 \pm 0,23$	$1,706 \pm 0,054$
609,31	$110,1 \pm 2,4$	$45,49 \pm 0,19$	$6,72 \pm 0,16$	1
1120,29	$23,9 \pm 1,2$	$14,91 \pm 0,03$	$4,45 \pm 0,22$	$0,662 \pm 0,036$
1764,49	$18,48 \pm 0,98$	$15,31 \pm 0,05$	$3,35 \pm 0,18$	$0,499 \pm 0,029$
2204,21	$5,39 \pm 0,53$	$4,91 \pm 0,02$	$3,05 \pm 0,30$	$0,453 \pm 0,046$

**Tabla 2:** Cocientes R/I y eficiencias relativas para el  $^{222}\text{Rn}$  respecto a 609 keV en función de la energía.



**Figura 7:** Eficiencia relativa del  $^{222}\text{Rn}$  en función de la energía respecto a 609 keV.

De esta manera se consigue determinar con los cocientes R/I las eficiencias relativas respecto a 609 keV para las energías del  $^{222}\text{Rn}$ , que es proporcional a la eficiencia absoluta del  $^{222}\text{Rn}$ . Una manera más intuitiva de verlo es imaginar que para la gráfica de la eficiencia relativa del radón, se sabe la forma, pero no la posición; se necesita encontrar un valor de eficiencia absoluta con el que ubicar la relativa. Ese factor se obtendrá mediante una calibración con una fuente de KCl, gracias al isótopo  $^{40}\text{K}$  contenido en el potasio natural.

### 3.5. Eficiencia absoluta del $^{40}\text{K}$

La fuente de KCl para la calibración de la eficiencia absoluta se usa porque es una fuente natural, de fácil adquisición y con un coste bajo. Además, al ser la fuente emisora el  $^{40}\text{K}$ , emite fotones monoenergéticos de 1460 keV, una energía que se encuentra entre 1120 keV y 1764 keV (Figura 7), por lo que la hace idónea para estimar el valor de R/I para 1460 keV por interpolación y calcular las eficiencias relativas respecto a 1460 keV. Con una fuente conocida de  $^{40}\text{K}$  se puede estimar la eficiencia absoluta a 1460 keV y ya disponemos del factor para estimar la eficiencia absoluta para las energías del  $^{222}\text{Rn}$  en la cavidad del blindaje.

Comenzaremos estimando la eficiencia absoluta a 1460 keV. Las características de la fuente de KCl utilizada se muestran en la Tabla 3.

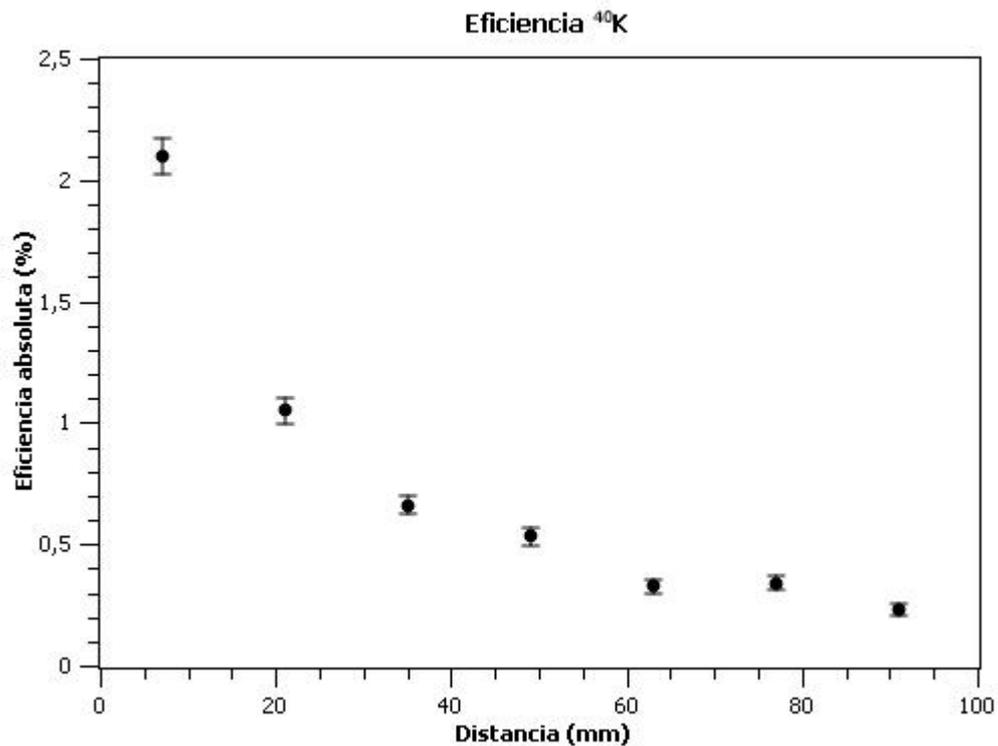
Fuente de calibración (KCl)	
Masa (g)	20,59 ± 0,01
∅ (mm)	64
Altura (mm)	5
$^{40}\text{K}/^{\text{nat}}\text{K}$ (%)	0,0117
$T_{1/2}$ (años)	(1251 ± 6) × 10 <sup>6</sup>
Actividad (Bq)	341,9 ± 2,1
Intensidad pico de absorción total de 1460 keV (%)	10,55 ± 0,11

**Tabla 3:** Datos de la fuente de calibración (KCl).

La fuente de KCl se fue colocando a diferentes distancias frontales del detector para obtener información de varias distancias típicas del volumen de aire. A partir de las áreas del pico de absorción total, las eficiencias para el fotón de 1460 keV se pueden ver en la Tabla 4. La Tabla 4 comienza en 7 mm porque esa es, según el fabricante, la distancia mínima entre el cristal de germanio y su criostato.

