

## A Modelización del programa ACTIVIA

La mayor parte de los rayos cósmicos están formados por neutrones, muones y protones, la activación de materiales por parte de protones y neutrones es similar. El flujo de protones de baja energía a nivel del mar es mucho menor que el de neutrones, ya que al ser partículas cargadas sufren una mayor atenuación, mientras que son comparables a altas energías. Los datos experimentales han llevado a sugerir una parametrización de ese flujo de partículas como se muestra en la figura 20 [5] del anexo E. Esta parametrización es algo limitada, ya que supone una restricción en energías desde los 10 MeV a los 10 GeV (a energías más bajas depende del entorno, pues también existe la contribución de los neutrones liberados por radiactividad, y para energías mayores el flujo es muy bajo). Por otro lado, la linealización del flujo normalizado proporciona una gran facilidad a la hora de realizar los sucesivos cálculos, pero no se ajusta perfectamente a los datos experimentales (figura 21 [4] [6] del anexo E).

Cuando se haga uso de este flujo, siempre se considerará que la activación se produce a nivel del mar. A mayores altitudes el flujo aumenta exponencialmente, pero a altitudes de superficie terrestre la dependencia del flujo con la energía no cambia prácticamente para las dos partículas y, por lo tanto, los radioisótopos que se activarán serán los mismos aunque con un ritmo de producción más alto. A efectos prácticos lo que nos interesa es cuales se producen y en qué medida respecto del resto.

El programa ACTIVIA utiliza una fórmula semiempírica para describir los efectos de interacción entre cualquier isótopo y un neutrón o protón, a través de una sección eficaz de producción de un isótopo hijo ( $Z, A$ ) a partir de un isótopo del blanco ( $Z_t, A_t$ ):

$$\sigma = \sigma_o f(A) f(E) e^{-P\Delta A} \exp(-RZ - SA + TA^2 + UA^{3\nu}) \Omega \eta \xi \quad (5)$$

En esta ecuación están incluidos muchos de los efectos de interacción nuclear de un isótopo del blanco con el haz de partículas.  $\Delta A$  es la diferencia entre los números másicos de los isótopos padre e hijo, de forma que cuanto mayor es esta diferencia menor es la probabilidad de que se forme este isótopo. Los parámetros  $R, S, T, P$  y  $\nu$  son parámetros que dependen de la energía, del isótopo producido y están definidas de forma que se adapten de la mejor manera a los datos experimentales. Las funciones  $f(A)$  y  $f(E)$  son factores de corrección aplicables a isótopos pesados ( $A > 30$ ) o con número másico muy diferente del isótopo de partida ( $\Delta A > 10$ ).

Por último,  $\sigma_o$  es el factor de normalización de la sección eficaz para una energía  $E_o \approx 3\text{GeV}$  sobre la cual se considera que las secciones eficaces se vulven constantes.  $\Omega$  es el factor de estructura nuclear,  $\eta$  el factor de paridad (que depende de si el núcleo tiene un número par o impar de protones y neutrones), y  $\xi$  es el factor de crecimiento para isótopos ligeros. Así pues, suponemos que el material se encuentra a nivel del mar y es activado por una radiación cósmica formada por protones y neutrones. El ritmo de producción de un isótopo  $j$  a partir de un isótopo  $i$  es, directamente:

$$Y_j = C \sum_i \frac{f_i}{A_{ti}} \int \frac{d\phi}{dE} \sigma_{ij}(E) dE \quad (6)$$

Donde  $C$  es un factor de normalización,  $\phi$  es el flujo antes estudiado,  $\sigma_{ij}$  es la sección eficaz extraída de la formula semiempírica anterior, y  $f_i$  es la fracción de isótopos del tipo  $i$  en el material. Este sería el ritmo de producción al que tendería un isótopo sometido a un flujo

constante de partículas. Si el flujo se le incide durante un tiempo de exposición  $t_{exp}$ , el número del isótopos  $j$  producidos será:

$$Y_j^{exp} = Y_j(1 - e^{-\lambda_j t_{exp}}) \quad (7)$$

Donde  $\lambda_j$  es la constante de desintegración del isótopo  $j$ . Vemos que el número de isótopos puede alcanzar un límite de saturación si el tiempo de exposición es bastante mayor que el tiempo de vida media del isótopo. En el momento en que el material se introduce bajo tierra el flujo de partículas desaparece prácticamente y el isótopo comienza a desintegrarse de forma exponencial, y a un tiempo  $t_{dec}$  el número de isótopos es:

$$Y_j^{exp} = Y_j(1 - e^{-\lambda_j t_{exp}})e^{-\lambda_j t_{dec}} \quad (8)$$

En función de todos estos parámetros ya podemos conocer en cada momento, la cantidad de radioisótopos que tenemos en un material dado.

## B RestSoft

RestSoft es un software general que se ocupa de la simulación, toma de datos y análisis de resultados. Este código, escrito en lenguaje de programación C++, utiliza Geant4 para la basado en la simulación de la interacción de partículas con los materiales, y ROOT para análisis de los resultados obtenidos en la simulación realizada por Geant4. Vamos a entender el funcionamiento más general de estos dos programas: ROOT y Geant4.

### B.1 ROOT

Gracias a este programa se ha podido analizar espectros de energías, visualizar geometrías definidas en Geant4, visualizar sucesos individuales que han tenido lugar en la simulación, y analizar grandes cantidades de datos aportadas de activación aportados por el programa Geant4. Los espectros pueden verse en el anexo C (Efectos de los isótopos producidos) y la visualización de los eventos en la sección dedicada a Geant4.

ROOT es un programa muy potente de análisis de datos y visualización. Fue desarrollado para la comunidad de físicos de altas energías por Rene Burn y Fons Rademakers en el CERN en la década de los 90. Es un software libre escrito en el lenguaje de programación C++, de código abierto. Está disponible al público en general y actualmente es utilizado en numerosos ámbitos de la ciencia para el análisis de datos.

Para almacenar y organizar los datos, los autores desarrollaron un método específico llamado *trees*, que optimiza el acceso a los datos. Estos datos se agrupan en un fichero *.root* que está compuesto de directorios a varios niveles de información. El acceso a uno de estos ficheros se puede realizar fácilmente por medio de un explorador por el que se puede navegar en cada "rama" de información que se desee. El programa ROOT no crea realmente un directorio con cada tipo de información que el usuario precisa, sino que se basa en un conjunto de punteros a cada tipo de información que se encuentra en los datos. Esto conlleva una optimización de los recursos de la memoria y una forma fácil de encontrar información precisa sobre los sucesos.

Además, tiene la opción de introducir programas de C++ específicos para cualquier tipo de análisis que sea requerido por el usuario, creando de esta forma, un sistema global de trabajo en C++. ROOT tiene un sistema de visualización muy completo que permite realizar gráficos y

representaciones en dos y tres dimensiones y con múltiples herramientas que pueden ser elegidas por el usuario.

## B.2 Geant4

Geant4 es un software libre compuesto de herramientas que pueden ser usadas para simular el paso de partículas a lo largo de la materia. Las primeras ideas para crearlo surgieron a la vez en el CERN y en KEK en 1993, y a partir de ese año, físicos e informáticos de Europa, Estados Unidos, Canadá y Japón comenzaron a desarrollar métodos de computación modernos (escritos en el lenguaje de programación C++) que permitiesen estudiar la nueva generación de experimentos de física subatómica. Actualmente todavía se está trabajando en mejorar la respuesta del programa a algunos procesos físicos y a los métodos de simulación de Monte Carlo.

El programa trabaja con una serie de herramientas para el proceso de simulación. Estas podrían resumirse en:

1. La geometría del sistema.
2. Los materiales involucrados.
3. Las partículas fundamentales de interés.
4. El movimiento de las partículas a lo largo de la materia y los campos electromagnéticos.
5. Los procesos físicos que gobiernan las interacciones de las partículas.
6. La respuesta de las componentes detector sensible.

