



Universidad
Zaragoza

Sensibilidad y perspectivas del experimento ANAIS

TRABAJO FIN DE MÁSTER

Máster en Física y Tecnologías Físicas

Autor:

Iván Coarasa Casas

Director:

Dr. Jorge Mario Puimedón Santolaria

Junio de 2016

Grupo de Física Nuclear y Astropartículas
Universidad de Zaragoza

Índice general

1. Introducción	5
2. Análisis del fondo	9
2.1. Límites característicos	9
2.1.1. Límite crítico	10
2.1.2. Límite de detección	10
2.2. Fondo constante	11
2.3. Fondo decreciente.....	14
3. Diagramas de exclusión.....	16
4. Modulación anual.....	22
5. Conclusiones	26
Bibliografía	27

1. Introducción

La materia oscura es un tipo de materia elusiva que ha sido postulada para explicar algunas observaciones astronómicas (curvas de rotación de galaxias, lentes gravitacionales) causadas por sus efectos gravitacionales sobre estrellas y galaxias. También influye a escala cosmológica dejando su huella en el fondo cósmico de microondas. Esta evidencia indirecta implica que, según los últimos datos del satélite Planck (2015), la materia oscura representa el 84.2% de toda la materia del universo; sin embargo, hasta ahora ha eludido todos los intentos de detección directa, dejando su confirmación y el consiguiente descubrimiento de su naturaleza como uno de los mayores retos de la física moderna^[1,2]. Desde la década de 1980, el paradigma dominante para la naturaleza de la materia oscura ha sido el de las partículas masivas débilmente interactuantes o WIMPs (“*Weakly Interacting Massive Particles*”). Esta clase de partícula tiene la virtud de ser materia oscura fría, en consonancia con las observaciones cosmológicas del crecimiento y distribución de estructuras. Además, su abundancia actual (residuo de la Gran Explosión) puede ajustarse de forma natural con la cantidad de materia oscura necesaria. Los WIMPs surgen como una extensión mínima supersimétrica del modelo estándar, siendo el candidato más habitual el neutralino más ligero porque sería una partícula estable. Estas propiedades tan atractivas hacen que los WIMPs sean las partículas candidatas a materia oscura más codiciadas experimentalmente. Hay tres formas principales de buscar WIMPs^[3]:

- **Producción de materia oscura.** Pueden producirse WIMPs artificialmente mediante colisiones muy energéticas de partículas ordinarias (LHC).
- **Detección indirecta.** Basada en la detección de los productos de aniquilación producidos en la colisión entre WIMPs: telescopios de rayos gamma y de neutrinos.
- **Detección directa.** Basada en la detección de los retrocesos nucleares (del orden de unos pocos keV) originados por las colisiones elásticas de los WIMPs con el núcleo blanco del detector. Dentro de la detección directa existen tres tipos de señales típicas de la materia oscura^[4,5]:

(1) la forma del espectro de energía de retroceso;

(2) la dependencia del ritmo y el espectro de energía con el material del blanco;

(3) la **modulación anual** del espectro. Debido a la rotación de la Tierra alrededor del Sol, la velocidad de las partículas de materia oscura en el halo de la Vía Láctea con respecto a la Tierra es máxima el 2 de Junio y mínima el 1 de Diciembre. En consecuencia, la cantidad de partículas capaces de producir retrocesos nucleares por encima del umbral de energía de los detectores es también mayor en Junio. Como se espera que la amplitud de modulación sea pequeña, la variación temporal del ritmo diferencial de interacción puede escribirse como

$$\frac{dR}{dE_R}(E_R, t) \approx S_0(E_R) + S_m(E_R) \cdot \cos\left(2\pi \frac{t - t_0}{T}\right), \quad (1)$$

donde R es el ritmo de interacción, E_R es la energía de retroceso, t_0 es la fase esperada en torno a 150 días después del 1 de Enero y T es el periodo esperado de 1 año. El ritmo diferencial promedio anual se denota por S_0 , mientras que la amplitud de modulación está dada por S_m .

El experimento DAMA en el Laboratorio Nacional del Gran Sasso (LNGS) está buscando materia oscura usando cristales ultrapuros de NaI(Tl). Un conjunto de datos combinados de DAMA/NaI y su sucesor DAMA/LIBRA ha recogido una exposición de 1.33 toneladas-año mostrando un ritmo de modulación anual en el rango de energía [2,6] keV_{ee} ^(a). Su máximo es compatible con el 2 de Junio, que es la fase esperada fenomenológicamente de interacciones de materia oscura. Mientras tanto, la significancia de esta señal es de 9.3σ en 14 años. Los residuos respecto al ritmo de fondo en el intervalo de 2 a 6 keV_{ee} se ven en la Figura 1.1 junto a su ajuste a una función cosenoidal (línea continua). La Tabla 1.1 recoge la exposición combinada de 1.33 toneladas-año^[4,6,7].

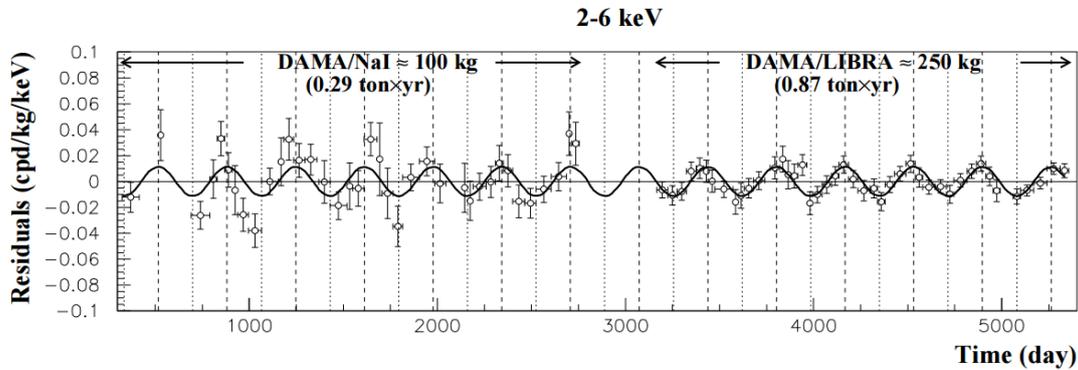


Figura 1.1. Ritmo residual experimental (en cpd/kg/keV_{ee}, donde cpd son cuentas por día) medido por DAMA/NaI durante 6 ciclos anuales y por DAMA/LIBRA durante 6 ciclos anuales en el intervalo de energía de 2 a 6 keV_{ee} como función del tiempo. El cero de la escala de tiempo corresponde con el 1 de Enero del primer año de toma de datos. Los puntos experimentales presentan las incertidumbres como barras verticales y la anchura del bin temporal asociado como barras horizontales. La curva superpuesta es $S_m \cos[\omega(t - t_0)]$ con periodo $T = 2\pi/\omega = 1$ año, fase $t_0 = 152.5$ días (2 de Junio) y amplitud de modulación, S_m , igual al valor central obtenido mediante el mejor ajuste a todos los datos: la exposición acumulada es 1.17 toneladas-años. Las líneas discontinuas verticales corresponden al máximo esperado para la señal de materia oscura (2 de Junio), mientras que las líneas punteadas verticales corresponden al mínimo^[6].

^a La cantidad de luz que produce un detector de centelleo cuando un núcleo retrocede con una cierta energía es menor que la correspondiente al retroceso de un electrón con igual energía. La energía perdida por un electrón se denota con el subíndice ee, abreviatura de electrón-equivalente.

	Exposición (toneladas- años)	S_m (cpd/kg/keV _{ee})	$T = \frac{2\pi}{\omega}$ (años)	t_0 (días)	C.L.
DAMA/NaI+ DAMA/LIBRA	1.33	0.0112 ± 0.0012	0.998 ± 0.002	144 ± 7	9.3σ

Tabla 1.1. Amplitud de modulación (S_m), periodo ($T = 2\pi/\omega$) y fase (t_0), obtenidas por ajuste a la fórmula $S_m \cos[\omega(t - t_0)]$ del ritmo residual entre 2 y 6 keV_{ee}. La última columna muestra el nivel de confianza (C.L.) obtenido del ajuste de la amplitud de modulación. Los resultados son compatibles con la señal de modulación anual de materia oscura esperada^[7].

Otros experimentos contradicen el resultado de DAMA/LIBRA, pero su interpretación depende de los modelos de halo y de interacción entre el WIMP y los distintos blancos. Para confirmar/rechazar esta señal de modulación en [2,6] keV_{ee} se ha propuesto un experimento que utilice el mismo blanco y la misma técnica: ANAIS. El experimento ANAIS (“*Annual modulation with NaI Scintillators*”), desarrollado por el grupo de Física Nuclear y Astropartículas de la Universidad de Zaragoza, trata de buscar la modulación anual de la materia oscura con cristales centelleantes de NaI(Tl) ultrapuros en el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC, España, a 850 m de profundidad o 2450 m.w.e. ^(b)). La masa activa total será dividida en módulos, cada uno formado por un cristal centelleante de NaI(Tl) de 12.5 kg y cilíndrico (4.75” de diámetro y 11.75” de longitud), encapsulados en cobre y acoplados ópticamente a dos fotomultiplicadores funcionando en coincidencia. Dos prototipos, construidos por Alpha Spectra, Inc. Colorado, están tomando datos en el LSC desde Diciembre de 2012 (montaje ANAIS-25) y un nuevo módulo, también construido por Alpha Spectra, fue añadido en Marzo de 2015 (montaje ANAIS-37). Se espera montar 9 módulos en una matriz 3x3 en el LSC a lo largo de 2016. El blindaje del experimento consiste en 10 cm de plomo antiguo, 20 cm de plomo de baja actividad, 40 cm de moderador de neutrones, una caja anti-radón, y un sistema de veto activo de muones compuesto por plásticos centelleantes en la parte superior y laterales de toda la instalación (Figura 1.2)^[8].