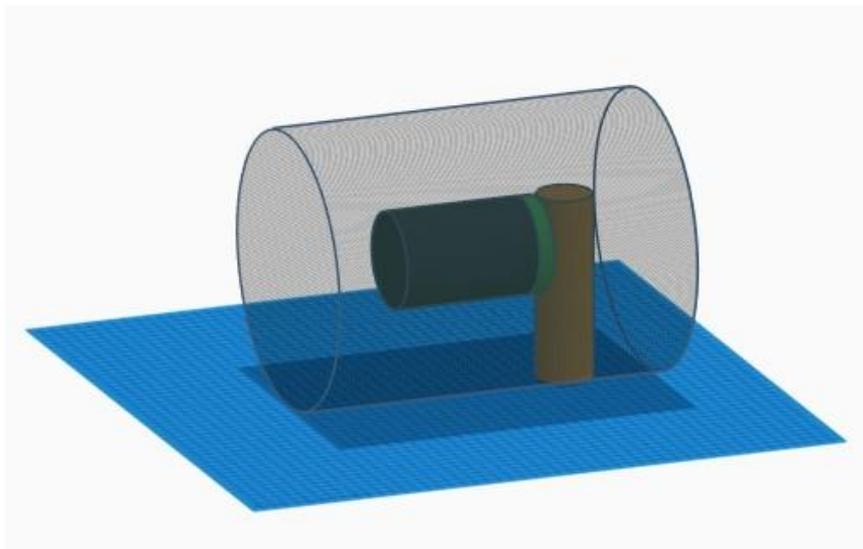
Distancia (mm)	Ritmo (eventos/h)	Eficiencia absoluta (%)
7	2776 ± 93	2,138 ± 0,077
21	1391 ± 67	1,071 ± 0,053
35	877 ± 53	0,675 ± 0,042
49	704 ± 49	0,542 ± 0,038
63	433 ± 39	0,333 ± 0,030
77	449 ± 38	0,346 ± 0,030
91	305 ± 32	0,235 ± 0,025

**Tabla 4:** Eficiencia absoluta del  $^{40}\text{K}$  para 1460 keV para varias distancias al detector.



**Figura 8:** Eficiencia absoluta del pico de 1460 keV del  $^{40}\text{K}$  en función de la distancia de la fuente al detector.

La eficiencia que necesitamos es para una fuente dispersa en todo el volumen disponible, no solo en la zona frontal donde hemos podido medir distancias con precisión del orden del milímetro. Para que los cálculos sean más sencillos podemos aprovechar la simetría cilíndrica del detector de HPGe y aproximar el prisma a un cilindro que tenga su mismo volumen (Figura 9 y Tabla 5).

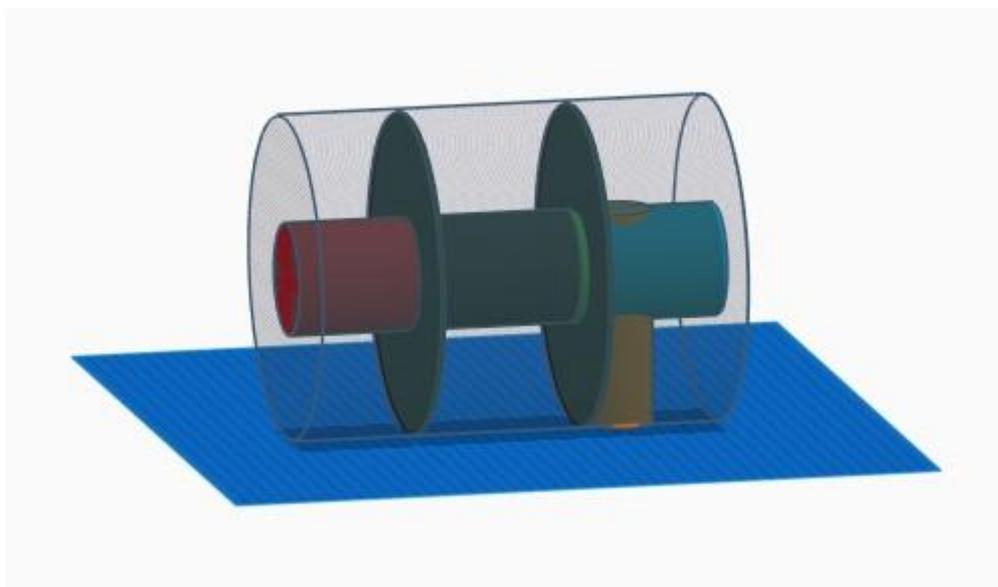


**Figura 9:** Modelo del detector utilizado en el experimento.

Componente	∅ (mm)	Longitud (mm)
Criostato	76,8	110
Aproximación prisma rectangular a cilindro	226	300
Caña	44,2	66

**Tabla 5:** Dimensiones de las componentes del montaje.

El método a seguir para obtener la eficiencia será dividir el aire de dentro del montaje en cinco zonas (Figura 10), estimar la eficiencia media en cada una de ellas y hacer una media pesada con el volumen de cada una.



**Figura 10:** Montaje dividido en distintas zonas.

El volumen se ha dividido en dos cilindros (rojo y azul) que llamaremos zona 1 y 2, respectivamente, y en tres coronas circulares, que nombraremos como corona central (zona 3) a la que rodea al detector, corona lateral 1 (zona 4) a la que rodea al cilindro rojo, y corona lateral 2 (zona 5) a la que rodea al cilindro azul. La distribución de volúmenes se puede ver en la Tabla 6.

Zona	1	2	3	4	5
Altura (mm)	84	93	123	84	93
∅ (mm)	64	64	-	-	-
∅ interior (mm)	-	-	76,8	64	64
∅ exterior (mm)	-	-	226	226	226
Volumen (L)	0,270	0,299	4,35	3,09	3,30

**Tabla 6:** Distribución de volúmenes de las zonas.

Tanto en la zona 2 como en la 5 se ha restado el porcentaje de volumen de la caña que las atraviesa. El volumen total de aire es de 11,3 litros.

### Zona 1: Cilindro rojo

Puesto que las medidas de las que se dispone se han realizado frontales al detector, esta será la zona donde se hagan menos aproximaciones.

Para calcular la eficiencia media de la zona, se integran por el método de Simpson los datos de la Tabla 4 a todo el volumen del cilindro, desde los 7 mm a los 84 mm.

