

ANÁLISIS DEL GRAVITINO COMO MATERIA OSCURA A PARTIR  
DE LOS DATOS DEL TELESCOPIO ESPACIAL FERMI-LAT

GERMÁN ARTURO GÓMEZ VARGAS

Memoria realizada para optar al título de Máster en Física Teórica

Directores  
Dr. Luis Labarga  
Dr. Carlos Muñoz

Departamento de Física Teórica  
Universidad Autónoma de Madrid  
España

2010



# Contenido

<b>Motivación</b>	<b>2</b>
<b>Introducción</b>	<b>3</b>
<b>1. Materia oscura: las evidencias</b>	<b>5</b>
1.1. A escala galáctica . . . . .	5
1.2. A escala de cúmulos de galaxias . . . . .	6
1.2.1. Cúmulo Bala . . . . .	8
1.3. A escala cosmológica . . . . .	9
<b>2. Materia oscura: modelos en física de partículas</b>	<b>11</b>
2.1. Sobre la materia oscura y la física más allá del modelo estandar . . . . .	12
2.2. Sobre el modelo $\mu\nu SSM$ . . . . .	14
2.3. Sobre el gravitino como candidato a materia oscura y su desintegración en fotones . . . . .	15
<b>3. Un telescopio en el espacio exterior y sin lentes: FERMI</b>	<b>20</b>
3.1. Sobre cómo mirar el cielo con un calorímetro: LAT . . . . .	21
<b>4. Cotas al espacio de parámetros del gravitino en el <math>\mu\nu SSM</math> con Fermi-LAT</b>	<b>24</b>
<b>Conclusiones</b>	<b>28</b>
<b>Referencias</b>	<b>31</b>

## Motivación

Cada instante nuestros sentidos son atacados por un sin número de estímulos, la naturaleza nos impregna de sí misma. El asombro que ante esta realidad podemos sentir es un ejercicio único de la mente, la imaginación y la sensibilidad. Lo importante no es el conocimiento, es este asombro que nace de la simple contemplación.

La observación sistemática de fenómenos naturales a través de instrumentos más sensibles que nuestros sentidos nos permite llevar esta contemplación a un nivel más alto. Por ejemplo, mirando distintas galaxias, por medio de telescopios y satélites espaciales, podemos ver como evolucionan en escalas de tiempo para las cuales, las de lo humano, son irrisorias. Así, no todas las cosas viven en el limitado rango que percibimos directamente y no por eso dejan de ser susceptibles del asombro que podemos sentir por ellas.

Tenemos telescopios y aceleradores de partículas que nos permiten ir a otras escalas de tiempo, energía y espacio para poder contemplar el universo en otros estadios. Todo esto nos ha llevado a darnos cuenta en los últimos años de que la materia y energía que hemos percibido, a la que hemos podido acceder, es tan solo el 3% de toda la que contiene el universo. El resto está ahí, lleno de nuevas estructuras, relaciones, interacciones y no sabemos que más cosas, las cuales deseamos poder algún día contemplar. Es un nuevo e inexplorado conjunto de fenómenos que la naturaleza nos ofrece y nuestro instinto nos impulsa a participar, a fundirnos con ellos.

Durante los dos últimos años he tenido la posibilidad de aprender a explorar los datos del telescopio espacial Fermi-LAT y estudiar teorías físicas que intentan modelar el mundo casi invisible de las partículas subatómicas en busca de la naturaleza de la materia oscura. Con Fermi estamos observando el cielo en un rango de energías y con una resolución nunca antes alcanzada por el hombre, aunque nuestros resultados de la búsqueda por una señal de materia oscura son negativos de momento, lo importante es que observamos la naturaleza a través de esta nueva ventana y que apenas es el comienzo, queda una gran región del cielo y de modelos por explorar, tenemos las herramientas para hacerlo y lo estamos haciendo.

# Introducción

La idea de materia oscura nace para explicar efectos gravitatorios independientes a diferentes escalas astronómicas, en galaxias, cúmulos de galaxias e incluso en todo el universo conocido. Luego del éxito obtenido por esta idea estos efectos pasaron a ser las evidencias. Los testimonios más habituales que nunca pueden faltar en ninguna reseña son: las curvas de rotación de galaxias espirales, la observación del efecto de lente gravitacional por galaxias y cúmulos y la determinación de los parámetros cosmológicos en ajustes que combinan el fondo cósmico de microondas (CMB) con otras restricciones. Recientemente se ha sumado a la lista el cúmulo Bala, en el cual se combinan efectos de lente debidos a su campo gravitatorio con observaciones en rayos X de la materia caliente en su medio inter-cúmulo (ICM). Sin embargo existe mucha más evidencia. El primer capítulo de este trabajo lo dedico a presentar de forma muy resumida solamente las habituales, una reseña reciente que presenta todas es [1].

Por estos fenómenos gravitacionales se ha generado que la física teórica de altas energías y la astrofísica y cosmología, ahora mantengan una simbiosis alrededor del puzzle que es la naturaleza de esta extraña forma de materia. La primera formula teorías que predicen nuevas partículas, algunas de las cuales son excelentes candidatas a materia oscura. Las observaciones astrofísicas y cosmológicas restringen las propiedades de tales partículas y por tanto el espacio de parámetros de las nuevas teoría. El segundo capítulo esta dedicado a esta nueva forma de hacer física, el campo de las astropartículas.

Debido a las características generales que debe poseer una partícula o conjunto de partículas que den cuenta de los fenómenos gravitatorios que explica la introducción de la materia oscura, quedan excluidas las contenidas en el modelo estándar  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  y por ello esta es una de las principales evidencias de nueva física [2]. Hay varias teorías actualmente compitiendo como opciones de nueva física, supersimetría resulta la mas estudiada. Sin embargo, aunque el gran colisionador de hadrones (LHC) confirmara que supersimetría es la teoría correcta y aun si una de las nuevas partículas cumple con los requisitos para ser la materia oscura se necesitan experimentos y observaciones específicos de detección directa e indirecta en el halo galáctico para concluir que lo es. Además, necesitamos un modelo concreto para poder hacer cálculos y predicciones, el más sencillo es el *Minimal Supersymmetric Standard Model (MSSM)* que consiste en la supersimetrización directa del modelo estándar sin añadir nuevas partículas al espectro aparte de las supercompañeras. Este es el modelo más estudiado, y la inclusión de la paridad  $R$  para evitar la desintegración rápida del protón genera que la partícula mas ligera sea estable y excelente candidata a materia oscura, el *neutralino*.

El *MSSM* funciona muy bien pero tiene algunos problemas teóricos como el  $\mu$ -problem [3] y la no inclusión de masa para neutrinos [4]. Se ha propuesto otro modelo supersimétrico, el  $\mu\nu$ *SMS* [5], que resuelve estos problemas añadiendo al espectro los neutrinos dextrógiros. Una de las características del  $\mu\nu$ *SMS* es que no tiene paridad  $R$  así que el neutralino deja de ser estable y no puede ser la materia oscura, sin embargo si el gravitino es la partícula

supersimétrica más ligera, su decaimiento está suprimido por la interacción gravitatoria y el pequeño acoplo que viola paridad  $R$ . En el capítulo dos, enmarcado en el  $\mu\nu SSM$  analizo la región del espacio de parámetros que permite al gravitino ser toda la materia oscura del universo. Así mismo muestro, cómo éste gravitino produce fotones monocromáticos en su desintegración, característica que se puede utilizar para hacer predicciones en el rango de energías accesibles al telescopio espacial Fermi-LAT. Es de especial interés que ninguno de los fenómenos astrofísicos que son tratados como *background* en las búsquedas indirectas de materia oscura presenta una línea en el espectro de energía, como el gravitino, generando la detección de dicha línea una huella digital de esta elusiva materia. En el capítulo tres presento una breve introducción al telescopio y en el capítulo 4 muestro como a partir de los datos del satélite en dos regiones del cielo, centro galáctico y latitud media, ponemos cotas al espacio de parámetros del  $\mu\nu SSM$  que son un orden de magnitud superiores a las impuestas por otras observaciones. Finalmente en las conclusiones resumo nuestros resultados y comento las perspectivas hacia el futuro.

# 1. Materia oscura: las evidencias

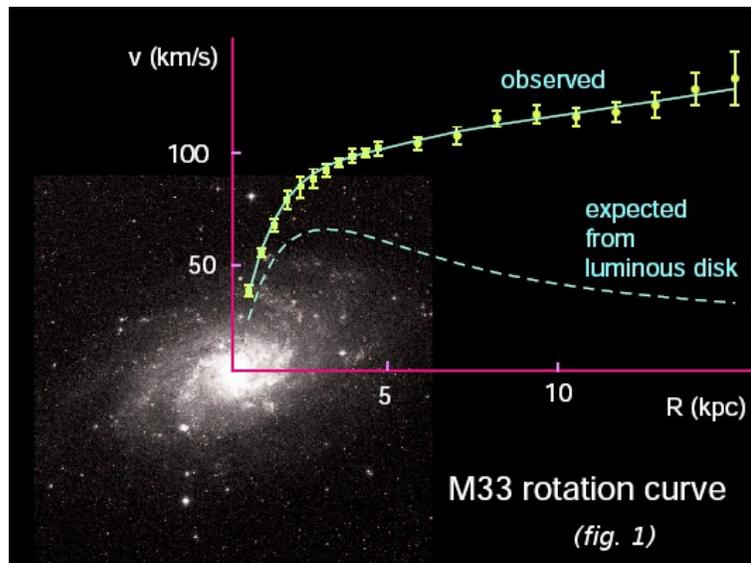
La materia oscura se dice “oscura” porque no hemos observado aun que absorba o emita radiación electromagnética de ninguna longitud de onda, sabemos de su existencia por su interacción gravitacional la cual domina desde galaxias enanas hasta estructuras a gran escala del universo. Desde que se propuso la materia oscura [42] hasta nuestros días las evidencias han ido aumentando. Se piensa que mucha de esta materia es no barionica debido a la discrepancia entre la densidad total de materia  $\Omega_m = 0,278 \pm 0,013$  [8] (en unidades de densidad critica  $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G$  donde  $H_0$  es el parametro de Hubble) y la densidad barionica  $\Omega_b = 0,0461 \pm 0,0015$  [8] medidos ajustando los datos de WMAP7, *barion acoustic oscilation* y supernovas tipo 1a en un modelo que tiene en cuenta el  $\Lambda$ CDM, el efecto Sunyaev–Zel’dovich y los efectos de lentes gravitacionales. A continuación se presentan algunas de las observaciones mas relevantes de la astrofísica y cosmología para la fenomenología de la materia oscura al día de hoy.

## 1.1. A escala galáctica

Una de las primeras evidencias de materia oscura que se tiene proviene de las curvas de rotación de galaxias. Son gráficos que relacionan la velocidad circular, de las estrellas y el gas caliente, de una galaxia con la distancia a su centro. Estas curvas se hacen combinando observaciones de la línea de 21 cm con fotometría óptica de superficie, ellas muestran, principalmente en las galaxias de bajo brillo superficial, una discrepancia entre la curva obtenida en base a observaciones experimentalmente y la predicha por la teoría, para la que solo se tiene en cuenta la masa luminosa, es decir, la que se observa de la galaxia. La figura 1.1 es un ejemplo de esto para la galaxia espiral *M33*. Únicamente introduciendo un halo de materia oscura se pueden ajustar los datos.

Otros argumentos de materia oscura a escala galáctica utilizan la teoría de lentes gravitacionales. Cuando el efecto de lente gravitacional es fuerte se pueden generar múltiples imágenes de un solo objeto fuente y distorsionar estas imágenes, lo cual contiene información de toda la masa que gravita dentro de la lente (en este caso galaxias) sin importar cual sea su naturaleza, mediante estos efectos se mide la masa de la galaxia y se reconstruye su distribución espacial. Cuando se comparan estas mediciones con las realizadas teniendo en cuenta únicamente la masa luminosa se encuentra una gran discrepancia, lo que indica la presencia de materia no visible presente en la lente. Para ejemplos se pueden ver las referencias [40] [41].

