

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Máster en Astrofísica



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Explorando la naturaleza de la emisión gamma en Omega Centauri
Exploring the nature of the gamma ray emission in Omega Centauri

Víctor Pascual Pedrosa

Supervisado por:

Daniel Nieto Castaño

Curso académico 2024-2025

Calificación 9.5

Explorando la naturaleza de la emisión gamma en Omega Centauri.

Resumen:

Cerca de cumplirse un siglo desde las primeras evidencias de la existencia de la materia oscura, todavía sigue pendiente comprender su naturaleza. Asumiendo que la materia oscura se pueda aniquilar consigo misma y producir partículas del modelo estándar, se busca una señal de rayos gamma con el telescopio espacial Fermi-LAT. Recientemente ha surgido un gran interés en estudiar la emisión gamma del cúmulo globular Omega Centauri (NGC 5139), pues su historia de formación estelar parece contradecir los modelos de formación más comunes. Presenta además una alta metalicidad, lo que ha conducido a plantear la hipótesis de que sea el núcleo de una antigua galaxia esferoidal enana, lo que aumentaría también la densidad de materia oscura. Además, la cinemática de sus estrellas podría indicar la presencia de un hipotético agujero negro de masa intermedia, que potenciaría las aniquilaciones. Por otro lado, las contrapartidas en radio y rayos X han observado una población de púlsares de milisegundo no resuelta en altas energías. Es necesario analizar al detalle la emisión gamma desde los tres escenarios descritos y poder así establecer restricciones a los modelos de materia oscura.

Abstract:

Almost a century after the first evidence for the existence of dark matter, its nature remains to be understood. Assuming that dark matter can self-annihilate and produce Standard Model particles, a gamma-ray signal is being searched for with the Fermi-LAT space telescope. Recently, significant interest has emerged in studying the gamma-ray emission from the globular cluster Omega Centauri (NGC 5139), whose stellar formation history challenges conventional formation models. It also exhibits high metallicity, which has led to the hypothesis that it may be the core of an ancient dwarf spheroidal galaxy, which would also increase the dark matter density. Moreover, the stellar kinematics suggest the possible presence of an intermediate-mass black hole, which could enhance annihilation rates. In addition, radio and X-ray observations indicate an unresolved population of millisecond pulsars contributing to the high-energy emission. A detailed analysis of the gamma-ray emission from these three scenarios is necessary to place constraints on dark matter models.

Tabla de contenidos

1. Introducción	1
1.1. Materia oscura	1
1.2. Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi	3
1.3. El cielo en altas energías	3
2. Metodología	5
2.1. Análisis de máxima verosimilitud	7
2.2. Púlsares de milisegundo	7
2.3. Materia oscura	8
2.4. Agujero negro de masa intermedia	10
3. Análisis de los resultados	10
3.1. Modelización de la región	12
3.2. Púlsares de milisegundo	14
3.3. Materia oscura	16
3.4. Señal combinada	19
4. Conclusiones	22

1. Introducción

Acabada la Segunda Guerra Mundial, comenzaba en la historia y en la ciencia un nuevo capítulo de incertidumbre. La Guerra Fría y la carrera espacial traerían consigo avances tecnológicos sin precedentes: computadoras, reactores nucleares... El mundo de la astrofísica también estaba de enhorabuena: empezaba la exploración espacial y, en altas energías, se abría una nueva ventana para explorar el cosmos.

Se denomina altas energías aquella parte del espectro electromagnético con energía superior a ~ 100 MeV (un fotón en el óptico apenas alcanza a tener una energía de 1 eV). Sin posibilidad de generar estos fotones con desintegraciones nucleares, y llegando en aceleradores de partículas a producir fotones de hasta ~ 7 TeV, la astrofísica de altas energías [1] es nuestra ventana para comprender los eventos más extremos del universo.

Desde el lanzamiento del Explorer-11 y la detección de los primeros 31 rayos gamma [2], la astrofísica de altas energías ha sido capaz de observar púlsares, galaxias de núcleo activo, estallidos de rayos gamma o de descubrir las Fermi Bubbles, interpretadas como vestigios de actividad en el núcleo de nuestra galaxia. Uno de los principales retos a los que se enfrenta ahora el campo es detectar señales de materia oscura.

1.1. Materia oscura

Las primeras evidencias de materia oscura se remontan a 1933, cuando el astrónomo alemán Fritz Zwicky observó la cinemática de las galaxias del cúmulo de Coma [3]. Estudiando su dispersión de velocidades, midió velocidades de hasta 1000 km/s, lo que contradecía la teoría del teorema del virial, que predecía un valor de 80 km/s. Zwicky postuló entonces la existencia de una materia que no veía, a la que llamó *dunkle (kalte) Materie*: del alemán, materia oscura (fría). Aun así, la falta de evidencias no le permitió consolidar esa hipótesis, dejando otras sin descartar como que el

sistema no estuviera virializado.

La hipótesis de la existencia de la materia oscura no pudo aceptarse hasta el trabajo de Vera Rubin. En 1986, Rubin publicó el artículo que cambiaría el paradigma científico [4]. En su trabajo se propuso responder cuatro incógnitas de la materia oscura: *¿existe?*, *¿dónde está?*, *¿cuánta hay?* y, la más fundamental de todas: *¿qué es?*. Estudiando la rotación del gas en galaxias espirales (medida con las líneas de H α y HI a 21 cm) pudo demostrar que la existencia de la materia oscura era necesaria para poder explicar el perfil aplanado que observaba en las curvas de rotación. Esta se debería distribuir en un halo esférico que se extendía más allá del disco visible, y tenía que ser entre cinco y diez veces más abundante que la materia luminosa [5].

Después de este estudio, las evidencias se multiplicaron con efectos gravitacionales en lentes gravitacionales [6], la formación de estructuras a gran escala [7] o las fluctuaciones en el fondo cósmico de microondas [8]. Gracias a estas observaciones, se desarrolló el modelo Λ CDM, que predice una densidad de materia en el universo de $\Omega_M = 0,3166 \pm 0,0084$, de la cual un 83,9% es materia oscura fría (de ahí las siglas del modelo CDM, *Cold Dark Matter* —la primera Λ hace referencia a la energía oscura, la componente predominante del universo y de la que se conoce aún menos—) [8]. Sin embargo, a pesar de conocer muy bien la proporción de materia oscura en el universo y poder explicar sus efectos gravitacionales, sigue pendiente responder la cuarta pregunta que formuló Rubin: *¿qué es?*

Las propiedades de la materia oscura se han ido restringiendo para poder explicar todas las observaciones recopiladas hasta la fecha. Según el modelo cosmológico, debe ser unas 5 veces más abundante que la materia bariónica¹. Su distribución de velocidades debe ser no relativista (de ahí el apellido «fría») para poder explicar la formación de galaxias y halos predicha por las simulaciones y el modelo jerárquico (si fuera caliente —relativista— no se formarían estructuras). Parece no interactuar electromagnéticamente, por lo que debe de ser neutra. Debe ser estable (al menos en escalas cosmológicas o ya habría desaparecido) y masiva, pues interactúa gravitacionalmente [9]. Acudiendo al modelo estándar de partículas, no se encuentra ninguna partícula que reúna todas estas propiedades, por lo que se han propuesto múltiples candidatos más allá del modelo, desde bosones ultraligeros hasta agujeros negros supermasivos [10, 11]. Los modelos pueden no ser excluyentes entre sí y podría darse el caso de que existan realmente diferentes partículas en el sector oscuro, como ocurre en el sector estándar.

Para buscar materia oscura, existen tres tipos de métodos. Por ahora, todos asumen que la materia oscura tiene una interacción débil con la materia estándar (aunque esto puede no ser así, es necesario que lo sea si se quiere detectar). Un primer método aparece en los aceleradores de partículas, esperando pérdidas de momento en el detector. Este momento estaría en la partícula de materia oscura, que sería capaz de escapar del detector sin interactuar [12]. Por otro lado, los métodos directos se basan en interactuar directamente con la partícula de materia oscura a través de una dispersión elástica. La partícula del detector adquiriría un momento que se podría medir en el laboratorio debido a su disipación en el detector. Existen técnicas que se centran en cristales centelleadores, gases nobles o CCDs [13]. Finalmente, los métodos indirectos esperan detectar los productos secundarios generados en las interacciones de la materia oscura.

Los métodos indirectos buscan medir el flujo de partículas tras la desintegración o la aniquila-

¹Se utiliza indistintamente el término de materia bariónica para referirse al total de materia estándar (no oscura), dado que la mayor parte de su masa está contenida en forma de protones, un barión.

ción de partículas de materia oscura [14]. Algunos experimentos buscan medir el flujo de fotones, normalmente originados en un segundo proceso de emisión por parte de las partículas secundarias, pues se asume que la materia oscura no interactúa electromagnéticamente. Por ejemplo, sea χ la partícula de materia oscura y su propia antipartícula, podría ocurrir la aniquilación $\chi\chi \rightarrow e^+e^-$ y que ese electrón radiara después fotones. Estos fotones tendrían energías muy altas y son estudiados, en este trabajo, con el satélite espacial Fermi. [5]

1.2. Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi

El Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi (FGST) es un satélite lanzado en 2008 con el objetivo de explorar el cielo en altas energías (10 keV – 300 GeV), específicamente para buscar señales de materia oscura, determinar el origen del fondo difuso o entender los métodos de aceleración de partículas en el universo. Su instrumento principal es el Large Area Telescope (LAT), un detector con un campo de visión de 2,4 sr, sensible a fotones con energías $20 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ que detecta por creación de pares.² Fermi también opera con un segundo instrumento, el Gamma-ray Burst Monitor (GBM), que complementa las observaciones en el rango $8 \text{ keV} < E < 40 \text{ MeV}$ para estudiar los estallidos de rayos gamma [15, 16].

La creación de pares consiste en generar un par electrón-positrón a partir de un fotón: $\gamma \rightarrow e^+e^-$. Este proceso no es posible en el vacío, pero sí puede darse si el fotón está en presencia de una masa (típicamente un núcleo) que pueda absorber momento. Para energías altas, la sección eficaz (cómo de probable es que ocurra un proceso de interacción) de creación de pares es muy elevada. Para energías bajas ($< 100 \text{ keV}$), el proceso de interacción que predomina es el efecto fotoeléctrico y, a energías intermedias (hasta 10 MeV) la dispersión Compton es más importante. Para estudiar fotones muy energéticos, lo óptimo es detectarlos aprovechando la creación de pares [5].

Fermi-LAT está diseñado con varios sistemas que trabajan en conjunto para detectar los fotones gamma. Primero, la radiación incidente atraviesa un escudo anticoincidencias delgado fabricado con un cristal centelleador: si se detecta una partícula cargada, no se toman medidas. Esto ayuda a eliminar el fondo de rayos cósmicos. Los fotones que lo atraviesan se encuentran entonces con 16 láminas de tungsteno que favorecen la creación de pares (por su alto número Z). Intercalado con estas láminas se encuentra el *tracker*, otras placas compuestas de pistas de silicio que reconstruyen la trayectoria del par e^+e^- (si se ha formado) recogiendo los pares electrón-hueco que dejan a su paso. Reconstruida la trayectoria, se infiere la dirección de llegada de cada fotón. Finalmente, la energía del par (proporcional a la energía del fotón original) es recogida por el calorímetro, compuesto por cristales centelleadores de CsI(Tl) que convierten la energía en luz, amplificada por unos fotomultiplicadores para poder ser analizada correctamente (véase la Figura 1) [16].

1.3. El cielo en altas energías

Conocidas la energía y la dirección de procedencia de cada fotón, se puede estudiar todo el cielo en altas energías con Fermi. El satélite barre el cielo unas 8 veces al día, generando mapas que dejan ver los sucesos más energéticos del universo (véase la Figura 2). Existen varias fuentes capaces de generar fotones de altas energías. Algunas son de origen galáctico, como explosiones de novas o supernovas, y remanentes en forma de estrellas de neutrones y púlsares. En el ámbito extragaláctico, encontramos galaxias de núcleo activo (AGN), galaxias *starburst* o estallidos de rayos gamma [1].

²En realidad, Fermi-LAT es sensible también a fotones de mayor energía, pero la estadística es muy pobre debido a los pocos fotones que existen. Muy pocas fuentes emiten a tan altas energías.

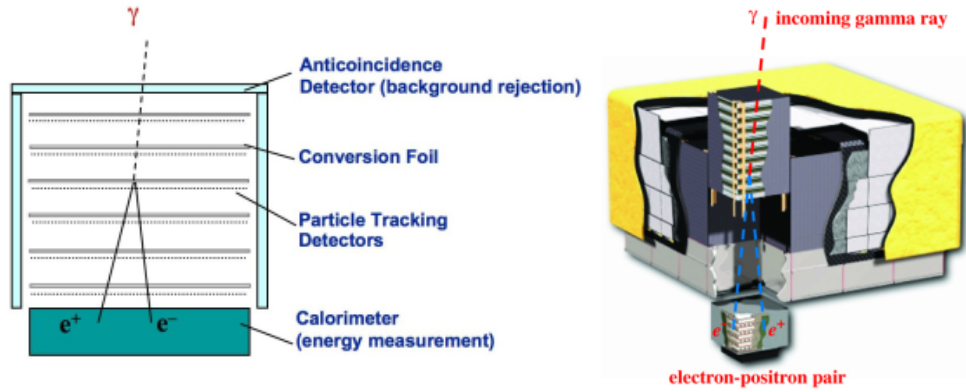


Figura 1: Esquemas de Fermi-LAT. Fuente: [17].

