



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

POSGRADO EN ASTROFÍSICA

ASTROFÍSICA TEÓRICA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ESTUDIO DE LA EMISIÓN  $> 10$  TEV DEL DESTELLO DE RAYOS  
GAMMA 221009A Y SU POSIBLE ASOCIACIÓN A LA  
PRODUCCIÓN DE PARTÍCULAS TIPO AXIÓN

TESIS

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:  
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

DANIEL OMAR AVILA ROJAS

TUTOR:

JOSÉ RUBÉN ALFARO MOLINA  
INSTITUTO DE FÍSICA, CU, UNAM

COMITÉ TUTOR:

TAKAMITSU MIYAJI  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, ENSENADA, UNAM

SARIRA SAHU  
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES, CU, UNAM

MÉXICO, CDMx, ENERO 2024



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



「海賊王におれはなる！！！！」

【モンキー・D・ルフィ】



## Agradecimientos

Este ha sido un camino largo que me ha permitido conocer a grandes personas en todos estos años, personas que me han brindado su apoyo en muchos sentidos y que gracias a ellos he podido estar donde me encuentro ahora.

Le quiero agradecer a Rubén y a Magda por todo el tiempo que han dedicado a mi formación académica, así como la ayuda y apoyo que me han dado más allá de lo académico. Son unas excelentes personas e investigadores, y me alegro muchísimo de haberlos conocido y caído en sus manos.

A Sergio, Alvaro y Josesito por las charlas, discusiones y, principalmente, su amistad. Gracias a ustedes mi estancia en el IF-UNAM fue muy agradable. Han de saber que en verdad los quiero y aprecio bastante.

A mi familia, Susana, Fer, Oli e Iñaki. Los quiero mucho, gracias por todo su amor y apoyo. Gracias por confiar en mí y motivarme a ser mejor persona. Me alegro de que sean parte de mi vida.

A mis amigos de la vida Alecita, Gabi, Moni, Rick y Robbie. Que apesar del paso del tiempo sé que siempre contaré con su apoyo y ustedes con el mío. Su amistad ha sido, es y será algo muy preciado para mí. Les quiero mucho.

Feercita, gracias por estar conmigo todo este tiempo. Soy muy afortunado de haberte conocido y tenerte como compañera de vida. Quién diría que de la pandemia resultaría este tan hermoso encuentro. Me has apoyado y ayudado en todo momento de manera incondicional. Todo tu amor y confianza en mí me motiva a seguir adelante y a esforzarme en mi día a día. Gracias por compartir esta vida conmigo y nuestros pequeños, Frodo, Temari, Kurama, Mipha, Pulsar y Ranma. Te amo.

También quisiera agradecer Fabio, Rosa, Simone, Rodrigo e Ibrahim por aceptar el formar parte de mi sínodo y tomarse el tiempo de leer esta tesis. Sus comentarios y observaciones me ayudaron a mejorar este trabajo. Muchas gracias por su apoyo.

Finalmente, agradezco a los proyectos PAPIIT-IG101320, PAPIIT-IG101323 y al apoyo brindado por el Laboratorio Nacional HAWC de rayos gamma de CONACYT.



## Resumen

El GRB (*Gamma-Ray Bursts*, Destellos de Rayos Gamma) 221009A fue detectado el 9 de octubre de 2022 por los observatorios satelitales Swift-BAT y Fermi-GBM, seguido posteriormente en otras longitudes del espectro electromagnético por otros observatorios como Fermi-LAT, AGILE, Konus-Wind, Swift-XRT, INTEGRAL, GTC's OSIRIS, entre otros. Este GRB es el más brillante detectado hasta la fecha. Entre las observaciones reportadas destacan las de las colaboraciones de LHAASO y Carpet-2. LHAASO reportó más de 5,000 fotones con energía mayor a 500 GeV con una significancia de  $\sim 100\sigma$  dentro de 2,000s después de la detección por parte de Swift-BAT y Fermi-GBM y el fotón más energético fue de 18 TeV con una significancia de  $\sim 10\sigma$ . Por su parte, Carpet-2 reportó la detección de un fotón con energía de 251 TeV después de 5000 s. Así, el GRB 221009A es el primer GRB en ser detectado a energías mayores a 10 TeV. Dado el redshift estimado de  $z = 0.151$ , las observaciones de LHAASO y Carpet-2 están fuertemente atenuadas por el EBL (*Extragalactic Background Light*, Luz de Fondo Extragaláctica). Explicar una emisión tan energética que no se vea afectada por el EBL no ha sido sencillo de interpretar, poniendo a prueba los mecanismos de emisión y aceleración más aceptados para describir la emisión de rayos gamma de muy alta energía de los GRBs.

En esta tesis se presentan los resultados del estudio de la emisión a energías de TeV detectada en el GRB 221009A. Se analiza la posibilidad y limitantes de producir fotones de energías arriba de 10 TeV bajo el modelo de emisión SSC (*Synchrotron self-Compton*, Sincrotrón auto-Compton) en choques externos considerando el efecto Klein-Nishina. Se encuentra que el modelo leptónico más aceptado es poco plausible para generar fotones de tan alta energía. Debido a esto, se propone que durante el surgimiento del GRB se producen o aceleran partículas ligeras de materia oscura; considerando ALPs (*Axion-Like Particle*, Partícula Tipo Axión) y fotones oscuros. En particular, mi contribución en ese trabajo fue calcular la probabilidad mínima de conversión de las ALPs a fotones para que LHAASO y Carpet-2 pudieran detectar fotones de 18 TeV y 251 TeV respectivamente. A partir de estas probabilidades, estudié el espacio de parámetros en busca de valores permitidos, de ALP y fotones oscuros, capaces de explicar los fotones de 18 TeV y 251 TeV.

Así mismo, en esta tesis se extiende el trabajo para incluir la dependencia energética de la probabilidad de supervivencia y determinar las condiciones espectrales requeridas de la población de ALPs. Finalmente, se discuten las repercusiones en los resultados al explorar distintos modelos de EBL, en particular los modelos de Franceschini, Gilmore y Kneiske.





## Abstract

Gamma-ray Burst (GRB) 221009A was detected on October 9th, 2022 by the Swift-BAT and Fermi-GBM instruments, subsequently followed up by other observatories along the electromagnetic spectrum such as Fermi-LAT, AGILE, Konus-Wind, Swift-XRT, INTEGRAL, GTC's OSIRIS, along with others. This GRB is the brightest ever detected up to date. Among these GRBs' observations those reported by the LHAASO and Carpet-2 collaborations stand out. LHAASO reported 2,000s after Fermi-GBM trigger more than 5,000 photons with energies above 500 GeV with a significance of  $\sim 100\sigma$  and that the most energetic photon was of 18 TeV with a significance of  $\sim 10\sigma$ . On the other hand, Carpet-2 reported the detection of a 251 TeV photon after 5,000s. Thus, GRB 221009A is the first GRB detected at energies above 10 TeV. Because of the estimated redshift of  $z = 0.151$ , LHAASO's and Carpet-2's observations are attenuated by the Extragalactic Background Light (EBL). Explaining this emission has not been an easy task as it has challenged the accepted emission and acceleration mechanisms to describe the very-high energy gamma-ray emission of GRBs.

In this work, the results of studying the very-high energy gamma-ray emission detected for the GRB 221009A are shown. The possibility and limitations of producing photons with energies above 10 TeV are analyzed under the Synchrotron self-Compton (SSC) emission model taking into account the Klein-Nishina effect. It is found that the most accepted leptonic model is implausible to generate photons at these very-high energies. Because of this, it is proposed that light dark matter particles are produced or accelerated during the formation of the GRB; in particular Axion-like Particles (ALP) and dark photons. The minimum conversion probability into photon required for LHAASO and Carpet-2 to be able to detect 18 TeV and 251 TeV photons respectively is calculated. From these probabilities, the ALPs and dark photons parameter space is studied to find allowed values able of explain the 18 TeV and 251 TeV photons.

In addition, the previous work is extended to include the energy dependence of the survival probability and find out the required spectral conditions of the ALPs. Finally, a production mechanism of ALPs and the implications on the generated particles maximum rate for different spectral and temporal assumptions are explored.



# Contenido

	<b>i</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>iii</b>
<b>Resumen</b>	<b>v</b>
<b>Abstract</b>	<b>vii</b>
<b>Contenido</b>	<b>ix</b>
<b>1 Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Aceleración de Rayos Cósmicos . . . . .	3
1.2 Emisión de Rayos Gamma . . . . .	3
1.2.1 Procesos Leptónicos . . . . .	4
1.2.1.1 Compton Inverso . . . . .	4
1.2.1.2 Sincrotrón . . . . .	5
1.2.1.3 Sincrotrón auto-Compton . . . . .	6
1.2.2 Procesos Hadrónicos . . . . .	7
1.2.2.1 Interacción protón-protón . . . . .	7
1.2.2.2 Interacción protón-fotón . . . . .	8
1.2.2.3 Radiación sincrotrón por protón . . . . .	8
1.3 Atenuación por EBL . . . . .	8
<b>2 Destellos de Rayos Gamma</b>	<b>11</b>
2.1 Modelo de Fireball . . . . .	12
2.1.1 Progenitores . . . . .	13
2.1.2 Modelo de Colapsar . . . . .	13
2.1.3 Modelo de Fusión de Sistemas Binarios Compactos . . . . .	15
2.1.4 Emisión Temprana . . . . .	15
2.1.5 Emisión Tardía . . . . .	15
2.2 Emisión de GRBs a Muy Altas Energías . . . . .	16
2.2.1 Observaciones previas al GRB 221009A . . . . .	16
2.2.1.1 GRB 180720B . . . . .	16

2.2.1.2	GRB 190114C . . . . .	17
2.2.1.3	GRB 190829A . . . . .	17
2.2.1.4	GRB 201216C . . . . .	17
2.3	GRB 221009A . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Candidatos Ligeros de Materia Oscura</b>	<b>21</b>
3.1	Materia Oscura . . . . .	21
3.2	Partículas Tipo Axión . . . . .	22
3.3	Fotones Oscuros . . . . .	24
<b>4</b>	<b>GRB 221009A: ¿Un destello de Materia Oscura Ligera o una componente de Compton Inverso extremadamente brillante?</b>	<b>27</b>
4.1	Contribución . . . . .	27
4.2	Abstract . . . . .	31
4.3	Leptonic Inverse Compton Scattering . . . . .	33
4.4	DM Scenarios . . . . .	34
4.4.1	Teraelectronvolt-photon Detection . . . . .	35
4.4.2	ALPS . . . . .	36
4.4.3	Dark Photons . . . . .	37
4.4.4	Previous GRB Observations at Energies $>100$ GeV . . . . .	38
4.5	Discussion and Conclusions . . . . .	39
<b>5</b>	<b>GRB 221009A: Características espectrales basadas en candidatos a ALPs</b>	<b>43</b>
5.1	Contribución . . . . .	43
5.2	Abstract . . . . .	46
5.3	GRB 221009A observations . . . . .	47
5.4	Spectral signatures from ALPs . . . . .	48
5.5	Final remarks . . . . .	54
<b>6</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>61</b>
6.1	GRB 221009A: A Light Dark Matter Burst or an Extremely Bright Inverse Compton Component? . . . . .	61
6.2	GRB 221009A: Spectral signatures based on ALPs candidates . . . . .	62
	<b>Referencias</b>	<b>63</b>
	<b>Acrónimos</b>	<b>71</b>

# 1 | Introducción

En el Universo existen distintas fuentes astronómicas con la capacidad de emitir rayos cósmicos y rayos gamma de muy alta energía, como los AGNs (*Active Galactic Nuclei*, Núcleo Galáctico Activo), PSRs (*Pulsar*, Púlsar), SNRs (*Supernova Remnant*, Remanente de Supernova) y GRBs (*Gamma-Ray Bursts*, Destellos de Rayos Gamma). Para lograr un mejor entendimiento de la dinámica y evolución de estos objetos, se requiere conocer y explicar los distintos mecanismos de emisión y aceleración que ocurren en estas fuentes.

Actualmente existen distintos observatorios dedicados a la astrofísica de muy altas energías, los cuales se enfocan en la detección de rayos gamma, rayos cósmicos y neutrinos. En cuanto a los rayos gamma, las observaciones se realizan de forma directa o indirecta; la primera emplea observatorios satelitales, mientras que la segunda utiliza observatorios terrestres. Las principales diferencias entre ambas técnicas de observación son su campo de visión, su área de recolección, su resolución angular y su eficiencia para discriminar la señal del ruido de fondo.

Las primeras observaciones de rayos gamma fueron realizadas a mediados del Siglo XX por observatorios satelitales que detectaron emisión difusa de la Galaxia y algunas fuentes extragalácticas (Kraushaar et al., 1972; Fichtel et al., 1973; Thompson et al., 1975; Swanenburg et al., 1981). Uno de los observatorios satelitales más importante es el Telescopio Fermi el cual cuenta con distintos instrumentos, de entre ellos LAT (*Large Area Telescope*, Telescopio de Gran Área) es un instrumento capaz de detectar fotones con energías de  $20 \text{ MeV} < E < 300 \text{ GeV}$ .

Por su parte, los observatorios terrestres utilizan las interacciones de los rayos cósmicos y rayos gamma con las partículas de la atmósfera para detectar la EAS (*Extensive Air Shower*, Cascada Atmosférica Extensa) que generan. Estos instrumentos se pueden dividir en dos tipos, los IACTs (*Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope*, Telescopio Atmosférico Cherenkov) y los WCDs (*Water Cherenkov Detector*, Detector de Cherenkov en Agua). Entre los primeros se encuentran MAGIC (*Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov Telescope*), H.E.S.S. (*High Energy Stereoscopic System*) y VERITAS (*Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System*); entre los segundos están el Observatorio HAWC (*High Altitude Water Cherenkov*) y LHAASO (*Large High Altitude Air Shower Observatory*). Si bien ambos tipos de observatorios tienen ventajas y desventajas, sus observaciones son complementarias entre sí ya que ambos instrumentos son más sensibles a distintos intervalos de energía (para más información respecto a este tipo de observatorios ver Sitarek (2022)).

