

## Capítulo 7

# Perspectivas del experimento ANAIS

En este último capítulo se presentan las perspectivas del experimento ANAIS para la detección directa de materia oscura mediante un análisis convencional basado en el ritmo anual promedio de interacción esperado y otro basado en la búsqueda de la modulación anual en dicho ritmo. En primer lugar se realizará una revisión de los puntos más relevantes del cálculo del ritmo de interacción esperado en el detector (7.1.1) y de la obtención de diagramas de exclusión (7.1.2). A continuación se introducirá en las expresiones el movimiento de la Tierra en torno al Sol, lo que permitirá realizar un análisis de la modulación en la señal de materia oscura y aplicar un procedimiento para estimar la sensibilidad de un experimento a dicha modulación (7.1.3). Este método permite valorar las perspectivas de ANAIS de cara a corroborar la evidencia de DAMA en función de las prestaciones finales del experimento. En el análisis presentado en este capítulo se ha supuesto que los valores estimados para su umbral y su fondo en capítulos anteriores se obtendrán en el experimento final (7.2).

Finalmente se revisará brevemente la influencia del modelo utilizado para el halo oscuro en estas estimaciones (sección 7.3) y se presentarán los resultados para dos modelos diferentes del utilizado en secciones anteriores (esfera isotérmica): uno triaxial y anisótropo (7.3.1) y otro que tiene en cuenta la presencia de una corriente de materia oscura, como puede ser la corriente de marea de la galaxia enana de SagDEG (7.3.2). Este último estudio es el resultado de una estancia de investigación de tres meses con los miembros de la colaboración DAMA.

## 7.1. Estudio de la señal de materia oscura

### 7.1.1. Expresión del ritmo teórico esperado en un detector

En el capítulo 1 expusimos un conjunto de datos observacionales que apuntan a la existencia de un halo de materia oscura en torno a nuestra galaxia, consistente en partículas (WIMPs) que se distribuyen en el espacio de fases siguiendo una determinada función y que poseen acoplamientos débiles pero no nulos con la materia ordinaria, por tanto pueden interaccionar con los núcleos de un detector situado en la Tierra [247, 248]. La mayoría de los experimentos de detección directa estudian dispersiones elásticas de los WIMPs con los núcleos de un detector. Las velocidades de los WIMPs son del orden de varios cientos de  $km/s$ , por tanto podemos considerar que se trata de partículas no relativistas, lo cual permite algunas simplificaciones en los cálculos. Los ritmos de interacción dependen del modelo de WIMP y del modelo astrofísico (distribución de velocidades de las partículas de materia oscura y su densidad local), y se ven afectados por las incertidumbres en algunos de los parámetros y nuestro desconocimiento de otros (como la masa o la sección eficaz del WIMP).

El ritmo de interacción de un WIMP en el detector es directamente proporcional al número de núcleos blanco  $N_T = M_{det}/m_N$  (siendo  $M_{det}$  la masa del detector y  $m_N$  la masa nuclear), al número de WIMPs por unidad de volumen  $n_W = \rho_W/m_W$  (donde  $\rho_W$  es la densidad de WIMPs en el halo en la posición de la Tierra y  $m_W$  la masa del WIMP), a su velocidad relativa respecto al detector  $v$  y a la sección eficaz del proceso  $\sigma$ , que, en general, depende de la energía de la partícula incidente y del momento transferido. Por tanto, considerando la distribución de velocidades de los WIMPs en el sistema de referencia en reposo respecto del detector,  $f(v)$ , podemos expresar el ritmo diferencial de interacción como:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_W}{m_W} \frac{M_{det}}{m_N} \int_{v_{min}}^{v_{max}} v f(v) \frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) dv^3 \quad (7.1)$$

$E_R$  es la energía de retroceso que ha transferido al núcleo blanco un WIMP incidente de velocidad  $v$ , que depende del ángulo de dispersión en el sistema centro de masas  $\varphi$ :

$$E_R = \frac{\frac{1}{2} m_W v^2 r (1 - \cos \varphi)}{2} \quad (7.2)$$

donde  $r = \frac{4m_W m_N}{(m_W + m_N)^2}$  es un factor cinemático. Por tanto un WIMP que incide en el detector con velocidad  $v$  puede depositar una energía máxima  $E_R^{max} = \frac{1}{2} m_W v^2 r$ . Debido a que el detector tiene un umbral energético, no todo el espacio de fases de la distribución de WIMPs es accesible.

La mínima velocidad que ha de tener una partícula para producir un retroceso de energía  $E_R$  viene dada por  $v_{min}(E_R) = \sqrt{\frac{2E_R}{m_W}}$ . Esta velocidad determina la fracción de WIMPs capaces de producir retrocesos de  $E \geq E_R$  y afecta a los ritmos de interacción correspondientes. Por ejemplo, si consideramos  $m_W = 50 \text{ GeV}$ , la velocidad mínima de los WIMPs capaces de interactuar con un detector de NaI con umbral de  $2 \text{ keVee}$  es de  $309 \text{ km/s}$  para el I y  $169 \text{ km/s}$  para el Na<sup>1</sup>. Por lo que respecta a la velocidad máxima, ésta corresponde a la velocidad de escape de la galaxia ( $v_{esc}$ ) que está sujeta a fuertes incertidumbres. Normalmente se utiliza la estimación  $v_{esc} = (650 \pm 100) \text{ km/s}$ , aunque Leonard y Tremaine [249] encuentran  $450 \text{ km/s} < v_{esc} < 650 \text{ km/s}$ . En la figura 7.1 se ha representado la velocidad mínima en función de la masa del WIMP para un detector de NaI con umbral de  $2 \text{ keVee}$ . Las dos líneas de puntos definen el rango  $450 \text{ km/s} < v_{esc} < 750 \text{ km/s}$  en el sistema de referencia del halo, que corresponde a un rango en la Tierra de  $675 \text{ km/s} < v_{esc} < 975 \text{ km/s}$ . Observamos que las masas inferiores a  $\sim 10 \text{ GeV}$  son sólo detectables con núcleos ligeros como el Na, y para masas inferiores a  $3 \text{ GeV}$  sería necesario utilizar un núcleo aún más ligero.

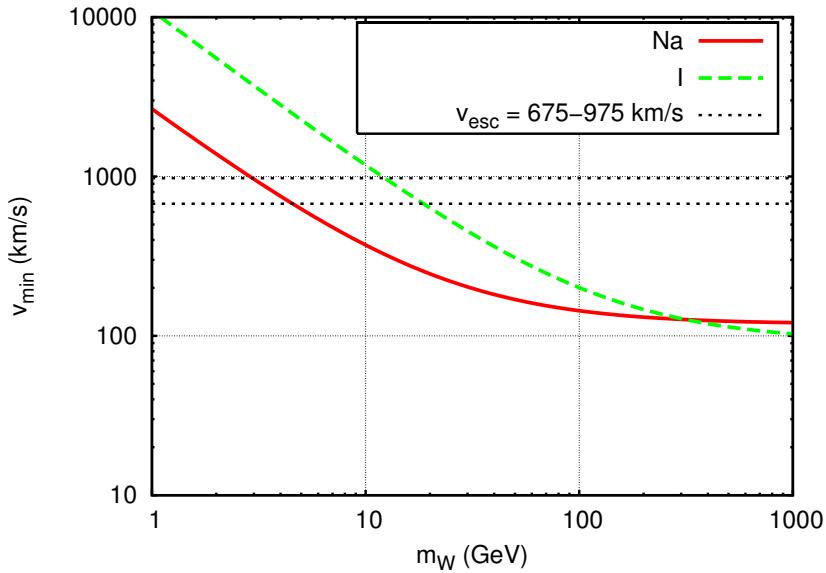


Figura 7.1: Velocidad mínima de un WIMP capaz de producir un retroceso nuclear detectable en sodio y iodo con umbral de  $2 \text{ keVee}$  (energía equivalente de electrón).

<sup>1</sup>Considerando un factor de quenching de 0,09 para el I y 0,30 para el Na, una energía equivalente de electrón de  $2 \text{ keV}$  corresponde a energías mínimas de retroceso de  $22,2 \text{ keV}$  y  $6,7 \text{ keV}$ , respectivamente.

En la ecuación del ritmo diferencial  $\rho_W$  aparece como un factor multiplicativo, por tanto podemos introducir la incertidumbre en la determinación de este parámetro mediante un factor de escala  $\xi = \rho_W / \rho_{0,3}$ , donde  $\rho_{0,3} = 0,3 \text{ GeV/cm}^3$  es la densidad local de materia oscura tomada como referencia.

La sección eficaz diferencial para la interacción WIMP-núcleo  $\frac{d\sigma}{dE_R}$  depende de la velocidad de la partícula  $v$  y del momento transferido  $q = \sqrt{2m_N E_R}$ , y podemos expresarla como el producto de la sección eficaz puntual por un factor de forma debido al tamaño finito del núcleo:

$$\frac{d\sigma}{dE_R}(v, E_R) = \frac{d\sigma}{dE_R}(v, 0) F^2(E_R) \quad (7.3)$$

Además, si consideramos que la dispersión es isótropa en el centro de masas, para cada  $v$  el ritmo diferencial se distribuye uniformemente entre  $E = 0$  y  $E = E_R^{max}$  [247] y por tanto podemos escribir:

$$\frac{d\sigma}{dE_R}(v, 0) = \frac{\sigma^0}{E_R^{max}} \quad (7.4)$$

donde  $\sigma^0$  es la sección eficaz total para transferencia de momento nulo:

$$\sigma^0 = \int_0^{E_R^{max}} \frac{d\sigma}{dE_R}(q = 0) dE_R \quad (7.5)$$

Finalmente, sustituyendo el valor de  $r$  podemos expresar el ritmo diferencial de la siguiente manera:

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\xi \rho_{0,3} M_{det}}{2m_W m_{WN}^2} \Sigma(E_R) T(v_{min}) \quad (7.6)$$

donde  $m_{WN}$  es la masa reducida del sistema WIMP-núcleo. De esta forma hemos separado por un lado la dependencia del ritmo con el modelo del halo galáctico dentro de la expresión:

$$T(v_{min}) = \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{f(v)}{v} dv^3 \quad (7.7)$$

y por otro la dependencia con el tipo de interacción WIMP-núcleo:

$$\Sigma(E_R) = \sigma^0 F^2(E_R) \quad (7.8)$$

Vamos a estudiar cada uno de estos factores por separado.

### Interacción WIMP-núcleo

Dado un modelo para el WIMP, la sección eficaz de la dispersión elástica de los WIMPs con los núcleos se calcula en tres pasos. En primer lugar se considera la interacción de los WIMPs

con los quarks y gluones que componen los nucleones, donde entran en juego las constantes de acople y las masas de las partículas portadoras de la fuerza, que dependen de parámetros del modelo utilizado, por ejemplo el supersimétrico que comentaremos más adelante. En segundo lugar se calcula la interacción con los nucleones. Finalmente se calcula la interacción con el núcleo mediante un determinado modelo nuclear y en función del momento total transferido. Este paso introduce una pérdida de coherencia para momentos transferidos grandes comparados con  $\frac{1}{R}$ , siendo  $R$  el radio nuclear.

En el análisis que aquí se expone nos vamos a centrar en las expresiones para el neutralino ( $\chi$ ) en el MSSM, siguiendo la revisión presentada en [13]. En este caso se consideran dos contribuciones para la sección eficaz: una escalar o independiente del espín (SI), en la cual el WIMP se acopla al núcleo como un todo y las contribuciones de los nucleones se suman coherentemente<sup>2</sup>, y otra axial o dependiente del espín (SD), en la que el WIMP se acopla al espín del núcleo. Por tanto se puede expresar la sección eficaz diferencial como:

$$\frac{d\sigma}{dE_R} = \left( \frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SI} + \left( \frac{d\sigma}{dE_R} \right)_{SD} = \frac{1}{E_R^{max}} \Sigma(E_R) \quad (7.9)$$

donde

$$\Sigma(E_R) = \sigma_{SI}^0 F_{SI}^2 + \sigma_{SD}^0 F_{SD}^2 \quad (7.10)$$

En el caso de utilizar NaI como blanco, tanto el  $^{23}Na$  como el  $^{127}I$  tienen espín nuclear no nulo y son el 100 % del contenido isotópico, por tanto es preciso considerar ambos tipos de interacción, aunque en la mayoría de los modelos resulta dominante la interacción SI. A continuación vamos a estudiar separadamente los dos casos:

- Interacción independiente del espín.

Cuando la interacción es coherente, para transferencias de momento lo suficientemente pequeñas las amplitudes de dispersión para protones y neutrones se suman en fase, dando lugar a una sección eficaz que puede expresarse como [13]:

$$\sigma_{SI}^0 = \frac{4m_{WN}^2 G_F^2}{\pi} (Zg_p + (A-Z)g_n)^2 \quad (7.11)$$

donde  $A$  es el número másico del núcleo,  $Z$  el número atómico,  $G_F$  es la constante de acople de Fermi y  $g_{p,n}$  son las constantes de acople efectivas WIMP-protón y WIMP-neutrón, que son parámetros dependientes del modelo de neutralino. Una simplificación

---

<sup>2</sup>El neutralino es un fermión de Majorana, por tanto la interacción vectorial, que también daría lugar a una interacción coherente, es nula.

usual para comparar los resultados de experimentos que hacen uso de diferentes núcleos blanco es considerar que  $g_p \approx g_n$  y definir la sección eficaz puntual por nucleón  $\sigma_{SI}$ <sup>3</sup> como:

$$\sigma_{SI} = \frac{4m_{Wn}^2 G_F^2}{\pi} g_n^2 \quad (7.12)$$

donde  $m_{Wn}$  es la masa reducida del sistema WIMP-nucleón. Algunos autores (por ejemplo Giuliani *et al.* [250]) han considerado la posibilidad de relajar la condición  $g_p \approx g_n$ , y han explorado el plano  $(g_p, g_n)$  para diversos experimentos.

El factor de forma  $F^2$  se calcula como la transformada de Fourier de la función de densidad de masa nuclear. Normalmente se usa la aproximación de Helm, que tiene la ventaja de producir una expresión analítica para  $F^2$  a partir de la siguiente distribución de densidad:

$$\rho(r) = \int d^3r' d_0(r') e^{-\frac{1}{2}(\frac{r-r'}{s})^2} \quad (7.13)$$

donde  $s$  es un parámetro relacionado con el espesor de la superficie nuclear que suele tomarse  $s \approx 1 \text{ fm}$  y es prácticamente independiente del núcleo considerado,  $d_0(r)$  es un parámetro que corresponde a la densidad del núcleo si su masa total se distribuyera en una esfera de radio  $b$  de forma homogénea, con  $b = \sqrt{R^2 - 5s^2}$  y el radio nuclear se suele aproximar como  $R \approx 1,2A^{\frac{1}{3}} \text{ fm}$ .

El factor de forma SI resultante es:

$$F_{SI}(q) = \frac{3j_1(qb)}{qb} e^{-\frac{s^2 q^2}{2}} \quad (7.14)$$

donde  $j_1$  es la función esférica de Bessel de primer orden.

- Interacción dependiente del espín.

Este caso es bastante más complejo que el anterior, ya que ahora los grados de libertad supersimétricos y nucleares no se desacoplan y no es posible obtener expresiones generales para la sección eficaz puntual y el factor de forma [251]. Siguiendo la referencia [13], se puede expresar la sección eficaz puntual como:

$$\sigma_{SD}^0 = \frac{32}{\pi} m_{WN}^2 G_F^2 \Lambda^2 J(J+1) \quad (7.15)$$

donde  $J$  es el espín del núcleo y  $\Lambda$  es un factor de espín definido por:

$$\Lambda = \frac{1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle] \quad (7.16)$$

---

<sup>3</sup>Normalmente se prescinde del superíndice  $n$ , pero no debemos olvidar que se refiere a la sección eficaz puntual por nucleón.

siendo  $\langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S_{p,n} | N \rangle$  el valor medio de la tercera componente de espín de los protones y los neutrones en el núcleo y  $a_p, a_n$  los acoplamientos efectivos WIMP-protón y WIMP-neutrón para interacción SD y que son parámetros dependientes del modelo considerado para el WIMP y del modelo nuclear. Para ciertos núcleos existen cálculos detallados de  $\langle S_{p,n} \rangle$  (ver por ejemplo [252]). Cuando para un determinado núcleo no existe un cálculo más preciso, se suele hacer uso de las estimaciones del modelo del grupo impar [253].

Introduciendo la siguiente nomenclatura [146]:

$$\bar{a}^2 = a_p^2 + a_n^2 \quad \cos\theta = \frac{a_p}{\bar{a}} \quad \sin\theta = \frac{a_n}{\bar{a}} \quad (7.17)$$

podemos definir una sección eficaz SD por nucleón (promedio):

$$\sigma_{SD} = \frac{32}{\pi} \frac{3}{4} m_{Wn}^2 G_F^2 \bar{a}^2 \quad (7.18)$$

y entonces podemos escribir las secciones eficaces asociadas a la interacción del WIMP con el protón y el neutrón como:

$$\begin{aligned} \sigma_{SD}^p &= \sigma_{SD} \cos^2\theta \\ \sigma_{SD}^n &= \sigma_{SD} \sin^2\theta \end{aligned} \quad (7.19)$$

por tanto:

$$\sigma_{SD}^0 = \frac{m_{WN}^2}{m_{Wn}^2} \sigma_{SD} \frac{4}{3} \frac{(J+1)}{J} [\langle S_p \rangle \cos\theta + \langle S_n \rangle \sin\theta]^2 \quad (7.20)$$

De esta forma los parámetros  $a_p$  y  $a_n$  han quedado englobados en una sección eficaz por nucleón  $\sigma_{SD}$  y un ángulo de mezcla  $\theta$ .

El factor de forma nuclear para la interacción SD del neutralino en el MSSM puede escribirse como [13]:

$$F_{SD}^2(E_R) = \frac{S(q)}{S(0)} \quad (7.21)$$

donde

$$S(q) = a_0^2 S_{00}(q) + a_1^2 S_{11}(q) + a_0 a_1 S_{01}(q) \quad (7.22)$$

siendo  $a_0 = a_p + a_n$ ,  $a_1 = a_p - a_n$  las proyecciones isoescalar e isovectorial, respectivamente, de los acoplamientos neutralino-protón y neutralino-neutrón.

Los parámetros  $S_{ij}(q)$  deben ser calculados para cada núcleo y dependen del modelo nuclear considerado. Para algunos núcleos existen parametrizaciones en función de  $y = (\frac{1}{2}qd)^2$  (siendo  $d \approx A^{\frac{1}{6}} \text{ fm}$ ) de la forma:

$$S_{ij} = e^{-2y} \sum_k C_k y^k \quad (7.23)$$

En nuestros cálculos hemos hecho uso de los valores recogidos en [252] para  $\langle S_{p,n} \rangle$  y para los coeficientes  $C_k$  (obtenidos mediante el modelo nuclear de capas con los potenciales de Bonn A y Nijmegen II para  $^{127}I$  y  $^{23}Na$ ).

Finalmente el ritmo de interacción resulta proporcional a:

$$\Sigma(E_R) = \frac{m_{WN}^2}{m_{Wn}^2} \left\{ A^2 \sigma_{SI} F_{SI}^2(E_R) + \frac{4}{3} \frac{(J+1)}{J} \sigma_{SD} [\langle S_p \rangle \cos \theta + \langle S_n \rangle \sin \theta]^2 F_{SD}^2 \right\} \quad (7.24)$$

Normalmente se considera que  $\sigma_{SI} \gg \sigma_{SD}$ , o bien escenarios en los que la interacción *SI* está fuertemente suprimida, y se trabaja con las dos contribuciones por separado.

### Modelo de halo

La información más valiosa de que disponemos para modelar el halo galáctico proviene de la curva de rotación de nuestra galaxia [148]. La velocidad de rotación se relaciona con la distribución de masa (aceptando la mecánica Newtoniana) según:

$$v_{rot}^2(r) = \frac{GM(r)}{r} \quad (7.25)$$

Las medidas experimentales proporcionan un valor constante de  $v_{rot}$  a partir de un cierto radio  $r < R_0$  (ver figura 1.1), siendo  $R_0$  la posición de la Tierra respecto al centro galáctico,  $R_0 \approx 8,5 \text{ kpc}$ . En lo que sigue denotaremos  $v_0 = v_{rot}(R_0)$ . La interpretación más simple de las curvas de rotación planas observadas no sólo en nuestra galaxia sino en la mayoría de las galaxias espirales, es suponer una distribución de materia oscura esférica e isótropa con una densidad  $\rho(r) \propto r^{-2}$ , que se extiende mucho más allá del radio visible de la galaxia. Si suponemos que las partículas que constituyen el halo, a pesar de no colisionar prácticamente entre sí, se han termalizado mediante un proceso de relajación violenta [254], el resultado es una distribución en equilibrio hidrostático que sigue la distribución de Maxwell:

$$f(\vec{v}_{gal}) d^3 \vec{v}_{gal} = \frac{1}{v_0^3 \pi^{3/2}} e^{-\frac{|\vec{v}_{gal}|^2}{v_0^2}} d^3 \vec{v}_{gal} \quad (7.26)$$

donde  $\vec{v}_{gal}$  es la velocidad de los WIMPs en el sistema de referencia galáctico. Hay que introducir una pequeña corrección para tener en cuenta que la distribución está truncada a la velocidad de escape de la galaxia  $v_{esc}$ . En este caso la dispersión de velocidad, que denotaremos como  $\sigma$  (ver apéndice A), es isótropa y se puede expresar en función de  $v_0$  como  $\sigma = \sqrt{\frac{3}{2}} v_0$ . Esta distribución, conocida como *esfera isotérmica*, se ha adoptado mayoritariamente como modelo estándar para el halo, debido a que es sencilla y da lugar a expresiones analíticas en el cálculo

del ritmo de interacción. Pero esto no significa que sea el mejor modelo, ya que ni siquiera tiene sentido físico, puesto que la densidad diverge hacia el interior y la masa galáctica total es infinita. Diversas simulaciones *N-body* producen halos triaxiales [255] y con dispersión anisótropa [256], y los resultados más recientes producen halos que contienen subestructura [257, 258]. Podemos concluir que la esfera isotérmica representa un buen modelo para comparar resultados obtenidos por diferentes experimentos, pero debe ser considerado con precaución a la hora de establecer límites y comparar los resultados con las predicciones teóricas de los modelos supersimétricos. Por ejemplo, en [148] se ha realizado un extenso estudio de la señal positiva de modulación del experimento DAMA/NaI considerando un amplio rango de modelos de halo y teniendo en cuenta las incertidumbres en los parámetros utilizados, tanto astrofísicos ( $v_0, \rho_W$ ) como de los modelos nucleares y de física de partículas, encontrando que la región permitida en el espacio de parámetros de los WIMPs ( $m_W, \sigma$ ) se amplía apreciablemente. En la última sección de este capítulo se comentarán brevemente otros modelos de halo que han sido estudiados por diversos autores y se presentarán algunos resultados considerando un modelo de halo triaxial e isotropo, así como un análisis teniendo en cuenta la posible presencia de subestructura en el halo, en concreto una corriente de materia oscura asociada a la corriente de marea de la galaxia vecina de Sagitario.

