

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

DEPARTAMENTO DE ESTRUCTURA DE LA MATERIA, FÍSICA TÉRMICA Y
ELECTRÓNICA



TRABAJO DE FIN DE GRADO

Código de TFG: ETE20

Búsqueda de materia oscura

Dark matter searches

Supervisor: Daniel Nieto Castaño

Ádrián Jiménez Borreguero

Grado en Física

Curso académico 2024-25

Convocatoria Ordinaria

Calificación: 9.3

Resumen:

Este trabajo consiste en la búsqueda de materia oscura por métodos indirectos, en concreto, por aniquilación de partículas de materia oscura a partículas del Modelo Estándar. Para ello, hemos utilizado como instrumento de medida el Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi, en particular, el LAT (Large Area Telescope).

En cuanto a los objetivos de la búsqueda, nos hemos centrado en las galaxias esferoidales enanas (dSph), las cuales están dominadas por materia oscura y tienen una baja emisión de procesos astrofísicos estándar.

Utilizando un análisis de máxima verosimilitud hemos extraído mucha información de interés sobre nuestra fuente de estudio, como pueden ser: mapas de excesos, mapas de significancia estadística, o la distribución espectral de energía (SED), entre otros.

Además, a partir de la SED hemos calculado límites superiores a la sección eficaz de aniquilación de materia oscura en función de su masa. También hemos estudiado cómo varía la significancia estadística con respecto a la masa y con respecto al tiempo de exposición. Todo ello para distintos canales de aniquilación.

Abstract:

This work focuses on the search for dark matter through indirect methods, specifically by the annihilation of dark matter particles into Standard Model particles. To this end, we have used the Fermi Gamma-ray Space Telescope as the measuring instrument, particularly the LAT (Large Area Telescope).

In terms of search targets, we have focused on dwarf spheroidal galaxies (dSph), which are dominated by dark matter and have low emission from standard astrophysical processes.

Using a likelihood analysis, we have extracted significant information about our study source, such as excess maps, statistical significance maps, and the spectral energy distribution (SED), among others.

Furthermore, from the SED, we have calculated upper limits on the dark matter annihilation cross section as a function of its mass. We have also studied how the statistical significance varies with mass and with exposure time. All of this has been done for different annihilation channels.

Índice

1	Introducción	4
2	Objetivos	7
3	Metodología	7
4	Resultados	14
5	Conclusión y trabajo pendiente	20
6	Referencias	21

1. Introducción

La materia oscura es uno de los problemas más importantes aún sin resolver de la física moderna. Este tipo de materia hipotética no interactúa con la luz ni con otras formas de radiación electromagnética.

Pese a que no se ha detectado directamente, tenemos una gran variedad de evidencias que sugieren la existencia de la materia oscura.

Una de las evidencias más típicas son las curvas de rotación de las galaxias espirales. Dichas curvas muestran que en la periferia de estas galaxias, la velocidad de las estrellas se mantiene aproximadamente constante. Sin embargo, si la distribución de masa de la galaxia es la obtenida a partir de la materia visible, esta velocidad debería ir disminuyendo con la distancia al centro galáctico. Esta discrepancia sugiere que hay más materia además de la visible en forma de halo, mucho más grande que la propia galaxia: la materia oscura (Ref. [1]).

También podemos inferir la existencia de materia oscura a partir de las lentes gravitacionales. Estas ocurren cuando un haz de luz se curva debido a la presencia de un objeto masivo, como puede ser un cúmulo de galaxias. Observando este efecto, podemos obtener la distribución de masa del cúmulo y se puede ver que la masa inferida a partir de este efecto es mayor que la materia visible (Ref. [2]).

En el modelo cosmológico Λ CDM (Λ hace referencia a la constante cosmológica, y CDM a la materia oscura fría), se tienen en cuenta estas evidencias y se incorpora en las ecuaciones (de Friedmann) un parámetro que representa la densidad de materia oscura. Si ejecutamos simulaciones, podemos ver cómo evoluciona el modelo hasta el día de hoy, comprobando así si el modelo reproduce la estructura a gran escala que observamos.

Las simulaciones dependen del tipo de materia oscura. Existen tres: caliente (HDM), fría (CDM) y templada (WDM); y dependiendo del tipo, la formación y evolución de estructuras varía.

En el caso de la materia oscura caliente (partículas muy poco masivas que se mueven a grandes velocidades), se forman primero las grandes estructuras (supercúmulos), que luego se fragmentan en estructuras menores (Ref. [3]).

Por el contrario, si la materia oscura es fría (partículas muy masivas a bajas velocidades), tenemos lo que se conoce como formación jerárquica, es decir, se forman primero pequeños objetos (cúmulos de estrellas, galaxias enanas, ...), los cuales se fusionan para formar galaxias, que a su vez forman grupos, cúmulos o supercúmulos de galaxias (Ref. [4]).

En el caso de la materia oscura templada (partículas de masa intermedia, neutrinos estériles) la formación de estructuras es similar al caso frío hasta escalas del tamaño de galaxias normales, pero formarían menos estructuras a pequeña escala (Ref. [5]).

Teniendo esto en cuenta, el modelo que mejor reproduce la estructura a gran escala es aquel en el que la materia oscura es fría (Ref. [6]), es por ello que la materia oscura fría aparece en el nombre del modelo cosmológico Λ CDM.

También es interesante comentar brevemente las anisotropías del Fondo Cósmico de Microondas (CMB). Estas anisotropías son fluctuaciones en la temperatura del Universo primitivo, y nos permiten estudiar la distribución de la materia en esa época (Ref. [7]).

Las simulaciones del modelo cosmológico parten de este punto, y lo que se ve, de nuevo, es que la materia oscura (fría) es necesaria para reproducir la estructura a gran escala. Además, se reproducen también los comportamientos que observábamos en las evidencias anteriores.

Una vez comentado todo esto, lo siguiente que nos interesa es explicar la naturaleza de la materia oscura. Para ello, existen una gran variedad de candidatos, siendo los más populares los WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles), los axiones y los neutrinos estériles (Ref. [8]).

Los WIMPs son partículas masivas, cuya interacción es débil, y que serían producidas naturalmente en el Universo Primitivo con la abundancia adecuada. Además, estas partículas podrían solucionar el problema de jerarquía de la física de partículas. Los WIMPs se predicen en teorías como la supersimetría, siendo los compañeros supersimétricos de los bosones electrodébiles.

Sin embargo, debido a la falta de evidencia de la supersimetría, se estudia también la no naturalidad de estas partículas. Tomando este enfoque, se amplía tanto la fenomenología, como el rango de masas de los WIMPs, yendo desde 1 MeV a 100 TeV.

Por otro lado, los axiones surgen como consecuencia de tratar de explicar dinámicamente las discrepancias obtenidas al medir el momento dipolar eléctrico del neutrón, siendo este mucho más pequeño de lo esperado. Son partículas ligeras, acopladas muy débilmente, lo que las convierte en posibles candidatos de materia oscura.

Los últimos candidatos que vamos a comentar son los neutrinos estériles. Estas partículas surgen en teorías que tratan de explicar el hecho de que los neutrinos tengan masa, al contrario de lo esperado según el Modelo Estándar.

Además, se predice que estos neutrinos se desintegran. Por lo tanto, para poder ser candidatos de materia oscura, su vida media ha de ser suficientemente grande como para que la gran mayoría no se haya desintegrado todavía. Sin embargo, según la mecánica cuántica, algunas de estas partículas se desintegran más rápido, dando lugar a una señal que podríamos detectar.

Una vez comentadas algunas evidencias de la existencia de la materia oscura, además de los tres tipos que hay y los posibles candidatos, ya podemos centrarnos en el objeto de este trabajo, que son las búsquedas de materia oscura.

Podemos hacerlo de tres formas distintas, utilizando aceleradores de partículas, con métodos directos, o con métodos indirectos. Cabe destacar que en estos tres métodos, se asume que la materia oscura interacciona con la materia ordinaria.

En los aceleradores de partículas, como puede ser el LHC (Large Hadron Collider), los detectores son incapaces de detectar directamente la materia oscura, sin embargo, se puede inferir la producción de partículas “invisibles” estudiando las diferencias entre la energía y el momento transversal antes y después de la colisión (Ref. [9]). Es importante resaltar que estas partículas que hemos llamado invisibles no son necesariamente materia oscura, pues hay partículas como los neutrinos que no somos capaces de detectar en estos colisionadores, pero que se llevan parte de la energía tras la colisión.

En cuanto a los métodos directos, estos se basan en la idea de que la materia oscura forma un halo alrededor de la Vía Láctea, por lo tanto, como la Tierra se mueve por la galaxia, atraviesa continuamente el halo. Esto permite detectar las colisiones entre las partículas de materia oscura y los núcleos del detector, los cuales sufren un ligero retroceso.

Estas interacciones son muy poco frecuentes, por lo que se necesitan detectores muy sensibles. Los experimentos se realizan en laboratorios subterráneos para minimizar el ruido producido por los rayos cósmicos (Ref. [10]).

El último método es la detección indirecta, y es el que vamos a utilizar en este trabajo.