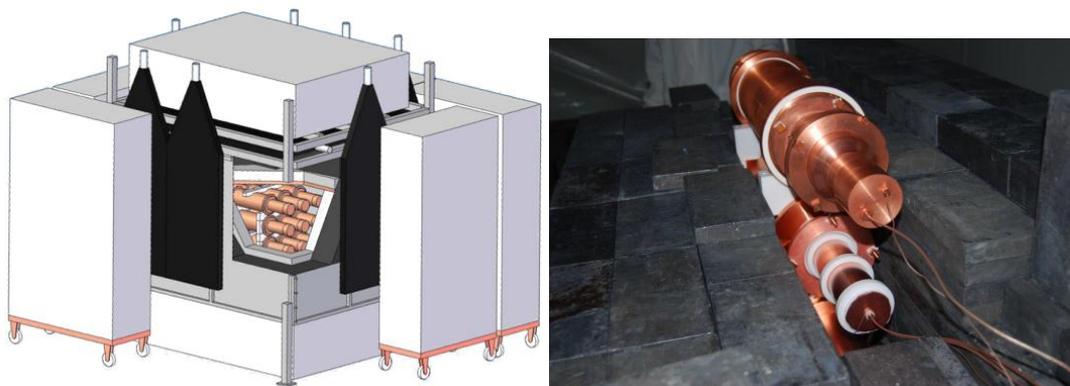


Figura 1.2. Izquierda: Vista esquemática del montaje ANAIS. Los 9 cristales centelleadores de alta radiopureza de NaI(Tl), alojados en una caja de (de dentro a afuera): 10 cm de plomo antiguo, 20 cm de plomo de baja actividad, 40 cm de moderador de

^b El metro equivalente de agua (m.w.e.) es una medida estándar en la atenuación de los rayos cósmicos en laboratorios subterráneos. Un laboratorio a una profundidad de 1000 m.w.e. está blindado de los rayos cósmicos igual que un laboratorio bajo 1000 m de agua. Grosso modo $m_{roca} \cdot \rho_{roca}$.

neutrones, una caja anti-radón, y un veto de muones de rayos cósmicos^[8]. Derecha: Montaje ANAIS-37 con tres módulos de NaI(Tl)^[9].

El ritmo de fondo en el intervalo $[2,6]$ keV_{ee} para los tres módulos del montaje ANAIS-37 (llamados D0, D1 y D2 según su orden de llegada al LSC) es: 5.54, 5.52 y 3.27 cpd/kg/keV_{ee}, respectivamente. El detector D2 es mejor que los anteriores porque en el proceso de producción del fabricante se redujo el ²¹⁰Pb procedente del ²²²Rn. Supondremos que los 6 detectores que faltan para completar el experimento completo tienen las características del módulo D2. En este sentido, podemos considerar un fondo promedio de 3.77 cpd/kg/keV_{ee} en $[2,6]$ keV_{ee}. La Tabla 1.2 recoge el ritmo en el intervalo $[2,6]$ keV_{ee} con los distintos detectores (M. L. Sarsa, Noviembre de 2015).

Detector	Ritmo en $[2,6]$ keV _{ee} (cpd/kg/keV _{ee})
D0	5.56
D1	5.52
D2	3.27
9 módulos	3.77

Tabla 1.2. Ritmo en el intervalo $[2,6]$ keV_{ee} con los detectores D0, D1 y D2, y ritmo promedio suponiendo otros 6 detectores iguales a D2.

Tras esta breve introducción dedicada a establecer el objetivo del experimento ANAIS, pasaremos ahora a estudiar si ANAIS es capaz de discernir la hipotética señal de modulación anual de DAMA del fondo (sección 2). En las secciones 3 y 4 traduciremos la sensibilidad de ANAIS al espacio de parámetros (σ, m) de masa y sección eficaz de los hipotéticos WIMPs.

2. Análisis del fondo

En esta sección vamos a estudiar si el experimento ANAIS es sensible a la señal de modulación anual observada por DAMA en diferentes escenarios de fondo. En primer lugar, consideraremos que el fondo permanece constante en el tiempo; y en segundo lugar, supondremos que el fondo decrece linealmente con el tiempo (Figura 2.1). En ANAIS es previsible que el fondo no sea constante debido a que los cristales de NaI(Tl) tienen una contaminación interna de ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22.2$ años) y quizás de tritio (^3H , $T_{1/2} = 12.3$ años). Como dichos radioisótopos tienen un periodo de semidesintegración muy superior a 1 año, podremos suponer que la caída exponencial de la ley de desintegración radiactiva puede aproximarse por una recta en los 6 primeros años.

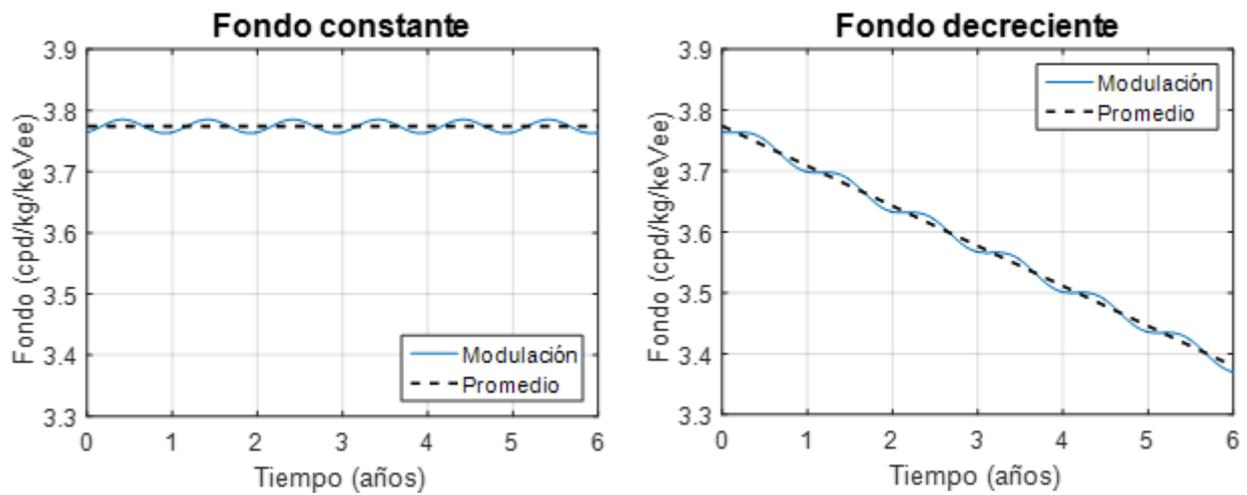


Figura 2.1. *Izquierda:* Escenario de fondo constante en el tiempo. *Derecha:* Escenario de fondo que decrece linealmente con el tiempo. En ambos casos, se ha representado la señal modulada con línea continua y el ritmo de fondo promedio en discontinua.

2.1. Límites característicos

Buscamos una señal muy débil o quizá inexistente, por lo que necesitamos un criterio que nos permita discernir si nuestro detector ha registrado verdaderamente una señal. Supongamos que el fondo es constante, entonces podemos escribir el ritmo detectado (en cpd/kg/keV_{ee}) mediante la expresión

$$R_D = a + b \cos \tau, \quad (2)$$

donde a es el ritmo promedio anual y b la amplitud de modulación anual, ambas en cpd/kg/keV_{ee}. La variable $\tau = 2\pi(t - t_0)/T$ es adimensional (ecuación (1)).

El ritmo R_D da $3.77 \text{ cpd/kg/keV}_{ee} \cdot 112.5 \text{ kg} \cdot 4 \text{ keV}_{ee} = 1696.5$ cuentas/día, un valor para el que la distribución de Poisson se aproxima muy bien por la gaussiana.

2.1.1. Límite crítico

Definimos un límite crítico L_C de manera que: si $b < L_C$, se concluye que no hay señal; mientras que si $b > L_C$, se asume que existe una señal. Uno querría elegir el valor de L_C lo suficientemente elevado para minimizar la probabilidad de que, debido a las fluctuaciones estadísticas, considerásemos que existe una señal, aunque en realidad no la hubiera; pero también, manteniéndolo bajo para reducir la posibilidad de considerar que no hay una señal cuando realmente sí la hay^[10].

Si el valor esperado de b es cero, entonces no hay señal en el detector. El estimador de la amplitud b es una variable aleatoria con una distribución gaussiana de desviación estándar σ_b . La distribución esperada de los valores de b se muestra en la Figura 2.2. Si las únicas fluctuaciones significativas que entran en juego en las medidas son de carácter estadístico, entonces la desviación estándar de b es $\sigma_{b=0}$. Para tener una baja probabilidad de falso positivo hay que definir L_C lo suficientemente alto como para asegurar que, bajo estas condiciones, la probabilidad de que una medida particular de b exceda L_C es aceptablemente pequeña. Eligiendo un nivel de confianza del 90%^[10],

$$\int_{-\infty}^{L_C} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{b=0}} e^{-x^2/2\sigma_{b=0}^2} dx = 0.90 \Rightarrow L_C \cong 1.28 \cdot \sigma_{b=0} \quad (3)$$

2.1.2. Límite de detección

El límite de detección se define cuando el valor esperado de b es positivo (con desviación estándar σ_b), como muestra la Figura 2.2. Definimos el límite de detección L_D como el valor neto mínimo que reduce el ritmo de falso negativo hasta un nivel aceptable. De nuevo, elegimos un nivel de confianza del 90%. Como la amplitud de la señal es pequeña comparada con el fondo, entonces $\sigma_b \cong \sigma_{b=0}$ y para asegurar que el 90% del área bajo la distribución b descansa por encima de L_C , exigimos que^[10]

$$\int_{L_C}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_b} e^{-(x-L_D)^2/2\sigma_b^2} dx = 0.90 \Rightarrow L_D \cong 2 \cdot L_C \quad (4)$$

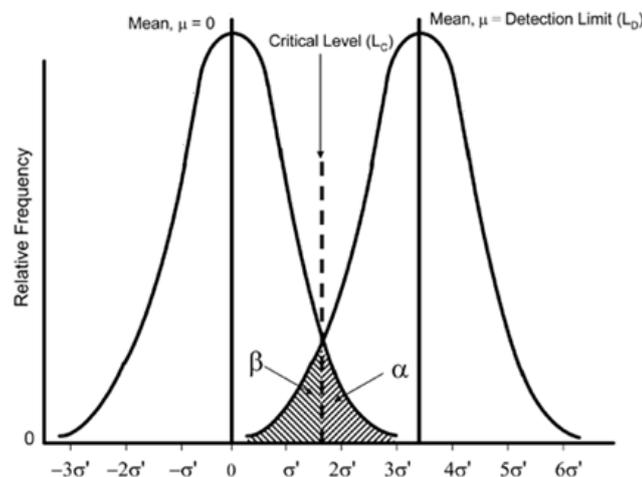


Figura 2.2. Ilustración de la relación del límite crítico con el límite de detección. La

probabilidad de errores tipo I (falsos negativos) están representadas por el valor de α , mientras que la de tipo II (falsos positivos) están representadas por el valor de β ^[11].