Un argumento para materia oscura en nuestra propia galaxia es la “discrepancia de Oort”, en la cual se infiere la existencia de materia inobservable de la inconsistencia entre la cantidad de estrellas y el potencial gravitacional implicado en esta distribución [43] [44].



**Figura 1:** Curva de rotación para la galaxia espiral *M33*. Los puntos representan las velocidades de rotación medidas y la curva a trozos es la contribución debida a materia observada. La existencia de materia oscura es inferida por la discrepancia entre la curva de rotación observada y la debida al disco luminoso.

## 1.2. A escala de cúmulos de galaxias

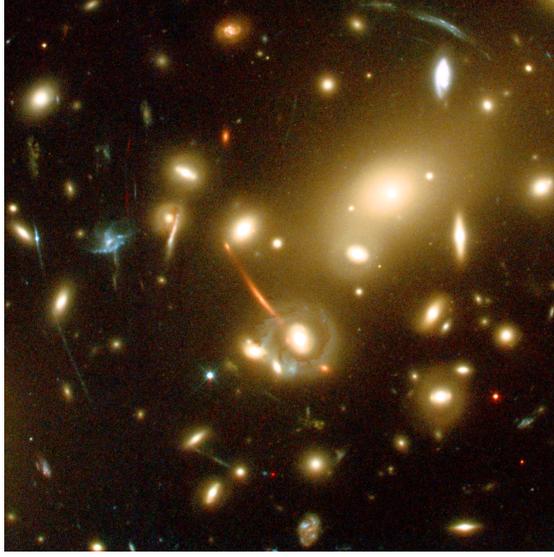
Un cúmulo de galaxias fue la primera indicación de materia oscura. En el artículo de Zwicky de 1933 [42] por medidas de la velocidad de dispersión de galaxias en el cúmulo COMA se infirió una relación masa luminosidad de aproximadamente 400 masas solares por luminosidad solar, lo que excede en dos ordenes de magnitud a la que se ha observado en las vecindades del sistema solar [7]. Nuevas mediciones sobre el cúmulo con técnicas e instrumentos modernos [45, 46, 47] dan una estimación para esta relación de  $\sim 200-300M_{\odot}/L_{\odot}$ .

Los cúmulos de galaxias actúan como lente gravitacional distorcionando las imágenes de fuentes ubicadas tras de ellos. Debido al campo gravitatorio del cúmulo el espacio-tiempo se curva alrededor de él, los rayos de luz emitidos desde objetos detrás del cúmulo viajan por caminos curvados hacia nosotros. Como ya se mencionó, si el efecto de lente gravitacional es lo suficientemente fuerte se pueden producir múltiples imágenes y como los rayos son emitidos desde distintos puntos del objeto, viajan por caminos ligeramente diferentes, esto genera deformación de las fuentes en arcos. En la figura 1.2 se muestra una imagen de Abell 2218 tomada por el telescopio espacial Hubble, se observan arcos y múltiples imágenes.

Para un cúmulo lente con masa total  $M$  y parámetro de impacto  $d$  el ángulo de deflexión es del orden de

$$\alpha \sim \left( \frac{GM}{dc^2} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

Entonces, midiendo el ángulo de deflexión y el parámetro de impacto (que se puede inferir del *redshift* del cúmulo y la fuente), se obtiene que la masa total  $M$  es mucho más grande que la masa bariónica observada.



**Figura 2:** Cúmulo de galaxias Abell 2218 actuando como lente, magnifica todas las galaxias detrás de su núcleo.

Otra evidencia del dominio de la materia oscura a escala de cúmulos de galaxias se tiene considerando el siguiente análisis que relaciona la masa con la temperatura del cúmulo (tomado de [7]). Considerando el cúmulo como un sistema en equilibrio hidrostático con simetría esférica obedece la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -a(r), \quad (1.2)$$

donde  $P$ ,  $\rho$  y  $a$  son presión, densidad y aceleración gravitacional del gas en el radio  $r$ . Para un gas ideal se puede reescribir 1.2 como función de la temperatura  $T$  y el peso promedio molecular  $\mu \approx 0,6$ ,

$$\frac{d \log \rho}{d \log r} + \frac{d \log T}{d \log r} = -\frac{r}{T} \left( \frac{\mu m_p}{k} \right) a(r), \quad (1.3)$$

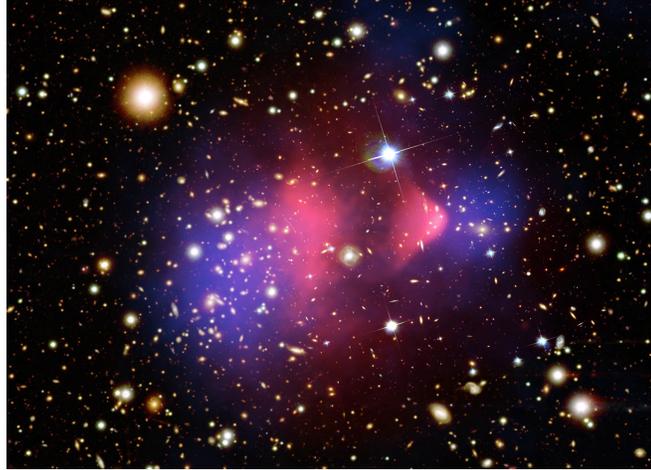
donde  $m_p$  es la masa del protón. Se encuentra de aquí la siguiente relación entre la masa y la temperatura,

$$kT \approx (1,3 - 1,8) keV \left( \frac{M_r}{10^{14} M_\odot} \right) \left( \frac{1 Mpc}{r} \right) \quad (1.4)$$

la temperatura promedio de cúmulos es de  $T \simeq 10$  keV; cuando se supone únicamente masa bariónica se encuentra una discrepancia enorme entre el valor observado de la temperatura y el calculado con la ecuación 1.4. Sin embargo esta discrepancia se puede ajustar

calculando la masa del cúmulo usando la teoría de lentes gravitacional. Para el caso del quasar SDSS J1004+4112 se encuentra que está siendo distorsionado por un cúmulo cuya masa proyectada dentro de  $100kpc$  es  $(5 \pm 1) M_{\odot}$  [48], la temperatura aproximada que se encuentra con la ecuación 1.4 es de  $T \approx 9 - 6keV$ . Sugiriéndose con esto la necesidad de materia no barionica en el cúmulo.

### 1.2.1. Cúmulo Bala



**Figura 2:** Imagen con colores falsos del cúmulo Bala 1E0657-558. El mapa de densidad superficial  $\Sigma$  reconstruido de observaciones en rayos x se muestra en rojo y el mapa de curvatura  $\kappa$  reconstruido con un análisis de lensamiento fuerte y débil se muestra en azul. Creditos: X-ray: NASA/CXC/CfA/[10]; Optical: NASA/STScI; Magellan/U.Arizona/[12]; Lensing Map: NASA/STScI; ESO WFI; Magellan/U.Arizona/[11]

Se han hecho observaciones del cúmulo Bala 1E0657-558 en rayos X por el telescopio *Chandra* y en el visible por el *Hubble Space Telescope* (HST), el *Spitzer Space Telescope* y los telescopios Magellan. Los resultados son:

- *Chandra* ha encontrado que el sistema esta localizado a  $z = 0,296$ , tiene una alta luminosidad en rayos X y por lo tanto una alta temperatura ( $T = 14,1 \pm 0,2keV$ ,  $\sim 1,65 \times 10^8K$ ), también presenta una espectacular fusión en el plano del cielo mostrando un choque frontal supersónico, con un numero de Mach de  $2 - 3$ , lo que corresponde a velocidades de  $3000 - 4000 km s^{-1}$  [10]. El cúmulo Bala provee un conjunto de datos en el espectro de rayos x que han sido modelados con alta precisión. De la imagen satelital, se ha reconstruido la densidad superficial de masa  $\Sigma(x, y)$ , obteniéndose un mapa del gas del ICM [11]. El mapa  $\Sigma$  que obtienen se muestra con colores falsos en la figura 2 (rojo).
- Basándose en observaciones ópticas [12], [13] y [11] reportan que haciendo un análisis combinado de lensamiento fuerte y débil reconstruyen un mapa  $\kappa$  de curvatura de alta resolución de la región del cielo que rodea el cúmulo Bala, esto sin suponer ningún potencial gravitatorio. En la figura 2 se muestra el mapa  $\kappa$  en azul. Esta reconstrucción

es un trabajo realmente importante, se basa en el catalogo de los objetos lensados tanto débil como fuertemente y en el entendimiento de las distancias involucradas: el *redshift* del cúmulo Bala ( $z \simeq 0,296$ ) que indica una distancia del orden de un billón de parsecs y las distancias angulares de los objetos fuente que son lensados ( $z \sim 0,8$  a  $\sim 1,0$ ) a varios billones de parsecs. Probablemente el problema de las distancias sea la mayor fuente de error en el mapa  $\kappa$ . A pesar de esto, se puede extraer mucha información de este mapa y de la posición de su máximo.

Ambos mapas el  $\Sigma$  y el  $\kappa$  son distribuciones 2-dimensionales basadas en integrar sobre la línea de visión. Por fortuna, el cúmulo Bala no solamente es uno de los cúmulos en fusión mas calientes, supersónico y masivo que se haya visto, también su plano de fusión esta alineado con el de nuestro cielo. Lo importante que nos enseña este cúmulo es que el mapa  $\Sigma$ , que es una medición directa del gas caliente en el ICM, está desfasado del mapa  $\kappa$ , el cual es una medida directa de la curvatura del espacio tiempo. La separación espacial de la componente bariónica dominante y la principal fuente de gravedad es una fuerte evidencia de una materia oscura en esa región del cielo.

### 1.3. A escala cosmológica

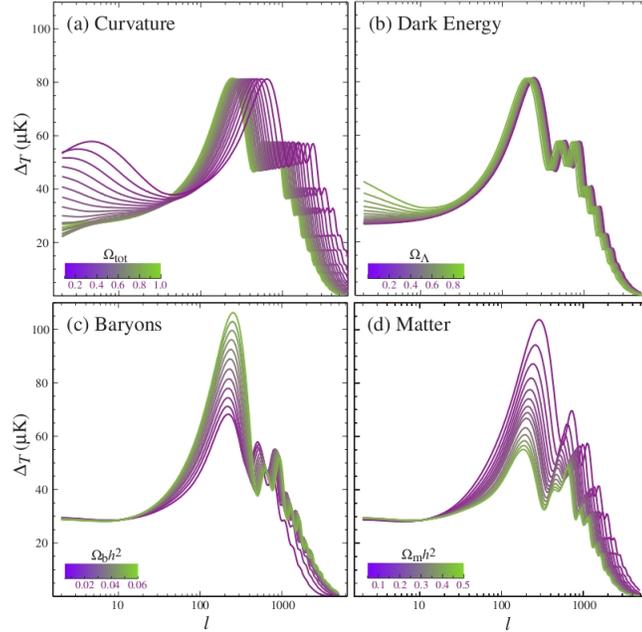
Las evidencias mostradas en los dos apartados anteriores no dan un estimado de la cantidad total de materia oscura en el Universo. Esta información se extrae de un análisis del fondo cósmico de microondas (CMB), la oscilacion acustica de bariones, supernvas tipo 1a y otras observaciones cosmológicas. En este apartado solo presento el analisis del CMB.