Este método se basa en el estudio de los productos de las interacciones de la materia oscura, como puede ser la aniquilación o la desintegración de la misma, donde suponemos que las partículas de materia oscura, tras sufrir estas interacciones, producen partículas del Modelo Estándar.

En particular, nos va a interesar el flujo de rayos gamma generado por la aniquilación de la materia oscura que medimos en Tierra (válido también para el telescopio Fermi, que sigue una órbita circular baja), el cual viene dado por la siguiente expresión (Ref. [11]):

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

Donde M_χ es la masa de la partícula de materia oscura; $\langle\sigma v\rangle$ es la sección eficaz de aniquilación de materia oscura promedio pesada con la velocidad relativa de las partículas de materia oscura; dN_i/dE es el espectro de rayos gamma por aniquilación para un determinado canal de aniquilación; y la suma está hecha para todos los canales de aniquilación, cada uno de ellos con su peso estadístico β_i correspondiente.

Además, nos falta comentar el factor J , o factor astrofísico, que describe la distribución de la densidad de la materia oscura (ρ_χ) en una cierta región del espacio a lo largo de la línea de visión (line of sight, l.o.s.) y del ángulo sólido ($\Delta\Omega$):

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

Una vez hemos comentado todo esto, lo siguiente es aclarar dónde vamos a buscar la materia oscura. En este trabajo, las fuentes de interés son las galaxias esferoidales enanas (dSph). Este tipo de galaxias tienen un brillo superficial muy bajo, por lo que sólo son observables en el Grupo Local, es decir, son sistemas cercanos. Además, están dominados por materia oscura y tienen una baja emisión de procesos astrofísicos estándar (Ref. [11]).

Para terminar, una vez hemos aclarado cómo y dónde vamos a buscar materia oscura, necesitamos comentar el instrumento que vamos a utilizar para la recogida de datos. En nuestro caso, vamos a utilizar el Telescopio Espacial de Rayos Gamma Fermi, en particular, el LAT (Large Area Telescope, Figura 1), que es un telescopio de imagen de rayos gamma de alta energía, que cubre un rango de energías desde los 20 MeV hasta más de 300 GeV. Este telescopio tiene un campo de visión que cubre aproximadamente el 20% del cielo en todo momento, y que cubre todo el cielo cada tres horas, es decir, cada dos órbitas (Ref. [12]).

En cuanto a su funcionamiento (Ref. [13]), los rayos gamma que entran en el detector, se convierten en un par electrón (e^-) positrón (e^+) al interactuar en varias capas de tungsteno superpuestas en el tracker. Para determinar la energía del fotón incidente se utiliza un calorímetro, en el que el par $e^- - e^+$ deposita su energía. También se puede reconstruir la trayectoria del fotón incidente a partir de las trayectorias de las partículas cargadas ($e^- - e^+$), las cuales se guardan con ayuda de unos sensores.

Además, el telescopio tiene un escudo anti-coincidencias. Este escudo emite luz si lo atraviesa una partícula cargada, de tal forma que al detectarse esa luz, el detector no guarda el suceso. Estos rayos cósmicos son uno de los fondos del detector que se pueden eliminar vía hardware.

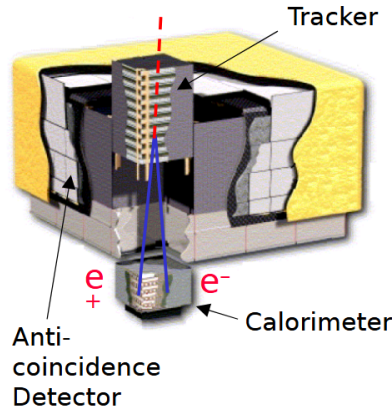


Figura 1: Subsistemas del instrumento LAT (Figura obtenida de *nasa.gov*)

2. Objetivos

El objetivo de este trabajo es elegir una galaxia esferoidal enana y hacer un análisis de máxima verosimilitud o *Likelihood*, que explicaremos a continuación, para intentar encontrar materia oscura a partir de las aniquilaciones de la misma.

Veremos en detalle qué resultados nos proporciona el análisis y terminaremos estudiando tanto la sección eficaz de aniquilación de materia oscura como la significancia estadística de la fuente para distintos valores de la masa de la materia oscura. Además, compararemos los resultados obtenidos con otros trabajos y veremos cómo se incrementa la significancia estadística cuanto mayor sea el tiempo de exposición para la dSph elegida.

3. Metodología

El análisis que vamos a utilizar se le conoce como de máxima verosimilitud o *Likelihood*. Para explicarlo bien, vamos a hacer el análisis sobre una fuente bien conocida como es el cúmulo de Omega Centauri, y vamos a ir explicando paso a paso los resultados que nos proporciona dicho análisis.

Lo primero que necesitamos es ir a la web del *Fermi-LAT Data Server* (Ref. [14]) para obtener los datos de nuestra fuente. Para ello, necesitamos introducir una serie de parámetros: las coordenadas de la fuente; el intervalo de tiempo que el telescopio ha estado observando, contado en segundos desde el 1 de enero de 2001 a las 00:00:00 UTC; el rango de energías y el radio de búsqueda. Siguiendo ese orden, para Omega Centauri tenemos: $(201,697^\circ, -47,4795^\circ)$, $(239557417, 755421136)$, $(300 \text{ MeV}, 1 \text{ TeV})$ y 20° .

Una vez tenemos los datos, especificamos en un archivo de configuración que se tomen los datos de la fuente, así como todos sus parámetros. En concreto, hay que especificar el *bineado* de nuestra región de interés, su tamaño, el catálogo de fuentes que vamos a utilizar (4FGL-DR3), entre otros.

Con las herramientas de *Fermipy* (Ref. [15]) de *Python* podemos leer este archivo de configuración e inicializar el *setup*. Esto prepara los datos y hace los cálculos necesarios para el análisis.

Lo siguiente que tenemos que hacer es *optimizar* los datos. En este paso se recorren todas las fuentes dentro de nuestra región de interés y se ajustan sus parámetros espectrales. Esto crea una estimación inicial para el modelo de la región, que luego refinaremos.

Definimos ahora el *Test Statistic* (TS):

$$TS = -2 \ln \left(\frac{L_0}{L_s} \right) \quad (3)$$

Donde tanto L_0 como L_s representan la verosimilitud del modelo de la región de interés. La diferencia es que en el primer caso (L_0) no se incluye la fuente en el modelo, mientras que en el segundo caso (L_s) sí. El valor de TS para una fuente concreta será muy pequeño si el hecho de añadirla al modelo no lo mejora.

Además, en los modelos que estamos considerando, TS se distribuye como χ^2 , por lo tanto, usando la aproximación gaussiana podemos calcular la significancia σ simplemente tomando \sqrt{TS} . Esto es importante porque un valor por debajo de 5σ se considera una fluctuación estadística, mientras que un valor por encima de 5σ se considera una señal adicional que no se está considerando, y podemos atribuirlo a la fuente.

Por lo tanto, para filtrar aún más nuestros datos, lo siguiente que hacemos es eliminar aquellas fuentes cuyo $TS < 3$. Cabe destacar que esta condición estaba preestablecida en el ajuste.

Antes de ejecutar el ajuste de los datos a nuestro modelo, tenemos que dejar una serie de parámetros libres para determinadas fuentes, como pueden ser aquellas que estén próximas a nuestra fuente de estudio (en concreto, a 3°), o aquellas cuyo $TS > 10$. También hay que liberar todos los parámetros de las componentes de fondo, tanto la galáctica de rayos gamma como la isotrópica difusa. Y, por supuesto, liberamos los parámetros de nuestra fuente de estudio, en este caso Omega Centauri. De nuevo, las condiciones utilizadas ya estaban preestablecidas.

Una vez hecho esto, ya podemos ejecutar el ajuste, del cual obtenemos las Figuras 2, 3 y 4.

Comenzando por la Figura 2, si nos fijamos en la gráfica superior, podemos ver el espectro de cuentas, es decir, cuántos fotones se detectan para cada energía.

Cada una de las curvas grises representa el espectro de cuentas de una fuente, y la superposición de todas ellas da la curva total negra. Las curvas azul y naranja representan las componentes de fondo galáctica e isotrópica difusa, respectivamente. En cuanto a las curvas representadas con colores, estas son, de nuevo, espectros de cuentas, pero de aquellas fuentes que más contribuyen al total.

Si nos fijamos ahora en la gráfica inferior, están representados los residuos, es decir, la diferencia entre los datos y el modelo. Lo que se observa es que a bajas energías el modelo es muy bueno, siendo compatible con cero.

Sin embargo, conforme nos vamos acercando a altas energías, el modelo va empeorando; esto es porque la cantidad de fotones que llegan a estas energías es mucho menor que a bajas energías, tal y como se puede ver en la gráfica superior.