Volviendo al modelo de la esfera isotérmica, en el cálculo del ritmo de interacción interviene la distribución de velocidades de los WIMPs pero en el sistema de referencia del detector. Para obtenerla es preciso realizar una transformación de Galileo  $\vec{v} = \vec{v}_{gal} - \vec{v}_\odot$ , siendo  $\vec{v}_\odot$  la velocidad del Sol en el sistema de referencia galáctico. En una primera aproximación no vamos a considerar el movimiento de traslación de la Tierra en torno al Sol, ya que este efecto es una pequeña corrección que introduciremos en la siguiente sección cuando hablemos de la modulación anual. La expresión de  $T(v_{min})$  (ecuación 7.7) puede ser resuelta analíticamente. Mediante la definición de las siguientes variables:

$$x = \frac{v_{min}}{v_0} \quad y = \frac{v_\odot}{v_0} \quad z = \frac{v_{esc}}{v_0} \quad (7.27)$$

podemos expresar el resultado como:

$$T(v_{min}) = \frac{1}{2v_\odot} \begin{cases} \frac{1}{N}(\operatorname{erf}(x+y) - \operatorname{erf}(x-y) - \frac{4}{\sqrt{\pi}}ye^{-z^2}) & z-y \geq x \geq 0 \\ \frac{1}{N}(\operatorname{erf}(z) - \operatorname{erf}(x-y) - \frac{2}{\sqrt{\pi}}(z+y-x)e^{-z^2}) & z+y \geq x \geq z-y \\ 0 & x \geq z+y \end{cases} \quad (7.28)$$

donde  $N = \operatorname{erf}(z) - \frac{2z}{\sqrt{\pi}}e^{-z^2}$  es un factor de normalización.

### Expresión final considerando las características del detector

Combinando los elementos presentados en esta sección, podemos obtener una expresión para el ritmo diferencial de interacción de materia oscura esperado en un detector determinado.

En primer lugar, si el detector está compuesto por varios tipos de núcleo, debemos extender la expresión obtenida a un sumatorio sobre el número de especies en el detector. Podemos expresar la masa del detector como:

$$M_{det} = \frac{1}{mol} \sum_{el} N_T^{el} m_N^{el}$$

donde  $mol$  es la masa molecular,  $N_T^{el}$  el número de núcleos de la especie  $el$  y  $m_N^{el}$  la masa nuclear de dicha especie.

Además, si queremos expresar el ritmo en función de la energía equivalente de electrón  $E$  para poder comparar directamente con el espectro experimental debemos tener en cuenta el factor de quenching de cada una de las especies que componen el detector, definido como  $Q^{el} = E/E_R$ . En este trabajo se ha considerado  $Q^{Na} = 0,30$  y  $Q^I = 0,09$  [141].

Por último debemos tener en cuenta la resolución energética del detector mediante la convolución del espectro teórico con una gaussiana  $G$  cuya anchura parametrizamos en función de la energía como  $FWHM (keV) = 2,35k\sqrt{E (keV)}$ , tal como indicamos en el capítulo 3.

La expresión final para el ritmo diferencial teórico esperado en el detector es:

$$\frac{dR}{dE} = \frac{\xi\rho_{0,3}}{2m_W m_{Wn}^2 mol} \sum_{el} \frac{1}{Q^{el}} N_T^{el} m_N^{el} (\Sigma T * G) \left( \frac{E}{Q^{el}} \right) \quad (7.29)$$

(conviene destacar que se ha cambiado la variable respecto a la ecuación 7.6 y ahora el espectro está en función de la energía equivalente de electrón). A modo de ejemplo en la figura 7.2 se muestran los ritmos obtenidos en un detector de NaI y otro de Ge para diversas masas del WIMP, considerando interacción SI pura con  $\xi\sigma_{SI} = 7,2 \times 10^{-6} pb$  (valor más favorecido por el resultado positivo de DAMA con 4 ciclos anuales de datos, tal como se publicó en [114]). Para la resolución del detector se ha utilizado  $FWHM (keV) = 1,9\sqrt{E (keV)}$  (ver ecuación 3.11).

#### 7.1.2. Diagramas de exclusión

Tal como hemos visto en la sección anterior, el espectro de energías depositadas en la interacción de la materia oscura en el detector corresponde a un continuo que decrece rápidamente al aumentar la energía. La ausencia de picos o rasgos distintivos en el espectro hace muy difícil

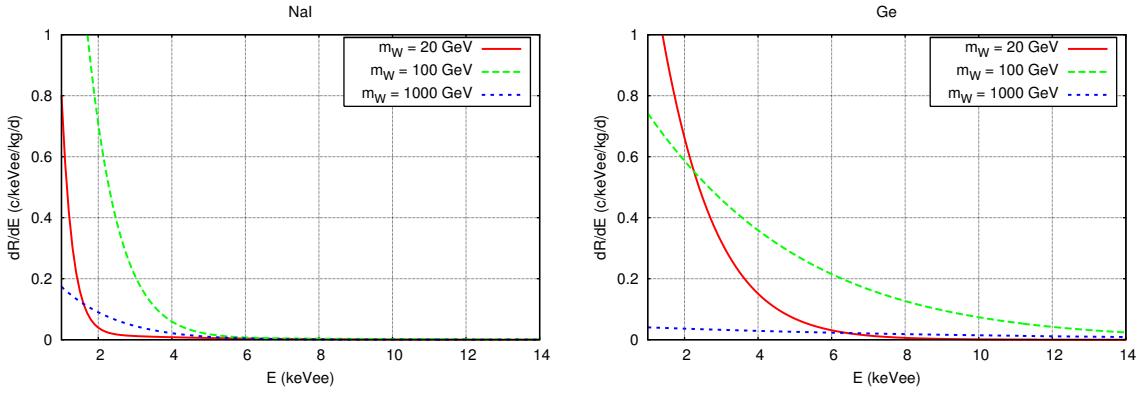


Figura 7.2: Ritmo esperado en un detector de  $\text{NaI}$  ( $Q^{Na} = 0,30$  y  $Q^I = 0,09$ ) y de  $\text{Ge}$  ( $Q^{Ge} = 0,25$ ) para tres valores distintos de la masa del WIMP. Se ha considerado sólo interacción SI con  $\xi\sigma = 7,2 \times 10^{-6} \text{ pb}$ . La resolución del detector se ha parametrizado en ambos casos mediante  $FWHM (\text{keV}) = 1,9\sqrt{E (\text{keV})}$  con objeto de comparar resultados.

la identificación de la presencia de materia oscura en un espectro experimental, ya que siempre hay fondos radioactivos residuales que resultan indistinguibles, por ello estos experimentos dan como resultado general diagramas de exclusión: mediante la comparación del fondo medido con la señal esperada de materia oscura es posible rechazar aquellos candidatos del espacio de parámetros ( $m_W, \sigma$ ) que hubieran producido un ritmo superior al que se ha detectado atribuible a la interacción de WIMPs. Como ya se ha comentado, al ser  $\rho_W$  y  $\sigma$  factores multiplicativos, las curvas se suelen expresar en función de  $\xi\sigma$  y de esta manera se absorbe la incertidumbre en la densidad de WIMPs en el halo. Daremos el resultado con un determinado nivel de confianza (CL) estimando el límite superior correspondiente al número de sucesos detectado al CL deseado.

En la figura 7.3 se muestran las curvas de exclusión que se obtendrían con un detector de NaI para interacción SI para distintos valores de exposición, umbral energético, fondo y resolución. Como comparación se ha representado la región singularizada por DAMA/NaI tras una exposición de  $57986 \text{ kg} \times \text{día}$  tal como fue presentada en [114], compatible con la señal positiva de modulación anual a  $3\sigma$  CL y considerando un halo de materia oscura en forma de esfera isotérmica con  $v_0 = 220 \text{ km/s}$ . Conviene recordar que esta región está truncada en  $m_W = 30 \text{ GeV}$  debido a un límite impuesto artificialmente en el análisis y que en posteriores publicaciones fue relajado [110], obteniéndose una región que se extiende hacia menores masas y mayores valores de  $\xi\sigma_{SI}$ .

Podemos observar que para valores del fondo dentro de lo esperado para el experimento ANAIS (del orden o superiores a  $1 \text{ c/keV/kg/d}$ ) la curva de exclusión aparece muy por encima

de la región de DAMA. En la figura 7.3 a) es llamativo que a partir de  $10 \text{ kg} \times \text{día}$  el aumento de la exposición no mejora apenas el resultado, ya que el nivel de fondo se encuentra muy por encima de la señal esperada. Por tanto resulta evidente que las curvas de exclusión que se deriven en el experimento ANAIS, sin considerar la modulación anual, sólo producirán resultados interesantes en el caso de alcanzar fondos del orden de  $0,1 \text{ c/keV/kg/d}$  (ver 7.3 c), lo cual no parece probable dado el nivel de contaminaciones internas identificadas.

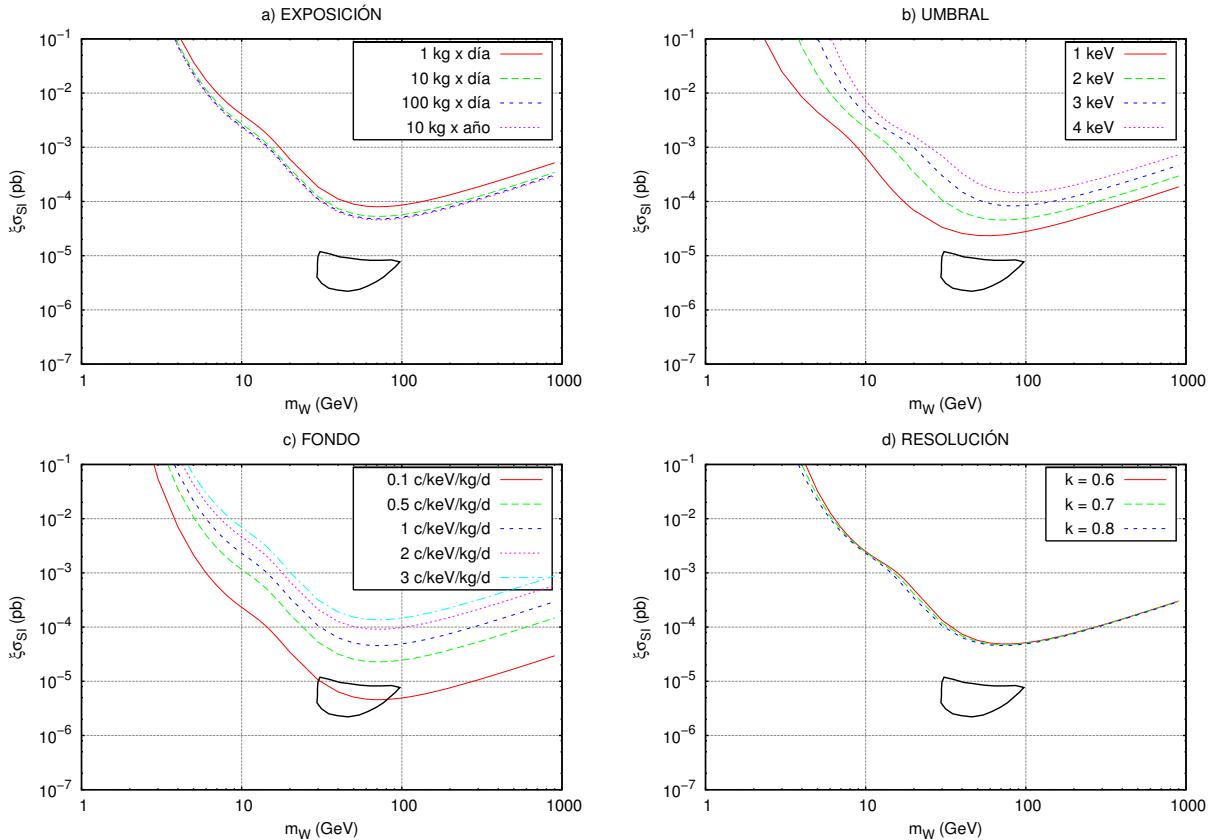


Figura 7.3: Curvas de exclusión al 90% CL estimadas para interacción SI en un detector de NaI variando a) la exposición, b) el umbral, c) el fondo, d) la resolución del experimento. Cuando no se indica nada, se ha considerado un fondo plano de  $1 \text{ c/keV/kg/d}$ , ventana única de energía de 2 a 8 keV,  $k = 0,8$  y  $107 \text{ kg} \times 5 \text{ años}$  de exposición.

En la figura 7.4 se muestran los resultados que se obtendrían con un detector de NaI (ventana energética de 2 – 8 keV, fondo plano de  $1 \text{ c/keV/kg/día}$ , exposición de  $107 \text{ kg} \times 1 \text{ año}$ ) al considerar interacción SD pura, en las hipótesis  $|a_p| \gg |a_n|$ ,  $|a_p| \ll |a_n|$  y  $a_p = a_n$ . En el caso general de interacción mixta  $SI - SD$ , la presencia de un acoplamiento SD con  $\sigma_{SD} \sim 1 \text{ pb}$  hace que la curva de exclusión SI descienda en varios órdenes de magnitud [96].

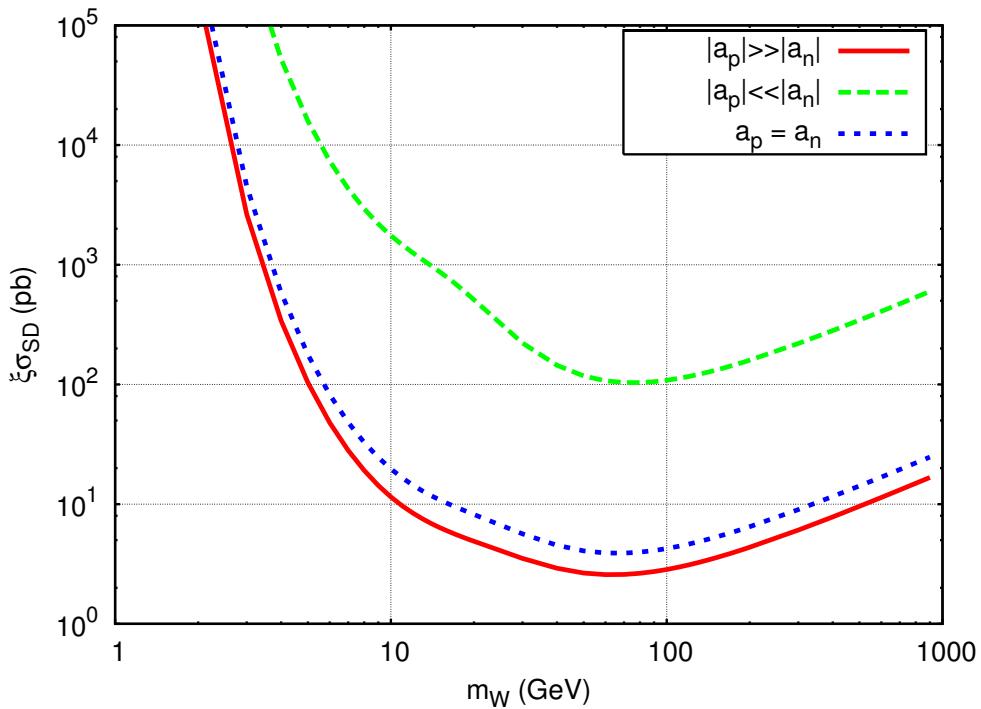


Figura 7.4: Curvas de exclusión estimadas para un detector de NaI, con una exposición de  $107 \text{ kg} \times 1 \text{ año}$  en la región  $2 - 8 \text{ keV}$  considerando un fondo experimental plano de  $1 \text{ c/keV/kg/día}$ ,  $k = 0,8$ , para tres tipos de acoplos SD de los WIMPs a los nucleones.

### 7.1.3. Análisis de la modulación anual de la señal de materia oscura

En las expresiones presentadas hasta ahora se ha considerado el movimiento de los WIMPs respecto al Sol pero no se ha tenido en cuenta el movimiento de la Tierra (y por tanto del detector) en torno al Sol, que es la causa del efecto de modulación anual en el ritmo de interacción. Antes de presentar el análisis de la sensibilidad a la modulación, vamos a proporcionar una formulación adecuada para la velocidad de la Tierra en el sistema de referencia galáctico.

#### Velocidad de la Tierra en el sistema de referencia galáctico

En las expresiones que siguen vamos a utilizar un sistema de referencia galáctico (SRG) con origen en la Tierra, el eje  $X$  apuntando hacia el centro galáctico, el eje  $Y$  en la dirección de

rotación de la galaxia y el eje  $Z$  apuntando hacia el Polo Norte Galáctico<sup>4</sup>. Es habitual expresar la velocidad de la Tierra  $\vec{v}_\oplus$  como suma de tres componentes:

$$\vec{v}_\oplus = \vec{v}_{LSR} + \vec{v}_{pec} + \vec{v}_{\oplus,\odot} \quad (7.30)$$

que representan la velocidad promedio de las estrellas cercanas al Sol en su giro en torno al centro galáctico ( $\vec{v}_{LSR}$ ), la velocidad del Sol respecto al sistema de referencia de las estrellas cercanas ( $\vec{v}_{pec}$ ), y la velocidad de traslación de la Tierra en torno al Sol ( $\vec{v}_{\oplus,\odot}$ ). A continuación comentamos en mayor detalle cada una de ellas:

- Movimiento del *LSR* respecto a la galaxia:  $\vec{v}_{LSR}$

Se conoce como LSR (siglas de *Local Standard of Rest*) al sistema local en reposo formado por las estrellas vecinas al Sol. La velocidad del LSR respecto al SRG viene dada por la velocidad de rotación de la Galaxia en la posición del Sol  $\vec{v}_{LSR} = (0, v_0, 0)$ . Mientras la velocidad de rotación de otras galaxias se puede determinar de manera precisa, las medidas para la Vía Láctea son difíciles de realizar debido a nuestra posición en uno de los brazos espirales. En [259] se lleva a cabo una breve revisión de los últimos datos experimentales: del movimiento de las estrellas cefeidas en el catálogo Hipparcos se obtiene  $v_0 = (218 \pm 18) \text{ km/s}$ , mientras que técnicas de interferometría de base muy larga (VLBI) proporcionan  $v_0 = (241 \pm 17) \text{ km/s}$ . El valor aceptado comúnmente y que se ha convertido en un estándar en el análisis de la señal de materia oscura es  $v_0 = 220 \text{ km/s}$ . Una variación de un 10 % o un 20 % en este valor (permitida por los datos experimentales) afecta de forma importante a los resultados. Por ejemplo, la colaboración DAMA utiliza en su análisis el intervalo  $170 \text{ km/s} \leq v_0 \leq 270 \text{ km/s}$  y observa como al disminuir  $v_0$  la región compatible con la modulación a  $3\sigma$  se desplaza hacia valores superiores de  $m_W$  y  $\sigma_{SI}$ , llegando hasta  $m_W \sim 170 \text{ GeV}$  para el modelo de la esfera isotérmica [144].

- Movimiento peculiar del Sol respecto a las estrellas vecinas:  $\vec{v}_{pec}$

Ésta es la velocidad del Sol respecto al LSR. Los datos más precisos que existen hoy en día son los proporcionados por el catálogo Hipparcos [260]:

$$\vec{v}_{pec} = (10,00 \pm 0,36, 5,25 \pm 0,62, 7,17 \pm 0,38) \text{ km/s} \quad (7.31)$$

Conviene resaltar que se trata de una corrección pequeña ( $|\vec{v}_{pec}| = 13,3 \text{ km/s} \ll v_0$ ).

---

<sup>4</sup>No hay un sistema de referencia estándar. En otros estudios se hace uso de un sistema de referencia levógiro, con el eje X apuntando en la dirección contraria.

- Movimiento de la Tierra en torno al Sol:  $\vec{v}_{\oplus,\odot}$

La Tierra se mueve en torno al Sol siguiendo una órbita casi circular, inclinada aproximadamente  $60^\circ$  respecto al plano galáctico y con una velocidad orbital  $v_{orb} = 29,8 \text{ km/s}$ .

Una buena aproximación es la utilizada por Gelmini y Gondolo en [261] donde, despreciando la excentricidad de la órbita y la no uniformidad del movimiento del Sol en su ascensión recta, obtienen la siguiente expresión:

$$\vec{v}_{\oplus,\odot}(t) = v_{orb}(\hat{e}_1 \sin \lambda(t) - \hat{e}_2 \cos \lambda(t)) \quad (7.32)$$

donde  $\hat{e}_1$  y  $\hat{e}_2$  son los vectores unitarios que apuntan en la dirección del Sol en el equinoccio de primavera y el solsticio de verano, respectivamente, y que en coordenadas galácticas son:

$$\begin{aligned}\hat{e}_1 &= (-0,0670, 0,4927, -0,8676) \\ \hat{e}_2 &= (-0,9931, -0,1170, 0,01032)\end{aligned} \quad (7.33)$$

$\lambda(t) = 2\pi(t - 0,218)$ ,  $t$  es el tiempo expresado en fracción de año (con  $t = 0$  el 1 de enero) y 0,218 es la fracción de año correspondiente al equinoccio de primavera (21 de marzo). En [262] se ha realizado un estudio comparativo de la influencia de la parametrización de la velocidad en el análisis de modulación, y se ha comprobado que la desviación resultante de utilizar la expresión 7.32 frente a otras más precisas (y más complicadas de implementar analíticamente), como la utilizada por Lewin y Smith en [263] es despreciable. En cambio, en [262] también se demuestra que cuando sólo se considera la componente del movimiento terrestre en la dirección  $Y$  y se desprecian las otras componentes se cometan errores apreciables tanto en la determinación de la fase de la modulación como en su módulo.

Finalmente obtenemos la siguiente expresión para la velocidad de la Tierra en el SRG:

$$\vec{v}_{\oplus} = (10, 225, 25, 17) + (-2, 14, 7, -25, 9) \sin \lambda(t) + (29, 6, 3, 49, -0,308) \cos \lambda(t) \quad (7.34)$$

En la figura 7.5 se presenta la variación de  $v_{\oplus} = |\vec{v}_{\oplus}|$  a lo largo del año. Podemos observar como sigue un comportamiento sinusoidal, con periodo de un año y fase (fracción del año en que  $v_{\oplus}$  se hace máxima)  $t_0 = 0,4147$  (1 de junio). La velocidad media es  $227,7 \text{ km/s}$  y la amplitud modulada es  $13,35 \text{ km/s}$ .