La radiación de fondo se origina por la propagación de fotones en épocas tempranas del Universo. Debido al fuerte acoplo entre materia y radiación, antes del desacoplo, las perturbaciones adiabáticas primordiales oscilan en fase. En el momento del ultimo scattering, estas perturbaciones se congelaron, creando un patrón de ondas acústicas en el fluido barión-fotón. Después del desacoplo, éste patrón es visible como anisotropias en la temperatura con cierta regularidad en todo el cielo

Las anisotropias observadas en la temperatura se expanden usualmente de la siguiente manera,

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \psi) = \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \psi) \quad (1.5)$$

con  $Y_{lm}$  los armónicos esféricos. La longitud de onda angular está dada por  $\theta = 2\pi/l$ . Para momentos monopolares grandes se tienen escalas angulares pequeñas,  $l \sim 10^2$ , que corresponden a ángulos de separación del orden de grados. La varianza  $C_l$  de  $a_{lm}$  está dada por:

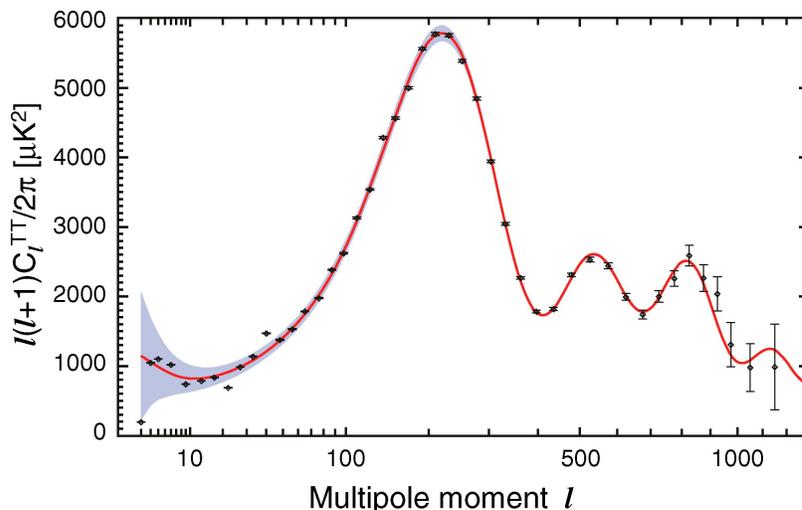


**Figura 3:** Sensibilidad del espectro de temperatura a cuatro parámetros cosmológicos fundamentales (a) la curvatura cuantificada por  $\Omega_{tot}$  (b) la energía oscura cuantificada por la constante cosmológica  $\Omega_\Lambda$  (c) la densidad física de bariones  $\Omega_b h^2$  (d) la densidad física de materia  $\Omega_m h^2$ , todos variados alrededor de un modelo con  $\Omega_{tot} = 1$ ,  $\Omega_b h^2 = 0,02$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,65$ ,  $\Omega_m h^2 = 0,147$ ,  $n = 1$ ,  $z_{ri} = 0$ ,  $E_i = 0$ . Tomada de la referencia [49]

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (1.6)$$

Tomando un modelo específico,  $\Lambda$ CDM por ejemplo, y variando sus parámetros libres se hacen predicciones de cómo se vería el espectro de potencias, la figura 3 muestra estas variaciones en el espectro al variar parámetros. Se observa como la altura y posición de los picos cambia al modificar la densidad de materia o energía oscura. De aquí se puede extraer información valiosa, por ejemplo: la materia bariónica se atrae debido a la gravedad y se repele por la presión de radiación, en cambio la materia oscura solo es atraída por la gravedad, entonces, los picos en el espectro de potencias del CMB dan información sobre toda la materia (oscura + bariónica), mientras los valles dan información solamente sobre la bariónica. La figura 4 muestra los resultados de WMAP y su mejor ajuste a los datos.

En la figura 4, la posición del primer pico determina  $\Omega_m h^2$ . Combinando las mediciones de 7 años de WMAP con la determinación del parámetro de Hubble  $h$ , se obtiene la densidad total de masa  $\Omega_m \simeq 0,26$ . El cociente de amplitudes entre el primer y segundo pico determina la densidad bariónica  $\Omega_b \simeq 0,04$ ; la componente de materia oscura es entonces  $\Omega_c \simeq 0,22$ . De aquí una de las mas fuertes evidencias a escalas cosmológicas de que debe existir mucha más materia de la que vemos y ademas que no es de tipo bariónico.



**Figura 4:** Espectro de potencia de temperatura para 7 años de WMAP. La línea sólida muestra el espectro predicho por el mejor ajuste en el modelo  $\Lambda$ CDM. Las barras de error sobre los puntos representan errores en la medida mientras la región oscura indica la incertidumbre en el espectro del modelo debida a la variancia cósmica. Los parámetros del modelo son:  $\Omega_b h^2 = 0,02260 \pm 0,00053$ ,  $\Omega_c h^2 = 0,1123 \pm 0,0035$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,728_{-0,016}^{+0,015}$ ,  $n_s = 0,963 \pm 0,012$ ,  $\tau = 0,083 \pm 0,014$  y  $\sigma_8 = 0,809 \pm 0,024$  [9].

## 2. Materia oscura: modelos en física de partículas

El termino física de astropartículas se conoce desde hace poco más de 25 años y se popularizó en los noventa, pero realmente comienza desde el descubrimiento de rayos cósmicos por Victor Hess en 1912. La naturaleza de estos rayos era desconocida, 100 años después sabemos que principalmente son protones, fotones y núcleos pesados. Por muchos años estos rayos sirvieron como fuente de descubrimientos de partículas elementales: en 1932, la primera antipartícula, el positrón, se detectó en rayos cósmicos, en 1936 y 1947 se detectaron el muón y el pión, respectivamente. Así, hasta comienzos de los 50, los rayos cósmicos fueron la principal fuente de nuevas partículas, las cuales se vinieron a explicar diez años mas tarde con el modelo de quarks. A mediados de los 50 los aceleradores entraron en escena y los rayos cósmicos perdieron protagonismo en la física de partículas elementales.

El regreso a la escena de la física de partículas viene por los intentos, comenzados en los 60 por Ray Davis, de medir el flujo de neutrinos solares y observar solo un tercio de la predicción. Este déficit se confirmó en los 80 por Kamiokande, un tanque que contenía 3000 toneladas de agua pura, situado en Japón, la idea era detectar luz Cherenkov por medio de unos 1000 tubos fotomultiplicadores, fue diseñado por Masatishi Koshiba, cuya primera intención era observar el decaimiento del protón. Otras observaciones en laboratorios situados en Rusia e Italia corroboraron que la solución al déficit no estaba en modificar el modelo solar sino a en permitir que los neutrinos oscilen, implicando masa para estas partículas. Esta solución fue confirmada por SNO en Canadá.

Ray Davis y Masatishi Koshiba recibieron el premio Nobel en 2002 por sus contribuciones

a la detección de neutrinos cósmicos. Su trabajo fue una síntesis de física de partículas y astrofísica. Los neutrinos solares dieron la primera evidencia clara de física más allá del modelo estándar, ya que para explicar el déficit en el flujo proveniente del sol estos deberían oscilar y por tanto poseer masa, característica no incluida en dicho modelo. A este nuevo campo interdisciplinario es al que llamamos física de astropartículas. Para resumir, la idea (no muy nueva) es usar observaciones astrofísicas y cosmológicas para estudiar partículas elementales. Veremos como el problema de la distribución y naturaleza de la materia oscura, se ajusta perfectamente a esta idea, a partir de los extraños fenómenos gravitacionales presentados en el capítulo anterior (y otros no presentados) se pueden deducir ciertas propiedades que debe tener la partícula o conjunto de partículas fundamentales que los expliquen. Pero no solo eso, utilizando modelos que predicen partículas con esas características se pueden hacer predicciones sobre los efectos astrofísicos y cosmológicos que producen retornando a las estas observaciones para obtener nueva información sobre el modelo.

## 2.1. Sobre la materia oscura y la física más allá del modelo estándar

Las discrepancias astrofísicas y cosmológicas presentadas en el capítulo anterior, dejan un enorme interrogante en la física fundamental. Aunque se han presentado muchas soluciones en términos de modificar la gravedad a diferentes escalas [14], [15], [18], [16], [17] y [19], parece que la mejor explicación la provee un tipo de materia oscura, no-barionica y aun no detectada. Esta conexión con física más allá del modelo estándar ha generado una explosión de modelos así como todo un zoo de partículas intentando ajustarse a esta forma de materia. En el paper de M. Taoso, G. Bertone y A. Masiero, *Dark Matter candidates: a ten-point test* [20], presentan una serie de condiciones necesarias (más no suficientes) que una partícula debe cumplir para ser aceptada como candidata a materia oscura. Algo importante a notar es que suponen solamente una especie como la componente principal de la densidad reliquia. Existen modelos un poco exóticos que postulan fuerzas oscuras y multiestados, uno de los más populares es [25], este tipo de modelos aparecieron recientemente para explicar una "nueva evidencia" de materia oscura, un aparente exceso en la fracción de positrones detectados por PAMELA [26] y en la fracción de electrones + positrones medida por Fermi [27] (Fermi no distingue electrones de positrones). Este exceso está basado en las predicciones de un modelo estándar para los rayos cósmicos leptónicos, pero como muestran T. Delahaye y compañía [28] muy difícilmente se puede hablar de tal modelo estándar debido a las enormes incertidumbres teóricas, entonces tomar los datos de positrones como evidencia de materia oscura, basados en un exceso sobre un modelo no muy bien entendido, es una discusión actual, remito a la presentación de J. Lavalle en IDM 2010 [29].

Las diez condiciones presentadas en [20] son:

- I ¿Coincide con la densidad reliquia apropiada?
- II ¿Es fría?

- III ¿Es neutra?
- IV ¿Es consistente con *Big Bang Nucleosynthesis* BBN?
- V ¿No afecta evolución estelar?
- VI ¿Es compatible con las restricciones sobre su auto-interacción?
- VII ¿Es consistente con las búsquedas directas de materia oscura?
- VIII ¿Es compatible con las restricciones de rayos gamma?
- IX ¿Es compatible con los límites impuestos por otras observaciones astrofísicas?
- X ¿Se puede probar experimentalmente?

DM candidate	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	Result
	$\Omega h^2$	Cold	Neutral	BBN	Stars	Self	Direct	$\gamma$ -rays	Astro	Probed	
SM Neutrinos	×	×	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	×
Sterile Neutrinos	~	~	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓	~
Neutralino	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓!	✓	✓
Gravitino	✓	✓	✓	~	✓	✓	✓	✓	✓	✓	~
Gravitino (broken R-parity)	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
Sneutrino $\tilde{\nu}_L$	~	✓	✓	✓	✓	✓	×	✓!	✓!	✓	×
Sneutrino $\tilde{\nu}_R$	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓!	✓	✓
Axino	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓
SUSY Q-balls	✓	✓	✓	✓	~	✓	✓!	✓	✓	✓	~
$B^1$ UED	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓!	✓	✓
First level graviton UED	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	×	×	✓	× <sup>a</sup>
Axion	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓	✓	✓	✓
Heavy photon (little Higgs)	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	✓!	✓	✓
Inert Higgs model	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓!	<sup>b</sup>	✓	✓
CHAMPs	✓	✓	×	✓	×	✓	×	✓	~	✓	×
Wimpzillas	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	✓	~	~

<sup>a</sup> It is possible to reconcile a graviton LKP scenario with CMB and diffuse photon background measurements, if the minimal UED model is extended with right-handed neutrinos, [458].

<sup>b</sup> There are not yet studies on neutrino or antimatter signals potentially produced by this dark matter candidate.

**Tabla 1:** Test a ciertos candidatos a materia oscura. En el texto se encuentra una explicación detallada de los símbolos. Se puede observar que el gravitino en modelos con paridad R rota aprueba todos los tests [20].

