

Puesta a punto y caracterización de un germanio ultrapuro como detector de Materia Oscura

Patricia Villar Gómez

Director: Dr. Eduardo García Abancéns

Trabajo Fin de Máster
Máster en Física y Tecnologías Físicas
Universidad de Zaragoza

Junio de 2013

Índice general

Resumen	1
1. Motivación	1
1.1. La Materia Oscura del Universo	1
1.2. Detección directa de Materia Oscura	2
2. El detector	5
2.1. Semiconductores de germanio	5
2.2. El detector COSME	6
3. Caracterización previa del detector	9
3.1. Linealidad de la respuesta	9
3.2. Resolución en energía del detector	11
3.3. Eficiencia del detector	12
3.3.1. Fuente difusa	12
3.3.2. Fuente puntual	12
4. Optimización del detector	15
4.1. Reducción del fondo radiactivo gamma	15
4.2. Reducción de microfonía y ruido electrónico	16
4.2.1. Filtrado por tiempo	17
4.2.2. Filtrado por cociente de canales	18
4.2.3. Comparativa de filtrados	20
4.3. Reducción del fondo de neutrones	21
4.4. Calibración a baja energía	23
4.5. Activación cosmogénica residual	24
5. Sensibilidad del detector para búsqueda de Materia Oscura	25
6. Conclusiones	29

Resumen

La búsqueda de sucesos *raros* o *poco probables* requiere detectores de radiación con un fondo radiactivo lo más bajo posible. En este contexto, los detectores que utilizan diodos semiconductores de germanio han alcanzado una posición privilegiada debido a su combinación de excelente resolución tanto energética como temporal y a la radiopureza de sus cristales.

Este trabajo presenta la puesta a punto y caracterización de un germanio ultrapuro como detector de Materia Oscura. El detector, que lleva 23 años protegido de la radiación cósmica y los últimos 12 años inactivo, ha sido instalado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC). Se ha estudiado y caracterizado su respuesta (linealidad, umbral y resolución en energía, eficiencia intrínseca, etc.), se ha analizado y reducido su fondo radiactivo y se han implementado técnicas de filtrado de ruido electrónico y microfonía. Finalmente se ha estimado su sensibilidad como detector de la Materia Oscura del halo galáctico.

Capítulo 1

Motivación

1.1. La Materia Oscura del Universo

El estudio de la denominada *Materia Oscura* del Universo es uno de los mayores desafíos actuales de la Cosmología, la Astrofísica y la Física de Partículas. Existen poderosos argumentos teóricos y numerosos datos experimentales, procedentes de ámbitos muy diversos, desde la escala galáctica hasta la cosmológica, que indican que en el Universo hay mucha más materia de la que se ve, es decir, de la que emite algún tipo de radiación. Entre las evidencias cabe mencionar la anisotropía del fondo cósmico de microondas y las curvas de rotación de las galaxias espirales o los efectos de lente gravitacional observados [1]. Únicamente con la masa visible, la velocidad de rotación de las estrellas de una galaxia, por ejemplo, debería disminuir con la distancia al núcleo galáctico, algo que no ocurre (véase figura 1.1). La discrepancia teórico-experimental se resuelve con la existencia de un halo galáctico de Materia Oscura.

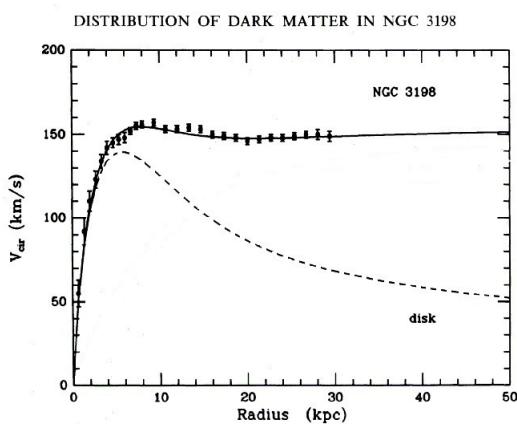
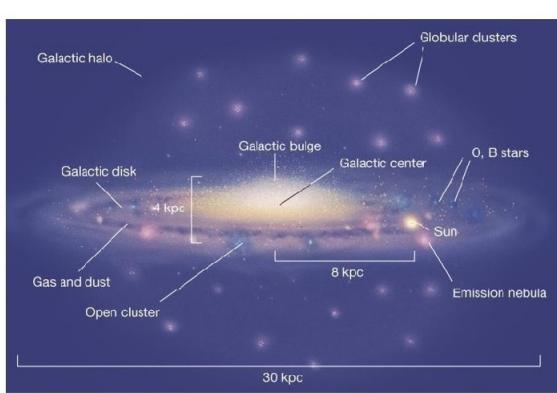


Figura 1.1: Esquema del halo de la Vía Láctea (<http://physics.uoregon.edu/>) y curva de velocidades de rotación de estrellas en la galaxia NGC 3198 (<http://bustard.phys.nd.edu/>) en función de la distancia al centro de la galaxia. Los puntos representan las observaciones experimentales, la línea discontinua corresponde a la curva esperada para la materia luminosa y la línea continua a la esperada si existe un halo galáctico de Materia Oscura.

El modelo actual del Universo, denominado ΛCDM , describe un Universo plano acelerándose en el que un 68 % sería energía (denominada Energía Oscura de la que no se conoce su origen y naturaleza) y el 32 % restante sería materia. Sólo el 16 % de la materia es bariónica (y sólo una cuarta parte de ésta es luminosa), siendo el 84 % restante Materia Oscura, que no encaja en el Modelo Estándar de la Física de Partículas y nos lleva a buscar una explicación alternativa. El candidato más ampliamente aceptado es el denominado WIMP (acrónimo en inglés de *partícula masiva que interacciona débilmente*).

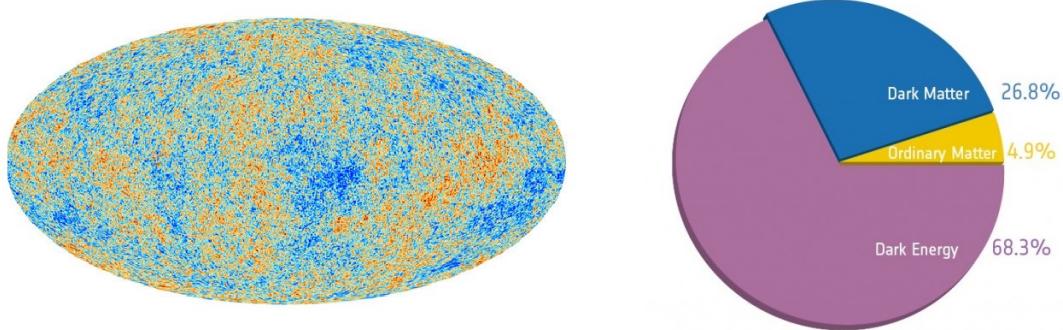


Figura 1.2: *Anisotropías observadas por el satélite Planck en la radiación cósmica de fondo de microondas (izquierda) y composición del Universo en la actualidad según los últimos resultados del satélite Planck (derecha)* [2].

1.2. Detección directa de Materia Oscura

La detección directa de Materia Oscura de nuestro halo galáctico busca los retrocesos nucleares producidos como consecuencia de la colisión elástica de las partículas de Materia Oscura con los núcleos de materia convencional de los detectores. En su interacción con la materia, los WIMPs producirían un pequeño retroceso nuclear al ser dispersados en colisiones elásticas con los núcleos de un detector. Esta energía depositada en el material blanco puede ser detectada como fotones, fonones o carga eléctrica dependiendo de las características del detector. La señal esperada (véase figura 1.3) está constituida por retrocesos nucleares de muy bajas energías, menores de 100 keV y con un ritmo de interacción muy pequeño. Además, esta señal, puede ser enmascarada fácilmente por el fondo radiactivo del experimento puesto que produce un espectro diferencial decreciente con la energía de forma aproximadamente exponencial.

Los experimentos de detección directa se realizan, en general, en laboratorios subterráneos con el objetivo de proteger los detectores de los rayos cósmicos y evitar también la activación cosmogénica de sus componentes. Además, están construidos con materiales de elevada radiopureza y para minimizar el nivel de fondo radiactivo ambiental, los experimentos se protegen contra la radiación β/γ y contra los neutrones mediante blindajes, activos o pasivos, adecuados.

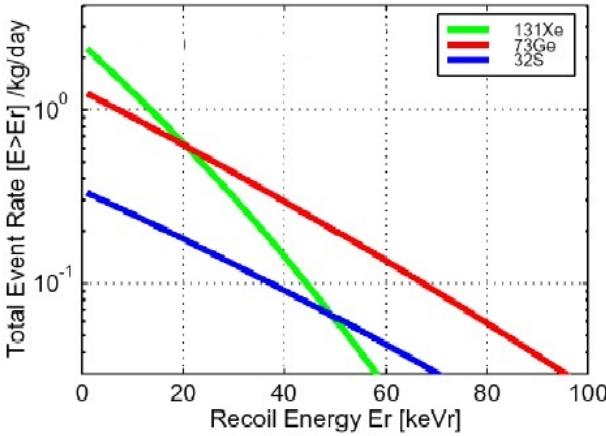


Figura 1.3: Ejemplo de la señal esperada de la Materia Oscura del Universo (<http://xenon.astro.columbia.edu/>) en tres blancos (Xe, Ge y S) para WIMPs de 100 GeV de masa y con una sección eficaz de interacción WIMP-núcleón de $3,6 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ que interactúan coherentemente con el núcleo.