Entre las fuentes astrofísicas de rayos gamma de muy altas energías, los GRBs destacan por la gran cantidad de energía que liberan en segundos ( $10^{51} - 10^{55}$  erg). Su primera detección fue realizada por los satélites Vela, la cual fue accidental y la siguió otros 16 eventos similares. Más tarde, en 1973 se publicó un trabajo en el que se logró descartar al Sol y la Tierra como las fuentes emisoras, concluyendo que su origen cosmológico (Klebesadel et al., 1973). Desde entonces diversas misiones se han dedicado a monitorear el cielo lo que ha permitido la detección de mas GRBs. Entre las principales misiones están: BATSE, BeppoSAX/HETE, Swift y Fermi. Así, en 1997 se logró la primera detección de la contraparte óptica en un GRB, lo que permitió determinar su distancia (Metzger et al., 1997).

Clasificados en dos tipos, largos y cortos, los GRBs son pulsos muy luminosos de radiación gamma que provienen de distancias cosmológicas y están distribuidos isotrópicamente en el cielo. Dos tipos de progenitores de GRB se han identificado: el colapso gravitacional de estrellas masivas y la colisión de objetos compactos, asociados a GRBs largos y GRBs cortos respectivamente (Bromberg et al., 2013; Barnacka & Loeb, 2014; Tarnopolski, 2015).

La emisión de un GRB se produce cuando un jet relativista disipa su energía cinética mediante choques, generando una emisión temprana (*prompt*) y una emisión tardía (*afterglow*). La emisión temprana se cree que se produce cuando capas de material en el jet alcanzan otras capas de menor velocidad, generando ondas de choque que aceleran electrones que radían rayos X por sincrotrón y rayos gamma por SSC (*Synchrotron self-Compton*, Sincrotrón auto-Compton). En la emisión tardía, se observa un espectro de multi-frecuencias que abarca desde radio hasta rayos gamma, producida por emisión de sincrotrón y SSC o EIC (*External Inverse-Compton*, Compton Inverso Externo) de las partículas aceleradas en la onda de choque que se genera por el frenado del jet con el material del medio circundante. (Piran, 2004; Zhang, 2018).

Por su origen extragaláctico de los GRBs, su emisión en rayos gamma es atenuada por interacción con el EBL (*Extragalactic Background Light*, Luz de Fondo Extragaláctica) (Franceschini & Rodighiero, 2017). Esta atenuación aumenta con la energía de los fotones emitidos y la distancia del GRB a la Tierra, por lo que es poco probable la detección de rayos gamma con energía del orden de TeV en GRBs que se originan a redshifts  $z > 0.1$ . No obstante, candidatos ligeros de DM (*Dark Matter*, DM) acoplados a fotones del modelo estándar, como las ALPs (*Axion-Like Particle*, Partícula Tipo Axión) o los fotones oscuros, son escenarios más allá del modelo estándar capaces de explicar la detección de fotones a estas energías con origen a distancias mayores a  $z > 0.1$ , evitando la atenuación por EBL (Galanti & Roncadelli, 2022).

El 9 de octubre de 2022 se detectó el destello de rayos gamma GRB 221009A en longitudes de onda desde radio hasta rayos gamma (Dichiara et al., 2022; Pellegrin et al., 2022; Durbak et al., 2022; Brivio et al., 2022; Pillera et al., 2022). De entre todas las observaciones, LHAASO reportó más de 5000 fotones por encima de una energía de 500 GeV, y un fotón con máxima energía de 18 TeV. Ésta es la primera detección de un GRB a energías mayores a 10 TeV. La detección de LHAASO estableció un nuevo paradigma, pues se espera una atenuación del espectro a esas energías debido a la interacción con el EBL, además de una atenuación en la emisión por SSC

por el efecto Klein-Nishina. Distintas propuestas han sido exploradas para explicar la emisión y detección de un fotón de 18 TeV por el GRB 221009A (Laskar et al., 2023; Williams et al., 2023; Sato et al., 2023a; Lucarelli et al., 2023).

En esta tesis se presenta el estudio de la primera detección de emisión a energías  $> 10$  TeV del GRB 221009A, y se analiza la posible asociación de esta emisión con candidatos ligeros de DM. La tesis se divide de la siguiente manera. En el Capítulo 1, se abordan los principales mecanismos de aceleración de rayos cósmicos y emisión de rayos gamma. En el Capítulo 2, se explican algunas de las generalidades de los GRBs y sus observaciones a muy altas energías. En el Capítulo 3, se habla sobre candidatos ligeros de DM, centrándose principalmente en las ALPs y fotones oscuros. En los Capítulos 4 y 5, se presentan los artículos de investigación derivados de este trabajo. Finalmente, en el Capítulo 6, se presentan y resumen las conclusiones de este trabajo.

## 1.1. Aceleración de Rayos Cósmicos

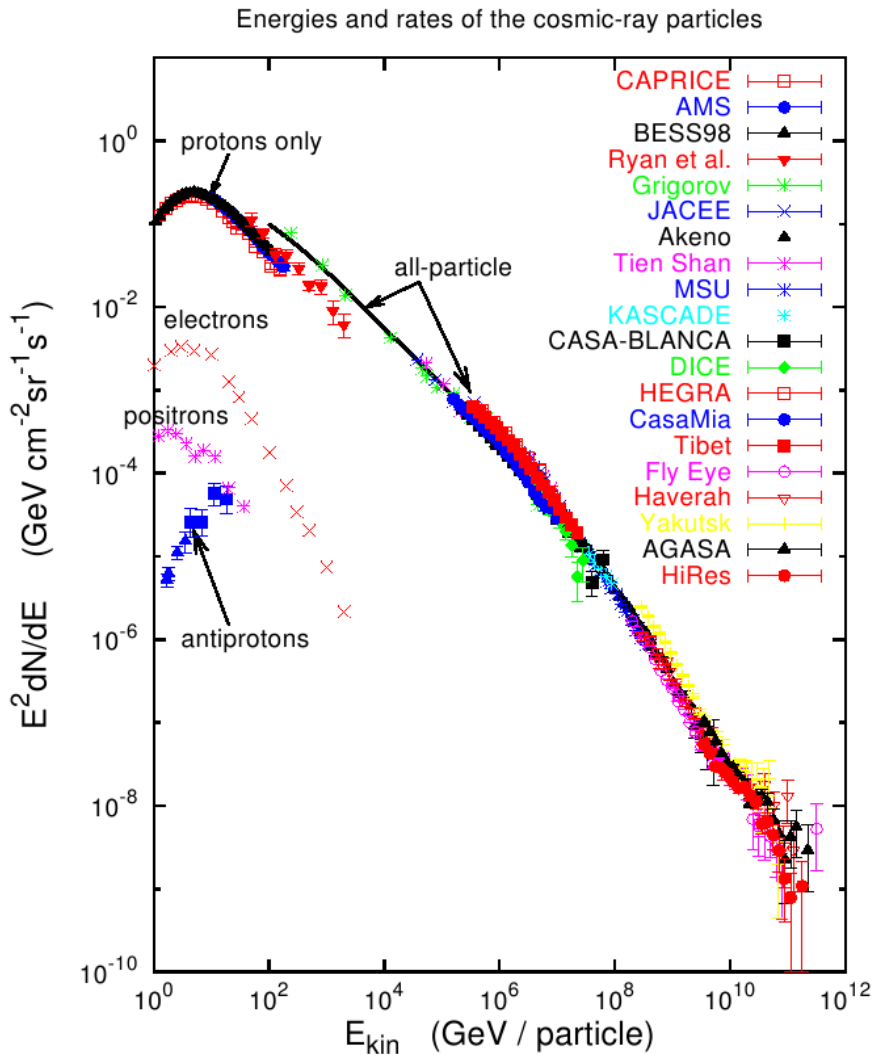
Los rayos cósmicos fueron descubiertos a principios del siglo XX por Victor Hess (Hess, 1912). Sus resultados, así como su origen extraterrestre, fueron corroborados por diversos estudios (Millikan & Cameron, 1926; Rossi, 1934; Schein et al., 1941). Este origen puede ser Galáctico o extragaláctico, y se componen de hadrones como leptones. Su espectro se extiende desde energías de 1 GeV hasta  $10^{11}$  GeV como se muestra en la Figura 1.1, el cual sigue una ley de potencias cuyo índice espectral tiene un valor aproximado de  $\alpha = 2.7$ . A partir de una energía de  $10^6$  GeV se cree que comienza una región de transición en su composición y en su origen, Galáctico y extragaláctico. Mientras que más allá de  $10^9$  GeV se observa un corte en el espectro asociado a la interacción resonante de los rayos cósmicos con el CMB (*Cosmic Microwave Background*, Fondo Cósmico de Microondas), el cual recibe el nombre de corte GZK (*Greisen-Zatsepin-Kiz'min*) (Zatsepin & Kuz'min, 1966).

El principal mecanismo de aceleración de rayos cósmicos es el llamado mecanismo de primer orden de Fermi (Fermi, 1949). Este mecanismo propone que la aceleración ocurre en ondas de choques generadas por ejemplo, en el jet de un GRB debido a la interacción de capas del material a diferentes velocidades.

## 1.2. Emisión de Rayos Gamma

Los fotones de alta energía y muy alta energía presentes en el Universo pueden producirse mediante la interacción de la materia con el medio circundante, campos magnéticos y campos de radiación. Estos procesos de interacción son responsables de la producción de rayos gamma en el universo. En general se dividen en dos procesos, leptónicos y hadrónicos, según las partículas que interactúan para su producción, los cuales se explican a continuación.





**Figura 1.1:** Espectro de energía para los rayos cósmicos con energía arriba de los 100 GeV. Créditos: Hillas (2006).

### 1.2.1. Procesos Leptónicos

Los procesos leptónicos de emisión son el resultado de las interacciones entre leptones, así como de estos con campos electromagnéticos, en las cuales es posible la emisión de fotones de muy alta energía. Este tipo de procesos se discuten a continuación y son tratados a mayor profundidad en Rybicki & Lightman (1985).

#### 1.2.1.1. Compton Inverso

Dentro de los procesos leptónicos la creación de rayos gamma a energías de TeV se debe a la dispersión de IC (*Inverse Compton*, Compton Inverso) de fotones de baja energía por electrones o positrones relativistas. Otro proceso leptónico es el denominado SSC (*Synchrotron self-Compton*,

Sincrotrón auto-Compton) (Gould, 1979), donde los mismos leptones generan los fotones de baja energía por radiación sincrotrón para después dispersarlos por IC. Cuando los fotones de baja energía provienen de un campo de radiación externo se denomina EIC (*External Inverse-Compton*, Compton Inverso Externo) .

### 1.2.1.2. Sincrotrón

La radiación sincrotrón es generada por electrones o partículas cargadas con velocidades relativistas bajo la influencia de un campo magnético, generando un espectro continuo. Las condiciones para poder emitir este tipo de radiación se da en fuentes astrofísicas donde hay campos magnéticos y las partículas son aceleradas a velocidades relativistas, como ocurre en los GRBs.

El movimiento del electrón alrededor de las líneas de campo es de tipo helicoidal y se puede descomponer en una componente paralela y una perpendicular al campo magnético que se está atravesando. El movimiento circular del electrón inducido por el campo magnético tiene una frecuencia de giro  $\omega_B$  dada por:

$$\omega_B = \frac{qB}{\gamma_e m_e c}, \quad (1.1)$$

donde  $q$  es la carga del electrón,  $B$  es la magnitud del campo magnético,  $\gamma_e$  es el factor de Lorentz del electrón y  $c$  es la velocidad de la luz.

La potencia total radiada por un sólo electrón se puede obtener a partir de la fórmula de Larmor, resultando

$$P = \gamma^2 \beta^2 \frac{2q^4 (B \sin \alpha)^2}{3m_e^2 c^3}, \quad (1.2)$$

donde  $\beta$  es la velocidad relativa a la de la luz,  $m_e$  es la masa del electrón y  $\alpha$  es el ángulo entre el campo magnético  $\vec{B}$  y el vector velocidad del electrón  $\vec{v}$ .

Promediando sobre todos los ángulos, para una velocidad fija se obtiene a la siguiente expresión para la potencia promedio radiada por un electrón:

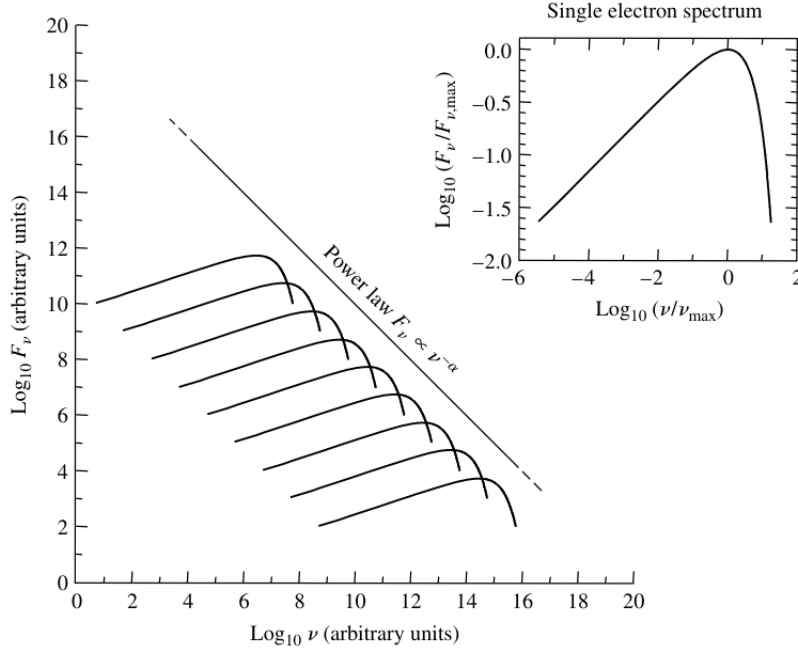
$$P = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B, \quad (1.3)$$

con  $U_B = B^2/8\pi$  la densidad de energía magnética y la sección eficaz de Thompson  $\sigma_T = 8\pi(q^2/m_e c^2)^2/3$ .