En la tabla 1 presento los resultados de [20] para diferentes partículas candidatas. El símbolo ✓ es usado cuando los candidatos satisfacen la correspondiente condición, y es acompañado por el símbolo !, en el caso que experimentos presentes o prontamente en marcha (hay que tener en cuenta que el artículo es del 2008) van a restringir una parte importante del espacio de parámetros del candidato. Si la condición se satisface solo en escenarios menos naturales o exóticos, o en el caso de tensión con datos observacionales, se usa el símbolo

$\sim$ . Candidatos con  $\sim$  en la última columna, donde se muestra el resultado final, deben aun ser considerados viables. Sí uno de las condiciones no se satisface, se usa el símbolo  $\times$ , como son condiciones necesarias, la presencia de una  $\times$  en cualquier columna es suficiente para descartar la partícula como candidata viable se observa una gran cantidad de modelos, supersimetría es uno de los que mas aporta, en especial nos centraremos en el gravitino con  $R$ -parity rota, que es la partícula candidata en el  $\mu\nu SSM$  [30]

## 2.2. Sobre el modelo $\mu\nu SSM$

Como se mencionó en la introducción supersimetría (SUSY) es una de las teorías para física más allá del modelo estándar, y esperamos encontrar señales de ella en el LHC. En la introducción también se habló de problemas teóricos en SUSY en especial el problema  $\mu$  [3]. Este surge por la necesidad de un termino de masa en SUSY para los campos de Higgs, en el superpotencial del MSSM,  $\mu\hat{H}_u\hat{H}_d$ , que debe ser del orden de la escala electrodébil, para que el modelo desemboque correctamente en el rompimiento de la simetría electrodébil. Así, sí SUSY proviene de una Teoría de Gran Unificación (GUT) y/o gravitacional, como Strings, con escalas típicas del orden  $10^{16}$  y  $10^{19}$  GeV, respectivamente, se debe explicar cómo obtener un término de masa del orden de  $10^2 - 10^3$  GeV. Otro problema, este no teórico, fué presentado al comienzo del capitulo: dotar de masa a los neutrinos es necesario para poder explicar el déficit de neutrinos solares y ese termino de masa no está incluido en el modelo estándar. En el MSSM para introducir la masa de los neutrinos se suelen añadir los supercampos de neutrinos *right handed*, singletes bajo el grupo gauge del modelo estándar:  $\hat{\nu}_i^c$ .

Debido a que los sneutrinos pueden adquirir valores esperados en el vacío cuando se rompe la simetría electrodébil, se podría intentar introducir a mano un término en el superpotencial del tipo  $\hat{\nu}^c\hat{H}_1\hat{H}_2$  para producir un término  $\mu$  efectivo y así resolver el problema  $\mu$ , de una forma similar a como se hace en el NMSSM pero con la ventaja de no tener que añadir al modelo un singlete extra, solamente utilizando los neutrinos *right handed* que tienen un sustento observacional.

Entonces, el  $\mu\nu SSM$  "Modelo Estándar Supersimétrico con  $\mu$  a partir de  $\nu$  resuelve el problema  $\mu$  conectándolo con la física de neutrinos masivos [5], [30]. El superpotencial del modelo es el siguiente:

$$W = \epsilon_{ab} \left( Y_{u_{ij}} \hat{H}_u^b \hat{Q}_i^a \hat{u}_j^c + Y_{d_{ij}} \hat{H}_d^a \hat{Q}_i^b \hat{d}_j^c + Y_{e_{ij}} \hat{H}_d^a \hat{L}_i^b \hat{e}_j^c + Y_{\nu_{ij}} \hat{H}_u^b \hat{L}_i^a \hat{\nu}_j^c \right) - \epsilon_{ab} \lambda_i \hat{\nu}_i^c \hat{H}_d^a \hat{H}_u^b + \frac{1}{3} \kappa_{ijk} \hat{\nu}_i^c \hat{\nu}_j^c \hat{\nu}_k^c \quad (2.1)$$

con la notación:  $\hat{H}_u^T = (\hat{H}_u^0, \hat{H}_u^-)$ ,  $\hat{H}_d^T = (\hat{H}_d^+, \hat{H}_d^0)$ ,  $\hat{Q}_i^T = (\hat{u}_i, \hat{d}_i)$ ,  $\hat{L}_i^T = (\hat{\nu}_i, \hat{e}_i)$ ,  $a$  y  $b$  índices de SU(2) y  $\epsilon_{12} = 1$ .

Se puede ver que en 2.1 no aparece un término bilineal  $\mu$  explicito y que solo aparecen términos trilineales del tipo  $\hat{\nu}_i^c \hat{\nu}_j^c \hat{\nu}_k^c$  que evitan la necesidad de un bosón de Goldstone no masivo y no observado asociado a una simetría U(1) global rota espontáneamente cuando

las componentes escalares de los supercampos  $\hat{\nu}_i^c$  adquieren VEV's del orden de la escala electrodébil:  $H_u H_d \rightarrow e^{i\alpha} H_u H_d$ ,  $\nu^c \rightarrow e^{-i\alpha} \nu^c$  y contribuyen a generar masas efectivas de Majorana para los neutrinos a la escala electrodébil [30].

Estos dos términos,  $\lambda_i \hat{\nu}_i^c \hat{H}_d^a \hat{H}_u^b$  y  $\kappa_{ijk} \hat{\nu}_i^c \hat{\nu}_j^c \hat{\nu}_k^c$  rompen explícitamente la paridad R y producen una mezcla de neutralinos con neutrinos *left- y right handed* y como una consecuencia, una matriz generalizada tipo *seesaw* que genera a nivel árbol tres autovalores ligeros correspondientes a las masas de los neutrinos. La posibilidad de realizar un *seesaw* a escala electrodébil evita la introducción de una escala de energía más alta en el modelo.

La paridad R es introducida en muchos modelos supersimétricos para evitar los operadores que violan el número bariónico y leptónico los cuales generan un decaimiento rápido del protón, esta paridad se define de la siguiente forma:  $R_P = (-1)^R$  con  $R = 2$  para partículas ordinarias y  $R = 1$  para las supersimétricas. La escogencia de la paridad R es *ad hoc*. Existen otras simetrías discretas como la triadidad barionica, la cual solo prohíbe los operadores que violan número barionico [31]. Por otra parte, en teoría de cuerdas los supercampos de materia se pueden poner en diferentes sectores del espacio compacto o pueden tener diferentes cargas U(1) extras, de esa forma se pueden prohibir algunos operadores que violan paridad R, pero otros si que estarían permitidos [32].

Una vez la simetría electrodébil se ha roto espontáneamente, los escalares neutros adquieren los siguientes VEV's:

$$\langle H_d^0 \rangle = \nu_d, \quad \langle H_u^0 \rangle = \nu_u, \quad \langle \tilde{\nu}_i \rangle = \nu_i, \quad \langle \tilde{\nu}_i^c \rangle = \nu_i^c. \quad (2.2)$$

Estamos interesados en la matriz de masas de fermiones neutros. Los neutralinos se mezclan con los neutrinos y por tanto en una base donde  $\chi^{0T} = (\tilde{B}^0, \tilde{W}^0, \tilde{H}_d, \tilde{H}_u, \nu_{R_i}, \nu_{L_i})$  se obtienen los siguientes términos de masa para los fermiones neutros en el Lagrangiano:

$$-\frac{1}{2}(\chi^0)^T \mathcal{M}_n \chi^0 + \text{c.c.}, \quad (2.3)$$

donde:

$$\mathcal{M}_n = \begin{pmatrix} M & m \\ m^T & 0_{3 \times 3} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

con  $M$  una matriz  $7 \times 7$  compuesta por la matriz de masa del neutralino del MSSM y sus mezclas con el  $\nu_i^c$ , y  $m$  una matriz  $7 \times 3$  representa la mezcla los  $\nu_i$  con los neutralinos del MSSM y los  $\nu_i^c$ . Esta matriz  $10 \times 10$ , es de tipo *seesaw* genera la masa de los neutrinos que, como se sabe, deben ser muy pequeñas. Las entradas de  $M$  son del orden de la escala electrodébil mientras las de  $m$  son del orden de las masas de Dirac para los neutrinos. Para los calculos detallados [30], [6]

### 2.3. Sobre el gravitino como candidato a materia oscura y su desintegración en fotones

En modelos con paridad R conservada se puede ver fácilmente que la partícula supersimetrica más ligera (LSP) es estable. Debido a que  $R_P = -1$  para partículas supersimétricas,

entonces la LSP no puede desintegrarse en partículas del modelo estándar ya que estas tienen  $R_P = 1$ . En el modelo  $\mu\nu SSM$  esta paridad está rota y si la LSP es la supercompañera de una partícula del modelo estándar, su desintegración es muy rápida, el tiempo de vida típico es de menos de un segundo, a menos que la violación de la paridad R sea extremadamente pequeña. Entonces la LSP no puede ser la materia oscura del universo porque no cumpliría con la primera condición presentada por Taoso et. al. [20]. De esta forma nos queda el gravitino como LSP, es el compañero supersimétrico del gravitón mostraré como su vida media puede ser extremadamente larga y en principio ser candidato a materia oscura.

En el lagrangiano de supergravedad se tiene el siguiente término de interacción entre el gravitino, la intensidad de campo del fotón y el fotino [21],

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{i}{8M_{plank}} \bar{\psi}_\mu [\gamma^\nu, \gamma^\rho] \gamma^\mu \lambda F_{\nu\rho}. \quad (2.5)$$

Debido a al rompimiento de la paridad R el fotino y los neutrinos *left-handed* se mezclan, de esta forma el gravitino se podrá desintegrar a través de 2.5 en un fotón y un neutrino. Se obtiene que [30],

$$\Gamma(\Psi_{3/2} \rightarrow \sum_i \gamma\nu_i) \simeq \frac{1}{32\pi} |U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 \frac{m_{3/2}^3}{M_{plank}^2}, \quad (2.6)$$

donde  $m_{3/2}$  es la masa del gravitino,  $M_{plank} = 2,4 \times 10^{18}$  GeV es la masa reducida de Planck y  $|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2$  determina la cantidad de fotino que contiene el neutrino

$$|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 = \sum_{i=1}^3 |N_{i1} \cos \theta_W + N_{i2} \sin \theta_W|^2. \quad (2.7)$$

Donde,  $N_{i1}$  ( $N_{i2}$ ) es la componente Bino (Wino) del  $i$ ésimo neutrino.

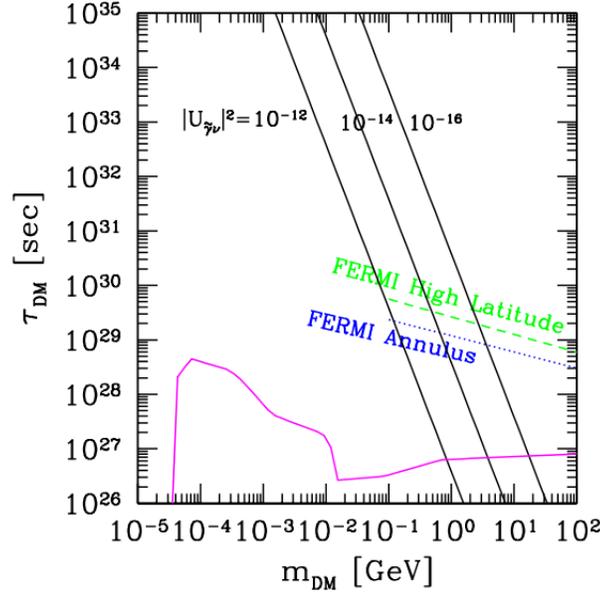
El tiempo de vida del gravitino se puede escribir como el inverso de 2.7,

$$\tau_{3/2} \simeq 3,8 \times 10^{27} \text{sec} \left( \frac{|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2}{10^{-16}} \right)^{-1} \left( \frac{m_{3/2}}{10 \text{GeV}} \right)^{-3}. \quad (2.8)$$

Para obtener la masa adecuada para los neutrinos  $|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 \sim 10^{-16} - 10^{-12}$ , con este rango de valores y usando la ecuación 2.8 el tiempo de vida del gravitino se hace muy largo, como deseamos para que pueda ser candidato a materia oscura. Las líneas negras de la figura 5 muestran esta relación en un plot de masa contra tiempo de vida del gravitino [30].