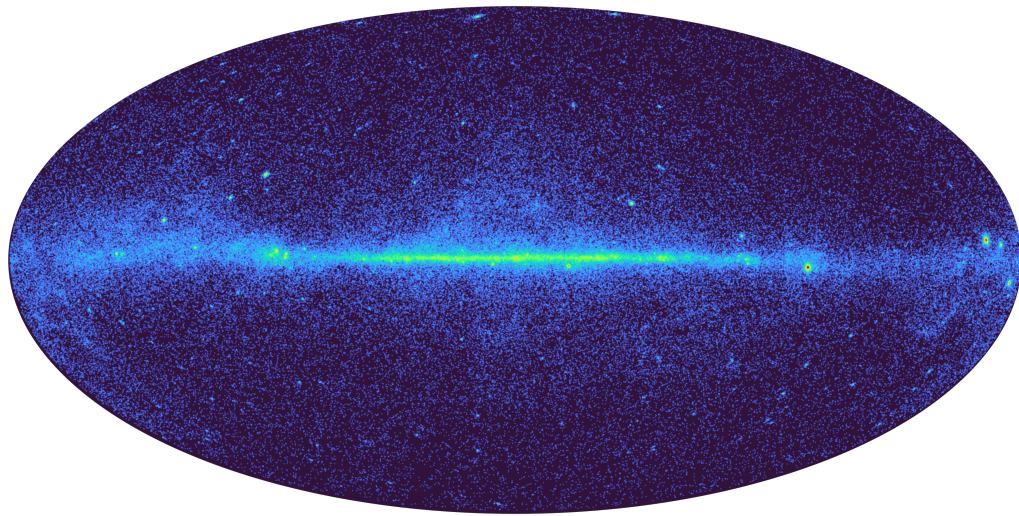


Figura 2: El cielo en altas energías (proyección de Aitoff). Mapa de elaboración propia [5] creado con los datos medidos por Fermi-LAT durante el mes de marzo de 2024, para fotones con energías $1 \text{ GeV} < E < 500 \text{ GeV}$.

Estas fuentes, además de las hipotéticas aniquilaciones y desintegraciones de materia oscura, emiten también partículas cargadas que, al interactuar por diversos procesos, emiten fotones gamma.

El primero de estos procesos se llama radiación de frenado (del alemán, *bremsstrahlung*), en el que una partícula cargada relativista (normalmente un electrón) se encuentra con una partícula cargada (típicamente un protón), se acelera con su campo magnético y radia un fotón (gamma si el electrón es relativista). El segundo mecanismo es la radiación sincrotrón, que ocurre cuando una partícula cargada es acelerada por campos magnéticos. Un caso particular es el de la radiación de curvatura, que ocurre cuando el campo magnético está curvado (por ejemplo, en púlsares [18]). El tercer mecanismo se denomina efecto Compton inverso, en el que los fotones poco energéticos ganan energía al interactuar con partículas cargadas relativistas. El proceso más importante en astrofísica de rayos gamma es la interacción SSC (del inglés, *Synchrotron Self-Compton*), en la que los fotones poco energéticos radiados por sincrotrón interactúan con los mismos electrones que los generaron mediante efecto Compton inverso, produciendo en los espectros un doble pico característico: uno a menores energías producido por sincrotrón y otro a mayor energía por el efecto Compton inverso. Finalmente, además de estos procesos leptónicos, está la propia interacción

protón-protón, que produce piones neutros que se desintegran con una alta probabilidad en dos gammas [1].

Por otra parte, existen procesos de extinción. La extinción en rayos gamma no se produce por la absorción del polvo como en otras longitudes de onda, sino por la interacción de los fotones con el campo de fondo de fotones infrarrojos, denominado luz de fondo cósmica. Al interactuar, los fotones generan un par e^+e^- . Por tanto, el recorrido libre medio de los fotones no es infinito: existe un horizonte de rayos gamma que depende de la energía. Por ejemplo, para fotones de 100 GeV el horizonte se sitúa a $z \sim 1$ [19].

1.3.1. Omega Centauri

NGC 5139, popularmente conocido como Omega Centauri, es un cúmulo globular (una agrupación de estrellas viejas que orbita la Galaxia) situado a 5,20 kpc en $l = 309,098$; $b = +14,972$ (época J2000). Con una masa de $\sim 3,5 \times 10^6 M_\odot$, su población de estrellas ha despertado la curiosidad de los astrofísicos en los últimos años [20, 21].

La formación del cúmulo parece haber tenido varias etapas, lo que difiere de un único episodio de formación estelar de la mayoría de cúmulos globulares. Además, Omega Centauri presenta una alta metalicidad, explicada por el enriquecimiento químico causado por las explosiones de supernova. No obstante, su masa no sería lo suficientemente elevada como para generar el potencial gravitatorio necesario para conservar esos metales. Por ello, se ha propuesto que Omega Centauri sea el remanente de una galaxia esferoidal enana (dSph), que ha ido perdiendo su material por las fuerzas de marea de la Vía Láctea [22].

Dado que el cúmulo sí se ha detectado en rayos gamma, resulta muy interesante estudiar su señal para validar o establecer cotas a los parámetros medidos hasta el momento. Lo más plausible es asumir que la emisión proviene de una población de púlsares de milisegundo. Si bien todavía no se ha detectado una señal gamma pulsada en la región, las contrapartidas en radio y rayos X sugieren que parte de la señal observada por Fermi puede deberse a esta población de púlsares de milisegundo. En concreto, están confirmados un total de 18 púlsares [23–25]. Aun así, Omega Centauri resulta especialmente atractivo por su alta densidad, lo que puede favorecer la aniquilación de materia oscura [21, 26, 27]. Además, la cinemática de sus estrellas más internas podría indicar la presencia de un hipotético agujero negro de masa intermedia (IMBH) [28], el cual aún no ha sido confirmado experimentalmente. Un estudio reciente [29] ha fijado una masa mínima para el IMBH de $8200 M_\odot$.

El objetivo de este trabajo es estudiar la señal del cúmulo medida por Fermi-LAT considerando los tres escenarios descritos. En la Sección 2 se explican en detalle los datos y la cadena de análisis utilizada. En la Sección 3 se presentan los resultados de cada escenario. Se comienza con los púlsares de milisegundo y se continúa con la aniquilación de materia oscura. Después se estudia la posible presencia de un agujero negro de masa intermedia y, finalmente, se analiza el caso combinado de púlsares y materia oscura. Las conclusiones se presentan en la Sección 4.

2. Metodología

Los datos de Fermi son de dominio público y se pueden encontrar en <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>. En este trabajo se analizarán los datos recogidos por Fermi-LAT sobre la fuente Omega Centauri desde el comienzo de la adquisición de datos (MET = 239 557 417 —segundos transcurridos desde

el comienzo de la misión, del inglés *Mission Elapsed Time*— o 4 de agosto de 2008) hasta el día 7 de diciembre de 2024 (MET = 755 269 341). Se analizarán los fotones con energías comprendidas entre 300 MeV y 1 TeV, lo que permite comparar los resultados con trabajos previos [21, 30]. Además, se filtran los fotones con un ángulo cenital mayor a 90° para evitar la contaminación del limbo terrestre (producida por la interacción de rayos cósmicos con la atmósfera).

Es necesario analizar los fotones procedentes no solo de la fuente de interés, sino de toda una región de interés (ROI, del inglés *Region Of Interest*) que, en este caso, se amplía a 20° de diámetro. Esto asegura que, a la hora de recrear un suceso proveniente de la fuente a estudiar, este quede sobre la región que se está analizando. Así mismo, asegura que las fuentes adyacentes que puedan contribuir al fondo de la señal también queden estudiadas en el análisis. Los datos registrados se ordenan en cubos (de aquí en adelante, *bins*), tanto espacialmente como en energías. En este caso, se utilizan 10 *bins* por década de energía (equiespaciados logarítmicamente) y píxeles espaciales de 0,08°. El objetivo del análisis es obtener un modelo que sea capaz de predecir el número de fotones detectados en cada *bin* de la región de interés. El modelo se construye a partir de observaciones anteriores y simulaciones que contienen toda la física que se conoce hasta el momento.

La base del modelo es la emisión del fondo difuso galáctico, calculado a partir de simulaciones con GALPROP [31], y del fondo extragaláctico, obtenido a partir de la acumulación de datos con Fermi [32]. Se utilizarán los modelos más recientes calculados, almacenados en `gll_iem_v07` e `iso_P8R3_SOURCE_V3_v1` en la web del telescopio. La emisión galáctica está dominada por fotones emitidos por la interacción de rayos cósmicos con las nubes moleculares de la Vía Láctea, donde se producen piones neutros que se desintegran posteriormente en dos gammas. Esta emisión está distribuida a lo largo del plano galáctico (donde están las nubes moleculares). Por otro lado, el fondo difuso extragaláctico se atribuye a galaxias de núcleo activo sin identificar, y se extiende isotrópicamente por todo el cielo [33].

Cualquier exceso sobre estos fondos puede ser etiquetado como fuente emisora en rayos gamma si se consigue la suficiente significancia. Después de más de 16 años de observaciones, se han recopilado todas estas fuentes en catálogos, siendo el más reciente el 4FGL-DR4 [34] con más de 7000 fuentes. El cúmulo Omega Centauri está modelizado bajo el nombre 4FGL J1326.6-4729 con una función espectral de tipo LogParabola:

$$\frac{d\Phi}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_b} \right)^{-(\alpha + \beta \ln(E/E_b))}, \quad (1)$$

donde N_0 es el factor de normalización, E_b un factor de escala que se deja fijo y α y β los dos índices espectrales. Para Omega Centauri, los valores catalogados son $\alpha = 2,231 \pm 0,082$; $\beta = 0,548 \pm 0,079$; $N_0 = (5,85 \pm 0,35) \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ y $E_b = 1988 \text{ MeV}$. Otras fuentes pueden modelizarse con leyes de potencias, cortes exponenciales, etc. según se optimice la probabilidad de que el modelo reproduzca las observaciones (ver después la [Subsección 2.1](#)).

Es necesario predecir entonces el número de fotones que se esperan medir. El detector no detecta por igual fotones de distinta energía y la reconstrucción de la traza generada en el *tracker* depende del lugar en el que se produjo la conversión del par y la orientación del telescopio. Las funciones de respuesta del detector se obtuvieron a partir de simulaciones y, posteriormente, se actualizaron añadiendo los datos de las primeras observaciones [35]. Además, hay que corregir por tiempo de exposición, puesto que no todo el cielo ha sido observado durante el mismo tiempo. Con toda esta información, se tiene un modelo preliminar de la región de interés. Si los catálogos, las funciones de respuesta y la modelización de los fondos están bien caracterizados, el modelo reproducirá con

fiabilidad los fotones detectados por el telescopio.

2.1. Análisis de máxima verosimilitud

Sin embargo, el modelo propuesto será, al principio, incapaz de reproducir las observaciones con precisión absoluta por estar desactualizado. El objetivo es mejorar el modelo y hallar el que mejor reproduzca los datos. Se parte entonces de una colección de modelos con la misma estructura, pero con diferentes valores de los parámetros libres que se han definido (modelos anidados —por ejemplo, la función espectral LogParabola se convierte en una ley de potencias si $\beta = 0$ —) y se comparan entre sí a partir de la función *likelihood* [15]. Esta función se define como el producto de las probabilidades de observar los fotones detectados en cada *bin* (tanto espacialmente como en energías):

$$\mathcal{L} = \prod_k \frac{m_k^{n_k} e^{-m_k}}{n_k!}. \quad (2)$$

Aquí, la probabilidad sigue la distribución de Poisson, siendo n_k el número de fotones medidos en el bin k -ésimo y m_k el predicho por el modelo. Entonces, se define el test estadístico (TS) como

$$\text{TS} = 2 \log(\mathcal{L}_i / \mathcal{L}_0), \quad (3)$$

que compara la función *likelihood* del modelo i -ésimo con la de un modelo vacío (también llamado hipótesis nula: sin ninguna fuente en dicha posición), \mathcal{L}_0 [36, 37]. Cuando se acumula la cantidad suficiente de datos, el teorema de Wilks [38] establece que el test estadístico para la hipótesis nula sigue una distribución χ^2 si los modelos son anidados. El modelo óptimo será aquel que minimice la función χ^2 , esto es, el que tenga un mayor test estadístico. Suele establecerse el umbral en $\text{TS} > 25$ para que la hipótesis del modelo i -ésimo tenga una significancia suficiente frente a la hipótesis nula. Se puede aproximar el TS a la varianza estadística de una distribución normal, $\text{TS} \sim \sigma^2$, lo que concuerda con el convenio general en física de buscar excesos superiores a 5σ .