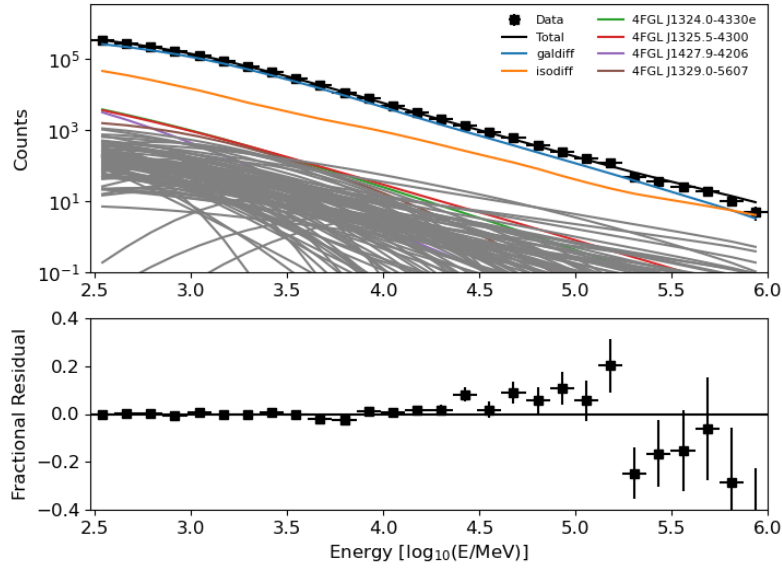
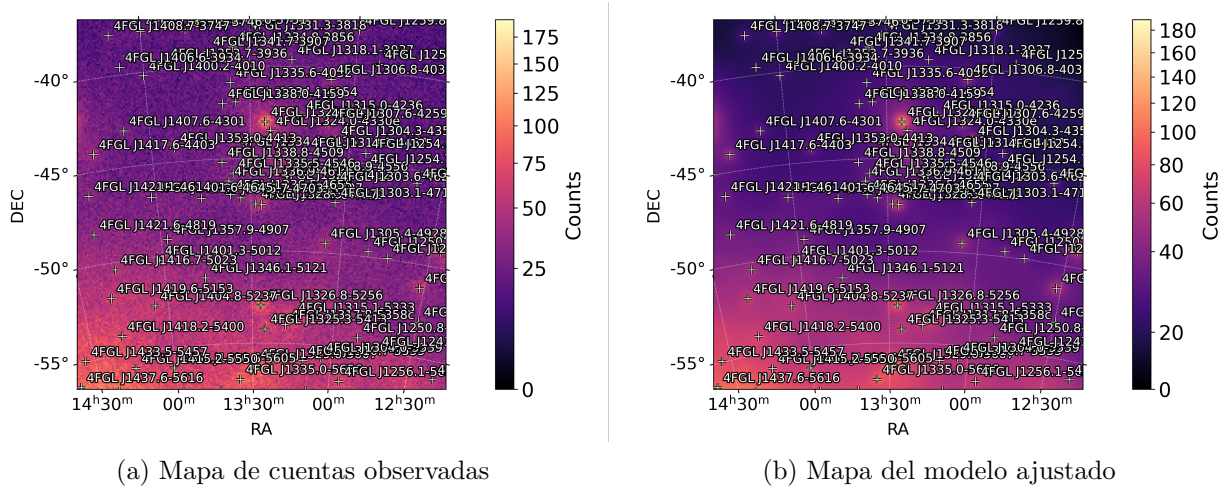


Figura 2: Espectro de cuentas de Omega Centauri

El ajuste también nos proporciona dos mapas fundamentales de la región de interés. La Figura 3a muestra el mapa de cuentas observadas, es decir, los datos antes de realizar el ajuste, mientras que la Figura 3b muestra el mapa del modelo ajustado.



(a) Mapa de cuentas observadas

(b) Mapa del modelo ajustado

Figura 3: Mapas de cuentas de Omega Centauri obtenidos a partir del ajuste

En ambos gráficos podemos ver representadas las fuentes con una cruz y su nombre correspondiente en el catálogo 4FGL.

Además, el ajuste hace dos proyección del mapa de cuentas, por un lado en la longitud galáctica (LON, ver Figura 4a), y por otro en la latitud galáctica (LAT, ver Figura 4b). En ambos casos podemos ver los puntos correspondientes a los datos, así como el modelo (azul) y la componente difusa (naranja).

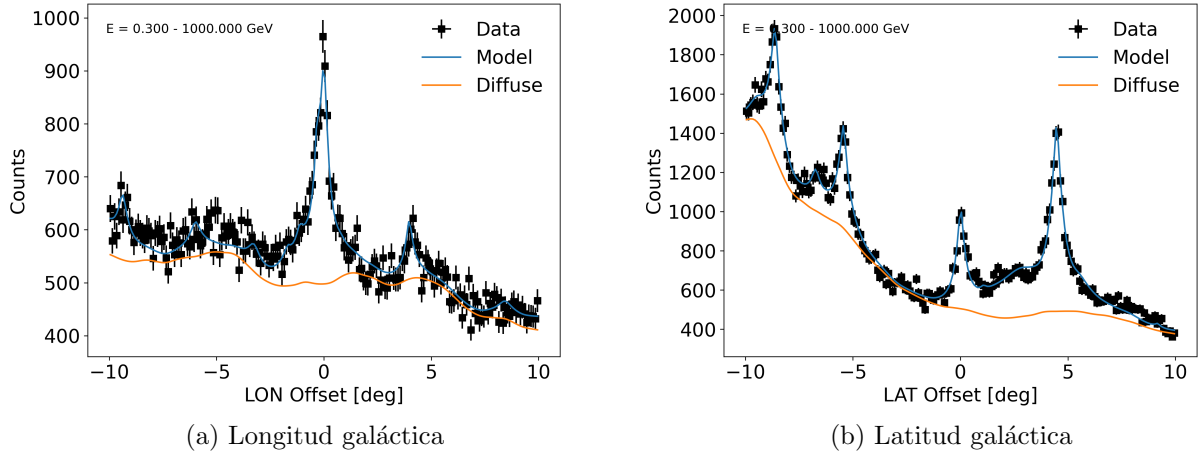


Figura 4: Proyecciones del mapa de cuentas de Omega Centauri

Una vez comentadas todas las gráficas proporcionadas por el ajuste, podemos generar más gráficas de interés con las herramientas de *Fermipy*. Cabe destacar que los próximos gráficos se han calculado una vez realizado el ajuste.

Por ejemplo, podemos generar un mapa de excesos (Ver Figura 5); esto es la diferencia entre los datos y el modelo, lo que nos permite ver las cuentas que no han sido modeladas.

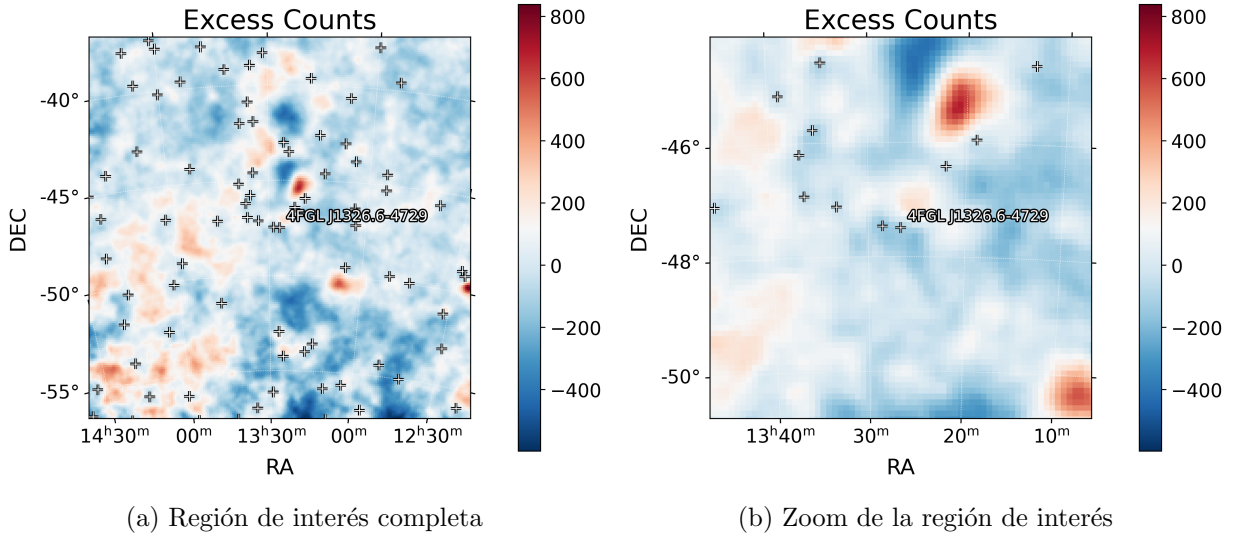


Figura 5: Mapa de excesos de Omega Centauri

Las regiones más rojas del mapa indican que el modelo subestima el número de cuentas en esa zona, siendo mayor en los datos. En cambio, en las zonas más azules, ocurre lo contrario: el modelo sobrestima el número de cuentas.

Un detalle importante que podemos comentar a partir de estos mapas es qué ocurre si eliminamos la fuente de estudio de nuestro modelo. Teniendo en cuenta el código de colores explicado, lo esperable es que en la zona central de la región de interés (donde se encuentra la fuente de estudio) aparezca un exceso de cuentas (en rojo). Esto lo podemos ver en la Figura 6.