Para ser un buen candidato no solo es necesario tener una vida media del orden de la edad del universo ( $\sim 10^{17}$  s), también se debe tener la densidad reliquia correcta  $\Omega_{dm} h^2 \simeq 0,11$  [9]. Para ver esto tenemos que ir hasta los comienzos del universo, cuando estos gravitinos fueron creados. En la teoría del big-bang, los gravitinos estaban en equilibrio térmico y se desacoplaron del plasma primordial mientras eran relativistas (su temperatura era mucho

mayor que su masa). En este caso su abundancia puede ser comparable a la de otras partículas del modelo estándar. Sí el universo experimentó una época inflacionaria, todas estas abundancias primordiales se diluyeron completamente, por tanto los gravitinos actuales se debieron volver a crear en un baño térmico luego de la época de recalentamiento (*reheating*). Así, la abundancia de neutrinos va depender de la temperatura de recalentamiento después de inflación. Ajustando esta temperatura se puede obtener la densidad reliquia necesaria para que el gravitino sea la materia oscura del universo. Cuantitativamente, para  $m_{3/2} \simeq 1 - 1000$  GeV, como se espera en supergravedad, se obtiene  $\Omega_{dm} h^2 \simeq 0,11$  para  $T_R \sim 10^8 - 10^{11}$  GeV, con masas para los gluinos del orden de 1 TeV.



**Figura 5:** Restricciones sobre  $\tau_{3/2}$  contra  $m_{3/2}$  como materia oscura. La región bajo la línea magenta está excluida por observaciones de rayos  $\gamma$ . La región bajo la línea a trozos verde (punteada azul) será accesible a Fermi-LAT. Las líneas negras corresponden a las predicciones del  $\mu\nu$ SSM para varios valores representativos de  $|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 = 10^{-16} - 10^{-12}$ [30]

Como ya se mostró el gravitino se puede desintegrar en un fotón y un neutrino, cada una de estas partículas tendrá una energía de  $m_{3/2}/2$ , observando el espectro de energía de los fotones producidos por esta desintegración notamos que es una línea monocromática. Teniendo en cuenta que nuestra galaxia está dentro de un halo de materia oscura, observando rayos gamma provenientes del espacio exterior se pueden poner restricciones al espacio de parámetros del gravitino buscando esta línea monocromática en el espectro de estos rayos. Cabe notar que ningún fenómeno astrofísico conocido produce un espectro como el del gravitino, esto hace que la búsqueda de una línea en el espectro de energía de rayos cósmicos sea una técnica de búsqueda indirecta de materia oscura sin degeneración.

Ahora nos centraremos en las señales específicas de la desintegración del gravitino tanto en fuentes extragalácticas como en el propio halo galáctico.

El espectro producido por estas dos fuentes es:

$$\frac{dJ}{dE}(E, \rho_{DM}, m_{DM}, \tau_{DM}) = \frac{dJ_{eg}}{dE}(E, m_{DM}, \tau_{DM}) + \frac{dJ_{halo}}{dE}(E, \rho_{DM}, m_{DM}, \tau_{DM}) \quad (2.9)$$

Los fotones producidos por la desintegración en fuentes extragalácticas generan un flujo difuso isotrópico de rayos gamma [21, 22, 23], . En este trabajo no se toma en cuenta la distribución extragaláctica de estructuras debido a que no se espera que se puedan resolver debido a la dependencia lineal del flujo con la densidad de materia. Sí un fotón proveniente de fuentes extragalácticas es medido en la tierra con una energía  $E = m_{DM}/(2(1+z))$  entonces esté ha sido emitido a la distancia comovil  $\chi(z)$  con,

$$\frac{d\chi}{dz} = \frac{(1+z)^{-2/3}}{a_0 H_0 \sqrt{\Omega_M(1+\kappa(1+z)^{-3})}} \quad (2.10)$$

donde,  $a_0$  y  $H_0$  son, el factor de escala y parámetro de Hubble actuales, respectivamente, y  $\kappa = \Omega_\Lambda/\Omega_M \simeq 3$ , con  $\Omega_\Lambda + \Omega_M = 1$  (para un universo plano) [24]. Entonces,

$$\frac{dJ_{eg}}{dE}(E, m_{DM}, \tau_{DM}) = A_{eg} \frac{2}{m_{dm}} \left( 1 + 3 \left( \frac{2E}{m_{dm}} \right)^3 \right)^{-1/2} \sqrt{\frac{2E}{m_{dm}}} \Theta \left( 1 - \frac{2E}{m_{dm}} \right), \quad (2.11)$$

$$A_{eg} = \frac{\Omega_{DM} \rho_c}{4\pi \tau_{DM} m_{DM} H_0 \Omega_M^{1/2}} = 2,11 \times 10^{-7} (\text{cm}^2 \text{ s str})^{-1} \left( \frac{\tau_{dm}}{10^{27} \text{s}} \right)^{-1} \left( \frac{m_{dm}}{10 \text{GeV}} \right)^{-1}. \quad (2.12)$$

La señal del decaimiento del gravitino en nuestro halo galáctico es una línea, y el flujo es directamente proporcional al perfil de densidad,

$$\frac{dJ_{halo}}{dE}(E, \rho_{DM}, m_{DM}, \tau_{DM}) = A_{halo} \frac{2}{m_{dm}} \delta \left( 1 - \frac{2E}{m_{dm}} \right), \quad (2.13)$$

con,

$$A_{halo} = \frac{1}{4\pi \tau_{dm} m_{dm}} \int_{los} \rho_{halo}(\vec{l}) d\vec{l}. \quad (2.14)$$

Las ecuaciones 2.13 y 2.11 representan las señales emitidas por la desintegración del gravitino, pero nosotros, como se mencionó en la introducción, para poder observar este tipo de señales necesitamos de instrumentos, eso significa que lo que realmente observaremos será una convolución entre 2.13 y 2.11 con la función que represente la respuesta en energía del instrumento de observación. En este trabajo se analizarán los datos del telescopio espacial Fermi-LAT, cuya dispersión de energía está dada por una gaussiana de la forma:

$$G(E) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(E - E_o)^2}{2\sigma^2} \right\} \quad (2.15)$$

$\sigma$  ha sido calculada usando una resolución en energía de  $\Delta E/E = 0,08$  (es un valor promedio que tiene en cuenta la resolución angular del telescopio, en la figura 12 se muestra

la respuesta en energía del instrumento). Considerando que existe un 68% de probabilidad de que la señal esté dentro de  $E_0 \pm \Delta E/E$

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\sigma}{E_0} \quad (2.16)$$

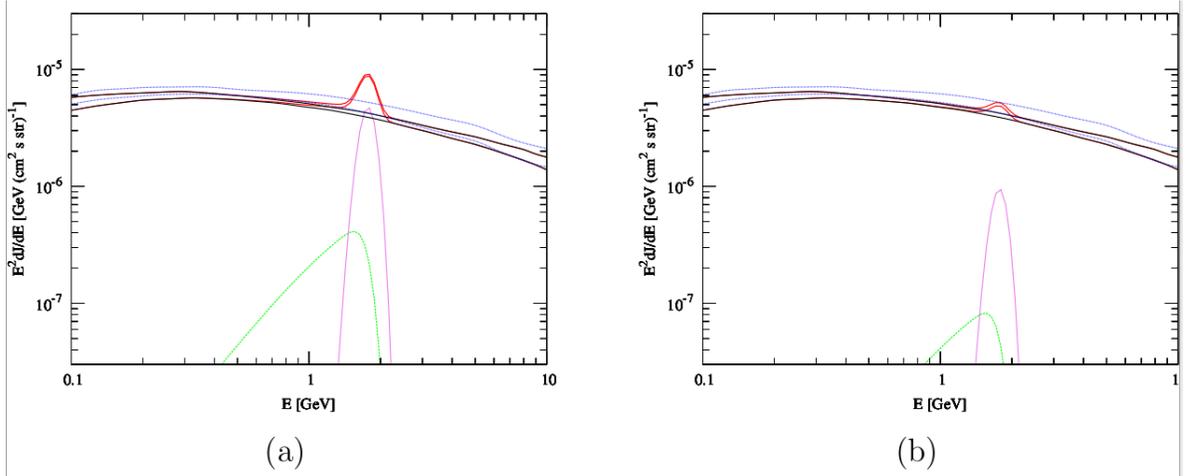
el valor de  $\sigma$  es

$$\sigma(E_o) = 0,08 \times E_o. \quad (2.17)$$

Para la componente galáctica,  $E_o = m_{dm}/2$ , por tanto la convolución entre 2.13 y 2.15 teniendo en cuenta la respuesta de Fermi-LAT es,

$$\frac{dJ_{halo}}{dE} [convol] = \frac{2}{m_{dm}} \frac{A_{halo}}{\sigma(m_{dm}/2)\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(E - m_{dm}/2)^2}{2\sigma(m_{dm}/2)^2} \right\} \quad (2.18)$$

En la figura 6 se muestra la señal galáctica (línea magenta) y extragaláctica (línea verde) convolucionada con la respuesta de Fermi-LAT, también se presentan los *backgrounds* convencionales y 5 meses de datos tomados por Fermi-LAT en la región de análisis (más adelante presentaré tanto el *backgrounds* como los datos de forma detallada), la latitud media  $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$ .



**Figura 6:** Espectro de rayos  $\gamma$  esperado de la desintegración del gravitino en la región de latitud media ( $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$ ) en el modelo  $\mu\nu$ SSM con  $m_{3/2} = 3,5$  GeV y (a)  $|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 = 8,8 \times 10^{-15}$  correspondiente a  $\tau_{3/2} = 10^{27}$  s, (b)  $|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 = 1,7 \times 10^{-15}$  correspondiente a  $\tau_{3/2} = 5 \times 10^{27}$  s. Las líneas verde, magenta y negra corresponden al flujo de rayos  $\gamma$  extragaláctico, el flujo de rayos  $\gamma$  de el halo y el *background* convencional, respectivamente. El flujo total (gravitino + *background*) se muestra con líneas azules, son dos debido a las incertidumbres en el *background*. Las líneas azules corresponden a 5 meses de datos tomados por Fermi-LAT [30].

### 3. Un telescopio en el espacio exterior y sin lentes: FERMÍ

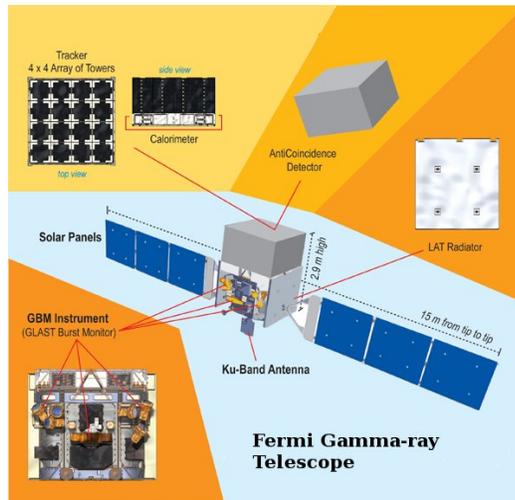
El *Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi*, anteriormente conocido como *Telescopio Espacial de Gran Área (GLAST)* por sus siglas en inglés, es un observatorio espacial lanzado por la NASA el 11 de Junio de 2008 en el vehículo Delta II (figura 6). Fermi tiene dos instrumentos de investigación científica, el Telescopio de Gran Área (*Large Area Telescope*) **LAT** y el Monitor de Explosiones de Rayos Gamma (*Gamma-ray Burst Monitor*) **GBR**. Fermi realiza mediciones de radiación gamma sobre toda la esfera celeste. Opera comúnmente en modo sondeo (survey mode), de esta forma realiza un escaneo de todo el cielo en tres horas, sin embargo cuando el GBR detecta una explosión, cambia entonces a modo observación (observing mode), dirigiendo el telescopio LAT en dirección a la explosión. De esta forma Fermi se enfoca en fenómenos transitorios de corta escala temporal [34].