Todas ellas deben ser definidas ya sea para un experimento específico (como sería la introducción de una geometría o unos materiales determinados), o para experimentos globales el comportamiento que tendrán las partículas y su interacción con el medio o entre ellas. El proceso de trabajo de Geant4 se puede esquematizar como se muestra en la figura 9.

El proceso de simulación va desde abajo hacia arriba. La categoría global es donde se definen las unidades de medida que se van a utilizar en los cálculos y como presentación de los datos. La geometría y el material definen el experimento, y la unión con la definición de las partículas y sus interacciones en el medio dan como resultado las trazas de las mismas. Los procesos a los que dan lugar estas partículas son la serie de eventos que registra el programa. Estos eventos pueden ser visualizados (como se muestra en la figura 10), o analizados a través del depósito de energía que ha dejado la partícula en el volumen de la geometría que se ha definido como sensible (como el espectro de energías que puede verse en la figura 11).

Esto es un resumen de la forma de trabajar más básica de Geant4. Ahora veamos cómo realiza los cálculos de los procesos que intervienen en la simulación (recorrido de las partículas en el medio, decaimiento de las partículas y sus interacciones). El algoritmo utilizado para la simulación en Geant4 es el de Monte Carlo, que podemos resumir de la siguiente forma. Supongamos que queremos muestrear una variable  $x$  en un intervalo  $[x_1, x_2]$  en una distribución  $f(x)$ , la densidad de probabilidad normalizada se puede escribir como:

$$f(x) = \sum_{i=0}^n N_i f_i(x) g_i(x)$$

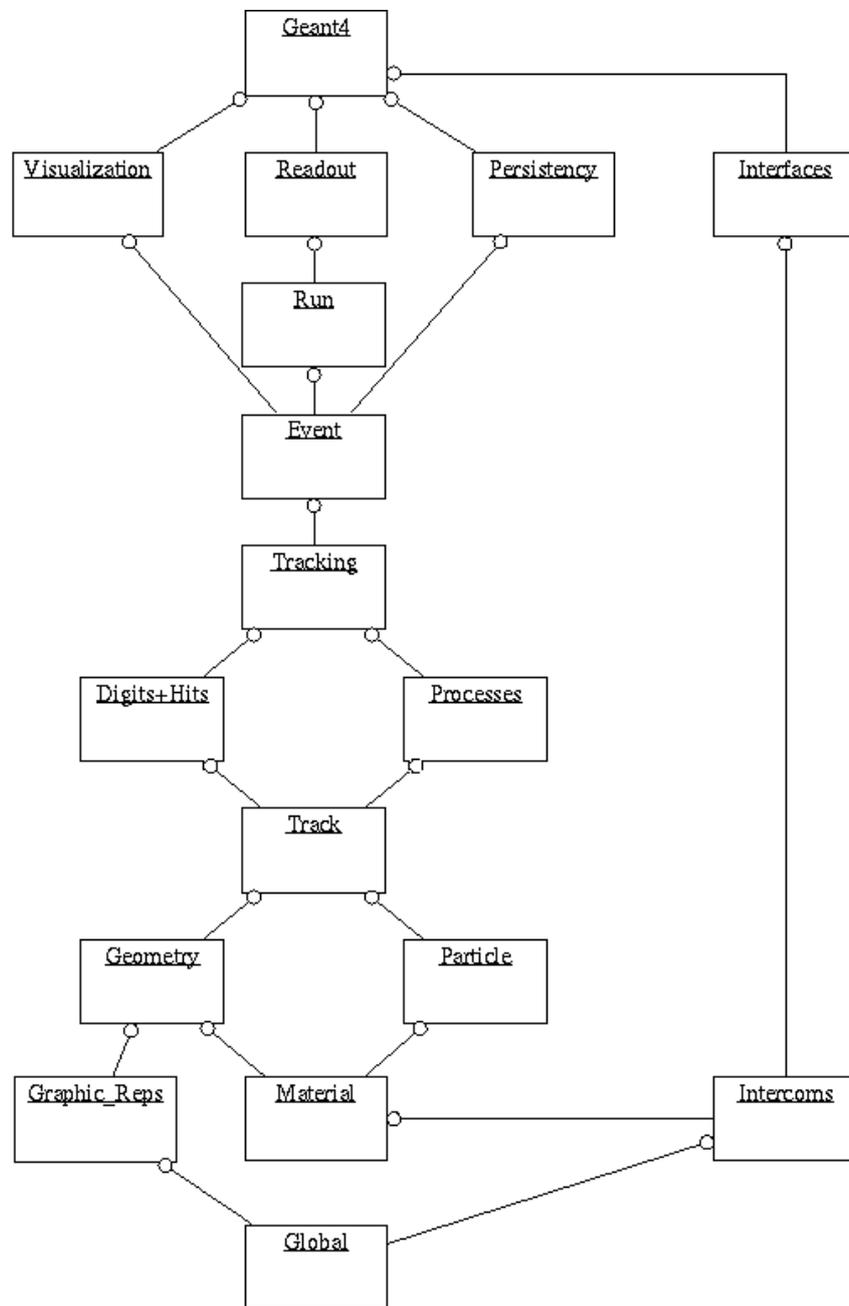


Figura 9: Esquema de organización de la simulación con Geant4 [10].

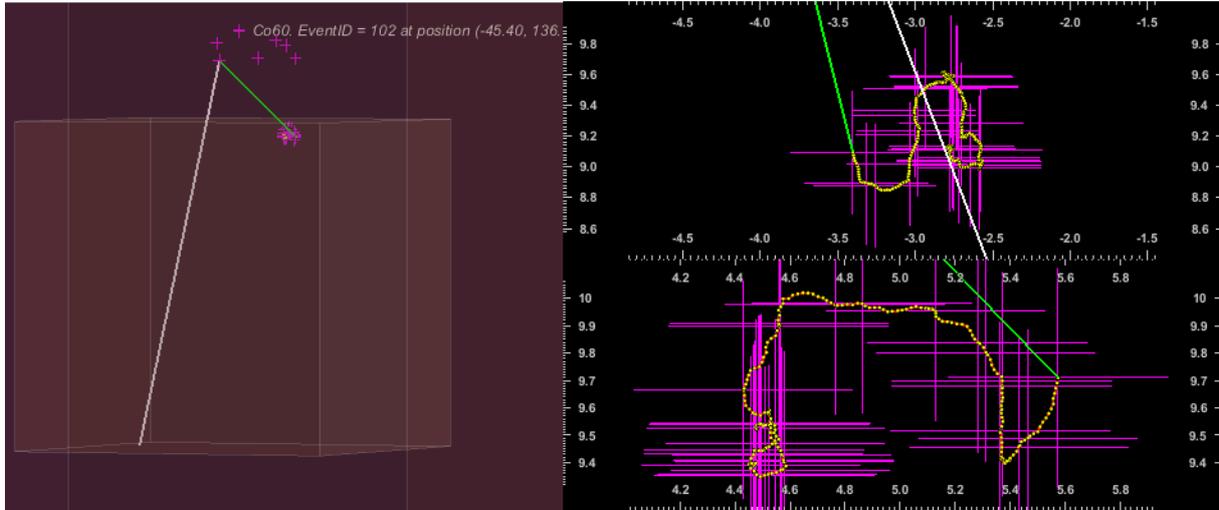


Figura 10: Evento producido por la desintegración de un isótopo de Co60 en una geometría cúbica. A la izquierda se muestra una representación 3D de un evento en la geometría, a la derecha, la proyección en dos planos diferentes de la traza que ha dejado la partícula. En blanco se observa un neutrino, que no ha depositado energía, en verde un fotón de la desintegración del Co60 y en amarillo los depósitos de energía del electrón liberado en el gas por efecto fotoeléctrico.