Son muchos los experimentos que se han llevado a cabo o se están desarrollando en la actualidad para la detección directa de la Materia Oscura. Entre ellos, cabe citar CDMS en el Laboratorio Subterráneo de Soudan en Estados Unidos y EDELWEISS en el Laboratorio Subterráneo de Modane en Francia que utilizan bolómetros de germanio; CRESST en el Laboratorio Subterráneo italiano de Gran Sasso que utiliza bolómetros centelleadores de CaWO_4 ; CoGeNT también en Soudan, que utiliza un detector semiconductor de germanio; ZEPLIN en el Laboratorio Subterráneo de Boulby en el Reino Unido y XENON y WARP, también en Gran Sasso, utilizan detectores de Xenón líquido los dos primeros y Argón líquido el último. Especial mención merece el experimento DAMA/LIBRA en operación en Gran Sasso, que con centelleadores de NaI(Tl) ha observado durante 13 ciclos una modulación anual en su señal a baja energía con 8.9σ de significación estadística que podría interpretar como debida a la variación esperada en el ritmo de detección de WIMPs debida a la traslación de la Tierra en torno al Sol. Otros proyectos con diverso nivel de desarrollo son: ArDM y ANAIS en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc y KIMS, LUX, XMASS etc. en diversos laboratorios repartidos por todo el mundo. Para una revisión de la situación presente y futuro próximo véase [3].

Capítulo 2

El detector

2.1. Semiconductores de germanio

El principio de detección de los detectores semiconductores es la ionización en forma de pares electrón-hueco que produce una partícula al interaccionar con el mismo y que es recogida mediante un campo eléctrico. Los detectores semiconductores actuales se basan en una unión semiconductor p-n polarizada inversamente. De esta forma se aumenta la zona libre de portadores de carga (*depletion zone*) que constituye el volumen sensible del detector (véase figura 2.1).

Una de las ventajas de estos detectores es que la energía media requerida para crear un par electrón-hueco (~ 3 eV) es mucho menor que la necesaria para producir un par iónico en un gas o un fotón en un centelleador (~ 30 eV), lo que garantiza un mayor número de portadores y en consecuencia una mejor resolución en energía. Como los semiconductores tienen un *gap* de energía pequeño entre la banda de conducción y la banda de valencia (unos 0.7 eV en el germanio y unos 1.1 eV en el silicio), deben ser enfriados (típicamente a la temperatura del nitrógeno líquido, 77K) para reducir la generación térmica espontánea de portadores de carga.

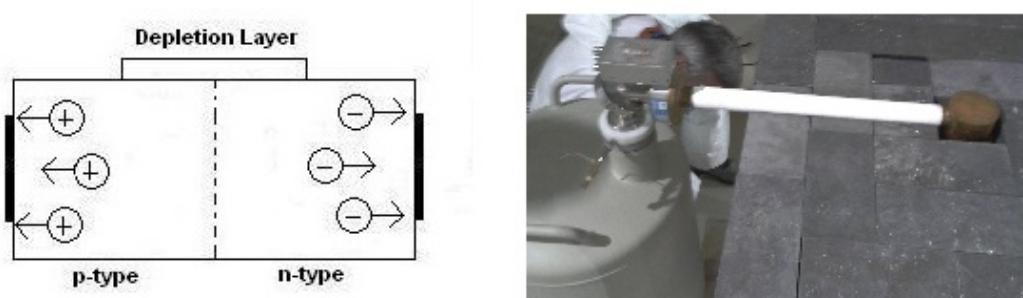


Figura 2.1: En el esquema de la izquierda se muestra el principio de funcionamiento de un detector semiconductor. En la imagen de la derecha se muestra el enfriamiento de un detector de germanio poniéndolo en contacto térmico con el nitrógeno líquido almacenado en un dewar.

El material más utilizado para este tipo de detectores es el germanio en el que se han conseguido niveles de radiopureza extraordinarios y fondos radiactivos muy bajos. Detectores de germanio pensados inicialmente para la búsqueda de la desintegración doble beta del ^{76}Ge sin emisión de neutrinos se han adaptado para la búsqueda de la Materia Oscura dando muy buenos resultados (véase, por ejemplo, referencias [4] - [8]).

2.2. El detector COSME

El detector, denominado COSME, fue uno de los primeros dispositivos construidos específicamente para la búsqueda de Materia Oscura en el marco de una colaboración entre la Universidad de Zaragoza, la Universidad de Carolina del Sur (USC) y el Pacific National Northwest Laboratory (PNNL). Se trata de un cristal de germanio ultrapuro natural de tipo p en configuración coaxial (closed end) de 44 cm^3 y 234 gramos encapsulado en un criostato de cobre electrofomado de 1.5 mm de espesor fabricado por Batelle Pacific Northwest Laboratory (PNL) con un preamplificador (PA) implementado modelo PGT RG11B/C.

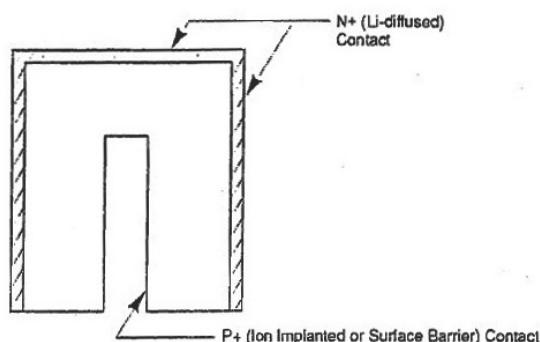


Figura 2.2: Configuración de un detector semiconductor coaxial (closed end) tipo p.

En el caso del detector COSME, un cilindro de plomo con una pequeña pieza de aluminio y cobre (véase figura 2.3) está situado encima del cristal para tratar de producir rayos-X con una fuente gamma y habilitar la calibración del detector en la región de baja energía. COSME fue instalado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (Pirineo aragonés) bajo 2500 metros equivalentes de agua en febrero de 1990 y ha permanecido allí desde entonces protegido de la radiación cósmica, aunque inactivo desde 1998. Este hecho lo convierte en un detector cuyo estudio es hoy en día muy interesante.

En 2012 se reinstaló el detector nuevamente en el hall C del LSC (véase figura 2.4) donde se llevó a cabo una caracterización preliminar del mismo (linealidad de la respuesta, umbral de detección, resolución, eficiencia, etc.) sin ningún tipo de blindaje.

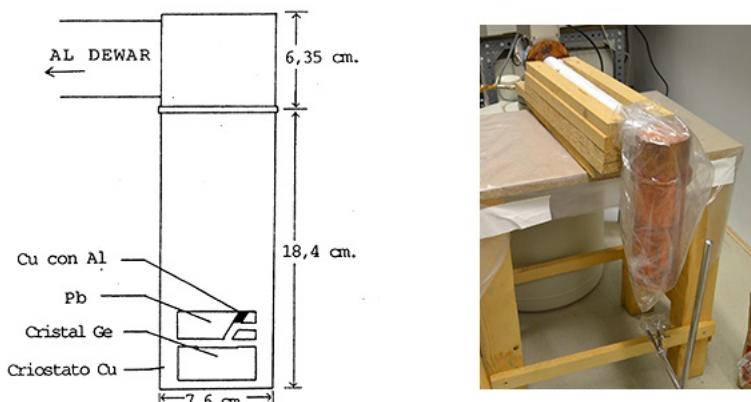


Figura 2.3: A la izquierda se muestra el esquema interno del detector y a la derecha la fotografía muestra al detector COSME instalado en el hall C del LSC para su caracterización preliminar.

Posteriormente fue trasladado al hall A del LSC, lugar donde permanece en la actualidad y en el cual se le instaló un blindaje de ultrabajo fondo que consta de 10 cm de plomo muy antiguo (libre de ^{210}Pb) y 20 cm de plomo de 70 años de antigüedad (de baja actividad), todo ello cerrado por una bolsa sellada de PVC. El montaje experimental está colocado encima de un aislante acústico y antivibratorio de 10 cm de corcho para reducir la microfonía debida a las vibraciones. El radón interno se purga mediante un flujo continuo de nitrógeno gas circulando a través de un tubo de teflón. Esto permite mantener una presión en el interior ligeramente mayor que en el exterior y así asegurar que esta sobrepresión impida al radón penetrar en el interior del blindaje.

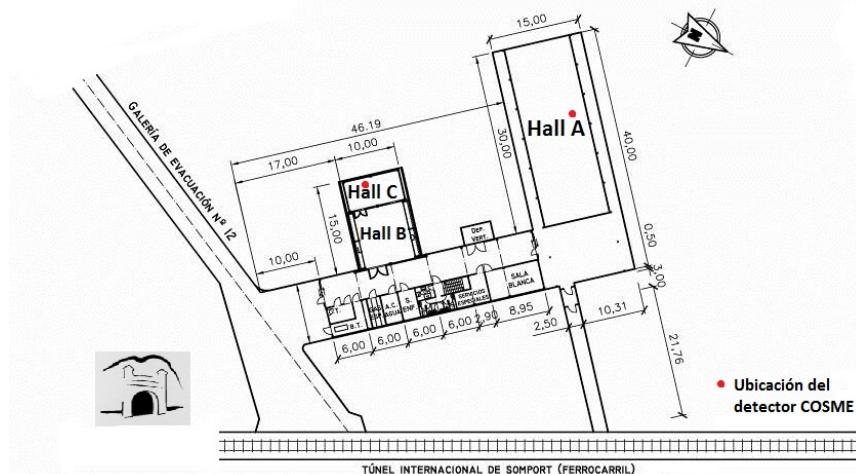


Figura 2.4: Planta del Laboratorio Subterráneo de Canfranc con las ubicaciones (puntos rojos) del detector COSME.

Capítulo 3

Caracterización previa del detector

Previamente a la instalación del detector en el blindaje realizamos una caracterización del mismo. Para ello, se dispone de un sistema de adquisición que consta de una cadena electrónica convencional. En concreto, una fuente de alta tensión (HV) y un amplificador lineal con convertidor analógico-digital y analizador multicanal (ADMCA) modelo MCA-8000A de Amptek con puerto USB al ordenador (véase figura 3.1). Este último almacena el espectro diferencial en función del valor producido por el ADC (denominado *canal*).