Si se considera una población de electrones relativistas, la emisión total es la superposición de la emisión de cada uno de los electrones. En el caso ópticamente delgado, el espectro de una población de electrones tiene la forma:

$$F_\nu \propto B_\perp^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2}, \quad (1.4)$$

donde  $B_{\perp}$  es la componente perpendicular de campo magnético,  $\nu$  es la frecuencia de los fotones emitidos y  $p$  es el índice espectral de la distribución de energía de los electrones, la cual tiene forma de ley de potencias  $N(E) \propto E^{-p}$ . Así, el flujo total de emisión de sincrotrón de una población de electrones tiene también una forma de ley de potencias como se aprecia en la Figura 1.2.



**Figura 1.2:** Espectro de la radiación sincrotrón de una población de electrones. La ley de potencia surge como la suma de la radiación producida por electrones individuales al girar alrededor de líneas de campo magnético. Créditos: [Carroll & Ostlie \(1996\)](#)

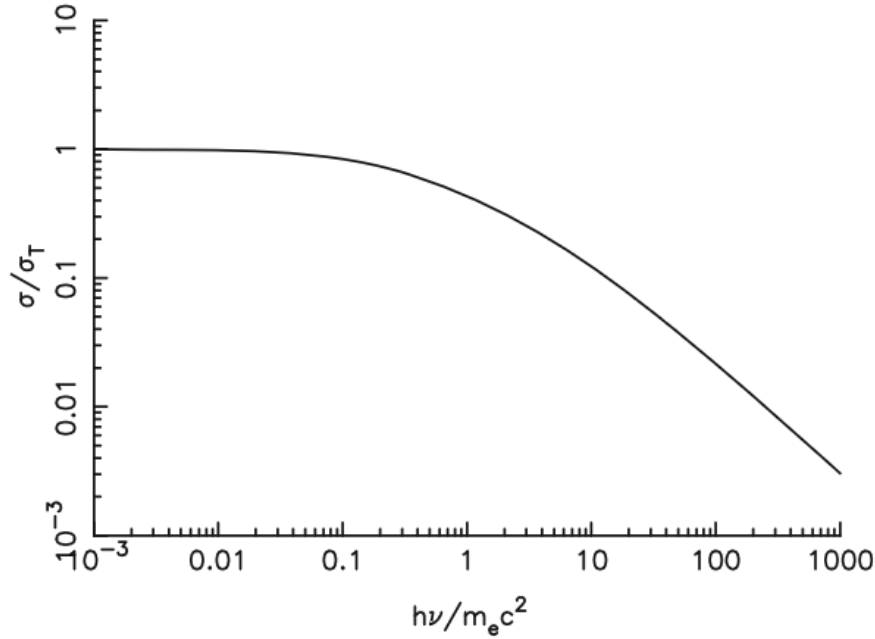
Además, se tiene absorción de la emisión por parte de la misma población de electrones. La auto-absorción se vuelve importante a frecuencias bajas, y se dice que la región se vuelve ópticamente gruesa. Existe un valor de la frecuencia, denominada *frecuencia de auto-absorción*  $\nu_{sa}$ , para la cual ocurre la transición entre el caso ópticamente grueso y delgado. Debido a que la emisión es no térmica, se tiene que para el caso ópticamente grueso, el espectro de emisión de los electrones está dado por

$$F_{\nu} \propto B_{\perp}^{-1/2} \nu^{5/2} \quad \text{para} \quad \nu < \nu_{sa}. \quad (1.5)$$

### 1.2.1.3. Sincrotrón auto-Compton

Para una población de electrones relativistas, el efecto Compton inverso toma relevancia y hay transferencia de energía de los electrones a los fotones del campo de radiación circundante. Si los fotones son los emitidos por la misma población de electrones mediante sincrotrón, a la emisión se le denomina SSC (*Synchrotron self-Compton*, Sincrotrón auto-Compton). En la emisión SSC, el fotón se propaga generalmente en la misma dirección que el electrón que lo dispersa. Sin embargo, la sección eficaz de interacción presenta una disminución cuando la energía de los

fotones es mayor respecto a la energía de los electrones. Esta reducción en la sección eficaz se conoce como efecto Klein-Nishina (Klein & Nishina, 1929), el cual se muestra en la Figura 1.3.



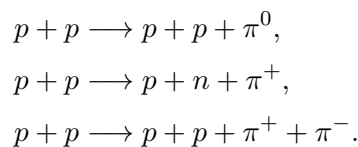
**Figura 1.3:** Sección eficaz relativa para la interacción Compton inversa,  $\sigma/\sigma_T$  vs la energía relativa entre los fotones y electrones. A mayor energía de los fotones la sección eficaz comienza a decrecer. Créditos: Vink (2020).

## 1.2.2. Procesos Hadrónicos

En los procesos hadrónicos, los rayos gamma son producidos a través de la interacción de partículas subatómicas, como protones y neutrones, con campos magnéticos y fotones de energía más alta. Los protones y neutrones son acelerados a velocidades cercanas a la luz en los entornos más extremos del universo, como en agujeros negros supermasivos y jets relativistas. Al interactuar con otros protones, neutrones o fotones se pueden producir rayos gamma. Los principales procesos hadrónicos en un contexto astrofísico se detallan a profundidad en Cerruti (2020), mismos que se discuten a continuación.

### 1.2.2.1. Interacción protón-protón

Es posible que los protones acelerados interactúen con otros protones. En la interacción protón-protón ( $p-p$ ) se pueden tener los siguientes productos:



De estos posibles canales de interacción, aquel que resulta en un pión neutro,  $\pi^0$ , es de mayor interés ya que los piones neutros decaerán en dos fotones de muy alta energía.

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma.$$

### 1.2.2.2. Interacción protón-fotón

Por otro lado, también es posible que los protones acelerados interactúen con campos de radiación. En la interacción protón-fotón ( $p - \gamma$ ) los principales canales de interacción son:

$$\begin{aligned} p + \gamma &\longrightarrow n + \pi^+, \\ p + \gamma &\longrightarrow p + \pi^0. \end{aligned}$$

Una vez más, el canal que resulta en un  $\pi^0$  contribuirá a la emisión de rayos gamma.

### 1.2.2.3. Radiación sincrotrón por protón

Protones pueden ser acelerados dentro de ondas de choque a energías ultra relativistas, perdiendo su energía mediante la emisión de radiación por sincrotrón, pudiendo emitir fotones con energías del orden de TeV. Sin embargo, se espera que la mayor parte de la energía de los protones se pierda a través del proceso  $p - \gamma$  (Gupta & Zhang, 2007). Este proceso puede ser posible dentro de un jet relativista donde los campos magnéticos son altos y la aceleración de partículas es posible (Mannheim, 1993).

## 1.3. Atenuación por EBL

La EBL (*Extragalactic Background Light*, Luz de Fondo Extragaláctica) se compone por toda la radiación resultante de las primeras estrellas y protogalaxias del Universo temprano, así como de una contribución de las galaxias en el Universo observable. Es decir, contiene información de la energía liberada desde la época de recombinación. Abarca un amplio intervalo del espectro electromagnético,  $0.1 - 1000 \mu\text{m}$ . El EBL tiene un papel importante en la propagación de rayos gamma de alta energía originados a distancias cosmológicas.

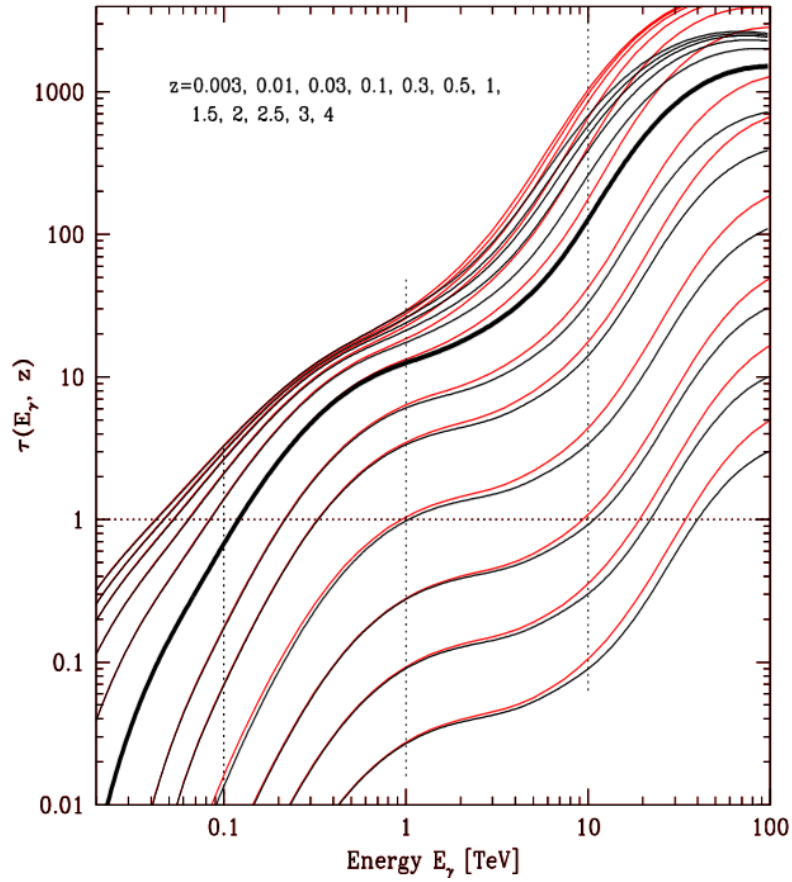
Los fotones de muy alta energía pueden interactuar con otros campos de radiación menos energéticos mientras se propagan en el Universo. Esta interacción se da a través de la producción de pares electrón-positrón. En el caso de fotones del orden de TeV la producción de pares se ve favorecida, lo que resulta en una fuerte opacidad para la propagación de estos fotones (Kneiske & Dole, 2010; Finke et al., 2010; Domínguez et al., 2011; Gilmore et al., 2012; Franceschini & Rodighiero, 2017; Saldana-Lopez et al., 2021). Por lo tanto, las interacciones de fotones de muy alta energía emitidos por una fuente astrofísica, interactuarán con los fotones del EBL creando pares, lo que resulta en la atenuación del flujo de fotones de muy alta energía emitido originalmente por la fuente. Esta atenuación debida a las interacciones con el EBL está dada

por:

$$F_{obs} = F_{src} e^{-\tau(E,z)}, \quad (1.6)$$

donde  $F_{src}$  es el espectro intrínseco de la fuente,  $F_{obs}$  es el espectro observado, y  $\tau(E, z)$  es la profundidad óptica como función de la energía  $E$  de los fotones y el redshift  $z$  de la fuente.

Conforme la energía del fotón y el redshift aumentan, la atenuación que sufre el espectro de fotones es mayor. La Figura 1.4 muestra el comportamiento de la opacidad óptica respecto a la energía de los fotones.



**Figura 1.4:** Profundidad óptica como función de la energía del fotón emitido por una fuente a distintos redshifts para el modelo de Franceschini. De abajo para arriba  $z = 0.003, 0.01, 0.03, 0.1, 0.3, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 4$ . Las líneas negras corresponden al trabajo presentado en 2017, mientras que las líneas rojas al trabajo presentado en 2008. Créditos: [Franceschini & Rodighiero \(2017\)](#)

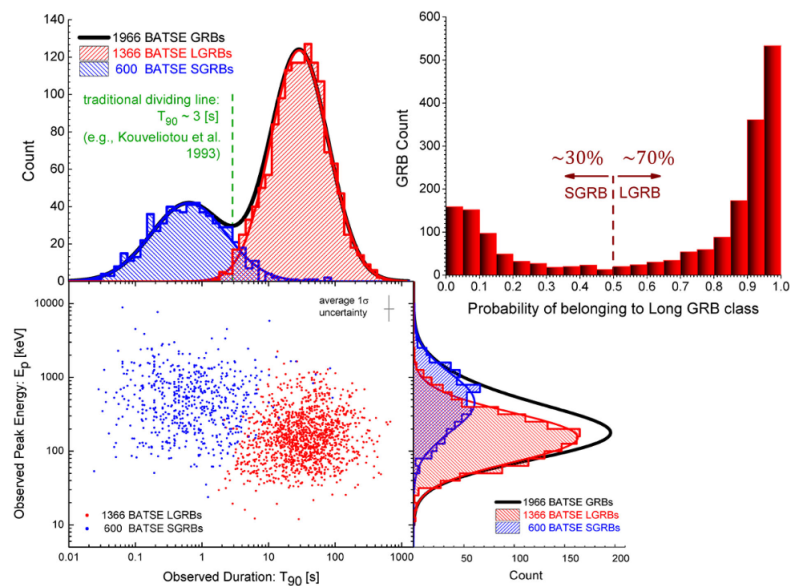
En el siguiente capítulo de esta tesis se dará una introducción sobre los GRBs, su emisión a energías mayores a 100 GeV y las observaciones a esta escala de energía.



## 2 | Destellos de Rayos Gamma

Los GRBs son de los eventos más luminosos en el Universo, que emiten a lo largo de todo el espectro electromagnético y cuya distribución en el cielo es isotrópica (Mészáros et al., 2000; Tarnopolski, 2017). Se caracterizan principalmente por sus perfiles temporales, denominados curvas de luz, los cuales varían para cada GRB siendo únicas. Desde su descubrimiento se han detectado numerosos GRBs a distancias cosmológicas (Paczynski, 1986; Savaglio, 2006). Se han realizado diversos trabajos para clasificar y descifrar la naturaleza de estas fuentes (Kouveliotou et al., 1993).

Un parámetro importante para la clasificación de los GRBs es el llamado  $T_{90}$ , el cuál se define como el tiempo en el que se tienen contenidas entre el 5% y el 95% de las cuentas totales del GRB observadas por un instrumento en específico. Estudios de la distribución de las duraciones de los GRBs resultaron en una distribución bimodal, indicando dos tipos de clases (Kouveliotou et al., 1993; McBreen et al., 1994; Horváth, 2002; Qin et al., 2013). SGRBs (*Short Gamma-Ray Burst*, Destello de Rayos Gamma Corto) y LGRBs (*Long Gamma-Ray Burst*, Destello de Rayos Gamma Largo) con un valor típico de  $T_{90} = 2 - 3$  s para separar ambos tipos (Figura 2.1).



**Figura 2.1:** Clasificación a partir una muestra de 1966 GRBs tomados del catálogo de BATSE. Se puede observar una distribución bimodal al tomar la energía pico  $E_p$  y el  $T_{90}$  de la muestra. Créditos: Shahmoradi & Nemiroff (2015).