En ocasiones, la evolución de $\Delta \log \mathcal{L} \equiv \log(\mathcal{L}_i / \mathcal{L}_0)$ no alcanzará un máximo relativo en su espacio de parámetros. Entonces, será necesario definir un límite superior de las variables libres, dado por el punto de intersección entre $\Delta \log \mathcal{L}$ y un valor preestablecido. Por defecto, se utilizará la intersección de $2\Delta \log \mathcal{L} = -2,71$ para establecer los límites superiores con una confianza del 95%. Estos perfiles se utilizan tanto para calcular puntos espectrales como para valores de la sección eficaz. Véase la [Figura 3](#) como referencia.

2.2. Púlsares de milisegundo

El primer escenario que se quiere estudiar es el de la emisión clásica por una población de púlsares de milisegundo (MSP). Estos cuerpos son estrellas de neutrones que rotan hasta mil veces por segundo. Su emisión en rayos gamma provendría de la aceleración de las partículas cargadas en las regiones externas [39] y su perfil espectral tendría un corte exponencial por la absorción con los propios fotones.

Aunque no se hayan detectado púlsares de Omega Centauri en rayos gamma [40] (pero sí en radio o en rayos X [23–25]), existen otros púlsares identificados por Fermi (de hecho, la mayoría de las fuentes galácticas detectadas por Fermi son púlsares). Estos objetos están, por tanto, bien caracterizados y se espera que emitan una señal combinada parametrizada por la expresión

$$\frac{d\Phi}{dE} = N_0 E^{-\Gamma} e^{-E/E_{\text{cut}}}. \quad (4)$$

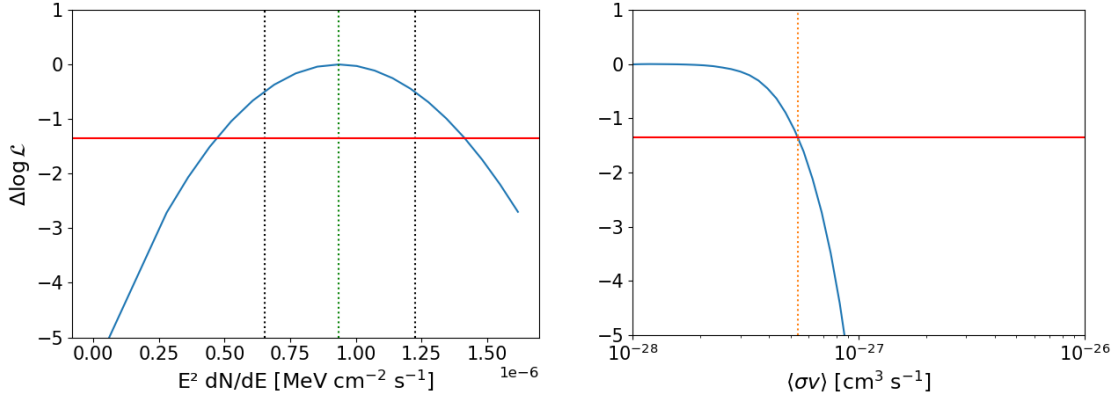


Figura 3: Perfiles *likelihood* para calcular un punto espectral (izquierda) y un límite superior a la sección eficaz (derecha), junto con el valor de $2,71/2$ (recta roja). En el primer caso, el perfil alcanza un máximo relativo: ahí se encuentra el valor de la SED (línea verde) y el error se calcula como la desviación a 1σ (líneas negras). En el segundo caso, el perfil no alcanza un máximo relativo: se establece un límite superior cuando corta el valor de $-2,71/2$ (línea naranja).

Los parámetros de la expresión (4) no tienen una interpretación física directa. Después de ajustar esta expresión a la señal encontrada, la dificultad del análisis residirá en conocer el número total de púlsares de milisegundo. Estos púlsares no tienen por qué ser idénticos, es decir, tendrán diferentes energías de corte, índices espectrales y factores de normalización. En la expresión (4) se calcula la señal combinada de todos ellos. No obstante, no es trivial conocer el significado físico de estos parámetros, dada la degeneración que existe entre el número de púlsares y su luminosidad individual.

Para enfrentar el problema, se han propuesto distintas aproximaciones. Es fundamental en todas ellas conocer la función de luminosidad (en rayos gamma) de los púlsares. Esta se puede parametrizar según [41] como

$$\frac{dN}{d \log_{10} L_\gamma} = \frac{1}{\sigma_L \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\log_{10} L_\gamma - \log_{10} L_0)^2}{2\sigma_L^2} \right], \quad (5)$$

donde el número de púlsares N en función de su luminosidad L_γ sigue una distribución lognormal de parámetros L_0 y σ_L , ambos por determinar. Dadas las grandes incertidumbres en cada método y la dificultad que conlleva cada uno, en este trabajo nos limitaremos a realizar solo uno de ellos y a comparar después el resultado con los encontrados en la literatura.

El método más directo y popular es calcular a partir de la expresión (5) una luminosidad promedio emitida por cada púlsar, de tal forma que, conocida la luminosidad total de la fuente de interés, se puede derivar el número aproximado de púlsares que lo componen. No obstante, la luminosidad total estará dominada por uno o dos púlsares muy luminosos y la luz del resto será solo una fracción menor [41]. Otros trabajos evitan hacer esta asunción y han aplicado simulaciones Montecarlo [42] para calcular otra función de luminosidad y estadística bayesiana [21] para estimar la población de púlsares.

2.3. Materia oscura

Abandonando el escenario de la física clásica, se continuará el análisis suponiendo la aniquilación de materia oscura [26, 27]. Por su naturaleza, no se espera que la aniquilación de dos partículas de

materia oscura dé lugar a fotones en el primer proceso, puesto que la materia oscura no se acopla al sector electromagnético. No obstante, se espera que la aniquilación a otras partículas sí pueda producir después fotones de alta energía.

La forma de describir el flujo esperado de fotones por unidad de energía producido por la aniquilación de materia oscura consigo misma viene dada por la ecuación

$$\frac{d\Phi}{dE} = J \times \frac{1}{4\pi} \frac{\langle\sigma v\rangle}{2m_\chi^2} \sum_i \beta_i \frac{dN_i}{dE}. \quad (6)$$

Para poder modelizar la señal registrada con una señal de materia oscura, es fundamental conocer entonces la masa m_χ de las partículas de materia oscura, su sección eficaz de aniquilación $\langle\sigma v\rangle$ (promediada térmicamente) y el espectro de fotones dN_i/dE que producirá cada canal de aniquilación i posible, con probabilidades β_i . Puede ocurrir que exista más de un canal posible y, por ello, hay que sumar todos los fotones producidos en cada canal. Este espectro depende de la masa de la materia oscura [43], como puede comprobarse en la Figura 4. El valor de la sección eficaz suele compararse con el de reliquia térmica, $\langle\sigma v\rangle_{\text{th}} \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$, [44] la necesaria para poder explicar la abundancia predicha por el modelo Λ CDM, suponiendo que las aniquilaciones fueron suprimidas tras el desacoplo con el fluido de radiación-materia.

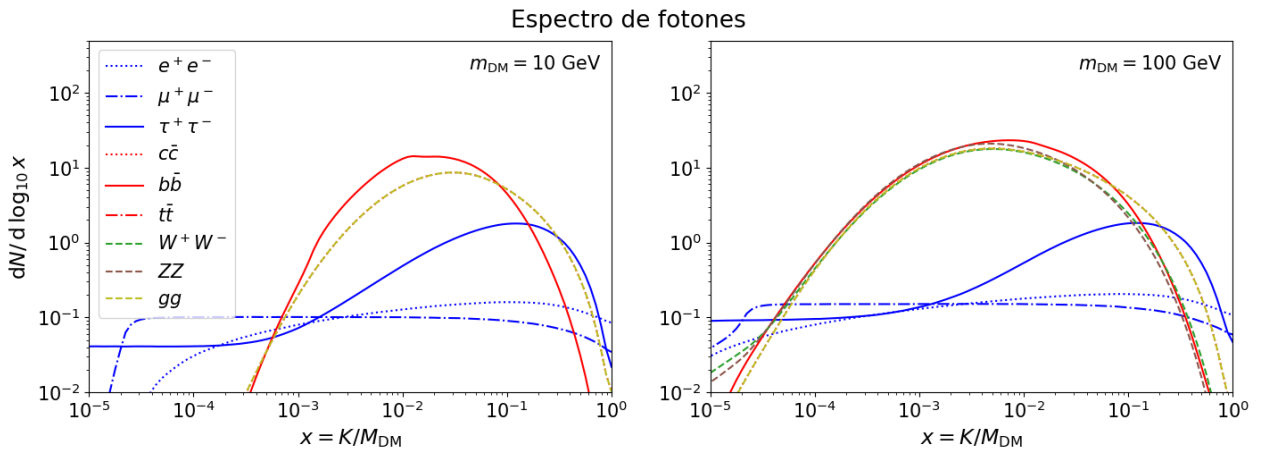


Figura 4: Espectro de fotones producido tras la aniquilación de dos partículas de materia oscura de masas 10 GeV (izquierda) y 100 GeV (derecha) para diferentes canales. Se representan en función de la fracción de energía cinética K con el fin de normalizarlos y poder comparar los diferentes canales entre sí. Nótese cómo existen algunos canales prohibidos para ciertas masas: por conservación de la energía, la masa de la materia oscura ha de ser mayor que la de los productos. Datos obtenidos de [43].

Por otro lado, el factor astrofísico J tiene en cuenta la distribución de la materia oscura. Matemáticamente se calcula a partir de la integral en ángulo sólido, $\Delta\Omega$, y en la línea de visión (*line of sight*),

$$J = \int_{\Delta\Omega} \int_{l.o.s} \rho_\chi^2 dl d\Omega, \quad (7)$$

lo que implica que cuanto más densidad de materia oscura exista en la fuente y más cerca esté, mayor será el flujo de fotones recibido [45].

En este análisis, se propondrán varios modelos simplificados. Eliminada del modelo la fuente de referencia Omega Centauri, se añadirá manualmente en su posición otra nueva fuente descrita

exclusivamente por la aniquilación de partículas de materia oscura. Simplificando al máximo los modelos, se asumirá que solo existe un tipo de partícula de materia oscura, de tal forma que la ecuación (6) es válida.³ Además, se simularán modelos con un único canal de aniquilación, tal que $\beta = 1$. Estos análisis utilizarán un valor de $J = 10^{21} \text{ GeV cm}^{-5}$ obtenido por [21] y tendrán como parámetros libres la masa y la sección eficaz.

Por último, partiendo del análisis de la sección anterior, se realizará un análisis adicional estudiando la materia oscura no como emisión principal, sino como señal secundaria detrás de la emisión de los púlsares. Se utilizarán los residuos entre el modelo y los datos para establecer unos límites superiores al flujo y, por tanto, a la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura. Estos valores se compararán posteriormente con los resultados más recientes [30].

2.4. Agujero negro de masa intermedia

No se conoce todavía el espectro de energías que produciría un agujero negro de estas características. Por ello, no se puede modelizar la señal con una función matemática como se hizo con la materia oscura.

Aun así, algunos autores proponen que la presencia de un IMBH tendría un efecto sobre el espacio-tiempo, deformando la región central y variando la función de densidad de materia oscura. Se formaría entonces un pico de densidad [46–48], incrementándose el factor astrofísico J y, por tanto, la señal proveniente de la aniquilación de materia oscura.

De ser esto correcto, el análisis de la materia oscura se ha realizado subestimando el valor real de J . Como la señal a modelizar es proporcional a $J \times \langle \sigma v \rangle$, una subestimación en J implica una sobreestimación en $\langle \sigma v \rangle$. Dado que se conocen los límites superiores a la sección eficaz [30], se puede calcular el factor de amplificación que produce el IMBH. Estos límites generan en el plano $m_{\text{DM}} - \langle \sigma v \rangle$ una curva de exclusión: los valores superiores han quedado descartados (pues si la sección eficaz tuviera alguno de esos valores, se habría detectado la señal de materia oscura). Si el valor encontrado de $\langle \sigma v \rangle$ queda por encima de dichos límites, podría ser explicado por la amplificación del IMBH.

Es importante notar que solo se puede calcular un valor mínimo de esta amplificación. Solo se puede calcular la diferencia entre el valor encontrado y el límite de exclusión, pero no entre el valor encontrado y el valor real de la sección eficaz, por ahora desconocido. Además, esta amplificación estaría presente en todos los canales de aniquilación, pero solo se podrá observar con aquellos valores que queden por encima de los límites de exclusión.

3. Análisis de los resultados

Antes de comenzar con cualquier análisis, es conveniente observar los datos registrados por Fermi. Se presentan en la Figura 5 el mapa de cuentas (una vez realizados los cortes) y el del modelo preliminar elaborado con los fondos, catálogos, funciones de respuesta... En la Figura 6 puede estudiarse la contribución de cada fuente del modelo y su dependencia con la energía.

³De lo contrario, habría que añadir un segundo sumatorio, en el que cada partícula de materia oscura tuviera una masa y una sección eficaz de aniquilación diferente. Para justificar esta decisión, se puede pensar en la analogía con la masa de la materia bariónica, contenida en su mayor parte en forma de protones.