2.2. Fondo constante

Supondremos, en primer lugar, que el fondo promedio del experimento ANAIS permanece constante en el tiempo. Para calcular la sensibilidad de ANAIS a la señal de modulación anual realizaremos un ajuste lineal por mínimos cuadrados en el que la función de ajuste de dos parámetros está dada por (2). En forma matricial:

$$\vec{c} = M\vec{P} \Rightarrow \begin{pmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \cos \tau_1 \\ \vdots & \vdots \\ 1 & \cos \tau_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}, \quad (5)$$

siendo c_k las cpd/kg/keV_{ee} ($k = 1, 2, \dots, n$) y n el número de bins de tiempo. Cada c_k sigue una distribución gaussiana y la matriz de covarianzas de los parámetros es^[12]:

$$(M^T W M)^{-1} = \frac{1}{\det(M^T W M)} \begin{pmatrix} \sum_i w_i \cos^2 \tau_i & -\sum_i w_i \cos \tau_i \\ -\sum_i w_i \cos \tau_i & \sum_i w_i \end{pmatrix}, \quad (6)$$

con W la matriz de pesos de los c_k (de varianzas σ_k^2)

$$W = \begin{pmatrix} w_1 & & 0 \\ & \ddots & \\ 0 & & w_n \end{pmatrix}, \quad w_k = 1/\sigma_k^2 \quad (7)$$

y $\det(M^T W M) = \sum_i w_i \cdot \sum_i w_i \cos^2 \tau_i - (\sum_i w_i \cos \tau_i)^2$. Los sumatorios están extendidos hasta $n \equiv$ número de bins temporales. Entonces, el parámetro que determina L_C y L_D es

$$\sigma_b^2 = \frac{\sum_i w_i}{\sum_i w_i \cdot \sum_i w_i \cos^2 \tau_i - (\sum_i w_i \cos \tau_i)^2} \quad (8)$$

Obtendremos ahora una expresión sencilla para σ_b . Designemos por N_k el número de cuentas observadas y por F el factor de corrección debido a que en el rechazo de los sucesos del ruido se puede eliminar también una parte de sucesos de centelleo, de manera que el número de cuentas medidas será $N_k \cdot F$. Así,

$$c_k = \frac{\text{cuentas}}{\text{keV}_{ee} \cdot \text{kg} \cdot \text{día}} = \frac{N_k \cdot F}{\Delta E_k \cdot M \cdot \Delta t_k} = R_k (\text{cpd/kg/keV}_{ee}) \quad (9)$$

donde ΔE_k es la anchura del bin de energía, M es la masa total de los detectores y Δt_k es la anchura del bin temporal. Como en la distribución de Poisson $\sigma^2(N_k) = N_k$, se tiene que

$$\sigma_k^2 = \frac{N_k \cdot F^2}{(\Delta E_k \cdot M \cdot \Delta t_k)^2} = \frac{R_k \cdot F}{\Delta E_k \cdot M \cdot \Delta t_k} \quad (10)$$

Elijiendo todos los bins de energía y temporales iguales $\Delta E_k = \Delta E$ y $\Delta t_k = \Delta t$. Para $b = 0$ (que define L_C) c_k son constantes, $c_k = c_0 \Rightarrow R_k = R_D$. También para $b \neq 0$ (que define L_D) podemos suponer que $c_k \approx c_0$ porque $b \ll a$. Entonces, las varianzas σ_k^2 son constantes:

$$\sigma_k^2 = \sigma_0^2 = \frac{R_D \cdot F}{\Delta E \cdot M \cdot \Delta t} \quad (11)$$

En promedio podemos sustituir los sumatorios por integrales. Llamando $\tau_M/2\pi$ al número de periodos medidos contados desde t_0 (máximo): $\langle \Sigma_i f(\tau_i) \rangle \sim (n/\tau_M) \int_0^{\tau_M} f(\tau) d\tau$, por lo que

$$\sigma_b^2 = \frac{\sigma_0^2}{n} \cdot \frac{4\tau_M^2}{2\tau_M^2 + \tau_M \sin 2\tau_M - 4 \sin^2 \tau_M} \quad (12)$$

La Figura 2.3 muestra cómo varía σ_b^2 en función de $\tau/2\pi$, con $\tau/2\pi$ el número de periodos contados desde t_0 (máximo).

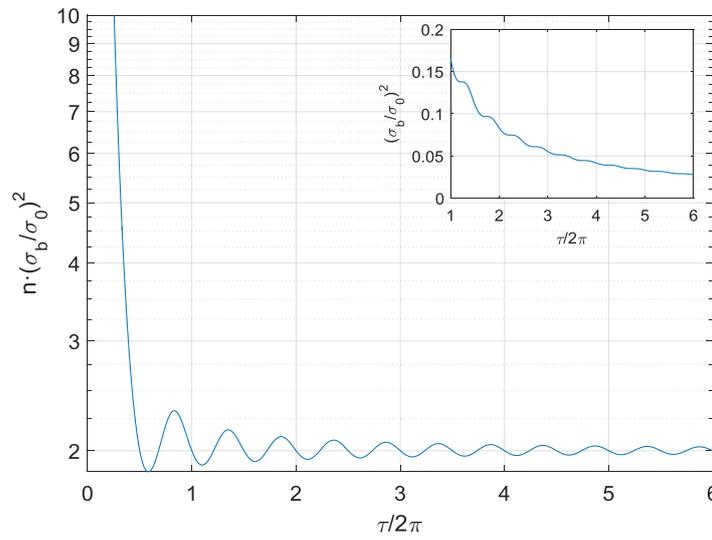


Figura 2.3. Variación de $n \cdot (\sigma_b/\sigma_0)^2$ en función de $\tau/2\pi$. Con un número entero o semientero de periodos $n \cdot (\sigma_b/\sigma_0)^2 = 2$. *Inset:* Variación de $(\sigma_b/\sigma_0)^2$ en función de $\tau/2\pi$ tomando 12 bins/año.

Si medimos un número entero o semientero de periodos, en promedio: $\langle \Sigma_i \cos \tau_i \rangle = 0$ y $\langle \Sigma_i \cos^2 \tau_i \rangle = 0.5 \cdot n$; por lo que la matriz de covarianzas $(M^T W M)^{-1}$ es diagonal

$$(M^T W M)^{-1} = w_0 \cdot \begin{pmatrix} n & 0 \\ 0 & 0.5 \cdot n \end{pmatrix}, \quad (13)$$

y se verifica

$$\sigma_b^2 = \frac{2\sigma_0^2}{n} \quad (14)$$

Entonces, combinando (11) y (14):

$$\sigma_b^2 = \frac{2}{n} \cdot \frac{R_D \cdot F}{\Delta E \cdot M \cdot \Delta t} \quad (15)$$

2. Análisis del fondo

Denotamos por $T_M = n \cdot \Delta t$ al tiempo de medida, y el producto $M \cdot T_M$ se denomina exposición. Así, hemos encontrado una expresión sencilla que nos relaciona la varianza σ_b^2 con el ritmo de fondo del experimento R_D y la exposición $M \cdot T_M$:

$$\sigma_b^2 = \frac{2 \cdot R_D \cdot F}{\Delta E \cdot M \cdot T_M} \quad (b \ll a) \quad (16)$$

Calculemos L_C y L_D del experimento ANAIS. Para ello, utilizamos la ecuación (16) para calcular σ_b , teniendo en cuenta que $R_D = 3.77$ cpd/kg/keV_{ee} es el fondo promedio anual, $\Delta E = 6$ keV_{ee} – 2 keV_{ee} = 4 keV_{ee} es el intervalo de energía, $M = 112.5$ kg es la masa total de detección y $F = 1.12$ (medido por ANAIS, M. L. Sarsa, Noviembre de 2015). Seguidamente calculamos el límite crítico según la ecuación (3); y por último, calculamos el límite de detección con (4). Estos cálculos se recogen en la Tabla 2.1 para 1 y 5 años de medida.

Tiempo de medida (T_M)	σ_b (cpd/kg/keV _{ee})	L_C (90% C.L.) (cpd/kg/keV _{ee})	L_D (90% C.L.) (cpd/kg/keV _{ee})
1 año	$7.17 \cdot 10^{-3}$	$9.18 \cdot 10^{-3}$	$1.84 \cdot 10^{-2}$
5 años	$3.21 \cdot 10^{-3}$	$4.10 \cdot 10^{-3}$	$8.21 \cdot 10^{-3}$

Tabla 2.1. σ_b , límites crítico L_C y de detección L_D ambos al 90% de nivel de confianza de ANAIS en 1 y 5 años en el escenario de fondo constante en el tiempo (3.77 cpd/kg/keV_{ee}).

La Figura 2.4 muestra de nuevo los límites crítico y de detección de ANAIS en 1 y 5 años al 90% C.L. en el escenario de fondo constante en el tiempo, junto a la señal de modulación anual observada por DAMA entre 2 y 6 keV_{ee}. Tras 5 años de medida el límite de detección se encuentra por debajo de la señal de DAMA, por lo que ANAIS es sensible a dicha señal, independientemente de que su origen pueda atribuirse a la materia oscura.