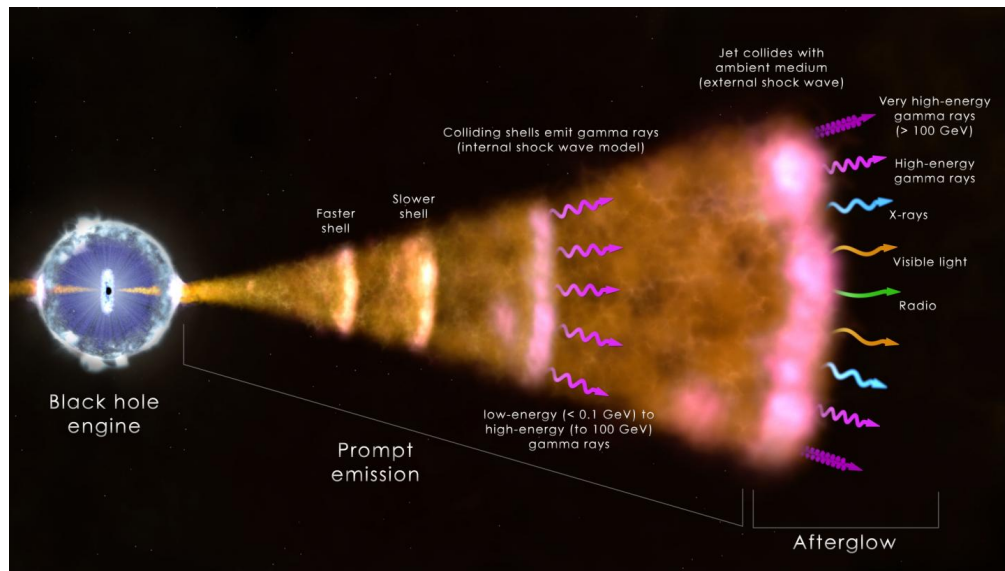
En lo que respecta su naturaleza, se han propuesto diversos modelos para poder explicar la emisión observada en los GRBs. Las curvas de luz se caracterizan por la presencia de dos tipos de emisiones: la primera, denominada temprana, corresponde a una emisión de corta duración ( $10^{-3} - 10^3$  s), irregular y compleja que puede estar formada por uno o varios picos en el número de cuentas detectadas; la segunda se denomina tardía y es una emisión cuyo comportamiento está bien caracterizado y su duración puede ser del orden de  $10^7$  s (Piran, 2004; Chandra & Frail, 2011; Levine et al., 2023). Uno de los más aceptados para explicar en su mayoría la emisión temprana y tardía es el llamado modelo de la Bola de Fuego (*Fireball*) el cual se describe a continuación.

## 2.1. Modelo de Fireball

La emisión de los GRBs se ha clasificado en dos etapas según las observaciones que se han realizado, dependiendo de la energía de la emisión observada y el tiempo en el que se presenta (Gehrels & Mészáros, 2012). A estas etapas se les conoce como emisión temprana (*prompt emission*) y emisión tardía (*afterglow*). En los GRBs, se propone que un objeto compacto conocido como progenitor expulsa material a velocidades cercanas a las de la luz, lo que da lugar a la formación de un plasma extremadamente caliente compuesto por electrones, positrones, rayos gamma, protones y neutrones (Sari et al., 1998). A medida que este jet interactúa con el medio circundante, va barriendo materia que eventualmente detiene el jet y forma una onda de choque donde se aceleran electrones a altas energías. Estos electrones acelerados emiten radiación de sincrotrón, así como radiación por IC. Este modelo, con el cual es posible describir ambas emisiones, se conoce como *Modelo de Fireball* (Meszaros & Rees, 1992; Rees & Meszaros, 1992; Meszaros & Rees, 1993).

Para la emisión temprana, el GRB expulsa material que experimenta procesos de disipación interna que resultan de la colisión entre capas que se mueven a diferentes velocidades que al encontrarse generan ondas de choque. Las ondas de choque internas son responsables de la emisión temprana y la variabilidad temporal observada en las curvas de luz, mientras que las ondas de choque externas se originan en el medio interestelar y explican adecuadamente la emisión tardía (Sari et al., 1998; Granot & Sari, 2002; Kumar & Zhang, 2015).

Otro parámetro importante es la llamada energía isotrópica,  $E_{\text{iso}}$ , la cual asume una liberación isotrópica de energía de un progenitor. Debido a la variabilidad observada en las curvas de luz de los GRBs y las escalas de tiempo en las que se da, la energía debe de ser liberada en las mismas escalas de tiempo por el progenitor. Para que esto pueda ser posible el progenitor debe de ser un objeto compacto. Sin embargo, para poder explicar la emisión observada de los GRBs no es suficiente con la presencia de un objeto compacto, ya que la duración de los destellos es más larga que el tiempo de caída libre del material alimentando al objeto compacto. Por lo que es necesaria la formación de un disco de acreción alrededor del objeto compacto.



**Figura 2.2:** Diagrama del modelo de Fireball. Los choques internos entre las capas de material lanzado a distintas velocidades son las responsables de la emisión temprana. Los choques externos entre el material lanzado y el medio interestelar son los responsables de la emisión tardía. Créditos: NASA Goddard Space Flight Center

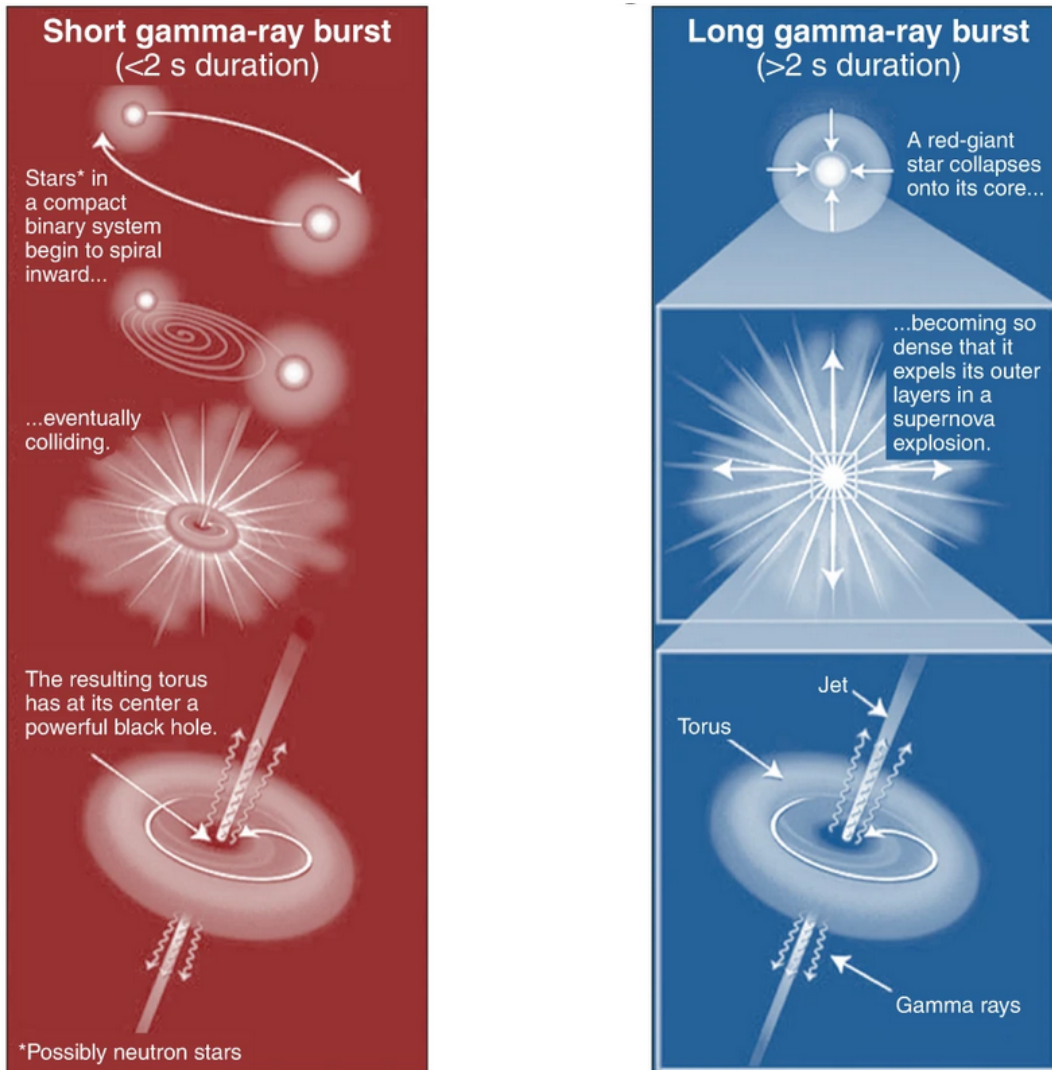
### 2.1.1. Progenitores

Dos tipos de progenitores han sido confirmados, los cuales están asociados a los LGRBs y SGRBs: el colapso de una estrella masiva y la fusión de objetos compactos respectivamente (Woosley, 1993; Li & Paczyński, 1998; Hjorth et al., 2003; Levan et al., 2016; Levan, 2018). En la Figura 2.3 se ilustran ambos escenarios progenitores.

### 2.1.2. Modelo de Colapsar

En este modelo se asume una estrella masiva que colapsa en un sistema disco-objeto compacto. La estrella debe perder la mayoría de su envoltura de gas e hidrógeno antes de colapsar y debe tener un momento angular lo suficientemente grande para mantener un disco de acreción alrededor del objeto compacto resultante (Woosley, 1993). En resumen, la mayor parte de la envoltura estelar es expulsada y el núcleo de hierro de la estrella masiva colapsa en un objeto compacto. El material que posee el suficiente momento angular se concentra en el plano ecuatorial del objeto compacto formando un disco de acreción, mientras que el demás material cae radialmente hacia el objeto compacto y un jet colimado de materia es emitido a velocidades relativistas con factores de Lorentz del orden de  $\Gamma \sim 100$  (MacFadyen & Woosley, 1999).

Del modelo del colapsar se dedujo que los GRBs asociados a este progenitor no podían durar más de 2s, por lo que se le asoció a los LGRBs el colapso de una estrella masiva. Además, de este modelo se espera la presencia de Supernovas, en particular de tipo Ic, en la mayoría de los LGRBs. Sin embargo, la tasa de ocurrencia de los LGRB es menor en comparación a la tasa de



**Figura 2.3:** Principales etapas que presentan dos posibles progenitores de un GRB. Izquierda: el progenitor es la fusión de objetos compactos en un sistema binario. Derecha: el progenitor es el colapso de una estrella masiva. Créditos: [Amati \(2021\)](#).

Supernovas en una galaxia por año ([Woosley & Bloom, 2006](#)). La razón por la cual no todas las supernovas de tipo Ic producen GRBs está probablemente relacionada con las extremadamente bajas metalicidades y la rotación de la estrella pre-SN ([Podsiadlowski et al., 2004](#)). Pese a las dificultades para detectar una Supernova, este modelo fue sustentado por la asociación entre el GRB 980425 y la Supernova 1998bw ([Bloom et al., 1998](#)). Dada la asociación GRB-SN, si los LGRBs provienen del colapso de una estrella masiva, entonces su galaxia huésped debe de tener regiones de formación estelar ([Paczynski, 1998](#); [Campisi et al., 2009](#); [Krühler et al., 2015](#); [Perley et al., 2016](#)).

### 2.1.3. Modelo de Fusión de Sistemas Binarios Compactos

En la fusión de sistemas binarios compactos la duración del evento está limitada por la formación de un disco de acreción de tamaño mucho menor al formado en el modelo del colapsar. Este disco se forma a partir de la materia remanente a la fusión de los objetos compactos. Estos sistemas pueden estar conformados por NSs (*Neutron Star*, Estrella de Neutrones), BHs (*Black Hole*, Agujero Negro) (Narayan et al., 2001). Cuando el sistema es de tipo NS-NS, luego de la fusión el remanente es un agujero negro rodeado de un disco de acreción. Si el sistema es de tipo NS-BH, mediante disrupción de marea de la estrella de neutrones se genera un disco de acreción alrededor del agujero negro. La acreción del material y reconexiones magnéticas dan lugar a la formación de un jet colimado relativista.

Los SGRBs ocurren tanto en galaxias de tipo temprano (Bloom et al., 2006), como en galaxias de tipo tardío (Fong et al., 2013). Además, están asociados a regiones con baja tasa de formación estelar como es de esperarse de sistemas binarios de objetos compactos (Boco et al., 2019). Por otro lado, en el modelo de fusión entre objetos compactos se espera la emisión de ondas gravitacionales. En el 2017, LIGO detectó la onda gravitacional GW170817, resultado de la fusión de un sistema NS-NS, cuya asociación con el destello de rayos gamma GRB 170817A confirmó como progenitor de SGRBs la fusión de un sistema binario compacto (Goldstein et al., 2017; Savchenko et al., 2017; Abbott et al., 2017).

### 2.1.4. Emisión Temprana

La emisión temprana se asume que es generada por los choques internos en el jet relativista emitido por el motor central del GRB, y se cree que es debida a la radiación por sincrotrón de electrones relativistas. Esta emisión ocurre a una distancia de  $10^{13} \text{ cm} < r < 10^{15} \text{ cm}$  del motor central. Su duración se define por  $T_{90}$  y ha sido observada en un amplio intervalo de duraciones, del orden de  $10^{-3} - 10^3 \text{ s}$  (Pe'er, 2015).

El principal mecanismo de aceleración de los electrones en los choques internos mediante el proceso de aceleración de Fermi de primer orden (Kirk & Schneider, 1987). Los rayos gamma son emitidos cuando parte de la energía cinética del material eyectado se convierte en radiación. Esto tiene lugar en los choques internos, donde ocurren colisiones entre capas de plasma con diferentes velocidades que forman ondas de choque donde se aceleran electrones. Se produce emisión por sincrotrón de rayos gamma por los electrones acelerados.