### Análisis estadístico de la señal de modulación anual

En el capítulo 2 se realizó una breve introducción del efecto de modulación anual, haciendo hincapié en las características de la señal con objeto de optimizar un experimento destinado a

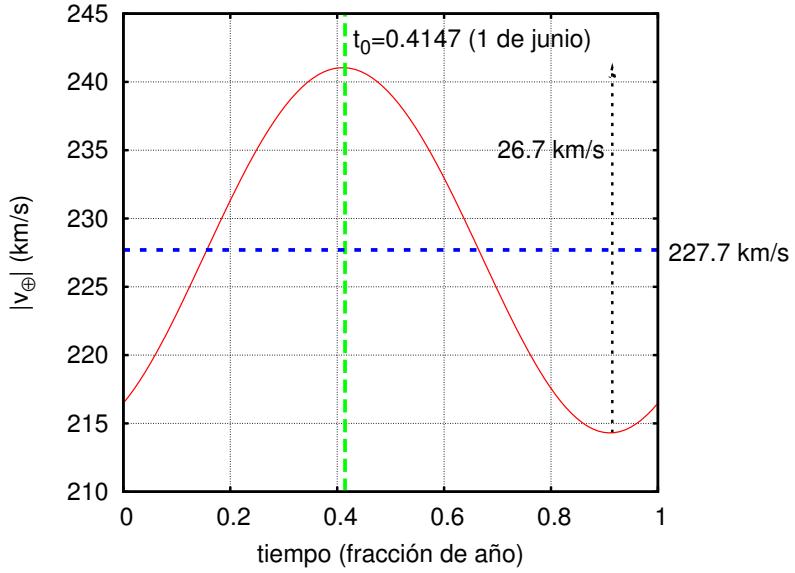


Figura 7.5: Variación del módulo de la velocidad de la Tierra en el SRG a lo largo del año. El máximo se produce en  $t_0 = 0,4147$  (1 de junio).

buscarla. En esta sección vamos a presentar un análisis más detallado, que nos permita realizar una estimación de la región del espacio de parámetros ( $m_W, \sigma$ ) que podemos explorar en función de las características de un experimento concreto, en este caso ANAIS.

Definimos el parámetro adimensional  $\eta(t) = v_{\oplus}(t)/v_0 = \eta_0 + \Delta\eta \cos\omega(t - t_0)$ , que representa el módulo de la velocidad de la Tierra en unidades de  $v_0$ , donde  $\omega = 2\pi/T$ ,  $T = 1$  año y  $t_0 = 0,4147$  es la fase. Dado que  $\Delta\eta \ll \eta_0$  podemos desarrollar en serie de Taylor la expresión del ritmo y aproximar a primer orden, obteniendo [89]:

$$\frac{dR}{dE}(\eta(t)) \approx \frac{dR}{dE}(\eta_0) + \frac{\partial}{\partial\eta} \left( \frac{dR}{dE} \right)_{\eta=\eta_0} \Delta\eta \cos\omega(t - t_0) \quad (7.35)$$

Integrando la anterior ecuación en una ventana de energía  $\Delta E_k$  (en lo que sigue el subíndice  $k$  denotará el intervalo energético), la señal esperada de materia oscura es la suma de un término constante y uno modulado con periodo anual:

$$S_k(t) = S_{0,k} + S_{m,k} \cos\omega(t - t_0) \quad (7.36)$$

donde la amplitud de la modulación puede ser aproximada como [96]:

$$S_{m,k} \approx \frac{S_k(\eta_{max}) - S_k(\eta_{min})}{2} \quad (7.37)$$

Hay que tener presente que las amplitudes  $S_{m,k}$  pueden ser positivas o negativas, dependiendo de la  $m_W$  considerada, el núcleo blanco y el intervalo de energía  $k$ . A modo de ejemplo, en la figura 7.6 se muestran los ritmos esperados en un detector de NaI el 1 de junio y el 30 de noviembre para diversas masas del WIMP e interacción SI con  $\xi\sigma_{SI} = 7,2 \times 10^{-6} pb$ . En particular, podemos observar como para  $m_W$  pequeñas el ritmo por debajo de 5 keV el 1 de junio es superior al del 30 de noviembre mientras que para masas grandes esta relación se invierte. La figura 7.7 muestra las amplitudes de la modulación para las 4 masas del WIMP de la figura 7.6.

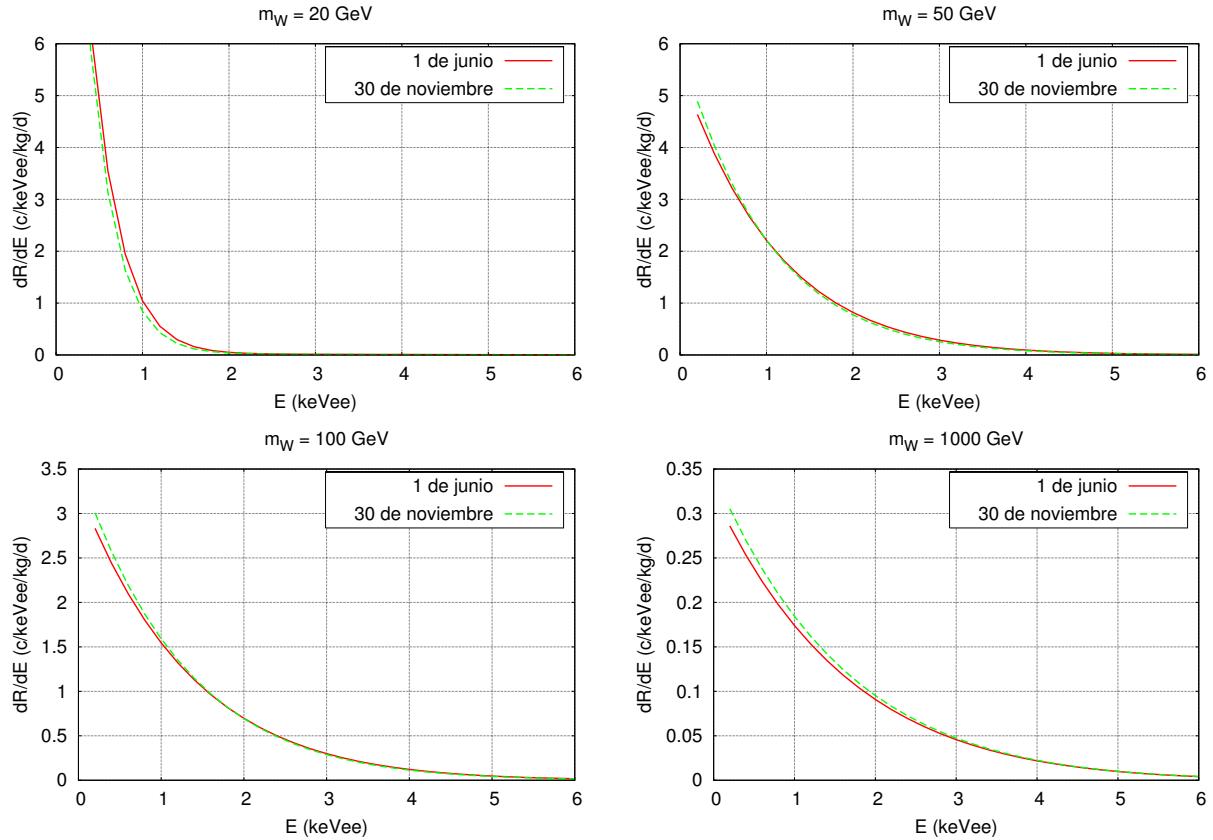


Figura 7.6: Ritmos de interacción en un detector de NaI el 1 de junio y el 30 de noviembre para diferentes masas del WIMP y  $\sigma_{SI} = 7,2 \times 10^{-6} pb$ . Podemos observar que tanto la amplitud de la modulación como su signo varían según la energía y  $m_W$ .

En un experimento real, junto con la eventual señal de materia oscura hay un ritmo de cuentas de fondo  $b_k$ , que puede llegar a ser elevado comparado con  $S_{0,k}$ , por tanto el análisis de la modulación requiere un análisis estadístico para poder extraer una pequeña componente modulada de un gran fondo no modulado, para lo cual existen diversos métodos (ver por ejemplo [182, 264] para una revisión). El primer análisis riguroso del significado estadístico de la modu-

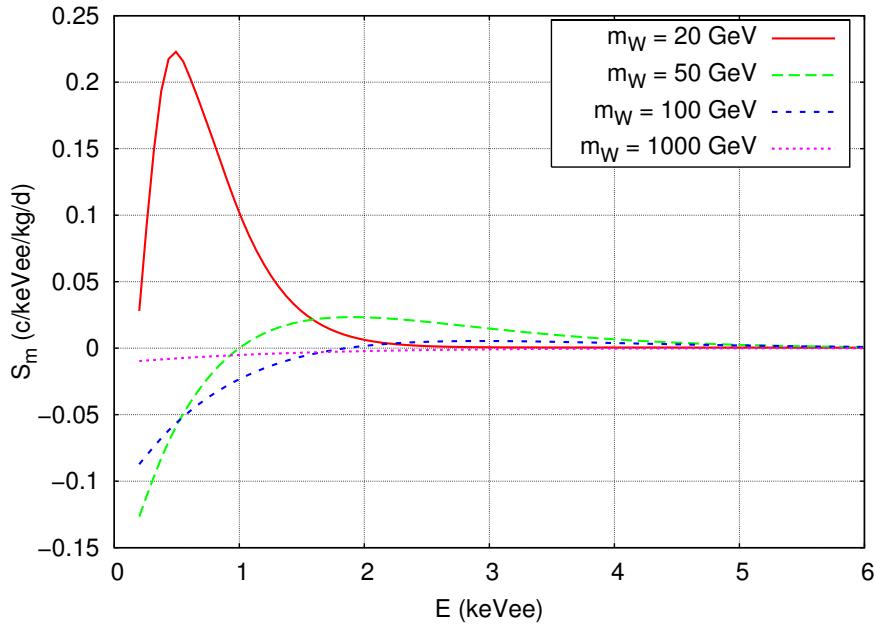


Figura 7.7: Amplitud de la modulación para las 4 masas del WIMP de la figura 7.6 y la misma  $\sigma_{SI}$ .

lación anual fue presentado en la década de los 80 por Freese *et al.* en [89] y se conoce como método de las proyecciones coseno. En [265] se elaboró un estudio del método y se propuso un mecanismo para evaluar la sensibilidad de un experimento a la modulación anual que permite determinar las regiones del espacio de parámetros ( $m_W, \sigma$ ) que es posible explorar en función de las características del experimento (composición del detector, fondo, umbral, exposición....). Aquí vamos a resumir brevemente los resultados, y los aplicaremos al NaI en general y a ANAIS en particular.

El método se basa en el cálculo de la proyección coseno de los datos experimentales:

$$X_k = \frac{2}{MT\Delta E_k} \sum_i N_{ik} \cos \omega(t_i - t_0) \quad (7.38)$$

donde el subíndice  $i$  indica el intervalo temporal, de tal manera que  $N_{ik}$  son los sucesos registrados en un intervalo de anchura  $\Delta E_k$  y centrado en  $t_i$  y MT es la exposición. Debido a la naturaleza de  $N_{ik}$ ,  $X_k$  son variables aleatorias, que para un conjunto de datos ininterrumpidos a lo largo

de años enteros siguen una distribución gaussiana de media  $S_{m,k}$  y con varianza<sup>5</sup>:

$$var(X_k) = \frac{2(b_k + S_{0,k})}{MT\Delta E_k} \quad (7.39)$$

Entonces podemos definir la siguiente función:

$$\chi^2(m_W, \sigma) = \sum_k \frac{(X_k - S_{m,k}(m_W, \sigma))^2}{var(X_k)} \quad (7.40)$$

cuya minimización proporciona los valores  $(m_W, \sigma)$  que mejor describen los datos en el marco de la modulación anual. Además esta variable proporciona una medida de la calidad de la minimización, o dicho de otra forma, del significado estadístico de la señal detectada, mediante la comparación con la función obtenida en ausencia de señal  $\chi_0^2 = \chi^2(\sigma = 0)$  a través del parámetro:

$$\delta^2 = \chi_0^2 - \chi_{min}^2 \quad (7.41)$$

donde  $\chi_{min}^2$  es el valor resultante de la minimización de 7.40 respecto a  $m_W$  y  $\sigma$ .

La distribución del parámetro  $\delta$  permite determinar la sensibilidad de un experimento a la modulación, es decir, el nivel de confianza con el que podemos rechazar una hipótesis  $(m_W, \sigma)$  en función de los datos experimentales. Este parámetro se distribuye como un  $\chi^2$  de un grado de libertad, con promedio [264]:

$$\langle \delta^2 \rangle = \frac{1}{2} \sum_k \frac{S_{m,k}^2(m_W, \sigma) \Delta E_k}{b_k + S_{0,k}} MT + 2 \quad (7.42)$$

En [264] se recogen los valores que debe alcanzar  $\langle \delta^2 \rangle$  para el nivel de confianza requerido. Por ejemplo, si exigimos un nivel de confianza del 90 %, debemos exigir que  $\langle \delta^2 \rangle > 5,6$  para aceptar una señal cuya probabilidad de haber sido generada espontáneamente por el fondo sea del 10 %. Una vez impuesta una condición sobre  $\langle \delta^2 \rangle$ , se puede explorar el espacio paramétrico del WIMP y obtener un diagrama de sensibilidad, que es una representación del conjunto de valores  $(m_W, \sigma)$  que produciría una modulación detectable en nuestro experimento al nivel de confianza requerido.

La figura 7.8 representa los diagramas de sensibilidad obtenidos para NaI variando una serie de parámetros. Se han utilizado los mismos que para las curvas de exclusión (figura 7.3), excepto la exposición, para la que se han empleado valores más grandes. Se observa que el

---

<sup>5</sup>Cuando la toma de datos no es continua a lo largo del año las expresiones se modifican (ver [89, 182, 264] pero el resto del análisis sigue siendo igualmente válido).

análisis de la modulación anual, utilizando valores de fondo, umbral y exposición alcanzables por el experimento ANAIS, permite explorar la región de parámetros del resultado positivo de DAMA/NaI.

El parámetro más importante es el umbral y puede limitar las posibilidades de ANAIS si no se garantiza un valor menor o igual que 2 keVee en el experimento final, aunque un fondo superior a 2 – 3 cuentas en la región de 2 – 4 keVee también comprometería excesivamente los resultados. También resulta patente como, al contrario de lo que sucedía con las curvas de exclusión, en este caso la exposición es muy importante y va a mejorar notablemente el resultado obtenido, siendo necesaria una exposición de al menos 2 años y, preferiblemente, 5 años con 10 cristales de 10,7 kg. Por otra parte, al igual que sucedía en el caso de las exclusiones, la resolución no es un parámetro muy relevante.

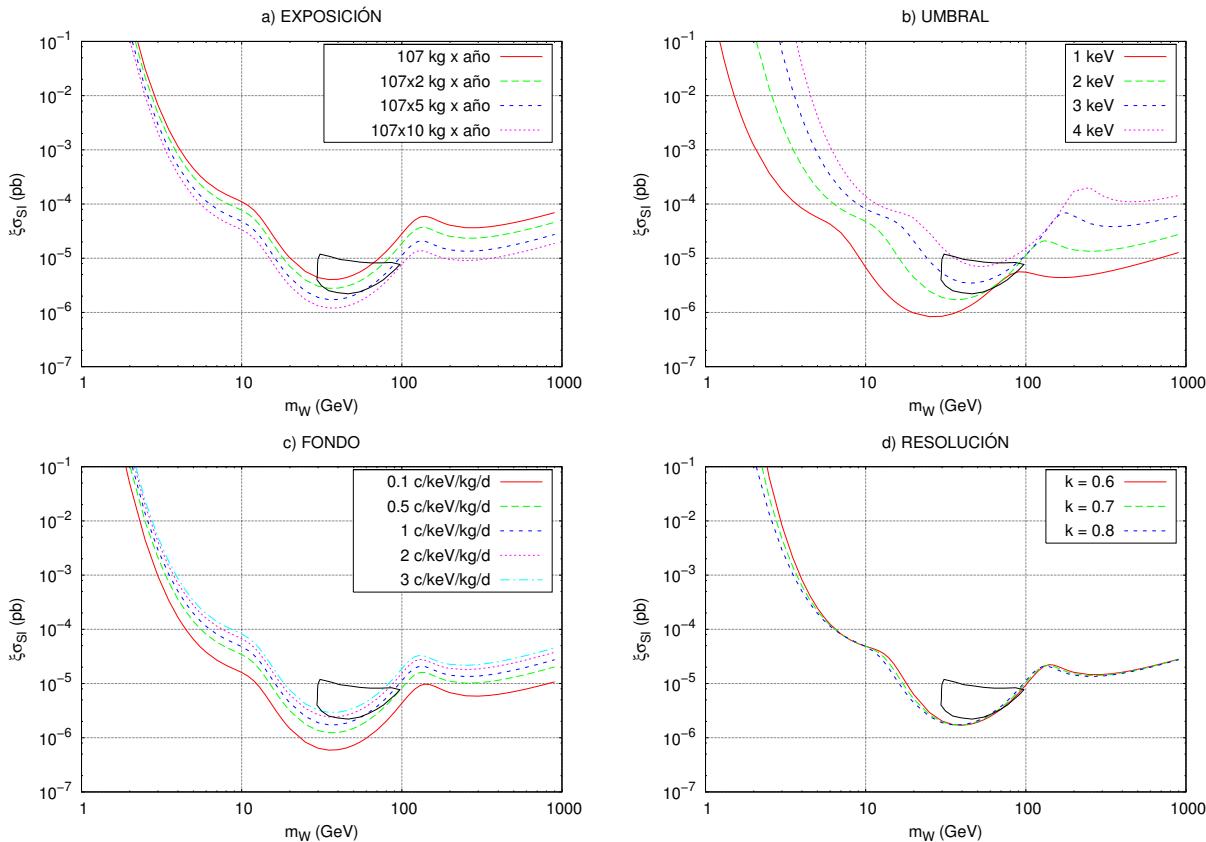


Figura 7.8: Curvas de sensibilidad a la modulación anual estimadas para NaI con  $\langle \delta^2 \rangle = 5.6$  (ver texto) variando: a) la exposición, b) el umbral, c) el fondo, d) la resolución. Cuando no se indica algún valor, se ha considerado un fondo plano de  $1 \text{ c/keV/kg/d}$ , ventana de energía de 2 a 8 keV,  $k = 0.8$  y  $107 \text{ kg} \times 5 \text{ años}$  de exposición.

## 7.2. Potencial del experimento

Hasta ahora hemos calculado los diagramas de sensibilidad suponiendo valores razonables para el umbral y fondos planos en la región de interés. En esta sección vamos a aplicar los resultados presentados en capítulos anteriores para estudiar el potencial físico del experimento completo.

Tal como se vio en los capítulos 3 y 5, mediante la digitalización de los pulsos y técnicas de rechazo de ruido convencionales es posible establecer un umbral energético en 2 keVee siempre que se trabaje con dos fotomultiplicadores y seamos capaces de garantizar una buena recogida de luz. En [181] se ha realizado un estudio que plantea un método alternativo para la extracción de la energía en la región < 10 keVee a partir de los pulsos digitalizados mediante el recuento de fotoelectrones individuales y la integración del área asociada a cada uno de ellos y la conclusión es que mediante la aplicación de ésta técnica parece factible reducir el umbral hasta un valor algo inferior a 2 keVee, aunque el análisis es todavía preliminar. Por otra parte, la masa de NaI disponible en el LSC es lo bastante elevada como para asegurar una exposición adecuada. En estas condiciones el potencial del experimento parece que va a estar limitado por el fondo en la región de baja energía.

Con los fotomultiplicadores de máxima radiopureza y alejados del detector, el fondo a baja energía está dominado por la contaminación interna del cristal. Como se ha visto en el capítulo anterior, la contaminación interna de  $^{210}Pb$ ,  $^{228}Ra$  y  $^{226}Ra$  produce un fondo bastante plano entre 0 y 10 keV, cuyo valor oscila entre 0,4 y 0,8 c/keV/kg/d para los dos cristales medidos. En cambio la contaminación interna de  $^{40}K$  produce un pico en 3 keV cuando el fotón de 1461 keV escapa del cristal sin depositar energía. Pese a ser un grave inconveniente por encontrarse en la región más interesante para el estudio de la señal de materia oscura, se podría aprovechar que este pico siempre se presenta en coincidencia con el fotón de 1461 keV. Como ANAIS es un experimento multimodular, las coincidencias entre cristales pueden reducir la contribución de este pico al fondo.

Para determinar cuantitativamente la reducción esperada en la configuración final de ANAIS se ha realizado una simulación de Monte Carlo con GEANT. El resultado es que un 8% de los fotones de 1461 keV que son producidos homogénea e isótropamente en un cristal de NaI de las dimensiones de los usados en ANAIS y escapan de él sin depositar energía interaccionan en otro cristal adyacente al primero por una de sus caras laterales. Por tanto, supuesta una configuración para el experimento completo en forma de panal, la eficiencia de la coincidencia para los cristales

centrales (rodeados de 6 módulos) será de  $\sim 50\%$ , mientras que para los laterales (rodeados de 3 ó 4 módulos) se reduce a  $\sim 25 - 30\%$ . El experimento ANAIS está diseñado para 10 cristales, aunque son 14 los disponibles en el LSC. Una posible configuración es la que se presenta en la figura 7.9, en la que los 4 cristales restantes (encapsulados en acero inoxidable) podrían ser utilizados como veteo, para aumentar la eficiencia total del rechazo del 30 al 40 % (esta posibilidad dependerá de la contaminación radioactiva de estos detectores).

En la figura 7.10 a) se han representado las curvas de sensibilidad que resultan utilizando el fondo simulado correspondiente a la contaminación interna de las cadenas naturales estimada para el cristal EP-058 y cuatro posibles valores para la contaminación de  ${}^{40}K$ , cuando suponemos que la eficiencia en el rechazo del pico de  $3 \text{ keV}$  es del  $40\%$ . Podemos observar que cuando el umbral energético está en  $2 \text{ keVee}$  y la exposición es del orden de  $107 \times 5 \text{ kg} \times \text{año}$ , las coincidencias entre cristales serían suficientes para producir resultados aceptables si la contaminación interna de  ${}^{40}K$  es inferior a  $5 \text{ mBq/kg}$ . En cambio, si la concentración es superior a este valor sería necesario realizar un diseño con vetos activos que permitiera cubrir la parte de ángulo sólido que falta. Por ejemplo la figura 7.10 b) muestra el resultado obtenido si somos capaces de alcanzar una eficiencia de rechazo del  $80\%$  en la coincidencia, con los mismos valores de umbral y exposición de la figura 7.10 a) (se muestran en este caso los resultados para el cristal del prototipo II). Observamos que en este caso el resultado es aceptable incluso en la cota superior para la contaminación interna de  ${}^{40}K$  obtenida en el capítulo 6 ( $9 \text{ mBq/kg}$ ). Por todo lo expuesto, debemos volver a resaltar la importancia de determinar con más precisión el contenido de  ${}^{40}K$  de los cristales del LSC.