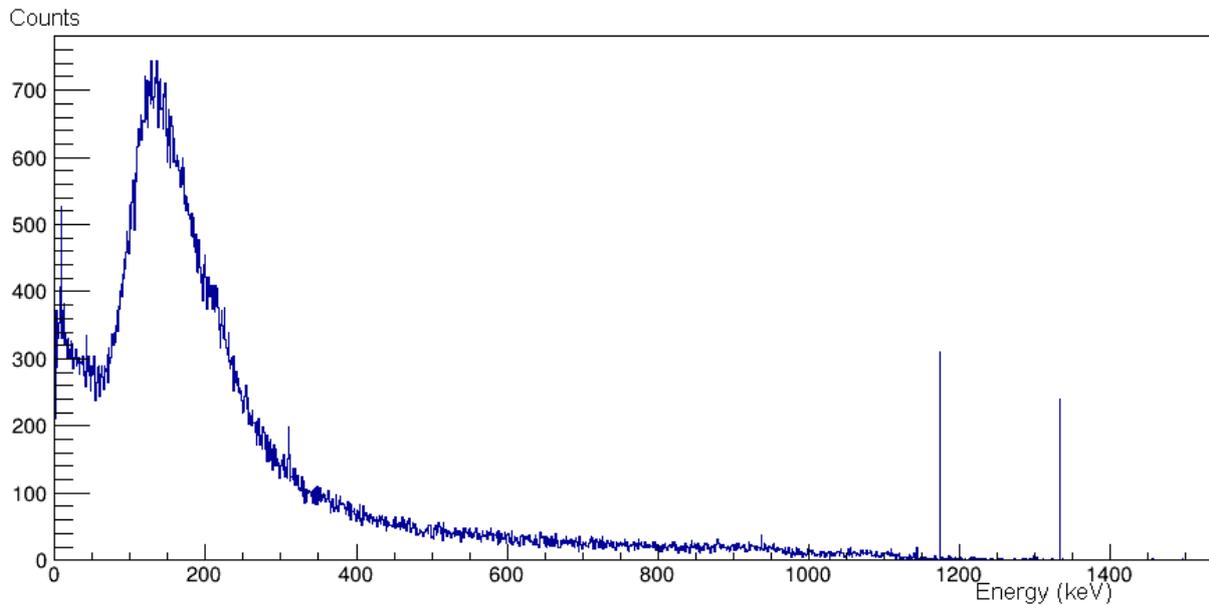


Figura 11: Espectro de energías depositado en el volumen sensible por la desintegración de isótopos de Co60.

Donde  $N_i > 0$ ,  $f_i(x)$  son las densidades de probabilidad normalizadas en el intervalo  $[x_1, x_2]$  y  $0 \leq g_i(x) \leq 1$ . De acuerdo a esto,  $x$  se puede muestrear de la siguiente forma:

1. Seleccionamos aleatoriamente un número de integración  $i \in \{1, 2, \dots, n\}$  con probabilidad proporcional a  $N_i$ .
2. Seleccionamos un valor  $x_o$  para la distribución  $f(i)$ .
3. Calculamos  $g_i(x_o)$  y aceptamos  $x = x_o$  con probabilidad  $g_i(x_o)$ .
4. Si la rechazamos, volvemos al paso 1.

De esta forma, el número medio de intentos es  $\sum_i N_i$ . Este es un buen método para muestrear las funciones que tengan unas subfunciones  $f_i(x)$  fácilmente muestreables, con unas funciones de rechazo  $g_i(x)$  evaluadas fácilmente y con número de intentos no muy largo. Todas las funciones que cumplan estas propiedades pueden venir definidas por el programa y pueden ser utilizadas para los cálculos que interesan. Veamos ahora cómo se llega a esos cálculos.

El primero de los cálculos a los que se tiene que enfrentar el programa es al transporte de partículas. Este proceso es el responsable de determinar los límites geométricos de un paso de simulación, esto se hace de acuerdo a las ecuaciones de movimiento que rigen a la partícula. La magnitud física que aporta información del desplazamiento de una partícula en un material es el recorrido libre medio. En un medio compuesto de  $i$  elementos distintos, el número de átomos del elemento  $i$  por unidad de volumen es:

$$n_i = \frac{N_A \rho w_i}{A_i}$$

Donde  $N_A$  es el número de Avogadro,  $\rho$  es la densidad del medio,  $w_i$  la fracción en masa del elemento  $i$ , y  $A_i$  su número másico. Con esto, el recorrido libre medio se define como:

$$\lambda(E) = \left( \sum_i [n_i \cdot \sigma(Z_i, E)] \right)^{-1}$$

Donde  $\sigma(Z_i, E)$  es la sección eficaz de interacción total entre la partícula y los átomos del medio. Visto esto, el número de recorridos libres medios por los que se mueve una partícula hasta el punto de interacción es:

$$n_\lambda = \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\lambda(x)}$$

Si  $n_r$  es una variable aleatoria que denota el número de recorridos libres medios desde un punto dado hasta el punto de interacción, la función de distribución de  $n_r$  es:

$$P(n_r < n_\lambda) = 1 - e^{-n_\lambda}$$

Por lo que el número de recorridos libres medios por los que viaja la partícula hasta llegar al punto de interacción,  $n_\lambda$  es muestreado al principio de la trayectoria como:

$$n_\lambda = -\log(\eta)$$

Donde  $\eta$  es un número aleatorio uniformemente distribuido en el rango (0,1). A cada paso en la simulación se vuelve a calcular  $n_\lambda$ :

$$n'_\lambda = n_\lambda - \frac{\Delta x}{\lambda(x)}$$

$\Delta x$  debe ser definido por el usuario como el paso de longitud recorrido por la partícula entre cada paso de simulación. La partícula produce su interacción cuando el producto de  $n_\lambda \cdot \lambda(x)$  es más pequeño que un valor especificado por el usuario.

Los procesos de desintegración de partículas y de interacción entre ellas vienen dados por paquetes de Geant4 definidos para cada tipo de situación, llamados *Physics List*. En los procesos de desintegración se definen los canales de desintegración de cada tipo de partícula, con sus vidas medias y las probabilidades de desintegración en cada canal. En los paquetes de interacción se analizan las secciones eficaces de interacción de cada partícula con otras partículas y con los medios, considerando también sus interacciones con los distintos potenciales que se puedan aplicar.

Actualmente hay 19 paquetes disponibles que están distribuidos según los procesos que describe cada uno de ellos. Hay una convención de nombres en forma de siglas para describir el proceso que hace cada uno. Por ejemplo, para procesos hadrónicos (como los que utilizamos en nuestro estudio), están las siguientes opciones:

- QCS: Modelo de cascada de gluones y quarks (útil para  $E > 20$  GeV).
- FTF: Modelo de cascada Fritiof (útil para  $E > 5$  GeV).
- BIC: Modelo de cascada intranuclear binaria (útil para  $E < 10$  GeV).
- BERT: Modelo de cascada intranuclear de estilo Bertini (útil para  $E < 10$  GeV).
- HP: Modelo de transporte de neutrones de alta precisión (útil para  $E < 20$  MeV).
- P: Modelo útil para describir la desexcitación nuclear.

También pueden describir procesos electromagnéticos los siguientes paquetes:

- No suffix: Modelo EM estándar.
- EMV: Modelos antiguos pero rápidos de procesos EM.
- EMY o EMZ: Modelos útiles para procesos EM de baja energía.
- LIV: Utiliza la base de datos Livemore.
- PEN: Modelo EM de Penelope.

Estos paquetes pueden combinarse y usarse varios para una función específica a diferentes energías, dependiendo de las necesidades del usuario. En este trabajo fueron útiles el BERT para los procesos de interacción entre núcleos y neutrones de alta energía, mientras que para energías más bajas (como en el estudio de neutrones liberados en la radiación natural), fue útil el paquete HP, que modela el transporte de neutrones dentro de los materiales. Así mismo, los paquetes LIV y PEN son comúnmente muy utilizados para la interacción y transporte de partículas cargadas dentro del material, una información muy valiosa para entender el fondo de energía que depositan los isótopos activados y la capacidad de penetración de cada partícula en los materiales del blindaje.