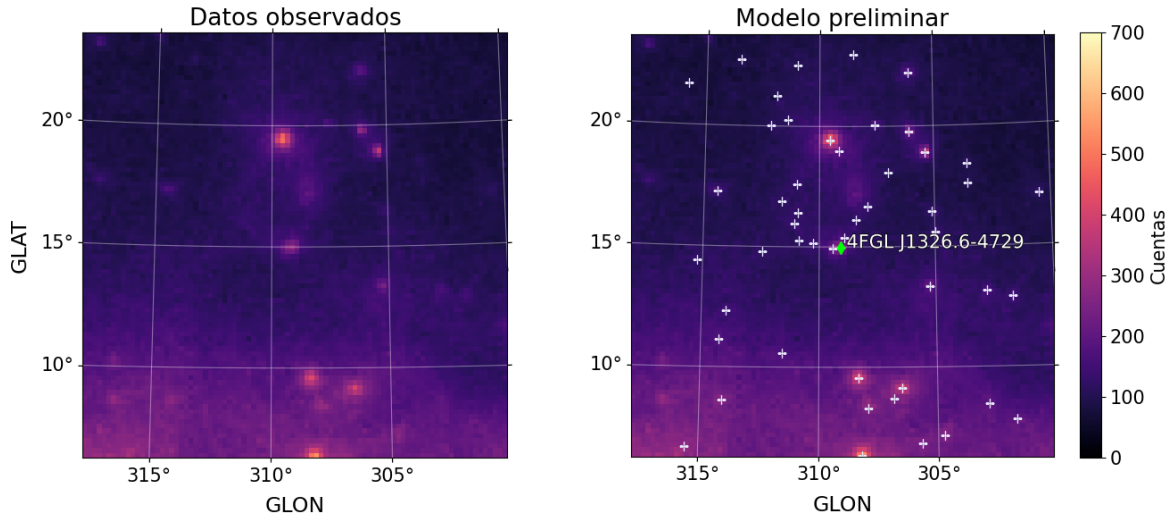


Figura 5: Mapa de cuentas observado y modelo preliminar de la región. Cada cruz refiere a una fuente del catálogo, siendo el rombo verde Omega Centauri.

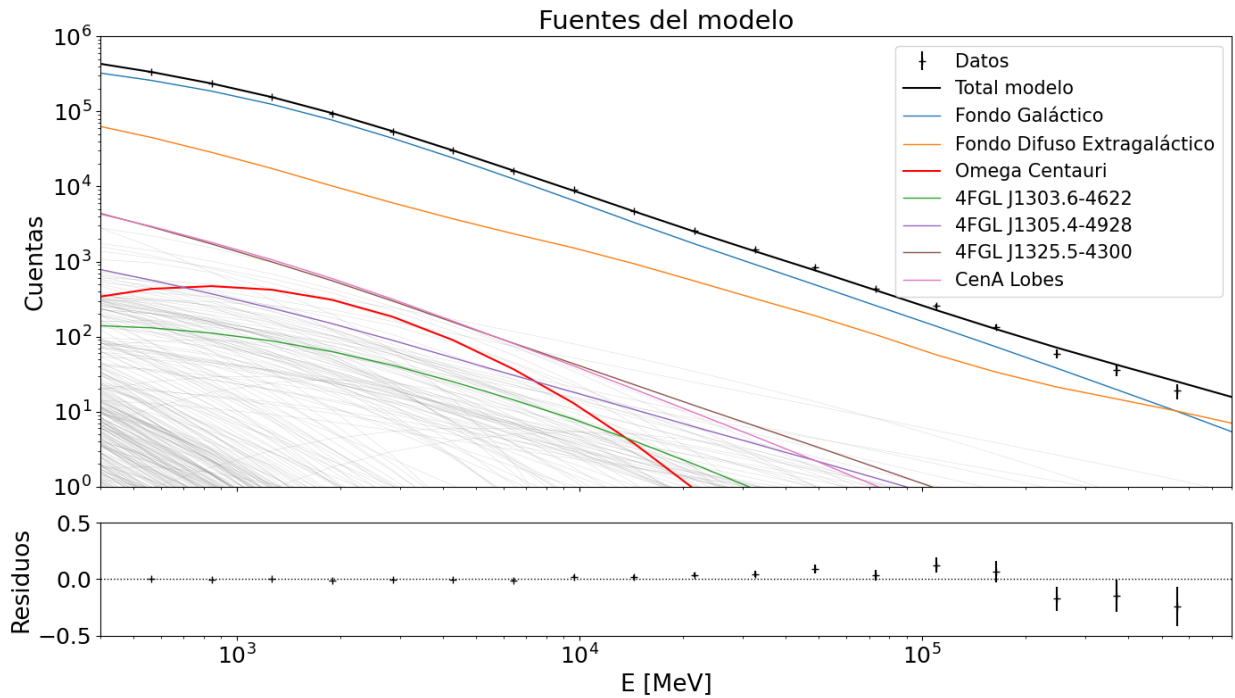


Figura 6: Cuentas (por bin de energía) de cada fuente de la región de interés predichas por el modelo preliminar.

Como se puede comprobar, la región a modelizar es muy extensa. Existen muchas fuentes en ella (indicadas con una cruz) e incluso se aprecia el fondo galáctico a medida que la latitud galáctica disminuye (parte inferior del mapa). A partir de ahora, solo se representará la región central (aunque en los análisis se siga modelizando toda la región). Es importante notar la menor resolución de Fermi-LAT si se compara con las observaciones en otras longitudes de onda (aunque en altas energías es la mejor que se tiene). Mientras que la PSF (*Point Spread Function*, que indica cómo de extensa se ve una fuente puntual) de Fermi varía en función de la energía entre $0,1^\circ - 3^\circ$ [35], los telescopios para el *survey* de Sloan resuelven miles de estrellas en esa región. Véase la Figura 7 para

una comparación. En este caso, Omega Centauri se modeliza como fuente puntual porque el TS obtenido al suponer una fuente extensa frente a la hipótesis nula de fuente puntual es de $1,3 \ll 25$. Es poco común encontrar una fuente extensa (además de los dos fondos) en los análisis de Fermi, aunque en este trabajo se incluyen los lóbulos de Centauro A, una radiogalaxia cercana que sí tiene extensión para Fermi.

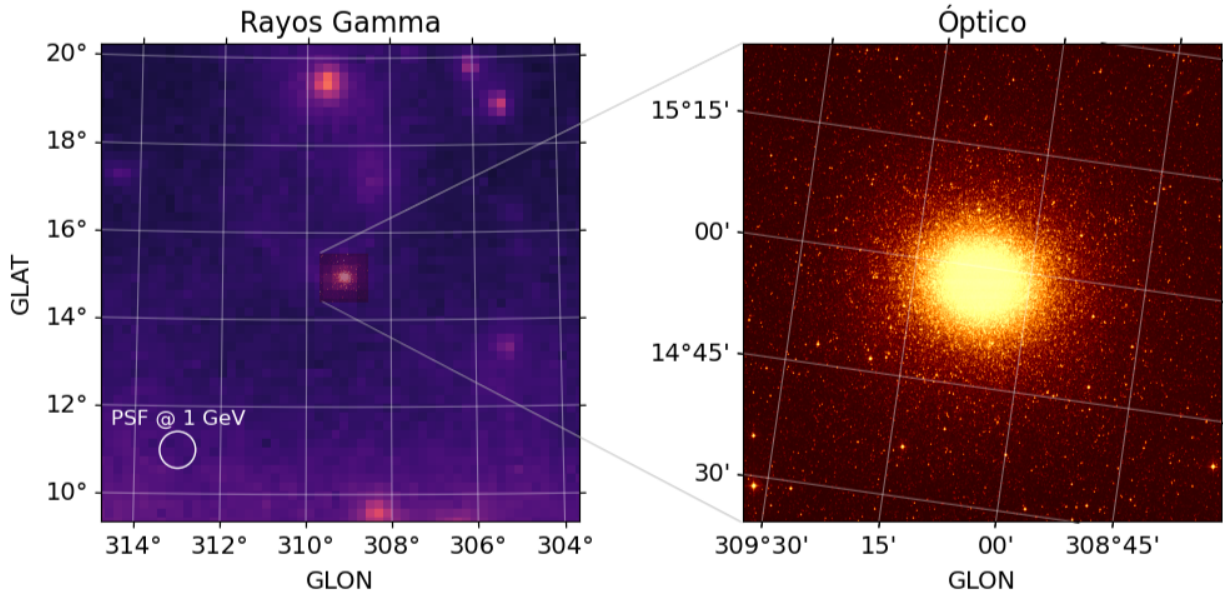


Figura 7: Comparación en rayos gamma y en el óptico (de SDSS). Mientras que Fermi tiene una resolución espacial de $\sim 1^\circ$ (circunferencia blanca), telescopios ópticos lo superan bajando a los segundos de arco.

Por otro lado, mapa de cuentas observado y modelizado son idénticos a simple vista. No obstante, es imprescindible calcular el mapa de excesos antes de poder justificar ningún resultado (véase la Figura 8). El valor positivo en el número de excesos indica que se han observado más fotones que los predichos por el modelo. Como existen diferencias entre los datos y el modelo, hay que realizar el análisis de máxima verosimilitud para actualizar y mejorar el modelo.

3.1. Modelización de la región

Antes de ejecutar el propio ajuste, se puede preparar ligeramente el modelo para que la convergencia sea óptima. Si se quiere ser conservador en el ajuste, es conveniente etiquetar como nuevas fuentes zonas con una alta significancia: de esta forma, los excesos serán explicados por nuevas fuentes todavía no catalogadas y no por una variación anormal de las fuentes conocidas. En nuestro caso, se buscan regiones con un test estadístico $TS > 16$. Las fuentes encontradas se muestran en la Tabla 1.

Se han encontrado muchas fuentes candidatas y, aunque varias presentan un $TS < 25$ y no son lo suficientemente significativas como para poder confirmar que sean nuevas fuentes, sigue habiendo varias con un TS superior. La complejidad de la región, situándose próxima al plano galáctico, puede ser parte de la responsable de las diferencias entre lo esperado y lo encontrado. En cualquier caso, llama la atención la alta significancia de la fuente PS J1320.6-4525. Dado su alto TS, parece complicado que no se haya detectado antes. Es por ello que se puede proponer que haya existido un brote de emisión en los últimos dos años: el catálogo se elaboró antes y no se ha detectado hasta

Tabla 1: Candidatas a fuentes en rayos gamma en la región de interés.

Nombre	ℓ [deg]	b [deg]	TS _{prefit}	TS _{postfit}
PS J1247.4-5015	302,275 \pm 0,041	12,603 \pm 0,037	29,95	30,33
PS J1302.2-4330	305,015 \pm 0,050	19,313 \pm 0,056	18,68	18,46
PS J1306.0-5022	305,313 \pm 0,050	12,424 \pm 0,051	37,96	46,07
PS J1316.4-4852	307,163 \pm 0,059	13,791 \pm 0,047	19,52	19,94
PS J1318.6-3911	308,676 \pm 0,048	23,373 \pm 0,043	31,40	27,11
PS J1320.6-4525	308,293 \pm 0,055	17,140 \pm 0,066	92,84	234,26
PS J1320.9-3850	309,211 \pm 0,049	23,675 \pm 0,046	19,41	19,90
PS J1323.6-4650	308,647 \pm 0,045	15,666 \pm 0,049	19,57	20,58
PS J1323.8-3915	309,750 \pm 0,053	23,185 \pm 0,063	32,24	37,09
PS J1329.2-4317	310,199 \pm 0,045	19,038 \pm 0,058	33,47	57,69
PS J1332.8-4522	310,521 \pm 0,045	16,884 \pm 0,053	26,72	31,44
PS J1334.3-4122	311,521 \pm 0,071	20,787 \pm 0,058	19,75	21,87
PS J1340.6-4651	311,620 \pm 0,041	15,175 \pm 0,048	28,07	28,48
PS J1345.0-4029	313,843 \pm 0,038	21,242 \pm 0,043	26,63	26,85
PS J1402.3-4647	315,357 \pm 0,038	14,356 \pm 0,043	37,80	37,82
PS J1402.5-4527	315,776 \pm 0,061	15,640 \pm 0,053	17,95	17,32
PS J1407.8-5604	313,498 \pm 0,063	5,215 \pm 0,075	28,35	28,75
PS J1415.7-4909	316,819 \pm 0,047	11,431 \pm 0,051	21,42	21,00
PS J1426.8-5518	316,290 \pm 0,049	5,066 \pm 0,048	21,01	20,94

ahora. Para verificar esta hipótesis sería necesario generar una curva de luz de la fuente, lo que queda fuera del alcance de este trabajo. Otras fuentes con un TS menor podrían estar detectándose ahora por primera vez debido a la progresiva acumulación de datos.

A continuación, se fijan todos los parámetros del modelo y se liberan solo los siguientes: i) todos los parámetros espectrales y la posición de Omega Centauri, ii) todos los parámetros espectrales de las fuentes más brillantes de la región: 4FGL J1303.6-4622, 4FGL J1305.4-4928 y 4FGL J1325.5-4300 y CenA Lobes, iii) el factor de normalización de las fuentes situadas a un radio $< 3^\circ$ y iv) los dos fondos galáctico e isotrópico. En resumen, se dejan libres aquellas fuentes que pueden contaminar la señal de la fuente de estudio.

El resultado del ajuste se muestra en la [Tabla 2](#). El espectro obtenido y su distribución espectral de energía (SED) se muestran gráficamente en la [Figura 9](#), así como la modelización de los datos. Si se vuelve a comparar el nuevo modelo con los datos, se observa ahora en la [Figura 8](#) que el número de excesos ha disminuido. El nuevo modelo reproduce los datos con mayor precisión.