<b>Eficiencia media (%)</b>	0,679 ± 0,018
<b>Volumen (L)</b>	0,270

**Tabla 7:** Resumen de los datos relevantes de la Zona 1.

### Zona 2: Cilindro azul

El método es el mismo que en la zona anterior, la única salvedad es que ahora la altura del cilindro es de 93 mm. Esto se resuelve integrando por Simpson y extrapolando la pequeña parte que no está medida.

<b>Eficiencia media (%)</b>	0,541 ± 0,015
<b>Volumen (L)</b>	0,299

**Tabla 8:** Resumen de los datos relevantes de la Zona 2.

### Zona 3: Corona central

Se trata de una corona circular con un espesor de 74,6 mm. Por tanto, si consideramos que las eficiencias medidas en la parte frontal son aproximadamente las mismas que para la parte lateral del detector, hay que integrar como en los dos casos anteriores pero, esta vez, hasta los 81.6 mm.

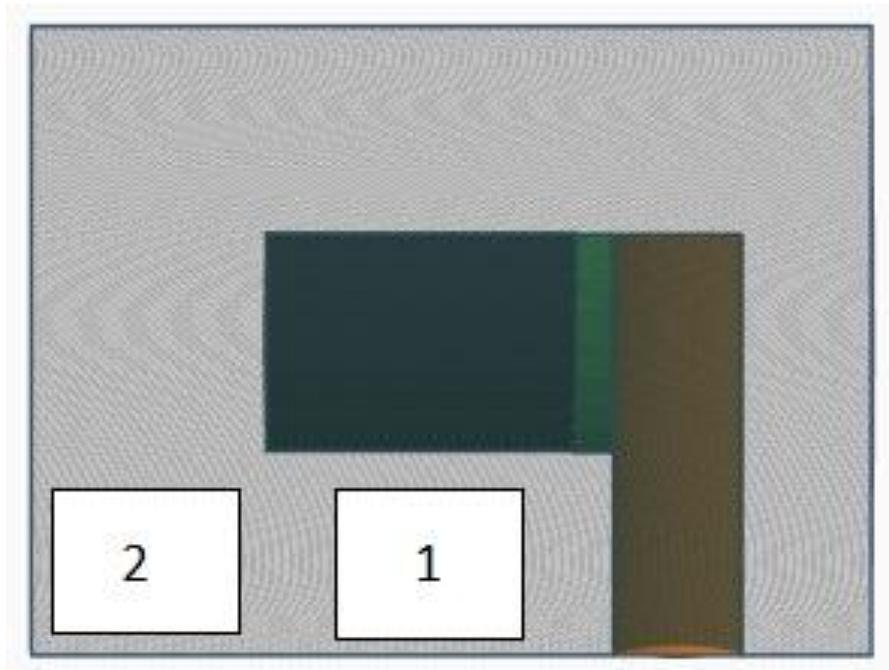
<b>Eficiencia media (%)</b>	0,732 ± 0,018
<b>Volumen (L)</b>	4,35

**Tabla 9:** Resumen de los datos relevantes de la Zona 3.

### Zona 4: Corona lateral 1

La corona central (zona 3) tiene la misma forma que la lateral, por tanto una posibilidad sería pensar que la eficiencia de la corona lateral podría estar relacionada de alguna forma con la de la corona central. Hay que desplazar la corona central a la posición lateral.

Para obtener esta relación se mide la eficiencia en dos posiciones con una fuente extensa de 130 g KCl (Figura 11).



**Figura 11:** Posiciones medidas de la fuente de 130 g de KCl.

Los resultados se recogen en la Tabla 10.

Posición	Eficiencia (%)
1	0,530 ± 0,017
2	0,232 ± 0,046

**Tabla 10:** Datos experimentales de la eficiencia del <sup>40</sup>K.

Definimos el factor de corrección de la eficiencia por desplazamiento como:

$$f = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} = 0,438 \pm 0,087 \quad (8)$$

Entonces para calcular la eficiencia de la Zona 4 partimos de la eficiencia media de la Zona 3, aplicando el factor f sobre esta obtenemos la nueva eficiencia (Tabla 11).

Eficiencia media (%)	0,321 ± 0,064
Volumen (L)	3,09

**Tabla 11:** Resumen de los datos relevantes de la Zona 4.

### Zona 5: Corona lateral 2

Consideramos que al ser casi idéntica esta zona a la Zona 4, la eficiencia va a ser la misma. La única diferencia será el volumen.

<b>Eficiencia media (%)</b>	0,321 ± 0,064
<b>Volumen (L)</b>	3,30

**Tabla 12:** Resumen de los datos relevantes de la Zona 5.

### Eficiencia total

Para obtener la eficiencia media en el sistema, calculamos la media de las eficiencias de cada zona pesadas con sus volúmenes, de forma que se obtiene:

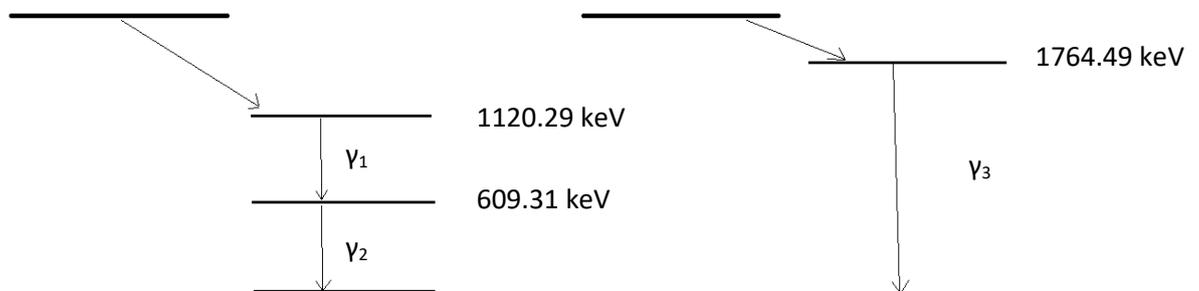
$$\varepsilon_{40K}(1460 \text{ keV}) = 0,493 \pm 0,037 \text{ (\%)} \quad (9)$$

### 3.6. Eficiencia absoluta del $^{222}\text{Rn}$

La eficiencia absoluta del  $^{40}\text{K}$  que se acaba de estimar se va a emplear para obtener la eficiencia absoluta del  $^{222}\text{Rn}$  a partir de sus cocientes R/I.