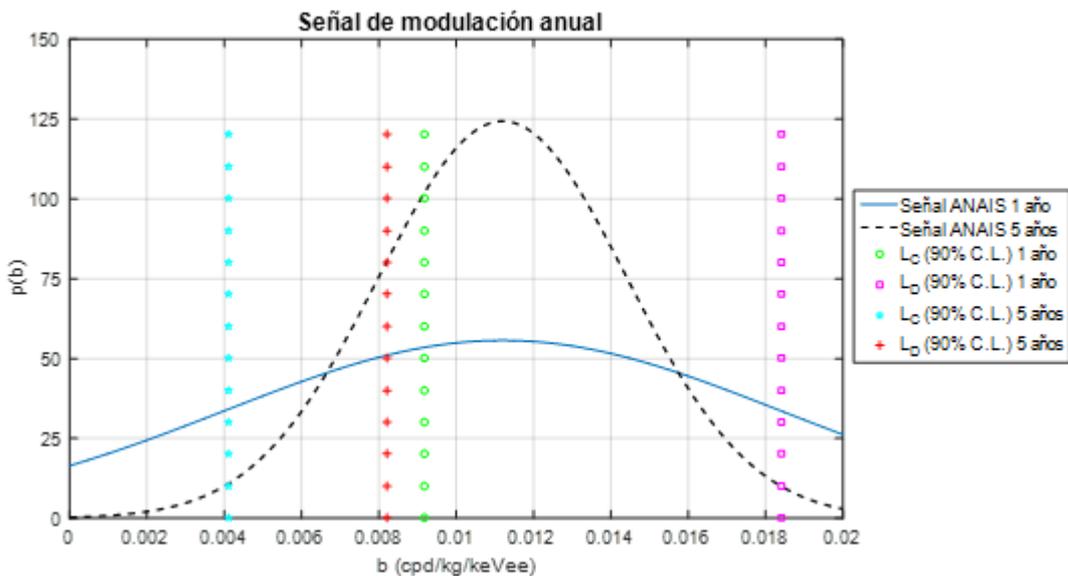


Figura 2.4. Distribución del estimador de la señal de modulación anual que observaría ANAIS en 1 año (línea continua) y en 5 años (línea discontinua). Límites crítico y de detección de ANAIS en 1 y 5 años al 90% de nivel de confianza en el escenario de fondo constante en el tiempo.

2.3. Fondo decreciente

En ANAIS es previsible que el fondo no sea constante debido a que los cristales de NaI(Tl) tienen una contaminación interna de ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22.2$ años) y quizás de tritio (^3H , $T_{1/2} = 12.3$ años). En ANAIS se ha estimado que de las 3.77 cpd/kg/keV_{ee} de fondo: 1 cpd/kg/keV_{ee} puede deberse al ^3H y 0.3 cpd/kg/keV_{ee} son debidas al ^{210}Pb . Si consideramos un tiempo de medida menor a aproximadamente 6 años, la caída exponencial de la ley de desintegración radiactiva, tanto para el ^3H como para el ^{210}Pb , puede aproximarse por una recta. Así (en cpd/kg/keV_{ee}),

$$\begin{aligned} 2.47 + 1 \cdot e^{-\lambda_1 t} + 0.3 \cdot e^{-\lambda_2 t} &\sim 2.47 + 1 \cdot (1 - \lambda_1 t) + 0.3 \cdot (1 - \lambda_2 t) \sim \\ &\sim 3.77 - (1 \cdot \lambda_1 + 0.3 \cdot \lambda_2 \cdot t) = \\ &= 3.77 - 0.0657 \cdot t(\text{años}), \quad \text{si } t < 6 \text{ años} \end{aligned} \quad (17)$$

Para calcular L_C y L_D de ANAIS para la señal de modulación anual realizaremos un ajuste lineal por mínimos cuadrados similar al anterior en el que la función de ajuste de tres parámetros sea:

$$R_D = a - c\tau + b \cos \tau, \quad (18)$$

donde $a - c\tau$ es el ritmo decreciente, b la amplitud de modulación anual (en cpd/kg/keV_{ee}) y $\tau = 2\pi(t - t_0)/T$. En forma matricial:

$$\vec{C} = M\vec{P} \Rightarrow \begin{pmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \tau_1 & \cos \tau_1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & \tau_n & \cos \tau_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ -c \\ b \end{pmatrix}, \quad (19)$$

siendo c_k las cpd/kg/keV_{ee} ($k = 1, 2, \dots, n$) y n el número de bins de tiempo. La matriz de precisión de los parámetros es^[13]:

$$M^T W M = \begin{pmatrix} \sum_i w_i & \sum_i w_i \tau_i & \sum_i w_i \cos \tau_i \\ \sum_i w_i \tau_i & \sum_i w_i \tau_i^2 & \sum_i w_i \tau_i \cos \tau_i \\ \sum_i w_i \cos \tau_i & \sum_i w_i \tau_i \cos \tau_i & \sum_i w_i \cos^2 \tau_i \end{pmatrix}, \quad (20)$$

con W la matriz de pesos de los c_k , de varianzas σ_k^2 (ecuación (7)). Los sumatorios están extendidos hasta $n \equiv$ número de bins de tiempo. Como en el caso de fondo constante, para estimar el límite crítico L_C consideramos que no hay modulación ($b = 0$), pero ahora la ecuación (9) se transforma en:

$$c_k = \frac{N_k \cdot F}{\Delta E_k \cdot M \cdot \Delta t_k} = a - c\tau \quad (21)$$

con una varianza asociada

$$\sigma_k^2 = \frac{N_k \cdot F^2}{(\Delta E_k \cdot M \cdot \Delta t_k)^2} = \frac{(a - c\tau) \cdot F}{\Delta E_k \cdot M \cdot \Delta t_k} = \frac{1}{w_k} \quad (22)$$

donde $a = 3.77$ cpd/kg/keV_{ee} y $c = 0.01046$ cpd/kg/keV_{ee}. Elegimos todos los bins de energía y temporales iguales $\Delta E_k = \Delta E$ y $\Delta t_k = \Delta t$, y suponemos que medimos un número entero de periodos, al igual que en el caso de fondo constante. En promedio podemos sus-

2. Análisis del fondo

tituir los sumatorios por integrales: $\langle \Sigma_i f(\tau_i) \rangle \sim (n/\tau_M) \int_0^{\tau_M} f(\tau) d\tau$. Por lo que numéricamente y tras 1 año de medida:

$$M^T W M = n \cdot \frac{\Delta E \cdot M \cdot \Delta t}{F} \cdot \begin{pmatrix} 0.27 & 0.84 & 4.2 \cdot 10^{-4} \\ 0.84 & 3.5 & 1.5 \cdot 10^{-3} \\ 4.2 \cdot 10^{-4} & 1.5 \cdot 10^{-3} & 0.134 \end{pmatrix} \quad (23)$$

Recordemos que $n \cdot \Delta t = T_M$ es el tiempo de medida, en el caso anterior 1 año.

Tras 5 años de medida:

$$M^T W M = \frac{\Delta E \cdot M \cdot T_M}{F} \cdot \begin{pmatrix} 0.28 & 4.4 & 4.7 \cdot 10^{-6} \\ 4.4 & 93 & 1.7 \cdot 10^{-3} \\ 4.7 \cdot 10^{-6} & 1.7 \cdot 10^{-3} & 0.139 \end{pmatrix} \quad (24)$$

Debido a que los elementos de la tercera fila (o columna) de la matriz $M^T W M$ en las ecuaciones (23) y (24) son mucho menores que el resto, la varianza σ_b^2 puede aproximarse bien por $((M^T W M)_{33})^{-1}$, que es una expresión sencilla.

Al igual que en el caso de fondo constante, calculamos los límites crítico y de detección al 90% de nivel de confianza de ANAIS en 1 y 5 años. Los resultados se muestran en la Tabla 2.2.

Tiempo de medida (T_M)	σ_b (cpd/kg/keV _{ee})	L_C (90% C.L.) (cpd/kg/keV _{ee})	L_D (90% C.L.) (cpd/kg/keV _{ee})
1 año	$7.14 \cdot 10^{-3}$	$9.14 \cdot 10^{-3}$	$1.83 \cdot 10^{-2}$
5 años	$3.13 \cdot 10^{-3}$	$4.01 \cdot 10^{-3}$	$8.01 \cdot 10^{-3}$

Tabla 2.2. σ_b , límites crítico L_C y de detección L_D ambos al 90% de nivel de confianza de ANAIS en 1 y 5 años en el escenario de fondo decreciente con el tiempo.

Podemos observar que apenas existe variación con respecto al escenario de fondo constante (Tabla 2.1). Así, pueden deducirse límites o estimar una señal aún en el caso de un fondo que no sea constante. Además, con este escenario de fondo más realista los límites son ligeramente mejores, aumentando la sensibilidad de ANAIS con respecto a la situación de fondo constante descrita en el apartado anterior.

3. Diagramas de exclusión

Actualmente un gran número de experimentos están investigando la hipótesis de que el componente no luminoso y no identificado de nuestra galaxia pueda estar compuesto por partículas masivas débilmente interactuantes (WIMPs). El objetivo de estos experimentos es detectar (o establecer límites sobre) los retrocesos nucleares resultantes de las colisiones entre los WIMPs y los núcleos blanco de los detectores. El ritmo total de sucesos por unidad de masa, R_0 , suponiendo un halo isoterma de partículas de materia oscura es:

$$R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{f_N N_A}{A_r} n_0 \sigma_0 v_0 = \frac{f_N N_A}{A_r} \phi_0 \sigma_0, \quad (25)$$

siendo f_N la fracción de masa del nucleido en el detector, $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$ núcleos/mol el número de Avogadro, A_r el peso atómico ($f_N N_A / A_r$ es el número de núcleos por kilogramo de detector), $n_0 = \rho_{DM}^{local} / M$ es la densidad local de número de WIMPs, $\rho_{DM}^{local} c^2 = (0.39 \pm 0.03) \text{ GeV/cm}^3$ la densidad de materia oscura en el sistema solar, M la masa del WIMP, σ_0 la sección eficaz WIMP-núcleo a momento transferido nulo ($q = 0$) y $v_0 = 220 \text{ km/s}$ la velocidad más probable de los WIMPs. El flujo promediado con la distribución de Maxwell-Boltzmann del halo es $\phi_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} n_0 v_0$ y el espectro de energía diferencial de los retrocesos nucleares decrece exponencialmente con la forma típica:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-E_R/E_0 r}, \quad (26)$$

donde E_R es la energía de retroceso, E_0 es la energía cinética más probable de la partícula de materia oscura incidente de masa M y r es un factor cinemático $4MM_N/(M + M_N)^2$ para un núcleo blanco de masa M_N . Dado que las velocidades galácticas son del orden de $10^{-3}c$, valores de M en el rango $10 - 1000 \text{ GeV}/c^2$ producirían energías de retroceso típicas en el rango $1 - 100 \text{ keV}_{nr}$ (c)^[14,15].