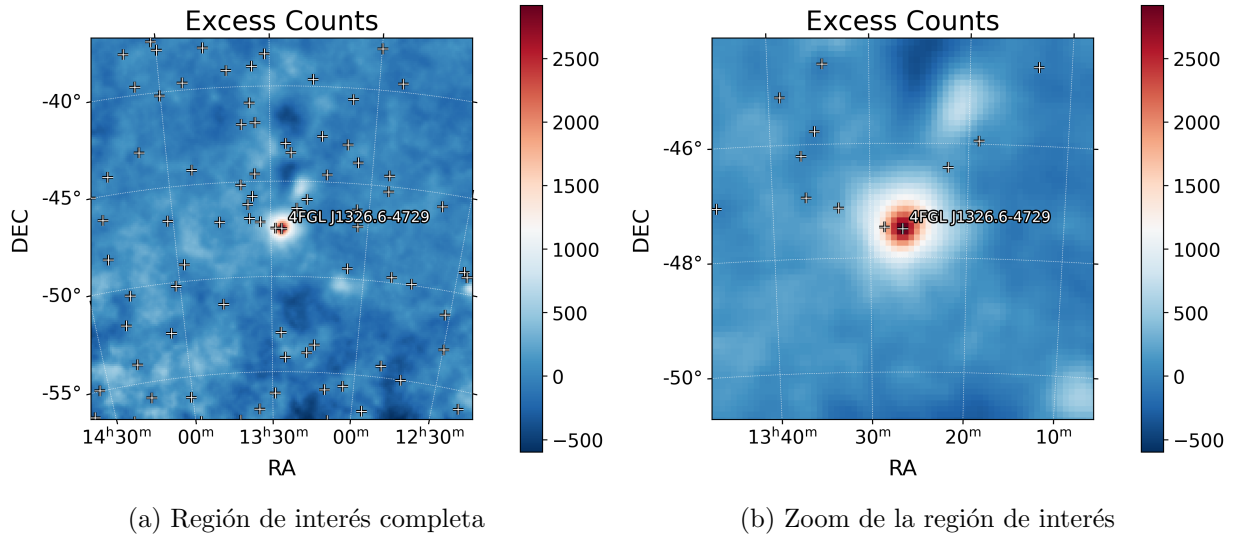


Figura 6: Mapa de excesos eliminando Omega Centauri

Además, a partir del mapa de excesos (Figura 5), podemos generar la distribución de la significancia estimada para cada *bin* del mapa:

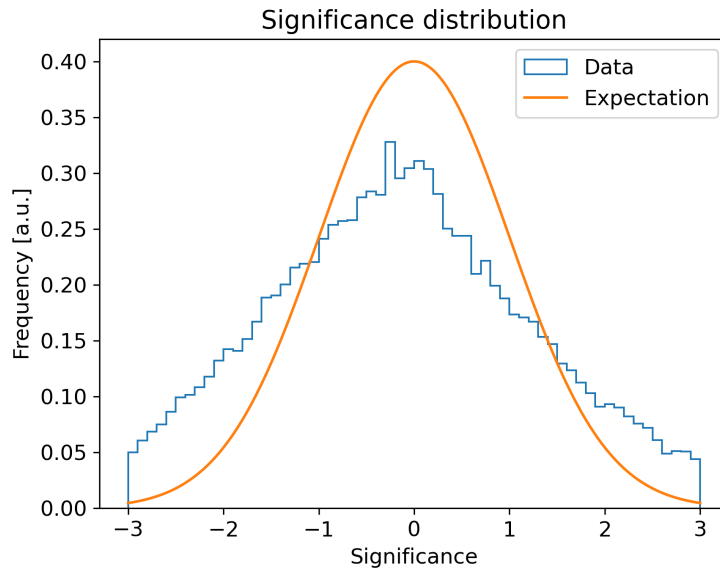


Figura 7: Distribución estimada de la significancia para Omega Centauri

Este gráfico cuantifica las diferencias entre los datos y el modelo en términos estadísticos. Idealmente, los valores obtenidos deberían seguir la distribución gaussiana que aparece representada. Sin embargo, vemos discrepancias.

Este es un problema conocido que, además, depende de la región del cielo que se esté estudiando. Es por ello que es recomendable usar mapas de *TS* para interpretar correctamente la significancia de los excesos de cuentas no explicados por el modelo.

Por lo tanto, si hacemos los mapas de TS , en concreto, de la $\sigma = \sqrt{TS}$ obtenemos:

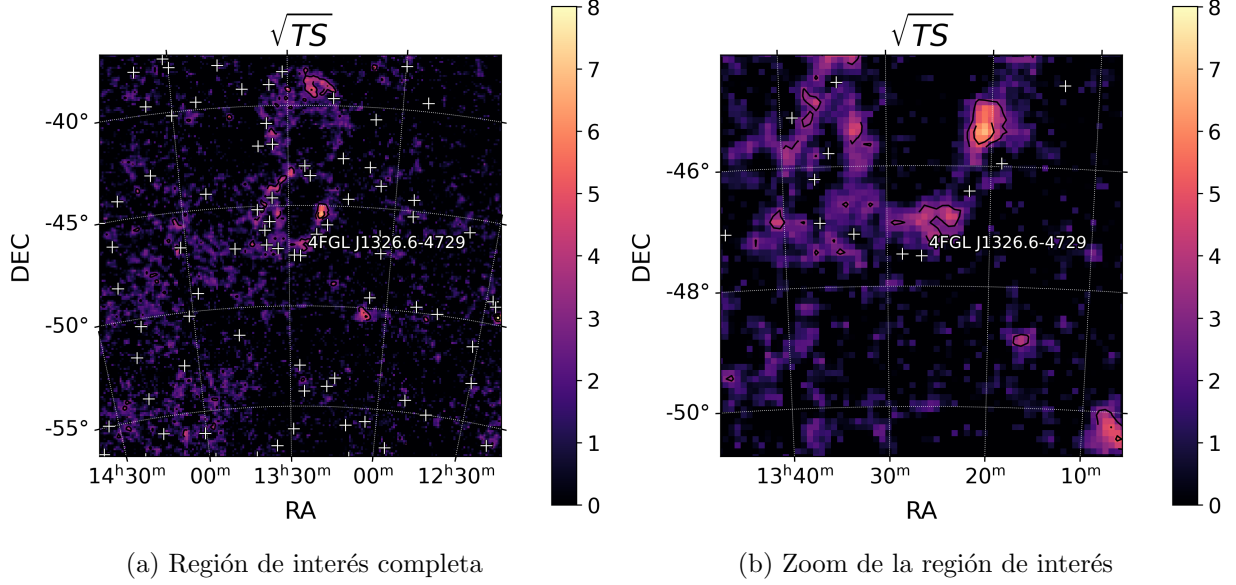


Figura 8: Mapa de $\sigma = \sqrt{TS}$ para Omega Centauri

En estos gráficos vemos de nuevo una región cercana a nuestra fuente de estudio cuya significancia es mayor que 5, por lo tanto, es una región en la que nuestro modelo falla.

Si hacemos lo mismo que con los mapas de excesos y eliminamos Omega Centauri obtenemos:

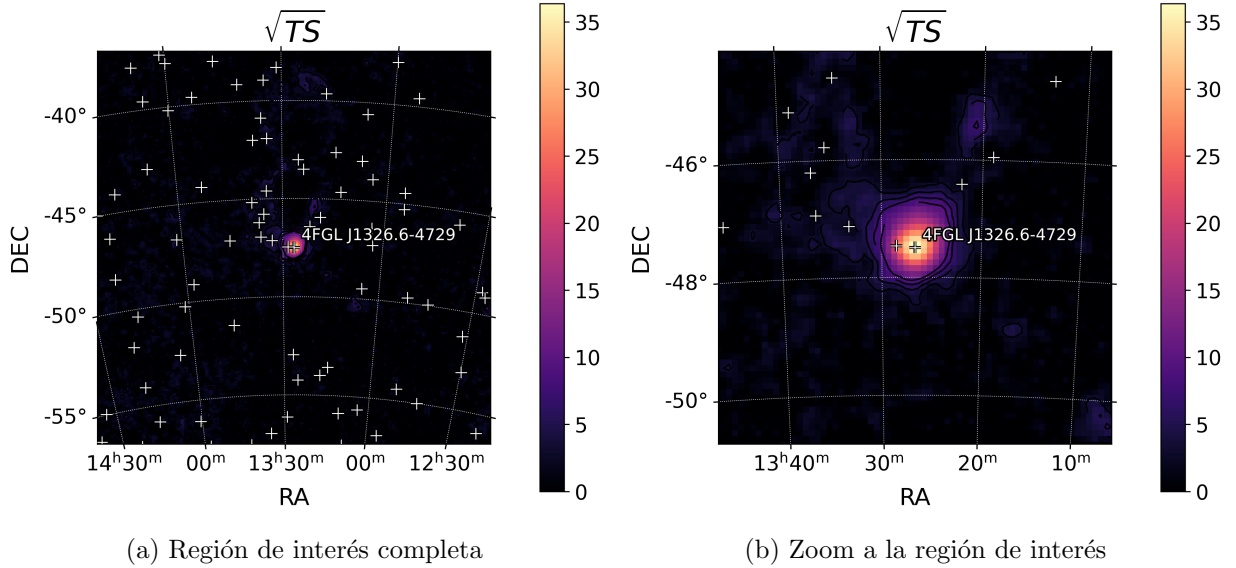


Figura 9: Mapa de $\sigma = \sqrt{TS}$ eliminando Omega Centauri

Lo que observamos es que al no tener en cuenta Omega Centauri en nuestro modelo, obtenemos una señal correspondiente a $\sigma \sim 35$, es decir, que es una fuente necesaria. Por adelantado resultados, cuando trabajemos con una galaxia esferoidal enana veremos cómo la diferencia entre tenerla en cuenta o no es prácticamente nula, esto debido a la señal tan débil que tienen estas galaxias.