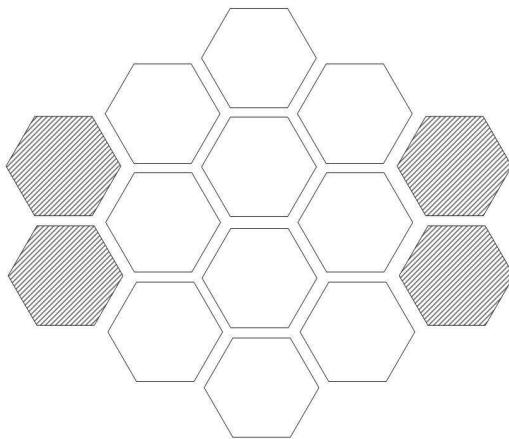


Figura 7.9: Esquema de una posible configuración del experimento ANAIS con 14 cristales, cuatro de ellos (los sombreados) utilizados como veteo.

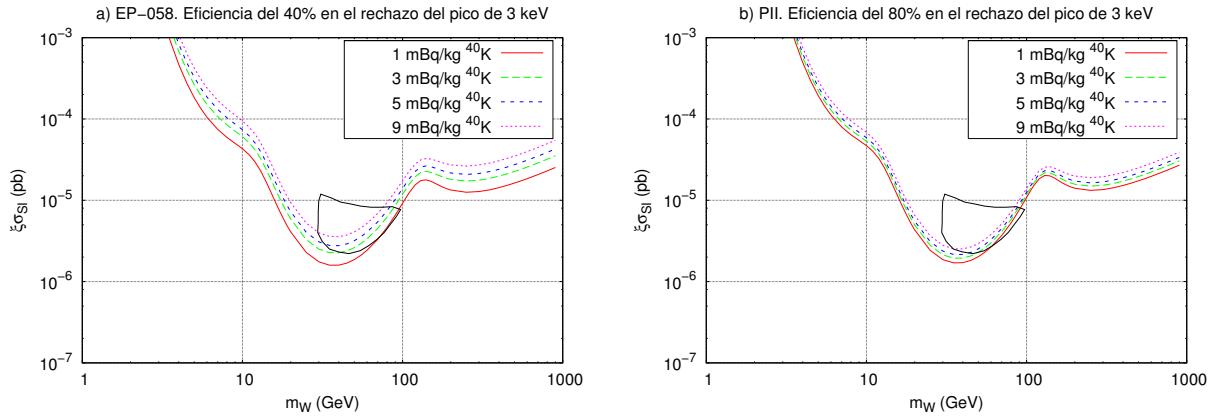


Figura 7.10: *Curvas de sensibilidad esperadas para el experimento completo con umbral de 2 keVee y una exposición de  $107 \times 5 \text{ kg} \times \text{año}$ . El fondo utilizado es el resultado de las simulaciones para la contaminación interna estimada para las cadenas naturales y  ${}^{40}\text{K}$  para: a) cristal EP-058 cuando el 40 % de los sucesos de 3 keV son eliminados por coincidencias entre cristales; b) cristal PII, cuando eliminamos el 80 % de los sucesos de 3 keV.*

### 7.3. Extensión a otros modelos de halo

Hasta aquí hemos presentado las perspectivas del experimento ANAIS en forma de regiones del espacio de parámetros  $(m_W, \sigma)$  que pueden ser exploradas. Los diagramas de exclusión y de sensibilidad que se han expuesto han sido obtenidos haciendo uso del modelo de la esfera isoterma para el halo galáctico y los valores estándar de  $\rho_0$  y  $v_0$ , por tanto permiten comparar los resultados con los obtenidos por otros experimentos (aunque la comparación con experimentos que utilizan otros núcleos blanco no es directa, ya que depende del modelo de interacción, modelo de física nuclear, etc...), y en concreto con la región de DAMA [114] y así determinar la capacidad de ANAIS para explorar esta región. Sin embargo, como ya se ha indicado, para confrontar los resultados con los límites impuestos por la teoría o con los obtenidos con núcleos blanco diferentes es necesario tener en cuenta las incertidumbres asociadas tanto al tipo de interacción como al mecanismo de detección (factores de quenching) y los parámetros astrofísicos (velocidad de rotación, densidad del halo, función de distribución de velocidades...). El desconocimiento de la función de distribución de velocidades de los WIMPs en el halo es una limitación muy importante, y en este sentido la esfera isoterma representa una simplificación que no corresponde bien a ciertas características atribuidas a los halos oscuros. Merece la pena por tanto considerar otros posibles modelos de halo galáctico, propuestos en la literatura, y mostrar de forma explícita las modificaciones que introducen en los resultados.

Como ya dijimos, la principal fuente de información disponible es la curva de rotación de la Galaxia  $\vec{v}_{rot}(r)$ , que viene determinada por la masa total en el interior de una esfera de radio  $r$  y que es plana a partir de un determinado  $r < R_0$ . Esta condición es compatible con una gran cantidad de modelos muy diferentes en sus características. Así encontramos en la literatura modelos con distintos perfiles de  $\rho_{DM}(r)$ , con simetría esférica o deformaciones axiales o triaxiales, anisotropía en la distribución de velocidades, e incluso con rotación global. En el apéndice A se recogen las ecuaciones que rigen la dinámica de un halo formado por partículas sin colisión y se presenta un breve resumen de los modelos más utilizados (una buena revisión del tema se puede encontrar en [148], junto con un extenso estudio de la influencia del modelo de halo considerado en la región compatible con el resultado de DAMA, donde se concluye que dicha región se puede extender hasta valores de  $m_W = 250 \text{ GeV}$ ).

Es evidente que se precisa más información observacional para distinguir entre un modelo y otro. Existen métodos basados en observaciones astronómicas (estudio de la capa de gas H1, microlentes gravitatorias, órbita de galaxias satélites...) que producen buenos resultados aplicados a otras galaxias. En [266, 267] se recogen algunos de ellos, obteniéndose en general halos triaxiales con  $0,2 < q < 0,8$ , siendo  $q$  el cociente entre el semieje polar y el ecuatorial (ver apéndice A). Desgraciadamente la aplicación de estos métodos a nuestra Galaxia es complicada y sólo da resultados fiables en el plano ecuatorial [266]. Por tanto hasta hace poco las estimaciones para el halo de la Vía Láctea provenían de simulaciones *N-body* [268].

El descubrimiento en 1994 de la galaxia enana elíptica de SagDEG (acrónimo de *Sagittarius Dwarf Elliptical Galaxy*) ha suscitado un gran debate (que todavía continúa abierto) sobre sus implicaciones en la forma del halo oscuro de la Vía Láctea. Se trata de una galaxia enana en órbita en torno a la Vía Láctea que está siendo destruida por fuerzas de marea de la atracción gravitatoria y forma una corriente de marea que se extiende a lo largo de su órbita. La existencia de esta corriente (además de contribuir a la subestructura del halo, de lo que hablaremos más adelante) puede imponer límites muy fuertes sobre la forma del halo, ya que si el potencial fuera perfectamente esférico los residuos abandonados estarían contenidos en un único plano. Sin embargo los estudios SDSS [269] y 2MASS<sup>6</sup> [270] han trazado la corriente de SagDEG en  $4\pi$ , y han observado una precesión en su órbita. Desgraciadamente los datos son difíciles de interpretar y las simulaciones *N-body* efectuadas por diferentes grupos dan lugar a conclusiones contradictorias. Por ejemplo en [271] Fellhauer *et al.* encuentran que el halo debe ser casi esférico, mientras que Helmi obtiene  $1,25 < q < 1,5$  [272] y las simulaciones realizadas por Martínez-

---

<sup>6</sup>Two Micron All Sky Survey (<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/>). El objetivo de este proyecto es realizar un censo en el infrarrojo cercano de toda la esfera celeste.

Delgado *et al.* apuntan hacia  $q = 0,85$  [273]. Para complicar aún más las cosas en [274], a partir de los datos en  $4\pi$  proporcionados por 2MASS no son capaces de dar con un valor de  $q$  que reproduzca simultáneamente todas las características observadas.

En cualquier caso, parece razonable explorar las consecuencias de suponer que el halo de la Vía Láctea tenga una forma triaxial con una desviación moderada respecto a la forma esférica. La forma del halo oscuro es muy importante, ya que no sólo modifica las expresiones a través de la función de distribución de velocidades, sino que altera el valor de la densidad local, ya que un halo achulado por los polos produciría una mayor concentración de masa en la zona ecuatorial donde se encuentra el disco galáctico [266], y a la inversa, un halo achulado por el ecuador daría lugar a una disminución de  $\rho_0$  en  $R_0$ .

En lo que respecta a la anisotropía de la distribución de velocidades, las simulaciones también proporcionan información interesante, apuntando hacia modelos con anisotropía moderada. Por ejemplo Moore *et al.* [256] han realizado una simulación de alta resolución del Grupo Local, obteniendo que el parámetro de anisotropía  $\beta$  (ver apéndice A) aumenta con  $r$ , alcanzando un valor entre  $0 < \beta < 0,4$  en la posición del Sol. En cambio, valores muy elevados de  $\beta$  (aquejlos que dan lugar a relaciones del tensor de dispersión en dos cualesquiera de los ejes mayores que 1:3) son inestables [275].

Hasta aquí hemos hablado de modelos con una distribución de velocidades continua, pero las simulaciones *N-body* más recientes producen modelos de halo con subestructura. En general se asume que la subestructura es importante a gran distancia del centro galáctico, pero que en la posición del Sol las fuerzas de marea de la Galaxia son lo bastante fuertes como para haberla disuelto. Sin embargo, las simulaciones de alta resolución llevadas a cabo por Moore *et al.* [257] indican que la presencia de sub-halos puede ser relevante desde una distancia del centro galáctico de 3 *kpc*. En este sentido debemos también citar el modelo de Sikivie (ver por ejemplo [276, 277]), según el cual la termalización completa de la función de distribución de velocidades de los WIMPs ocurre sólo cuando las partículas han caído en el pozo de potencial de la galaxia y salido de él en muchas ocasiones. Este proceso origina picos en la distribución de velocidades dependiendo del número de veces que las partículas hayan caído hacia el centro galáctico. Por tanto este modelo predice la existencia de una serie de flujos de materia oscura con velocidades bien definidas y dispersión pequeña y produce ritmos en el detector cualitativamente diferentes de los obtenidos para distribuciones suaves, con una modulación anual en la señal que ya no resulta bien aproximada por el coseno (ver por ejemplo [261]) y que, por lo tanto, podría ser puesto a prueba por un experimento como ANAIS.

Para concluir este capítulo vamos a calcular la señal esperada para WIMPs procedentes de dos modelos de halo diferentes. En primer lugar un halo triaxial con distribución de velocidades anisótropa. En segundo lugar vamos a estudiar el efecto de subestructura en el halo, aplicado al caso de la corriente de marea de SagDEG.

### 7.3.1. Resultados con el modelo logarítmico elipsoidal

El modelo logarítmico elipsoidal (LGE), propuesto por Evans *et al.* en [275] es la generalización más sencilla con simetría triaxial de la esfera isotérmica. Este modelo incluye dos características de los halos que aparecen comúnmente en las simulaciones *N-body*: triaxialidad y anisotropía en la dispersión de velocidades. El modelo representa una distribución en forma de elipsoide con semiejes  $a > b > c$ . Para caracterizarlo se pueden usar los parámetros  $p = b/a$  y  $q = c/a$ , de tal manera que un halo con  $q > p^2$  es achulado por el ecuador (prolat) mientras otro con  $q < p^2$  es achulado por los polos (oblato).

Partiendo de un potencial logarítmico, se puede aproximar la función de distribución por una distribución gaussiana multivariante, cuyos semiejes corresponden a las componentes del tensor de dispersión de velocidad:

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left[-\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad (7.43)$$

Los valores de  $\sigma_i$  están ligados a  $p$ ,  $q$  y al parámetro de anisotropía  $\beta$  definido en A.11 por las ecuaciones de Jeans. En el apéndice B se recogen las expresiones según se suponga que el Sol está en el eje intermedio o en el mayor <sup>7</sup>. A partir de 7.43, haciendo una transformación de Galileo para pasar al sistema de referencia de la Tierra y realizando la integración en los ángulos obtenemos la función de distribución de velocidades  $f(v)$  que ya se puede aplicar al cálculo del ritmo en el detector.

En la figura 7.11 se comparan las distribuciones obtenidas para este modelo con la de la esfera isotérmica. Se han seleccionado dos conjuntos diferentes de parámetros  $(q, p, \beta)$ . Por un lado los utilizados por Morgan, Green y Spooner en el análisis de las perspectivas del experimento DRIFT [278] (figura 7.11 a), que siguiendo los resultados de simulaciones *N-body* de Moore [256] consideran valores moderados del parámetro de anisotropía. Por otro lado, los propuestos por Evans en [275], con valores más extremos de este parámetro (figura 7.11 b). Para los parámetros propuestos por Evans la distribución de velocidades se desvía apreciablemente de la de la esfera

<sup>7</sup>Por supuesto, el Sol no tiene porqué estar alineado con uno de los semiejes del elipsoide pero esta hipótesis hace que el problema sea más fácilmente tratable.

isoterma, extendiéndose hasta velocidades mucho mayores cuando se considera anisotropía radial ( $2\sigma_x^2 > \sigma_y^2 + \sigma_z^2$ ) y comprimiéndose a velocidades inferiores para el caso de anisotropía tangencial ( $2\sigma_x^2 < \sigma_y^2 + \sigma_z^2$ ).

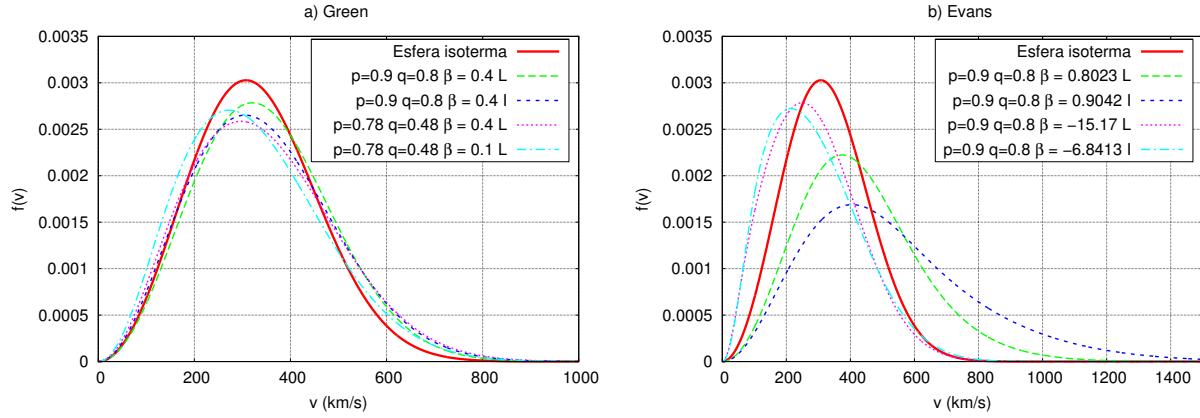


Figura 7.11: Comparación de la función de distribución de velocidades obtenida con el modelo de halo de la esfera isoterma y con el modelo LGE para diversas elecciones de los parámetros ( $q, p, \beta$ ) y colocando el Sol en el semieje largo ( $L$ ) o intermedio ( $I$ ).

El rango de validez del parámetro  $\beta$  merece un comentario aparte, ya que para valores muy extremos Fornengo y Scopel [279] han encontrado que se comete un error apreciable al utilizar sólo la componente  $y$  de la velocidad de la Tierra frente a los resultados obtenidos al considerar las tres componentes. Para energías pequeñas se producen importantes distorsiones en el ritmo modulado  $y T(v_{min}, t)$  ya no puede aproximarse por el coseno. Por ejemplo, considerando una relación para los componentes de  $\sigma$  1:5:4 (anisotropía tangencial,  $\beta = -19,5$ ) la expresión ya no es sinusoidal y el máximo se desplaza. Con una relación 10:1:3 (anisotropía radial,  $\beta = 0,95$ ) aparecen dos máximos. Sin embargo, como se señala en [262], estas distorsiones sólo ocurren para anisotropías muy extremas que en general producen halos inestables.

En la figura 7.12 se representan los diagramas de sensibilidad que se obtienen con estos modelos de halo. Como era de esperar las variaciones que resultan al considerar los parámetros de Green son pequeñas, mientras que con los parámetros de Evans la región explorada se modifica apreciablemente. Debemos señalar que en estas gráficas no se ha tenido en cuenta la variación en  $\rho_0$  que se produce al considerar halos no esféricos, ya que queda absorbida dentro del parámetro  $\xi$  según la definición dada en la sección 7.1.1. Para poner un ejemplo del orden de magnitud de la variación de la que estamos hablando, podemos calcular la densidad que se obtiene para el modelo LGE cuando se considera un halo maximal (ecuación B.2). En el caso de una distorsión

moderada ( $p = 0,9$ ,  $q = 0,8$ ) obtenemos  $\rho_0 = 0,51 \text{ GeV/cm}^3$ , mientras que para  $p = 0,78$ ,  $q = 0,48$  el valor resultante es  $\rho_0 = 1,06 \text{ GeV/cm}^3$ , lo que representa más del doble del valor que resulta para un halo esférico maximal ( $\rho_0 = 0,47 \text{ GeV/cm}^3$ ). Por tanto si prescindíramos del parámetro  $\xi$ , obtendríamos una curva de sensibilidad desplazada hacia valores inferiores de  $\sigma$ . Una interesante discusión sobre este tema, junto con una recopilación de los valores de  $\rho_0$  obtenidos para diferentes modelos suponiendo halos maximales o minimales se encuentra en [148].

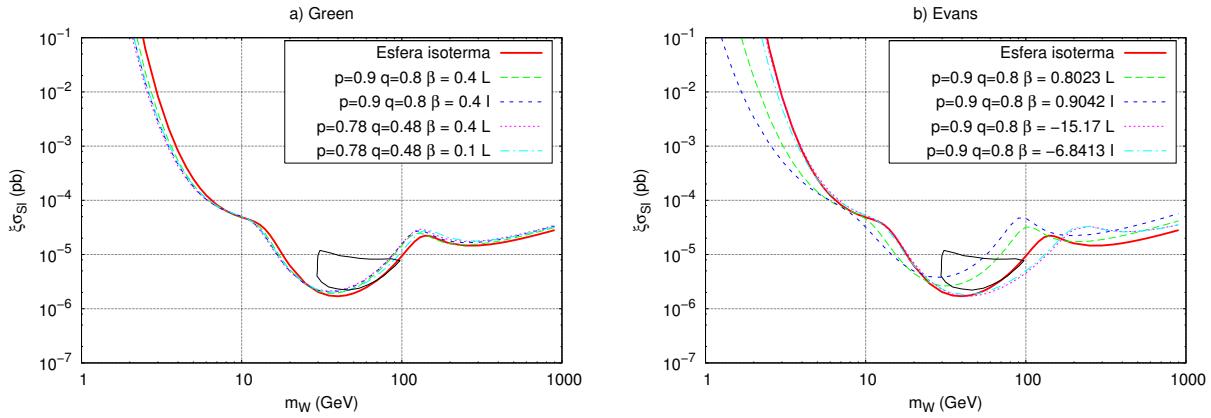


Figura 7.12: Diagramas de sensibilidad obtenidos con el modelo LGE, para los mismos conjuntos de parámetros ( $p, q, \beta$ ) de la figura 7.11. Se ha considerado un detector de NaI con umbral de 2 keVee, fondo de  $1 \text{ c/keV/kg/d}$  y exposición de  $107 \times 5 \text{ kg} \times \text{año}$ .

### 7.3.2. Corriente de marea de SagDEG

La galaxia enana de SagDEG es la más cercana de las galaxias que acompañan a la Vía Láctea, aunque su descubrimiento es muy reciente (Ibata 1994 [280]). El hecho de que se haya tardado tanto en detectarla se debe en parte a su pequeña densidad estelar comparada con la de la Vía Láctea, así como a su localización, opuesta a la del Sol respecto al centro galáctico, que hace que vista desde la Tierra esté proyectada en una región con gran densidad de estrellas. Se estima que tiene una masa de  $10^9 M_\odot$  y se encuentra en órbita en torno al centro de la Vía Láctea, a  $\sim 12 \text{ kpc}$  bajo el plano galáctico y a una distancia del centro galáctico de  $\sim 12 \text{ kpc}$  [281]. Su periodo es de algo menos de mil millones de años, por tanto debe haber atravesado la región densa del centro galáctico unas 10 veces desde su formación.

Lo más característico de esta galaxia enana, y lo que la hace tan interesante, es que está siendo destruida por las fuerzas de marea debidas a la atracción gravitatoria de la Vía Láctea y sus

estrellas están siendo incorporadas a nuestra galaxia, formando lo que se denomina una corriente de marea (*tidal stream*), tal como se aprecia en la simulación de la figura 7.13. Por tanto SagDEG y su corriente podrían constituir una demostración del modelo jerárquico de la formación de las galaxias, que sostiene que las grandes estructuras que vemos hoy en día se han formado por acreción gravitatoria de estructuras más pequeñas (ver por ejemplo [22]). Con SagDEG estaríamos asistiendo a este proceso: una galaxia enana siendo engullida por su compañera mayor.

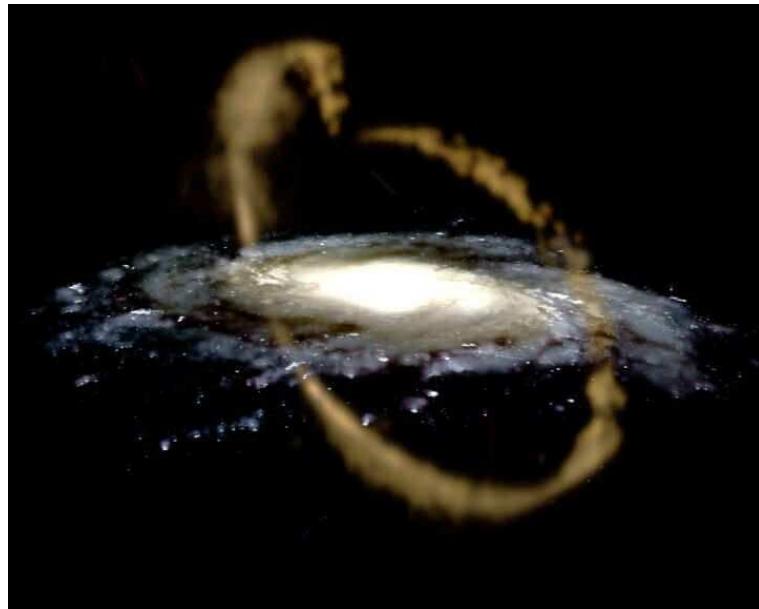


Figura 7.13: Representación obtenida por simulación (Martínez Delgado, <http://www.solstation.com/x-objects/sag-deg.htm>, ver también [282] [273]) de la Vía Láctea junto con la corriente de marea de la galaxia enana de SagDEG.

Por otra parte, el hecho de que SagDEG todavía no se haya destruido completamente lleva a los astrónomos a pensar que contiene gran cantidad de materia oscura que, con su potencial gravitatorio, contribuye a mantenerla unida. Los últimos estudios [274] indican que la corriente oscura asociada a la mencionada corriente de marea podría estar atravesando las proximidades del Sistema Solar, y por tanto encontrarse al alcance de nuestros detectores.