**Figura 6:** Imagen del telescopio espacial Fermi antes de su lanzamiento.

En la figura 7 se muestra una imagen artística del satélite, su principal instrumento el telescopio LAT está diseñado para medir la dirección, energía y tiempo de arribo de rayos gamma que incidan sobre su amplio campo de visión, esto mientras rechaza el *background* producido por rayos cósmicos.

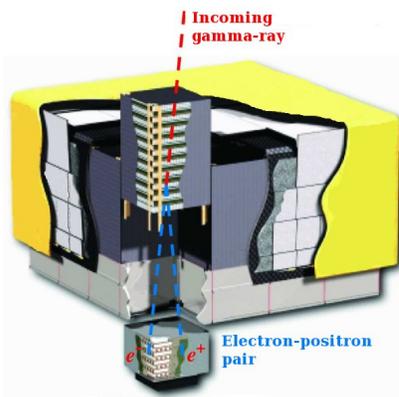
La misión está financiada por la NASA y agencias de financiación de Alemania, Francia, Italia, Japón, Suecia y Estados Unidos [34]. En la Universidad Autónoma de Madrid se ha formado una colaboración con el grupo de la Universidad de Roma Tor Vergata involucrado en el análisis de los datos del telescopio Fermi-LAT. Gracias a esta colaboración yo soy miembro de Fermi donde estoy realizando investigaciones de búsqueda de materia oscura en el centro galáctico y la medición de anisotropías en la emisión difusa a gran escala.



**Figura 7:** Imagen esquemática del satélite. Fermi-LAT mide fotones de alta energía mediante la producción de pares electrón-positrón en las placas de W dentro de las torres rastreadoras (*tracker towers*) las cuales miden la trayectoria de los pares. La energía de se mide en el calorímetro que se encuentra bajo las torres.

### 3.1. Sobre cómo mirar el cielo con un calorímetro: LAT

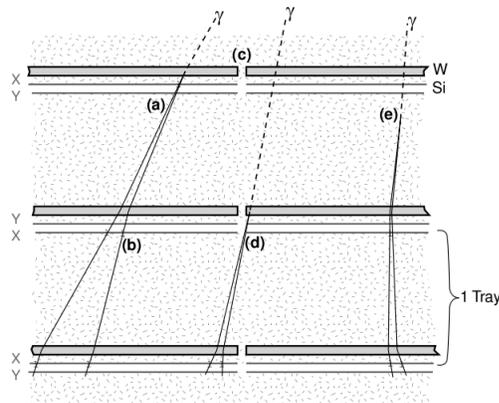
Los fotones de alta energía no se pueden reflejar o refractar; ellos interactúan mediante la conversión de rayos gamma en pares electrón-positrón ( $e^-e^+$ ). Por lo tanto el telescopio LAT es un instrumento de conversión de fotones con un seguidor de pares  $e^-e^+$  muy preciso y un calorímetro. Cuando un fotón llega al telescopio LAT es convertido en un par  $e^-e^+$  en las placas de tungsteno, luego la trayectoria del par es detectada y su energía medida para reconstruir la dirección y energía del rayo gamma. En la figura 8 se muestra un diagrama esquemático del LAT y su principio de funcionamiento para la detección de fotones altamente energéticos.



**Figura 8:** Diagrama esquemático del telescopio LAT. Las dimensiones son,  $1.8 \text{ m} \times 1.8 \text{ m} \times 0.72 \text{ m}$ . La potencia requerida por el telescopio es  $650 \text{ W}$  y su masa  $2789 \text{ kg}$ . Una de las 16 torres se muestra con los planos del seguidor. [34]

El rango de energía del LAT es muy amplio, aproximadamente  $20 \text{ MeV}$ -  $300 \text{ GeV}$ . A

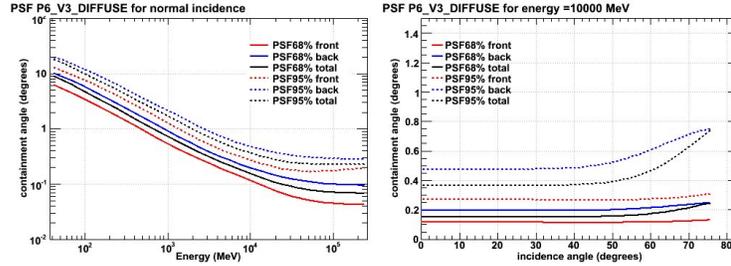
energías inferiores a algunos cientos de MeV, la eficiencia de reconstrucción y seguimiento son bajas y la resolución angular es más pobre que a altas energías. La distribución de probabilidad de reconstruir la dirección de un rayo gamma incidente desde una fuente puntual es la *Point Spread Function* (PSF) la cual varía de @ 3.5° a 100 MeV a <0.1° a 10 GeV, como se puede ver en la figura 10. Debido a la dispersión múltiple de electrones y positrones y el bremsstrahlung en el seguidor la resolución es limitada. Para obtener resultados óptimos se requiere que las direcciones del electrón y el positrón sean medidas lo más cerca posible del punto de conversión (figura 9). Para este trabajo la principal característica del LAT que necesitamos es su resolución de energía, debido a que la señal del gravitino es básicamente una delta de Dirac (ecuación 2.13) que convolucionada con esta resolución (ecuación 2.15) nos da una gaussiana (ecuación 2.18), pero para las poner cotas al modelo es de vital importancia conocer el ancho  $\sigma$  2.16 de la gaussiana con la que se convoluciona. El instrumento con el que se mide la energía es un calorímetro. Hay un modulo en la base de cada torre seguidora (como se muestra en la figura 8). Cada modulo del calorímetro tiene 96 cristales de CsI(Tl) figura 11. En los extremos de estos cristales hay unos diodos LED que capturan la luz emitida por estos cristales cuando un electrón o positrón interactúa con él. La información de todos los cristales es procesada y se obtiene tanto la energía como una imagen 3D de la cascada, con esto se discriminan  $e^+$  y  $e^-$  que no provengan de conversiones ocurridas en el seguidor. Sin embargo, todos los otros eventos no se pierden, Fermi-LAT también ha medido el flujo  $e^+ + e^-$  [27] revelando un exceso alrededor de 300 GeV sobre los modelos convencionales”de difusión [28].



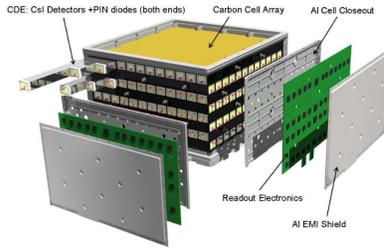
**Figura 9:** Diseño del seguidor. Los primeros dos puntos dominan la medición de la dirección de arribo del fotón, especialmente a bajas energías. (a) Conversión ideal en la placa de W. (b) Debido a las diferentes placas dentro del seguidor, este puede detectar dos partículas separadamente, aumentando la PSF y el rechazo de *background*. (c) Las placas de W cubren solamente el área activa del detector del Si para minimizar conversiones que no se puedan detectar. (d) Un impacto perdido entre dos placas de W puede degradar la PSF en más de un factor 2. (e) Una conversión en la estructura o en las placas de Si pueden generar dispersión múltiple, estos materiales se minimizaron al máximo [34].

En la figura 12 se presenta la resolución en energía del telescopio LAT, de estos gráficos se extrae la información utilizada en la ecuación 2.15, la cual se convoluciona con la señal 2.13

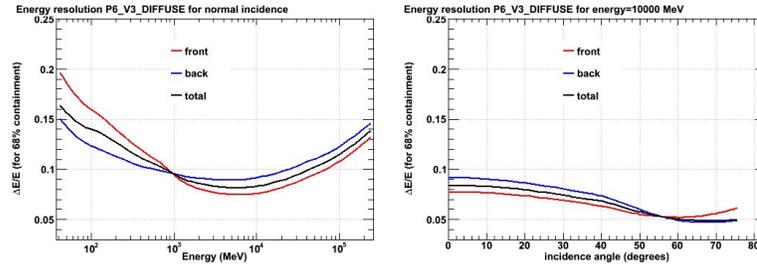
y 2.11 para dar el espectro visto por el Fermi-LAT. Para más información sobre el diseño y las características del telescopio LAT se puede ver [34].



**Figura 10:** PSF. Izquierda, las líneas continuas (a trozos) muestran el radio angular donde existe el 68(95) % de probabilidades, de que la dirección real sea medida. Derecha, a 10 GeV variación de este radio como función del ángulo que forma el eje perpendicular al plano del detector con la dirección de incidencia [35].



**Figura 11:** Uno de los 16 módulos del calorímetro. Lo componen 96 cristales centelleadores dispuestos en 8 capas, la orientación entre capas está rotada  $90^\circ$ . La profundidad total del calorímetro (en incidencia normal) es de 8.6 longitudes de radiación.



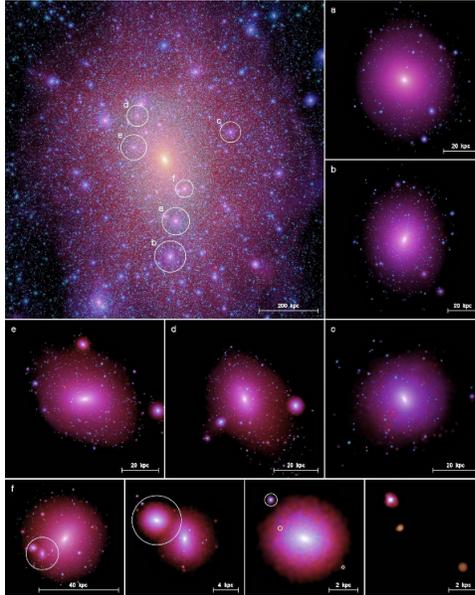
**Figura 12:** Izquierda,  $\Delta E/E$  del Fermi-LAT como función de la energía. Derecha, variación de  $\Delta E/E$ , a 10 GeV, con el ángulo que forma el eje perpendicular al plano del detector con la dirección de incidencia [35].

## 4. Cotas al espacio de parámetros del gravitino en el $\mu\nu SSM$ con Fermi-LAT

La colaboración Fermi-LAT ha publicado la medida de la emisión difusa galáctica en la región del cielo conocida como latitud media ( $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$ ), realizada con datos tomados durante 5 meses, desde agosto hasta diciembre de 2008 [36]. También se ha publicado el análisis del centro galáctico (una región de  $7^\circ \times 7^\circ$  alrededor de la fuente más brillante) utilizando 11 meses de datos (de agosto de 2008 a julio de 2009) [37]. Usando estos datos publicados se pueden poner cotas al espacio de parámetros del gravitino.