## C Efectos de los isótopos producidos

Para comenzar a simular los procesos de detección, se debe definir la geometría de detección, para ello debemos diseñar un detector que, de la forma más sencilla nos sirva para observar estos efectos. El caso más simple en el que introduciremos los materiales cuya activación se ha estudiado anteriormente es un detector cúbico. El gas xenon se encuentra en un recipiente cúbico de cobre cuya anchura es de 20 cm, alrededor del cual hay una capa de mylar de 40 cm de espesor y sobre esta, una capa de plomo de 80 cm.

En principio se piensa en este orden de los materiales porque el plomo, al tener isótopos de alto número másico, en su activación se forman multitud de isótopos, de ahí que interese mantenerlo lejos de la región de detección. La figura 8 muestra la geometría del detector. Empezaremos estudiando los efectos de los isótopos activados en los materiales más cercanos al gas de detección. Es posible conocer el tiempo de detección para cada isótopo y las cuentas que se han lanzado en la simulación a través de la conocida ley de activación de materiales. El número de isótopos en el material tras dejar un tiempo de exposición suficientemente largo ( $t_E \gg \tau$ ), y se comienza a medir en cuanto se introduce bajo tierra ( $t_{Decaimiento} = 0$ ), el número de isótopos en el material es:

$$N_o = R \cdot \tau$$

Siendo  $R$  el valor que nos ha dado ACTIVIA, multiplicándolo por la masa del material (conocida a través del volumen y densidad definidos), y sabiendo que a partir de ese momento comienza a decaer, el tiempo de detección habiéndose introducido  $x$  isótopos es:

$$t = -\tau \ln\left(1 - \frac{x}{R \cdot V \cdot \rho \cdot \tau}\right)$$

### C.1 Efectos de la activación en el argon

Se comenzó lanzando los isótopos que se obtuvieron como más indeseables en el detector desde el volumen gaseoso de argon, se muestran en la figura 12 y 13. En el espectro de desintegración del Ar39 se observa la desintegración  $\beta^-$  del isótopo, que tiene una energía máxima de 565 keV. Todos los isótopos lanzados han dejado energía en el detector de gas, de ahí que este isótopo sea tan molesto en el material.

En el espectro de desintegración del Cl36 se observa la desintegración  $\beta^-$  del isótopo, que tiene una energía máxima de 709 keV. Además, se observan unas líneas características de Rayos X la parte más baja del espectro, producidas probablemente por el argon. El 93% de los isótopos lanzados han dejado traza en el detector de gas. Vemos que la mayoría de los eventos que se lanzan acaban siendo recogidos por el detector de una forma u otra, este es el principal problema de la activación en los gases, como veremos más adelante, la producción de fondo por la activación de los materiales externos al gas es bastante menos probable.

### C.2 Efectos de la activación en el xenon

Se lanzaron isótopos que se obtuvieron como más indeseables en el detector desde el volumen gaseoso de xenon, mostrados en las figuras 14, 15 y 16. En el espectro depositado por la desintegración del Cs134 se observan varias de las desintegraciones  $\beta^-$  del isótopo, hasta los 658 keV

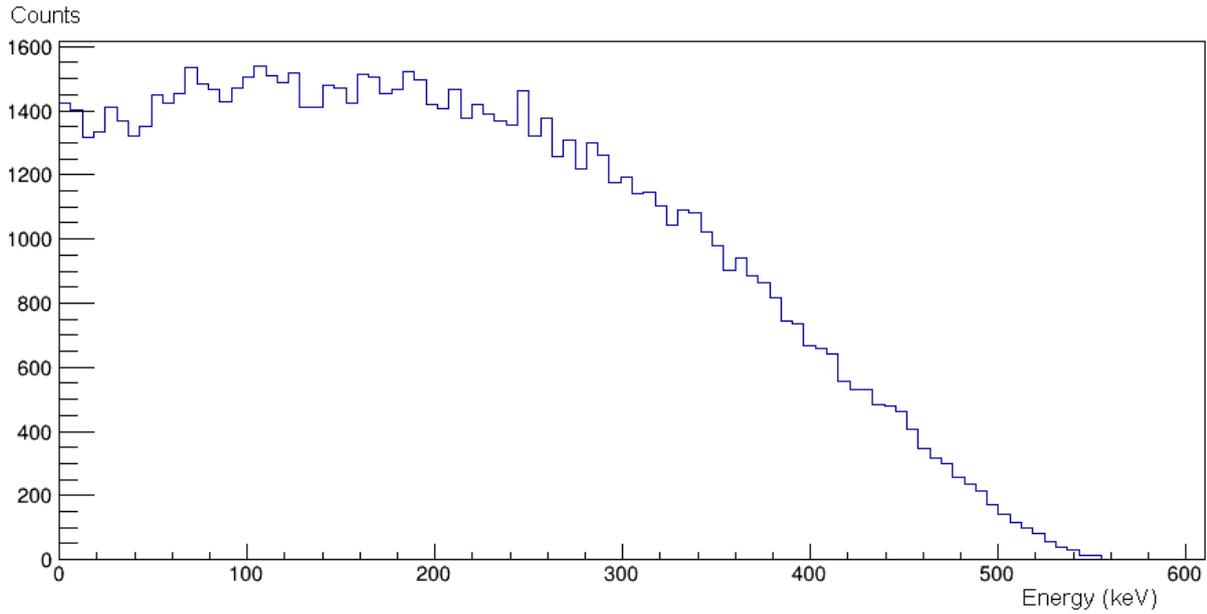


Figura 12: Espectro de energías producido en el gas detector de argon al que se le ha introducido 10000 isótopos de Ar39 (Unos 2,5 años de detección).

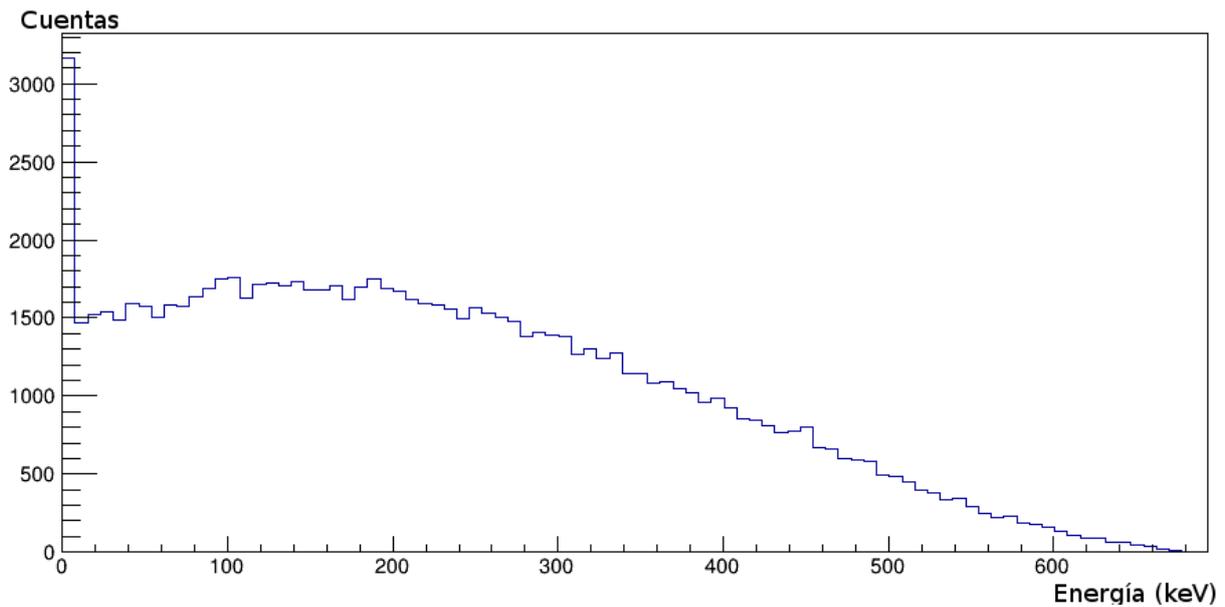


Figura 13: Espectro de energías producido en el gas detector de argon al que se le ha introducido 10000 isótopos de Cl36 (Unos 3,3 años de detección).

tiene la principal desintegración  $\beta^-$ , a mayores energías hay mezcladas dos otras desintegraciones  $\beta^-$  y la de mayor energía acaba en los 1454 keV. Además, se observan emisiones de Rayos X la parte más baja del espectro, producidas probablemente por el xenon, sumadas a estas se encuentra la segunda emisión  $\beta^-$  más probable del Cs134, con una energía máxima de 89 keV. El 95% de los isótopos lanzados han dejado traza en el detector de gas.