Sin embargo, para poder operar con los datos calculados anteriormente del radón se necesita tener en cuenta la coincidencia entre rayos gamma emitidos en cascada (Gilmore, 1995).

Las energías que van a ser relevantes son el 1120 keV y el 1764 keV (Figura 12), ya que las usaremos para interpolar los valores de R/I para 1460 keV. En los esquemas de niveles (LNHB, s.f.) 1120 keV es coincidente con el pico de 609 keV (Figura 12 izquierda), mientras que el rayo gamma de 1764 keV es una transición directa al nivel fundamental (Figura 12 derecha) y lo mismo ocurre para la línea de 1460 keV del  $^{40}\text{K}$ .



**Figura 12:** Representación del esquema de niveles para picos de energía correlacionados (izquierda) y para transiciones directas (derecha).

Si no hubiera coincidencia, el ritmo en el pico de absorción total de 1120 keV sería:

$$R_1 = A I_1 \varepsilon_1 \quad (10)$$

Pero al ser coincidente con el de 609 keV, en algunas ocasiones se perderán sucesos en el pico de absorción total de 1120 keV, porque el HPGe puede absorber, además, una fracción (si hay dispersión Compton) o toda la energía de 609 keV (si hay absorción fotoeléctrica). En ambos casos la energía absorbida no será 1120 keV y el ritmo observado  $R_1'$  será menor que  $R_1$ :

$$R_1' = A I_1 \varepsilon_1 - A I_1 \varepsilon_1 \varepsilon_{T2} \quad (11)$$

siendo A la actividad de la fuente,  $I_1$  y  $\varepsilon_1$  la intensidad y la eficiencia de 1120 keV y  $\varepsilon_{T2}$  es la probabilidad de que un rayo gamma de 609 keV sufra cualquier interacción en el detector.

Dividiendo ambas expresiones se puede obtener una relación entre los ritmos  $R_1$  y  $R_1'$  y las correspondientes eficiencias  $\varepsilon_1$  y  $\varepsilon_1'$ :

$$R_1 = \frac{1}{1-\varepsilon_{T2}} R_1' = c R_1' \quad \varepsilon_1 = c \varepsilon_1' \quad (12)$$

El factor de corrección por coincidencia se ha definido como:

$$c = \frac{1}{1-\varepsilon_{T2}} \quad (13)$$

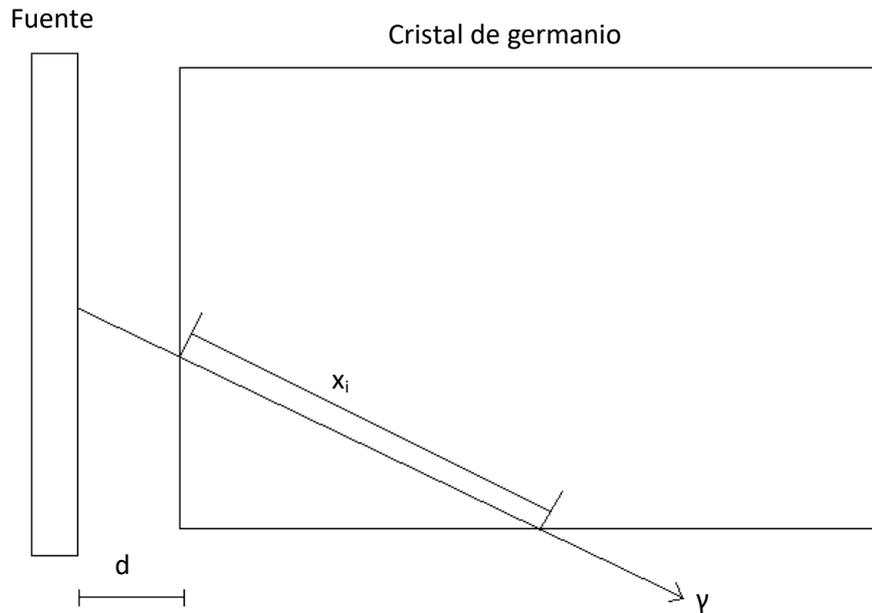
### 3.6.1. Cálculo por Monte Carlo de $\varepsilon_{T2}$

El valor de  $\varepsilon_{T2}$  habría que medirlo, pero no disponemos de una fuente que emita fotones de 609 keV. Por tanto, se ha programado una simulación por Monte Carlo para estimarlo.

El programa simula en tres dimensiones una fuente extensa, idéntica a la de KCl descrita en la sección 3.5, delante de un cristal de germanio que tiene las mismas dimensiones ( $\varnothing$  62 mm, altura 60 mm) que el HPGe usado en este trabajo (Figura 13).

La simulación calcula el ángulo sólido promedio fuente-cristal y la probabilidad de interacción de un fotón, que para cada fotón de la simulación viene dada por la expresión:

$$p_i = 1 - e^{-\mu x_i} \quad (14)$$



**Figura 13:** Modelo utilizado en la simulación el programa

siendo  $x_i$  la distancia que recorrería el fotón dentro del detector y  $\mu$  el coeficiente de atenuación total del germanio para la energía del fotón. Este se obtiene de las tablas del National Institute of Standards and Technology (NIST, s.f.).