Hoy en día sabemos que existen otras 10 galaxias enanas en torno a la Vía Láctea, que, como SagDEG, podrían contener también corrientes de marea, y algunas de ellas podrían estar

bañando las proximidades del Sol. Por todo lo expuesto merece la pena realizar un estudio de la señal originada por una corriente de materia oscura de este tipo en un detector y aplicarlo a la de SagDEG. Este trabajo fue realizado durante una estancia de colaboración con el grupo de DAMA y dio lugar a un estudio sobre la influencia de la corriente de SagDEG en la región de parámetros compatible con la señal positiva de DAMA [283], que se presentará al final de esta sección.

### Densidad y velocidad de la corriente de SagDEG

En [281] se ha realizado una estimación detallada de la densidad de la corriente a partir del cociente masa/luminosidad. Sin embargo hay grandes incertidumbres en las medidas en las proximidades del Sistema Solar. Conservadoramente podemos suponer un intervalo  $(0,001 - 0,07) \text{ GeV/cm}^3$ , que corresponde a  $(0,3 - 23) \% \rho_{0,3}$ .

Para la expresión de la velocidad de la corriente de SagDEG a su paso por las proximidades del Sol ( $\vec{v}_{SAG}$ ) vamos a utilizar las mismas expresiones que en [283], extraídas de dos aproximaciones diferentes. La primera de ellas está basada en la observación de 8 estrellas identificadas en [284] como pertenecientes a la corriente y que en el SRG definido en la sección 7.1.3 es  $\vec{v}_{8*} = (-65 \pm 22, 135 \pm 12, -249 \pm 6) \text{ km/s}$ . La segunda aproximación tiene su origen en las simulaciones *N-body* realizadas en [274] cuyos datos son públicos. En [283] se utilizaron las 100 configuraciones más próximas al Sol para obtener dos conjuntos de velocidades: para un modelo de galaxia esférico se obtiene  $\vec{v}_{sph} = (-86 \pm 14, 69 \pm 3, -384 \pm 1) \text{ km/s}$  y un modelo achatado por los polos con  $q = 0,9$  conduce a  $\vec{v}_{obl} = (-57 \pm 8, 79 \pm 3, -395 \pm 1) \text{ km/s}$ .

En cuanto a la dispersión de la velocidad, los resultados de las simulaciones producen dispersiones ligeramente anisótropas. La dispersión observada en las estrellas que componen la corriente también es anisótropa, pero en [284] se señala que puede ser debido al error experimental en la determinación. En [281] se hace uso de una dispersión isótropa cuyo valor está entre 20 y 30  $\text{km/s}$ .

### Detección directa de la corriente oscura de Sagitario

Las propiedades que caracterizan una corriente oscura y la distinguen de los halos que hemos visto hasta ahora son que posee una velocidad bien definida en módulo y dirección respecto a la Tierra y que su dispersión de velocidades es pequeña comparada con la del halo [281]. Esta última propiedad es la que hace que el espectro de energías depositadas en el detector sea

cualitativamente diferente del producido por partículas del halo. En el caso ideal de que la dispersión de velocidades tienda a 0, podemos aproximar la función de distribución por una delta de Dirac, que en el sistema de referencia de la Tierra será:

$$f_{SAG}(\vec{v}) = \delta(\vec{v} - \vec{v}_{SAG,\oplus}) \quad (7.44)$$

siendo  $\vec{v}_{SAG,\oplus}(t) = \vec{v}_{SAG} - \vec{v}_\oplus(t)$ . Esto implica que existe una energía máxima  $E_R^{max} = \frac{1}{2}m_W v_{SAG,\oplus} r$  que las partículas de la corriente pueden depositar en el detector. Como suponemos que la dispersión es isótropa en el centro de masas (ver sección 7.1.1) para energías menores a esta energía máxima el espectro esperado es plano y por tanto el ritmo originado en el detector por la corriente tiene forma de escalón con límite en  $E_R^{max}$ .

Debido al movimiento de la Tierra en torno al Sol, tanto la posición como la altura del escalón varían con el tiempo, de tal forma que la modulación en la posición del escalón es independiente de  $m_W$ ,  $m_N$ ,  $\rho_0$  y  $\rho_{SAG}$ , y tan sólo depende de la magnitud y dirección de la velocidad de la corriente, mientras que la modulación en su amplitud sí depende de estas magnitudes. La amplitud será máxima en un tiempo  $t_{0,SAG}$  para el cual el módulo de la velocidad de la corriente en el sistema de referencia de la Tierra  $|\vec{v}_{SAG,\oplus}(t)|$  es máximo, y que no coincide con la fase de la modulación originada por el halo ( $t_0$  que maximiza  $|\vec{v}_\oplus|$ ). Por ejemplo, mientras que para el modelo de la esfera isoterma y la expresión de la velocidad de la Tierra dada en 7.32 el máximo aparece en  $t_0 = 0,4147$  años (1 de junio), para la corriente de SagDEG con  $\vec{v}_{8*}$  la máxima amplitud corresponde a  $t_{0,SAG} = 0,0354$  años (en torno al 12 de enero).

Si ahora introducimos una dispersión de velocidad finita, podemos suponer que las partículas en la corriente siguen una distribución de velocidades Maxwelliana [281]:

$$f_{SAG}(\vec{v}) = \frac{1}{\pi^{\frac{3}{2}} v_{0,SAG}^3} e^{-\frac{(\vec{v} - \vec{v}_{SAG,\oplus})^2}{v_{0,SAG}^2}} \quad (7.45)$$

donde  $v_{0,SAG} = \sqrt{\frac{2}{3}} \sigma_{SAG}$  siendo  $\sigma_{SAG}$  la dispersión de velocidades de la corriente. El efecto de la dispersión es suavizar el escalón.

A modo de ejemplo, en la figura 7.14 a) se muestra el resultado de incluir una corriente con  $\vec{v}_{SAG} = \vec{v}_{8*}$  en el ritmo medido por un detector de NaI. Se ha representado en la misma gráfica el ritmo al considerar sólo la corriente, sólo la esfera isoterma o la esfera más la corriente. Para resaltar el efecto de la corriente se ha representado un caso muy extremo, con una densidad próxima a la cota superior ( $\rho_{SAG} = 0,2\rho_{0,3}$ ) y un valor pequeño para la dispersión ( $\sigma_{SAG} = 20 \text{ km/s}$ ). Vemos como para  $m_W = 50 \text{ GeV}$  el escalón es notable, aunque quedaría por debajo de nuestro umbral de detección si éste está en 2 keVee. Sin embargo en la gráfica 7.14 b)

observamos cómo al tener en cuenta la resolución del detector el efecto del escalón se suaviza mucho, quedando finalmente reducido a un incremento de  $S_{0,k}$  y un cambio en el signo de  $S_{m,k}$ .

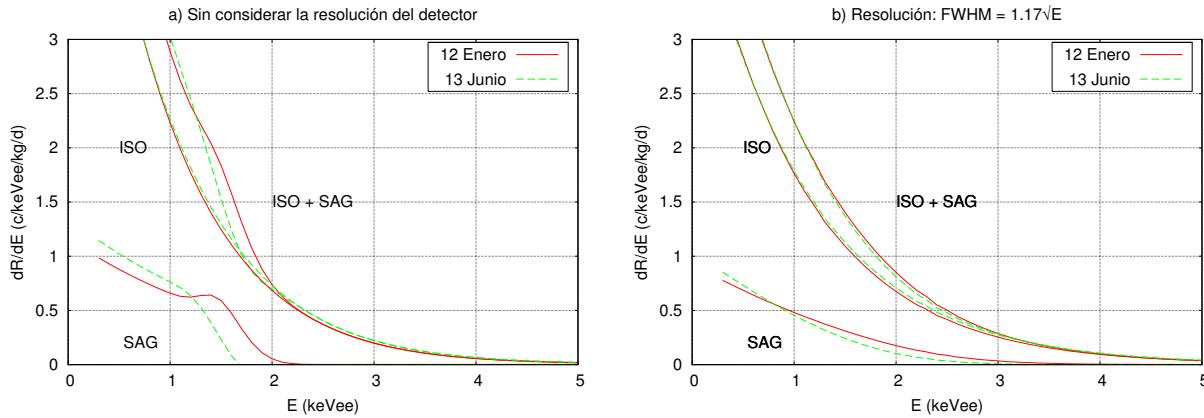


Figura 7.14: *Modulación anual en el ritmo en un detector de NaI para  $m_W = 50 \text{ GeV}$  y  $\xi\sigma = 7,2 \times 10^{-6} \text{ pb}$  en presencia de una corriente con  $\vec{v}_{8*}$ ,  $\sigma = 20 \text{ km/s}$  y  $\rho_{SAG} = 0,2 \times \rho_{0,3} = 0,06 \text{ GeV/cm}^3$  a) Cuando no tenemos en cuenta la resolución del detector. b) Al incluir una resolución dependiente de la energía como  $\text{FWHM} (\text{keV}) = 1,17\sqrt{E} (\text{keV})$ .*

Como hemos indicado, la fase de la corriente y la del halo son distintas, y su amplitud varía con la energía de manera diferente; por tanto la suma de ambas componentes va a dar lugar a una modulación sinusoidal, cuya fase va a ser variable con la energía [110]. Cuando la densidad de la corriente es pequeña comparada con la del halo este efecto es muy ligero (ver figura 7.15, en donde se ha considerado una corriente con  $\rho_{SAG} = 0,04\rho_{0,3}$ ) y la variación inducida en la componente modulada  $S_{m,k}$  también lo es. En cambio, cuando se consideran valores grandes para la densidad de la corriente, los cambios en la fase pueden ser apreciables en la región de análisis (ver figura 7.16, donde  $\rho_{SAG} = 0,2\rho_{0,3}$ ).

En cualquier caso, una vez sumadas correctamente las componentes moduladas teniendo en cuenta sus respectivas fases, las fórmulas de la sección 7.1.3 son igualmente aplicables, y podemos calcular la sensibilidad del experimento cuando consideramos la presencia de una corriente asociada a SagDEG. En la figura 7.17 se presentan los resultados obtenidos para las tres velocidades consideradas y los dos valores de la densidad utilizados en las figuras 7.15 y 7.16. Como era de esperar, las variaciones obtenidas al incluir una corriente de densidad pequeña comparada con la de la Galaxia son muy poco significativas, pero cuando suponemos una densidad de  $0,2\rho_{0,3}$  las modificaciones para determinadas masas del WIMP son importantes. Este resultado indica que un experimento como ANAIS puede ser sensible a la presencia de subestructura en el halo.

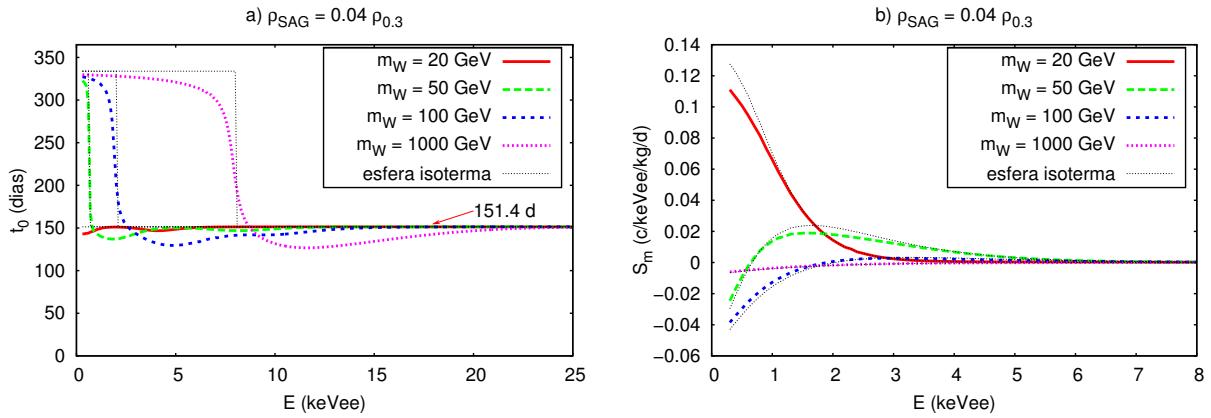


Figura 7.15: Modificación en la fase (a) y en la amplitud de la modulación (b) al incluir junto con el modelo de la esfera isoterma una corriente con velocidad  $\vec{v}_{8*}$  y dispersión de velocidad 40 km/s, cuya densidad es  $0,04\rho_{0,3}$ . La línea punteada indica el resultado en ausencia de corriente.

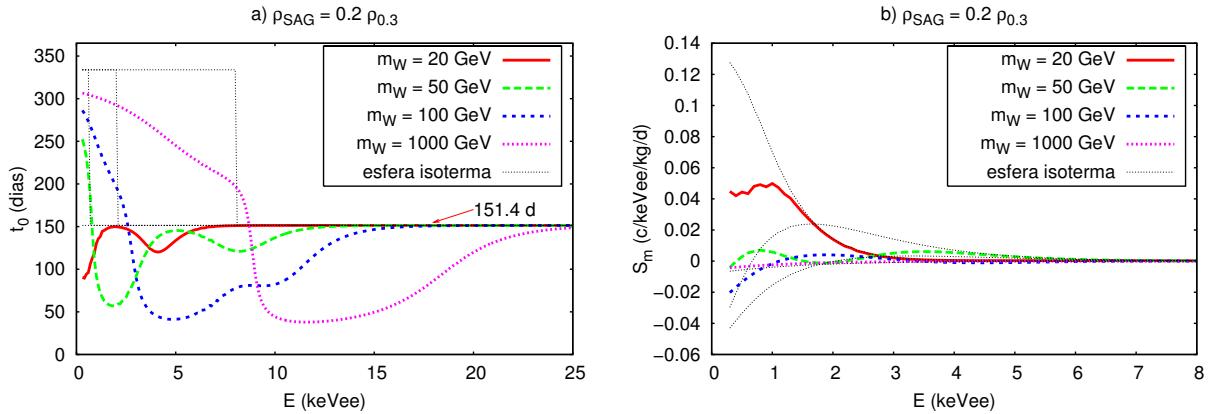


Figura 7.16: Lo mismo que la figura 7.15 pero suponiendo una densidad para la corriente oscura de  $0,2\rho_{0,3}$ .

Durante la estancia con el grupo de DAMA se colaboró en la aplicación del efecto inducido por la corriente de marea de SagDEG en el análisis del resultado positivo de modulación anual de este experimento. Uno de los objetivos fue determinar la modificación que se produce en la región extendida de DAMA al incluir la corriente de SagDEG (la región extendida de DAMA es la obtenida a partir de los datos recogidos por DAMA/NaI durante 7 ciclos anuales, y representada como la superficie en el espacio de parámetros  $(m_W, \sigma_{SI}, \sigma_{SD}, \theta)$  que dista más de  $4\sigma$  de la hipótesis de ausencia de modulación. En su obtención se tienen en cuenta una gran cantidad de

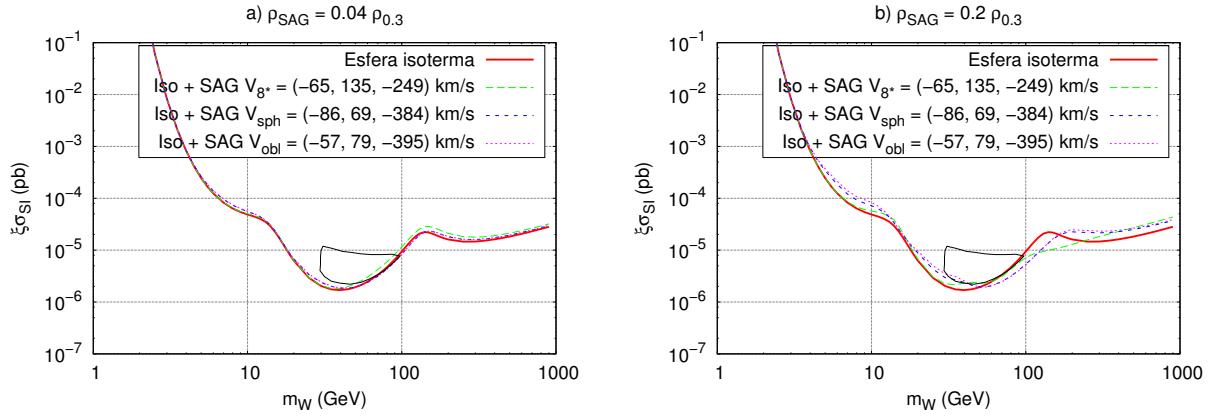


Figura 7.17: Diagramas de sensibilidad obtenidos con el modelo de la esfera isoterma más la corriente de marea de SagDEG con una densidad a)  $\rho_{SAG} = 0,04\rho_{0,3}$  y b)  $\rho_{SAG} = 0,2\rho_{0,3}$ . Se ha considerado un detector de NaI con umbral de 2 keVee, fondo de  $1\text{ c/keV/kg/d}$  y exposición de  $107 \times 5\text{ kg} \times \text{año}$ .

modelos de halo y la incertidumbre en cierto número de parámetros físicos ( $v_0$ , parametrización de los factores de forma, factores de quenching...) tal y como se detalla en [96]).

Las regiones obtenidas para diferentes elecciones de la velocidad y la dispersión de la corriente se muestran en las figuras 7.18 y 7.19 para acoplamiento SI puro y SD puro, respectivamente. Podemos observar cómo las regiones se modifican sensiblemente, sobre todo para grandes masas del WIMP. Estos resultados, junto con un estudio sobre los límites que DAMA/NaI puede imponer en la densidad de la corriente oscura de SagDEG, fueron publicados en [283].

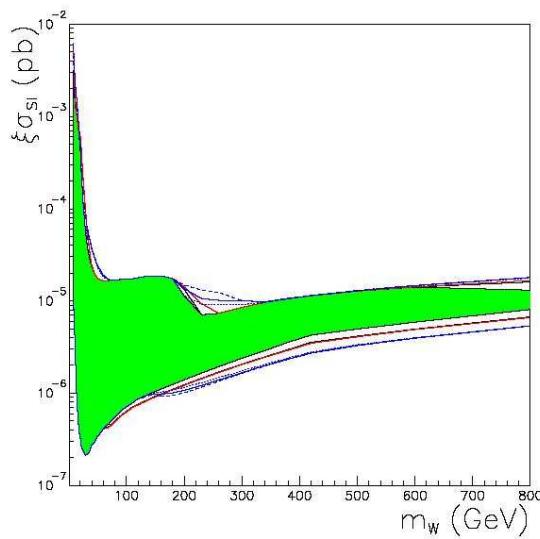


Figura 7.18: Ampliación de la región extendida de DAMA (zona sombreada) considerando interacción pura SI al incluir la corriente de SagDEG (ver texto). Las diferentes líneas corresponden a las 3 diferentes velocidades estimadas en 7.3.2 y a 3 valores de la dispersión: 20, 40 y 60 km/s.

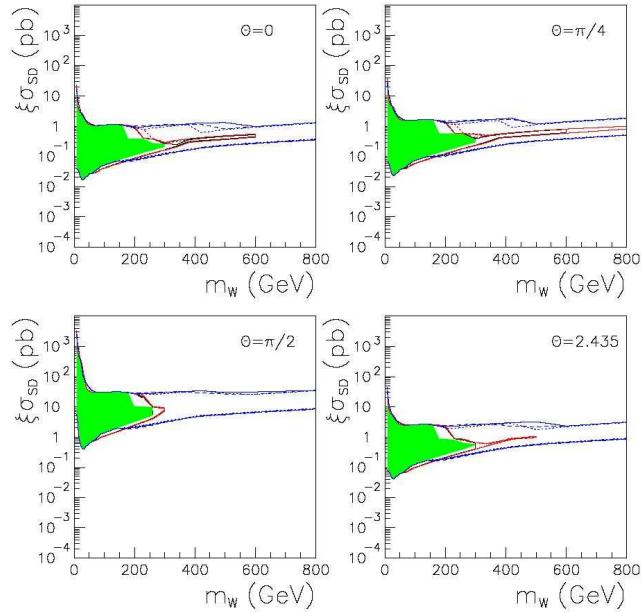


Figura 7.19: Lo mismo que la figura 7.18 pero para interacción pura SD. Cada panel corresponde a una elección del ángulo de mezcla  $\theta = \text{arcTan}(\frac{a_n}{a_p})$ : 0,  $\pi/4$ ,  $\pi/2$ , 2,435 rad.



## Capítulo 8

# Conclusiones

El trabajo que se recoge en esta memoria ha consistido en el diseño, instalación, operación y análisis de datos del segundo prototipo del experimento ANAIS, además del estudio de las perspectivas del experimento de cara a un análisis de la modulación anual en la señal de materia oscura. ANAIS será instalado en el nuevo Laboratorio Subterráneo de Canfranc con una masa de  $\sim 107\ kg$  de NaI(Tl) (10 cristales seleccionados entre los 14 cristales disponibles).

El prototipo II, compuesto por un cristal centelleador de NaI(Tl) desnudo dentro de una caja de cobre estanca, fue diseñado de modo que permitiera el acoplamiento a dos fotomultiplicadores y probar diferentes configuraciones para optimizar la recolección de luz, y por tanto el umbral en energía, y ha sido instalado en el LSC para llevar a cabo el estudio del fondo radioactivo. Para ello ha sido necesario extraer uno de los cristales de NaI(Tl) de su encapsulamiento de acero inoxidable. También se ha realizado un pulido en sus caras para eliminar contaminantes superficiales y se han acoplado los diferentes componentes dentro de la caja de cobre. Todas estas tareas han debido realizarse dentro de una caja de guantes diseñada y construida en la Universidad de Zaragoza, capaz de mantener el cristal en atmósfera seca. Por otra parte, ha sido necesario desarrollar el sistema de adquisición de datos del prototipo II: cadena electrónica y *software* de adquisición. También se ha desarrollado un programa de análisis basado en el sistema ROOT que integra las técnicas de PSD para el rechazo de ruido y la discriminación de sucesos  $\alpha$ , junto con un almacenamiento eficiente de datos en disco (muy importante, dado el gran volumen de datos que producirá el experimento final). Tanto el sistema de adquisición como el programa de análisis de datos que se han implementado para el prototipo II (2 vías) han sido realizados de forma que sean fácilmente escalables al experimento completo (20 vías).

Para optimizar el umbral energético se ha llevado a cabo un estudio del sistema de recolección de luz, simulando la emisión de luz del cristal centelleador mediante un LED UV introducido en la cavidad del detector a través de una fibra óptica. Se han probado diferentes materiales reflectores/difusores y guías de luz de distintas longitudes. Las principales conclusiones han sido que el material reflectante en el interior de la cavidad del detector mejora la recolección y la hace más homogénea. Por otra parte, en ausencia de reflectante, un mayor espesor de teflón aumenta ligeramente la recolección de luz (aproximadamente un 7% más de luz al aumentar el espesor de 10 mm a 20 mm), aunque el mismo efecto se obtiene con una lámina de reflectante tras 10 mm de teflón. Las guías de luz disminuyen la recolección de luz aproximadamente en un 10% por cada 5 cm de longitud de la guía.