Por otro lado, en la desintegración del Cs135 se puede ver una única desintegración  $\beta^-$  que

tiene una energía máxima de 269 keV. El 94% de los isótopos lanzados han dejado traza en el detector de gas, y en el de Be10 hay una única desintegración  $\beta^-$  que tiene una energía máxima de 556 keV. El 100% de los isótopos lanzados han dejado traza en el detector de gas.

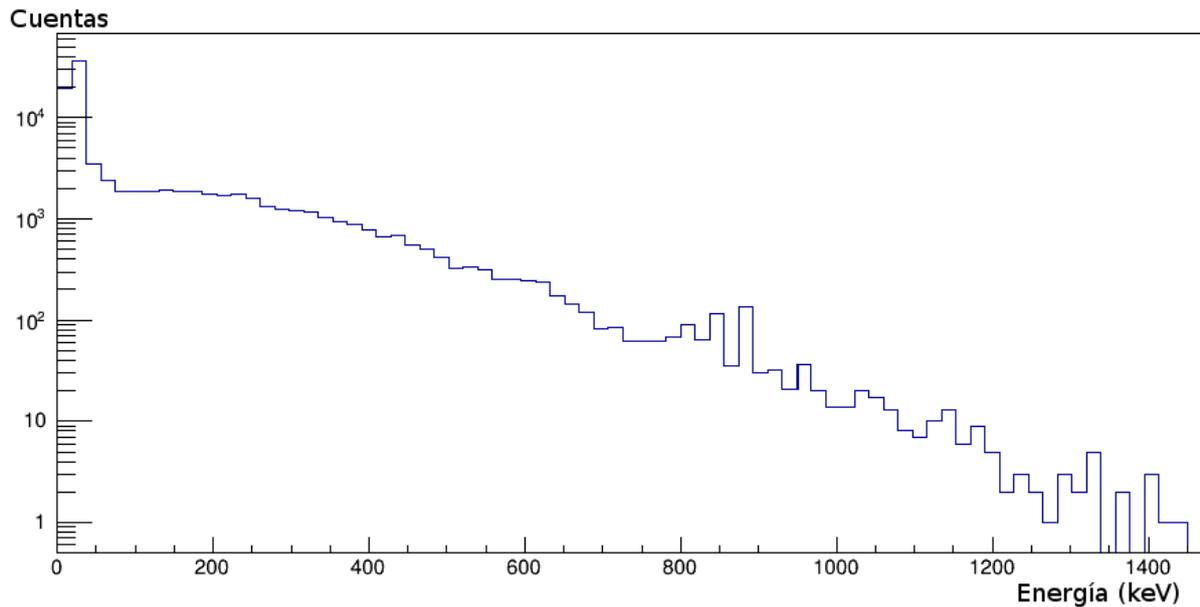


Figura 14: Espectro de energías producido en el gas detector de xenon al que se le ha introducido 10000 isótopos de Cs134 (Según los datos aportados por ACTIVIA son 1,5 años de detección).

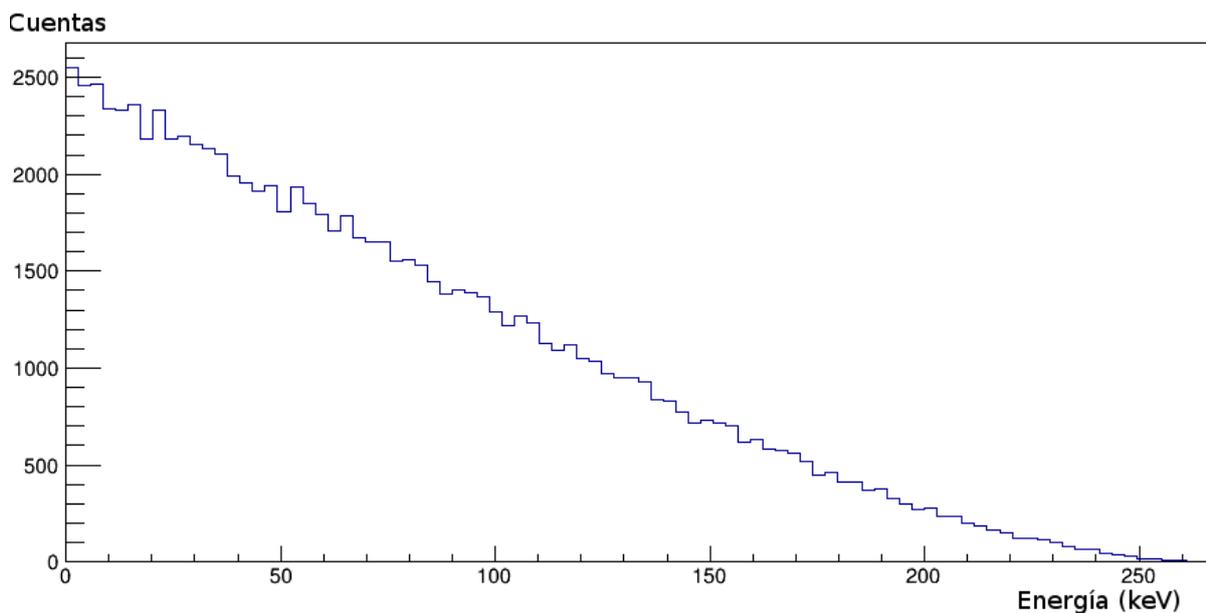


Figura 15: Espectro de energías producido en el gas detector de xenon al que se le ha introducido 10000 isótopos de Cs135 (Tan solo 47 días de detección según los datos aportados por ACTIVIA).

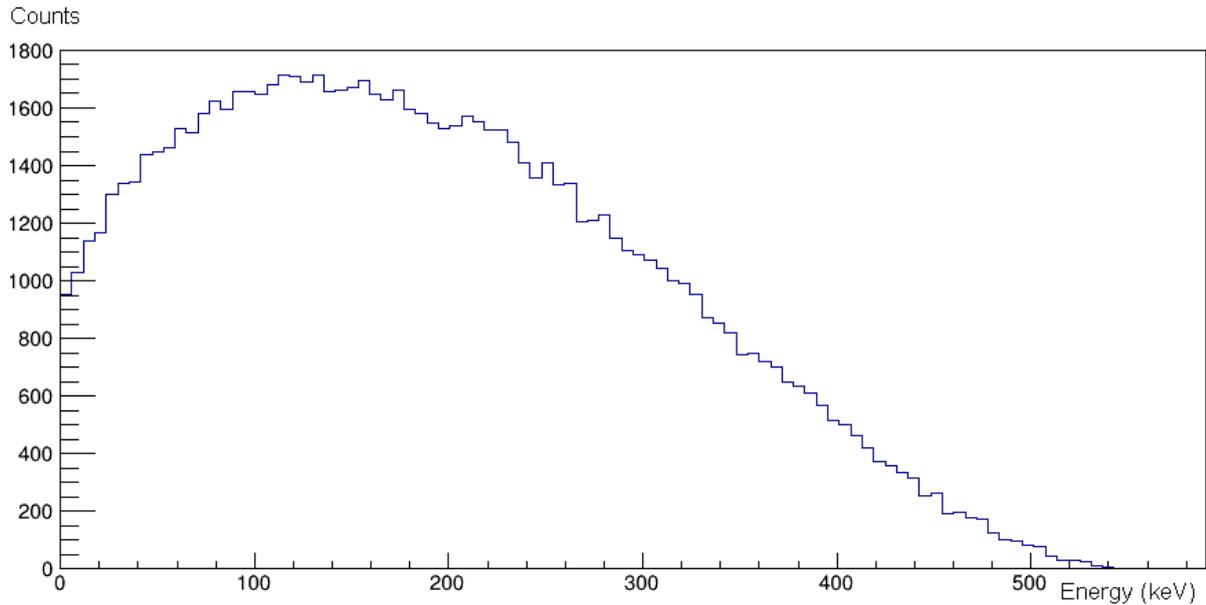


Figura 16: Espectro de energías producido en el gas detector de xenon al que se le ha introducido 10000 isótopos de Be10 (Son 2 años de detección según el programa ACTIVIA).