Para una simulación con  $N$  fotones se tiene:

$$\epsilon_{T2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i \quad (15)$$

con una varianza:

$$\text{var}(\epsilon_{T2}) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (p_i - \epsilon_{T2})^2 \quad (16)$$

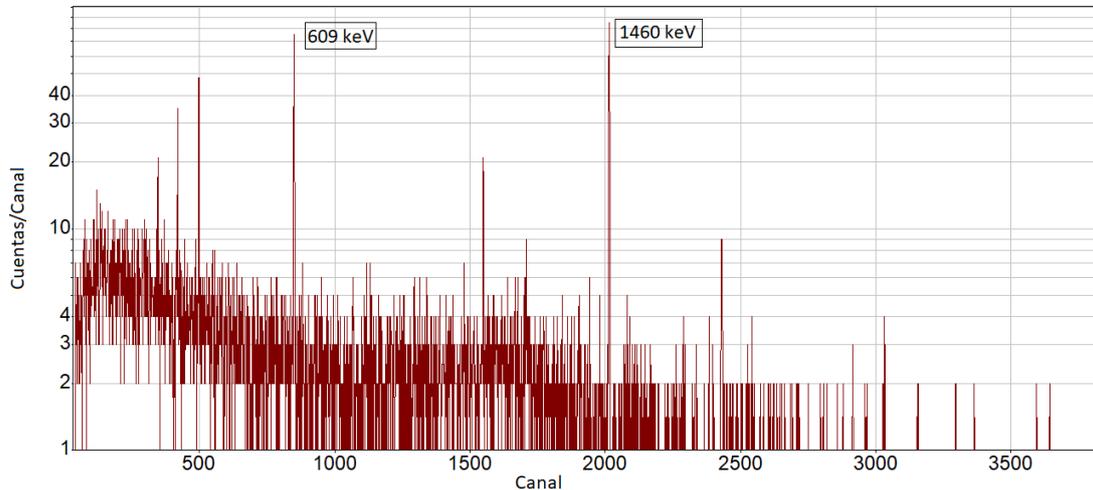
En resumen, el programa calcula  $\epsilon_{T2}$  de un fotón de una cierta energía que proviene de un disco a una determinada distancia del detector.

### 3.6.2. Validez de $\epsilon_{T2}$ estimada por Monte Carlo

En el programa se ha considerado un cilindro de germanio con las especificaciones del fabricante, pero no se ha incluido el criostato, soportes, cables ni el blindaje del sistema. Por tanto, tenemos una estimación aproximada de  $\epsilon_{T2}$ .

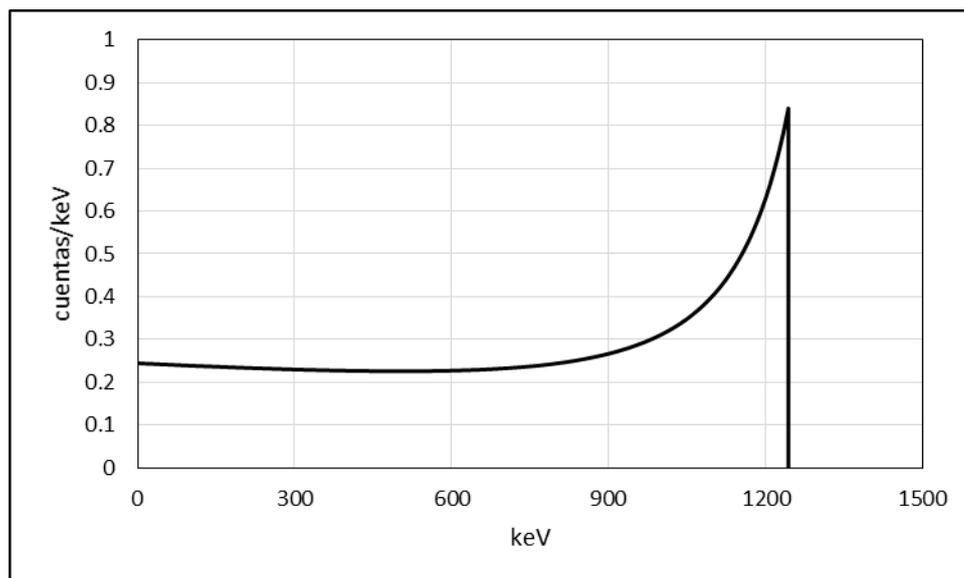
Para estimar la validez de esta aproximación de la geometría del detector vamos a comparar los valores calculados por Monte Carlo de  $\epsilon_{T2}$  para 1460 keV con nuestras calibraciones de KCl, ya que no disponemos de medidas para 609 keV.

El valor de  $\epsilon_{T2}$  para una energía y geometría fuente-detector dada es el cociente entre todos los sucesos registrados por el detector y los fotones emitidos por la fuente. En nuestra fuente de KCl había una contaminación de  $^{226}\text{Ra}$  de forma que aparecen sucesos que no están producidos por el  $^{40}\text{K}$ . La Figura 14 muestra el espectro que se obtiene para la fuente de KCl a una distancia 35 mm.



**Figura 14:** Espectro de calibración con fuente de  $^{40}\text{K}$  para una distancia de 35 mm de la fuente al detector y un tiempo de medida de 20,08 minutos.

El pico de 1460 keV del potasio es el que se encuentra aproximadamente en el canal 2000 y, como era de esperar, es el mayor de todos. La mayoría de los sucesos no debidos al  $^{40}\text{K}$  aparecen antes del pido de 609 keV, entre el canal 0 y el 900 aproximadamente. Teniendo en cuenta la forma de la distribución Compton de 1460 keV (Figura 15), podemos estimar todos los sucesos debidos a 1460 keV sumando todos los sucesos desde 700 keV hasta 1460 keV y añadiendo la extrapolación del valor del continuo entre 700 y 900 keV hasta la región de baja energía.



**Figura 15:** Continuo Compton de  $^{40}\text{K}$

Por tanto, ya se ha estimado el número de fotones que interactúan en el detector para cada posición de la fuente y, mediante la actividad de la muestra se puede calcular la cantidad de fotones que emite la fuente. Ya podemos comparar los resultados experimentales con la simulación, mediante el cociente  $k(x)$  para cada una de las distancias de nuestras medidas:

$$k(x) = \varepsilon_{T2}^{Exp} / \varepsilon_{T2}^{MC} \quad (17)$$

donde  $\varepsilon_{T2}^{Exp}$  la probabilidad de interacción estimada experimentalmente y  $\varepsilon_{T2}^{MC}$  la simulada. Los valores de  $k(x)$ , que es una medida de la aproximación de la geometría simulada al detector real, se encuentran en la Tabla 13. Las diferencias son como máximo del 30 %.