Con el prototipo II en el LSC se ha realizado un estudio de la linealidad de la calibración en la región de baja energía, haciendo uso de 5 emisiones radioactivas en la región  $E \lesssim 120 \text{ keV}$ . Los resultados para cuatro de las emisiones se ajustan bien a una dependencia lineal, siempre que se tenga la precaución de alimentar los PMTs a los voltajes adecuados. Sin embargo, para la fuente de  $^{55}\text{Fe}$  (5,9 keV) la energía observada ha sido entre un 60% y un 80% de su valor nominal. Esta disminución podría deberse a una reducción de la emisión de luz intrínseca del cristal a estas energías, o bien a un efecto de la rugosidad de la superficie, ya que en este caso el depósito se produce en los primeros  $\mu\text{m}$ . Los datos aportados no permiten discernir entre estas dos posibilidades (para ello se ha planteado la realización en un futuro próximo de una calibración con electrones), pero sugieren la no conveniencia de utilizar estas fuentes en la calibración del experimento completo. Además en las calibraciones con fuentes radioactivas se ha puesto de manifiesto la posibilidad de alcanzar un umbral en 2 keVee cuando se dispone de una buena recolección de luz ( $\sim 5 \text{ phe}^-/\text{keV}$ ).

Por otra parte se ha realizado una adquisición de fondo con el prototipo II en el LSC, incluyendo un blindaje interno de cobre de 2 cm de espesor para atenuar la radiación de una contaminación radioactiva de  $^{232}\text{Th}$  que fue identificada en las soldaduras de la caja de cobre. La exposición final fue de 204,96 kg×día. Durante el tiempo que duró la medida se controló la estabilidad del sistema mediante calibraciones periódicas y la monitorización del pico de  $^{210}\text{Pb}$ . Para el análisis se implementó un sistema de rechazo de ruido mediante técnicas convencionales PSD y se calculó el espectro final a baja energía teniendo en cuenta las eficiencias del filtro de ruido en cada intervalo energético, determinadas mediante calibraciones con fuentes de baja energía. El nivel de disparo de la electrónica de adquisición se fijó en 1 fotoelectrón en cada vía, con las dos vías trabajando en coincidencia. Las poblaciones de ruido y centelleo aparecieron separadas, en calibración con fuente radioactiva, a partir de 2 keVee. Para un factor de rechazo

de ruido del 99,5 % la eficiencia de aceptación de sucesos de centelleo fue del 65 % a 2 keVee y del 75 % a 3 keVee. El error de la calibración en la determinación de la energía fue estimado en  $\pm 1,2$  keV. Las calibraciones con varias radiaciones en la región de baja energía pusieron de manifiesto que este error se puede disminuir hasta  $\pm 0,5$  keVee si se calibra con alguna fuente próxima al umbral, como 14 keV o 22 keV, por ejemplo. En cuanto al fondo radioactivo, en la región  $< 20$  keVee correspondió a un fondo plano de  $\sim 3$  c/keV/kg/d que se eleva hasta  $\sim 6$  c/keV/kg/d en la región de 2 – 4 keVee.

Otra parte muy importante de este trabajo ha consistido en la aplicación de técnicas PSD a la discriminación de sucesos  $\alpha$ , lo que ha permitido estimar la contaminación interna de dos de los cristales disponibles correspondiente a los isótopos de las cadenas de  $^{238}U$  y  $^{232}Th$ . El análisis del espectro  $\alpha$  en ambos cristales ha puesto de manifiesto que las cadenas no están en equilibrio, siendo mayor la concentración de isótopos de radio ( $^{226}Ra$ ,  $^{228}Ra$ ) (con actividades del orden de 0,1 mBq/kg) y de  $^{210}Pb$  (entre 0,5 – 1,2 mBq/kg, según el cristal estudiado). El análisis también ha evidenciado la variación existente en la contaminación interna de los cristales, lo que sugiere la conveniencia de realizar un estudio previo de los 14 cristales para seleccionar los más limpios para el experimento completo.

Se ha realizado una estimación de la contaminación interna de  $^{40}K$  basada en la comparación de los fondos experimentales obtenidos en distintas configuraciones, al no ser posible cuantificarla vía PSD por no tener emisiones  $\alpha$ . Se ha determinado una cota superior para uno de los cristales ( $< 9$  mBq/kg), aunque la actividad real puede ser bastante menor. Una estimación basada en simulaciones MC apunta a valores del orden de 5 mBq/kg.

Se han llevado a cabo una serie de simulaciones de Monte Carlo, con un doble objetivo. Por un lado, estimar la contribución de los PMTs al fondo y la disminución alcanzable al utilizar guías de luz de distinta longitud. Los resultados indican que cuando los fotomultiplicadores y/o sus bases no son excesivamente limpios es necesario utilizar guías de luz de entre 5 y 10 cm de longitud (aunque en cualquier caso una guía de más de 10 cm no produce una reducción apreciable del fondo y en cambio sí que disminuye la recolección de luz). Pero si tenemos la precaución de usar PMTs de alta radiopureza o suficientemente alejados del cristal mediante guías, el fondo generado por los PMTs y sus bases no compromete los resultados del experimento final.

Por otro lado se han realizado simulaciones para estimar el fondo a baja energía que origina la contaminación interna previamente identificada. Los resultados indican que el fondo generado por los isótopos de las cadenas de  $^{238}U$  y  $^{232}Th$  (identificados mediante el PSD) es de  $\sim 0,5$  –

0,8  $c/keV/kg/d$  para los dos cristales medidos. La contaminación de  $^{40}K$  introduce un continuo de 0,05  $c/keV/kg/d$  por cada  $mBq/kg$  de actividad, pero además produce un pico en la región de 2–5 keV, originado por la desexcitación de la capa K del átomo de argón tras la CE, cuando el fotón de 1461 keV escapa del cristal sin depositar nada de su energía. La presencia de este pico es una explicación para el aumento de cuentas observado en el fondo del prototipo II (aunque otra explicación sería una contaminación superficial o un filtrado de ruido deficiente) y en este caso podemos estimar una actividad de 5  $mBq/kg$  para el cristal utilizado. El pico de 3 keV aparece en la región de interés en el análisis de materia oscura, por lo que se ha señalado la necesidad de estimar con más precisión la concentración de  $^{40}K$  en los cristales del LSC. Para un futuro próximo se ha propuesto utilizar el método de la coincidencia con el fotón de 1461 keV en otro cristal, que ya ha sido utilizado por la colaboración DAMA. Además ayudará a verificar la calibración a baja energía y la determinación precisa del umbral. Las simulaciones también han puesto de manifiesto la necesidad de evitar cualquier contaminación superficial en los cristales, ya que el fondo en la región de baja energía es especialmente sensible a ellas, y la conveniencia, por tanto, de realizar un pulido antes de su encapsulamiento definitivo.

Finalmente, con los datos obtenidos a partir del prototipo II y las simulaciones del fondo a baja energía se ha realizado un estudio de las perspectivas del experimento completo en el análisis de modulación anual, de cara a explorar la región de parámetros del WIMP favorecida por el experimento DAMA/NaI. Para ello se ha supuesto que el fondo en la región de baja energía está dominado por el fondo interno de los cristales y se han realizado diversas estimaciones en función de la concentración de  $^{40}K$ . Los resultados indican que con una concentración de este isótopo  $\lesssim 5 mBq/kg$  las coincidencias entre cristales serían suficientes para alcanzar la sensibilidad necesaria para confirmar el resultado de DAMA/NaI con exposiciones del orden de varios años  $\times 10^7 kg$ . Si la concentración de  $^{40}K$  es superior a este valor sería necesario realizar un diseño con vetos activos que permitiera cubrir la parte de ángulo sólido que falta.

Por último se ha extendido el análisis de modulación anual a un modelo de halo oscuro triaxial y anisótropo y se ha presentado un estudio realizado durante una estancia de colaboración de 3 meses con los miembros del grupo DAMA, dedicada a estudiar la influencia de posible subestructura en el halo oscuro en el análisis de la modulación anual, aplicándola al caso concreto de la corriente de marea de la galaxia enana de SagDEG. También se participó en el estudio de la variación experimentada por la región del espacio de parámetros del WIMP favorecida por el resultado de modulación anual de DAMA/NaI al considerar la corriente de SagDEG en las estimaciones.

## Apéndice A

# Ecuaciones para modelar el halo galáctico

La ecuación fundamental de la dinámica estelar es la ecuación de Boltzmann, que es la aplicación de la ecuación de continuidad a la función de distribución en el espacio de fases  $f(\vec{v}, \vec{r})$  que describe un conjunto de partículas sin colisión en un campo gravitatorio [285]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f - \nabla \phi \frac{\partial f}{\partial v} = 0 \quad (\text{A.1})$$

donde  $\phi$  es el potencial gravitatorio.

La solución de la ecuación de Boltzmann es en general complicada, pero a partir de ella podemos obtener un conjunto de ecuaciones más manejable. Si denotamos la densidad del sistema como:

$$\rho = \int f d^3v \quad (\text{A.2})$$

y la componente  $i$ -ésima de la velocidad media como:

$$\bar{v}_i = \frac{1}{\rho} \int f v_i d^3v \quad (\text{A.3})$$

entonces integrando en un volumen en el espacio de velocidades sobre todas las velocidades posibles obtenemos 3 ecuaciones diferenciales que se conocen como ecuaciones de Jeans:

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial t} + \rho \bar{v}_i \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial x_j} - \frac{\partial(\rho \sigma_{ij}^2)}{\partial x_i} \quad (\text{A.4})$$

donde el tensor

$$\sigma_{ij}^2 = \bar{v}_i \bar{v}_j - \bar{v}_i \bar{v}_j \quad (\text{A.5})$$

se denomina elipsoide de velocidades. Este tensor es simétrico por definición, y por tanto existe una base en la que es diagonal y que permite definir la dispersión de la velocidad en la componente  $i$  como  $\sigma_i^2 = \bar{v}_i^2 - (\bar{v}_i)^2$ .

De esta forma hemos simplificado el problema y hemos obtenido un conjunto de ecuaciones que relacionan magnitudes observables:  $\rho$ ,  $\sigma$  y el potencial  $\phi$  que está ligado a la densidad a partir de la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho \quad (\text{A.6})$$

Para aplicar estas ecuaciones al caso de la Galaxia, debemos tener en cuenta que el sistema está compuesto por un halo oscuro más un disco visible  $\rho_{TOT} = \rho_{DM} + \rho_{vis}$ . La masa total en el interior de una esfera de radio  $r$ ,  $M_{TOT}(r) = \int_0^r \rho_{TOT}(r')dr'$  determina la curva de rotación de la Galaxia:

$$v_{rot}^2 = \frac{GM_{TOT}(r)}{r} \quad (\text{A.7})$$

Pero la función de distribución que buscamos describirá sólo la parte correspondiente al halo oscuro:

$$\rho_{DM}(\vec{r}) = \int f(\vec{r}, \vec{v})dv^3 \quad (\text{A.8})$$

Para obtener el potencial gravitatorio  $\phi$  a partir de un perfil supuesto para  $\rho_{DM}$  a través de la ecuación de Poisson será necesario realizar una hipótesis sobre qué parte de la curva de rotación sostienen el halo y el disco respectivamente. Así se puede hablar de halo maximal cuando esta componente sostiene toda la curva de rotación, o halo minimal, cuando la contribución del disco es la máxima permitida por las observaciones experimentales.

Para resolver las ecuaciones de Jeans es necesario realizar una hipótesis sobre la forma y orientación de  $\sigma$ . Por ello el estudio de los modelos de halo se suele dividir según sus simetrías. Vamos a describir brevemente los modelos más utilizados (ver [148] para una revisión sobre este tema):

- Simetría esférica

Cuando la simetría del problema es esférica podemos escribir  $\rho_{DM}(\vec{r}) = \rho_{DM}(r)$ . Si suponemos además que la dispersión de velocidad es isótropa ( $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$ ) entonces la dependencia de  $f = f(\bar{r}, \bar{v})$  es sólo a través de la energía  $\mathcal{E} = \phi(r) - v^2/2$  y es posible invertir la ecuación A.8. Esto es lo que se conoce como fórmula de Eddington [285]:

$$f(\mathcal{E}) = \frac{1}{8\pi} \left[ \int_0^{\mathcal{E}} \frac{d^2\rho_{DM}}{d^2\phi} \frac{d\phi}{\sqrt{\mathcal{E}-\phi}} + \frac{1}{\sqrt{\mathcal{E}}} \left( \frac{d\rho_{DM}}{d\phi} \right)_{\phi=0} \right] \quad (\text{A.9})$$

Aunque debemos señalar que este método no suele generar expresiones analíticas. Entre las expresiones más utilizadas para  $\rho_{DM}(r)$  destaca la familia de perfiles generalizados NFW [286], creados a partir del propuesto por Navarro, Frenk y White [287] y que describe bien los perfiles con cúspide central e independientes de la escala que se obtienen habitualmente en las simulaciones *N-body* :

$$\rho_{DM}(r) = \frac{(b-2)\phi_0}{4\pi G} \frac{r_s^{b-2}}{r(r+r_s)^{b-1}} \quad (\text{A.10})$$

donde  $b$  es un parámetro que determina la potencia asintótica de la función de densidad,  $\phi_0$  es el potencial en el centro de la distribución y  $r_s$  es un radio de escala, que para el modelo NFW ( $b = 3$ ) es  $r_s = 20 \text{ kpc}$ .

Si en cambio relajamos la condición de isotropía, entonces  $f$  depende también del momento angular  $L$ . El grado de anisotropía se mide por el parámetro:

$$\beta(r) = 1 - \frac{\sigma_z^2 + \sigma_y^2}{2\sigma_x^2} \quad (\text{A.11})$$

Un modelo muy extendido es el de Osipkov-Merritt [285], que propone que la dependencia  $f = f(\mathcal{E}, L)$  es sólo a través de la variable:

$$Q = \mathcal{E} - \frac{L^2}{2r_a^2} \quad (\text{A.12})$$

donde  $r_a$  es un radio de anisotropía relacionado con el parámetro  $\beta$  mediante:

$$\beta(r) = \frac{r^2}{r^2 + r_a^2} \quad (\text{A.13})$$

En este caso podemos obtener  $f$  a través de la ecuación de Eddington sin más que reemplazar  $\mathcal{E}$  por  $Q$  y  $\rho_{DM}(r)$  por  $(1 + r^2/r_a^2)\rho_{DM}(r)$  [288].

#### ■ Modelos axisimétricos

Esta categoría engloba el conjunto de modelos que tienen la simetría de esferoides de revolución y que se clasifican según el parámetro  $q = a/b$ , siendo  $a$  el semieje de simetría y  $b$  el semieje perpendicular. Así cuando  $q < 1$  el halo es achataido por los polos (oblato) mientras que para  $q > 1$  es achataido por el ecuador (prolato). Para estos modelos  $f$  depende de  $\mathcal{E}$  y de la proyección del momento angular sobre el eje de simetría  $L_z$ . El tratamiento del problema es en general muy complicado, aunque para ciertos perfiles de la densidad ha sido resuelto analíticamente por Evans [289]. En concreto para perfiles correspondientes a un potencial logarítmico:

$$\phi(R, z) = -\frac{v_0^2}{2} \text{Log} \left( R_c^2 + R^2 + \frac{z^2}{q^2} \right) \quad (\text{A.14})$$

donde  $R_c$  es el radio de un núcleo de mayor densidad y  $R^2 = x^2 + y^2$ , y que da lugar a la siguiente densidad:

$$\rho_{DM}(R, z) = \frac{v_0^2}{4\pi G q^2} \frac{(2q^2 + 1)R_c^2 + R^2 + (2 - q^{-2}z^2)}{(R_c^2 + R^2 + z^2q^{-2})^2} \quad (\text{A.15})$$

o bien un potencial que sigue una ley de potencias:

$$\phi(R, z) = \frac{\phi_a R_c^\beta}{(R_c^2 + R^2 + z^2q^{-2})^{\beta/2}} \quad (\text{A.16})$$

donde  $\phi_a$  es un parámetro relacionado con  $\rho_0$ , siendo la densidad correspondiente:

$$\rho_{DM}(R, z) = \frac{\beta \phi_a R_c^\beta}{4\pi G} \frac{(2q^2 + 1)R_c^2 + R^2(1 - \beta q^2) + z^2(2 - q^{-2}(1 + \beta))}{(R_c^2 + R^2 + z^2q^{-2})^{(\beta+4)/2}} \quad (\text{A.17})$$

Las expresiones que resultan para la función de distribución están recopiladas en [148].

#### ■ Modelos triaxiales

Este es el caso más general de los modelos no esféricos que se consideran habitualmente, en el cual se supone que la simetría es la de un elipsoide con semiejes  $a > b > c$ . Sus expresiones también son en general muy complicadas, pero en el caso de un potencial logarítmico ha sido resuelto por Evans [275]. Los resultados se recogen en el apéndice B.

Para los modelos esféricos o con simetría axial podemos considerar también el caso de una rotación global del halo, que puede ser en el mismo sentido que la de la galaxia o en sentido contrario. Para incluir la rotación del halo podemos escribir  $f$  como suma de dos componentes [290]:

$$f(\mathcal{E}, L_z^2) = a f_+(\mathcal{E}, L_z^2) + (1 - a) f_-(\mathcal{E}, L_z^2) \quad (\text{A.18})$$

donde

$$f_+(\mathcal{E}, L_z^2) = \begin{cases} f(\mathcal{E}, L_z^2) & v_y > 0 \\ 0 & v_y < 0 \end{cases} \quad (\text{A.19})$$

$$f_-(\mathcal{E}, L_z^2) = \begin{cases} 0 & v_y > 0 \\ f(\mathcal{E}, L_z^2) & v_y < 0 \end{cases}$$

En [291] se puede encontrar una formulación completa de  $f(\vec{v})$  para una esfera isoterma con rotación.

## Apéndice B

# Modelo logarítmico elipsoidal

Si suponemos un halo con deformaciones triaxiales, con semiejes  $a > b > c$  descrito por el siguiente potencial

$$\phi(x, y, z) = \frac{1}{2}v_0^2 \ln(x^2 + y^2 p^{-2} + z^2 q^{-2}) \quad (\text{B.1})$$

donde  $p = b/a$  y  $q = c/a$ , entonces podemos obtener el siguiente perfil de densidad para un halo maximal [275]:

$$\rho_{DM}(x, y, z) = \frac{v_0^2}{4\pi G} \frac{Ax^2 + By^2 p^{-2} + Cz^2 q^{-2}}{(x^2 + y^2 p^{-2} + z^2 q^{-2})^2} \quad (\text{B.2})$$

donde  $A = p^{-2} + q^{-2} - 1$ ,  $B = 1 + q^{-2} - p^{-2}$  y  $C = 1 + p^{-2} - q^{-2}$

Es preciso señalar que no cualquier combinación de  $q$  y  $p$  es válida, ya que para que el perfil de densidad sea positivo es necesario que:

$$q^2 + p^2 q^2 - p^2 > 0 \quad (\text{B.3})$$

Para resolver las ecuaciones de Jeans debemos realizar alguna hipótesis sobre el tensor de dispersión de la velocidad. Si suponemos que el Sol está en uno de los ejes del elipsoide, entonces la función de distribución se puede aproximar por:

$$f(\vec{v}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right] \quad (\text{B.4})$$

y las componentes de la dispersión se pueden expresar de la siguiente manera:

- cuando el Sol está en el eje largo del elipsoide:

$$\sigma_x^2 = \frac{v_0^2}{(2 + \gamma)A} \quad (\text{B.5})$$

$$\sigma_z^2 = \frac{v_0^2(2p^{-2} - 1)}{(2 + \gamma)A} \quad (\text{B.6})$$

$$\sigma_x^2 = \frac{v_0^2(2q^{-2} - 1)}{(2 + \gamma)A} \quad (\text{B.7})$$

- cuando el Sol está en el eje intermedio:

$$\sigma_x^2 = \frac{v_0^2 p^{-4}}{(2 + \gamma)B} \quad (\text{B.8})$$

$$\sigma_z^2 = \frac{v_0^2(2 - p^{-2})}{(2 + \gamma)B} \quad (\text{B.9})$$

$$\sigma_x^2 = \frac{v_0^2(2 - q^{-2})}{(2 + \gamma)B} \quad (\text{B.10})$$

donde  $\gamma$  es un parámetro de anisotropía que se relaciona con el parámetro  $\beta = 1 - \frac{\sigma_z^2 + \sigma_y^2}{2\sigma_x^2}$  por la siguiente expresión:

- cuando el Sol está en el eje largo del elipsoide:

$$\gamma = \frac{2(1 - \beta)}{A} - 2 \quad (\text{B.11})$$

- cuando el Sol está en el eje intermedio:

$$\gamma = \frac{2(1 - \beta)p^{-4}}{B} - 2 \quad (\text{B.12})$$

# Bibliografía

- [1] F. Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933.
- [2] K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders. Extended rotation curves of spiral galaxies - Dark haloes and modified dynamics. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 249:523–537, April 1991.
- [3] M. Fich and S. Tremaine. The mass of the Galaxy. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 29:409–445, 1991.
- [4] M. Milgrom. A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis. *Astroph. J.*, 270:365–370, July 1983.
- [5] R. H. Sanders and S. S. McGaugh. Modified Newtonian Dynamics as an Alternative to Dark Matter. *Ann. Rev. Astr. Astroph.*, 40:263–317, 2002, astro-ph/0204521.
- [6] D.N. Spergel et al. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Year Results: Implications for Cosmology. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2006, astro-ph/0603449.
- [7] J. D. Bekenstein. Relativistic gravitation theory for the modified Newtonian dynamics paradigm. *Phys. Rev. D*, 70(8):083509–+, October 2004, astro-ph/0403694.
- [8] G. Bertone, D. Hooper, and J. Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Phys. Rep.*, 405:279–390, January 2005, hep-ph/0404175.
- [9] Andrew Fruchter NASA and Zoltan Levay (STScI)] (STScI) ERO Team [Sylvia Baggett (STScI), Richard Hook (ST-ECF). The picture was taken Jan. 11 to 13, 2000, with the Wide Field and Planetary Camera 2.
- [10] E. Hubble. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proc. Nat. Ac. Sci.*, 15:168–173, March 1929.