### C.3 Efectos de la activación en el cobre

Este es el material que contiene al xenon y debemos conocer el espectro de energías detectado por el gas (colocamos xenon) por la emisión por activación. Así pues, se le introducen isótopos activos de Co57 y Co60 en el volumen que ocupa el cobre en la geometría definida, los espectros se muestran en las figuras 17 y 18, respectivamente. El fondo de detección que deja la desintegración del Co57 es de baja energía, no obstante es bastante molesto pues tiene importantes emisiones. Se observan sus principales líneas de emisión gamma de 122 keV y 136 keV con algo de fondo Compton. Tan solo el 3% de los isótopos han dejado traza en el detector de gas de xenon.

En el caso del Co60 se observan sus principales líneas de emisión gamma de 1173 keV y 1333 keV con un gran fondo Compton que llena la parte baja del espectro de energías. Se observa también una emisión de Rayos X producida por el cobre entorno a los 9 keV. Tan solo el 8% de los isótopos han dejado traza en el detector de gas de xenon.

### C.4 Efectos de la activación en el mylar y en el plomo

Se intentó seguir los mismos pasos que en los anteriores materiales pero no se detectaban cuentas para números muy altos isótopos introducidos en el material. Esto se debía a que la gran mayoría de las partículas que son producto de la desintegración interactúan y pierden toda su energía antes de llegar al detector gaseoso, por lo que se consideraron demasiado débiles como para detectarse y perjudicar la medición, algo que como hemos visto, no ocurre por ejemplo con el Co60 o el Cs134.

No obstante, el programa permite definir cualquier volumen como detector, de forma que se puede considerar el propio medio emisor de partículas como el detector de las mismas, en este caso, el mylar y el plomo. Se observaron, por lo tanto, los espectros de energía depositados en estos materiales por la acción de los isótopos radiactivos más molestos de cada material.

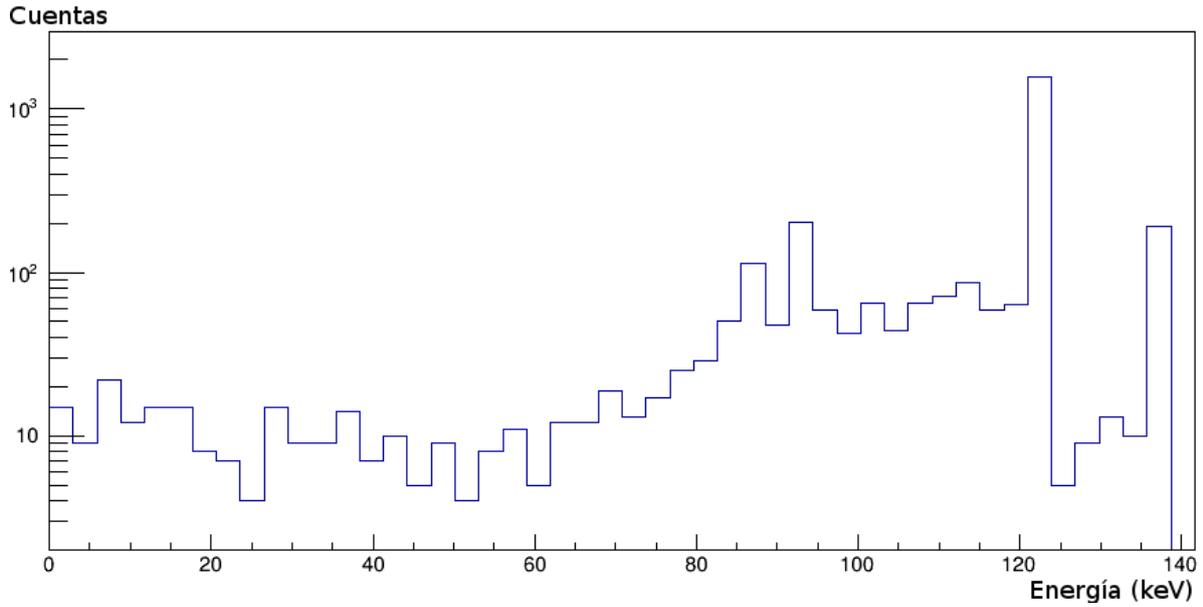


Figura 17: Espectro de energías detectado en el gas de xenon habiéndose introducido 100000 isótopos de Co57 (Tan solo una semana de detección según los datos aportados por el programa ACTIVIA).

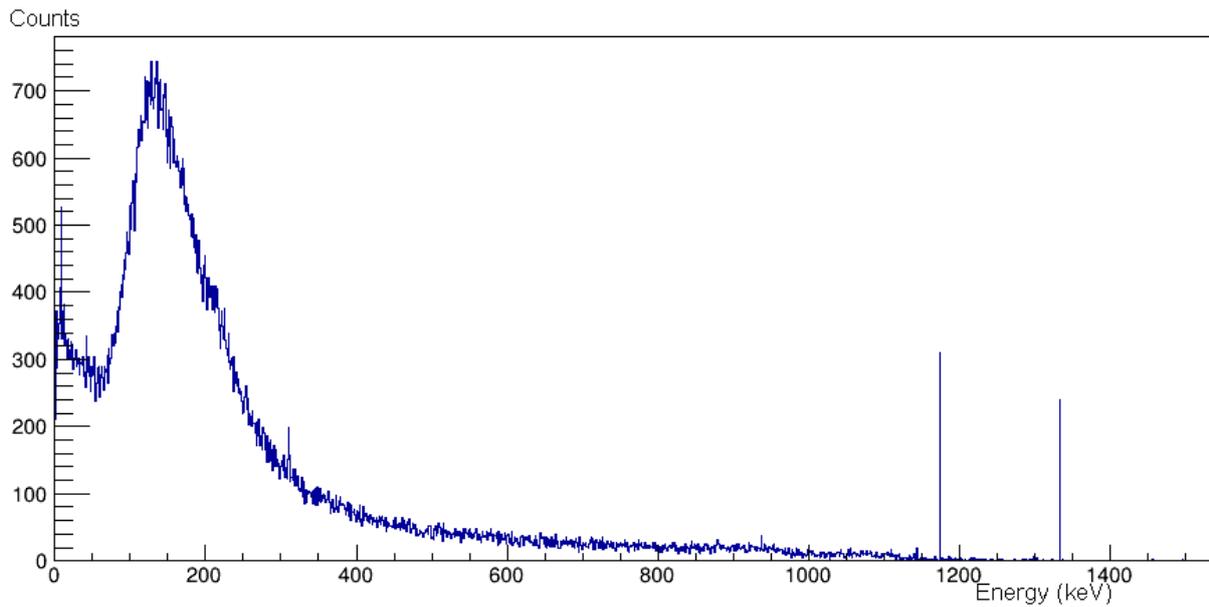


Figura 18: Espectro de energías detectado en el gas de xenon habiéndose introducido 100000 isótopos de Co60 (Tan solo ocho días de detección según los datos aportados por el programa ACTIVIA).

En la figura 19 se muestra el efecto del Bi208 en el plomo. En este espectro se observa su principal línea de emisión gamma de 2615 keV. Se observan también líneas de emisión de Rayos X característicos producidos por el plomo hasta los 88 keV.