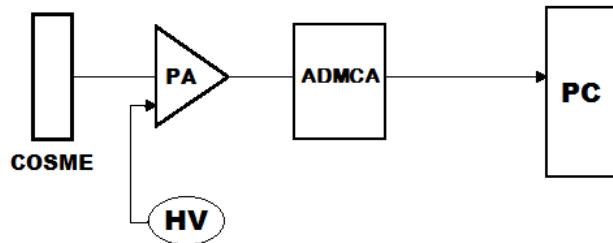


Figura 3.1: *Electrónica instalada en el hall C para la caracterización previa del detector sin ningún blindaje.*

La toma de datos se detuvo semanalmente para reponer el nitrógeno del dewar y realizar una calibración en energía con una fuente de ^{137}Cs introducida con una sirga, cuyo espectro era analizado off-line con un programa de análisis de espectros desarrollado por el grupo de la Universidad de Zaragoza.

3.1. Linealidad de la respuesta

La figura 3.2 muestra el espectro diferencial obtenido en una medida de fondo de 55 horas por el detector sin blindaje en el hall C. En el eje inferior se muestran los canales del ADMCA y sus correspondientes energías en el eje superior.

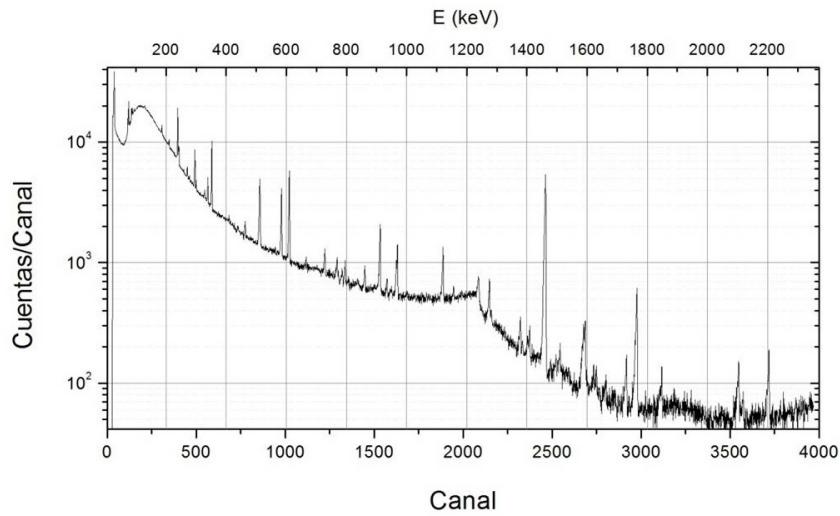


Figura 3.2: *Espectro de fondo obtenido en 55 horas con el detector en el hall C desprovisto de blindaje.*

Los picos más relevantes que se observan en el espectro de la figura 3.2 y sus ritmos de detección se muestran en la tabla 3.1. Se aprecia una significativa contribución de ^{214}Pb y ^{214}Bi (debido en su mayoría al ^{222}Rn presente en el aire del laboratorio, como sugiere la no presencia de los picos de la parte superior de la cadena del ^{238}U), los picos de la cadena radiactiva del ^{232}Th (^{228}Ac , ^{212}Pb y ^{208}Tl) y el pico de ^{40}K . Los rayos X del plomo producidos en el blindaje también se observan en este espectro.

Isótopo	Canal	E (keV)	Sucesos/hora	Γ (keV)
Pb X-rays	149.53 ± 0.03	72.8	135.5 ± 0.1	2.08 ± 0.09
Pb X-rays	153.13 ± 0.02	75.0	305.2 ± 0.2	1.94 ± 0.05
Pb X-rays	169.61 ± 0.05	84.5	237.8 ± 0.2	2.32 ± 0.16
^{212}Pb	430.06 ± 0.05	238.6	559.5 ± 0.3	1.92 ± 0.10
^{214}Pb	525.24 ± 0.02	295.2	167.3 ± 0.1	2.82 ± 0.05
^{214}Pb	621.01 ± 0.01	351.9	441.5 ± 0.2	3.10 ± 0.03
$^{208}Tl/e^-/e^+$ Anhil.	889.43 ± 0.03	511.0	357.6 ± 0.2	5.56 ± 0.06
^{208}Tl	1011.65 ± 0.03	583.2	211.7 ± 0.2	4.19 ± 0.06
^{214}Bi	1055.72 ± 0.02	609.3	361.5 ± 0.2	4.30 ± 0.04
^{228}Ac	1566.83 ± 0.04	911.2	128.6 ± 0.1	4.51 ± 0.12
^{214}Bi	1920.53 ± 0.07	1120.3	83.1 ± 0.1	4.69 ± 0.25
^{40}K	2495.68 ± 0.02	1460.8	366.3 ± 0.2	4.79 ± 0.05
^{214}Bi	3009.29 ± 0.06	1764.5	41.2 ± 0.1	4.63 ± 0.14

Tabla 3.1: *Picos más relevantes observados en el espectro de la figura 3.2: posición, energía, ritmo de detección y resolución Γ .*

Con estos datos se ha estudiado la linealidad de la respuesta del detector obteniendo resultados muy satisfactorios ya que las desviaciones son menores del 0,4% (véase figura 3.3).

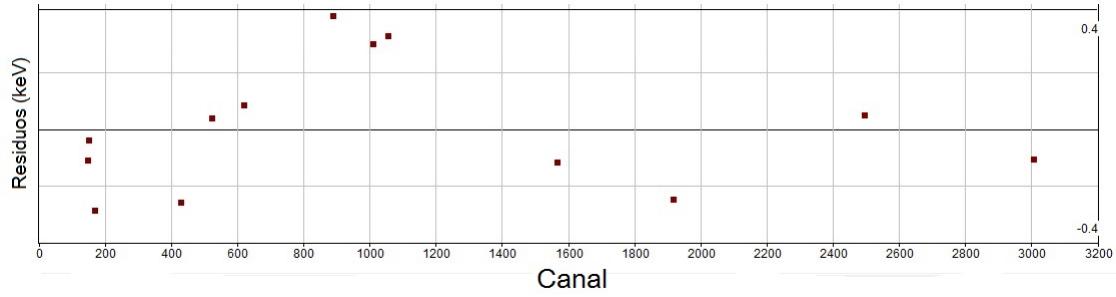


Figura 3.3: *Linealidad de la respuesta con la energía del detector. Se muestran los residuos de un ajuste lineal energía-canal.*

3.2. Resolución en energía del detector

Otra propiedad importante de un detector de radiación es su capacidad para poder discriminar partículas ionizantes de energías muy próximas entre sí. La capacidad del detector para discriminar las energías de las partículas incidentes es mayor cuanto menor sea la dispersión de su función respuesta para una energía dada. Esto es lo que se denomina resolución en energía del detector, Γ , que viene dada por la anchura a altura mitad del máximo (FWHM) de la función distribución de amplitudes de las señales monoenergéticas. Así, cuanto menor sea el valor de la resolución del detector, mejor diferenciará energías cercanas entre sí. Como ya se ha comentado anteriormente, los detectores semiconductores de germanio presentan mejor resolución en energía que otros detectores como los de centelleo o de ionización.

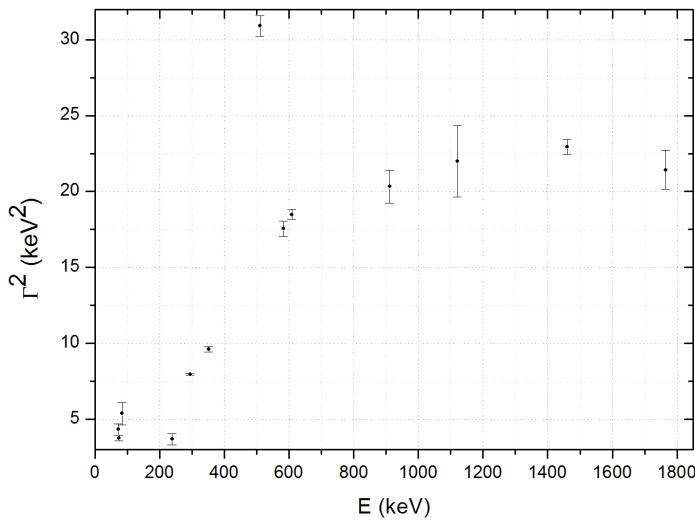


Figura 3.4: *FWHM(Γ) del detector en función de la energía.*

En la figura 3.4 y en la tabla 3.1 muestran los valores obtenidos con COSME en función de la energía. Se observa que las resoluciones obtenidas van desde ~ 2 keV para los rayos X del plomo (70-80 keV) hasta ~ 4.7 keV para energías del orden de 1-2 MeV.

3.3. Eficiencia del detector

Se ha medido la eficiencia del detector para fuente difusa y fuente puntual. Los detectores de radiación dan lugar a un espectro de sucesos en función del número de partículas que han interactuado con su volumen activo. Así podemos calcular la relación entre el número de partículas registradas por el detector y el número de partículas emitidas por la fuente (eficiencia absoluta) o entre el número de partículas registradas por el detector y las que han incidido en el mismo (eficiencia intrínseca).

3.3.1. Fuente difusa

La eficiencia del detector para una fuente difusa se ha estimado con las medidas realizadas en el hall C sin ningún blindaje. De esta manera se han visto los picos del ^{214}Pb y ^{214}Bi debidos al ^{222}Rn presente en el aire que rodea al detector. La tabla 3.2 y la figura 3.5 muestran las intensidades normalizadas de las contribuciones de ^{214}Pb y ^{214}Bi , que son proporcionales a la eficiencia intrínseca del detector y son, por tanto, una medida de ésta en unidades arbitrarias. Por I denotamos las intensidades relativas a 100 desintegraciones del núcleo padre [9].