- [11] W. L. Freedman et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *Astroph. J.*, 553:47–72, May 2001, astro-ph/0012376.
- [12] A. H. Guth. Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems. *Phys. Rev. D*, 23:347–356, January 1981.
- [13] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griest. Supersymmetric dark matter. *Phys. Rep.*, 267:195–373, March 1996.
- [14] Super-KAMIOKANDE Collaboration, Y. Fukuda, et al. Measurement of a small atmospheric  $\nu_\mu/\nu_e$  ratio. *Phys. Lett. B*, 433:9–18, August 1998, hep-ex/9803006.
- [15] Y. Fukuda et al. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, August 1998.
- [16] M. Maltoni et al. Status of global fits to neutrino oscillations. *New J. Phys.*, 6:122, September 2004, hep-ph/0405172.
- [17] C. E. Aalseth et al. IGEX  $^{76}Ge$  neutrinoless double-beta decay experiment: Prospects for next generation experiments. *Phys. Rev. D*, 65(9):092007, May 2002.
- [18] C. Arnaboldi et al. New Limit on the Neutrinoless  $\beta\beta$  Decay of  $^{130}Te$ . *Phys. Rev. Lett.*, 95(14):142501, September 2005, hep-ex/0501034.
- [19] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, I. V. Krivosheina, A. Dietz, and O. Chkvorets. Search for neutrinoless double beta decay with enriched  $^{76}Ge$  in Gran Sasso 1990-2003. *Phys. Lett. B*, 586:198–212, April 2004, hep-ph/0404088.
- [20] J. Lesgourges and S. Pastor. Massive neutrinos and cosmology. *Phys. Rep.*, 429:307–379, 2006, astro-ph/0603494.
- [21] A. D. Dolgov. Neutrinos in cosmology. *Phys. Rep.*, 370:333–535, November 2002, hep-ph/0202122.
- [22] V. Springel, C. S. Frenk, and S. D. M. White. The large-scale structure of the Universe. *Nature*, 440:1137–1144, April 2006.
- [23] P. Gondolo and G. Gelmini. Cosmic abundances of stable particles: Improved analysis. *Nucl. Phys. B*, 360:145, August 1991.
- [24] L. Roszkowski. Simple way of calculating the cosmological relic density. *Phys. Rev. D*, 50:4842–4845, October 1994, hep-ph/9404227.

- [25] R. H. Cyburt, B. D. Fields, and K. A. Olive. Primordial nucleosynthesis in light of WMAP. *Phys. Lett. B*, 567:227–234, August 2003, astro-ph/0302431.
- [26] W. L. Freedman and M. S. Turner. Colloquium: Measuring and understanding the universe. *Rev. Mod. Phys.*, 75:1433–1447, November 2003, astro-ph/0308418.
- [27] G. Steigman. Primordial Nucleosynthesis: Successes and Challenges. *Int. J. Mod. Phys. E*, 15:1–35, 2006, astro-ph/0511534.
- [28] S. Perlmutter et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Astroph. J.*, 517:565–586, June 1999, astro-ph/9812133.
- [29] A. G. Riess et al. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astron. J.*, 116:1009–1038, September 1998, astro-ph/9805201.
- [30] R. A. Knop et al. New Constraints on  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$ , and  $\omega$  from an Independent Set of 11 High-Redshift Supernovae Observed with the Hubble Space Telescope. *Astroph. J.*, 598:102–137, November 2003, astro-ph/0309368.
- [31] R. R. Caldwell. An Introduction to Quintessence. *Braz. J. Phys.*, 30:215–229, June 2000.
- [32] L. Wang, R. R. Caldwell, J. P. Ostriker, and P. J. Steinhardt. Cosmic Concordance and Quintessence. *Astroph. J.*, 530:17–35, February 2000, astro-ph/9901388.
- [33] G. F. Smoot et al. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *Astrophys. J. Lett.*, 396:L1–L5, September 1992.
- [34] N. Jarosik et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Beam Profiles, Data Processing, Radiometer Characterization and Systematic Error Limits. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2006, astro-ph/0603452.
- [35] G. Hinshaw et al. Three-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Temperature Analysis. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2006, astro-ph/0603451.
- [36] L. Page et al. Three Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Polarization Analysis. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2006, astro-ph/0603450.
- [37] A. Balbi, P. Natoli, and N. Vittorio. The CMB polarization: status and prospects. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2006, astro-ph/0606511.

- [38] W. Hu and S. Dodelson. Cosmic Microwave Background Anisotropies. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 40:171–216, 2002, astro-ph/0110414.
- [39] S. W. Allen, R. W. Schmidt, and A. C. Fabian. Cosmological constraints from the X-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with Chandra. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 334:L11–L15, August 2002, astro-ph/0205007.
- [40] D.N. Spergel et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *Astroph. J. Suppl. Ser.*, 148:175–194, September 2003, astro-ph/0302209.
- [41] S. Eidelman et al. Review of Particle Physics. *Phys. Lett. B*, 592:1+, 2004.
- [42] A. Bottino, F. Donato, N. Fornengo, and S. Scopel. Particle candidates for dark matter: a case for (dominant or subdominant) relic neutralinos. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, May 2001, hep-ph/0105233.
- [43] M. S. Turner. The dark side of the universe : from Zwicky to accelerated expansion. *Phys. Rep.*, 333:619–635, 2000.
- [44] L. Anchordoqui, T. Paul, S. Reucroft, and J. Swain. Ultrahigh Energy Cosmic Rays. *Int. J. Mod. Phys. A*, 18:2229–2366, 2003, hep-ph/0206072.
- [45] P. Gondolo. Introduction to Non-Baryonic Dark Matter. *ArXiv Astrophysics e-prints*, March 2004, astro-ph/0403064.
- [46] G. Lazarides. Particle Physics Approach to Dark Matter. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, January 2006, hep-ph/0601016.
- [47] L. Bergström. Non-baryonic dark matter: observational evidence and detection methods. *Rep. Prog. Phys.*, 63:793–841, 2000, hep-ph/0002126.
- [48] J. L. Feng. Dark matter at the Fermi scale. *J. Phys. G (Nucl. Phys.)*, 32:1, January 2006, astro-ph/0511043.
- [49] L. Roszkowski. Particle Dark Matter - A Theorist's Perspective. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, April 2004, hep-ph/0404052.
- [50] R. D. Peccei and H. R. Quinn. CP conservation in the presence of pseudoparticles. *Phys. Rev. Lett.*, 38:1440–1443, June 1977.

- [51] S. J. Asztalos et al. Improved rf cavity search for halo axions. *Phys. Rev. D*, 69(1):011101, January 2004, astro-ph/0310042.
- [52] K. Zioutas et al. First Results from the CERN Axion Solar Telescope. *Phys. Rev. Lett.*, 94(12):121301, April 2005.
- [53] H.-C. Cheng, J. L. Feng, and K. T. Matchev. Kaluza-Klein Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 89(21):211301, October 2002, hep-ph/0207125.
- [54] M. Drees, Y. G. Kim, T. Kobayashi, and M. M. Nojiri. Direct detection of neutralino dark matter and the anomalous dipole moment of the muon. *Phys. Rev. D*, 63(11):115009, June 2001, hep-ph/0011359.
- [55] J. Gascon. Direct Dark Matter Searches. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 143:423–428, June 2005.
- [56] S. W. Barwick et al. Measurements of the Cosmic-Ray Positron Fraction from 1 to 50 GeV. *Astroph. J. Lett.*, 482:L191+, June 1997, astro-ph/9703192.
- [57] S. Coutu et al. Cosmic-ray positrons: are there primary sources? *Astrop. Phys.*, 11:429–435, September 1999, astro-ph/9902162.
- [58] S. Coutu et al. Positron Measurements with the Heat-Pbar Instrument. In *International Cosmic Ray Conference*, page 1687, 2001.
- [59] H. Gast, J. Olzem, and S. Schael. Indirect Dark Matter Search: Cosmic Positron Fraction Measurement from 1 to 50 GeV with AMS-01. *ArXiv Astrophysics e-prints*, May 2006, astro-ph/0605254.
- [60] E. A. Baltz, J. Edsjö, K. Freese, and P. Gondolo. Cosmic ray positron excess and neutralino dark matter. *Phys. Rev. D*, 65(6):063511, March 2002, astro-ph/0109318.
- [61] K. Scholberg. Indirect dark matter searches with AMS-02. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 138:35–37, January 2005.
- [62] P. Picozza and A. Morselli. The science of PAMELA space mission. *ArXiv Astrophysics e-prints*, April 2006, astro-ph/0604207.
- [63] L. Bergström and D. Hooper. Dark matter and gamma rays from Draco: MAGIC, GLAST and CACTUS. *Phys. Rev. D*, 73(6):063510, March 2006, hep-ph/0512317.

- [64] F. Aharonian et al. Very high energy gamma rays from the direction of Sagittarius A\*. *Astr. Astroph.*, 425:L13–L17, October 2004.
- [65] K. Tsuchiya et al. Detection of Sub-TeV Gamma Rays from the Galactic Center Direction by CANGAROO-II. *Astroph. J. Lett.*, 606:L115–L118, May 2004, astro-ph/0403592.
- [66] D. Horns. TeV  $\gamma$ -radiation from Dark Matter annihilation in the Galactic center. *Phys. Lett. B*, 607:225–232, February 2005, astro-ph/0408192.
- [67] K. Kosack et al. TeV Gamma-Ray Observations of the Galactic Center. *Astroph. J. Lett.*, 608:L97–L100, June 2004, astro-ph/0403422.
- [68] J. Albert et al. Observation of Gamma Rays from the Galactic Center with the MAGIC Telescope. *Astroph. J. Lett.*, 638:L101–L104, February 2006, astro-ph/0512469.
- [69] G. Zaharijas and D. Hooper. Challenges in detecting gamma-rays from dark matter annihilations in the galactic center. *Phys. Rev. D*, 73(10):103501, May 2006, astro-ph/0603540.
- [70] S. D. Hunter et al. EGRET Observations of the Diffuse Gamma-Ray Emission from the Galactic Plane. *Astroph. J.*, 481:205, May 1997.
- [71] W. de Boer et al. The supersymmetric interpretation of the EGRET excess of diffuse Galactic gamma rays. *Phys. Lett. B*, 636:13–19, April 2006, hep-ph/0511154.
- [72] L. Bergström, J. Edsjö, M. Gustafsson, and P. Salati. Is the dark matter interpretation of the EGRET gamma excess compatible with antiproton measurements? *ArXiv Astrophysics e-prints*, February 2006, astro-ph/0602632.
- [73] W. B. Atwood. Prospects for observing dark-matter remnants with GLAST. *Adv. Sp. Res.*, 37:1862–1867, 2006.
- [74] J. Ahrens et al. Limits to the muon flux from WIMP annihilation in the center of the Earth with the AMANDA detector. *Phys. Rev. D*, 66(3):032006, Aug 2002.
- [75] M. Ackermann et al. Limits to the muon flux from neutralino annihilations in the Sun with the AMANDA detector. *Astrop. Phys.*, 24:459–466, January 2006.
- [76] The ANTARES Collaboration. ANTARES: status report. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.*, 150:177–180, January 2006.
- [77] R. J. Gaitskell. Direct Detection of Dark Matter. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 54:315–359, December 2004.

- [78] A. Morales. Direct detection of WIMPs with conventional (non-cryogenic) detectors. Experimental review. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 114:39–57, January 2003, astro-ph/0211446.
- [79] L. Mosca. Non baryonic dark matter with cryogenic detectors. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 114:59–66, January 2003.
- [80] G. Chardin. Dark Matter Direct Detection. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 2004, astro-ph/0411503.
- [81] L. Baudis. Dark Matter Searches. *Int. J. Mod. Phys. A*, 21:1925–1937, 2006, astro-ph/0511805.
- [82] J. Amaré et al. Recent developments on scintillating bolometers for WIMP searches: ROSEBUD status. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:133–135, May 2006.
- [83] J. I. Collar and F. T. Avignone, III. Effect of elastic scattering in the Earth on cold dark matter experiments. *Phys. Rev. D*, 47:5238–5246, June 1993.
- [84] F. Hasenbalg et al. Cold dark matter identification: Diurnal modulation reexamined. *Phys. Rev. D*, 55:7350–7355, June 1997, astro-ph/9702165.
- [85] P. F. Smith and J. D. Lewin. Dark matter detection. *Phys. Rep.*, 187(5):203–280, 1990.
- [86] S. Cebrián et al. Bolometric WIMP search at Canfranc with different absorbers. *Astrop. Phys.*, 21:23–34, April 2004.
- [87] P. F. Smith. Discrimination of a small dark matter signal from residual nuclear recoil background by means of two target elements. *New Astr. Rev.*, 49:303–306, May 2005.
- [88] A. K. Drukier. Detecting cold dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, 33(12):3495–3508, 1986.
- [89] K. Freese, J. Frieman, and A. Gould. Signal modulation in cold-dark-matter detection. *Phys. Rev. D*, 37(12):3388–3405, 1988.
- [90] E. García et al. Results of a dark matter search with a germanium detector in the Canfranc tunnel. *Phys. Rev. D*, 51:1458–1464, February 1995.
- [91] M. L. Sarsa et al. Dark matter searches at the Canfranc tunnel. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 35:154–158, May 1994.
- [92] M. L. Sarsa et al. Results of a search for annual modulation of WIMP signals. *Phys. Rev. D*, 56(4):1856–1862, 1997.

- [93] C. Bacci et al. WIMP search with enriched xenon. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 48:62–63, May 1996.
- [94] R. Bernabei et al. Searching for WIMPs by the annual modulation signature. *Phys. Lett. B*, 424:195–201, April 1998.
- [95] D. Abriola et al. Search for an annual modulation of dark-matter signals with a germanium spectrometer at the Sierra Grande Laboratory. *Astrop. Phys.*, 10:133–139, March 1999, astro-ph/9809018.
- [96] R. Bernabei et al. Dark Matter search. *Riv. Nuov. Cim.*, 26:1–74, January 2003.
- [97] S. P. Ahlen et al. Limits on cold dark matter candidates from an ultralow background germanium spectrometer. *Phys. Lett. B*, 195:603–608, September 1987.
- [98] A. Morales et al. Improved constraints on WIMPs from the international germanium experiment IGEX. *Phys. Lett. B*, 532:8–14, 2002.
- [99] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al. First results from the HDMS experiment in the final setup. *Astrop. Phys.*, 18:525–530, February 2003, hep-ph/0206151.
- [100] D. O. Caldwell et al. Searching for the cosmion by scattering in SI detectors. *Phys. Rev. Lett.*, 65:1305–1308, September 1990.
- [101] H. V. Klapdor-Kleingrothaus and I. V. Krivosheina. The GENIUS-Test-Facility and the HDMS Detector in Gran Sasso. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 145:237–241, August 2005.
- [102] GERDA Collaboration, S. Schönert, et al. Status of the Germanium Detector Array (GERDA) for the search of neutrinoless  $\beta\beta$  decays of  $^{76}\text{Ge}$  at LNGS. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 57:241–250, July 2006.
- [103] D. Anderson et al. The proposed Majorana  $^{76}\text{Ge}$  double-beta decay experiment. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 138:217–220, January 2005.
- [104] BPRS Collaboration, C. Bacci, et al. Improved limits on strongly interacting massive particles with NaI(Tl) scintillators. *Astrop. Phys.*, 4:195–198, February 1996.
- [105] K. Fushimi et al. Application of a large-volume NaI scintillator to search for dark matter. *Phys. Rev. C*, 47:425, February 1993.
- [106] K. Fushimi et al. WIMPs search by means of the highly segmented scintillator. *ArXiv Astrophysics e-prints*, June 2005, astro-ph/0506329.

- [107] K. Fushimi et al. WIMPs search by means of thin NaI(Tl) array. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:120–122, May 2006.
- [108] UK Dark Matter Collaboration, G. J. Alner, et al. Limits on WIMP cross-sections from the NAIAD experiment at the Boulby Underground Laboratory. *Phys. Lett. B*, 616:17–24, June 2005, hep-ex/0504031.
- [109] F. Giuliani. Model-Independent Assessment of Current Direct Searches for Spin-Dependent Dark Matter. *Phys. Rev. Lett.*, 93(16):161301, October 2004, hep-ph/0404010.
- [110] R. Bernabei et al. Dark Matter Particles in the Galactic Halo: Results and Implications from DAMA/NaI. *Int. J. of Mod. Phys. D*, 13:2127–2159, 2004.
- [111] KIMS Collaboration, H. S. Lee, et al. First limit on WIMP cross section with low background CsI(Tl) crystal detector. *Phys. Lett. B*, 633:201–208, February 2006.
- [112] A. Alessandrello et al. The thermal detection efficiency for recoils induced by low energy nuclear reactions, neutrinos or weakly interacting massive particles. *Phys. Lett. B*, 408:465–468, February 1997.
- [113] J. W. Zhou et al. Bolometric detection of the recoil spectrum in the alpha decay of  $^{210}Po$ . *Nucl. Instrum. Meth. A*, 349:225–230, September 1994.
- [114] R. Bernabei et al. Search for WIMP annual modulation signature: results from DAMA/NaI-3 and DAMA/NaI-4 and the global combined analysis. *Phys. Lett. B*, 480:23–31, May 2000.
- [115] D. S. Akerib et al. Exclusion limits on the WIMP-nucleon cross section from the first run of the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan Underground Laboratory. *Phys. Rev. D*, 72(5):052009, 2005.
- [116] D. S. Akerib et al. Limits on Spin-Independent Interactions of Weakly Interacting Massive Particles with Nucleons from the Two-Tower Run of the Cryogenic Dark Matter Search. *Phys. Rev. Lett.*, 96(1):011302, January 2006.
- [117] D. S. Akerib et al. The SuperCDMS proposal for dark matter detection. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 559:411–413, April 2006.
- [118] V. Sanglard et al. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryogenic heat-and-ionization Ge detectors. *Phys. Rev. D*, 71(12):122002, June 2005.

- [119] P. C. F. Di Stefano et al. Status and outlook of the EDELWEISS experiment. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:70–74, May 2006.
- [120] G. Angloher et al. Limits on WIMP dark matter using scintillating  $CaWO_4$  cryogenic detectors with active background suppression. *Astrop. Phys.*, 23:325–339, April 2005, astro-ph/0408006.
- [121] H. Kraus et al. EURECA: the European future of cryogenic dark matter searches. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:139–141, May 2006.
- [122] R. Ardito et al. The CUORICINO and CUORE double beta decay experiments. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 57:203–216, July 2006.
- [123] UK Dark Matter Collaboration, G. J. Alner, et al. First limits on nuclear recoil events from the ZEPLIN I galactic dark matter detector. *Astrop. Phys.*, 23:444–462, June 2005.
- [124] A. Benoit et al. Critical revision of the ZEPLIN-I sensitivity to WIMP interactions. *Phys. Lett. B*, 637:156–160, June 2006, astro-ph/0512120.
- [125] R. Bernabei et al. Results with the DAMA/LXe experiment at LNGS. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 110:88–90, July 2002.
- [126] H. Wang. The ZEPLIN II dark matter detector status. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 138:52–55, January 2005.
- [127] E. Aprile et al. The XENON dark matter search experiment. *New Astron. Rev.*, 49:289–295, May 2005, astro-ph/0407575.
- [128] E. Aprile et al. The XENON dark matter search: status of XENON10. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:107–110, May 2006.
- [129] N. Ferrari and the Warp Collaboration. WARP: a double phase argon programme for dark matter detection. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:111–113, May 2006.
- [130] A. Rubbia. ArDM: a ton-scale liquid Argon experiment for direct detection of Dark Matter in the Universe. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:129–132, May 2006, hep-ph/0510320.
- [131] G. J. Alner et al. The DRIFT-I dark matter detector at Boulby: design, installation and operation. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 535:644–655, December 2004.
- [132] G. J. Alner et al. The DRIFT-II dark matter detector: Design and commissioning. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 555:173–183, December 2005.

- [133] C. J. Copi and L. M. Krauss. Angular signatures for galactic halo weakly interacting massive particle scattering in direct detectors: Prospects and challenges. *Phys. Rev. D*, 63(4):043507, February 2001, astro-ph/0009467.
- [134] K. Borer et al. Recent results from the ORPHEUS dark matter experiment. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 138:163–165, January 2005.
- [135] T. A. Girard et al. SIMPLE dark matter search results. *Phys. Lett. B*, 621:233–238, August 2005, hep-ex/0505053.
- [136] M. Barnabé-Heider et al. Improved spin-dependent limits from the PICASSO dark matter search experiment. *Phys. Lett. B*, 624:186–194, September 2005, hep-ex/0502028.
- [137] MACRO Collaboration, M. Ambrosio, et al. Seasonal variations in the underground muon intensity as seen by MACRO. *Astrop. Phys.*, 7:109–124, June 1997.
- [138] A. Borio di Tiglione et al. Variability of fast neutron yield in underground environment. *Europh. Lett.*, 67:1045–1049, September 2004.
- [139] H. Wulandari, J. Jochum, W. Rau, and F. von Feilitzsch. Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited. *Astrop. Phys.*, 22:313–322, 2004.
- [140] D. Abrams et al. Exclusion limits on the WIMP-nucleon cross section from the Cryogenic Dark Matter Search. *Phys. Rev. D*, 66(12):122003, Dec 2002.
- [141] R. Bernabei et al. New limits on WIMP search with large-mass low-radioactivity NaI(Tl) set-up at Gran Sasso. *Phys. Lett. B*, 389:757–766, 1996.
- [142] R. Bernabei et al. Performances of the  $\simeq 100 \text{ kg}$  NaI(Tl) set-up of the DAMA experiment at Gran Sasso. *Riv Nuovo Cimento A*, 112(6):545–575, 1999.
- [143] R. Bernabei et al. On a further search for a yearly modulation of the rate in particle Dark Matter direct search. *Phys. Lett. B*, 450:448–455, March 1999.
- [144] P. Belli et al. Extending the DAMA annual-modulation region by inclusion of the uncertainties in astrophysical velocities. *Phys. Rev. D*, 61(2):023512, January 2000.
- [145] R. Bernabei et al. On the investigation of possible systematics in WIMP annual modulation search. *Eur. Phys. J. C*, 18:283–292, 2000.
- [146] R. Bernabei et al. Investigating the DAMA annual modulation data in a mixed coupling framework. *Phys. Lett. B*, 509:197–203, June 2001.

- [147] R. Bernabei et al. Investigating the DAMA annual modulation data in the framework of inelastic dark matter. *Eur. Phys. J. C*, 23:61–64, 2002.
- [148] P. Belli et al. Effect of the galactic halo modeling on the DAMA-NaI annual modulation result: An extended analysis of the data for weakly interacting massive particles with a purely spin-independent coupling. *Phys. Rev. C*, 66(4):043503, August 2002.
- [149] B. Censier. Final results of the EDELWEISS-I dark matter search with cryo-genic heat-and-ionization Ge detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 559:381–383, April 2006.
- [150] C. J. Copi and L. M. Krauss. Comparing interaction rate detectors for weakly interacting massive particles with annual modulation detectors. *Phys. Rev. D*, 67(10):103507, May 2003, astro-ph/0208010.
- [151] A. Bottino, F. Donato, N. Fornengo, and S. Scopel. Light neutralinos and WIMP direct searches. *Phys. Rev. D*, 69(3):037302, February 2004, hep-ph/0307303.
- [152] A. Bottino, F. Donato, N. Fornengo, and S. Scopel. Do current WIMP direct measurements constrain light relic neutralinos? *Phys. Rev. D*, 72(8):083521, October 2005.
- [153] P. Gondolo and G. Gelmini. Compatibility of DAMA dark matter detection with other searches. *Phys. Rev. D*, 71:123520, June 2005, hep-ph/0504010.
- [154] P. Ullio, M. Kamionkowski, and P. Vogel. Spin-dependent WIMPs in DAMA? *J. High Ener. Phys.*, 7:44, July 2001, hep-ph/0010036.
- [155] A. Kurylov and M. Kamionkowski. Generalized analysis of the direct weakly interacting massive particle searches. *Phys. Rev. D*, 69(6):063503, March 2004, hep-ph/0307185.
- [156] A. Morales et al. A search of the neutrinoless decay of  $^{76}\text{Ge}$  to the first excited state of  $^{76}\text{Se}$  in the Canfranc tunnel. *J. Phys. G (Nucl. Phys.)*, 17:211, December 1991.
- [157] M. L. Sarsa et al. Searching for annual modulations of WIMPs with NaI(Tl). *Phys. Lett. B*, 386:458–462, 1996.
- [158] S. Cebrián et al. Status of the ANAIS experiment at Canfranc. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 114:111–115, 2003.
- [159] S. Cebrián. *Estudio del fondo radioactivo en experimentos subterráneos de búsqueda de sucesos poco probables: CUORE (Cryogenic underground Observatory for Rare Events) y ANAIS (Annual Modulation with NaI(Tl))*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2002.