En la línea de emisión de 2615 keV se observan dos picos, el pico de menor energía es el que se debe a la emisión de un fotón de 2615 keV que ha invertido parte de su energía en excitar un

átomo y posteriormente deposita toda la energía restante en el detector (ésta es la diferencia de energías entre el fotón de 2615 keV y los 88 keV de emisión de rayos x en el plomo). El 42% de los isótopos han dejado traza en el volumen sensible de plomo.

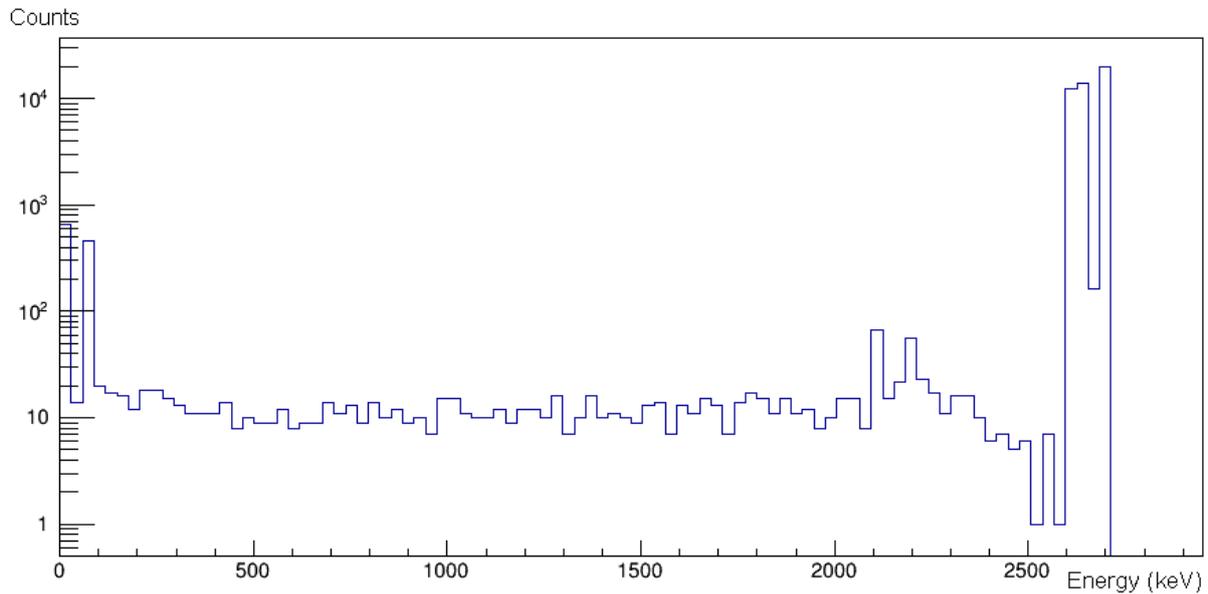


Figura 19: Espectro de energías detectado en el blindaje de plomo habiéndose introducido 100000 isótopos de Bi208 (Tan solo 20 horas de detección según los datos aportados por ACTIVIA).

## C.5 Conclusiones

Después de realizar este estudio podemos afirmar que los isótopos presentes en los materiales de las capas alejadas al volumen de detección no ensucian gravemente el espectro de energías porque son absorbidas antes de ser detectadas. Por el contrario, las emisiones del propio gas pueden detectarse independientemente del tipo que sean por la proximidad a la región de detección.

Las emisiones de fotones del material del contenedor producen de igual modo una importante contribución al espectro de energías que tarda muchos años en ser eliminada, como en el caso del Co60, cuya abundancia en el cobre tarda más de 24 años en reducirse al 1% de la inicial. Esto significa que un detector deberá estar formado por un cobre que lleve décadas bajo tierra para haberse reducido hasta este nivel de radiación, en caso contrario se observará predominantemente esta contaminación.

## D Experimento IAXO

Se espera que la cromodinámica cuántica conduzca a la violación carga-paridad en las interacciones que conservan el sabor, pero ningún experimento ha sido capaz de observar este hecho hasta ahora. Una posible solución a problema CP fue sugerida hace 30 años, cuando se supuso que la conservación de la carga y la paridad se producía por una simetría global gauge. Cuando la simetría global se rompe, se libera una partícula llamada axión.

Estas partículas podrían haber sido creadas en el universo temprano, pero se cree que todavía se pueden crear hoy en día en los núcleos de las estrellas como nuestro Sol. Para descubrir la

existencia de estas partículas se han diseñado numerosos experimentos que tratan de producir una conversión de estos axiones en otro tipo de partículas fácilmente detectables, como son los fotones (este proceso se denomina efecto Primakoff y sucede en presencia de un intenso campo electromagnético). Actualmente, el detector de axiones más sensible es el telescopio solar de axiones del CERN (CAST), que tiene un imán superconductor de 10 m de longitud capaz de generar un campo magnético de hasta 9 T. Puede apuntar al Sol durante 3 horas al día y está rodeado de detectores de rayos-x para detectar la conversión por efecto Primakoff.

Este acoplo depende de la intensidad del campo electromagnético aplicado, de forma que la probabilidad de detectar dicho efecto es proporcional a intensidad del campo electromagnético (la intensidad del campo magnético  $B$ , la longitud del imán  $L$  y su sección  $S$ ), a la sensibilidad de los detectores (su nivel de fondo  $b$  y eficiencia  $\epsilon$ ), a la óptica del telescopio (su longitud focal  $s$  y su eficiencia  $\epsilon_0$ ), y al tiempo de exposición  $t$ , la dependencia es de la forma:

$$g_{a\gamma}^4 \propto (BL)^{-2} A^{-1} \cdot b^{1/2} \epsilon^{-1} \cdot s^{1/2} \epsilon_0^{-1} \cdot t^{-1/2}$$

El experimento IAXO (International Axion Observatory), será capaz de superar la sensibilidad en el efecto Primakoff en un factor de 10 a 20 respecto de CAST mejorando estos parámetros.

## E Flujos de neutrones utilizados

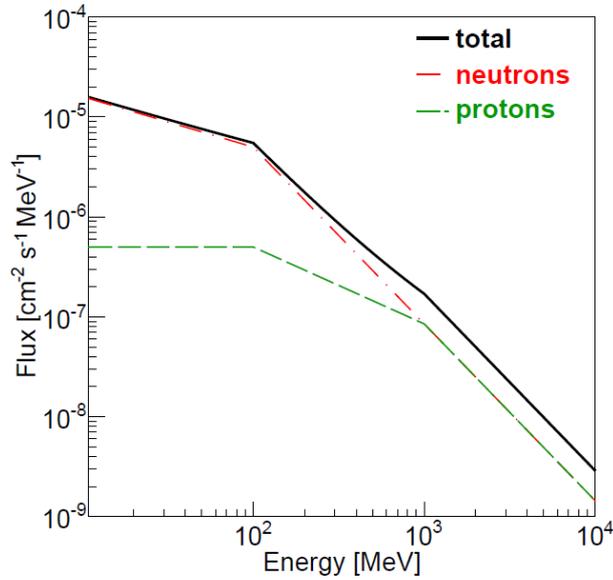


Figura 20: Se representa el flujo normalizado de cada tipo de partículas en función de su energía en un rango característico [5].