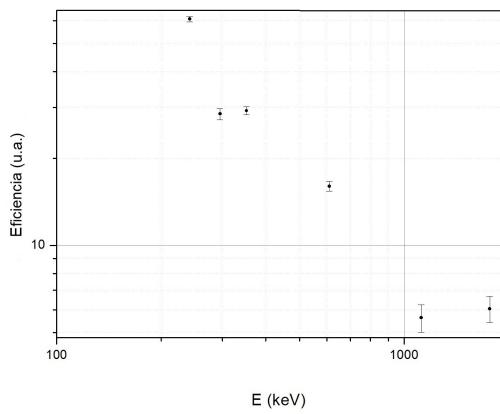


Figura 3.5: Intensidad normalizada ($\text{Sucesos} \cdot I^{-1} \text{s}^{-1}$) del detector para una fuente difusa. La eficiencia es proporcional a esta magnitud.

Isótopo	E (keV)	$\text{Sucesos} \cdot I^{-1} \text{s}^{-1}$
^{214}Pb	241.9	60.69 ± 0.35
^{214}Pb	295.2	28.49 ± 1.25
^{214}Pb	351.9	29.25 ± 0.93
^{214}Bi	609.3	16.03 ± 0.62
^{214}Bi	1120.3	5.63 ± 0.62
^{214}Bi	1460.8	6.04 ± 0.63

Tabla 3.2: Intensidades normalizadas de las líneas gamma detectadas para una fuente difusa de radón en el aire que rodea al detector en una medida de 7200 segundos.

3.3.2. Fuente puntual

También se ha medido la eficiencia intrínseca del detector de germanio para una fuente puntual utilizando una fuente calibrada de ^{152}Eu (27.7 kBq) localizada en el eje del detector a 25 cm de

la base del criostato de cobre. Los valores obtenidos se muestran en la tabla 3.3 como intensidades normalizadas $Sucesos \cdot I^{-1}s^{-1}$ y en la figura 3.6 ya convertidos a eficiencia intrínseca de pico.

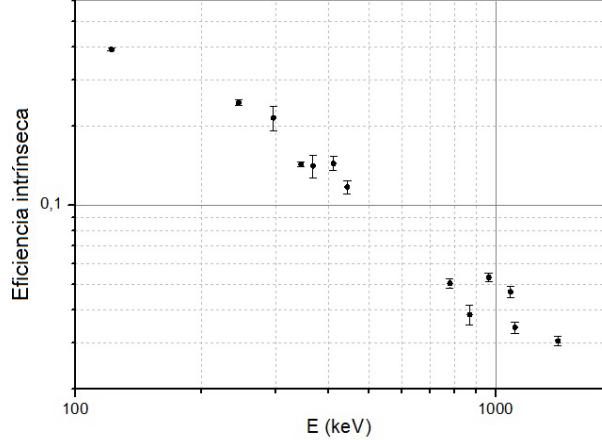


Figura 3.6: *Eficiencia intrínseca de pico del detector para una fuente puntual de ^{152}Eu localizada en el eje del detector a 25 cm de distancia.*

Isótopo	E (keV)	$Sucesos \cdot I^{-1}s^{-1}$
^{152}Eu	121.78	1407 ± 14
^{152}Eu	244.69	881 ± 21
^{152}Eu	295.93	772 ± 81
^{152}Eu	344.28	514.9 ± 8.6
^{152}Eu	367.78	507 ± 47
^{152}Eu	411.12	518 ± 30
^{152}Eu	443.96	422 ± 23
^{152}Eu	778.90	181.7 ± 7.3
^{152}Eu	867.38	138 ± 11
^{152}Eu	964.08	191.1 ± 7.0
^{152}Eu	1085.87	168.7 ± 7.9
^{152}Eu	1112.08	123.5 ± 5.8
^{152}Eu	1408.01	109.5 ± 4.4

Tabla 3.3: *Intensidades normalizadas de las líneas gamma detectadas para una fuente puntual de ^{152}Eu en una medida de 1200 segundos.*

Capítulo 4

Optimización del detector

Una vez caracterizado el detector hasta aproximadamente 2 MeV, se trasladó al hall A del LSC y nos centramos en el estudio y reducción del fondo registrado en la región de baja energía. Esto implica la instalación sucesiva de blindajes contra radiación β/γ y contra neutrones, el aumento de la ganancia del amplificador, y el empleo de un segundo amplificador con una constante de tiempo (*shaping time*) diferente. Esta diferenciación en los *shaping times* nos permitirá encontrar modos de discriminar señales y ruidos. La toma de datos, al igual que en el hall C, se detiene semanalmente para reponer el nitrógeno del dewar y realizar una calibración en energía con la fuente de ^{137}Cs en sirga.



Figura 4.1: *Instalación del detector COSME en el hall A del LSC.*

4.1. Reducción del fondo radiactivo gamma

Una vez caracterizado el detector, centramos nuestros esfuerzos en la reducción del nivel de fondo que se encontraba en $8 \cdot 10^8$ sucesos/año en el rango de 100 a 1000 keV. Una vez operativo el detector en el hall A, se midió el fondo radiactivo con diferentes implementaciones. La figura muestra el ritmo de detección del detector con las diferentes configuraciones tras la instalación del

blindaje de plomo y caja de PVC. Una contribución también importante al fondo tiene su origen en la concentración de radón en la cavidad interna que rodea al detector. El ^{222}Rn , ^{220}Rn y el ^{219}Rn son isótopos originados en las cadenas radiactivas naturales del ^{238}U , ^{232}Th y ^{235}U , respectivamente. Esta contaminación natural, localizada principalmente en las paredes y materiales de construcción, contamina con radón el aire del laboratorio. Puesto que el ^{220}Rn y el ^{219}Rn tienen una vida media muy corta (55 s y 3.92 s respectivamente), su contribución a nuestro fondo es muy poco probable, siendo únicamente relevante la contribución del ^{222}Rn , cuya vida media es de 3.82 días. La mayor parte del ^{222}Rn es extraído por el flujo continuo del nitrógeno gas que se evapora del dewar de enfriamiento reduciéndose el ritmo de detección entre 100 y 1000 keV a 25000 sucesos/año. Se selló con silicona la junta del dedo frío con el dewar y se puso cinta adhesiva en la tapa de éste obteniendo una reducción significativa, a unos 9000 sucesos/año, debido a la clara mejora en la eliminación del radón. Posteriormente se incrementó el flujo de nitrógeno un factor 5, utilizando el suministro de nitrógeno gas del LSC, pero no se observó una mejora apreciable.

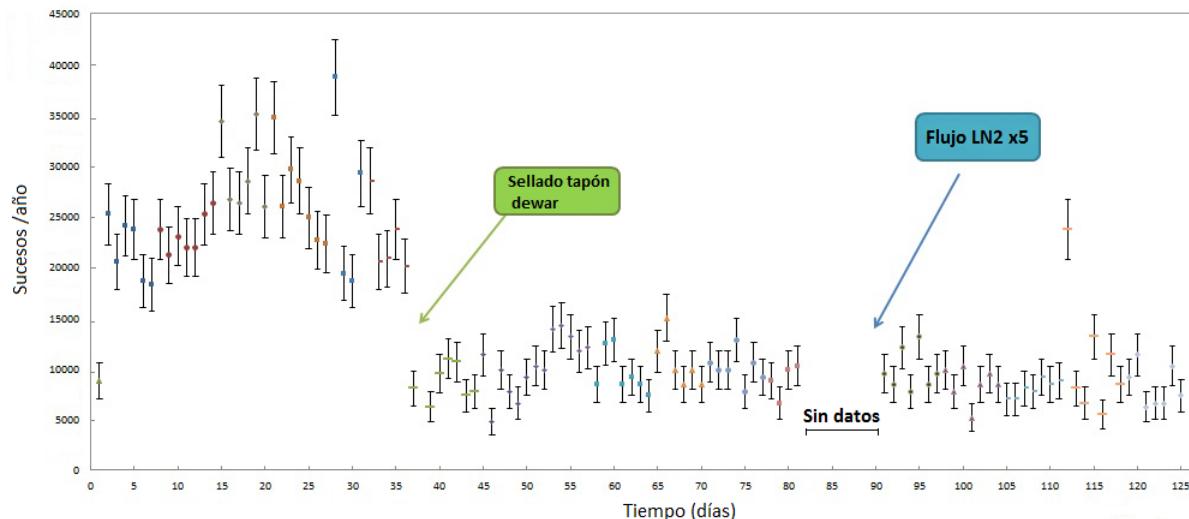


Figura 4.2: Ritmo de detección en el rango entre 100 y 1000 keV en función del tiempo ($t=0$ corresponde a la instalación del blindaje de plomo) en distintas configuraciones en el hall A. Se observa una clara reducción del ritmo al sellar la tapa del dewar de LN_2 , pero no se reduce al aumentar el flujo de LN_2 .

4.2. Reducción de microfonía y ruido electrónico

Con el blindaje de plomo y el blindaje antiradón debidamente instalados, la contribución principal en la región de baja energía es el ruido microfónico (producido por el ruido ambiental, burbujas y turbulencias en el nitrógeno líquido del dewar afectando al criostato del detector, ruido electrónico, etc.). La electrónica utilizada en esta etapa del experimento y la adquisición de datos está diseñada para reducir las contribuciones de la microfonía y ruido electrónico. Para ello se dispone de una adquisición con duplicación de las vías de adquisición, de manera que cualquier suceso que no sea coincidente en ambas vías será rechazado. La señal procedente del preamplificador y separada en

dos vías se conecta a dos amplificadores lineales (Canberra 2020) con diferentes *shaping time* y dos convertidores analógico-digitales (ADC) (Canberra 8701) para finalmente ser enviados al ordenador donde se registran los valores de ambos ADC (adc0 y adc1), el instante en que se produce el suceso y una máscara que indica si el suceso ha sido coincidente en ambas vías o en su defecto, en cuál de ellas se ha producido.