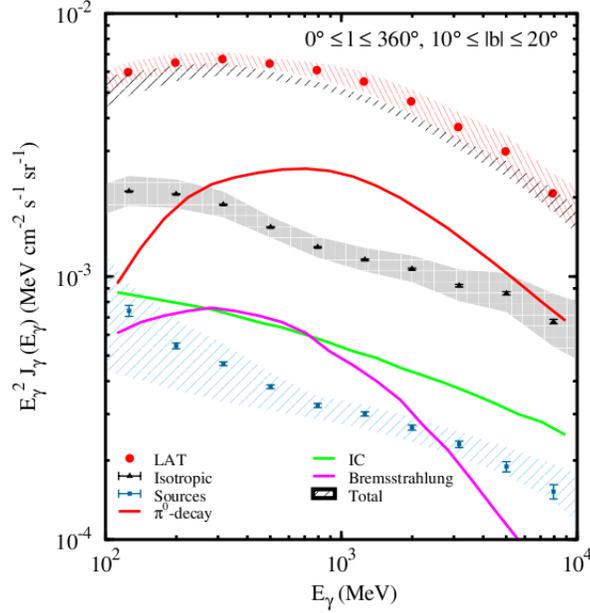
Teniendo en cuenta que nuestra galaxia está inmersa en un halo de materia oscura, en las dos mediciones mencionadas (latitud media y centro galáctico) debe estar superpuesta a la emisión por procesos astrofísicos conocidos, una componente de rayos gamma provenientes de este halo con la forma espectral mostrada en la figura 6. Las últimas simulaciones predicen que este halo tiene a su vez subestructuras, estas no se tienen en cuenta en este análisis. En la figura 13 se muestran los resultados de la simulación Aquarius, se observa la estructura jerárquica del halo.

La emisión difusa galáctica es producida por la interacción de rayos cósmicos, principalmente



**Figura 13:** Imagen de una de las simulaciones del proyecto Aquarius correspondiente al código Aq-A-1. Esta simulación se realizó con más de 4000 millones de partículas, cada una con una masa de  $1.712 \times 10^3 M_\odot$ . La imagen superior izquierda muestra la distribución de materia oscura en una región de  $\sim 1100$  kpc (la distancia del sol al centro galáctico es 7.6 kpc) centrada en el halo principal de la simulación. Los círculos marcan seis subhalos que se muestran en los paneles pequeños. Todos estos subhalos contienen otros más pequeños, los cuales se pueden ver claramente en las imágenes [33].

protones y electrones, con el gas interestelar (por producción de  $\pi^0$  y bremsstrahlung, líneas roja y magenta de la figura 14, respectivamente) y el campo de radiación (por dispersión



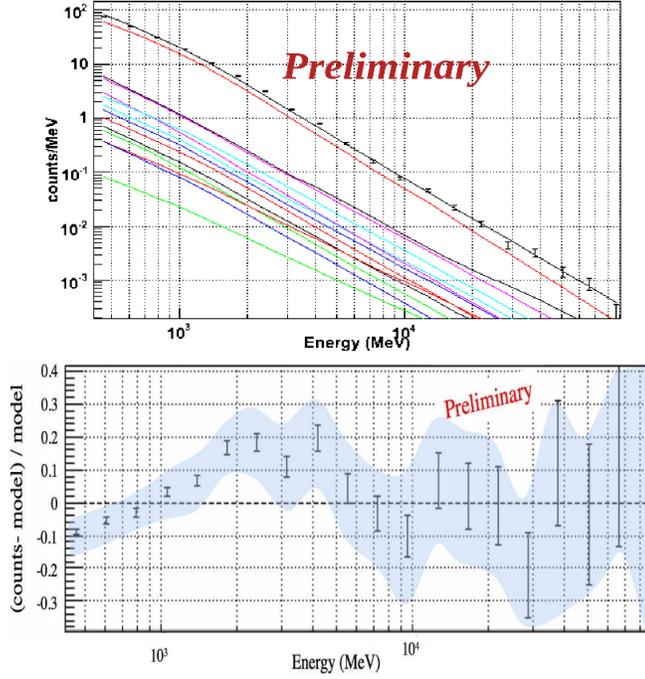
**Figura 14:** Emisión difusa promediada sobre todas las longitudes galácticas para el rango de latitudes  $10^\circ \leq |b| \leq 20^\circ$ . Los puntos rojos son los datos medidos por Fermi-LAT, la banda representa la incertidumbre sistemática (como todas las otras bandas presentadas en el gráfico). Los puntos negros son datos del *background* sin identificar y los puntos azules, datos de las fuentes en esta región del cielo. Se presenta también un modelo para la desintegración del  $\pi^0$  (línea roja), bremsstrahlung (línea magenta), IC (línea verde). La zona rayada con líneas negras representa la suma total de estas componentes teniendo en cuenta la incertidumbre sistemática [36]. Para poner cotas al gravitino en esta región, sumamos su señal a esas otras de tal forma que la suma total no sobrepase el flujo medido con cierta significancia.

Compton inversa IC, línea verde de la figura 14).

El centro galáctico es una región especial para la búsqueda de materia oscura debido a que es el lugar del halo donde se espera la mayor densidad, como se observa en la figura 13. El problema con esta región es que así como se espera una mayor emisión de rayos gamma provenientes de la desintegración del gravitino, también se espera una gran cantidad de estos mismos rayos producidos por procesos astrofísicos conocidos. Esta última emisión es generada por fuentes discretas y difusas. La modelización de la componente difusa es un problema de intensa discusión dentro de la colaboración Fermi-LAT, no existe un modelo único con el cual describir todos los procesos físicos de esta región. Así, cualquier interpretación en términos de materia oscura es opacada por las grandes incertidumbres en dicho modelo.

El método que utilizamos para poner las cotas sobre el gravitino es el siguiente: Dados los flujos medidos  $M_i$  y los errores  $\Sigma_i$  tomados de [36] para latitud media y de [37]<sup>1</sup> para el centro galáctico, restringimos la señal del gravitino  $\Phi_i^\gamma$  ajustando su tiempo de vida  $\tau_{dm}$  a no exceder en cada bin de energía  $i$  el valor medido  $M_i$ , mas  $n$  veces el error en ese bin. Es

<sup>1</sup>Los datos del flujo se presentan en la figura 18. Es un análisis basado en los datos de [37] pero que aún no es publico, está bajo revisión y pendiente de aprobación en por la colaboración Fermi-LAT.



**Figura 15:** Superior: Espectro generado por un analisis *likelihood* de los datos del Fermi-LAT (número de cuentas contra energía reconstruida). El análisis *likelihood* es el usado de forma estandar para regiones pequeñas del cielo. En el grafico, de arriba hacia abajo encontramos: los puntos negros son los datos observados; la línea negra es la suma de todas las componentes; la línea roja es la emisión difusa galáctica; la línea negra siguiente es la emisión extragaláctica isotrópica; las otras líneas son fuentes detectadas. Inferior: Residuos, del analisis de *likelihood*. El espectro de residuos sugiere un exceso sin modelar en el rango de 2-5 GeV. La región azul representa los errores sistemáticos en el área efectiva [37].

decir, escogemos el,

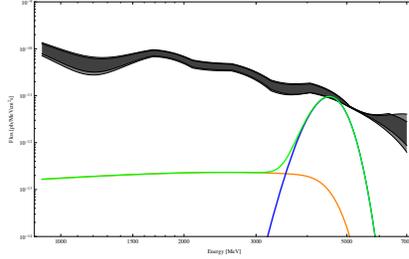
$$\text{SUP} \{ \tau : \Phi_i^\gamma \leq M_i + n \times \Sigma_i \}. \quad (4.1)$$

Los limites correspondientes al 90 % y 95 % de nivel de confianza se encuentran cuando  $n = 1.28$  y  $1.64$ , respectivamente.

En la figura 16 se presenta un ejemplo de un punto del espacio de parámetros del gravitino en el  $\mu\nu$ SSM que está permitido por los datos de flujo (en el apéndice se presenta el análisis para obtener estos datos).

En la figura 17 se presentan los resultados, la región bajo la línea fucsia está excluida por observaciones astrofísicas previas, La región bajo los círculos verdes (estrellas azules) podrá ser testada por el Fermi-LAT. Las líneas negras diagonales corresponden a las predicciones del  $\mu\nu$ SSM para varios valores representativos de  $|U_{\tilde{\gamma}\nu}|^2 = 10^{16} - 10^{12}$ . Nuestros resultados son: las regiones bajo las líneas roja y verde que están excluidas por los datos del centro galáctico al 90 % y 95 % CL, y la región bajo la línea negra horizontal que está excluida al 90 % CL por los datos de latitud media [39].

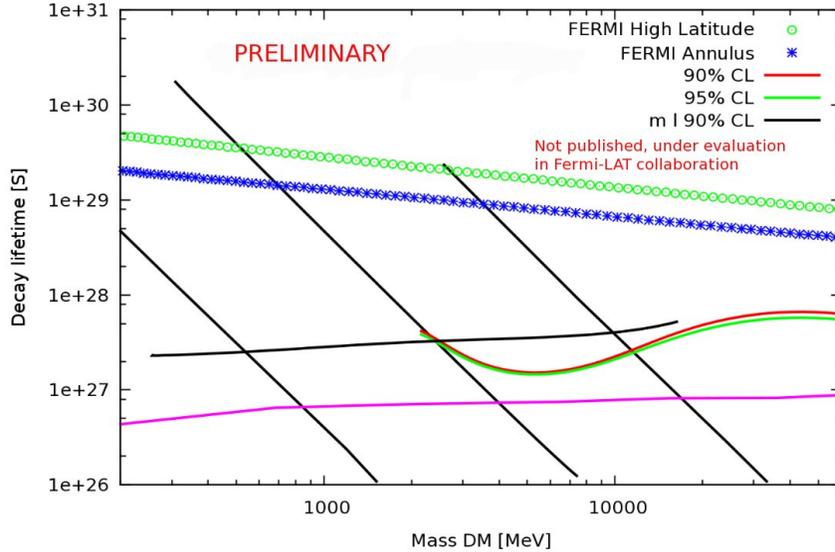
Las cotas impuestas a la materia oscura que se desintegra y produce líneas, en el artículo



**Figura 16:** gravitino de  $m_{3/2} = 9$  GeV y  $\tau_{3/2} = 2 \times 10^{27}$  s. La banda negra (gris) es una interpolación de los datos de la figura 18 al 90% CL (95% CL). La línea azul es la contribución del halo, la línea naranja es la contribución extragaláctica y la verde es la suma.

de la colaboración Fermi-LAT cubre un rango de energías de 30-200 GeV [38], por tanto no cubre el rango donde el gravitino del  $\mu\nu$ SSM puede ser la materia oscura. Las cotas provenientes de otras observaciones astrofísicas (línea magenta de la figura 5 y 17) están un orden de magnitud por debajo de las impuestas en nuestro análisis [39].

En la figura 17 se puede apreciar que tan solo con una pequeña parte de los datos del telescopio Fermi-LAT hemos excluido una región extensa del espacio de parámetros donde era posible que el gravitino fuera toda la materia oscura del universo.



**Figura 17:** Restricciones sobre  $\tau_{dm}$  y  $m_{dm}$  de un gravitino que se desintegra en un fotón y un neutrino. La región bajo la línea fucsia está excluida por observaciones astrofísicas previas, La región bajo los círculos verdes (estrellas azules) podrá ser testada por el Fermi-LAT. Las líneas negras diagonales corresponden a las predicciones del  $\mu\nu$ SSM para varios valores representativos de  $|U_{\bar{\gamma}\nu}|^2 = 10^{16} - 10^{12}$ . Nuestros resultados son: las regiones bajo las líneas roja y verde que están excluidas por los datos del centro galáctico al 90% y 95% CL, y la región bajo la línea negra horizontal que está excluida al 90% CL por los datos de latitud media.

## Conclusiones

En este trabajo hemos puesto límites al espacio de parámetros del gravitino en el modelo  $\mu\nu$ SSM, con datos del telescopio espacial Fermi-LAT. Los datos fueron tomados de dos regiones del cielo, el centro galáctico y latitud media. En la figura 17 se muestra que nuestros resultados aumentan en un orden de magnitud la región de exclusión impuesta por observaciones astrofísicas anteriores.

Estamos viviendo un momento histórico para la física, por muchos años se ha estado creando teorías más allá del modelo estándar pero hasta ahora no se han comenzado a testar con experimentos como el LHC y observaciones astrofísicas como las presentadas en este trabajo.