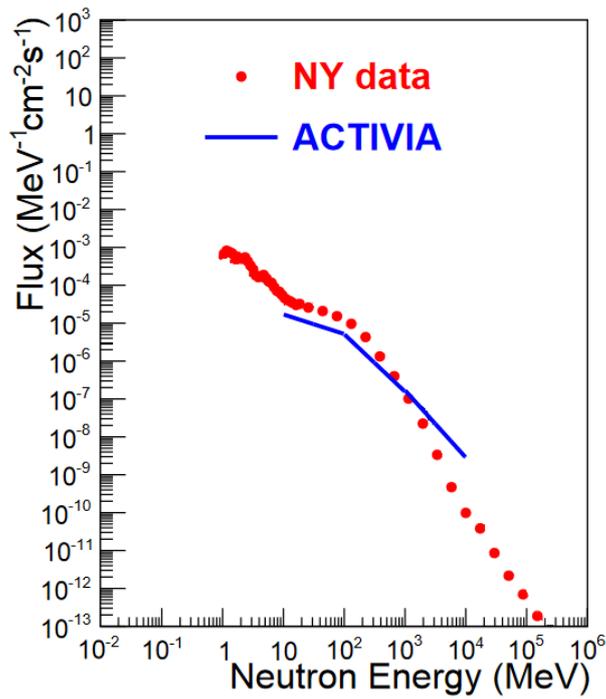


Figura 21: Se representa el flujo normalizado de neutrones. Los puntos rojos son medidas del espectro de neutrones en la superficie (las medidas fueron tomadas en la ciudad de Nueva York [4]). Por otro lado, la línea azul es la parametrización utilizada por el programa ACTIVIA, se puede observar claramente la divergencia entre ambos datos (flujo extraído del artículo de *C. Zhang et. al.*)[6].

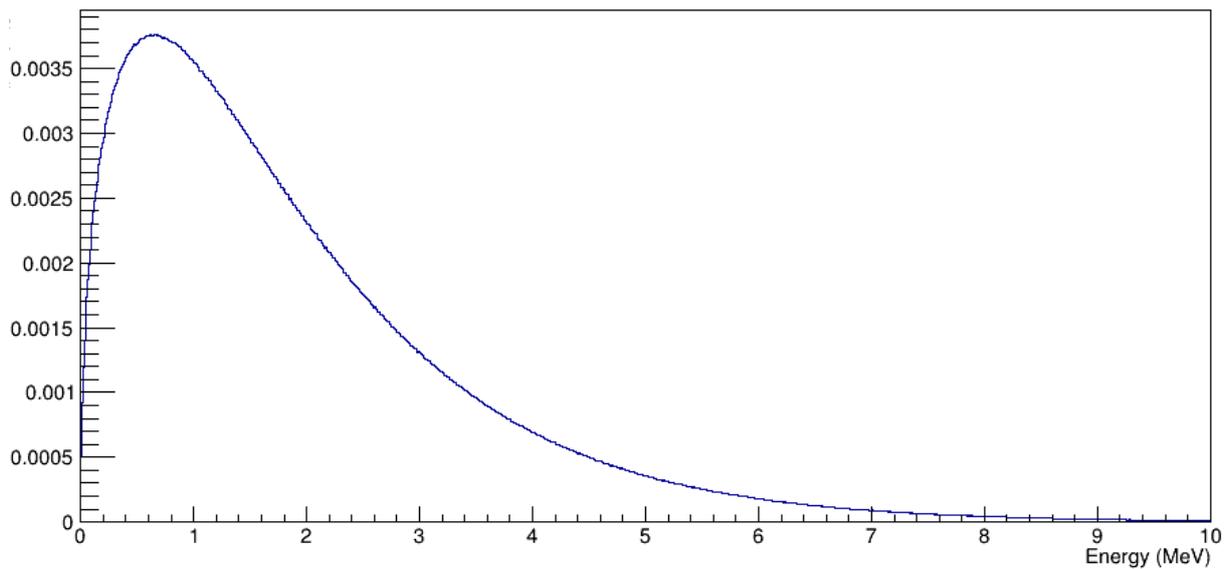


Figura 22: Espectro de energías normalizado de los neutrones productos de las desintegraciones naturales. El rango de energías está limitado hasta los 10 MeV.

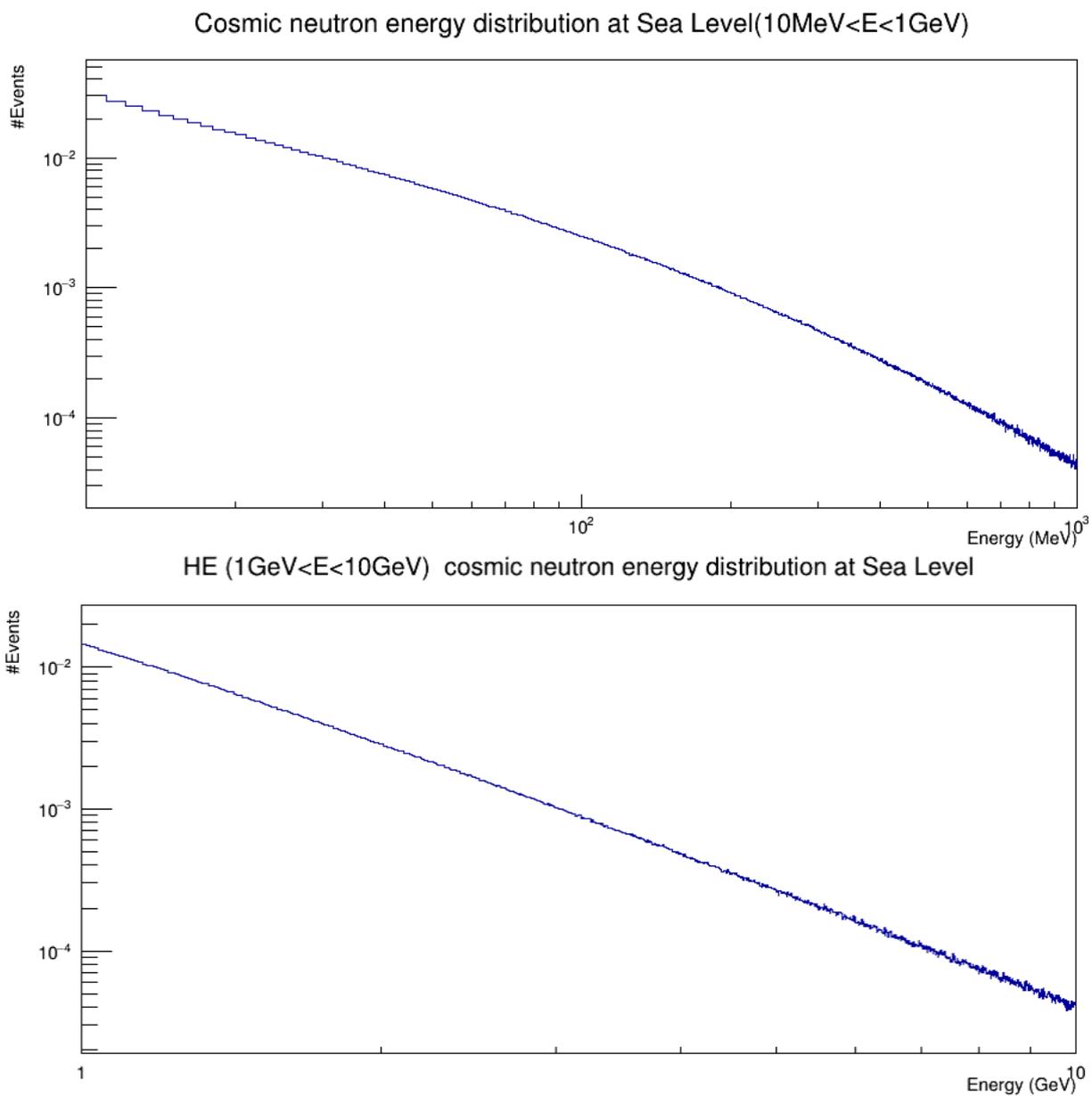


Figura 23: Espectro normalizado de energías introducido en Geant4 para los neutrones cósmicos de baja energía arriba (de 10 MeV a 1 GeV) y de alta energía abajo (de 1 GeV a 10 GeV). El flujo total de neutrones para el rango de bajas energías es 304 neutrones por  $cm^2$  y por día, mientras que para altas energías es 71 neutrones por  $cm^2$  y por día (similar al utilizado por ACTIVIA).