Estos resultados son compatibles con los catalogados en el 4FGL-DR4, lo que demuestra que la cadena de análisis funciona correctamente. Además, la posición de la fuente se sitúa a una distancia angular menor a $0,1^\circ$ respecto a las coordenadas en el óptico, esto es, menor que la PSF. Por tanto, la señal encontrada se puede asociar correctamente con el cúmulo globular. Una vez caracterizada

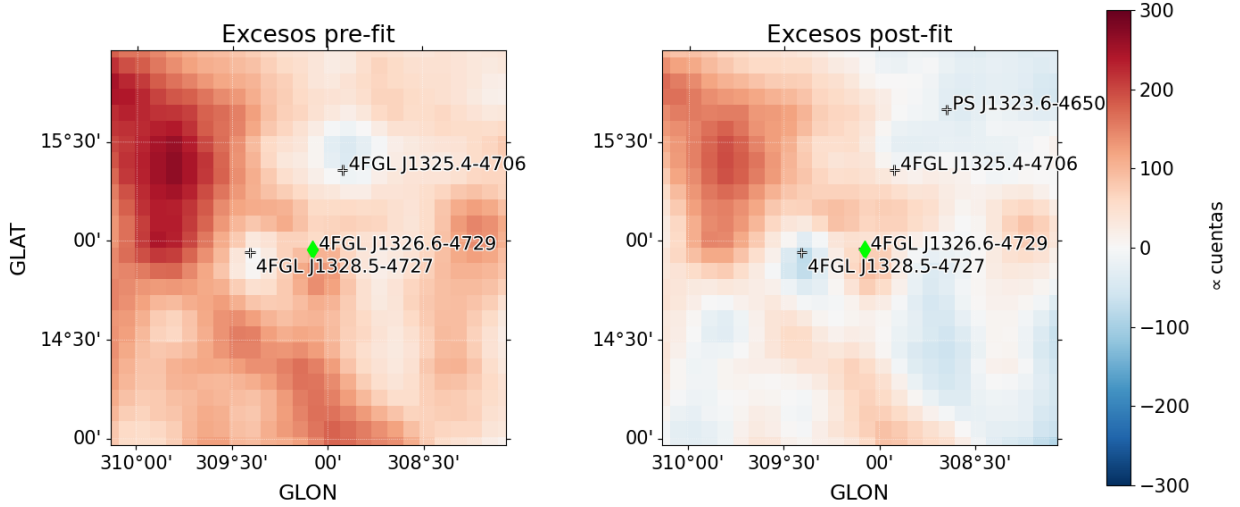


Figura 8: Mapa de excesos entre el modelo y los datos reales, antes (izquierda) y después (derecha) de realizar el ajuste. Las diferencias ahora son mas suaves. Nótese cómo en el mapa derecho ha aparecido una nueva fuente, con el prefijo PS.

Tabla 2: Parámetros de Omega Centauri después de realizar el ajuste del modelo, comparadas con los últimos valores almacenados en el catálogo 4FGL-DR4.

Parámetro	Catálogo	Calculado	Unidades
ℓ	$309,078 \pm 0,018$	$309,0837 \pm 0,0083$	deg
b	$14,958 \pm 0,018$	$14,9650 \pm 0,0085$	deg
N_0	$(5,85 \pm 0,35) \times 10^{-13}$	$(5,59 \pm 0,30) \times 10^{-13}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$
α	$2,231 \pm 0,082$	$2,308 \pm 0,061$	
β	$0,548 \pm 0,079$	$0,452 \pm 0,058$	
E_b	1988	1988	MeV
TS		1277,18	
Flujo		$(5,01 \pm 0,35) \times 10^{-9}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
E – Flujo		$(5,70 \pm 0,30) \times 10^{-6}$	$\text{MeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

la fuente, se comienza con el análisis de los tres escenarios planteados. Para ello, se elimina manualmente del modelo la fuente Omega Centauri. Queda entonces en la región un exceso con una significancia muy elevada (véase la [Figura 10](#)) que se debe modelizar.

3.2. Púlsares de milisegundo

Como ya se explicó en la sección anterior, la señal esperada por una población desconocida de púlsares de milisegundo viene parametrizada por una ley de potencias con un corte exponencial (ecuación (4)). Volviendo a ajustar el modelo, ahora con esta ecuación para describir la señal de Omega Centauri, se obtienen los parámetros reflejados en la [Tabla 3](#).

Se comprueba que los valores del flujo o del test estadístico son del mismo orden de magnitud y compatibles con los de la fuente catalogada. Igualmente, se presenta su distribución espectral de energía en la [Figura 11](#).

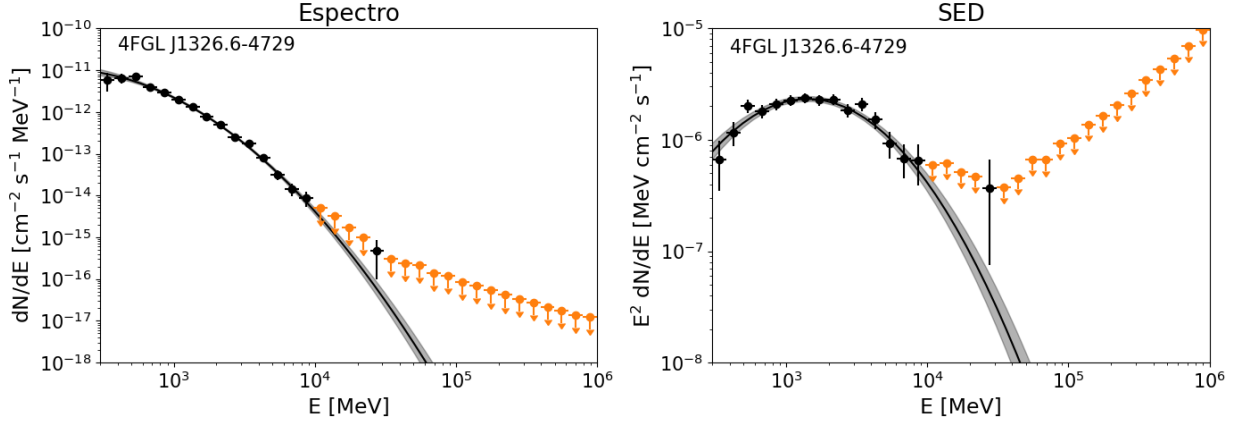


Figura 9: Datos experimentales (puntos negros) y modelo obtenido tras el ajuste (curva negra, con región sombreada a 1σ). Los puntos naranjas son límites superiores al flujo, calculados si el test estadístico en el *bin* es $TS < 4$. Aplica al resto de SED representadas.

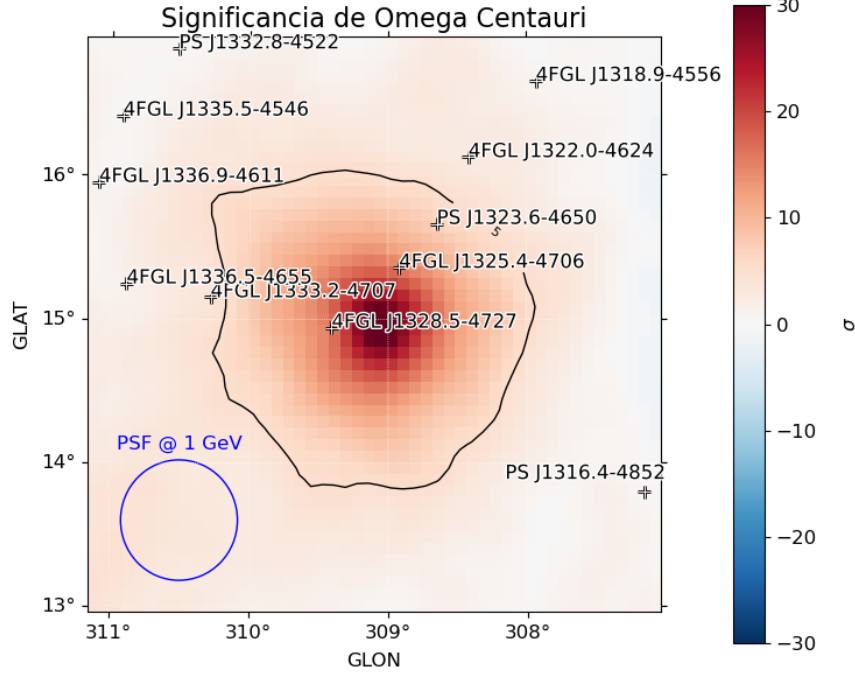


Figura 10: Región de interés tras haber eliminado la fuente de estudio. Nótese que la etiqueta 4FGL J1326.6-4729 de Omega Centauri ha desaparecido. La significancia es superior a 5σ (contorno negro), lo que indica que hay una fuente en esa posición. La fuente era puntual porque su extensión es menor a la PSF (circunferencia azul).

Para calcular una estimación del número de púlsares en la región, se transforma el flujo, f , a la luminosidad total, L , como $L = 4\pi D^2 f$, con $D = 5,2$ kpc la distancia al cúmulo [21]. Entonces se estima el número de púlsares como $N_{\text{MSP}} = L/\langle L_\gamma \rangle$ si se conoce la luminosidad promedio $\langle L_\gamma \rangle$ de un púlsar. Se encuentra en la literatura [41] una primera aproximación de $\langle L_\gamma \rangle \simeq 1,4 \times 10^{33}$ erg s $^{-1}$. Con el flujo obtenido en este trabajo, se estiman $N_{\text{MSP}} \approx 21 \pm 1$ púlsares (utilizando exclusivamente la incertidumbre en nuestro flujo). Este valor es del mismo orden de magnitud que el de púlsares detectados en radio y/o rayos X en la región (que es de 18), lo que parece indicar

Tabla 3: Parámetros de la modelización a una población de púlsares de milisegundo (ecuación (4)).

Parámetro	Valor	Unidades
N_0	$(1,93 \pm 0,84) \times 10^{-8}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$
Γ	$1,265 \pm 0,067$	
E_{cut}	2372 ± 234	MeV
TS	1264,27	
Flujo	$(5,22 \pm 0,30) \times 10^{-9}$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
E – Flujo	$(5,64 \pm 0,27) \times 10^{-6}$	$\text{MeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

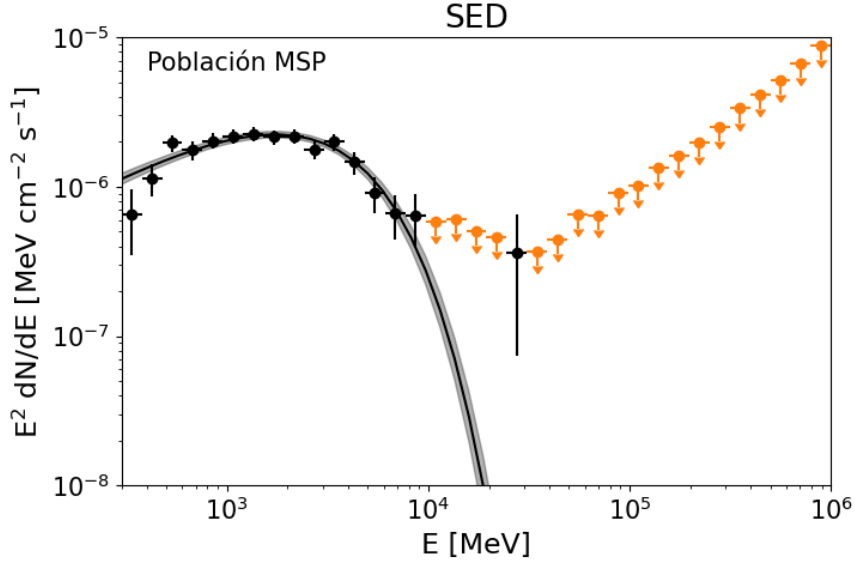


Figura 11: Distribución espectral de energía de la modelización de la población de púlsares de milisegundo.

que la aproximación es válida. Aun así, este mismo trabajo [41] estima después unos valores de $L_0 = 0,88 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ y $\sigma_L = 0,62$ para la distribución lognormal (5), con lo que podemos calcular la media y la desviación de la distribución para obtener un nuevo valor de $N_{\text{MSP}} \approx 1 \pm 3$ (obviamente con la restricción $N_{\text{MSP}} \geq 0$). La complejidad para determinar los parámetros de la función de luminosidad de los púlsares provoca que cualquier ligera desviación en los números se traduzca en un número de púlsares diferente en el cúmulo. Comparando con el trabajo de [21], que también modeliza la señal con la ley de potencias empleada y estima, con estadística bayesiana, un valor de $N_{\text{MSP}} = 45_{-16}^{+22}$, estimamos entonces que el número de púlsares es de unas pocas decenas. La mayoría de la luminosidad provendrá de uno o dos púlsares muy brillantes, siendo el resto tan débiles que, por la sensibilidad del instrumento, no se llegan a observar y producen en la función de luminosidad altas incertidumbres.