- [160] M. Martínez et al. Status of the ANAIS experiment at Canfranc. In *Proceedings of the International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 04) celebrated in Edinburgh, September 2004*, pages 283–288. N. J. C. Spooner and V. KKudryavtsev. Published by World Scientific., 2004.
- [161] J. Amaré et al. Dark matter searches with NaI scintillators in the Canfranc underground laboratory: ANAIS experiment. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:123–125, May 2006.
- [162] J. Morales et al. The Canfranc Underground Laboratory. Present and Future. In *Proceedings of the International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 04) celebrated in Edinburgh, September 2004*, pages 447–452. N. J. C. Spooner and V. Ku-dryavtsev. Published by World Scientific., 2004.
- [163] J. Amaré et al. The Canfranc Underground Laboratory. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 143:574–574, June 2005.
- [164] A. Morales et al. Particle dark matter and solar axion searches with a small germanium detector at the Canfranc Underground Laboratory. *Astrop. Phys.*, 16:325–332, January 2002, hep-ex/0101037.
- [165] A. Morales et al. New constraints on WIMPs from the Canfranc IGEX dark matter search. *Phys. Lett. B*, 489:268–272, September 2000, hep-ex/0002053.
- [166] S. Cebrián et al. First results of the ROSEBUD dark matter experiment. *Astrop. Phys.*, 15:79–85, March 2001, astro-ph/0004292.
- [167] R. Hofstadter. Alkali halide scintillation counters. *Phys. Rev.*, 74:100–101, 1948.
- [168] C. Bacci et al. WIMPs search with low activity NaI crystals. Preliminary results. *Phys. Lett. B*, 293:460–464, 1992.
- [169] A. Bottino et al. Search for neutralino dark matter with NaI detectors. *Phys. Lett. B*, 295:330–336, 1992.
- [170] N. J. T. Smith et al. Improved dark matter limits from pulse shape discrimination in a low background sodium iodide detector at the Boulby mine. *Phys. Lett. B*, 379:299–308, 1996.
- [171] G. Gerbier et al. Pulse shape discrimination and dark matter search with NaI(Tl) scintillator. *Astrop. Phys.*, 11:287–302, 1999.

- [172] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. Pergamon Press Ltd., Headington Hill Hall, Oxford, U.K., 1964.
- [173] NaI(Tl) and Polyscin® NaI(Tl) Scintillation Material Data sheet. Technical Report 3103(06-02), Saint-Gobain ceramics & Plastics, 2002.
- [174] R. B. Murray and A. Meyer. Scintillation Response of Activated Inorganic Crystals to Various Charged Particles. *Phys. Rev.*, 122:815–826, May 1961.
- [175] N. J. C. Spooner et al. The scintillation efficiency of sodium and iodine recoils in a NaI(Tl) detector for dark matter searches. *Phys. Lett. B*, 321:156–160, January 1994.
- [176] D. R. Tovey et al. Measurement of scintillation efficiencies and pulse-shapes for nuclear recoils in NaI(Tl) and  $CaF_2(Eu)$  at low energies for dark matter experiments. *Phys. Lett. B*, 433:150–155, August 1998.
- [177] L.N. Trefilova et al. Concentration dependence of the light yield and energy resolution of NaI:Tl and CsI:Tl crystals excited by gamma, soft X-rays and alpha particles. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 486:474–481, June 2002.
- [178] V. A. Kudryavtsev et al. Characteristics of alpha, gamma and nuclear recoil pulses from NaI(Tl) at 10-100 keV relevant to dark matter searches. *Phys. Lett. B*, 452:167–172, 1999.
- [179] C. Bacci et al. Progress on WIMP search with low activity scintillators. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 48:60–61, May 1996.
- [180] L. Miramonti. Study of the nuclear recoil response of a NaI(Tl) scintillator detector with a  $^{252}Cf$  neutron source. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 194:337–342, July 2002.
- [181] C. Pobes. *Optimización de la respuesta de un sistema multidetector de cristales de centelleo para un experimento de materia oscura (ANALIS)*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2006.
- [182] M. L. Sarsa. *Experimento para la detección directa de Materia Oscura galáctica fría con detectores de centelleo mediante la búsqueda de señales distintivas*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 1995.
- [183] N. J. T. Smith et al. A possible mechanism for anomalous pulses observed in sodium iodide crystals. *Phys. Lett. B*, 485:9–15, 2000.
- [184] V. A. Kudryavtsev et al. Study and suppression of anomalous fast events in inorganic scintillators for dark matter searches. *Astrop. Phys.*, 17:401–408, 2002.

- [185] J. Googins et al. A simple method for cleaning NaI(Tl) crystals. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 262:544–545, 1987.
- [186] H. R. Krall. Extraneous light emission from photomultipliers. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-14:455–459, 1967.
- [187] R. Brun and F. Rademakers. ROOT - An object oriented data analysis framework. In *Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996*. Nucl. Instrum. Meth. A 389 (1997) 81-86. <http://root.cern.ch>.
- [188] P. Dorenbos et al. Non-proportionality in the scintillation response and the energy resolution obtainable with scintillation crystals. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 42(6):2190–2202, 1995.
- [189] A. J. L. Collison and R. Hill. The fluorescent response of NaI(Tl) and CsI(Tl) to X rays and  $\gamma$  rays. *Proc. Phys. Soc.*, 81:883–892, 1963.
- [190] L. R. Wayne et al. Response of NaI(Tl) to X-rays and electrons. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 411:351–364, 1998.
- [191] L. F. Requicha et al. Energy non-linearity effects in the response of ionic crystal scintillators to X-rays with energy in the region of the K-absorption edges: experimental results. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 516:486–491, 2004.
- [192] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*. Springer-Verlag, Heidelberg, 1987.
- [193] G. C. Meggitt. The effect of the crystal surface on the derived electron scintillation response of NaI(Tl). *Nucl. Instrum. Meth. A*, 83:313–316, 1970.
- [194] J. Fraser-Mitchell and A. G. Wright. Contribution of photocathode nonuniformity to energy resolution in NaI(Tl) scintillation detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 288:429–438, 1990.
- [195] M. Moszyński et al. Intrinsic energy resolution of NaI(Tl). *Nucl. Instrum. Meth. A*, 484:259–269, 2002.
- [196] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1989.
- [197] J. J. Quenby et al. Results from the first stage of a UK Galactic dark matter search using low background sodium iodide detectors. *Phys. Lett. B*, 351:70–76, 1995.

- [198] A. W. P. Poon. Neutrino observations from the Sudbury Neutrino Observatory. In E. Norman, L. Schroeder, and G. Wozniak, editors, *AIP Conf. Proc. 610: Nuclear Physics in the 21st Century*, pages 218–230, April 2002.
- [199] M. Robinson et al. Reduction of coincident photomultiplier noise relevant to astroparticle physics experiments. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 545:225–233, 2005.
- [200] P. B. Coates. The origins of afterpulses in photomultipliers. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 6:1159–1166, 1973.
- [201] R. Barlow. *Statistics. A guide to the use of statistical methods in the physical sciences*. John Wiley & Sons, 1987.
- [202] P. Lecoq, V. Annenkov, A. Gekhtin, M. Korzhik, and C. Pedrini. *Inorganic Scintillators for Detector Systems*. Springer-Verlag, Berling-Heidelberg, 2006.
- [203] E. Auffray et al. Crystal conditioning for high-energy physics detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 486:22–34, June 2002.
- [204] M. Yamashita et al. Scintillation response of liquid Xe surrounded by PTFE reflector for gamma rays. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 535:692–698, December 2004.
- [205] N. J. C. Spooner et al. NaI dark matter limits and the NAIAD array - a detector with improved sensitivity to WIMPs using unencapsulated NaI. *Phys. Lett. B*, 473:330–336, 2000.
- [206] Y. Xiaoguang. A study of light collection efficiency in scintillation detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 228:101–104, December 1984.
- [207] M. F. Weber et al. Giant birefringent optics in multilayer polymer mirrors. *Science*, 287:2451–2456, March 2000.
- [208] N. Ghal-Eh et al. A photon transport model code for use in scintillation detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 516:116–121, 2004.
- [209] A. Levin and C. Moisan. A more physical approach to model the surface treatment of scintillation counters and its implementation into DETECT. In *Proceedings IEEE Nuclear Science Symposium, Anaheim, 2-4 Noviembre 1996*.
- [210] E. Frlez, B. K. Wright, and D. Pocanic. OPTICS: General-purpose scintillator light response simulation code. *Comput. Phys. Commun.*, 134:110–135, 2001, hep-ex/0006033.

- [211] P. Hanlet et al. LED pulser system for Fermilab's D0 Muon Scintillation counters. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 521:343–360, 2004.
- [212] A. Fyyodorov, M. Korzhik, A. Lopatik, and O. Misevich. LED light pulser for high precision monitoring of the scintillation calorimeter energy scale. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 413:352–356, 1998.
- [213] J. A. Formaggio and C. J. Martoff. Backgrounds to sensitive experiments underground. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 54:361–412, 2004.
- [214] G. H. Heusser. Low-radioactivity background techniques. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 45:543–590, 1995.
- [215] B. L. Cohen. The nuclear reactor accident at Chernobyl, USSR. *Am. J Phys.*, 55:1076–1083, December 1987.
- [216] R. Heaton, H. Lee, P. Skensved, and B. C. Robertson. Neutron production from thick-target  $(\alpha, n)$  reactions. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 276:529–538, 1988.
- [217] J. Amaré et al. Neutrons from rock radioactivity in the new Canfranc underground laboratory. *J. Phys. Conf. Ser.*, 39:151–153, May 2006.
- [218] D.M. Mei and A. Hime. Muon-induced background study for underground laboratories. *Phys. Rev. D*, 73(053004):1–18, 2006.
- [219] J. M. Carmona et al. Neutron background at the Canfranc underground laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment. *Astrop. Phys.*, 21:523–533, August 2004.
- [220] A. Fassò, A. Ferrari, and P. R. Sala. Electron-photon transport in FLUKA: status. In *Proceedings of the MonteCarlo 2000 Conference, Lisbon, October 23-26 2000*, pages 159–164. Springer-Verlag Berlin, 2001.
- [221] V. Chazal et al. Neutron background measurements in the underground laboratory of Modane. *Astrop. Phys.*, 9:163–172, 1998.
- [222] P. F. Smith et al. Simulation studies of neutron shielding, calibration and veto systems for gaseous dark matter detectors. *Astrop. Phys.*, 22:409–420, 2005.
- [223] S. R. Hashemi-Nezhad and L. S. Peak. Background neutron flux determination at depth of 3200 m.w.e. underground. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 357:524–534, 1995.

- [224] J. J. Kim et al. Measurement of the neutron flux in the CPL underground laboratory and simulations studies of neutron shielding for WIMP searches. *Astrop. Phys.*, 20:549–557, 2004.
- [225] L. Miramonti. European underground laboratories: An overview. *arXiv:hep-ex/0503054*, 2005.
- [226] G. Heusser et al. Studies of  $\gamma$ -ray background with a low level germanium spectrometer. *Nucl. Instrum. Meth. B*, 58:79–84, 1991.
- [227] A. Da Silva et al. Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 354:553–559, 1995.
- [228] R. W. Schnee, D. S. Akerib, and R. J. Gaitskell. Expected performance of cryoarray. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 124:233–236, 2003.
- [229] M. J. Berger and S.M. Seltzer. Response functions for sodium iodide scintillation detectors. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 104:317–332, 1972.
- [230] S. Agostinelli et al. GEANT4—a simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, (506):250–303, 2003.
- [231] Application Software Goup Computing and Network Division. *GEANT-Detector description and simulation tool*. CERN Program Library Long Write-up W5013, Geneva, 1994.
- [232] GEANT4 Collaboration. Website. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/index.shtml>.
- [233] GEANT4 Colaboration. User's guide: For application developers. Website. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/userdocuments.shtml>.
- [234] GEANT4 Colaboration. Physics Reference Manual. Website. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/userdocuments.shtml>.
- [235] D. Cullen, J. H. Hubbell, and L. Kissel. EPDL97: the Evaluated Photon Data Library, '97 Version'. *UCRL-50400*, Vol 6(Rev 5).
- [236] S.T. Perkins, D.E. Cullen, and S.M. Seltzer. Tables and Graphs of Electron-Interaction Cross-Sections from 10 eV to 100 GeV derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1-100. *UCRL-50400*, Vol 31.
- [237] S.T. Perkins, D.E. Cullen, M.H. Chen, J.H. Hubbell, J. Rathkopf, and J. Scofield. Tables and Graphs of Atomic Subshell and Relaxation Data Derived from the LLNL Evaluated Atomic Data Library (EADL), Z=1-100. *UCRL-50400*, Vol 30.

- [238] J. Tulli. Evaluated Nuclear Structure Data File. *BNL-NCS-51655*, Rev 87, 1987.
- [239] K. Ichihara et al. Highly sensitive measurement of  $\alpha$ -rays in NaI(Tl) scintillator by pulse shape discrimination with charge-sensitive analog-to-digital converter. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 515:651–656, 2003.
- [240] M. Omori, G. Braoudakis, and L. S. Peak.  $^{238}U$  spontaneous fission-induced background in NaI scintillators. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 329:183–187, 1993.
- [241] J. C. Barton and J. A. Edgington. Analysis of alpha-emitting isotopes in an inorganic scintillator. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 443:277–2867, 2000.
- [242] Colaboración DAMA. Comunicación privada. Presentaciones de DAMA en varias conferencias. F. Nozzoli, PhD thesis (Roma, 2005). R. Bernabei en 'LNGS scientific Committee' (octubre 2005).
- [243] L.P. Ekström and R.B. Firestone. WWW Table of Radioactive Isotopes. Website, 1999. <http://ie.lbl.gov/toi/index.htm>.
- [244] S. Umehara et al. Determination of U-chain concentration in NaI(Tl) scintillator by delayed coincidence method. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 490:271–275, 2002.
- [245] K. Fushimi et al. Determination of Th-chain concentration in a high sensitivity detector. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 491:163–167, 2002.
- [246] Y. F. Zhu et al. Measurement of the intrinsic radiopurity of  $^{137}Cs/^{235}U/^{238}U/^{232}Th$  in CsI(Tl) crystal scintillators. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 557:490–500, 2006.
- [247] J. R. Primack, D. Seckel, and B. Sadoulet. Detection of cosmic dark matter. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 38:751–807, December 1988.
- [248] M. W. Goodman and E. Witten. Detectability of certain dark-matter candidates. *Phys. Rev. D*, 31:3059–3063, June 1985.
- [249] P. J. T. Leonard and S. Tremaine. The local Galactic escape speed. *Astroph. J.*, 353:486–493, April 1990.
- [250] F. Giuliani. Are Direct Search Experiments Sensitive to All Spin-Independent Weakly Interacting Massive Particles? *Phys. Rev. Lett.*, 95(10):101301, September 2005, hep-ph/0504157.

- [251] A. Bottino et al. Exploring the supersymmetric parameter space by direct search for WIMPs. *Phys. Lett. B*, 402:113–121, February 1997.
- [252] M. T. Ressell and D. J. Dean. Spin-dependent neutralino-nucleus scattering for  $A \sim 127$  nuclei. *Phys. Rev. C*, 56:535–546, July 1997.
- [253] A. F. Pacheco and D. Strottman. Nuclear-structure corrections to estimates of the spin-dependent WIMP-nucleus cross section. *Phys. Rev. D*, 40:2131–2133, September 1989.
- [254] D. Lynden-Bell. Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems. *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 136:101, 1967.
- [255] Y. P. Jing and Y. Suto. Triaxial Modeling of Halo Density Profiles with High-Resolution N-Body Simulations. *Astroph. J.*, 574:538–553, August 2002.
- [256] B. Moore et al. Dark matter in Draco and the Local Group: Implications for direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 64(6):063508, September 2001.
- [257] J. Diemand, B. Moore, and J. Stadel. Earth-mass dark-matter haloes as the first structures in the early Universe. *Nature*, 433:389–391, January 2005.
- [258] A. Helmi, S. D. M. White, and V. Springel. The phase-space structure of cold dark matter haloes: insights into the Galactic halo. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 339:834–848, March 2003.
- [259] A. M. Green. WIMP direct detection: astrophysical input. *New Astron. Rev.*, 49:181–184, May 2005.
- [260] W. Dehnen and J. J. Binney. Local stellar kinematics from HIPPARCOS data. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 298:387–394, August 1998.
- [261] G. Gelmini and P. Gondolo. Weakly interacting massive particle annual modulation with opposite phase in late-infall halo models. *Phys. Rev. D*, 64(2):023504, July 2001.
- [262] A. M. Green. Effect of realistic astrophysical inputs on the phase and shape of the weakly interacting massive particles annual modulation signal. *Phys. Rev. D*, 68(2):023004, July 2003.
- [263] J. D. Lewin and P. F. Smith. Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil. *Astrop. Phys.*, 6:87–112, December 1996.

- [264] I. García Irastorza. *Un telescopio subterráneo de axiones y WIMPs como instrumento de investigación astrofísica y detector de Materia Oscura*. PhD thesis, Universidad de Zaragoza, 2001.
- [265] S. Cebrián et al. Sensitivity plots for WIMP direct detection using the annual modulation signature. *Astrop. Phys.*, 14:339–350, January 2001.
- [266] M. R. Merrifield. The Galactic Halo and CDM. In S. Ryder, D. Pisano, M. Walker, and K. Freeman, editors, *IAU Symposium*, page 431, July 2004, astro-ph/0310497.
- [267] P. D. Sackett. The Shape of Dark Matter Halos. In D. R. Merritt, M. Valluri, and J. A. Sellwood, editors, *ASP Conf. Ser. 182: Galaxy Dynamics - A Rutgers Symposium*, page 393, August 1999.
- [268] A. M. Green. Interpreting data from WIMP direct detection experiments. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, August 2002, hep-ph/0208140.
- [269] H. J. Newberg et al. Sagittarius Tidal Debris 90 Kiloparsecs from the Galactic Center. *Astroph. J. Lett.*, 596:L191–L194, October 2003.
- [270] S. R. Majewski et al. Dark Matter Constraints from the Sagittarius Dwarf and Tail System. In S. Ryder, D. Pisano, M. Walker, and K. Freeman, editors, *IAU Symposium*, page 189, July 2004.
- [271] M. Fellhauer et al. The Shape of the Milky Way Halo. *ArXiv Astrophysics e-prints. Submitted to Astroph. J. Lett.*, May 2006, astro-ph/0605026.
- [272] A. Helmi. Velocity Trends in the Debris of Sagittarius and the Shape of the Dark Matter Halo of Our Galaxy. *Astroph. J. Lett.*, 610:L97–L100, August 2004.
- [273] D. Martínez-Delgado et al. Tracing Out the Northern Tidal Stream of the Sagittarius Dwarf Spheroidal Galaxy. *Astroph. J.*, 601:242–259, January 2004.
- [274] D. R. Law, K. V. Johnston, and S. R. Majewski. A Two Micron All-Sky Survey View of the Sagittarius Dwarf Galaxy. IV. Modeling the Sagittarius Tidal Tails. *Astroph. J.*, 619:807–823, February 2005, <http://www.astro.virginia.edu/srm4n/Sgr>.
- [275] N. W. Evans, C. M. Carollo, and P. T. de Zeeuw. Triaxial haloes and particle dark matter detection. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 318:1131–1143, November 2000.
- [276] P. Sikivie and J. R. Ipser. Phase-space structure of cold dark matter halos. *Phys. Lett. B*, 291:288–292, September 1992.

- [277] P. Sikivie, I. I. Tkachev, and Y. Wang. Secondary infall model of galactic halo formation and the spectrum of cold dark matter particles on Earth. *Phys. Rev. D*, 56:1863–1878, August 1997.
- [278] B. Morgan, A. M. Green, and N. J. Spooner. Directional statistics for realistic weakly interacting massive particle direct detection experiments. *Phys. Rev. D*, 71(10):103507, May 2005.
- [279] N. Fornengo and S. Scopel. Temporal distortion of the annual modulation signal of weakly interacting massive particles at low recoil energies. *Phys. Lett. B*, 576:189–194, December 2003.
- [280] R. A. Ibata, G. Gilmore, and M. J. Irwin. A Dwarf Satellite Galaxy in Sagittarius. *Nature*, 370:194, July 1994.
- [281] K. Freese, P. Gondolo, and H. J. Newberg. Detectability of weakly interacting massive particles in the Sagittarius dwarf tidal stream. *Phys. Rev. D*, 71(4):043516, February 2005.
- [282] D. Martínez-Delgado et al. Tidal Streams in the Galactic Halo: Evidence for the Sagittarius Northern Stream or Traces of a New Nearby Dwarf Galaxy. *Astroph. J.*, 549:L199–L202, March 2001.
- [283] R. Bernabei et al. Investigating halo substructures with annual modulation signature. *Eur. Phys. J. C*, January 2006, astro-ph/0604303, <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2006-02559-9>.
- [284] K. Freese et al. Effects of the Sagittarius Dwarf Tidal Stream on Dark Matter Detectors. *Phys. Rev. Lett.*, 92(11):111301, March 2004.
- [285] J. Binney and S. Tremaine. *Galactic dynamics*. Princeton University Press, New Jersey 08540, 1987.
- [286] N. W. Evans and J. H. An. Distribution function of dark matter. *Phys. Rev. D*, 73(2):023524, January 2006.
- [287] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. The Structure of Cold Dark Matter Halos. *Astroph. J.*, 462:563, May 1996.
- [288] A. M. Green. Effect of halo modeling on weakly interacting massive particle exclusion limits. *Phys. Rev. D*, 66(8):083003, October 2002.

- [289] N. W. Evans. Simple galaxy models with massive haloes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 260:191–201, January 1993.
- [290] M. Kamionkowski and A. Kinkhabwala. Galactic halo models and particle dark-matter detection. *Phys. Rev. D*, 57:3256–3263, March 1998.
- [291] F. Donato, N. Fornengo, and S. Scopel. Effects of galactic dark halo rotation on WIMP direct detection. *Astrop. Phys.*, 9:247–260, October 1998.