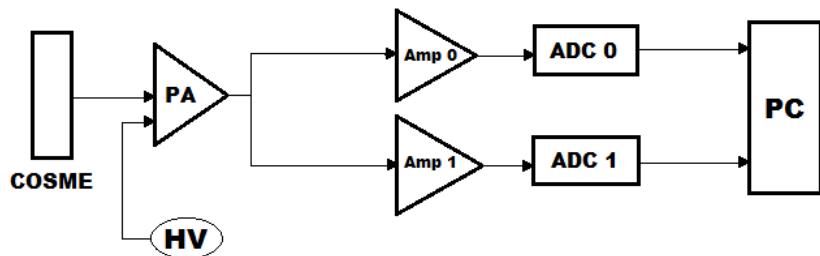


Figura 4.3: Esquema de la electrónica de adquisición de COSME implementada en el hall A.

A modo de ejemplo, en los siguientes apartados, vamos a mostrar sobre una medida de 7 días la efectividad de los distintos métodos de filtrado que se han implementado.

4.2.1. Filtrado por tiempo

Es bien conocido que algunos ruidos microfónicos no se distribuyen en el tiempo de manera uniforme, sino que se producen en *bursts* o *ráfagas* de sucesos acumulados en el tiempo, mientras que el fondo radiactivo de nuestro experimento sigue la estadística de Poisson. De esta manera, podemos distinguir entre señales reales y sucesos producidos por microfonía. El filtrado por tiempo consiste en rechazar aquellos sucesos que se encuentren separados por un intervalo temporal Δt menor que un determinado valor, que en nuestro caso se ha establecido en 1 segundo. Para ello se creó un *script* que filtraba el espectro mediante el programa de análisis de datos ROOT [10]. Para obtener información temporal de los datos obtenidos hemos calculado la distribución de intervalo temporal entre sucesos consecutivos (figura 4.4). Este gráfico representa el número de veces que el intervalo entre dos sucesos consecutivos está comprendido entre t y $t + dt$ segundos frente al tiempo t en segundos. Como se puede apreciar, la distribución obtenida se asemeja a una exponencial, como predice la estadística de Poisson, a excepción de los sucesos con un intervalo temporal menor que 1 segundo que como se ha comentado anteriormente los identificamos con sucesos provenientes de microfonía. El resultado de eliminar estos sucesos en los datos de una semana se muestra en la figura 4.5. Se trata de sucesos de muy baja energía, en torno a 3.5 - 4 keV.

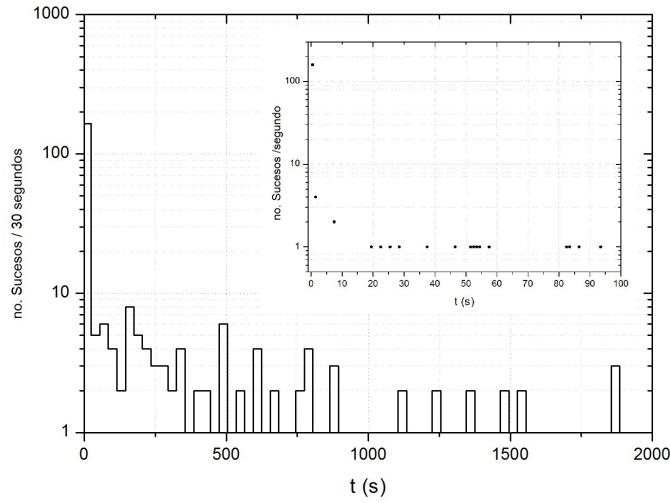


Figura 4.4: *Distribución experimental de la separación temporal entre dos sucesos consecutivos. En el recuadro superior derecho puede verse un detalle de la región de intervalos temporales pequeños.*

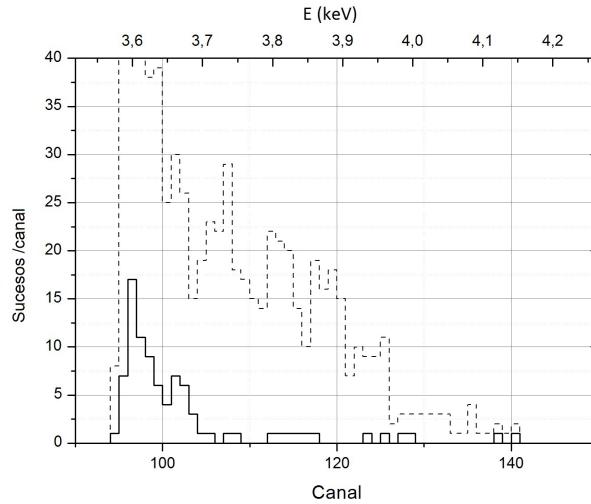


Figura 4.5: *Espectro de fondo de 7 días sin aplicarle ningún filtro (línea discontinua) y espectro resultante tras aplicarle el filtrado temporal (línea continua).*

4.2.2. Filtrado por cociente de canales

Al ajustar la electrónica de un experimento, el *shaping time* de los amplificadores se elige en función de las características del detector y del preamplificador. Cualquier pulso de origen externo, como microfonías o ruido electrónico, tendrá una forma diferente a la de los pulsos originados en el detector y será amplificado de una forma diferente para diferentes *shaping time*. Por tanto, el cociente de amplitudes obtenido en las dos vías con diferentes *shaping time* será distinto para señales y para microfonías o ruido electrónico. Puesto que cuando se calibra el detector con la

fuente de ^{137}Cs el ritmo de sucesos es del orden de 10^5 s/h, la contribución de la microfonía es prácticamente despreciable. Esto nos permitirá obtener información, con elevada estadística sobre los cocientes de canales de las señales provenientes del detector. Para cada valor del adc0 hemos estimado la media x_0 y la varianza σ^2 de la distribución de cocientes de canales y hemos establecido una banda de aceptación de sucesos $x_0 - 5\sigma \leq CC \geq x_0 + 3\sigma$, (véase figura 4.6).

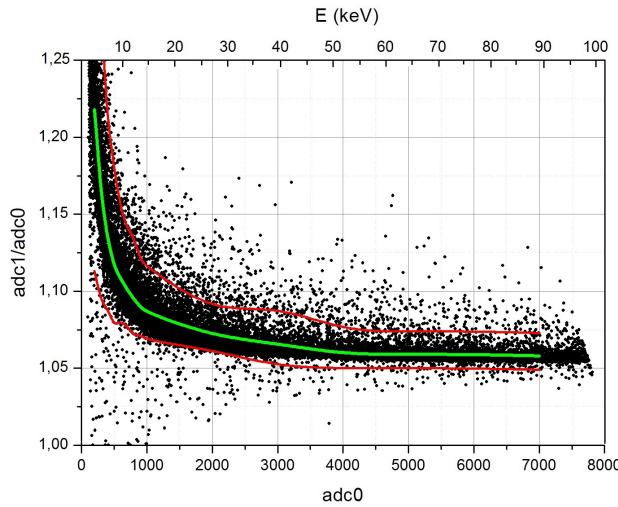


Figura 4.6: *Cociente de canales entre las dos vías de adquisición en función del canal de una de ellas para una calibración de ^{137}Cs . Las líneas continuas muestran el valor medio y los valores límites de nuestra banda de aceptación de sucesos.*

En la tabla 4.1 se muestra la eficiencia en aceptación de sucesos para diferentes ventanas de canales en la calibración de ^{137}Cs . Este criterio de filtrado de microfonías y ruido electrónico ha sido aplicado a la medida ejemplo de una semana obteniendo los resultados mostrados en la figura 4.7. El filtrado produce un resultado similar al filtrado temporal aunque ligeramente distinto.

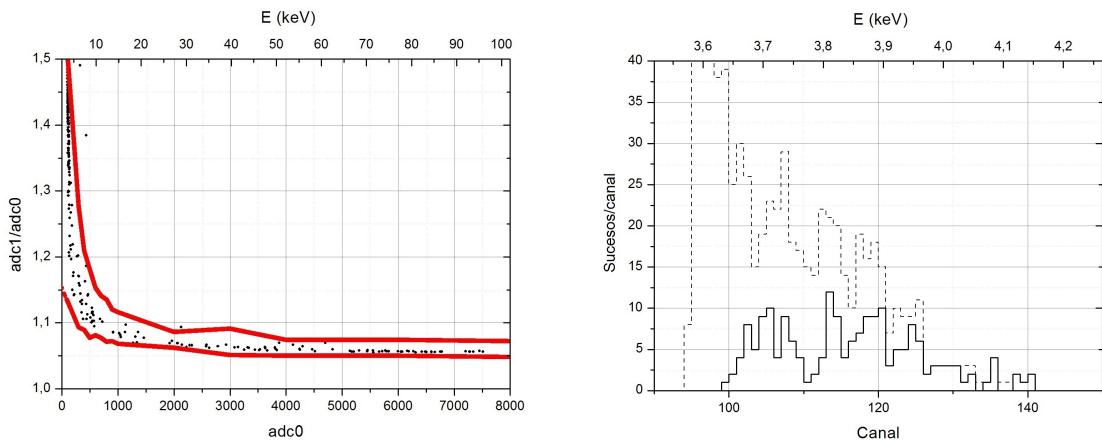


Figura 4.7: *En la figura de izquierda se muestra el criterio de filtrado por cociente de canales (banda de aceptación de sucesos) aplicado al espectro de 7 días y a la derecha se muestra el espectro sin aplicarle ningún filtro (línea discontinua) y el resultante tras aplicar el filtrado por cociente de canales (línea continua).*

Dado que disponemos de una doble vía de adquisición se puede realizar también un filtrado por coincidencias, es decir, todo suceso que no haya sido detectado en ambas vías será rechazado e identificado como ruido. Sin embargo, este filtrado se encuentra incluído en el filtrado por cociente de canales, ya que si en algún canal en uno de los ADCs aparece vacío el suceso será rechazado.