Hemos visto que ocurre si eliminamos la fuente de estudio, pero también podríamos eliminar, por ejemplo, la contribución galáctica difusa, obteniendo el siguiente mapa de excesos:

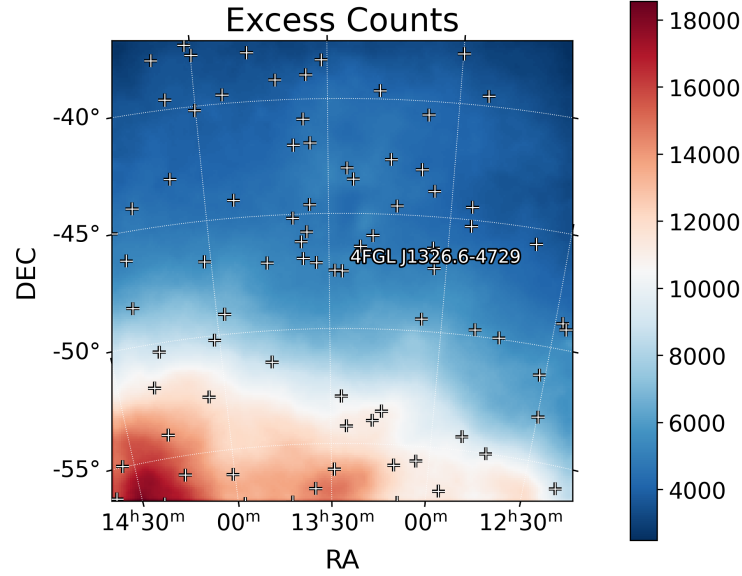


Figura 10: Mapa de excesos sin la contribución galáctica

Atendiendo al código de colores usado anteriormente, podemos ver cómo al no tener en cuenta la contribución galáctica, se obtiene un exceso de cuentas donde se encuentra el disco galáctico.

Como último resultado del análisis, las herramientas de *Fermipy* nos permiten obtener la distribución espectral de energía (SED) de la fuente de estudio, en nuestro caso, de Omega Centauri.

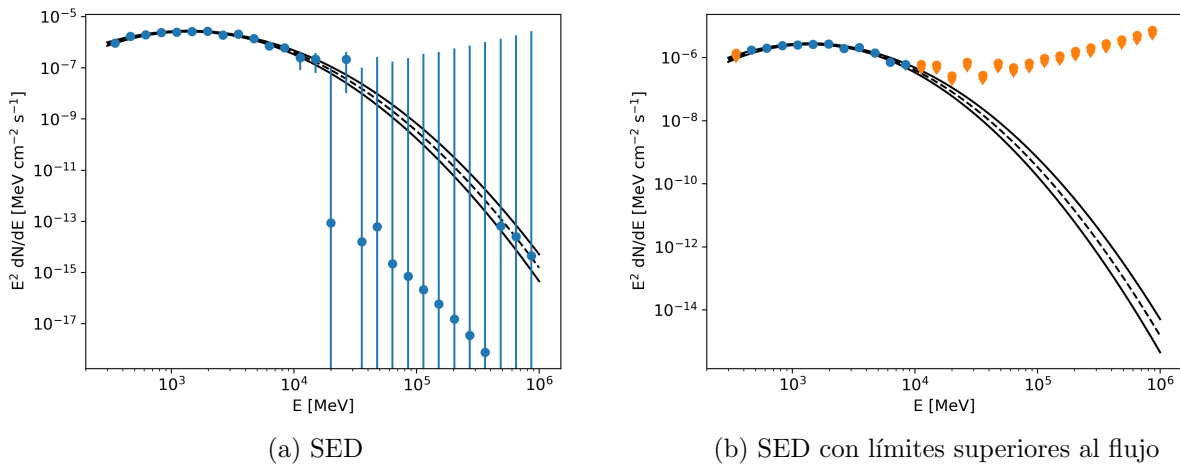


Figura 11: Distribución espectral de energía de Omega Centauri

En la Figura 11a lo que observamos es la SED obtenida a partir de las herramientas ya mencionadas. Sin embargo, lo que vemos es cómo a altas energías los errores son enormes, esto debido a que la cantidad de fotones recibidos a altas energías es muy bajo, tal y como veíamos en la Figura 2.

Por lo tanto, lo que hacemos en la Figura 11b es asignar límites superiores al flujo (naranja). Es decir, si hay flujo en esas energías, este ha de ser menor que el límite superior, ya que, por el contrario, lo habríamos medido. Se calculan límites superiores al flujo para aquellos bins que tienen $TS < 20$ (condición preestablecida en el código).

Además, en ambas gráficas vemos una línea discontinua negra, que se corresponde con el espectro esperado para Omega Centauri si este fuera una *LogParabola*; y las líneas continuas negras que aparecen por encima y por debajo de la línea discontinua representan el error de este espectro esperado. Existen otro tipo de espectros como pueden ser: *PowerLaw*, *DMFitFunction*, etc.

Un último detalle que podemos comentar es que en las galaxias esferoidales enanas, como no tienen casi señal, al obtener la distribución espectral de energía obtendremos límites superiores al flujo en todas las energías, no solo a altas como ocurre con Omega Centauri.

4. Resultados

Ahora que hemos introducido el método de análisis que vamos a utilizar, lo siguiente es seleccionar una galaxia esferoidal enana y repetir el análisis para buscar materia oscura.

Para elegir la fuente, si nos fijamos en la expresión (1), el flujo obtenido depende del factor astrofísico J , es decir, nos interesa una fuente cuyo J sea alto.

En la Ref. [11], podemos encontrar una lista de 50 galaxias dSph, las cuales se subdividen en tres grupos en función de si el factor astrofísico está medido, si está estimado, o si la galaxia es un caso especial. Nosotros nos vamos a centrar en el primer grupo, y de todas ellas elegimos *Tucana II*.

El motivo de elegir *Tucana II* es porque tiene uno de los factores astrofísicos más altos de la colección de galaxias mostradas, con un error relativamente pequeño en comparación con el resto. Además, al final del artículo se muestran los resultados de la significancia estadística para los canales de aniquilación $b\bar{b}$ y $\tau^+\tau^-$ (canales que vamos a estudiar en este trabajo), y *Tucana II* tiene uno de los valores más altos de σ .

Una vez elegida la fuente, lo que hacemos es obtener los datos en el *Fermi-LAT Data Server* (Ref. [14]). Los parámetros introducidos en este caso, siguiendo el mismo orden que planteábamos en la introducción, son: $(342,9796^\circ, -58,5689^\circ)$, $(239557417, 763112726)$, $(300 \text{ MeV}, 1 \text{ TeV})$, 20° . Las coordenadas se han obtenido de la Ref. [16].

En este caso, como la fuente no está registrada en ningún catálogo porque no tiene señal suficiente, tenemos que añadirla manualmente. Elegimos un espectro de tipo *PowerLaw*, aunque la SED sería la misma si eligiéramos otro tipo de espectro.

Seguimos los mismos pasos que con Omega Centauri y llegamos a los resultados proporcionados por el ajuste.

Por no repetir exactamente lo mismo, vamos a centrarnos en los resultados más interesantes, empezando por los mapas de cuentas (Figura 12). Si comparamos estos gráficos con los obtenidos para Omega Centauri, vemos que en esta nueva región hay fuentes que tienen más número de cuentas que en la región del cúmulo.

Por el contrario, si nos fijamos en la zona central, que es donde se sitúa la fuente de estudio, en el caso de *Tucana II* se observa un menor número de cuentas, lo cual es coherente con lo esperado, dada la débil señal de las galaxias dSph.

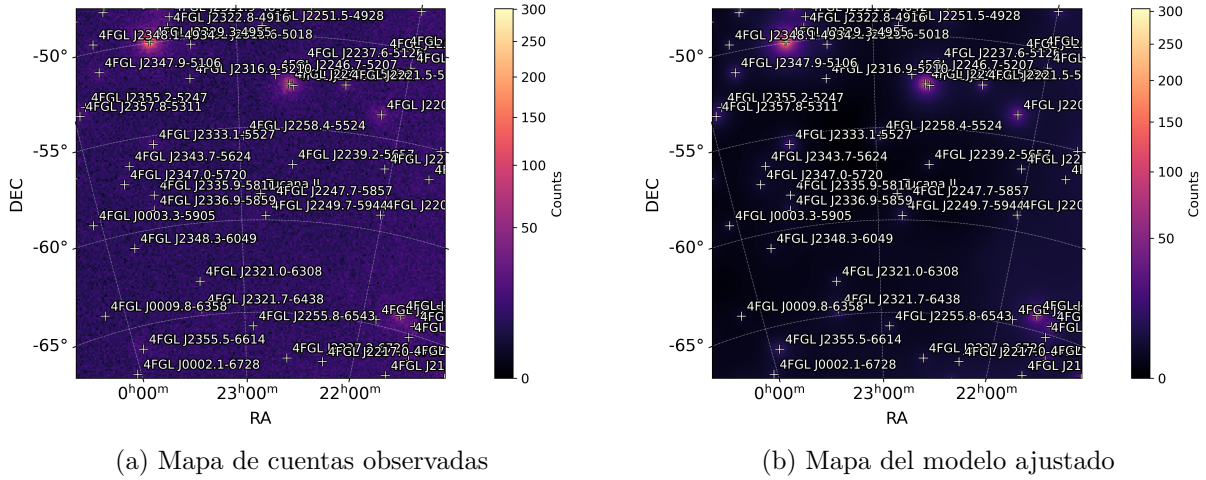


Figura 12: Mapa de cuentas de Tucana II

A continuación vamos a representar los mapas de excesos aplicando directamente el zoom para poder apreciar con más detalle las diferencias entre considerar la fuente o no.