### 2.1.5. Emisión Tardía

La emisión tardía corresponde a la detectada a escalas de tiempo desde minutos a meses a lo largo de todo el espectro electromagnético. Presenta un espectro multi-frecuencia, que va desde radio hasta rayos gamma y ocurre a distancias mayores a las de la emisión temprana ( $r \gtrsim 10^{15} \text{ cm}$ ). Esta fase se explica a través de la emisión por sincrotrón y SSC en los choques externos del jet relativista del GRB con el medio circundante.

Se considera que la expansión del jet genera dos choques: uno en dirección de la propagación del jet a través del medio circundante (*forward*); y otro en sentido contrario (*reverse*) que se propaga dentro del mismo jet. La emisión tardía resultante depende de las condiciones del medio y de la aceleración de las partículas dentro del jet. Por lo tanto, esta emisión contiene información relevante sobre el GRB y su dinámica: ambiente, progenitor, propiedades del jet y los parámetros microfísicos. La evolución temporal de esta emisión está descrita por una ley de potencias (Sari et al., 1998).

## 2.2. Emisión de GRBs a Muy Altas Energías

Las detecciones de emisión a alta energía  $\sim 100$  GeV, sugieren que los GRBs deberían de emitir también a energías de TeV. Esta emisión a muy alta energía se predijo que podría ser observada durante la emisión tardía mediante la emisión por SSC generada en los choques externos del jet relativista del GRB. No obstante, existen limitantes para poder observar esta emisión como lo es la atenuación de la emisión por interacciones con el EBL o la sensibilidad de los observatorios e instrumentos existentes. Con el surgimiento de los IACTs se propuso el monitoreo de los GRBs para poder realizar búsquedas de emisión de rayos gamma con energía de TeV. Los IACTs, al ser arreglos terrestres, cuentan con un área de recolección y resolución de energía mucho mayor que los telescopios espaciales como Fermi-LAT. Por otro lado, también tienen un campo de visión reducido y necesitan condiciones atmosféricas específicas para realizar sus observaciones. Por lo que la detección de emisión en TeV en los GRBs ha sido posible hasta hace unos pocos años.

### 2.2.1. Observaciones previas al GRB 221009A

La primera detección de un GRB a energías de TeV fue hecha el 20 de julio de 2018 por el observatorio H.E.S.S. (Abdalla et al., 2019). Esta observación confirmó los distintos trabajos que predecían que los GRBs también son capaces de emitir a energías de GeV-TeV (Meszaros & Rees, 1994; Meszaros et al., 1994; Papathanassiou & Meszaros, 1996; Zhang & Mészáros, 2001). Después de esta primera observación han detectado otros cuatro GRBs a energías de TeV y se tienen dos más como candidatos. A continuación se presenta un breve resumen de las observaciones y resultados de estos GRBs, a excepción del GRB 221009A el cual se discute en la sección 2.3. En la Tabla 2.1 se resumen las propiedades y características de estos GRBs.

#### 2.2.1.1. GRB 180720B

Catalogado como un GRB largo, fue observado por Fermi-GBM el 20 de julio de 2018. Luego de la alerta generada por este observatorio, H.E.S.S. realizó observaciones 11 horas después de la emisión temprana, y obtuvo una detección con una significancia de  $5\sigma$  (Abdalla et al., 2019). Ésta es la primera detección de un GRB a energías mayores a 100 GeV. Su emisión se ha explicado mediante el escenario leptónico del SSC en la emisión tardía por el choque externo en expansión en un medio circundante de densidad constante (Fraija et al., 2019; Wang et al., 2019). Así mismo, han surgido escenarios hadrónicos para poder explicar esta emisión de muy

altas energías (Sahu & Fortín, 2020).

### 2.2.1.2. GRB 190114C

Este GRB largo fue detectado por Swift-BAT el 14 de enero de 2019. Su observación a muy altas energías fue realizada por MAGIC, que reportó una detección con una significancia de  $50\sigma$  (MAGIC Collaboration et al., 2019). La observación comenzó 57 s después de la alerta y duró hasta 15,912 s después. La emisión se observó arriba de 300 GeV y fue asociada a la emisión tardía del GRB, cuyo origen puede ser descrito por el escenario leptónico de sincrotrón, así como de una combinación con SSC en choques externos (Klinger et al., 2023; Wang et al., 2019).

### 2.2.1.3. GRB 190829A

Fue detectado por Swift-BAT el 29 de agosto de 2019 y catalogado como un GRB largo. Luego de esta alerta, H.E.S.S. realizó observaciones aproximadamente 4 horas después y reportó una detección de este GRB con una significancia de  $21.7\sigma$ . Se observó emisión en un intervalo de energía de 0.18–3.3 TeV, lo que convierte a este GRB en el primero en ser detectado oficialmente a una energía mayor a 1 TeV. (H. E. S. S. Collaboration et al., 2021). El origen de la emisión del GRB 190829A se ha explicado mediante escenarios leptónicos como el de SSC o el de Compton inverso externo (Zhang et al., 2021).

### 2.2.1.4. GRB 201216C

El 16 de diciembre de 2020 Swift-BAT detectó y envió alerta para este GRB largo. MAGIC comenzó a observar 56 s después de la alerta durante 2.2 horas. Luego de un análisis preliminar reportó una detección para este GRB con una significancia de  $5.9\sigma$  asociada a la emisión tardía (Blanch et al., 2020; Fukami et al., 2021). La emisión a muy altas energías de este GRB se ha explorado bajo el escenario leptónico del SSC (Ror et al., 2023).

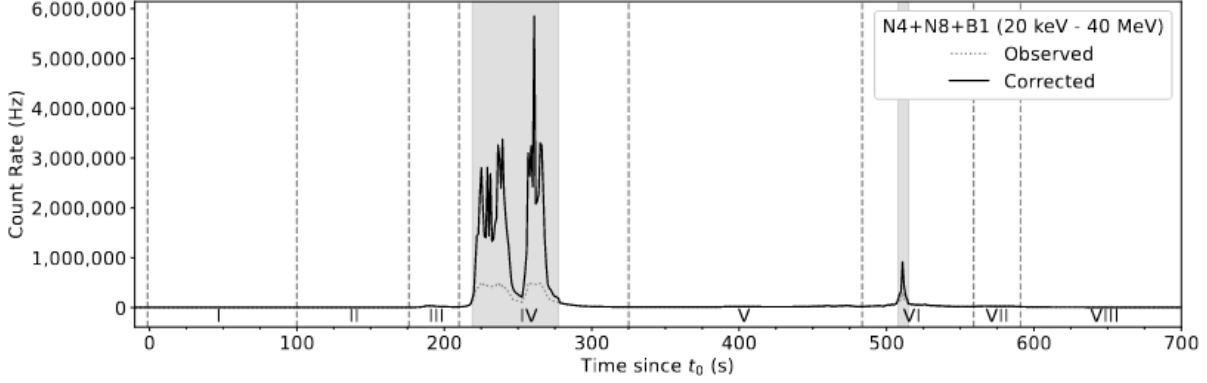
GRB	$T_{90}$ [s]	Modelo de Emisión en TeV	redshift $z$	$E_{\text{iso}}$ [ $10^{53}$ erg]
180720B	49	leptónico	0.654	$6.0 \pm 0.1$
190114C	116	leptónico	0.42	$2.5 \pm 0.1$
190829A	63	leptónico	0.078	$\sim 0.002$
201216C	29.9	leptónico	1.1	$4.71 \pm 0.16$

Tabla 2.1: Características de los GRBs observados a energías de TeV.

## 2.3. GRB 221009A

El 9 de octubre de 2022, se detectó el destello de rayos gamma más luminoso registrado hasta el momento, el GRB 221009A (Kennea et al., 2022; Veres et al., 2022). Con un redshift estimado de  $z = 0.151$  (de Ugarte Postigo et al., 2022; Castro-Tirado et al., 2022), fue observado en múltiples longitudes de onda del espectro electromagnético, desde radio hasta rayos gamma (Dichiara et al., 2022; Brivio et al., 2022; Durbak et al., 2022; Pilleri et al., 2022). Fermi reportó una energía

isotrópica total de  $E_{\text{iso}} = (1.01 \pm 0.01) \times 10^{55}$  erg en el rango de  $1 - 10,000$  keV (Lesage et al., 2023). La Figura 2.4 muestra la curva de luz obtenida por Fermi-GBM.



**Figura 2.4:** Curva de luz del GRB 221009A observada por Fermi-GBM en el intervalo de energía de 20 keV – 40 MeV. La emisión temprana dura  $\sim 600$  s, mientras que la emisión tardía comienza a partir de la región VIII. Créditos: Lesage et al. (2023).

Las propiedades de la galaxia anfitriona no parecen estar relacionadas con un entorno o condiciones inusuales (Levan et al., 2023) y no se han detectado señales definitivas de una supernova, aunque existe la posibilidad de una conexión débil con una supernova (Shrestha et al., 2023).

El Observatorio HAWC y H.E.S.S. realizaron búsquedas de fotones VHE, pero no se detectó ninguna emisión significativa en ninguno de los casos, dando únicamente límites superiores al flujo (Ayala & HAWC Collaboration, 2022; Aharonian et al., 2023). Es importante destacar que el límite superior de H.E.S.S. para energías superiores a 650 GeV descarta el escenario de Compton inverso, al menos durante los tiempos observados, como contraparte de la emisión de rayos X asociada a la radiación de sincrotrón. Por otro lado, LHAASO reportó preliminarmente más de 5000 fotones por encima de 500 GeV, donde el fotón de mayor energía alcanza los 18 TeV, por lo que el GRB 221009A es el primer desello de rayos gamma detectado por encima de los 10 TeV (Huang et al., 2022).

La detección de LHAASO estableció un nuevo paradigma para poder explicar una emisión a energías de TeV, pues se espera una atenuación del espectro a esas energías debido a la interacción con el EBL. Dependiendo del modelo de EBL, se espera una atenuación mayor a  $10^{-3}$  para fotones con energías superiores a 10 TeV, lo que resulta en flujos del orden de  $10^{-9} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Estos flujos serían demasiado bajos incluso para que LHAASO detecte un solo fotón con una energía arriba de 10 TeV si solo se asume la contribución por SSC. Varios autores han obtenido resultados similares, como (Sato et al., 2023b; Zhang et al., 2023; Ren et al., 2023; LHAASO Collaboration et al., 2023a,b).

Distintas explicaciones han sido propuestas para la emisión de un fotón con energía mayor a 10 TeV por un GRB. Entre los diferentes escenarios explorados, aquellos con un origen leptónico, como el escenario de SSC, parecen desfavorecidos (Laskar et al., 2023; Abdalla et al., 2019;

(Williams et al., 2023; Sato et al., 2023a). Por su parte, los modelos hadrónicos requieren de un campo magnético extragaláctico del orden de  $\mathcal{O}(10^{-14} \text{ G})$  o valores muy optimistas para la escala temporal de aceleración de protones, así como la emisión de neutrinos (Rudolph et al., 2023; Zhang et al., 2023; Das & Razzaque, 2023). Sin embargo, las búsquedas de neutrinos no han confirmado la detección de un solo evento, imponiendo restricciones a los modelos de producción de neutrinos (Abbasi et al., 2023). A pesar de que los GRBs se consideraban como principales fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos, la ausencia de neutrinos en el GRB 221009A ha generado un replantamiento de dicha hipótesis. En lo que respecta a modelos más allá del Modelo Estándar, surgieron distintas propuestas para explicar las observaciones de LHAASO. Entre las principales se tienen a las ALP, neutrinos estériles y violación de la invarianza de Lorentz (Finke & Razzaque, 2023; Zheng et al., 2023).

Recientemente, la Colaboración de LHAASO publicó los resultados obtenidos con los dos instrumentos con los que cuenta. La primera publicación utilizó exclusivamente datos obtenidos con el instrumento WCDA (LHAASO Collaboration et al., 2023a). El número de fotones detectados superó los 64,000 en los primeros  $\sim 3000$  segundos. El espectro, intrínseco y observado, se presentó en el intervalo de energía de 0.2 a 7 TeV sin mostrar un corte en el espectro hasta 5 TeV. Posteriormente, la segunda publicación con datos de KM2A (LHAASO Collaboration et al., 2023b) reportó más de 140 fotones detectados con una significancia de  $20.6\sigma$  por encima de una energía de 3 TeV y entre 230 y 900 segundos después de la alerta enviada por Fermi-GBM. La energía máxima estimada depende del modelo espectral asumido, siendo  $17.8_{-5.1}^{+7.4}$  TeV con una log-parábola y  $12.2_{-2.4}^{+3.5}$  TeV con una ley de potencia con corte exponencial.

De los resultados de LHAASO-KM2A resalta la afirmación de la presencia de una nueva componente espectral por encima de energías de 7 TeV, además de la contribución del SSC, que la física convencional no puede explicar. Dada la dificultad para explicar esta componente espectral de muy alta energía, LHAASO exploró un escenario más allá del Modelo Estándar, en particular el de partículas tipo axiones. Dicho estudio confirmó la exclusión de gran parte de la región previamente excluida por eventos como la supernova SN1987A (Payez et al., 2015), Fermi (Ajello et al., 2016; Cheng et al., 2021), y H.E.S.S. (H. E. S. S. Collaboration et al., 2019) para el espacio de parámetros del factor de acoplamiento y la masa de las ALPs.

En resumen, el GRB 221009A ha sido un evento idóneo que ha permitido realizar estudios para extender nuestro conocimiento sobre los destellos de rayos gamma. Los resultados de LHAASO motivan a seguir explorando modelos para explicar la detección de fotones tan energéticos como los registrados en este evento. En particular, la confirmación de una componente extra que difícilmente puede ser explicada por física del Modelo Estándar incentiva el explorar modelos más allá de ésta. Así, el siguiente capítulo de este trabajo se enfocará en dar una breve discusión sobre dos candidatos de DM con los cuales se podría explicar esta componente extra.