3.3. Materia oscura

Explorado el escenario más clásico, es el momento de estudiar el mecanismo exótico de la aniquilación de materia oscura. Al modelizar la señal con la expresión (6), se encuentran valores (véase la Tabla 4) a examinar con cuidado. Primero, los canales $t\bar{t}$, W^+W^- y Z^0Z^0 no son buenos resultados ya que las masas calculadas quedan muy por encima del valor que mejor ajustaría. Esto es porque

se ha condicionado el ajuste para valores de $m_\chi > m_i$, siendo m_i la masa de la partícula del canal considerado, tal que se garantiza la conservación de la energía. Segundo, el ajuste de los canales e^+e^- y $\mu^+\mu^-$ tampoco es muy bueno debido al corte abrupto que tiene su distribución espectral de energía. Estas dos características se pueden apreciar en detalle en la [Figura 12](#), donde se presentan los ajustes para cada canal.

Tabla 4: Parámetros de la modelización a la aniquilación de materia oscura por varios canales.

Canal	TS	m_χ [GeV]	$\langle\sigma v\rangle$ [10^{-26} cm ³ s ⁻¹]
e^+e^-	911,42	$4,7 \pm 1,9$	$1,06 \pm 0,62$
$\mu^+\mu^-$	971,03	$6,15 \pm 0,32$	$2,51 \pm 0,15$
$\tau^+\tau^-$	1094,38	$7,90 \pm 0,31$	$0,334 \pm 0,031$
$b\bar{b}$	1263,65	$29,2 \pm 1,5$	$0,815 \pm 0,055$
$t\bar{t}$	860,02	$173,00 \pm 0,12$	$5,35 \pm 0,31$
gg	1263,06	$36,7 \pm 1,9$	$0,988 \pm 0,061$
W^+W^-	920,03	$80,4 \pm 0,1$	$2,85 \pm 0,16$
Z^0Z^0	931,56	$91,2 \pm 0,1$	$3,26 \pm 0,18$
$c\bar{c}$	1223,70	$24,52 \pm 0,96$	$0,621 \pm 0,032$
$u\bar{u}$	1243,55	$17,61 \pm 0,69$	$0,480 \pm 0,025$
$d\bar{d}$	1275,07	$13,34 \pm 0,52$	$0,342 \pm 0,018$
$s\bar{s}$	1254,82	$16,89 \pm 0,74$	$0,425 \pm 0,023$

Dentro de los canales posibles, aquellos con mayor test estadístico y que, por tanto, podrían ser más significativos para modelizar la señal, son la aniquilación en gluones o en quarks (salvo el top por ser tan masivo). No obstante, hay que comparar estos resultados con los límites superiores que se conocen, por si pudiera ser descartado algún canal adicional. No encontramos límites en todos los canales, más allá de los presentes en [\[30, 49\]](#), donde solo se presentan las curvas de exclusión para los canales $\tau^+\tau^-$ y $b\bar{b}$. El motivo por el que la mayoría de la literatura utiliza exclusivamente los canales $\tau^+\tau^-$ y $b\bar{b}$ para establecer los límites a la sección eficaz es porque son canales representativos, el primero para canales leptónicos y el segundo para canales hadrónicos. El espectro de fotones emitido, dN/dE , es similar en dichos canales (recuérdese la [Figura 4](#)) y, estableciendo la cota a un canal, se puede aproximar la cota para el resto del grupo. Por ello, se comparan los resultados hallados con los de [\[30\]](#) en la [Figura 13](#).

Se observa que los valores de la sección eficaz de aniquilación en los distintos canales son próximos entre sí y con masas de unas pocas decenas de GeV, rango de las WIMP (*Weakly Interacting Massive Particles*, unas candidatas a materia oscura muy estudiadas). Sin embargo, al quedar la sección eficaz por debajo del valor de la reliquia térmica, se podría descartar la hipótesis de que estos modelos pudieran explicar la totalidad de la materia oscura en el universo.

Se comprueba que los valores calculados en el ajuste son compatibles (al menos todos los canales que ajustaron correctamente) con los límites superiores medidos a partir del estudio de 30 galaxias esferoidales enanas (curva negra continua). No obstante, si los resultados se comparan con el promedio calculado con simulaciones (curva gris discontinua) [\[30\]](#), se comprueba que hay varios canales que entran en tensión con el valor medio esperado. En particular, son los canales $\tau^+\tau^-$, $b\bar{b}$ y gg .

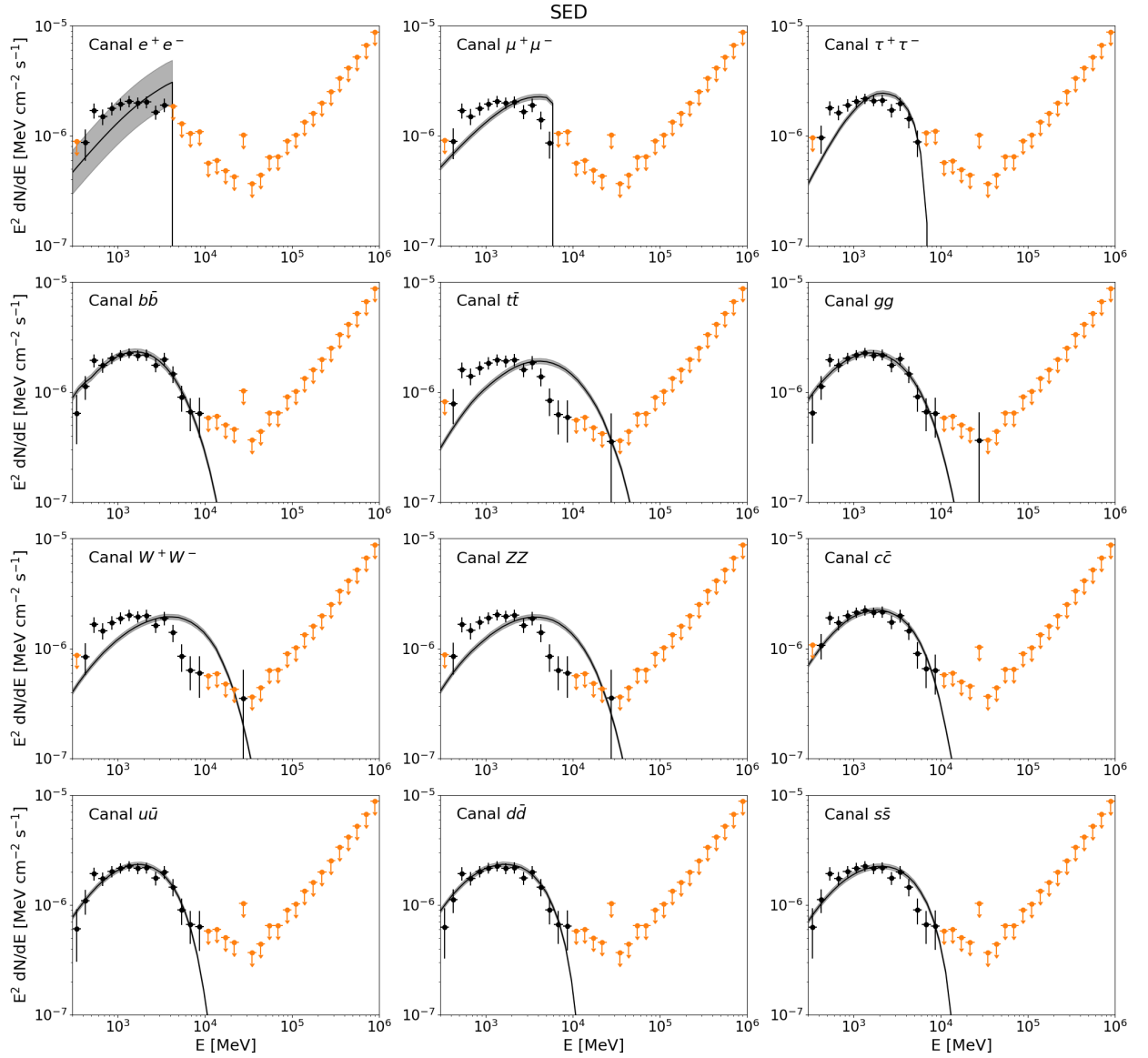


Figura 12: SED de las diferentes modelizaciones de aniquilación de materia oscura en distintos canales. Algunos ajustes no caen sobre los puntos calculados porque la masa de la materia oscura no puede tomar valores inferiores al de la propia partícula. Nótese la diferencia entre los canales leptofílicos (fila superior) y los hadrónicos y bosónicos (resto), con y sin un corte abrupto. Nótese que los propios puntos cambian porque un cambio en la modelización de una fuente afecta a los parámetros del resto de fuentes contenidas en la región de interés.

La explicación a este comportamiento podría estar dada por la presencia de un agujero negro de masa intermedia. Este aumentaría el factor astrofísico un factor ξ . No obstante, como en el análisis se deja fijo el factor J , el aumento en flujo vendrá reflejado por el incremento en la sección eficaz, $\langle\sigma v\rangle \rightarrow \xi\langle\sigma v\rangle$. Véase la [Figura 14](#) para una descripción gráfica.

Se presentan en la [Tabla 5](#) los *boost* calculados para los diferentes canales. Nótese que aquellos que tienen el *boost* respecto a la curva medida son los que tuvieron problemas en el ajuste, y no deben ser tratados con fiabilidad. Se observa entonces que los *boost* pueden llegar a duplicar la emisión

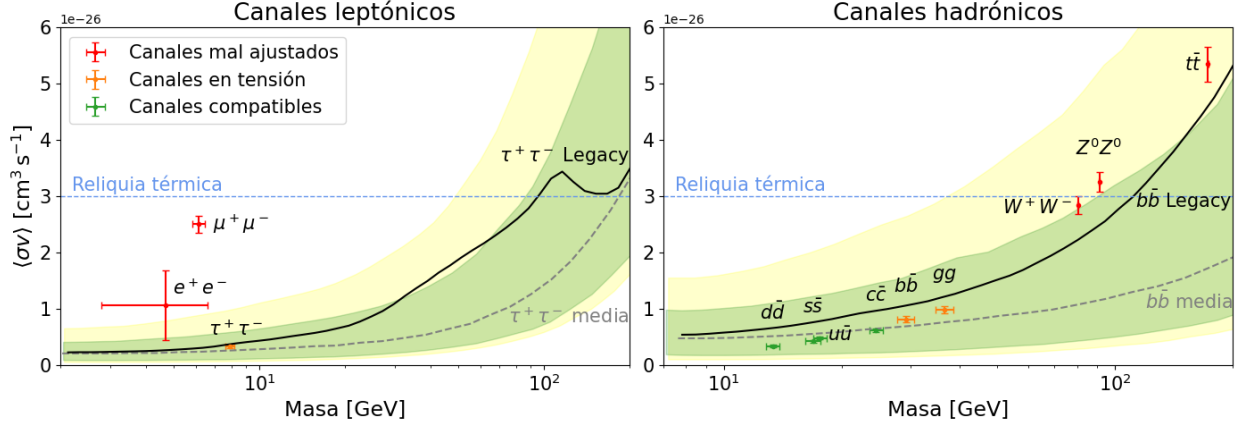


Figura 13: Parámetros de mejor ajuste para la aniquilación de materia oscura. Las dos curvas son las medidas por [30] (continuo) y las calculadas con simulaciones (discontinua, junto a su desviación a una y dos sigmas). Aquellos canales en tensión son los que quedan por encima de un límite superior.

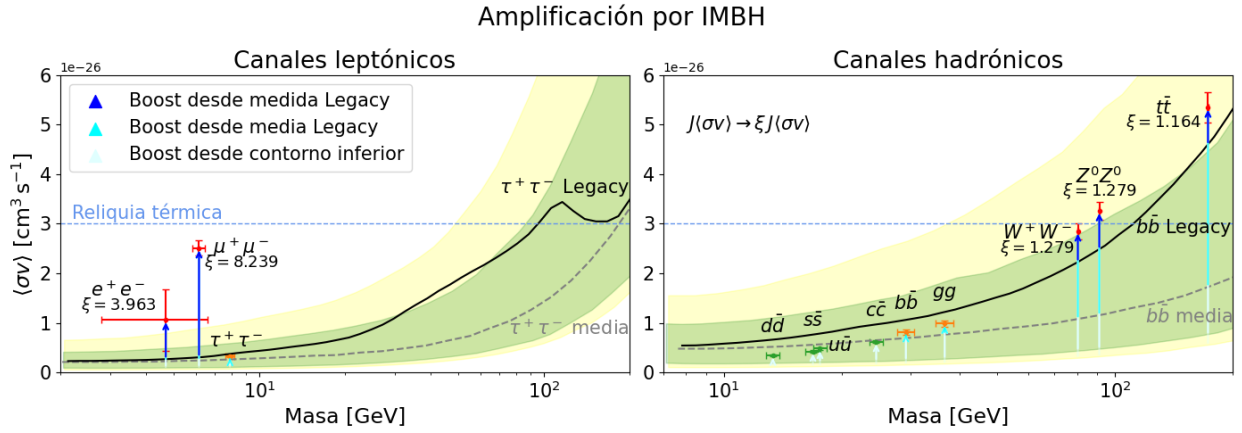


Figura 14: Factores de amplificación calculados por la supuesta presencia de un agujero negro de masa intermedia. En azul oscuro se presentan las amplificaciones calculadas desde la curva de exclusión medida por [30], en cian las calculadas desde la curva media [30] y en azul claro las obtenidas respecto a las curvas a 1σ .

gamma esperada. Esto está en concordancia con lo calculado según [47], que predice que la amplificación puede ser comparable con la propia luminosidad total del cúmulo. Es decir, que $\xi \sim 2$. No obstante, estando estos valores por debajo de los límites superiores, no se puede confirmar que el hipotético agujero negro exista y esté produciendo un incremento de la luminosidad del cúmulo.