La misión Fermi está planeada para diez años de funcionamiento, actualmente estamos utilizando los últimos datos para estudiar no solo el  $\mu\nu$ SSM, también otros modelos y otros candidatos a materia oscura en el contexto de la física de partículas elementales. Así mismo estamos diseñando nuevas estrategias para la detección indirecta como la medición de anisotropías en la emisión difusa y estudiando a fondo el *background* astrofísico para poder distinguir con certeza una señal proveniente de materia oscura.

## APENDICE. Datos del centro galáctico: conversión de numero de cuentas a flujo

Como se puede observar en la figura 15, los datos del centro galáctico están en número de cuentas. Para obtener el flujo, se deben dividir estos datos por la exposición total del satélite (área efectiva  $\times$  tiempo de observación) esta cantidad varia con la energía, en la tabla 2 se muestran los valores usados. El área efectiva introduce una incertidumbre sistemática en el flujo. Del análisis del pulsar vela [50] se toman estas incertidumbres,  $< 10\%$  para energías por debajo de 0.1 GeV y  $30\%$  para energías mayores de 10 GeV.

Para obtener las cotas del centro galáctico utilizamos los residuos (gráfico inferior de la figura 15), de esta forma evitamos trabajar directamente con los *backgrounds* presentes en esta región. Debido a que algunos bins de energía el número de cuentas observado es inferior al del modelo se generan flujos negativos, por esto no tenemos en cuenta los datos de energía inferior a 1 GeV (ademas de tener una gran incertidumbre teórica en a estas energías la respuesta del telescopio no es tan buena como a altas energías, como ya se ha mencionado) y en los bins superiores a 10 GeV para obtener flujos positivos utilizamos la siguiente formula

$$\overline{flujo} = \frac{\sum_{binj} Energia_j \times Flujo_j}{\sum_{binj} Energia_j} \quad (4.2)$$

sumando bins hasta que la cantidad  $\overline{flujo} > 0$  y centramos el bin en la energía:

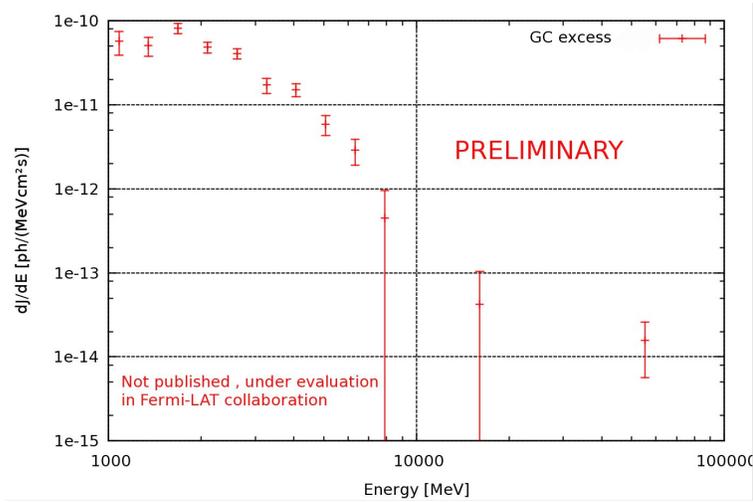
$$\overline{Energia} = \frac{\sum_{binj} Energia_j \times Flujo_j}{\sum_{binj} Flujo_j} \quad (4.3)$$

Energy (MeV)	Exposure ( $10^{10}\text{cm}^2\text{s}$ )	Energy (MeV)	Exposure ( $10^{10}\text{cm}^2\text{s}$ )
400	1.54	7960	2.33
503	1.66	10019	2.44
633	1.80	12611	2.54
797	1.92	15874	2.60
1003	2.01	19980	2.65
1263	2.05	24148	2.67
1590	2.06	31654	2.67
2001	2.08	39842	2.64
2519	2.06	50148	2.60
3179	2.06	63120	2.53
3992	2.09	79448	2.46
5024	2.13	100000	2.37
6324	2.23		

Table 2: Exposición (área efectiva  $\times$  tiempo de observacion) para la región del centro galáctico. El tiempo efectivo durante el cual el detector observó la región de interes bajo estudio computada como función de la

energía. Datos no publicados, bajo revisión en la colaboración Fermi-LAT.

En la figura 18 se muestra el exceso del centro galáctico en flujo, estos son los datos que utilizamos para poner las cotas mostradas en la figura 17.



**Figura 18:** Exceso observacional en el espectro de rayos gamma en el centro galáctico  $|b| \leq 3,5^\circ$  y  $|l| \leq 3,5^\circ$  con respecto a un modelo de la emisión difusa y de fuentes en esta región. Datos preliminares, no públicos aún y bajo revisión en la colaboración Fermi-LAT.

## Referencias

- [1] M. Ross, [arXiv:astro-ph/1001.0316]
- [2] G. D'Amico, M. Kamionkowski, and K. Sigurdson, [arXiv:astro-ph/0907.1912]
- [3] J. E. Kim and H. P. Nilles, *Phys. Lett.* B138 (1984) 150.
- [4] Y. Fukuda *et al.* [Super-Kamiokande collaboration], *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 1562 [arXiv:hep-ex/9807003]; Q.R. Ahmad *et al.* [SNO collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 011301 [arXiv:nucl-ex/0204008]; K. Eguchi *et al.* [KamLAND collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 021802 [arXiv:hep-ex/0212021].
- [5] D. E. López-Fogliani and C. Muñoz, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 041801 [arXiv:hep-ph/0508297].
- [6] N. Escudero, D. E. Lopez-Fogliani, C. Munoz and R. R. de Austri, *JHEP* **0812** (2008) 099 [arXiv:0810.1507 [hep-ph]].
- [7] G. Bertone, D. Hooper & J. Silk. *Phys.Rept.* 405 (2005) 279-390 [arXiv:hep-ph/0404175]
- [8] WMAP web page [http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/params/lcdm\\_sz\\_lens\\_wmap7\\_bao\\_snsalt.cfm](http://lambda.gsfc.nasa.gov/product/map/current/params/lcdm_sz_lens_wmap7_bao_snsalt.cfm)
- [9] N. Jarosik *et al.*, arXiv:1001.4744 [astro-ph.CO].
- [10] M. Markevitch *et al.*, *Astrophys. J.* **567** (2002) L27 [arXiv:astro-ph/0110468].
- [11] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones and D. Zaritsky, *Astrophys. J.* **648** (2006) L109 [arXiv:astro-ph/0608407].
- [12] D. Clowe, A. Gonzalez and M. Markevitch, *Astrophys. J.* **604** (2004) 596 [arXiv:astro-ph/0312273].
- [13] M. Bradac *et al.*, *Astrophys. J.* **652** (2006) 937 [arXiv:astro-ph/0608408].
- [14] M. Milgrom, *Astrophys. J.* **270** (1983) 365.
- [15] M. Milgrom, *Astrophys. J.* **270** (1983) 371.
- [16] J. R. Brownstein and J. W. Moffat, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **367** (2006) 527 [arXiv:astro-ph/0507222].
- [17] J. R. Brownstein and J. W. Moffat, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **382** (2007) 29 [arXiv:astro-ph/0702146].
- [18] J. R. Brownstein and J. W. Moffat, *Astrophys. J.* **636** (2006) 721 [arXiv:astro-ph/0506370].

- [19] J. D. Bekenstein, Nucl. Phys. A **827** (2009) 555C [arXiv:0901.1524 [astro-ph]].
- [20] M. Taoso, G. Bertone and A. Masiero, JCAP **0803** (2008) 022 [arXiv:0711.4996 [astro-ph]].
- [21] F. Takayama and M. Yamaguchi, Phys. Lett. B **485** (2000) 388 [arXiv:hep-ph/0005214].
- [22] G. Bertone, W. Buchmuller, L. Covi and A. Ibarra, JCAP **0711** (2007) 003 [arXiv:0709.2299 [astro-ph]].
- [23] J. M. Overduin and P. S. Wesson, Phys. Rept. **402** (2004) 267 [arXiv:astro-ph/0407207].
- [24] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], *J. Phys.* **G33** (2006) 1.
- [25] N. Arkani-Hamed, D. P. Finkbeiner, T. R. Slatyer and N. Weiner, Phys. Rev. D **79** (2009) 015014 [arXiv:0810.0713 [hep-ph]].
- [26] O. Adriani *et al.* [PAMELA Collaboration], Nature **458** (2009) 607 [arXiv:0810.4995 [astro-ph]].
- [27] A. A. Abdo *et al.* [The Fermi LAT Collaboration], Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 181101 [arXiv:0905.0025 [astro-ph.HE]].
- [28] T. Delahaye, J. Lavalle, R. Lineros, F. Donato and N. Fornengo, arXiv:1002.1910 [astro-ph.HE].
- [29] Identification of Dark Matter, 2010 <http://indico.in2p3.fr/conferenceDisplay.pyconfId=1565>
- [30] K. Y. Choi, D. E. Lopez-Fogliani, C. Munoz and R. R. de Austri, JCAP **1003** (2010) 028 arXiv:0906.3681 [hep-ph].
- [31] H. K. Dreiner, arXiv:hep-ph/9707435.
- [32] J.A. Casas, E.K. Katehou and C. Muñoz, Oxford preprint, Nov. 1987, Ref: 1/88; *Nucl. Phys.* **B317** (1987) 171; J.A. Casas and C. Muñoz, *Phys. Lett.* **B212** (1988) 343 [arXiv:hep-ph/0309346]
- [33] V. Springel *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **391** (2008) 1685 [arXiv:0809.0898 [astro-ph]].
- [34] W. B. Atwood *et al.* [LAT Collaboration], Astrophys. J. **697** (2009) 1071 [arXiv:0902.1089 [astro-ph.IM]].
- [35] webpage: [http://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast\\_lat\\_performance.htm](http://www-glast.slac.stanford.edu/software/IS/glast_lat_performance.htm)
- [36] A. A. Abdo *et al.* [Fermi LAT Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 251101 [arXiv:0912.0973 [astro-ph.HE]].

- [37] V. Vitale, A. Morselli and f. t. F. Collaboration, arXiv:0912.3828 [astro-ph.HE].
- [38] A. A. Abdo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 091302 [arXiv:1001.4836 [astro-ph.HE]].
- [39] G. A. Gomez-Vargas, L. Labarga, A. Morselli, C. Munoz, V. Vitale. To be published.
- [40] R. B. Metcalf, L. A. Moustakas, A. J. Bunker and I. R. Parry, arXiv:astro-ph/0309738.
- [41] M. Oguri *et al.* Astrophys. J. 605:78–97, 2004 April 10.
- [42] F. Zwicky, Helv. Phys. Acta 6 (1933) 110.
- [43] J. N. Bahcall, C. Flynn, & A. Gould 1992, ApJ, 389, 243.
- [44] R. P. Olling, W. Dehnen Astrophys. J. 599 (2003) 275-296 [arXiv:astro-ph/0301486].
- [45] N. Bahcall & X. Fan, Astrophys. J. **504** (1998) 1.
- [46] E. L. Lokas, G. A. Mamon. Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 343 (2003) 401 [arXiv:astro-ph/0302461]
- [47] A. Kashlinsky. Phys.Rept. 307 (1998) 67-73 [arXiv:astro-ph/9806236]
- [48] Liliya L. R. Williams *et al.* 2004 The Astronomical Journal 128 2631-2641 [arXiv:astro-ph/0409418]
- [49] W. Hu & S. Dodelson, Ann. Rev. Astron. Astrophys. *40*, 171 (2002) [arXiv:astro-ph/0110414].
- [50] A. A. Abdo, et al. [Fermi-LAT Collaboration], Astrophys. J. **713** (2010) 154 [arXiv:1002.4050 [astro-ph.HE]].