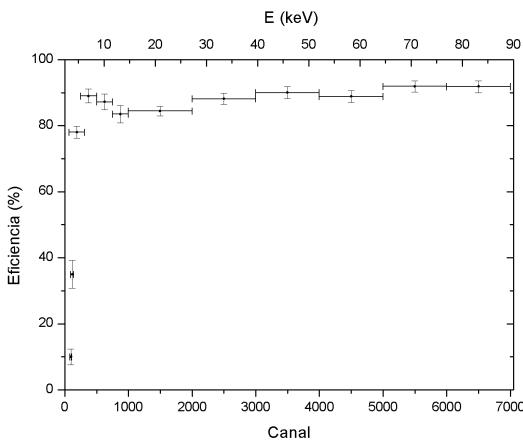


Figura 4.8: *Eficiencia del filtrado por cociente de canales en función de la ventana de energía en una calibración de ^{137}Cs . Se observa que por encima de 4 keV la eficiencia es del $\sim 90\%$.*

Ventana (keV)	Eficiencia
3.5 - 3.7	$10.3 \pm 2.4\%$
3.7 - 4.0	$35.2 \pm 4.2\%$
4.0 - 5.5	$78.1 \pm 1.8\%$
5.5 - 8.6	$89.0 \pm 2.1\%$
8.6 - 11.7	$87.2 \pm 2.4\%$
11.7 - 14.8	$83.5 \pm 2.6\%$
14.8 - 27.3	$84.4 \pm 1.5\%$
27.3 - 39.7	$88.1 \pm 1.7\%$
39.7 - 52.2	$90.0 \pm 1.8\%$
52.2 - 64.6	$88.8 \pm 1.8\%$
64.6 - 77.0	$91.9 \pm 1.7\%$
77.0 - 89.5	$91.8 \pm 1.8\%$

Tabla 4.1: *Eficiencia del filtrado por cociente de canales en función de la ventana de energía en una calibración de ^{137}Cs .*

4.2.3. Comparativa de filtrados

De un total de 1005 sucesos registrados en la semana ejemplo, el uso combinado de ambos métodos (filtrado temporal y por cociente de canales) elimina 862 sucesos, es decir, un 85.7%. De estos 862 sucesos, el 67.3% se elimina por ambos filtrados, un 20.1% se eliminan sólo por el filtrado temporal y el 12.6% sólo por el filtrado por cociente de canales. El resultado del uso combinado de ambos procedimientos de filtrado sobre el espectro de 7 días se muestra en la figura 4.9.

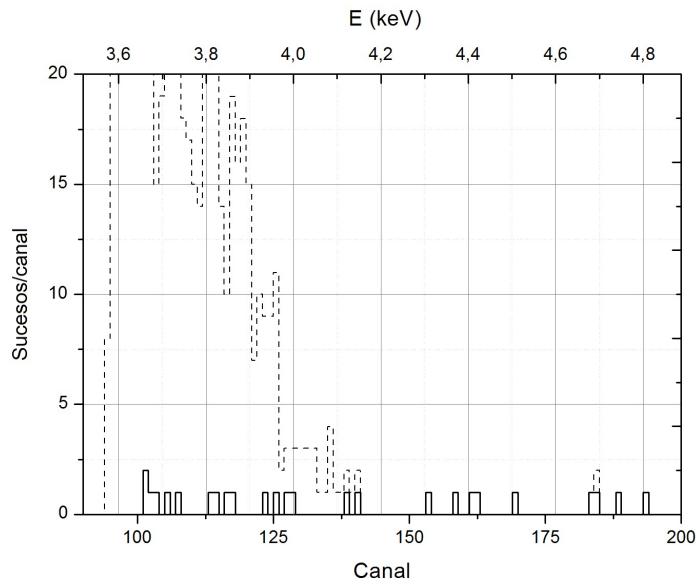


Figura 4.9: *Espectro de fondo de 7 días sin filtrar (línea discontinua) y el espectro resultante tras aplicar el filtrado por cociente de canales y el filtrado temporal de forma conjunta (línea continua).*

Se observa que la mayor reducción de sucesos en el fondo tras el uso combinado de los dos filtrados tiene lugar en la región de baja energía (hasta ~ 4.2 keV).

4.3. Reducción del fondo de neutrones

La contribución principal de neutrones proviene de la roca que rodea al detector y puede ser eliminada con la implementación de un blindaje antineutrones. Por otro lado, también debemos tener en cuenta la producción de neutrones inducidos por muones que interaccionan con el blindaje de plomo que rodea al detector, aunque el flujo de éstos es varios órdenes de magnitud menor. Para moderar los neutrones provenientes de la roca implementamos a nuestro blindaje tanques con agua borada de 40 cm de espesor (véase figura 4.10 izda.). Tras la implementación de este blindaje antineutrones se notó cierta reducción en ritmo del fondo radiactivo en la región de 4 a 10 keV (como es lógico dada la energía de los neutrones incidentes transmitida a los núcleos de germanio). En la figura 4.10 dcha. se muestra el ritmo de conteo en el rango de 4 a 10 keV antes y después de la instalación de los tanques de agua.

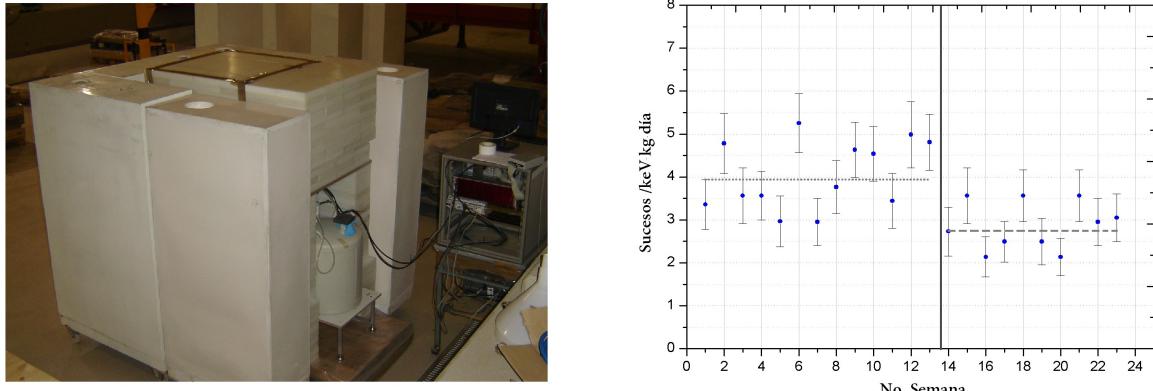


Figura 4.10: La fotografía de la izquierda muestra la instalación del blindaje antineutrones con tanques de agua borada. La gráfica de la derecha muestra la evolución temporal del ritmo de sucesos en la región de baja energía del espectro (4-10 keV). Se observa una reducción de éste tras la instalación (línea discontinua vertical) de los tanques de agua borada. Las líneas horizontales representan el valor medio del ritmo antes y después de la instalación del blindaje antineutrones.

Con la medida de 13 semanas de fondo radiactivo sin blindaje antineutrones se obtiene un ritmo promedio en la región de baja energía (entre 4 y 10 keV) de (3.94 ± 0.21) $\text{sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{dia}^{-1}$ y tras 10 semanas de fondo radiactivo con la instalación de los tanques de agua borada se obtiene un ritmo promedio de (2.75 ± 0.03) $\text{sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{dia}^{-1}$.

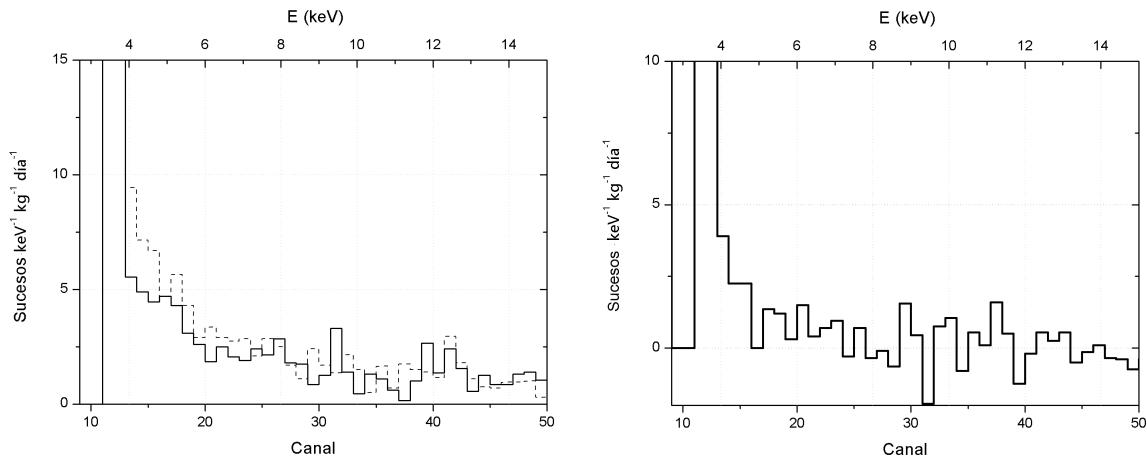


Figura 4.11: Izqda: Espectro de fondo registrado en la región de baja energía en 92 días sin el blindaje antineutrones (línea discontinua) y en 69 días con el blindaje antineutrones (línea continua) debidamente normalizados. Dcha: Espectro diferencial resultante de restar los dos espectros de la izquierda.

En la figura 4.11 se muestran en la izquierda los espectros de fondo antes y después de la instalación del blindaje antineutrones y en la derecha se muestra el espectro resultante de restar los dos anteriores. Este espectro es atribuído al flujo de neutrones rápidos presente en el laboratorio

(fundamentalmente neutrones provenientes de la roca). Como se observa, su contribución, que disminuye conforme crece la energía, se extiende únicamente hasta unos 10-12 keV.