Distancia (mm)	$\varepsilon_{T2}^{Exp}$	$\varepsilon_{T2}^{MC}$	$k(x)$
7	0,189 ± 0,03	0,153 ± 0,005	1,23 ± 0,04
21	0,1137 ± 0,0019	0,084 ± 0,004	1,35 ± 0,07
35	0,0670 ± 0,0013	0,054 ± 0,004	1,24 ± 0,10
49	0,0489 ± 0,0011	0,04 ± 0,003	1,22 ± 0,10
63	0,0292 ± 0,0008	0,031 ± 0,003	0,94 ± 0,10
77	0,0233 ± 0,0007	0,024 ± 0,003	0,97 ± 0,13
91	0,0137 ± 0,0006	0,020 ± 0,002	0,68 ± 0,08

**Tabla 13:** Comparación entre  $\varepsilon_{T2}$  experimental y simulada para 1460 keV.

### 3.6.3. Estimación de $\varepsilon_{T2}$ para la energía 609 keV del $^{222}\text{Rn}$

Ahora que ya conocemos la validez de nuestra aproximación de la geometría del detector, vamos a estimar  $\varepsilon_{T2}$  para un fotón de 609 keV. El programa descrito en la Sección 3.6.1 nos permite obtener el valor de  $\varepsilon_{T2}$  para diferentes distancias; como solo disponemos del factor de corrección  $k(x)$  en unas distancias concretas, vamos a calcular los valores de  $\varepsilon_{T2}$  para esas mismas distancias y de esta forma corregir el valor que nos proporciona la simulación por Monte Carlo (Tabla 14). El factor  $k(x)$  se ha considerado que solo depende de la aproximación geométrica, por tanto, usaremos los mismos valores para 609 keV que para 1460 keV.

Distancia	$\varepsilon_{T2}^{MC}$ (609 keV)	$k(x)$	$\varepsilon_{T2}$ (609 keV)
7	0,190 ± 0,006	1,23 ± 0,04	0,235 ± 0,011
21	0,104 ± 0,005	1,35 ± 0,07	0,141 ± 0,010
35	0,066 ± 0,005	1,24 ± 0,10	0,082 ± 0,009
49	0,048 ± 0,004	1,22 ± 0,10	0,059 ± 0,007
63	0,038 ± 0,004	0,94 ± 0,10	0,036 ± 0,005
77	0,029 ± 0,003	0,97 ± 0,13	0,028 ± 0,005
91	0,024 ± 0,003	0,68 ± 0,08	0,016 ± 0,003

**Tabla 14:** Valor de  $\varepsilon_{T2}$  para 609 keV.

### 3.6.4. Cálculo del factor de corrección por coincidencia

Con todo lo recabado hasta ahora, ya estamos en disposición de calcular la eficiencia de 1120 keV. Para ello partimos de (13) y, como el factor de corrección por coincidencia,  $c$ , depende de la distancia, lo renombramos como  $c(x)$ .

Definimos  $\varepsilon'(1120 \text{ keV})$  como la eficiencia que mediría una fuente de  $^{222}\text{Rn}$  frente al detector (zona 1 de la Figura 10) con el ritmo  $R'$  sin corregir por coincidencia:

$$\varepsilon'(1120 \text{ keV}) = \frac{1}{L} \int_7^{91 \text{ mm}} \varepsilon(x) dx \quad (18)$$

con  $L = 84 \text{ mm}$ .

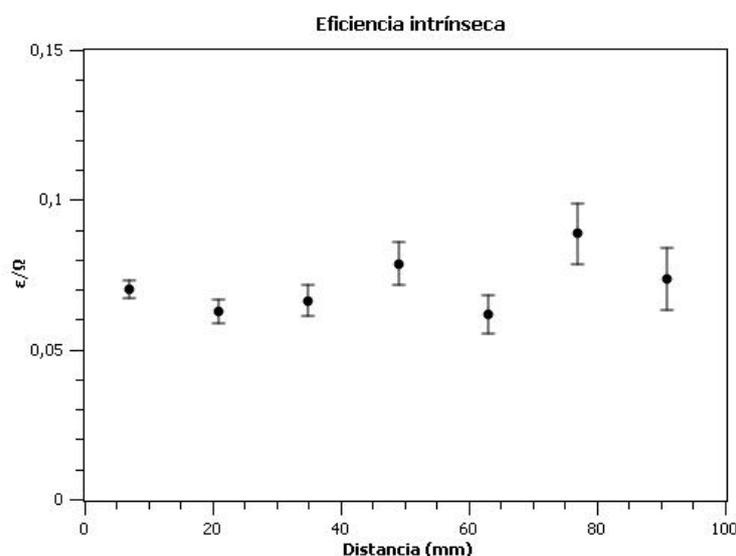
Y la eficiencia con el ritmo corregido por coincidencia:

$$\varepsilon(1120 \text{ keV}) = \frac{1}{L} \int_7^{91 \text{ mm}} \varepsilon(x) c(x) dx \quad (19)$$

A continuación vemos que la eficiencia  $\varepsilon(x)$  depende principalmente del ángulo sólido entre la fuente y el detector y que se puede factorizar como el producto del ángulo sólido (normalizado en unidades de  $4\pi$ ) por una eficiencia intrínseca que prácticamente no depende de la distancia. Esto es así porque el ángulo sólido normalizado  $\Omega(x)$  es la probabilidad de que un fotón emitido por la fuente entre en el detector, y  $\varepsilon_I$  es la probabilidad de que un fotón sea totalmente absorbido una vez dentro del detector.

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_I \Omega(x) \quad \Rightarrow \quad \varepsilon_I = \varepsilon(x) / \Omega(x) \quad (20)$$

El programa de simulación por Monte Carlo calcula el valor del ángulo sólido normalizado para cada distancia (Tabla 15) y puede verse  $\varepsilon_I$  en la Figura 16 para los fotones de 1460 keV.