# 3 | Candidatos Ligeros de Materia Oscura

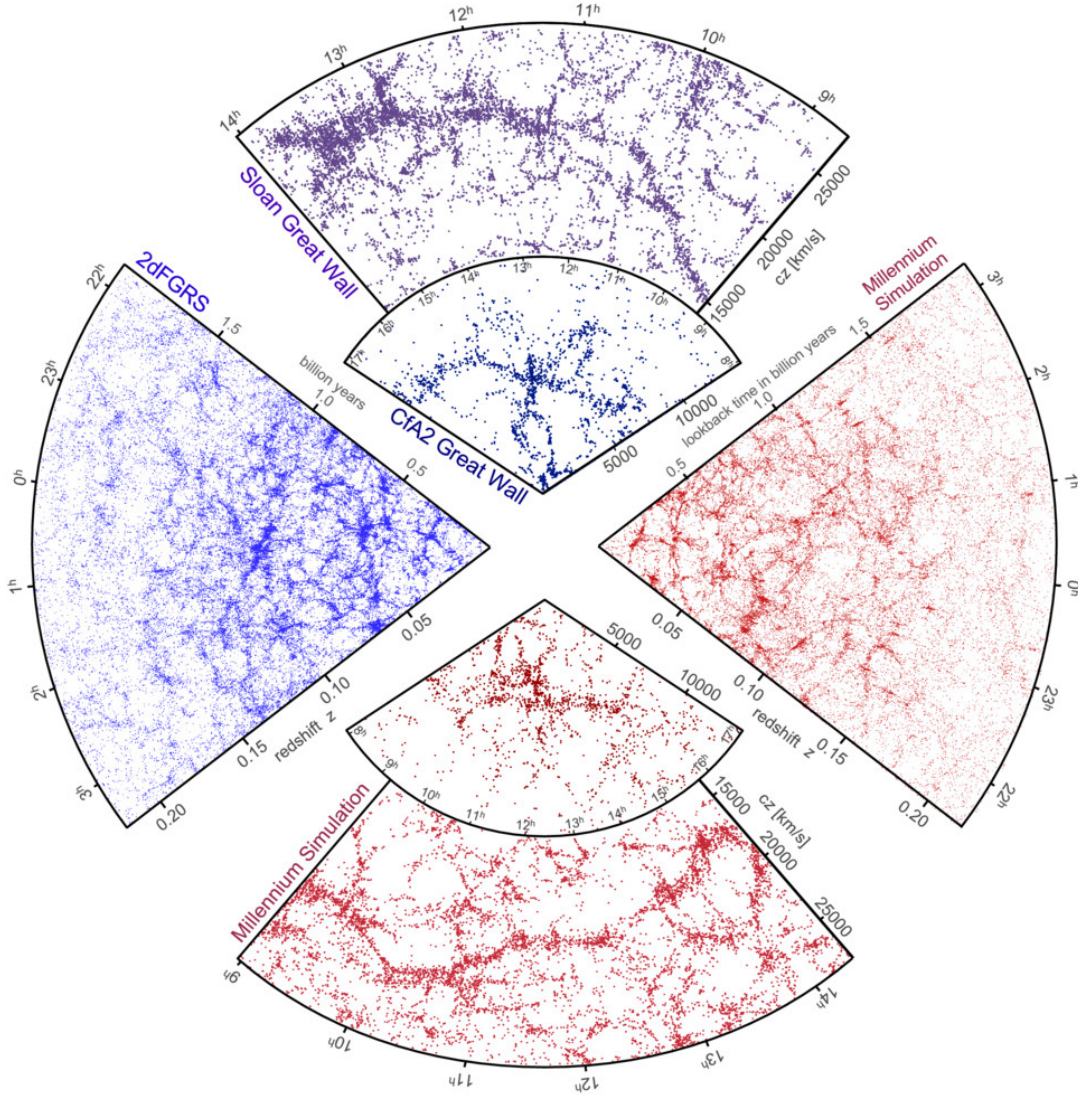
Como se mencionó en el capítulo anterior, entre los distintos modelos para explicar la emisión y detección de fotones con energía mayor a 10 TeV del GRB 221009A se han propuesto algunos candidatos a Materia Oscura (*Dark Matter*, DM). En este capítulo se describe brevemente el concepto de DM y las evidencias que sustentan su existencia. Finalmente, se discuten y describen los dos candidatos que se exploraron en este trabajo: las ALPs (*Axion-Like Particle*, Partícula Tipo Axión) y los Fotones Oscuros.

## 3.1. Materia Oscura

La Materia Oscura constituye el 25% de la densidad de energía cosmológica, sin embargo, su composición es aún desconocida. Su existencia se atribuye principalmente a las siguientes evidencias empíricas: curvas de rotación de galaxias; cúmulos de galaxias; lentes gravitacionales; y a las oscilaciones acústicas de bariones (de Vaucouleurs, 1960; Rubin & Ford, 1970; Clowe et al., 2006; Planck Collaboration et al., 2020). A partir de éstas evidencias, han surgido distintas teorías para poder explicarlas.

Se han propuesto distintos modelos y candidatos de DM, los cuales se pueden clasificar de acuerdo a la velocidad promedio que tienen los candidatos en los modelos: CDM (*Cold Dark Matter*, Materia Oscura Fría); HDM (*Hot Dark Matter*, Materia Oscura Caliente); y WDM (*Warm Dark Matter*, Materia Oscura Tibia). De estos modelos, comparaciones entre observaciones y simulaciones favorecen a la CDM como principal componente capaz de explicar la estructura a gran escala del Universo como se muestra en la figura 3.1 (Springel et al., 2006). Además, los candidatos de los modelos deben de ser capaces de reproducir las observaciones y ser compatibles con las cotas que se han derivado a partir de su búsqueda; así como no modificar la evolución los objetos astrofísicos conocidos.

El modelo de CDM se caracteriza principalmente por tener bajas velocidades, es decir, no relativistas (Weinberg, 2008). Además, unas de las propiedades que deben de cumplir los candidatos bajo este modelo son ser no colisional con la las partículas del modelo estándar y neutra. Los candidatos que surgen de este modelos aparecen de manera natural en las extensiones al Modelo Estándar, además de ser capaces de explicar las observaciones. El mejor modelo cosmológico a



**Figura 3.1:** Distribución de galaxias de los catálogos CfA2, SDSS y 2dFGRS comparados con galaxias simuladas con la simulación Millennium. Créditos: [Springel et al. \(2006\)](#).

la fecha se conoce como  $\Lambda$ CDM, dentro del cual se han propuesto distintos candidatos a DM ([Planck Collaboration et al., 2020](#)). En la Tabla 3.1 se muestran algunos de los candidatos que se han propuesto bajo el modelo  $\Lambda$ CDM.

De estos candidatos, aquellos que fueron explorados en este trabajo son los ALP y los Fotones Oscuros. A continuación se presentan una breve descripción de las principales características y propiedades de estos dos candidatos.

### 3.2. Partículas Tipo Axión

El concepto de axi3n fue introducido como una soluci3n al problema CP fuerte ([Peccei & Quinn, 1977](#)). El axi3n surge del mecanismo de Peccei-Quinn, el cual consiste en introducir una nueva

Candidato	Masa
Axiones	$10^{-22} - 10^5 \text{ eV}$
ALPs	$10^{-22} - 10^5 \text{ eV}$
Fotones Oscuros	$\leq 10^6 \text{ eV}$
WIMPs	$\gtrsim 5 \times 10^9 \text{ eV}$

**Tabla 3.1:** Candidatos a DM bajo el modelo  $\Lambda$ CDM.

simetría global  $U(1)$  que al romperse generan bosones pseudo-escalares, los denominados axiones. Debido a que los axiones solucionan el problema CP fuerte se encuentran atados a éste (Kim & Carosi, 2010). Por lo que han surgido propuestas para extender el concepto de axión sin la condición de resolver el problema CP fuerte. De esta manera surgen las ALP, las cuales son bosones pseudo-escalares que surgen de una generalización de los axiones, las cuales están acopladas al sector electromagnético mediante el Lagrangiano:

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = \frac{1}{4f_a} F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} a = g_{a\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B} a, \quad (3.1)$$

donde  $a$  es el campo de las ALP,  $f_a$  es su constante de decaimiento, el parámetro  $g_{a\gamma}$  la constante de acoplamiento,  $\vec{E}$  el campo eléctrico y  $\vec{B}$  el campo magnético. El espacio de parámetros para las ALP se encuentra representado por distintos valores de la masa y constante de acoplamiento de las ALP. La figura 3.2 muestra este espacio de parámetros y las cotas superiores que se han impuesto de distintas observaciones y experimentos.

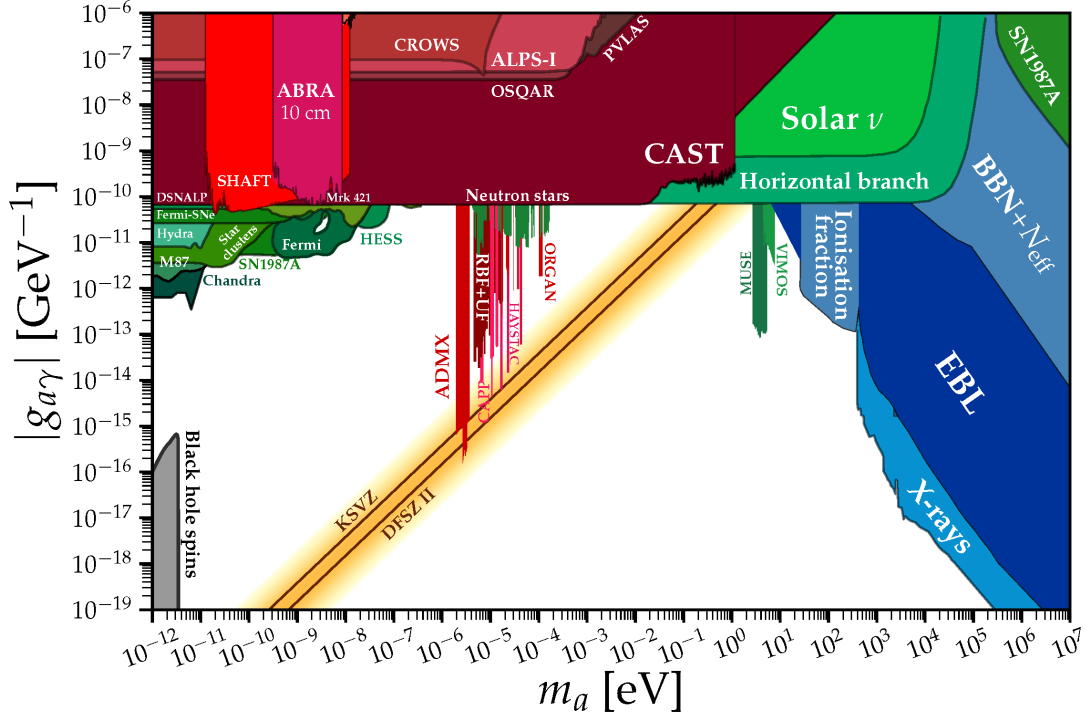
Así, es posible que mediante la presencia de un campo magnético puedan ocurrir conversiones fotón-ALP y ALP-fotón. Para el caso particular en el que los fotones se encuentran polarizados, la probabilidad de que estas conversiones ocurran puede ser calculada por:

$$P_{\gamma \rightarrow a}(E_\gamma) = \left(1 + \frac{E_c^2}{E_\gamma^2}\right)^{-1} \sin^2 \left( \frac{g_{a\gamma} B_T L}{2} \sqrt{1 + \frac{E_c^2}{E_\gamma^2}} \right), \quad (3.2)$$

siendo  $E_\gamma$  la energía del fotón,  $B_T$  es el campo magnético transversal a la dirección de propagación del fotón/ALP,  $L$  es la distancia que viaja dentro del campo magnético y  $E_c$  es la energía crítica que depende de la masa del ALP, así como de la densidad del medio.

De esta forma, pueden ocurrir conversiones por interacciones con campos magnéticos extragalácticos (Mirizzi & Montanino, 2009). Esto resulta, para fuentes extragalácticas, en una disminución de la atenuación debida a la interacción de fotones con el EBL. Al llegar a nuestra Galaxia, las ALPs pueden interactuar con el campo magnético de la Vía Láctea y convertirse en fotones.

Para un flujo inicial de ALP, el flujo de fotones que llega a la Tierra luego de las posibles conversiones en su viaje está dado por (de Angelis et al., 2011; Tavecchio et al., 2012; Masaki et al., 2017):



**Figura 3.2:** Espacio de parámetros definido por el factor de acoplamiento  $g_{a\gamma}$  y la masa  $m_a$  de las ALPs con las regiones de exclusión obtenidas por distintos experimentos y observaciones de fuentes astrofísicas. Créditos: O’Hare (2020).

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = (1 - P_{a \rightarrow \gamma}) e^{-\tau(E,z)} \frac{dN}{dE_a}, \quad (3.3)$$

donde  $e^{-\tau(E,z)}$  es la atenuación debida al EBL y  $\frac{dN}{dE_a}$  es el flujo diferencial de las ALPs.

Así, suponiendo un brote inicial de ALP en alguna fuente astrofísica, es posible determinar el flujo de fotones resultante de aquellos ALP que llegan a la Tierra. Este flujo extra de fotones se vería reflejado como anomalías en el espectro de rayos gamma de la fuente.

Los mecanismos de producción de ALP en fuentes astrofísicas es aún objeto de estudio. No obstante, algunos autores han propuesto que su producción puede ocurrir durante el colapso de estrellas masivas (Raffelt, 1986; Ferreira et al., 2022).