En los modelos de interacción WIMP-núcleo más habituales hay dos tipos de colisiones: dependientes del espín ("*spin-dependent*") e independientes del espín ("*spin-independent*"). Éstas son, en general, mucho mayores que aquéllas y en este trabajo consideramos que las interacciones de los WIMPs son sólo independientes del espín, pudiendo escribir la sección eficaz WIMP-núcleo como

$$\sigma_0 = \left(\frac{\mu_{WN}}{\mu_{Wn}} \right)^2 A^2 \sigma_{SI}, \quad (27)$$

con $\mu_{WN} = MM_N/(M + M_N)$ la masa reducida WIMP-núcleo, $\mu_{Wn} = Mm_n/(M + m_n)$ la masa reducida WIMP-nucleón (siendo $m_n = 0.939 \text{ GeV}/c^2$ la masa de un nucleón), A el número másico del núcleo blanco y σ_{SI} la sección eficaz independiente del espín (y del blanco) de un WIMP con un nucleón^[4].

^c La energía perdida por un núcleo se denota con el subíndice nr, abreviatura de "*nuclear recoil*" (retroceso nuclear).

3. Diagramas de exclusión

Todos los esfuerzos experimentales descansan en reducir progresivamente el fondo para poder observar el espectro de retrocesos nucleares inducidos por la materia oscura. En particular, hay que trabajar en laboratorios subterráneos, para eliminar retrocesos nucleares provocados por los neutrones producidos por muones de rayos cósmicos. Existen métodos muy desarrollados para discriminar entre retrocesos nucleares y electrónicos (XENON, LUX, CDMS, CRESST, EDELWEISS...), con el objetivo de eliminar el fondo beta/gamma procedente del detector y de radiación gamma de su entorno. Este último también se reduce con blindajes de plomo y cobre^[4,14].

Descubrir una señal de materia oscura buscando unos pocos sucesos en la zona de baja energía de un espectro sólo sería posible si el fondo fuese nulo y, aún en este caso, si se observaran unos pocos sucesos sería imposible asignarlos al fondo o a la materia oscura. Entonces, un experimento de este tipo sólo puede determinar un límite superior al ritmo en un intervalo de energía de E_1 a E_2 , en cuyo caso la integral de (26) entre estas energías permite establecer el límite correspondiente para R_0 , la señal de materia oscura, que se calculará para cada valor supuesto de la masa de la partícula M . Dado que la densidad galáctica de materia oscura y el flujo se conocen aproximadamente, el límite en R_0 puede convertirse en un límite a la sección eficaz de interacción de las partículas con el detector. Alternativamente, un experimento puede determinar un límite al ritmo por encima de una energía umbral E_{th} , en cuyo caso la integral de (26) por encima de esta energía determina de nuevo un límite en R_0 en función de M . La forma típica de estos límites, y su variación con la masa del blanco M_N y el umbral de energía E_{th} se ilustra en la Figura 3.1^[14].

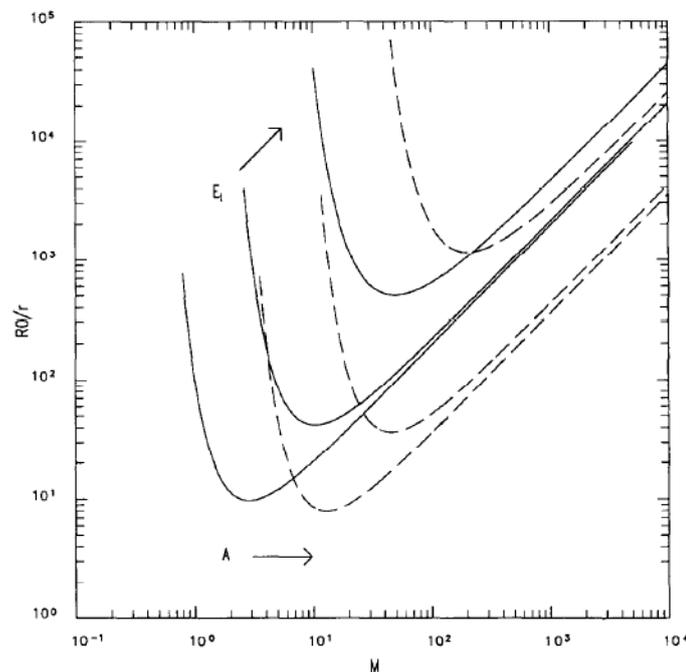


Figura 3.1. Forma típica de los diagramas de exclusión para núcleos de baja masa (línea continua) y alta masa (línea discontinua), y para tres valores de energía umbral creciente de izquierda a derecha^[14].

En la práctica, el ritmo diferencial (26) es considerablemente más complicado, debido a las siguientes correcciones^[14]:

- a) El detector está localizado en la Tierra, en órbita alrededor del Sol, con el sistema solar moviéndose en torno a la galaxia.
- b) La cantidad de luz que se genera en un detector de centelleo cuando un núcleo retrocede con una cierta energía es menor que la correspondiente al retroceso de un electrón con igual energía. Para poder comparar el espectro teórico de retrocesos nucleares con el espectro experimental, calibrado con retrocesos electrónicos, es necesario introducir un factor corrector: el factor de eficiencia relativa o *quenching* (Q), definido como el cociente entre las amplitudes de los pulsos de un retroceso nuclear y un retroceso electrónico para el mismo depósito de energía: $E_R(\text{keV}_{\text{ee}}) = Q \cdot E_R(\text{keV}_{\text{nr}})$. Lo mismo ocurre para un detector de ionización.
- c) El blanco puede contener más de un elemento, dando lugar a límites distintos para cada uno.
- d) La resolución instrumental altera la forma del espectro de retrocesos nucleares.
- e) La corrección del factor de forma debida al tamaño finito del núcleo reduce la sección eficaz. Depende principalmente del radio nuclear y de la energía de retroceso. Este factor es diferente para las interacciones dependientes e independientes del espín.

Cuando el momento transferido q es tal que la longitud de onda h/q ya no es grande en comparación con el radio nuclear, la sección eficaz decrece al aumentar q . El factor de forma nuclear F tiene en cuenta este efecto y la sección eficaz puede expresarse como $\sigma \propto \sigma_0 \cdot F^2$. Incluyendo el factor de forma nuclear podemos escribir (26) de la siguiente manera:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} F^2(E_R) e^{-E_R/E_0 r}. \quad (28)$$

Para el factor de forma nuclear usaremos la expresión propuesta por Helm, que en función del momento transferido $q = \sqrt{2M_N E_R}$ se escribe^[14]

$$F(qr_n) = \frac{3[\text{sen}(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)]}{(qr_n)^3} e^{-(qs)^2/2}, \quad (29)$$

que es la transformada de Fourier de una esfera maciza de radio r_n con una superficie de espesor s . En la práctica, se recomienda utilizar los valores $s = 0.9 \text{ fm}$ y

$$r_n^2 = (1.23A^{1/3} - 0.60 \text{ fm})^2 + \frac{7}{3}(0.52\pi \text{ fm})^2 - 5s^2. \quad (30)$$

La Figura 3.2 muestra cómo varía el factor de forma con la energía de retroceso cuando el núcleo blanco es sodio o yodo.

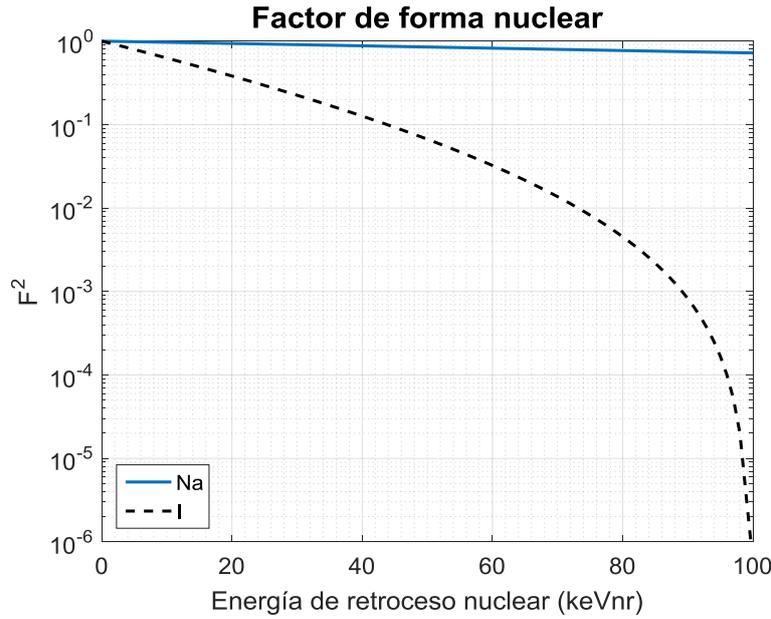


Figura 3.2. Factor de forma en función de la energía de retroceso nuclear para un blanco de sodio (línea continua) y uno de yodo (línea discontinua).

Con la descripción anterior, ya podemos establecer un límite a la sección eficaz independiente del espín WIMP-nucleón, σ_{SI} . Nos centramos en la ventana [2,6] keV_{ee}, tomando el *quenching* del sodio $Q_{Na} = 0.30$ y del yodo $Q_I = 0.09$ ^[16]. El fondo de ANAIS en [2,6] keV_{ee} impone un límite superior al ritmo y, por lo tanto, a la sección eficaz para cada masa M de WIMP:

$$R = \int_2^6 \left(\frac{dR}{dE_R} \right) dE_R \leq 3.77 \text{ cpd/kg/keV}_{ee} \cdot 1.12 \cdot (6 - 2) \text{ keV}_{ee} = 16.9 \text{ cpd/kg} \quad (31)$$

Estrictamente hablando tendría que ser $R \leq R_D + k_\alpha \sigma(R_D)$, pero cuando el número de sucesos esperados es grande (por ejemplo mayor que 10³), $\sigma(R_D) \ll R_D$.