**Figura 16:** Eficiencia intrínseca para 1460 keV.

Esto implica en (18):

$$\varepsilon'(1120 \text{ keV}) \cong \frac{1}{L} \varepsilon_I \int_7^{91 \text{ mm}} \Omega(x) dx \quad (21)$$

y en (19):

$$\varepsilon(1120 \text{ keV}) \cong \frac{1}{L} \varepsilon_I \int_7^{91 \text{ mm}} \Omega(x) c(x) dx \quad (22)$$

Por tanto,

$$\varepsilon(1120 \text{ keV}) = \varepsilon'(1120 \text{ keV}) \frac{\int_7^{91 \text{ mm}} \Omega(x) c(x) dx}{\int_7^{91 \text{ mm}} \Omega(x) dx} = \varepsilon'(1120 \text{ keV}) \langle c \rangle \quad (23)$$

donde  $\langle c \rangle$  es el cociente de las dos integrales. En la Tabla 15 se encuentran los datos del ángulo sólido normalizado y del valor  $c(x)$ .

Distancia	$\Omega(x)$	$c(x)$
7	0,306 ± 0,007	1,299 ± 0,019
21	0,171 ± 0,006	1,160 ± 0,013
35	0,102 ± 0,005	1,087 ± 0,010
49	0,069 ± 0,004	1,061 ± 0,007
63	0,054 ± 0,003	1,036 ± 0,006
77	0,039 ± 0,003	1,028 ± 0,005
91	0,032 ± 0,003	1,016 ± 0,003

**Tabla 15:** Datos para el cálculo de  $\langle c \rangle$

Las integrales se realizan usando el método de Simpson, obteniendo así que el factor de corrección promedio por coincidencia para 1120 keV y una fuente extensa de  $^{222}\text{Rn}$  frente al detector hasta una distancia de 91 mm es:

$$\langle c \rangle = 1,138 \pm 0,032 \quad (24)$$

### 3.6.5. Estimación de la eficiencia absoluta del $^{222}\text{Rn}$

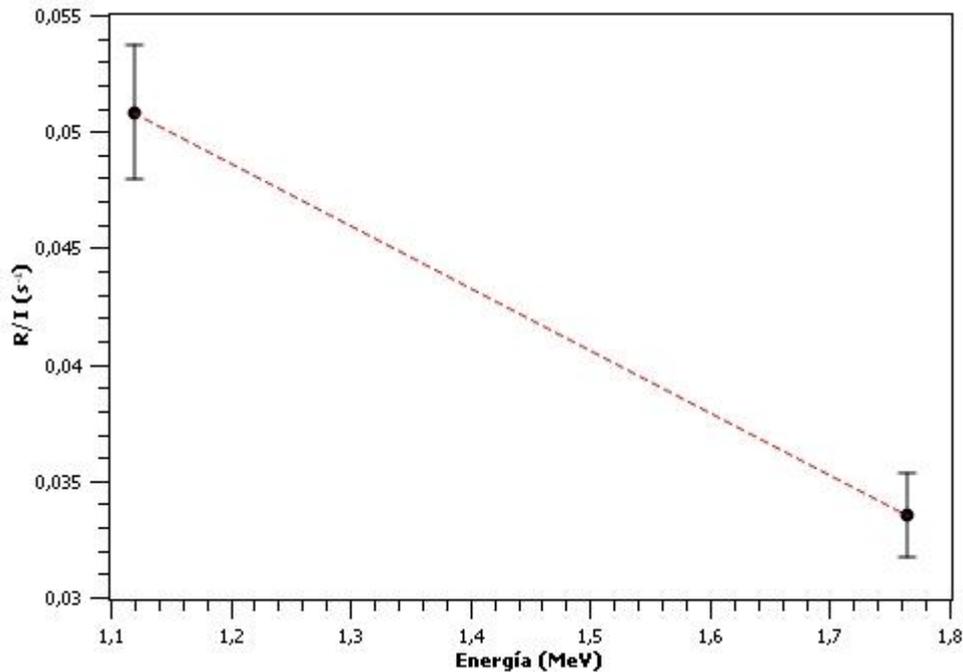
El cociente R/I del radón con la corrección ya aplicada en la energía de 1120 keV ofrece los datos de la Tabla 16.

Energía (keV)	Cociente R/I ( $s^{-1}$ )
1120,29	5,08 ± 0,28
1764,49	3,35 ± 0,18

**Tabla 16:** Cociente R/I para 1120 y 1764 keV del  $^{222}\text{Rn}$ . El cociente R/I de 1120 keV está corregido por coincidencia.

Podemos ya interpolar el valor del cociente R/I del  $^{222}\text{Rn}$  en 1460 keV con los datos de la Tabla 16 (Figura 17).

El valor del potasio va a servir para calibrar la eficiencia del radón, ya que si consideramos que la eficiencia para el radón en 1460 keV es la misma que para el potasio en esa misma energía, podemos desplazar la eficiencia relativa del radón para que coincida con la del  $^{40}\text{K}$ , obteniendo así la eficiencia absoluta del radón para todas sus energías.



**Figura 17:** Interpolación del cociente R/I para 1460 keV.

Se obtiene que el cociente R/I en 1460 keV para el  $^{222}\text{Rn}$  es  $(4,17 \pm 0,37) \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

La eficiencia absoluta para las energías de la fuente de  $^{222}\text{Rn}$  es por tanto:

$$\varepsilon = \frac{R/I}{R_0/I_0} \varepsilon_0 = \frac{R/I \text{ (s}^{-1}\text{)}}{(4,17 \pm 0,37) \times 10^{-2}} (0,493 \pm 0,037) \times 10^{-2} \quad (25)$$

con R/I el cociente ritmo-intensidad para cada energía,  $R_0/I_0$  el cociente ritmo-intensidad para 1460 keV y  $\varepsilon_0$  la eficiencia absoluta para 1460 keV (véase ecuación 9), de forma que la eficiencia absoluta del  $^{222}\text{Rn}$  (Tabla 17):

Energía (keV)	Eficiencia Absoluta (%)
295,22	$1,51 \pm 0,18$
351,93	$1,36 \pm 0,16$
609,31	$0,79 \pm 0,09$
1120,29	$0,53 \pm 0,07$
1764,49	$0,40 \pm 0,05$
2204,21	$0,36 \pm 0,06$