### 3.3. Fotones Oscuros

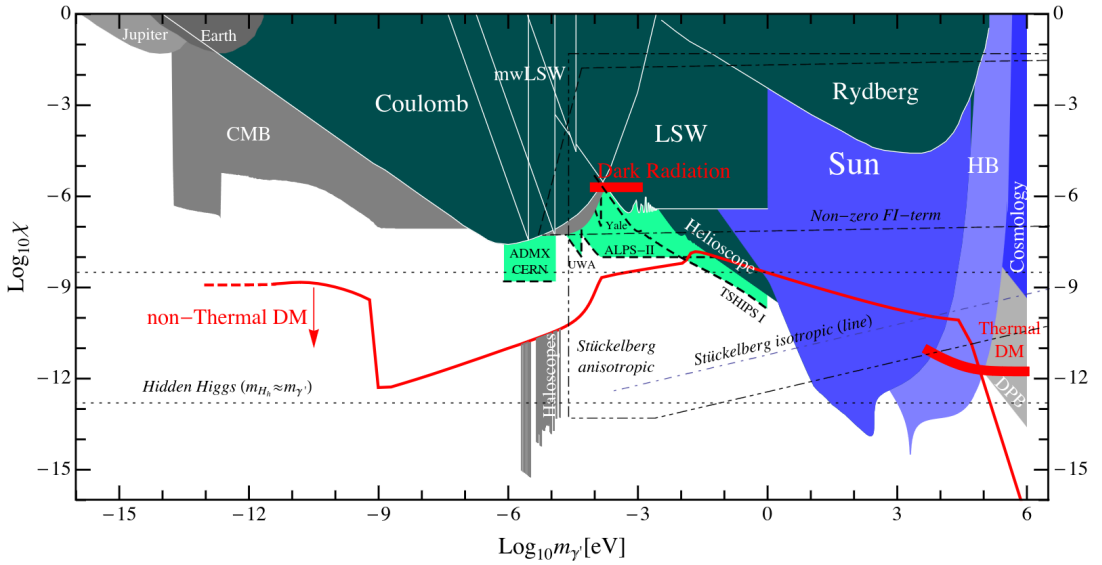
Los Fotones Oscuros son candidatos a DM cuya peculiaridad es que surgen de extensiones mínimas al Modelo Estándar; y que se encuentran en un nuevo e hipotético sector aislado, denominado sector oscuro, con posibles partículas e interacciones diferentes. No obstante, el sector oscuro podría estar conectado al Modelo Estándar mediante el acoplamiento de partículas mediadoras del sector oscuro con partículas del Modelo Estándar. En este sentido, los Fotones

Oscuros son candidatos a materia oscura fría dentro del sector oscuro y que surgen como los mediadores de una interacción del tipo electromagnética en dicho sector. Estos pueden tener o no masa, sin embargo, únicamente aquellos con masa pueden estar acoplados a fotones del modelo estándar, con lo que es posible tener conversiones entre fotones oscuros y fotones del Modelo Estándar de manera análoga a como ocurre con los neutrinos (Anchordoqui et al., 2020).

El acoplamiento entre fotones del Modelo Estándar y Fotones Oscuros depende únicamente del término de interacción en el Lagrangiano, de donde la probabilidad de conversión entre fotón y fotón oscuro, de acuerdo con Ahlers et al. (2007), está dada por:

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = 4\chi^2 \sin^2 \left( \frac{m_{\gamma'}^2 L}{4E_\gamma} \right), \quad (3.4)$$

donde  $\chi$  es el ángulo de mezcla, encargado de modular el acoplamiento entre el Fotón Oscuro y el fotón del Modelo Estándar,  $m_{\gamma'}$  es la masa del fotón oscuro,  $L$  es la distancia que viaja el fotón y  $E_\gamma$  es su energía. Esta expresión para la probabilidad de conversión es válida para ángulos de mezcla pequeños. La figura 3.3 muestra el espacio de parámetros ( $\log(\chi)$  vs  $\log(m_{\gamma'})$ ) y las regiones de exclusión que se tienen para Fotones Oscuros



**Figura 3.3:** Espacio de parámetros definido por el ángulo de mezcla  $\chi$  y la masa  $m_\gamma$  de los Fotones Oscuros. Las diferentes zonas de colores delimitan las regiones excluidas por experimentos y observaciones de astrofísicas, así como de argumentos cosmológicos. Créditos: Ringwald (2012).

Por lo tanto, una manera de realizar una búsqueda de Fotones Oscuros es mediante búsquedas indirectas. Este tipo de búsquedas consisten en la observación de efectos o anomalías DM en el flujo de partículas del Modelo Estándar. Un objeto de estudio ideal en este tipo de búsquedas para Fotones Oscuros son las fuentes astrofísicas de rayos gamma de muy alta energía. Mediante la observación y análisis de su espectro es posible realizar investigar alguna anomalía o cambio

debido al acoplamiento con los Fotones Oscuros.

Por lo que, tomando en consideración la longitud de oscilación  $L_{\text{osc}}$  de los fotones, la distancia de luminosidad  $D_L$ , así como la atenuación por interacciones con el EBL; la probabilidad de supervivencia como fotones del modelo estándar de un brote inicial de Fotones Oscuros hasta la Tierra es:

$$P_\gamma = (1 - P_{\gamma \rightarrow \gamma'}) e^{\left(-\tau(E_\gamma, z) \frac{D_L}{2L_{\text{osc}}}\right)}. \quad (3.5)$$

De la ecuación 3.5 se puede obtener una corrección al flujo diferencial de fotones del modelo estándar esperado, siendo:

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = P_\gamma \frac{dN}{dE_{\gamma'}}. \quad (3.6)$$

En general, los mecanismos de interacción entre fotones oscuros y fotones del modelo estándar aún están siendo estudiados y probados teórica y experimentalmente ([Abel et al., 2008](#); [Fortin & Sinha, 2019](#); [Lu & Chiang, 2022](#)).

Hasta ahora en esta tesis se han abordado los detalles de los procesos de emisión de rayos gamma de muy alta energía, las principales características de los GRBs y sus observaciones a energías mayores a 100 GeV, el peculiar evento que fue el GRB 221009A y, finalmente, una descripción de dos candidatos a DM. A continuación, en los siguientes capítulos presento los resultados de los trabajos de investigación que realizados para explorar la posible explicación de la emisión a energías mayores a 10 TeV detectada por el Observatorio LHAASO para el GRB 221009A.

# 4 | GRB 221009A: ¿Un destello de Materia Oscura Ligera o una componente de Compton Inverso extremadamente brillante?

## RESUMEN

Los GRBs (*Gamma-Ray Bursts*, Destellos de Rayos Gamma) han sido considerados como potenciales emisores de fotones de muy alta energía debido a la gran cantidad de energía liberada, así como a los fuertes campos magnéticos presentes en sus jets. Sin embargo, la detección de fotones de TeV no se espera de destellos más allá de  $z \gtrsim 0.1$ , debido a su atenuación con la EBL (*Extragalactic Background Light*, Luz de Fondo Extragaláctica). Por estas razones, la reciente observación de fotones con energías de 18 TeV y 251 TeV del GRB 221009A ( $z = 0.151$ ) el pasado 9 de octubre de 2022 ha puesto a prueba lo que conocemos sobre los mecanismos de emisión a energías de TeV y el fondo extragaláctico. Para poder explicar las observaciones a energías de TeV, trabajos recientes explorando candidatos a materia oscura han comenzado a aparecer. En este artículo, discutimos las condiciones necesarias y las limitaciones dentro del escenario más plausible, radiación SSC (*Synchrotron self-Compton*, Sincrotrón auto-Compton) en la emisión tardía (*afterglow*) del GRB, para interpretar la observación del fotón de 18 TeV además del EBL. Para evitar el efecto de Klein-Nishina, encontramos un valor improbable del parámetro microfísico de campo magnético debajo de  $10^{-6}$  para un valor del medio circundante  $> 1 \text{ cm}^{-3}$  (esperado en el escenario de colapsar). Por lo tanto, exploramos posibles escenarios en términos de mecanismos asociados a ALP y fotones oscuros para interpretar este fotón tan energético y discutimos las implicaciones energéticas para el GRB. Encontramos que existen escenarios de ALP y fotones oscuros que pueden explicar el fotón de 18 TeV pero no el fotón de 251 TeV.

### 4.1. Contribución

En este trabajo exploramos modelos más allá del Modelo Estándar para interpretar la emisión en TeV del GRB 221009A, el cual fue detectado por Swift el 9 de octubre de 2022. LHAASO detectó más de 5000 fotones arriba de 500 GeV, teniendo una energía de 18 TeV el fotón más energético observado (Huang et al., 2022). Por su parte, Carpet-2 reportó la detección de un fotón con una energía de 251 TeV. Dada la distancia estimada de este evento,  $z = 0.151$  (de Ugarte Postigo et al., 2022; Castro-Tirado et al., 2022), se espera una fuerte atenuación debida a la interacción con el EBL; dificultando la explicación de las detecciones de LHAASO y Carpet-2.



Por esta razón, exploramos las condiciones bajo el modelo más aceptado para describir la dinámica de los GRBs, el modelo de Fireball. Analizamos distintos valores de los parámetros microfísicos, se calculó el flujo resultante de fotones por radiación SSC, y evitando el efecto Klein-Nishina al relajar su energía de corte. Se encontró que los valores del parámetro microfísico del campo magnético  $\epsilon_B$  son demasiado bajos e improbables  $\mathcal{O}(10^{-8} - 10^{-6})$ , además de que los flujos resultantes de fotones de muy alta energía son igualmente muy bajos como para poder ser detectados por algún observatorio moderno.

Debido a que no es fácil explicar la emisión de fotones del orden de TeV, se exploraron escenarios más allá del modelo estándar. En particular, asumimos la producción de una población inicial de DM en el GRB: ALP y fotones oscuros. A continuación describo la contribución que hice en este trabajo.

Para probar la viabilidad de estos candidatos como posible explicación de la emisión en TeV del GRB 221009A, calculé la probabilidad mínima de supervivencia necesaria para reproducir las observaciones de LHAASO y Carpet-2. Para esto, utilicé de las áreas efectivas de ambos instrumentos  $A(E_\gamma)$  y los tiempos de observación reportados. El número de fotones detectados esta dado por:

$$N_\gamma = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} A(E_\gamma) \Phi_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma dt. \quad (4.1)$$

Considerando que el flujo de fotones a energías mayores a 10 TeV es debido únicamente a materia oscura generada en el GRB y que logra llegar a la Tierra como fotones, podemos reescribir el flujo de fotones  $\Phi_\gamma(E_\gamma)$  como:

$$\Phi_\gamma(E) = \Phi_{\text{DM}}(E) P_\gamma(E_\gamma) = N_0 \left( \frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma), \quad (4.2)$$

donde  $N_0$  es el factor de normalización del flujo de DM y  $P_\gamma$  es la probabilidad de supervivencia de la DM para que llegue a la Tierra como fotones del modelo estándar. Así, la ecuación 4.1 se reescribe de la forma:

$$N_\gamma = \Delta t N_0 \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} A(E_\gamma) \left( \frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (4.3)$$

tomando como límites de integración  $E_{\gamma,\min} = 10 \text{ TeV}$  y  $E_{\gamma,\max} = 25 \text{ TeV}$ .

Para acotar el valor de la normalización, se consideró que la producción de DM se lleva un porcentaje de la energía isotrópica liberada por el GRB. Para evitar problemas con la dinámica del GRB, se asumieron dos valores conservativos del porcentaje de energía isotrópica tomado

por la DM, 1% y 10%. Este porcentaje está dado por:

$$E_{\text{DM,T}} = [1 - 10\%]E_{\text{iso}} = \frac{4\pi d_z^2}{1+z} N_0 \int_{E_{\gamma,\text{min}}}^{E_{\gamma,\text{max}}} \left( \frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha+1} dE_\gamma, \quad (4.4)$$

donde  $d_z$  es la distancia de luminosidad del GRB y  $z$  su redshift. Para la energía isotrópica se tomó el valor de  $E_{\text{iso}} = 2 \times 10^{54}$  erg reportado por [de Ugarte Postigo et al. \(2022\)](#). El valor de la energía mínima de integración fue de  $E_{\gamma,\text{min}} = 0.5$  TeV, mientras que para la energía máxima de integración se tomó  $E_{\gamma,\text{max}} = 25$  TeV.

A partir de estas consideraciones calculé la probabilidad de supervivencia mínima del flujo de DM para que llegara a la Tierra como fotones y fuera posible su detección por LHAASO y Carpet-2. Esto lo hice asumiendo distintas hipótesis espectrales para el flujo de DM. Los resultados para la probabilidad de supervivencia, así como para la normalización resultante del flujo de fotones a 1 TeV se muestran en la Tabla 4.1.

$\%E_{\text{iso}}$	Normalización a 1 TeV [ TeV <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]	$P_\gamma$ fotón de 18 TeV	$P_\gamma$ fotón de 251 TeV
$\alpha_{\text{DM}} = 1.8$			
1	$1.72 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-5}$	$> 1$
10	$1.72 \times 10^{-7}$	$6 \times 10^{-6}$	0.71
$\alpha_{\text{DM}} = 2.5$			
1	$3.66 \times 10^{-8}$	$20 \times 10^{-5}$	$> 1$
10	$3.66 \times 10^{-7}$	$20 \times 10^{-6}$	0.48

**Tabla 4.1:** Normalización del flujo de fotones a 1 TeV y probabilidad de supervivencia  $P_\gamma$  calculada suponiendo distintos porcentajes de la energía isotrópica cedida para generar un flujo de DM; tal que LHAASO pudiera observar al menos un fotón de 18 TeV y Carpet-2 un fotón 251 TeV.

Para el fotón de 18 TeV, encontré que la probabilidad mínima de supervivencia para su detección, dependiendo del espectro asumido, es de  $\mathcal{O}(10^{-5} - 10^{-7})$ ; mientras que para el fotón de 251 TeV resultó ser de  $\mathcal{O}(10^{-1})$  hasta  $> 1$ . Por lo tanto, la observación de Carpet-2 resulta poco plausible como escenario, ni siquiera en el mejor de los escenarios ya que requiere una probabilidad de supervivencia extremadamente alta. Por el contrario, la observación del fotón de 18 TeV requiere de una probabilidad de supervivencia lo suficientemente mayor que la que resulta de considerar únicamente la atenuación por EBL. A partir de este resultado, exploramos el espacio de parámetros para ALP y fotones oscuros.

En este trabajo encontramos que el modelo de Fireball, bajo el escenario leptónico de SSC no es suficiente para explicar la detección de los fotones más energéticos por LHAASO y Carpet-2. Por lo tanto, exploramos un escenario más allá del modelo estándar considerando la existencia de una población de candidatos ligeros de DM generados en el GRB. En particular, consideramos ALPs y fotones oscuros como posibles candidatos capaces de explicar las observaciones de LHAASO

y Carpet-2

Concluimos que ambos candidatos de DM son capaces de explicar el fotón de 18 TeV, tal que la producción de DM requiere un porcentaje bajo de energía (1 – 10%), con lo que no se afecta la dinámica del GRB. Mientras que el fotón de 251 TeV detectado por Carpet-2 solamente es explicado por los fotones oscuros; no obstante, la contribución al flujo de rayos gamma debida a los fotones oscuros debería de ser observable a más bajas energías de existir. Es importante mencionar que hace falta estudiar con mayor profundidad los mecanismos de producción de DM que podrían ocurrir en un GRB; ya sea durante la etapa del progenitor o durante su evolución. Así mismo, evaluar distintos perfiles espectrales y temporales del flujo de DM podría ayudar a probar estos mecanismos.