Para una única especie de blanco ($f_N = 1$) y combinando (27), (28) y (31):

$$\sigma_{SI} \leq \frac{16.9 \text{ cpd/kg}}{\frac{N_A}{A_r} \cdot \phi_0 \cdot \left(\frac{\mu_{WN}}{\mu_{Wn}} \right)^2 A^2 \cdot \frac{1}{E_0 r} \cdot \int_{2/Q}^{6/Q} F^2(E_R) e^{-E_R/E_0 r} dE_R} \quad (32)$$

Para el cristal NaI, identificamos $i = 1$ sodio e $i = 2$ yodo ($A_1 = 23$, $A_{r1} = 22.99$, $A_2 = 127$, $A_{r2} = 126.90$, $f_{N1} = A_{r1}/(A_{r1} + A_{r2}) = 0.153$, $f_{N2} = A_{r2}/(A_{r1} + A_{r2}) = 0.847$):

$$\sigma_{SI} \leq \frac{16.9 \text{ cpd/kg}}{\sum_{i=1}^2 \left[\frac{f_{Ni} N_A}{A_{ri}} \cdot \phi_0 \cdot \left(\frac{\mu_{WN_i}}{\mu_{Wn}} \right)^2 \cdot A_i^2 \cdot \frac{1}{E_0 r_i} \cdot \int_{2/Q_i}^{6/Q_i} F_i^2(E_R) e^{-E_R/E_0 r_i} dE_R \right]} \quad (33)$$

La Figura 3.3 muestra el diagrama de exclusión del Na, I y NaI para ANAIS.

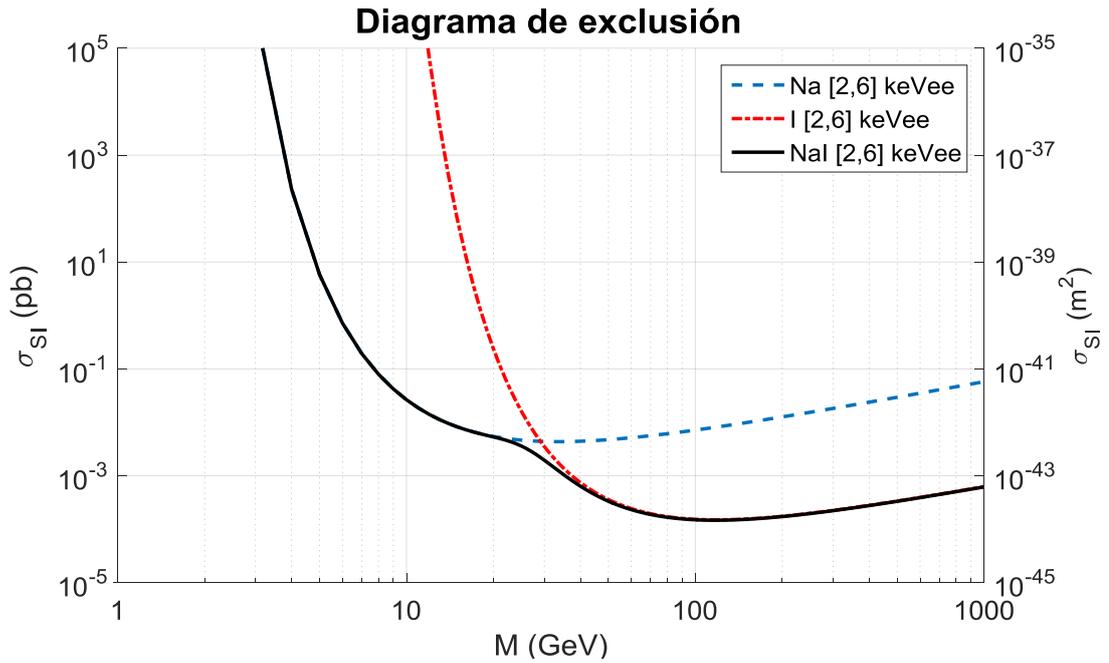


Figura 3.3. Diagrama de exclusión para la sección eficaz independiente del espín WIMP-nucleón del experimento ANAIS en la ventana [2,6] keV_{ee}: Na (línea azul discontinua), I (línea roja a trazos y puntos) y NaI (línea negra continua).

La Figura 3.4 muestra que con una ventana [2,10] keV_{ee} la exclusión se vuelve peor debido a que se contabiliza más fondo que sucesos posibles; y con una ventana [6,10] keV_{ee} el umbral de energía es más alto y, por tanto, la curva de exclusión se desplaza hacia arriba y a la derecha, siendo también peor que la primera opción ([2,6] keV_{ee}). La Figura 3.5 muestra el diagrama de exclusión del experimento ANAIS junto a la región observada por DAMA^[17]. Se puede observar que ANAIS no es sensible a la señal de DAMA teniendo en cuenta el ritmo de sucesos en la ventana [2,6] keV_{ee}. Además, al tratarse de un experimento con muchos sucesos, la curva de exclusión delimitada por el ritmo es independiente del tiempo (ecuación (33)) y no mejorará al ampliar el tiempo de medida. La importancia de la curva de exclusión por el ritmo detectado es que cualquier posible señal de materia oscura tiene que estar en la región inferior. Podemos mejorar la curva de exclusión o detectar la señal si nos basamos en la modulación anual, que es una señal distintiva.

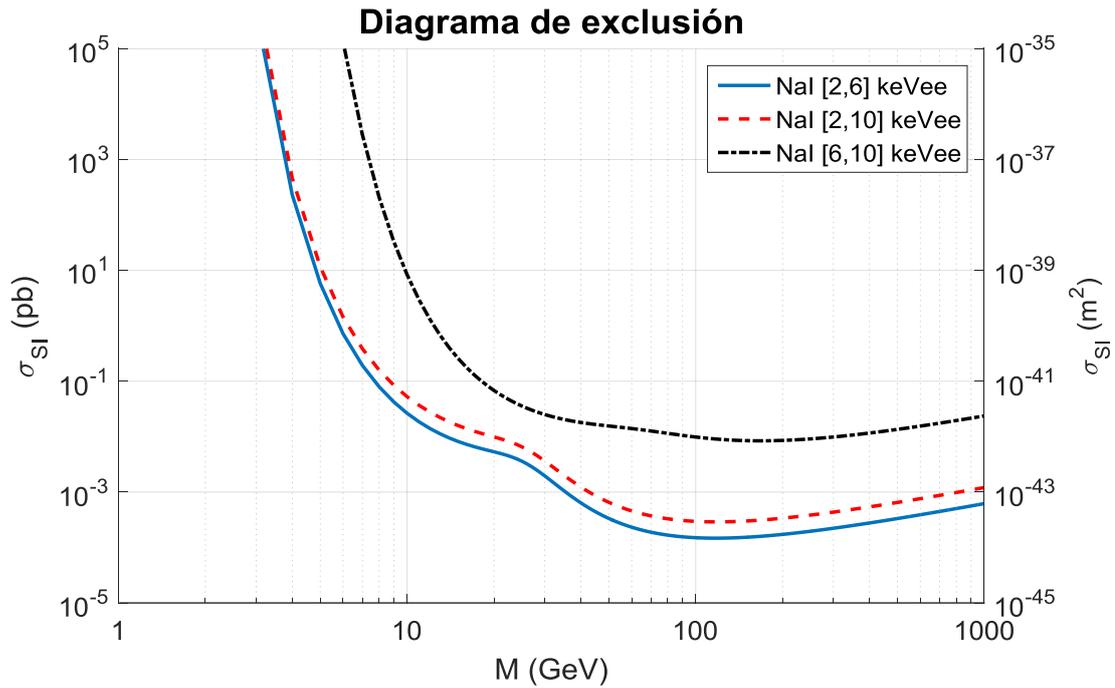


Figura 3.4. Diagrama de exclusión para la sección eficaz independiente del espín WIMP-nucleón del experimento ANAIS en la ventana [2,6] keV_{ee} (línea azul continua), [2,10] keV_{ee} (línea roja discontinua) y [6,10] keV_{ee} (línea negra a trazos y puntos).

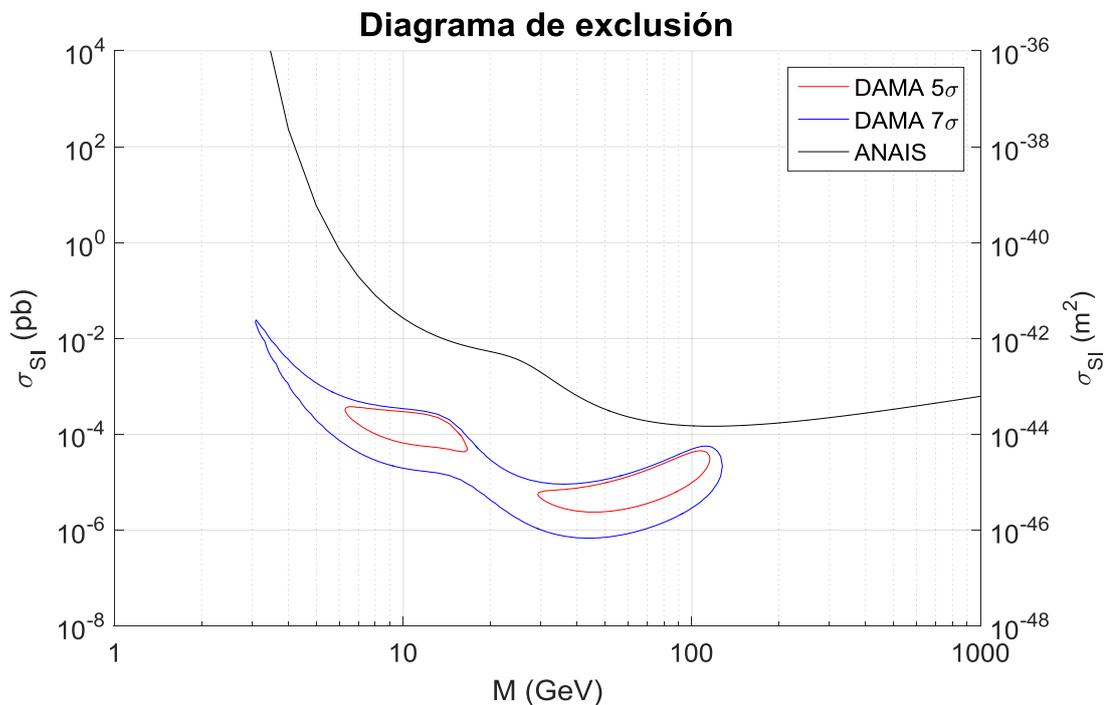


Figura 3.5. Diagrama de exclusión para la sección eficaz independiente del espín WIMP-nucleón del experimento ANAIS en la ventana [2,6] keV_{ee} (línea negra) y región de DAMA a 5 σ (línea roja) y a 7 σ (línea azul).