4.4. Calibración a baja energía

Una vez tenemos el detector caracterizado y puesto a punto con un filtrado de ruido electrónico, microfonía y una notable reducción del fondo debido a fotones y neutrones, vamos a estudiar su sensibilidad para su posible aplicación como detector de Materia Oscura. En primer lugar, uno de los parámetros más determinantes de este tipo de experiencias es la energía umbral del detector. En nuestro caso nos encontrábamos con el problema de estar realizando calibraciones con los rayos X del plomo (70-80 keV). La pequeña pieza de aluminio y cobre descrita en la sección 2.2 no es suficiente para producir picos de rayos-X de estos elementos visibles en el espectro con fuentes gamma exentas por la normativa vigente. Esto implica que la calibración en energía requería una extrapolación a baja energía. Para poder estimar el error sistemático de nuestra extrapolación recurrimos a un espectro de calibración de la época inicial cuando el detector llegó al LSC hace 23 años, (entonces se apreciaban los picos de 8.98 y 10.34 keV debidos, respectivamente, a la activación cosmogénica de ^{65}Zn y ^{68}Ge en el detector, véase sección 4.5.). El error sistemático de nuestra calibración actual se estima comparando las posiciones de estos picos con los que produce una calibración realizada únicamente con los picos de rayos X del plomo. Obtenemos un valor de 0.35 keV. Con este error sistemático y el error estadístico propio de la calibración actual podemos estimar el umbral energético de nuestro detector en la medida ejemplo de 7 días, establecido en el canal 103, obteniendo un valor de

$$E_{th} = (3,68 \pm 0,47_{est} \pm 0,35_{sist})\text{keV} = (3,68 \pm 0,59)\text{keV} \quad (4.1)$$

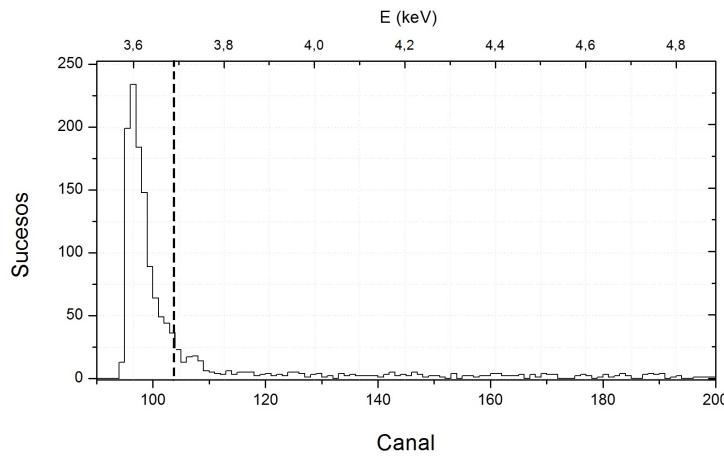


Figura 4.12: Umbral energético del detector COSME (línea discontinua) en un espectro de una semana filtrado temporalmente y por cociente de canales.

4.5. Activación cosmogénica residual

En los primeros años del detector una importante contribución al fondo radiactivo era la activación que se indujo cosmogénicamente al ser trasladado desde Nueva York hasta Barcelona en avión. Dado que el flujo de neutrones cósmicos aumenta con la altura, la activación cosmogénica a la altura de vuelo de un avión puede llegar a tener ritmo de 100 ó 200 veces superior al del nivel del mar. Así pues, la historia de exposición del detector jugaba un papel importante en su comportamiento.

En un detector de estas características son posibles tanto la espalación de los núcleos del germanio del cristal (al ser germanio natural contiene un 20.5 % de ^{70}Ge , un 27.4 % de ^{72}Ge , un 7.8 % de ^{73}Ge , un 36.5 % de ^{74}Ge y un 7.8 % de ^{76}Ge) como la de los núcleos de cobre del criostato (el cobre natural contiene un 69.2 % de ^{63}Cu y un 30.8 % de ^{65}Cu). Así, las reacciones de activación más probables en el cristal de germanio producen ^{68}Ge ($T_{1/2} = 288$ días), ^{65}Zn ($T_{1/2} = 244.1$ días) y ^{67}Ga ($T_{1/2} = 78.3$ horas) y en el criostato de cobre ^{54}Mn ($T_{1/2} = 312.0$ días). En algunas de estas reacciones y en otras que no se han citado, se produce también ^3H como producto de la espalación. Todos estos núcleos tienen vidas medias inferiores al año, por lo que tras casi 23 años bajo tierra su contribución al experimento es inexistente en la práctica. La única excepción es el ^3H que tiene un periodo de semidesintegración de *12.33 años*. Es posible obtener información acerca de la activación cosmogénica del detector a partir de los cálculos existentes sobre ritmos teóricos de producción cosmogénica de diversos isótopos radiactivos en germanio. En concreto estudiaremos el caso del ^3H . El ritmo actual de desintegraciones de ^3H por unidad de masa en nuestro detector vendrá dado por

$$\frac{\Delta N}{\Delta t \cdot m} = k \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_{exp}}) \cdot (e^{-\lambda \cdot t_c}) \quad (4.2)$$

donde k es el ritmo de activación de ^3H por unidad de masa (para un germanio natural de acuerdo a [11] este ritmo es de $27,7 \text{ n\'ucleos} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ d\'ia}^{-1}$), t_{exp} es el tiempo que el detector estuvo en superficie durante el proceso de fabricación expuesto a la radiación cósmica ($t_{exp} \sim 1$ año) y t_c el tiempo que desde entonces lleva bajo tierra protegido de la radiación cósmica ($t_c \sim 22,7$ años). Con estos valores obtenemos un ritmo de desintegraciones de $0,417 \text{ des.} \cdot \text{kg}^{-1} \text{ d\'ia}^{-1}$. Como el espectro beta del ^3H tiene un *end-point* de 18,6 keV y nuestro detector un umbral de aproximadamente 4 keV, esto supone un fondo promedio a nuestra ventana de 4 a 18,6 keV menor que $0,028 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{ kg}^{-1} \text{ d\'ia}^{-1}$, lo cual implica que su contribución al fondo de nuestro experimento es despreciable.

Capítulo 5

Sensibilidad del detector para búsqueda de Materia Oscura

Como se ha comentado anteriormente, la señal esperada de la Materia Oscura está producida por retrocesos nucleares de muy bajas energías (menores de 50-100 keV) y con ritmos de interacción muy pequeños, por lo que se requiere un detector con un umbral energético y un fondo radiactivo lo más bajos posibles. En ausencia de una señal distintiva, como puede ser la modulación anual de la señal, es muy difícil distinguir la señal de Materia Oscura a bajas energías del fondo radiactivo de nuestro experimento. En este caso, los resultados de los experimentos se presentan en forma de curvas de exclusión de la sección eficaz de interacción WIMP-nucleón frente a la masa del WIMP. A partir de este diagrama, para una masa definida del WIMP, se excluyen todas las secciones eficaces por encima de la curva representada puesto que producirían ritmos de interacción demasiado grandes e incompatibles con el fondo radiactivo medido por el experimento.

Por tanto, las curvas de exclusión para la masa del WIMP son obtenidas mediante la comparación entre el ritmo experimental medido y el ritmo esperado de retrocesos nucleares debidos a la interacción de WIMPs de una determinada masa y sección eficaz WIMP-nucleón. Dada la exposición (masa · tiempo), $m \cdot t$, el número total de sucesos detectados, N , en una ventana de energía (E_i, E_f), mediante un criterio estadístico basado en suponer que los sucesos siguen una distribución poissoniana que para $N \geq 16$ se puede aproximar a una distribución gaussiana, estimamos el límite superior S al número de sucesos registrados en la ventana con un cierto nivel de confianza y excluimos todas las secciones eficaces de WIMPs de masa M_W que produzcan un número de cuentas mayor que dicho límite superior. Bajo la suposición de igual intensidad de acoplamiento de los WIMPs a protones y neutrones en las interacciones Spin-Independent se tiene que

$$\sigma_{WIMP-nucleo}^{SI} = \left(\frac{\mu_{WIMP-nucleo}}{\mu_{WIMP-nucleon}} \right)^2 \cdot A^2 \cdot \sigma_{WIMP-nucleon}^{SI} \quad (5.1)$$

y por tanto se excluyen secciones eficaces tales que

$$\sigma_{WIMP-nucleon}^{SI} \geq \frac{S}{m \cdot t \cdot \int_{E_i}^{E_f} \frac{dR}{dE \cdot dt} \cdot (\frac{\mu_{WIMP-nucleo}}{\mu_{WIMP-nucleon}})^2 \cdot A^2 \cdot dE} \quad (5.2)$$

donde $\mu_{WIMP-nucleo}$ y $\mu_{WIMP-nucleon}$ son las correspondientes masas reducidas, $\frac{dR}{dE \cdot dt}$ es el ritmo diferencial de interacción de los WIMPs y A el número másico del núcleo.

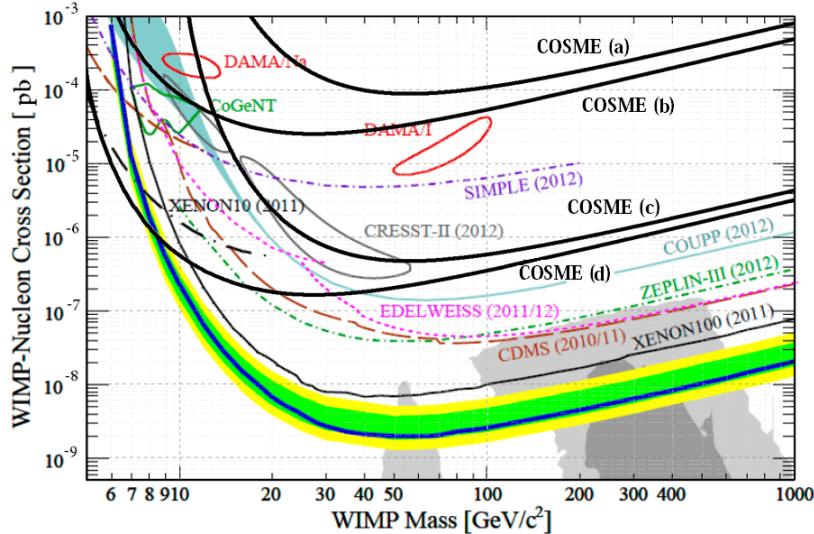


Figura 5.1: Curvas de exclusión en el plano sección eficaz WIMP-nucleón versus masa del WIMP que se obtendrían al 95 % C.L. con el detector COSME en el caso de interacciones Spin-Independent (SI) con una exposición de $1 \text{ kg} \cdot \text{año}$. La región excluida es la que queda por encima de cada curva. La curva (a) ha sido obtenida utilizando una ventana de energía de 4 a 10 keV y suponiendo un fondo plano de $2,75 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$. Esta curva representa la sensibilidad actual del detector que tiene un umbral de $(3,68 \pm 0,59) \text{ keV}$. Las otras 3 curvas muestran la sensibilidad que se obtendría mejorando el umbral y/o fondo radiactivo: (b) umbral de 1 keV (y por tanto ventana de 1 a 4 keV) con el mismo fondo, (c) ventana de 4 a 10 keV con un fondo de $0,01 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$, (d) ventana de 1 a 4 keV con un fondo de $0,01 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$. Como comparación se muestran las curvas de exclusión de los experimentos actualmente más sensibles [12].