3.4. Señal combinada

Quedaría incompleto el análisis de la región si solo se estudiaran los escenarios por separado. Teniendo en cuenta los últimos estudios sobre la población de púlsares de milisegundo en el cúmulo, resulta plausible asumir que gran parte de la emisión gamma en Omega Centauri proviene de estos cuerpos. Sin embargo, el modelo de púlsares propuesto no pudo reproducir por completo la señal medida por Fermi-LAT. Son estos residuos los que se pueden utilizar para poner restricciones a la aniquilación de materia oscura.

El procedimiento es análogo a los anteriores. Partiendo del modelo ajustado con la población de

Tabla 5: Parámetros de la modelización a la aniquilación de materia oscura por varios canales. Se presentan tanto el valor calculado respecto a la curva medida al límite superior de la sección eficaz por [30], a su media hecha con simulaciones y a sus curvas a $1 - 2\sigma$. No se puede medir una amplificación si el punto queda por debajo de la curva.

Canal	ξ_{medido}	ξ_{media}	$\xi_{1\sigma}$	$\xi_{2\sigma}$
e^+e^-	$4,0 \pm 2,3$	$4,7 \pm 2,8$	$11,8 \pm 6,9$	19 ± 11
$\mu^+\mu^-$	$8,24 \pm 0,49$	$10,45 \pm 0,62$	$26,3 \pm 1,6$	$41,9 \pm 2,5$
$\tau^+\tau^-$		$1,27 \pm 0,12$	$3,32 \pm 0,31$	$5,07 \pm 0,47$
$b\bar{b}$		$1,180 \pm 0,080$	$3,43 \pm 0,23$	$5,50 \pm 0,37$
$t\bar{t}$	$1,164 \pm 0,067$	$3,10 \pm 0,18$	$7,07 \pm 0,41$	$9,76 \pm 0,57$
gg		$1,293 \pm 0,080$	$3,70 \pm 0,23$	$5,92 \pm 0,37$
W^+W^-	$1,279 \pm 0,072$	$2,64 \pm 0,15$	$6,63 \pm 0,37$	$10,00 \pm 0,56$
Z^0Z^0	$1,313 \pm 0,072$	$2,82 \pm 0,16$	$6,97 \pm 0,39$	$10,36 \pm 0,57$
$c\bar{c}$			$2,83 \pm 0,15$	$4,64 \pm 0,24$
$u\bar{u}$			$2,43 \pm 0,13$	$4,12 \pm 0,21$
$d\bar{d}$			$1,86 \pm 0,10$	$3,28 \pm 0,17$
$s\bar{s}$			$2,17 \pm 0,12$	$3,72 \pm 0,20$

púlsares de milisegundo, se añade una nueva fuente de materia oscura en la misma posición y se ajusta de nuevo el modelo, habiendo congelado previamente todos los parámetros salvo los de la nueva fuente. Véase en la Figura 15 cómo los excesos disminuyen ligeramente al incluir una nueva fuente.

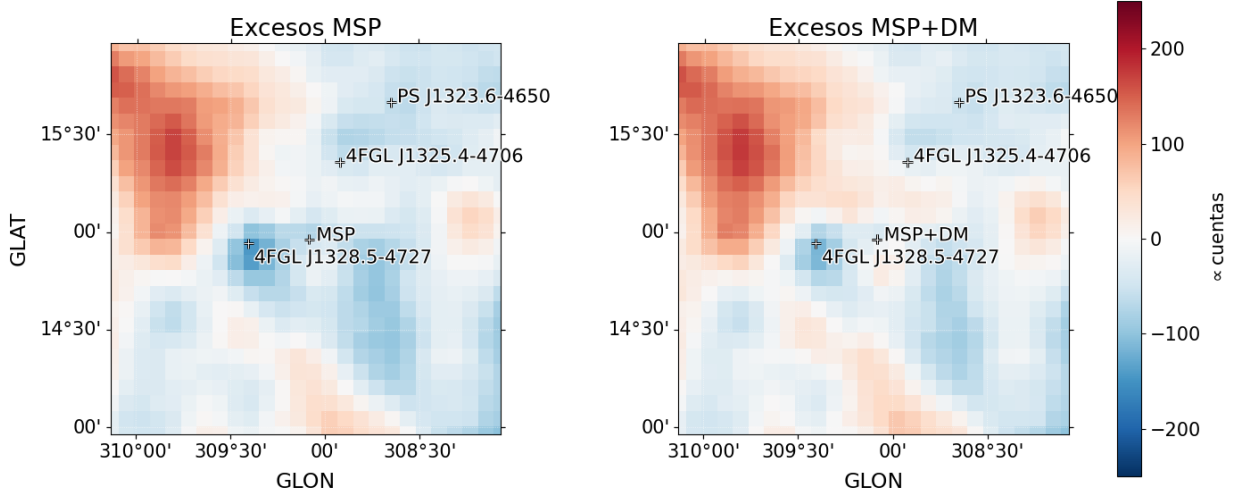


Figura 15: Mapa de excesos entre los datos medidos y el modelo con una fuente de púlsares de milisegundo (izquierda) y dos fuentes: la anterior de MSP y otra adicional de materia oscura que se aniquila al canal $b\bar{b}$ (derecha). Los excesos disminuyen muy poco porque la señal de materia oscura no es significativa según su valor de $TS < 25$.

El ajuste para estas fuentes da un test estadístico de 3,88 para el canal $\tau^+\tau^-$ y de 3,75 para el canal $b\bar{b}$. Al ser el $TS < 25$, la emisión gamma producida por la materia oscura no es significativa.

Los residuos encontrados en la población de púlsares son compatibles con fluctuaciones del fondo o de la propia fuente. Dadas las pocas cuentas que se pueden atribuir a esta fuente de materia oscura, no es posible obtener su espectro, sino los límites superiores al flujo (véase la Figura 16). Solo para un *bin* el test estadístico es $TS > 4$ (el umbral establecido para dibujar puntos o límites superiores). No obstante, su valor es de $TS \simeq 6 \ll 25$ para ambos canales, por lo que su significancia tampoco es tan elevada. El comportamiento de esta curva refleja la dependencia del número de fotones detectados por Fermi-LAT. A muy altas energías, los límites superiores son mucho menos restrictivos porque apenas existen fotones tan energéticos y la estadística es muy pobre.

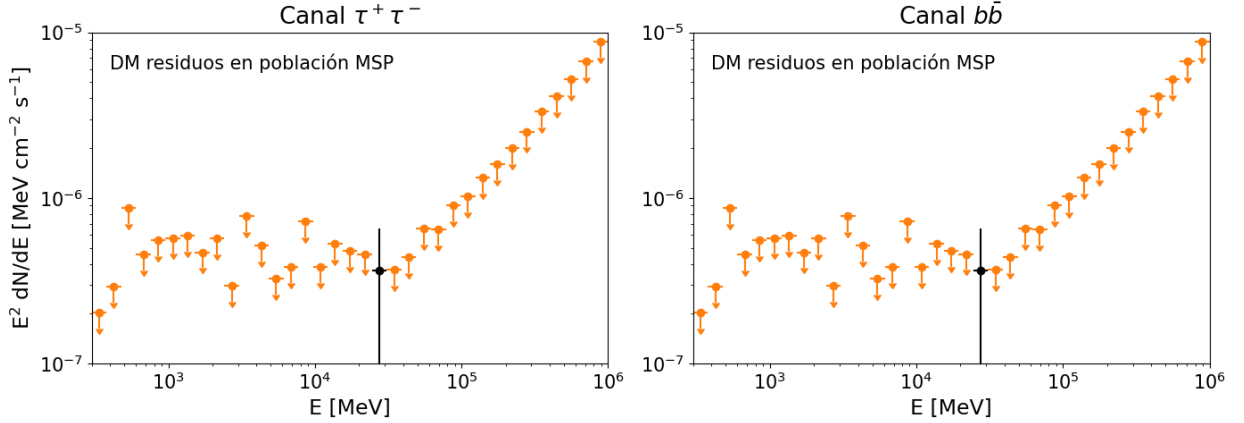


Figura 16: Distribución espectral de energía de la modelización de la aniquilación de materia oscura como residuos de la población de púlsares de milisegundo. Izquierda: canal $\tau^+\tau^-$. Derecha: canal $b\bar{b}$.

Encontradas las funciones *likelihood*, es directo establecer unos límites superiores a la sección eficaz de aniquilación, tal y como se mostró en la Figura 3. Realizando el procedimiento en bucle para distintas masas, podemos establecer unos límites superiores a la sección eficaz y compararlos con los obtenidos en [30]. Consúltese la Figura 17.

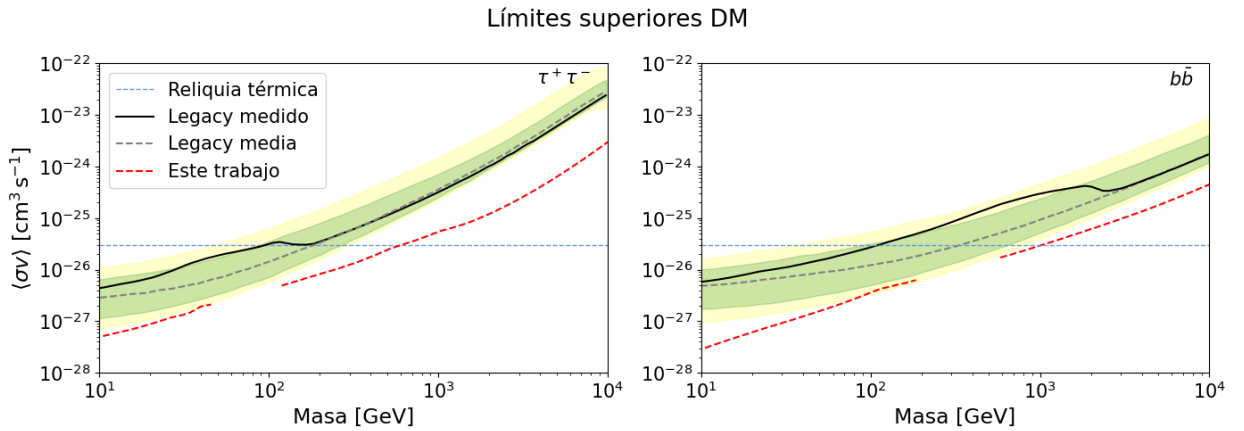


Figura 17: Límites superiores a la sección eficaz de aniquilación de la materia oscura en función de su masa. Se comparan con los valores medidos en [30] y con el valor medio calculado con simulaciones junto con sus desviaciones a $1 - 2\sigma$.

Las curvas de la Figura 17 descartan los modelos cuyo espacio de parámetros quede por encima de las curvas. Como se puede observar, las curvas de exclusión obtenidas en este trabajo son más restricti-

vas. Esto era de esperar, pues se está analizando una fuente de factor astrofísico $J = 10^{21} \text{ GeV cm}^{-5}$, mientras que en [30] se estudian 30 galaxias de factor $J \sim 10^{19} \text{ GeV cm}^{-5}$. Es decir, se espera medir en Omega Centauri un flujo de un orden de magnitud mayor. No obstante, son mucho más robustos los límites de exclusión obtenidos con las galaxias enanas que los obtenidos aquí, debido a las asunciones en el análisis. De nuevo, el comportamiento de estas curvas refleja la pérdida de sensibilidad que existe a muy altas energías, lo que impide tener unos límites igual de restrictivos que los que se calculan a energías menores.

Como se ve, la convergencia fallaba para ciertos intervalos de masas. Además, los resultados obtenidos para el resto de masas tampoco son del todo fiables, puesto que la evolución del perfil *likelihood* no es exactamente como se esperaba. El perfil *likelihood* debería caer tal y como se muestra en el panel derecho de la Figura 3. No obstante, para ciertas masas se obtiene un perfil con un máximo relativo, que cae después para cortar al valor $\Delta \log \mathcal{L} = -2,71/2$ y, por tanto, establece un límite superior. Para otras masas, sin embargo, el perfil es completamente plano, símbolo de que el ajuste ha fallado completamente. Son estos últimos valores los que se han omitido en la representación de la Figura 17.

Por último, hay que notar que para ciertas masas se excluye ya el valor de reliquia térmica de $\langle \sigma v \rangle \simeq 3 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, lo que contradeciría ese modelo. Es decir, de haberse desacoplado del fluido radiación-materia, encontrar una sección eficaz inferior implica que el ritmo de aniquilaciones es menor y, por tanto, se debería observar una densidad de materia oscura mayor. Esto indica que dichos valores de masa para la materia oscura quedarían excluidos, al menos para modelos donde se aniquila exclusivamente en dichos canales.