4. Modulación anual

Para encontrar partículas de materia oscura en el halo galáctico existen, en principio, dos posibilidades principales; basadas en la correlación entre la distribución de los sucesos detectados y el movimiento galáctico de la Tierra. La primera de ellas es la señal de modulación anual de materia oscura, que sería sensible a amplios rangos de candidatos a materia oscura e interacciones, y también sería capaz de analizar un gran intervalo de secciones eficaces y densidades de halo. Dicha señal aprovecha el efecto de rotación de la Tierra en torno al Sol en el número de sucesos inducidos por las partículas de materia oscura. De hecho, como consecuencia de su traslación, la Tierra debería ser atravesada por un mayor flujo de partículas de materia oscura en torno al 2 de Junio (cuando su velocidad de rotación se suma a la del sistema solar con respecto a la galaxia) y por un flujo menor en torno al 1 de Diciembre (cuando las dos velocidades se restan). La segunda posibilidad, todavía hoy meramente especulativa, sería la señal de direccionalidad (que se refiere principalmente a WIMPs) que correlaciona la dirección de los retrocesos nucleares inducidos por WIMPs con la de la velocidad de la Tierra. Esta señal de direccionalidad es, sin embargo, difícil de explotar en la práctica, principalmente por las dificultades técnicas en la detección fiable y eficiente de la pequeña traza de retroceso y en la realización de detectores adecuados de gran masa^[18].

El ritmo diferencial esperado como función de la energía detectada, dR/dE_R , depende de la distribución de velocidades de las partículas de materia oscura y de la velocidad de la Tierra en el sistema de referencia de la galaxia, $\vec{v}_E(t)$ (ver Figura 4.1). Proyectando $\vec{v}_E(t)$ en el plano galáctico, se puede escribir:

$$v_E(t) = v_{\odot} + v_{\oplus} \cos \gamma \cos[\omega(t - t_0)]. \quad (34)$$

Aquí v_{\odot} es la velocidad del Sol respecto al halo galáctico ($v_{\odot} \approx v_0 + 12$ km/s y v_0 es la velocidad local, cuyos valores están en el rango 170-270 km/s; $v_{\oplus} = 30$ km/s es la velocidad orbital de la Tierra alrededor del Sol en un plano con inclinación $\gamma = 60^\circ$ con respecto al plano galáctico. Además, $\omega = 2\pi/T$ con $T = 1$ año = 365.25 días y $t_0 = 152.5$ días es aproximadamente el 2 de Junio (cuando la velocidad de la Tierra es máxima)^[18].

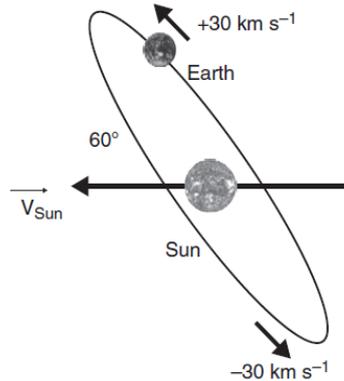


Figura 4.1. Vista esquemática del movimiento de la Tierra alrededor del Sol, que se mueve en torno a la galaxia. La suma de las velocidades del Sol y la Tierra alcanza su máximo el 2 de Junio (247 km/s) y su mínimo el 1 de Diciembre (217 km/s)^[18].

Entonces, podemos expresar la velocidad de la Tierra v_E en función del día del año t como

$$v_E(t) = 232 + 15\cos\left(2\pi\frac{t - 152.5}{365.25}\right) \text{ km/s}, \quad (35)$$

con el máximo en $t = 152.5$ días, el 2 de Junio.

La señal de modulación anual de materia oscura es muy distintiva ya que deben satisfacerse simultáneamente los siguientes requisitos^[18]:

- (i) el ritmo debe tener un componente que module como una función coseno, con un periodo de 1 año y una fase que alcance el máximo en torno al 2 de Junio;
- (ii) esta modulación sólo debe encontrarse en un rango de baja energía bien definido, donde los sucesos inducidos por partículas de materia oscura puedan estar presentes;
- (iii) en el caso de sistemas con varios detectores deben utilizarse sólo aquellos sucesos que den señal en un único detector, puesto que la probabilidad de que una partícula de materia oscura interactúe con más de un detector es insignificante;
- (iv) para las distribuciones de halo adoptadas normalmente (distribución Maxwell-Boltzmann isoterma), la amplitud de modulación en la región de máxima sensibilidad debe ser $\lesssim 7\%$, aunque puede ser mayor en otros escenarios.

Sólo efectos sistemáticos capaces de cumplir con todos estos requisitos y que respondieran a toda la amplitud de modulación observada podrían simular esta señal; por lo tanto, ningún otro efecto investigado hasta ahora en el ámbito de los sucesos raros ofrece una señal tan estricta y sin ambigüedades^[18].

Analicemos ahora el espectro de energía del choque elástico WIMP-núcleo. Debido al movimiento de la Tierra, la expresión (28) para el ritmo diferencial se modifica ligeramente; como primera aproximación tomamos una distribución de Maxwell-Boltzmann, obteniendo^[14]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} F^2(E_R) \frac{v_0 \sqrt{\pi}}{4v_E} \left[\text{erf}\left(\frac{v_{\min} + v_E}{v_0}\right) - \text{erf}\left(\frac{v_{\min} - v_E}{v_0}\right) \right], \quad (36)$$

donde $v_{\min} = \sqrt{2E_{\min}/M} = \sqrt{2E_R/(rM)}$ representa la mínima velocidad que debe tener un WIMP para producir un retroceso de energía E_R y $\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt$ es la función error.

En (36) no hemos tenido en cuenta la velocidad de escape galáctica, v_{esc} , que limita la energía máxima del WIMP: $E_{\max} = Mv_{esc}^2/2$. De acuerdo con el estudio de RAVE, $v_{esc} = 544 \text{ km/s}$ ^[19]. Incluyendo los efectos de velocidad de escape finita (distribución Maxwell-Boltzmann trunca), el ritmo diferencial puede escribirse mediante la siguiente expresión^[16]:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{1}{N_{esc}} \frac{R_0}{E_0 r} F^2(E_R) \cdot \begin{cases} \frac{v_0 \sqrt{\pi}}{4v_E} \left[\text{erf}\left(\frac{v_{\min} + v_E}{v_0}\right) - \text{erf}\left(\frac{v_{\min} - v_E}{v_0}\right) \right] - e^{-v_{esc}^2/v_0^2} & \text{si } v_{\min}(E_R) < |v_{esc} - v_E(t)| \\ \frac{v_0 \sqrt{\pi}}{4v_E} \left[\text{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \text{erf}\left(\frac{v_{\min} - v_E}{v_0}\right) \right] - \frac{v_{esc} + v_E - v_{\min}}{2v_E} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} & \text{si } |v_{esc} - v_E(t)| < v_{\min}(E_R) < v_{esc} + v_E(t) \\ 0 & \text{si } v_{\min}(E_R) > v_{esc} + v_E(t) \end{cases} \quad (37)$$

con $N_{esc} = \text{erf}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{v_{esc}}{v_0}\right)e^{-v_{esc}^2/v_0^2}$. En nuestro caso: $v_0 = 220$ km/s y $v_{esc} = 544$ km/s, por lo que $N_{esc} = 0.9934$.

La Figura 4.2 (izquierda) muestra la variación estacional del espectro de energía de la colisión elástica WIMP-núcleo para una masa $M = 80$ GeV/ c^2 en NaI (tomamos $\sigma_{SI} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ pb). La Figura 4.2 (derecha) muestra la amplitud de modulación $S_m = \frac{1}{2}\left[\frac{dR}{dE_R}(E_R, Jun) - \frac{dR}{dE_R}(E_R, Dic)\right]$ entre el máximo de Junio y el mínimo de Diciembre para la masa de 80 GeV/ c^2 en función de la energía de retroceso.

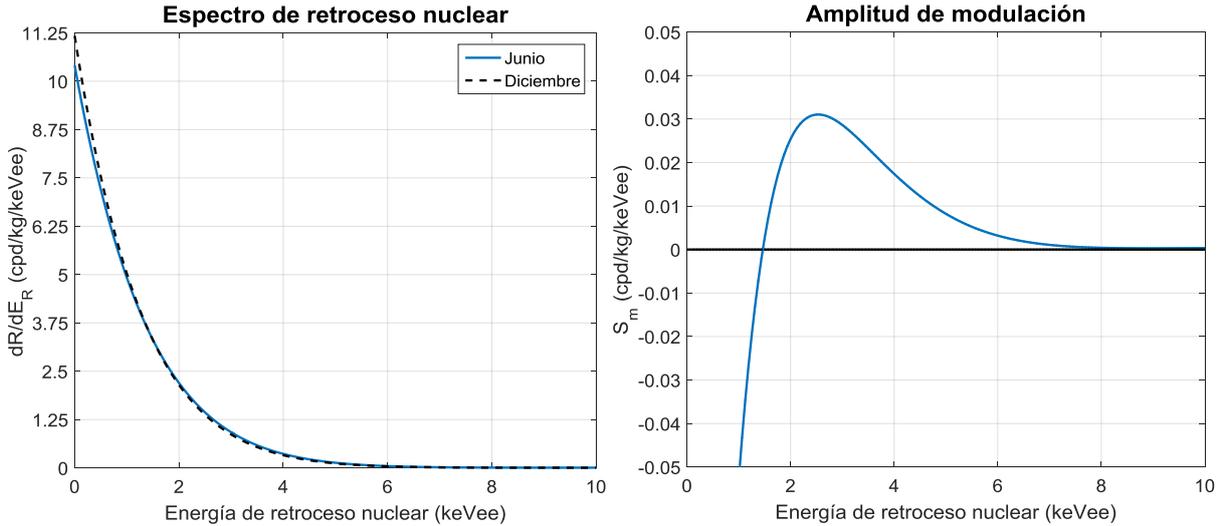


Figura 4.2. *Izquierda:* Variación estacional del espectro de energía de la colisión elástica WIMP-núcleo para una masa $M = 80$ GeV/ c^2 en NaI, con $\sigma_{SI} = 1.5 \cdot 10^{-5}$ pb, en el máximo de Junio (línea continua) y el mínimo de Diciembre (línea discontinua). *Derecha:* Amplitud de modulación S_m entre el máximo de Junio y el mínimo de Diciembre para la masa de 80 GeV/ c^2 en función de la energía de retroceso con un blanco de NaI.