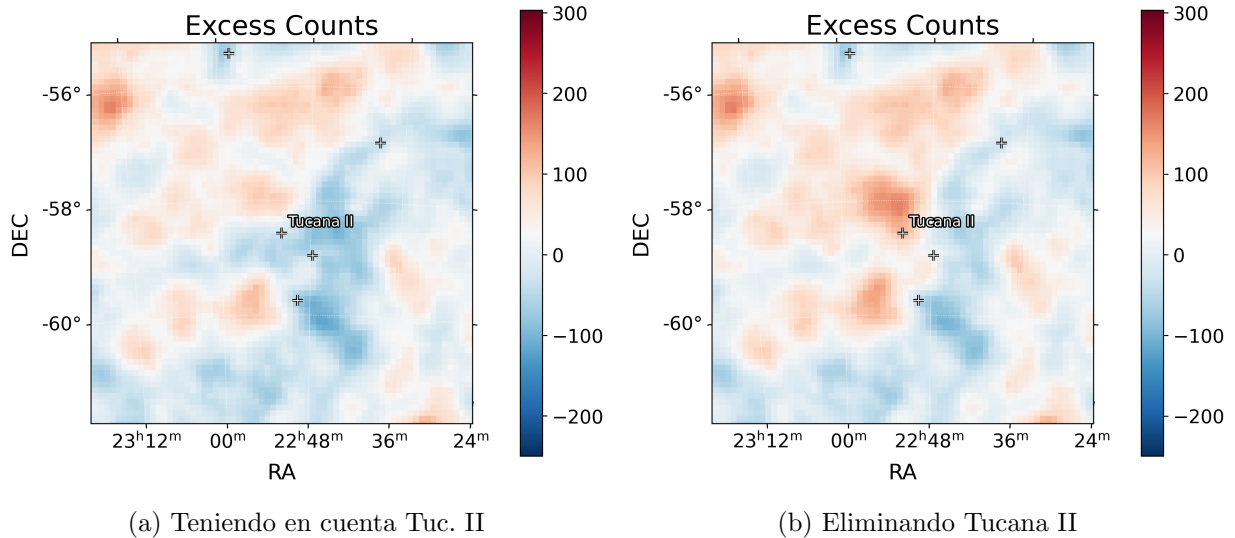


Figura 13: Zoom del mapa de excesos de Tuc. II

En la Figura 13a vemos el mapa de excesos ampliado teniendo en cuenta Tucana II, mientras que en la Figura 13b la eliminamos. A diferencia de Omega Centauri, el eliminar Tucana II del modelo no produce un cambio significativo, siendo la diferencia entre ambos mapas muy pequeña y muy local.

Nótese que, al igual que antes, se ha eliminado el nombre de todas las fuentes a excepción de Tucana II, estando representadas únicamente con cruces. Además, esta no presenta ningún nombre perteneciente a un catálogo debido a su insuficiente señal, tal y como comentábamos antes.

A continuación vamos a representar los mapas de $\sigma = \sqrt{TS}$ ampliados para Tucana II.

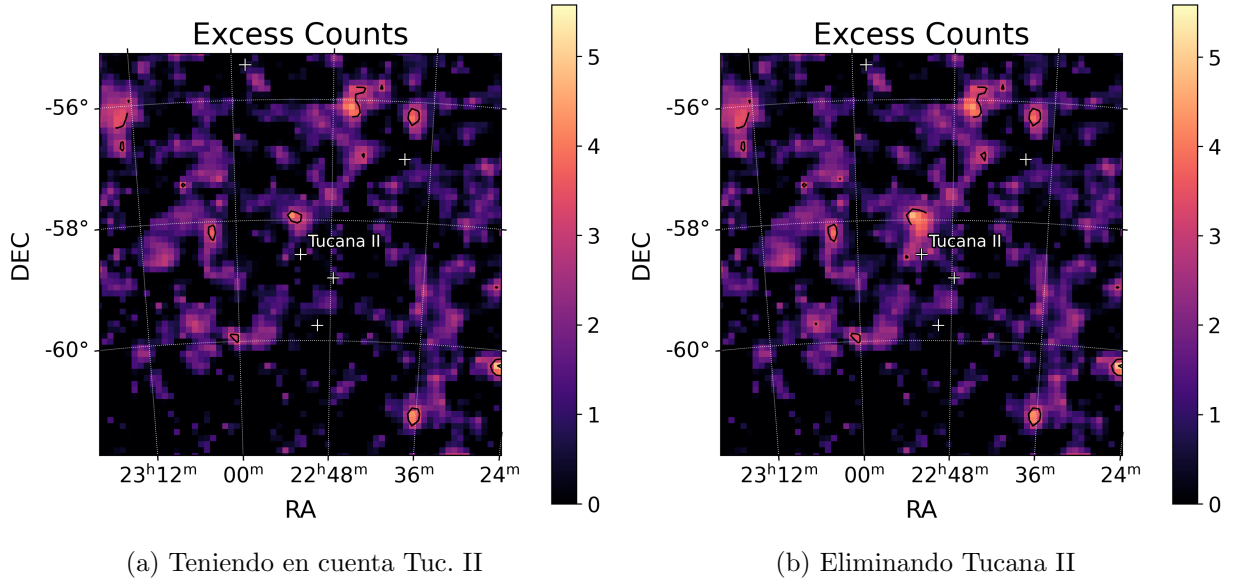


Figura 14: Zoom del mapa de $\sigma = \sqrt{TS}$ para Tuc. II

El comportamiento de estos mapas es totalmente análogo a los mapas de excesos, vemos un ligero aumento de la σ en la región central, pero nada comparable al caso de Omega Centauri.

Una vez mostrados estos resultados, vamos a pasar a la distribución espectral de energía.

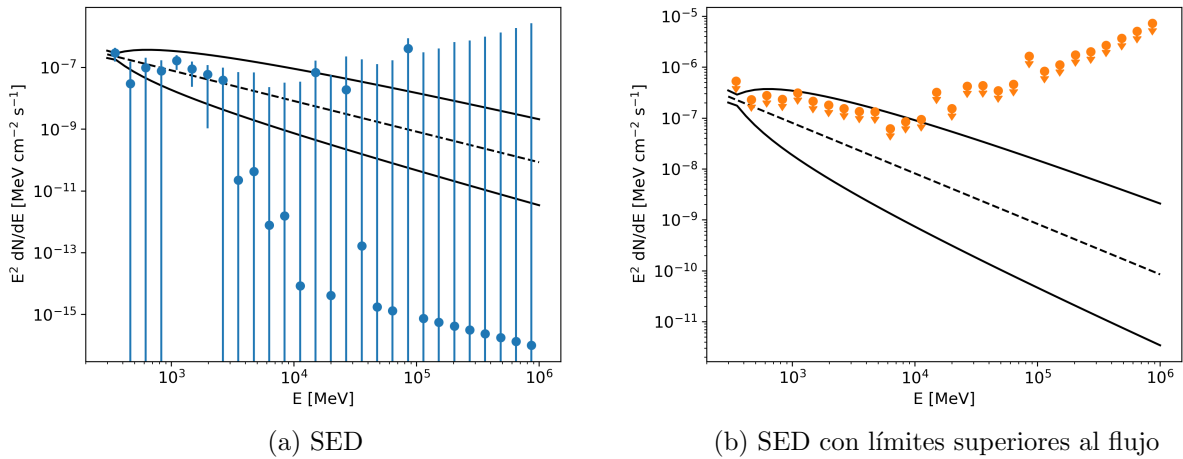


Figura 15: Distribución espectral de energía de Tucana II

Como se puede ver, el comportamiento es el esperable. Si nos fijamos en la Figura 15a, los errores son muy significativos para todas las energías, lo que se traduce en la Figura 15b como límites superiores al flujo para todas las energías.

En cuanto a las líneas negras (continuas y discontinuas), vemos que ahora presentan otra forma distinta al caso de Omega Centauri, esto es debido a que el espectro seleccionado es una *PowerLaw* y no una *LogParabola*, pero que, como ya hemos comentado, no afecta a los valores del flujo.