4. Conclusiones

En este trabajo se han estudiado tres escenarios posibles de emisión gamma en Omega Centauri. Se ha demostrado que la región de interés estudiada es muy compleja, debido principalmente a su localización. Encontrándose próxima al plano galáctico, la modelización del fondo es complicada y conlleva unas grandes incertidumbres en los resultados obtenidos. Fiel reflejo de ello es el gran número de regiones añadidas al modelo con un $\text{TS} > 16$ y que, sin embargo, no se encuentran catalogadas por Fermi. Es necesario un análisis individual de cada una para poder confirmar los posibles descubrimientos. A pesar de ello, se ha modelizado la emisión gamma a partir de los datos del catálogo más reciente y se ha verificado la cadena de análisis al haber obtenido unos resultados compatibles con los del 4FGL-DR4.

Dados los últimos descubrimientos de púlsares de milisegundo en el cúmulo, el escenario más plausible para caracterizar la emisión gamma es asumir una población de púlsares. Este modelo es capaz de reproducir con una alta significancia la emisión observada. Además, los parámetros obtenidos son compatibles con los encontrados en la literatura. Una aproximación sencilla nos ha permitido estimar unas pocas decenas de púlsares de milisegundo en el cúmulo, aunque estudios más profundos con estadística bayesiana sugieren que pudiera haber hasta cincuenta púlsares. Las incertidumbres que existen para establecer una correcta función de luminosidad hacen que los resultados fluctúen, debido principalmente a la poca sensibilidad hacia púlsares poco luminosos.

Otro escenario de gran interés (aunque menos probable) es el de la aniquilación de la materia oscura. Aunque una fuente de materia oscura sería capaz de reproducir la señal emitida, los valores encontrados quedarían descartados al no haberse encontrado esa emisión en otras fuentes (como

las galaxias esferoidales enanas). La posibilidad de que exista un agujero negro de masa intermedia en su interior favorecería la emisión, aunque los resultados quedan por debajo de los límites de exclusión más recientes y, por tanto, no se puede afirmar nada sobre esto. Aun así, se ha estudiado este incremento de la luminosidad del cúmulo teniendo en cuenta la señal media esperada y se ha observado una concordancia con las primeras predicciones.

Finalmente, se ha estudiado la emisión combinada de una población de púlsares de milisegundo y la aniquilación de materia oscura. Atribuyendo toda la señal a la población de púlsares, se ha comprobado que los residuos encontrados no se pueden atribuir a una señal de materia oscura. Dada la baja significancia de esa nueva señal ($TS < 25$), se han calculado límites superiores al flujo o, lo que es lo mismo, a la sección eficaz de aniquilación. Los resultados son más restrictivos que los encontrados en la literatura debido al alto factor astrofísico de Omega Centauri, cuyo valor es estimado y no está libre de incertidumbres. Es mucho más fiable encontrar curvas de exclusión con galaxias esferoidales enanas, que no emiten en gamma y, por tanto, la modelización de la región se simplifica. Además, las anomalías encontradas en la convergencia de algunos modelos para ciertos intervalos de masa sugieren una inspección más exhaustiva del análisis.

Quedan reflejadas la complejidad y la variedad de hipótesis que alberga el cúmulo globular Omega Centauri. Es evidente que son necesarias más observaciones multifrecuencia que cubran desde el radio (permitiendo caracterizar mejor la población de púlsares) hasta las gammas más energéticas. Las futuras observaciones de CTAO permitirán estudiar el cúmulo con una mayor resolución y a mayores energías. Mientras, Fermi seguirá sobrevolando la Tierra en búsqueda de nuevas evidencias de materia oscura.

Agradecimientos

Mis sinceros agradecimientos a Néstor Mirabal por su ayuda con la preparación de los datos. A Miguel Ángel Sánchez-Conde y Cristina Fernández-Suárez por su disponibilidad para buscar los problemas en la convergencia del análisis. Y al instituto IPARCOS por financiar con las *Ayudas de Máster IPARCOS-UCM 2024-2025* el desarrollo de esta tesis.

Referencias

- [1] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 2011.
- [2] William Kraushaar et al. Explorer XI Experiment on Cosmic Gamma Rays. *Astrophys. J.*, 141:845, 1965. doi:10.1086/148179.
- [3] Fritz Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. *Helv. Phys. Acta*, 6:110–127, 1933. doi:10.5169/seals-110267.
- [4] Vera C. Rubin. Dark Matter in the Universe. *Highlights of Astronomy*, 7:27–38, 1986. doi:10.1017/S1539299600006134.
- [5] Víctor Pascual. Búsquedas de materia oscura. 2024. URL: <https://hdl.handle.net/20.500.14352/119903>.
- [6] Eric Aubourg et al. Evidence for gravitational microlensing by dark objects in the Galactic halo. *Nat.*, 365(6447):623–625, 1993. doi:10.1038/365623a0.
- [7] Marc Davis et al. The evolution of large-scale structure in a universe dominated by cold dark matter. *Astrophys. J.*, 292:371–394, 1985. doi:10.1086/163168.
- [8] Planck Collaboration et al. Planck 2018 results - VI. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 641:A6, 2020. doi:10.1051/0004-6361/201833910.

- [9] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5):279–390, 2005. doi:10.1016/j.physrep.2004.08.031.
- [10] Gianfranco Bertone and Tim M. P. Tait. A New Era in the Quest for Dark Matter. *Nat.*, 562(7725):51–56, 2018. doi:10.1038/s41586-018-0542-z.
- [11] Marco Taoso. News on Dark Matter from ICRC 2021. *Proc. Sci.*, ICRC2021:047, 2021. doi:10.22323/1.395.0047.
- [12] David Vannerom. Dark Matter searches with CMS. *Proc. Sci.*, DIS2019:111, 2019. doi:10.22323/1.352.0111.
- [13] Madeleine J. Zurowski. Dark Matter at ICRC 2023. *Proc. Sci.*, ICRC2023:035, 2024. doi:10.22323/1.444.0035.
- [14] Lidia Pieri et al. Implications of High-Resolution Simulations on Indirect Dark Matter Searches. *Phys. Rev. D*, 83:023518, 2011. doi:10.1103/PhysRevD.83.023518.
- [15] Fermi Gamma-Ray Space Telescope. <https://fermi.gsfc.nasa.gov/>.
- [16] William B. Atwood et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-ray Space Telescope Mission. *Astrophys. J.*, 697(2):1071–1102, 2009. doi:10.1088/0004-637x/697/2/1071.
- [17] The Fermi LAT Instrument. <https://www-glast.stanford.edu/instrument.html>.
- [18] Janusz Gil, Yuri Lyubarsky, and George I. Melikidze. Curvature Radiation in Pulsar Magnetospheric Plasma. *Astrophys. J.*, 600(2):872, 2004. doi:10.1086/379972.
- [19] Markus Ackermann et al. 2FHL: The Second Catalog of Hard Fermi-LAT Sources. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 222(1):5, 2016. doi:10.3847/0067-0049/222/1/5.
- [20] Holger Baumgardt and Michael Hilker. A catalogue of masses, structural parameters, and velocity dispersion profiles of 112 Milky Way globular clusters. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 478(2):1520–1557, 2018. doi:10.1093/mnras/sty1057.
- [21] Javier Reynoso-Cordova et al. On the Origin of the Gamma-Ray Emission from Omega Centauri: Millisecond Pulsars and Dark Matter Annihilation. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2021(02):010, 2021. doi:10.1088/1475-7516/2021/02/010.
- [22] Jae-Woo Lee et al. Enrichment by supernovae in globular clusters with multiple populations. *Nat.*, 462:480, 2009. doi:10.1038/nature08565.
- [23] Oleg M. Smirnov et al. Mining the time axis with TRON – I. Millisecond pulsars in Omega Centauri, Terzan 5, and 47 Tucanae detected through MeerKAT interferometric imaging. *Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett.*, 538(1):L62–L68, 2025. doi:10.1093/mnrasl/slaf009.
- [24] Weiwei Chen et al. MeerKAT discovery of 13 new pulsars in Omega Centauri. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 520(3):3847–3856, 2023. doi:10.1093/mnras/stad029.
- [25] Jiaqi Zhao and Craig O Heinke. A Chandra X-ray study of millisecond pulsars in the globular cluster Omega Centauri: a correlation between spider pulsar companion mass and X-ray luminosity. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 526(2):2736–2753, 2023. doi:10.1093/mnras/stad2930.
- [26] Antonio Circiello et al. Evaluating the Potential to Constrain Dark Matter Annihilation with Fermi-LAT Observations of Ultra-Faint Compact Stellar Systems. *Astrophys. J. Lett.*, 978(2):L43, 2025. doi:10.3847/2041-8213/ad9dde.
- [27] Geoff Beck. Multi-frequency dark matter searches in Omega Centauri. In *Proceedings of 38th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2023)*, volume 444, page 1414, 2023. doi:10.22323/1.444.1414.
- [28] Maximilian Häberle et al. Fast-moving stars around an intermediate-mass black hole in ω centauri. *Nat.*, 631:285–288, 2024. doi:10.1038/s41586-024-07511-z.
- [29] Andrés Bañares-Hernández et al. New constraints on the central mass contents of Omega Centauri from combined stellar kinematics and pulsar timing. *Astron. Astrophys.*, 693:A104, 2025. doi:10.1051/0004-6361/202451763.

- [30] Alex McDaniel et al. Legacy analysis of dark matter annihilation from the Milky Way dwarf spheroidal galaxies with 14 years of Fermi-LAT data. *Phys. Rev. D*, 109(6):063024, 2024. doi:10.1103/PhysRevD.109.063024.
- [31] Fabio Acero et al. Development of the model of Galactic Interstellar Emission for standard point-source analysis of Fermi Large Area Telescope data. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 223(2):26, 2016. doi:10.3847/0067-0049/223/2/26.
- [32] Soheila Abdollahi et al. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 247(1):33, 2020. doi:10.3847/1538-4365/ab6bcb.
- [33] Markus Ackermann et al. The Spectrum of Isotropic Diffuse Gamma-Ray Emission Between 100 MeV and 820 GeV. *Astrophys. J.*, 799(1):86, 2015. doi:10.1088/0004-637X/799/1/86.
- [34] Jean Ballet, The Fermi-LAT collaboration, et al. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog Data Release 4 (4FGL-DR4), 2024. arXiv:2307.12546.
- [35] Markus Ackermann et al. The Fermi Large Area Telescope on Orbit: Event Classification, Instrument Response Functions, and Calibration. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 203(1):4, 2012. doi:10.1088/0067-0049/203/1/4.
- [36] Julie McEnery. Fermi-LAT Likelihood Analysis. *Fau Erlangen-Nürnberg*, 2010.
- [37] Simone Maldera. Maximum Likelihood Analysis of Fermi LAT data. *INFN*, 2024.
- [38] Samuel S. Wilks. The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses. *The Annals of Mathematical Statistics*, 9(1):60 – 62, 1938. doi:10.1214/aoms/1177732360.
- [39] MAGIC Collaboration et al. Observation of Pulsed γ -Rays Above 25 GeV from the Crab Pulsar with MAGIC. *Sci.*, 322(5905):1221, 2008. doi:10.1126/science.1164718.
- [40] Aous A. Abdo et al. A population of gamma-ray emitting globular clusters seen with the fermi large area telescope. *Astron. Astrophys.*, 524:A75, 2010. doi:10.1051/0004-6361/201014458.
- [41] Dan Hooper and Tim Linden. The gamma-ray pulsar population of globular clusters: implications for the GeV excess. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2016(08):018, 2016. doi:10.1088/1475-7516/2016/08/018.
- [42] Ilias Cholis, Dan Hooper, and Tim Linden. A New Determination of the Spectra and Luminosity Function of Gamma-Ray Millisecond Pulsars, 2014. arXiv:1407.5583.
- [43] Marco Cirelli et al. PPPC 4 DM ID: a poor particle physicist cookbook for dark matter indirect detection. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2011(03):051, 2011. doi:10.1088/1475-7516/2011/03/051.
- [44] Gary Steigman, Basudeb Dasgupta, and John F. Beacom. Precise relic WIMP abundance and its impact on searches for dark matter annihilation. *Phys. Rev. D*, 86:023506, 2012. doi:10.1103/PhysRevD.86.023506.
- [45] Cristina Fernández-Suárez and Miguel Á. Sánchez-Conde. A Search for Dark Matter Annihilation in Stellar Streams with the Fermi-LAT, 2025. arXiv:2502.15656.
- [46] Anthony M. Brown et al. The glow of annihilating dark matter in Omega Centauri, 2019. arXiv:1907.08564.
- [47] Gianfranco Bertone, Andrew R. Zentner, and Joseph Silk. New signature of dark matter annihilations: Gamma rays from intermediate-mass black holes. *Phys. Rev. D*, 72:103517, 2005. doi:10.1103/PhysRevD.72.103517.
- [48] Shunsaku Horiuchi and Shin'ichiro Ando. Dark matter annihilation from intermediate-mass black holes: Contribution to the extragalactic gamma-ray background. *Phys. Rev. D*, 74:103504, 2006. doi:10.1103/PhysRevD.74.103504.
- [49] MAGIC collaboration. Limits to dark matter annihilation cross-section from a combined analysis of MAGIC and Fermi-LAT observations of dwarf satellite galaxies. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2016(02):039, 2016. doi:10.1088/1475-7516/2016/02/039.