Una vez establecidas las expresiones que nos permiten calcular la amplitud de modulación S_m para cada masa M de WIMP, realizamos la traducción de la Figura 2.4 en el espacio de parámetros (σ, M) con el límite de detección L_D al 90% C.L. (cuando L_C es al 90% C.L.) calculado para ANAIS tras 5 años de medida (Figura 4.3).

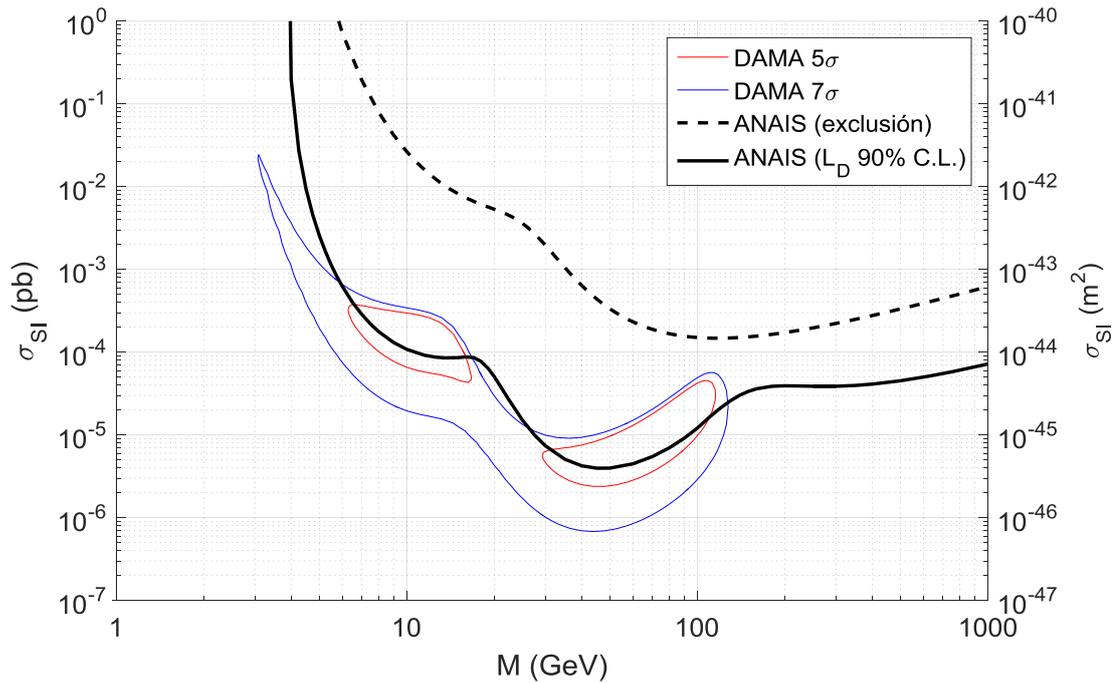


Figura 4.3. Límite de detección L_D al 90% C.L. (cuando L_C es al 90% C.L.) de ANAIS tras 5 años de medida (línea negra continua) y región de DAMA a 5σ (línea roja) y a 7σ (línea azul). También se muestra el diagrama de exclusión para la sección eficaz independiente del espín WIMP-nucleón del experimento ANAIS en la ventana $[2,6]$ keV_{ee} (línea negra discontinua).

En vista de la Figura 4.3, observamos que ANAIS es sensible a la señal observada por DAMA. En 5 años, ANAIS puede detectar la práctica totalidad de la señal de DAMA en la región a 5σ . Es poco probable que la señal de modulación anual medida por DAMA desde 1998 en el intervalo $[2,6]$ keV_{ee} pase inadvertida al experimento ANAIS.

5. Conclusiones

El experimento ANAIS persigue la detección directa de la materia oscura atendiendo a la modulación anual del ritmo de interacción esperado debido al movimiento de la Tierra en torno al Sol. ANAIS utiliza cristales centelleantes de NaI(Tl) ultrapuros, el mismo blanco que DAMA/LIBRA. Esta búsqueda está motivada por la presencia de modulación en los datos del experimento DAMA/LIBRA con una alta significancia estadística.

Hemos analizado dos escenarios de fondo realistas con las medidas actuales de ANAIS: uno constante en el tiempo ($3.77 \text{ cpd/kg/keV}_{ee}$ entre 2 y 6 keV_{ee}) y otro linealmente decreciente con el tiempo porque la colaboración ANAIS ha identificado una contaminación interna en los detectores que probablemente se deba a la presencia de ^{210}Pb y probablemente de ^3H . En ambos casos hemos deducido los límites crítico (L_C) y de detección (L_D) de una señal de modulación anual y probado que la observada por DAMA/LIBRA ($0.0112 \pm 0.0012 \text{ cpd/kg/keV}_{ee}$ entre 2 y 6 keV_{ee}) es detectable por ANAIS con una exposición de 112.5 kg durante 5 años.

Desde el punto de vista del ritmo de interacción registrado en los detectores, el experimento ANAIS no explora la región de la señal observada por DAMA porque el fondo de DAMA entre 2 y 6 keV_{ee} es mejor, del orden de $1 \text{ cpd/kg/keV}_{ee}$. Al tratarse de un experimento con un fondo de muchos sucesos, la curva de exclusión está delimitada por el ritmo detectado y no mejorará al ampliar el tiempo de medida.

Por último, hemos interpretado para las interacciones independientes del espín las perspectivas de ANAIS atendiendo a la modulación anual del ritmo de interacción. Tras 5 años de medida ANAIS puede detectar la práctica totalidad de la señal de DAMA en la región a 5σ .

Existen algunas opciones de mejora con las que se podría explorar todavía mejor la región de DAMA. Las más inmediatas son aumentar la masa o reducir el fondo. Otra posibilidad sería reducir el umbral de energía por debajo de 2 keV_{ee} ; sin embargo, habría que medir con precisión el factor F de selección de sucesos, tener presente que por debajo de 2 keV_{ee} el fondo crece rápidamente y que la comparación con el intervalo [2,6] keV_{ee} dependería del modelo de materia oscura.

Bibliografía

- ¹ BATEMAN, J.; MCHARDY, I. et al. *On the Existence of Low-Mass Dark Matter and its Direct Detection* [online]. Scientific Reports. January 2015. [viewed 9 April 2016]. DOI:10.1038/srep08058. Available from: <http://www.nature.com/articles/srep08058>
- ² ARXIV.ORG. *Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters* [online]. Edited by Planck Collaboration: P. A. R. ADE, N. AGHANIM et al. [viewed 9 April 2016]. Available from: <http://arxiv.org/pdf/1502.01589v2.pdf>
- ³ PETER, A.; GLUSCEVIC, V. et al. WIMP physics with ensembles of direct-detection experiments. *Physics of the Dark Universe*, 2014, (5-6), 45-74.
- ⁴ MARRODÁN, T.; RAUCH, L. Dark matter direct-detection experiments. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 2016, **43**(013001), 1-60.
- ⁵ SMITH, P. F.; LEWIN, J. D. Dark matter detection. *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 1990, **187**(5), 203-280.
- ⁶ BERNABEL, R. et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. *Eur. Phys. J. C*, 2008, **56**, 333-355.
- ⁷ BERNABEL, R. et al. Final model independent result of DAMA/LIBRA-phase 1. *Eur. Phys. J. C*, 2013, **73**(2648), 1-11.
- ⁸ ARXIV.ORG. *Status of the ANAIS Dark Matter Project at the Canfranc Underground Laboratory* [online]. ANAIS Collaboration: J. AMARÉ, S. CEBRIÁN et al. August 2015 [viewed 12 April 2016]. Available from: <http://arxiv.org/pdf/1508.07213v1.pdf>
- ⁹ ARXIV.ORG. *Status of the ANAIS Dark Matter Project at the Canfranc Underground Laboratory* [online]. ANAIS Collaboration: J. AMARÉ, S. CEBRIÁN et al. December 2015 [viewed 12 April 2016]. Available from: <http://arxiv.org/pdf/1512.04239v1.pdf>
- ¹⁰ Counting Statistics and Error Prediction. In: KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. 3rd ed. Michigan: John Wiley & Sons Inc., 2000, pp. 94-96. ISBN: 978-0-471-07338-3.
- ¹¹ CASE, M.; EINERSON, J. *Appendix B - Statistical Methods used in the Idaho National Engineering and Environmental Laboratory Annual Site Environmental Report* [online]. October 2004. [viewed 12 April 2016]. DOE/ID-12082(03). ISSN: 1089-5469. STOLLER-ESER-74. Available from: <http://www.gsseser.com/Annuals/2003/AppendixB.pdf>
- ¹² Least-Squares Fit to a Straight Line. In: P. R. BEVINGTON, D. K. ROBINSON. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. New York: McGraw-Hill, 2003, pp. 98-115. ISBN: 0-07-247227-8.

- ¹³ Least-Squares Fit to a Polynomial. In: P. R. BEVINGTON, D. K. ROBINSON. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. New York: McGraw-Hill, 2003, pp. 116-141. ISBN: 0-07-247227-8.
- ¹⁴ LEWIN, J. D.; SMITH, P. F. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astroparticle Physics*, 1996, **6**(1), 87-112.
- ¹⁵ PARTICLE DATA GROUP. *Dark Matter* [online]. February 2016 [viewed 14 April 2016]. Available from: <http://pdg.lbl.gov/2015/reviews/rpp2015-rev-dark-matter.pdf>
- ¹⁶ SAVAGE, C.; GELMINI, G.; GONDOLO, P.; FREESE, K. Compatibility of DAMA/LIBRA dark matter detection with other searches. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2009, **2009**(10), 1-46.
- ¹⁷ DMTOOLS. DARK MATTER LIMIT PLOT GENERATOR [online]. Edited by: A. DESAI; A. MOSKOWITZ. [viewed 14 April 2016]. Available from: <http://dmtools.brown.edu:8080/limits>
- ¹⁸ BERNABEL, R.; BELLI, P. Annual modulation signature with large mass highly radiopure NaI(Tl). In: BERTONE, G. *Particle Dark Matter. Observations, Models and Searches*. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2013, pp. 370-382. ISBN: 978-0-511-77073-9.
- ¹⁹ ARXIV.ORG. *The RAVE Survey: Constraining the Local Galactic Escape Speed* [online]. Edited by M. C. SMITH et al. May 2007 [viewed 19 April 2016]. Available from: <http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0611671v2.pdf>