Lo siguiente que tenemos que hacer es utilizar los límites superiores al flujo obtenidos anteriormente para obtener límites superiores a la sección eficaz de aniquilación de materia oscura. Para ello, nos vamos a basar en un cálculo idéntico que podemos encontrar en la documentación de *Fermipy* para la galaxia esferoidal enana Draco *Fermipy* (Ref. [17]).

Para este cálculo necesitamos el espectro *DMFitFunction* que ya hemos mencionado anteriormente, y necesitamos fijar una serie de parámetros, entre ellos el factor astrofísico, la masa M_χ , y el canal de aniquilación.

El factor astrofísico, tal y como hemos anticipado, lo obtenemos de la Ref. [11], siendo este:

$$\log_{10}(J \pm \sigma_J [GeV^2 cm^{-5}]) = 18,97 \pm 0,54$$

La masa M_χ no va a ser un parámetro fijo, sino que va a ir variando entre 5 *GeV* y 10 *TeV*. Y en cuanto a los canales de aniquilación disponibles tenemos: e^-e^+ , $\mu^-\mu^+$, $\tau^-\tau^+$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$, etc. Los que nosotros vamos a utilizar son: $\tau^-\tau^+$, representativo de los leptones; y $b\bar{b}$, representativo de los quarks.

Haciendo el cálculo obtenemos los siguientes resultados:

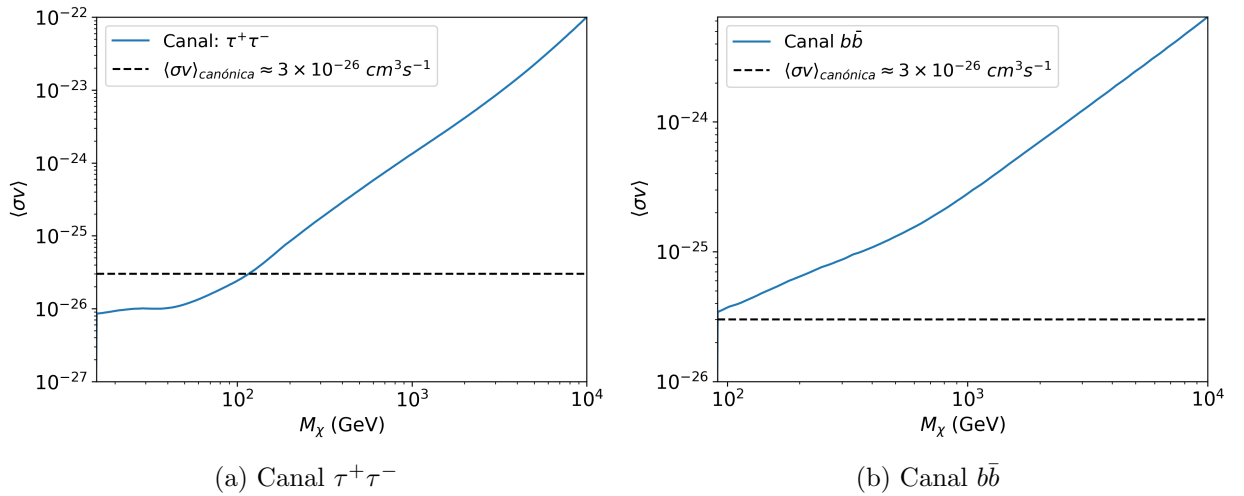


Figura 16: Límites superiores de $\langle\sigma v\rangle$ en función de la masa M_χ

En ambos gráficos lo que podemos observar es que no aparece el rango completo de masas, esto es porque a bajas energías hemos obtenido un problema en el comportamiento de la función del *Likelihood* que está bajo investigación.

Pese a esto, si nos fijamos en el rango mostrado, lo que vemos es cómo el límite superior de $\langle\sigma v\rangle$ se incrementa para valores mayores de la masa M_χ . Además, el canal $\tau^+\tau^-$ presenta una mayor variabilidad en el valor de estos límites que en el caso de $b\bar{b}$.

En cuanto a la línea discontinua, esta representa la sección eficaz de aniquilación canónica ($\langle\sigma v\rangle \approx 3 \times 10^{-26} cm^3 s^{-1}$). Este valor se obtiene asumiendo que la materia oscura está compuesta por WIMPs originados como reliquias térmicas en el Universo primitivo. Así, la sección eficaz de aniquilación queda determinada por la densidad de materia oscura que observamos hoy (Ref. [18]).

Otro resultado interesante es ver cómo cambia la significancia estadística σ con respecto a la masa de la materia oscura M_χ . Esto nos es útil porque si para todos los canales de aniquilación observamos un pico centrado en la misma masa, esto es un indicativo del valor que puede tener la masa de la materia oscura.

Además, sería interesante comparar dicho pico con varias galaxias esferoidales enanas y, si el pico también coincide, se puede hacer un análisis conjunto que incrementaría el valor de la σ , pudiendo superar las 5σ y considerarse por tanto una fuente de materia oscura. Sin embargo, esto último queda fuera de los contenidos de este trabajo.

Para estudiar cómo varía la σ con la masa de materia oscura, necesitamos repetir el análisis estableciendo el espectro de la fuente como *DMFitFunction*. Esto nos permite asignarle un valor concreto a la masa y especificar el canal de aniquilación que nos interesa y, una vez hecho esto, ejecutamos el análisis y obtenemos un valor de TS para esos parámetros.

Para el canal de aniquilación $\tau^-\tau^+$ la masa va a variar entre 2 GeV y 10 TeV , y para el canal $b\bar{b}$ va a variar entre 5 GeV y 10 TeV . Por lo tanto, los gráficos que obtenemos son los siguientes:

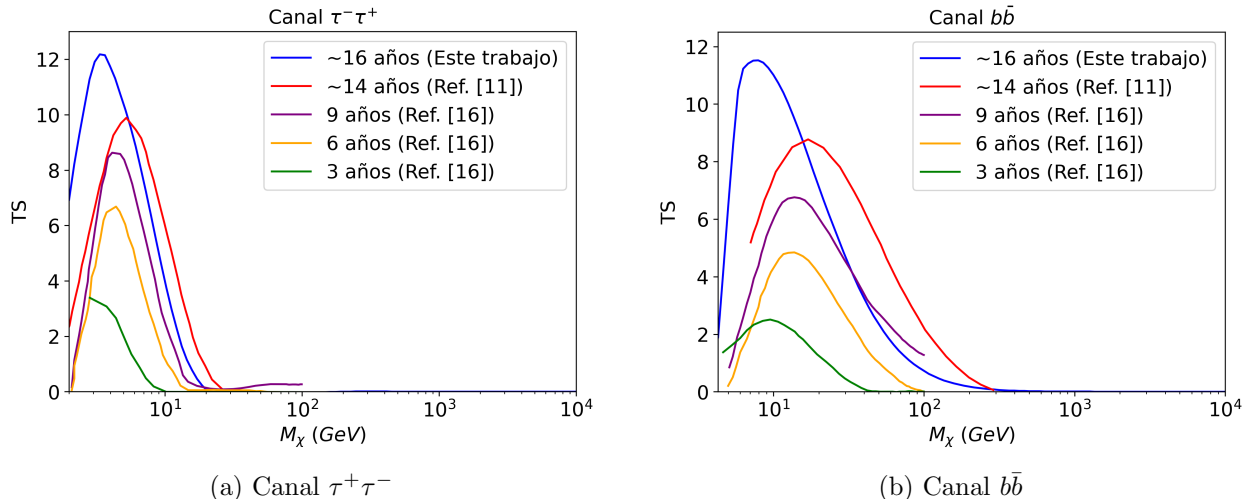


Figura 17: TS en función de la masa M_χ

En estos gráficos aparecen representados tanto nuestros resultados (en azul), como los resultados obtenidos en las Refs. [11] (en rojo) y [16] (el resto). En ambos casos podemos ver cómo el valor de TS va aumentando con el tiempo de medición, lo cual es esperable, y lo veremos con más detalle después.

En cuanto a la posición del máximo, vemos cómo en ambos casos nuestros resultados están ligeramente desplazados a la izquierda con respecto a los resultados de las Refs. [11] y [16]. Esto puede deberse a la utilización de distintos parámetros a la hora de hacer el análisis, como pueden ser el rango de energías, el tamaño de la región de interés, etc.

A continuación podemos comparar los máximos obtenidos en nuestro análisis para los dos canales (Ver Cuadro 1).

Lo que vemos es que el canal $\tau^-\tau^+$ tiene un valor mayor de $TS_{\text{máx}}$ que el canal $b\bar{b}$ y, por tanto, tiene un valor mayor de la significancia estadística σ .

	$\tau^- \tau^+$	$b\bar{b}$
$TS_{\text{máx}}$	12,18	11,52
σ	3,49	3,39
$M_{\chi, \text{máx}} (GeV)$	3,35	7,93

Cuadro 1: $TS_{\text{máx}}$ y σ obtenidos para los canales $\tau^- \tau^+$ y $b\bar{b}$

En cuanto a la masa a la que se encuentran estos máximos, vemos cómo difieren tanto en nuestros resultados (Cuadro 1) como en los de las Refs. [11] y [16] (Figura 17).