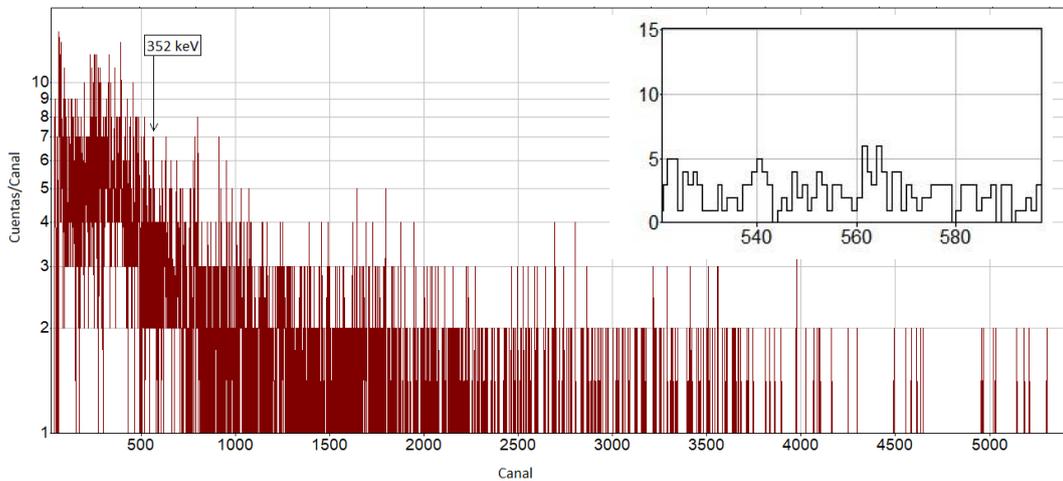
**Tabla 17:** Eficiencia absoluta del  $^{222}\text{Rn}$ .

## 4. Resultados

Usaremos los datos de diciembre de 2018 (Figura 18). Solo el pico de absorción total de 352 keV es apenas visible como una pequeña acumulación en torno al canal 560 (véase el recuadro de la Figura 18), de forma que no podemos saber si se trata de  $^{222}\text{Rn}$  en el aire o de una pequeña concentración de su predecesor,  $^{226}\text{Ra}$ , que tiene además una línea menos intensa de 186 keV. Entonces solo podemos obtener una cota superior a la actividad del  $^{222}\text{Rn}$  en el nitrógeno del LSC:

$$A < \frac{R}{I \cdot \epsilon} \quad (26)$$

donde A es el ritmo en el pico de 352 keV, I su intensidad y  $\epsilon$  la eficiencia absoluta calculada en la sección 3.6.5.



**Figura 18:** Espectro del aire purgado con nitrógeno. Tiempo de medida de 27,33 días y data de diciembre de 2018. Calibración:  $E(\text{keV}) = 0,662447 \times \text{canal} - 20,45$ .

Obtenido el ritmo del pico de absorción total de 352 keV, tal y como se explicó en la sección 3.2, ya disponemos de todos los datos necesarios para calcular la actividad.

351.93 keV	
Ritmo (cuentas/s)	$(4,9 \pm 2,5) \times 10^{-6}$
Intensidad	$0,3560 \pm 0,0007$
Eficiencia Absoluta (%)	$1,36 \pm 0,16$
Actividad (Bq)	$(1,02 \pm 0,52) \times 10^{-4}$
Volumen (L)	11,309
Actividad/Volumen (Bq/m <sup>3</sup> )	$< 0,090 \pm 0,047$

**Tabla 18:** Actividad del  $^{222}\text{Rn}$  en el hueco interno del blindaje de plomo.

Por tanto la cota de actividad por unidad de volumen con un nivel de confianza del 95 % será:

$$\frac{\text{Actividad}}{\text{Volumen}} \leq 0,167 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (27)$$

## 5. Conclusiones

La cota estimada anteriormente por la colaboración ANAIS (J.Amaré et al., 2016) era de  $0,6 \text{ Bq/m}^3$ . La cota que se ha obtenido en este trabajo es de  $0,17 \text{ Bq/m}^3$ , por tanto se ha reducido aproximadamente un factor 4 respecto a la anterior.

La actividad por unidad de volumen tiene una incertidumbre del 53%. La mayor incertidumbre la aporta el valor del ritmo (50%), para mejorarlo se necesitaría medir más tiempo. Para este trabajo se midió durante casi un mes (Figura 18), para reducir la incertidumbre un factor 5 hasta un 11 %, que es la incertidumbre del valor estimado de la eficiencia harían falta unos 25 meses de medida.

A partir de entonces habría que reducir la incertidumbre de la estimación de la eficiencia del  $^{222}\text{Rn}$  en el hueco del blindaje. En orden de importancia:

- Medir con precisión las eficiencias de las coronas laterales y central.
- Utilizar una fuente de  $^{137}\text{Cs}$  que emite fotones de 662 keV, una energía próxima a la de 609 keV para estimar y validar  $\epsilon_{T2}$  y la corrección por coincidencia para 1120 keV.

Como conclusión, el resultado obtenido de la cota de actividad mejora el anterior valor, pero es todavía mejorable. Con las indicaciones anteriores se podría reducir la incertidumbre y, por tanto, la cota superior.

## 6. Bibliografía

CBPF. (s.f). Obtenido de: <http://www.cbpf.br/cat/pdsi/gauss.html>

Gilmore. (1995). *Practical Gamma-Ray Spectrometry*. John Wiley & Sons.

J.Amaré, S. Cebrián, C.Cuesta, E.García, M.Martínez, M.A.Oliván, Y.Ortigoza, A.Ortiz de Solórzano, J.Puimedón, M.L.Sarsa, J.A. Villar y P.Villar. (2016). Assessment of backgrounds of the ANAIS experiment for dark matter direct detection. *The European Physical Journal C* 76:429.

LNHB. (s.f.). *Laboratoire National Henri Becquerel (LNHB)*. Obtenido de <http://www.nucleide.org/>

Naukas. (s.f.). Obtenido de: <https://naukas.com/fx/uploads/2012/06/cadena-desintegracion-uranio.png>

NIST. (s.f.). National Institute of Standards and Technology *NIST XCOM*. Obtenido de: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>