En la interacción Spin-Dependent las secciones eficaces dependen del espín del núcleo, J y de los valores esperados de los operadores del espín del protón y del neutrón, $\langle S_{p,n} \rangle^2$ y por tanto las secciones eficaces excluidas serán aquellas para las que

$$\sigma_{WIMP-nucleon}^{SD} \geq \frac{S}{m \cdot t \cdot \frac{4}{3} \int_{E_i}^{E_f} \frac{dR}{dE \cdot dt} \cdot (\frac{\mu_{WIMP-nucleo}}{\mu_{WIMP-p,n}})^2 \cdot \langle S_{p,n} \rangle^2 \cdot \frac{J+1}{J} \cdot dE} \quad (5.3)$$

En este caso se espera observar un acoplamiento de los WIMPs a los núcleos con espín (núcleos con número impar de protones y/o neutrones) por lo que se utilizan blancos cuyos núcleos tienen protones y/o neutrones desapareados. En el caso del germanio, el único isótopo natural que contribuye a esta interacción es el ^{73}Ge (7.8 % abundancia isotópica). Al ser un N-impar, la principal contribución al espín viene de los neutrones.

En las figuras 5.1 y 5.2 se muestra la sensibilidad que tiene el detector con los valores de umbral energético y fondo obtenidos y cómo se podría incrementar esta sensibilidad si se bajase el umbral a 1 keV y/o el fondo radiactivo a $0,01 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$.

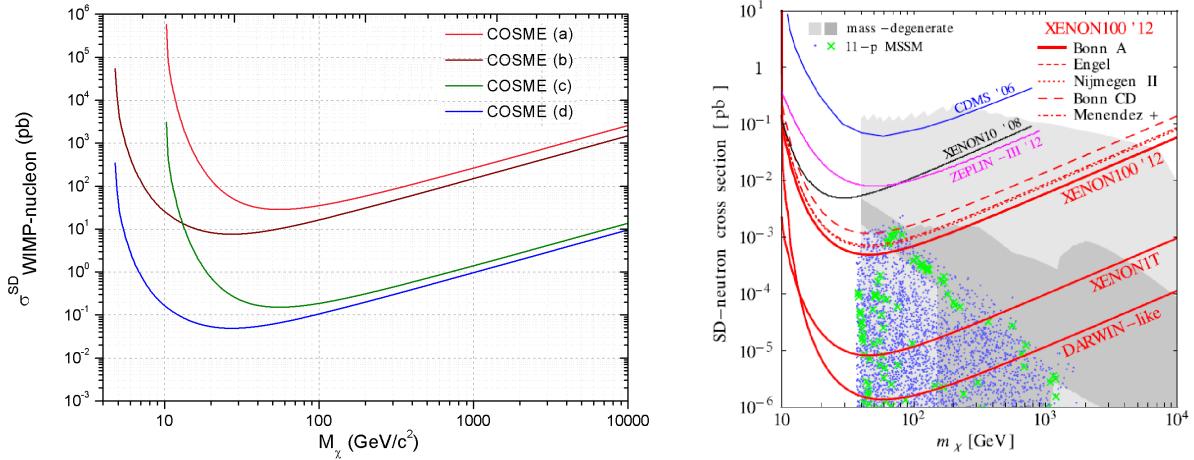


Figura 5.2: Curvas de exclusión en el plano sección eficaz WIMP-neutrón versus masa del WIMP que se obtendrían al 95 % C.L. con el detector COSME en el caso de interacciones Spin-Dependente (SD) con una exposición de $1 \text{ kg} \cdot \text{año}$. La región excluida es la que queda por encima de cada curva. La curva (a) ha sido obtenida utilizando una ventana de energía de 4 a 10 keV y suponiendo un fondo plano de $2,75 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$. Esta curva representa la sensibilidad actual del detector que tiene un umbral de $(3,68 \pm 0,59) \text{ keV}$. Las otras 3 curvas muestran la sensibilidad que se obtendría mejorando el umbral y/o fondo radiactivo: (b) umbral de 1 keV (y por tanto ventana de 1 a 4 keV) con el mismo fondo, (c) ventana de 4 a 10 keV con un fondo de $0,01 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$, (d) ventana de 1 a 4 keV con un fondo de $0,01 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{día}^{-1}$. Como comparación se muestran las curvas de exclusión de los experimentos actualmente más sensibles [13]. Es obvio que aún con las mejores prestaciones, COSME no tiene la sensibilidad necesaria para la búsqueda de WIMPs con interacciones SD.

Como consecuencia de lo anterior cabe decir que el detector se encuentra en este momento lejos de los experimentos más competitivos (que usan germanio u otros blancos), pero con una mejora en el fondo y sobre todo en el umbral energético podría llegar a ser competitivo para la búsqueda de WIMPs ligeros con interacciones independientes del espín, que se ven favorecidos por los últimos resultados de algunos experimentos como CoGeNT [7], CRESST [14] y CDMS [15].

Capítulo 6

Conclusiones

En este trabajo se ha puesto a punto y caracterizado en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc un detector de germanio ultrapuro, denominado COSME, como detector de Materia Oscura. Se ha estudiado la linealidad de la respuesta obteniendo desviaciones menores del 0.4 % y se ha estimado un umbral energético de $E_{th} = (3,68 \pm 0,59) \text{ keV}$. También se ha medido la eficiencia del detector, tanto para fuente difusa (^{222}Rn) como para una fuente puntual de ^{152}Eu .

Se ha analizado y reducido su fondo radiactivo con la implementación de diferentes técnicas: blindaje pasivo de plomo, purga del radón que rodea al detector mediante un flujo continuo de nitrógeno gas, mejora en el sellado del tapón del dewar de LN₂ y aumento del flujo de éste. Además se ha aplicado un filtrado temporal y un filtrado por cociente de canales que eliminan en gran parte la microfonía y ruido electrónico, un 85.7 % de los sucesos registrados en el detector en las proximidades del umbral energético. Por último se han añadido tanques de agua borada para moderar los neutrones provenientes de la roca. De esta forma hemos estimado el fondo que era debido a los neutrones rápidos presentes en el laboratorio y hemos reducido el fondo de nuestro experimento a $(2,75 \pm 0,03) \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{ día}^{-1}$ en la región de 4 a 10 keV.

Se ha estudiado la activación cosmogénica residual que presenta el detector debido a su exposición a la radiación cósmica en 1990 durante su fabricación y traslado en avión desde Estados Unidos hasta España. En concreto, se ha estudiado el caso del ^3H que tiene un periodo de semidesintegración de 12.33 años, concluyendo que su contribución al fondo actual de nuestro experimento es despreciable (menor que unos $0,03 \text{ sucesos} \cdot \text{keV}^{-1} \text{kg}^{-1} \text{ día}^{-1}$).

Finalmente se ha estimado la sensibilidad del detector para la detección de la Materia Oscura del halo galáctico. En este aspecto, el detector se encuentra actualmente lejos de los experimentos más competitivos. Sin embargo, con una mejora en el fondo y sobre todo en el umbral energético, el detector COSME podría llegar a ser competitivo para la búsqueda de WIMPs ligeros con interacciones independientes del espín.

Bibliografía

- [1] N. Jarosik et al., Seven-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results, ApJS 192, 14 (2011).
- [2] Planck collaboration.,Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results, arXiv:1303.5062v1 [astro-ph.CO] (2013).
- [3] L. Baudis et al., Direct dark matter detection: the next decade , Phys. Dark Univ. 1 94-108 (2012).
- [4] E. García et al., Results of a DM Search with a Germanium Detector in the Canfranc Tunnel, Phys. Rev. D51, 1458 - 1464 (1995).
- [5] A. Morales et al., New constraints on WIMPs from the Canfranc IGEX Dark Matter Search, Phys. Lett. B 489, 268 - 272 (2000).
- [6] D.O. Caldwell et al., Searching for the cosmion by scattering in Si detectors, Phys. Rev. Lett. 65, 1305-1308 (1990).
- [7] C.E. Aalseth et al., Results from a Search for Light-Mass Dark Matter with a P-Type Point Contact Germanium Detector, Phys. Rev. Lett. 106, 131301 (2011).
- [8] H.V. Klapdor-Kleingrothans et al., First results from the HDMS experiment in the final setup, Astrop. Phys. 18, 525 - 530 (2003).
- [9] S.Y.F. Chu et al., The Lund/LBNL Nuclear Data Search, <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/> (1999).
- [10] ROOT, <http://root.cern.ch/>
- [11] D.M.Meи et al., Cosmogenic production as a background in searching for rare physics processes, Astrop. Phys. 31, 417-420 (2009).
- [12] E. Aprile et al., Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data, Phys. Rev. Lett. 109 181301 (2012).
- [13] M. Garny et al., On the spin-dependent sensitivity of XENON100, Phys.Rev. D 87, 056002 (2013).

- [14] G. Angloher et al., Results from 730 kg days of the CRESST-II dark matter search, *Eur. Phys. J. C* **72** (1971).
- [15] The CDMS Collaboration, Dark Matter Search Results Using the Silicon Detectors of CDMS II, arXiv:1304.4279 (2013).