Por último, vamos a estudiar cómo evoluciona la significancia estadística σ con el tiempo de exposición. De la Ref. [19] sabemos que $\sigma \propto \sqrt{\mathcal{E}}$, donde \mathcal{E} es la exposición; y a partir de la referencia [20] sabemos que $\mathcal{E} \propto T$, donde T es el tiempo de exposición. Por lo tanto:

$$\sigma \propto \sqrt{T} \quad (4)$$

El hecho de que la significancia σ tenga esta dependencia con el tiempo de exposición T se debe a que la señal sigue una distribución poissoniana.

Una vez explicado el comportamiento de σ con el tiempo, tomamos los máximos de TS de la Figura 17 y hacemos su raíz cuadrada para obtener la σ . Si la representamos con respecto al tiempo, obtenemos:

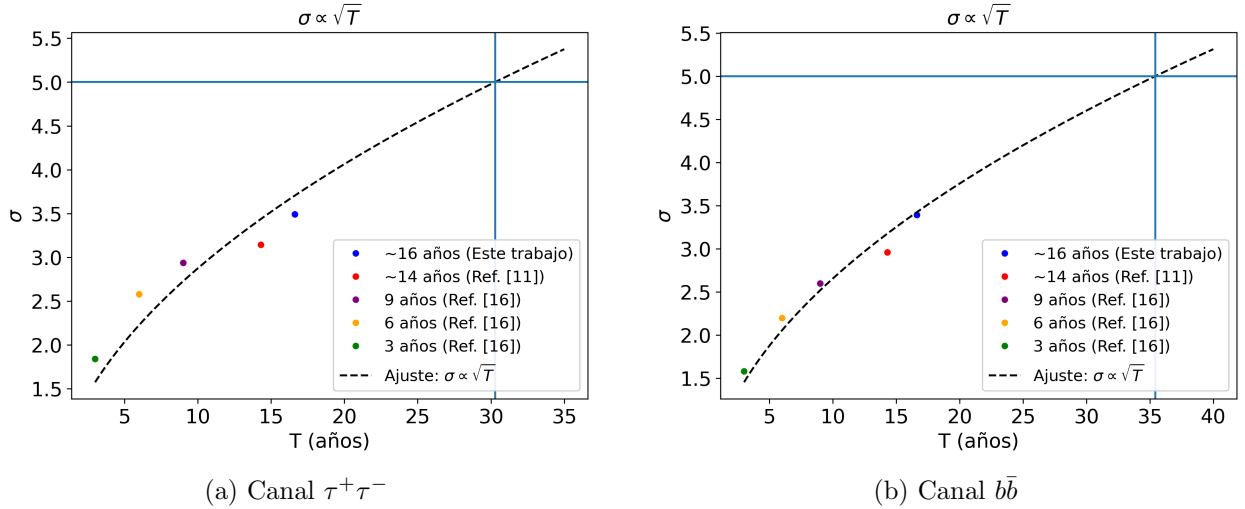


Figura 18: Evolución de la significancia σ con el tiempo

En ambas gráficas aparecen representados tanto los máximos de la Figura 17 como el ajuste de los datos a la ecuación (4). Este ajuste nos permite estimar cuánto tiempo sería necesario para obtener una señal de 5σ y, por lo tanto, poder considerarla como una señal de materia oscura y no como una fluctuación estadística:

	$\tau^- \tau^+$	$b\bar{b}$
$T_{5\sigma}$ (años)	30,28	35,43

Cuadro 2: Tiempo estimado para obtener 5σ

Según estos resultados, para obtener 5σ todavía necesitamos ~ 14 años más de exposición en el caso del canal $\tau^-\tau^+$, y ~ 19 años más para $b\bar{b}$.

5. Conclusión y trabajo pendiente

Durante este trabajo se ha introducido la materia oscura y cómo buscarla por métodos indirectos, en concreto, por aniquilación. Además, se ha explicado en detalle el método de análisis utilizado usando una fuente bien conocida como es Omega Centauri, para luego poder aplicarlo a nuestro objetivo, *Tucana II*.

En cuanto a los objetivos del trabajo, hemos cumplido con todos ellos. Hemos estudiado cómo varían los límites superiores a la sección eficaz de aniquilación de materia oscura $\langle\sigma v\rangle$ con la masa M_χ , y para dos canales de aniquilación distintos. Por un lado, el canal $\tau^-\tau^+$, representativo de los leptones; y por otro, el canal $b\bar{b}$, representativo de los quarks. Lo que se ha visto, a pesar de los errores a baja masa, es que los límites de la sección eficaz crecen conforme aumentamos la masa.

También hemos visto cómo varía el TS con la masa M_χ , y hemos buscado que coincidieran ambos máximos en una misma masa para poder determinar así la masa de la materia oscura, sin éxito. Además, cabe destacar que los valores de la significancia estadística obtenidos para estos máximos se encuentran por debajo de 5σ , por lo que no podemos decir que haya materia oscura, al menos con los instrumentos utilizados y con el tiempo de exposición empleado.

Por último, hemos visto cómo evoluciona la significancia estadística con el tiempo de exposición, siendo esta cada vez mayor siguiendo la ecuación (4). Haciendo un ajuste, hemos visto que el tiempo que necesitaríamos para obtener una señal de 5σ es de ~ 14 años más de exposición para el canal $\tau^-\tau^+$ y ~ 19 años más para $b\bar{b}$. Pasado este tiempo, podríamos decir que la señal proviene de materia oscura y no de fluctuaciones estadísticas.

Queda como trabajo futuro investigar los errores obtenidos en la función del *Likelihood* para determinados valores de la masa, con tal de mostrar cómo varían los límites de la sección eficaz de aniquilación de materia oscura con su masa en el intervalo completo.

Además, queda pendiente repetir los análisis con los parámetros exactos de los artículos empleados para determinar si los valores obtenidos para TS difieren por culpa de haber usado otros parámetros, o si por el contrario se debe a otro motivo.

También sería interesante hacer el análisis para más galaxias esferoidales enanas tanto individualmente como de forma conjunta, y comparar resultados para ver qué obtenemos.

6. Referencias

- [1] Gianfranco Bertone, Dan Hooper, and Joseph Silk. Particle dark matter: evidence, candidates and constraints. *Physics Reports*, 405(5–6):279–390, January 2005.
- [2] Douglas Clowe, Maruša Bradač, Anthony H. Gonzalez, Maxim Markevitch, Scott W. Randall, Christine Jones, and Dennis Zaritsky. A direct empirical proof of the existence of dark matter. *The Astrophysical Journal*, 648(2):L109–L113, August 2006.
- [3] Julien Lesgourgues and Sergio Pastor. Neutrino mass from cosmology. *Advances in High Energy Physics*, 2012:1–34, 2012.
- [4] Peter Schneider. *Extragalactic Astronomy and Cosmology: An Introduction*. Springer, 2nd edition, 2015.
- [5] Matteo Viel, George D. Becker, James S. Bolton, and Martin G. Haehnelt. Warm dark matter as a solution to the small scale crisis: New constraints from high redshift lyman- forest data. *Physical Review D*, 88(4), August 2013.
- [6] Planck Collaboration. Planck2018 results: Vi. cosmological parameters. *Astronomy and Astrophysics*, 641:A6, September 2020.
- [7] Instituto de Astrofísica de Canarias (IAC). Anisotropía del Fondo Cósmico de Microondas, 2025.
- [8] Gianfranco Bertone and Tim M. P. Tait. A new era in the search for dark matter. *Nature*, 562(7725):51–56, October 2018.
- [9] Antonio Boveia and Caterina Doglioni. Dark matter searches at colliders. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 68(1):429–459, October 2018.
- [10] Teresa Marrodán Undagoitia and Ludwig Rauch. Dark matter direct-detection experiments. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 43(1):013001, December 2015.
- [11] Alex McDaniel, Marco Ajello, Christopher M. Karwin, Mattia Di Mauro, Alex Drlica-Wagner, and Miguel A. Sanchez-Conde. Legacy analysis of dark matter annihilation from the milky way dwarf spheroidal galaxies with 14 years of fermi-lat data, 2023.
- [12] Instituto de Física de Partículas y del Cosmos (IPARCOS). Fermi LAT - IPARCOS UCM.
- [13] SLAC National Accelerator Laboratory. Fermi Summer School, 2022.
- [14] NASA Fermi Science Support Center. Fermi LAT Data Query.
- [15] Fermipy Development Team. Fermipy Documentation, 2025.
- [16] Pooja Bhattacharjee, Pratik Majumdar, Sayan Biswas, and Partha S. Joarder. Analysis of fermi-lat data from tucana-ii: possible constraints on the dark matter models with an intriguing hint of a signal. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2019(08):028–028, August 2019.
- [17] Fermipy Collaboration. Draco Analysis Tutorial — Fermipy Documentation.
- [18] Tracy Slatyer. Les houches lectures on indirect detection of dark matter. *SciPost Physics Lecture Notes*, May 2022.

- [19] Christoph Weniger and Meng Su and Douglas P. Finkbeiner and Torsten Bringmann and Nestor Mirabal. Closing in on the Fermi Line with a New Observation Strategy, 2013.
- [20] Myers, J. D. and Hays, Elizabeth. Exposure Maps: Livetime and Exposure (Cicerone – Likelihood), November 2018.