Este artículo fue aceptado y publicado en **The Astrophysical Journal**. Puede ser consultado en [doi:10.3847/1538-4357/acb700](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb700).



# GRB 221009A: A Light Dark Matter Burst or an Extremely Bright Inverse Compton Component?

M. M. González<sup>1</sup>, D. Avila Rojas<sup>2</sup>, A. Pratts<sup>2</sup>, S. Hernández-Cadena<sup>2</sup>, N. Fraija<sup>1</sup>, R. Alfaro<sup>2</sup>, Y. Pérez Araujo<sup>1</sup>, and J. A. Montes<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, México; [magda@astro.unam.mx](mailto:magda@astro.unam.mx)

<sup>2</sup> Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, México; [daniel\\_avila5@ciencias.unam.mx](mailto:daniel_avila5@ciencias.unam.mx)

Received 2022 November 9; revised 2022 December 7; accepted 2023 January 28; published 2023 February 23

## Abstract

Gamma-ray bursts (GRBs) have been considered as potential very high energy photon emitters due to the large amount of energy released as well as the strong magnetic fields involved in their jets. However, the detection of teraelectronvolt photons is not expected from bursts beyond a redshift of  $z \gtrsim 0.1$ , due to their attenuation with the extragalactic background light (EBL). For these reasons, the recent observation of photons with energies of 18 and 251 TeV from GRB 221009A ( $z = 0.151$ ) last 2022 October 9 has challenged what we know about the teraelectronvolt-emission mechanisms and the extragalactic background. In order to explain the teraelectronvolt observations, recent works exploring candidates of dark matter have started to appear. In this paper, we discuss the required conditions and limitations within the most plausible scenario, synchrotron self-Compton radiation in the GRB afterglow, to interpret the one 18 TeV photon observation besides the EBL. To avoid the Klein–Nishina effect, we find an improbable value of the microphysical magnetic parameter below  $10^{-6}$  for a circumburst medium value  $> 1 \text{ cm}^{-3}$  (expected in the collapsar scenario). Therefore, we explore possible scenarios in terms of axion-like particles (ALPs) and dark photon mechanisms to interpret this highly energetic photon and we discuss the implications in the GRB energetics. We find that the ALPs and dark photon scenarios can explain the 18 teraelectronvolt photon but not the 251 teraelectronvolt photon.

*Unified Astronomy Thesaurus concepts:* [Dark matter \(353\)](#); [High energy astrophysics \(739\)](#); [Gamma-ray bursts \(629\)](#)

## 1. Introduction

Gamma-ray bursts (GRBs) are characterized by a prompt emission in the energy range of kiloelectronvolts to megaelectronvolts with a wide range of spectral and temporal features. They also present a late phase called afterglow, which is observed at energies from radio to gamma rays with longer duration than the prompt emission. They are classified based on their hardness ratio (Qin et al. 2000, 2001) and the duration of their prompt emission (Kouveliotou et al. 1993). In particular, longer bursts are those with a duration longer than 2 s and are associated with the death of massive stars through core collapse (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999). The fireball model (Cavallo & Rees 1978; Goodman 1986; Paczynski 1986) explains the prompt emission as the dissipation of kinetic energy in internal shocks and the afterglow phase through shocks generated by the collision of the expanding blast wave with the external medium (see Piran 2004, for a complete review). In both cases, synchrotron radiation is the responsible cooling mechanism only up to the energies of a few gigaelectronvolts (Kumar & Barniol Duran 2010; Veres & Mészáros 2012; Wang et al. 2013; Fraija et al. 2019b). Thus, high ( $> 10$  GeV) and very high energy (VHE;  $> 100$  GeV) emissions are described (for high emission) and predicted (for VHE emission) by inverse Compton scattering of lower energy photons by electrons (Wang et al. 2001; Alvarez-Muñiz et al. 2004; Fraija et al. 2019a, 2021) at different regions of the jet

and by other hadronic models that we do not discuss here because of the known limited baryonic content of the jet (Dermer & Atoyan 2004). In leptonic models, the VHE emission appears delayed with respect to the prompt emission as a consequence of the time for the shock to approach the deceleration radius (Meszaros & Rees 1994) and the time that takes the gamma-gamma opacity to decrease (e.g., see Baring 2006). In fact, the striking detections of GRB 180720B, GRB 190829A, and GRB 190114C above energies of 100, 200, and 300 GeV by the H.E.S.S. and MAGIC observatories (Abdalla et al. 2019; H.E.S.S. Collaboration et al. 2021) were described as inverse Compton emission. In all cases, the emission appeared hours after the prompt phase.

On 2022 October 9, one of the most luminous (or probably the most luminous depending on the final corrected flux) GRBs ever recorded was detected by the Fermi-GBM instrument (Veres et al. 2022), followed by SWIFT (Dichiara et al. 2022) and several other missions as well. Initial observations by GBM show that GRB 221009A consists of two main emission episodes followed by a long tail; the first one with a duration of tens of seconds and a fluence of approximately  $2.2 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2}$ . The second, a multi-peaked emission, lasting around 327 s (Lesage et al. 2022, preliminary T90) reached a fluence of approximately  $2.912 \times 10^{-2} \text{ erg cm}^{-2}$  (Lesage et al. 2022). The duration of the tail is still being determined but it is in the order of 2000 s. While other missions detected GRB 221009A at relatively the same time periods, all of them reported different estimations for the fluence, and some of them have revised their initial reports, due to saturation of their instruments at high energies (Omodei et al. 2022a, 2022b). Nevertheless, all the fluences reported for the second emission



Original content from this work may be used under the terms of the [Creative Commons Attribution 4.0 licence](#). Any further distribution of this work must maintain attribution to the author(s) and the title of the work, journal citation and DOI.

episode remain in the order of  $10^{-2} \text{ erg cm}^{-2}$ . The ground-based locations are consistent with uncertainties. Observations of the counterpart began at approximately  $T_0 + 150 \text{ s}$  in the X-ray band (Tohuvavohu et al. 2022) and several hours later in the IR, radio, and optical bands (Brivio et al. 2022; Durbak et al. 2022; Farah et al. 2022; Hu et al. 2022; Liu et al. 2022; Tiengo et al. 2022). Moreover, spectroscopic observations of the afterglow with the GTC's OSIRIS and the VLT's X-Shooter instruments resulted in an estimated redshift of  $z = 0.151$  (Castro-Tirado et al. 2022; de Ugarte Postigo et al. 2022). Further observations of the afterglow are still being carried out by multiple missions. Land-based and space-based observatories were still able to detect the GRB counterpart tens of days after the GBM trigger in the aforementioned bands (Atri et al. 2022; O'Connor et al. 2022; Pellegrin et al. 2022; Savchenko et al. 2022), including the notable observations made by JWST (Levan et al. 2022b) and by the Hubble Space Telescope (Levan et al. 2022a). Interestingly enough, the latter discusses how a faint near-IR emission extending approximately  $1''$  around the position of the afterglow could be the host galaxy of GRB 221009A. Among the various missions that observed GRB 221009A, LHAASO reported a detection with two of its three sub-arrays; WCDA and KM2A. LHAASO-WCDA array detection was centered at R.A. =  $288^\circ 3$ , decl. =  $19^\circ 8$ , within 2000 s after the trigger time, with energies above 500 GeV and significance above  $100\sigma$ , while LHAASO-KM2A's detection had a significance above  $10\sigma$  and the highest energy photon at 18 TeV. This marks the first-ever detection (Huang et al. 2022) of a GRB with energies above 10 TeV. The detection of an 18 TeV photon is certainly already intriguing, but if true, the report by the Carpet-2 air shower array of a photon-like air shower that corresponds to a 251 TeV photon (Dzhappuev et al. 2022) is amazing considering its redshift of  $z = 0.151$ . However, Fraija et al. (2022) have already identified some petaelectronvolt sources with locations consistent with the position of the 251 TeV photon.

Given what has been discussed above regarding the observations of the brightest transient event ever seen, a quick conclusion could mislead the description of GRB 221009A toward inverse Compton scattering. However, it is the need to understand how to avoid the extragalactic background light (EBL) attenuation of a flux of photons with energies of 18 TeV (in the best scenarios the attenuation factor is  $\sim \exp(-13.3)$ , Gilmore et al. 2012) and 251 TeV (attenuation factor is  $\sim \exp(-175.9)$ ) that leads us to consider alternatives that invoke dark matter (DM) particles in this work. VHE photons detected by LHAASO may also be explained by proton synchrotron emission from accelerated ultrahigh-energy cosmic rays, as shown by Zhang et al. (2022). Additionally, these energetic photons could be explained by the line of sight component of this flux. Some studies also explore Lorentz Invariance violation effects on gamma-gamma absorption (Finke & Razzaque 2023; Li & Ma 2022; Zheng et al. 2022).

The nature of DM is still unknown, although according to the best cosmological model (Lambda cold dark matter,  $\Lambda$ CDM), DM constitutes around 25% of the energy density of the universe (Planck Collaboration et al. 2020). There are several candidates that have been proposed that could describe the nature of DM. Among them, the most studied candidate are weakly interactive massive particles (WIMPs; Roszkowski et al. 2018), which arrive naturally from a supersymmetric

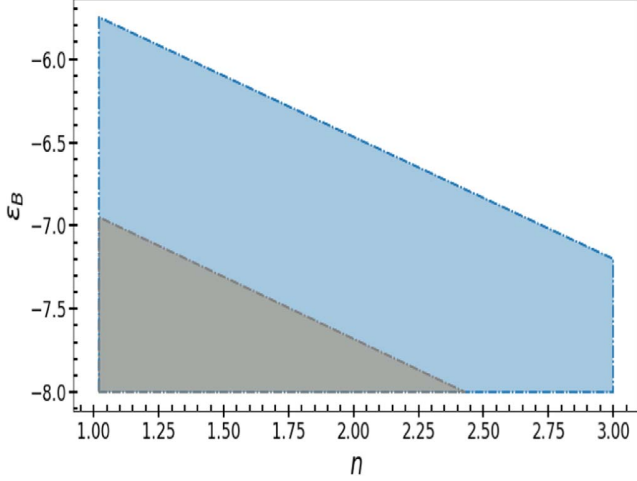
extension of the standard model (SM). However, the Large Hadron Collider at CERN has not found evidence of supersymmetric particles, and other DM candidates are being considered, such as axion-like particles (ALPs) and dark photons (Beskidt et al. 2012).

Dark photons are proposed to be the gauge bosons of a dark sector under the group  $U(1)$  (Holdom 1986). They are considered to be massive and predominantly interact with photons from the SM. A kinetic mixing/coupling with the SM photon is possible, leading to photon-dark photon conversions either under the presence of magnetic fields or in vacuum. Because of the small interactions between dark photons and other SM particles, it is possible for dark photons to travel cosmological distances.

ALPs are pseudo-scalar bosons that generalize the concept of quantum chromodynamics axions and arise from models beyond the SM. Their production occurred during the early inflationary universe. Both of them, axions and ALPs, are excellent candidates to be the DM of the universe (Abbott & Sikivie 1983; Dine & Fischler 1983; Preskill et al. 1983). Since they are CDM, they agree with  $\Lambda$ CDM (Visinelli & Gondolo 2010).

Currently, DM and GRBs have only been linked by a few authors. The observations of photons with energy of tens to hundreds of gigaelectronvolts are explained as a possible signature of DM; even though, inverse Compton scattering is considered to be the most plausible mechanism. However, the combination of VHE emissions and a moderate redshift in GRB 221009A cannot be easily explained by just inverse Compton scattering, and more complex scenarios are needed. Among different possibilities, we summarize three scenarios of DM production in GRBs that could fit some of the features observed in GRB 221009A. How these DM particles are released, created, or accelerated is beyond the scope of this paper. However, we explore the consequences of an initial beam of light DM produced in the GRB, which could motivate new investigations of the production mechanisms of light DM particles in GRBs, such as the one described in Nakagawa et al. (2022).

Under scenario one, several studies (Raffelt 1986; Ferreira et al. 2022) have proposed the production of light DM candidates during the core collapse of a massive star, leading to the production of a burst of DM that may escape from the surface of the star. We review the case for ALPs, but the same conclusions are valid for dark photons. For ALPs, different mechanisms, such as the Primakoff process, contribute to the total production rate, Bremsstrahlung, electron-positron fusion, and photon coalescence. The dominant contributions to the production rate depend on the mass of the ALP (see Ferreira et al. 2022). However, due to screening effects and the kinematic mass of the photon, the maximum energy estimated for the ALPs produced during the core collapse is lower than 1 GeV. This means that the probability of generating ALPs with energies  $E > \text{TeV}$  is very low. There are searches for ALPs under these hypotheses using data from the Gamma-Ray Spectrometer (Brockway et al. 1996) and Fermi-LAT Observatory (Payez et al. 2015; Crnogorčević et al. 2021) within energies below 300 MeV. If GRB 221009A is the probable result of the core collapse of a massive star (Castro-Tirado et al. 2022; Amati et al. 2002) further studies are needed to extend the production of ALPs or any other DM particle to energies of at least to tens of teraelectronvolts. A BdHNI



**Figure 1.**  $\epsilon_B$  as a function of the density of the surrounding medium. The blue zone corresponds to an  $h\nu_{\gamma,e}^{\text{KN}} > 18$  TeV and  $t = 2000$  s while the superimposed gray zone corresponds to  $E_{\gamma,c}^{\text{KN}} > 251$  TeV and  $t = 5000$  s.

typical binary-driven hypernova type I, carbon–oxygen core with a companion neutron star (Aimurатов et al. 2022) has also been proposed as the progenitor of GRB 221009A. If this is the case, the production of ALPs is still possible in the neutron star (see, e.g., Harris et al. 2020). The neutron star survives some time after the burst allowing the production of ALPs (Payez et al. 2015).

A second possible scenario to create light DM is the fusion of pairs of electron–positron ( $e^+e^-$  fusion) to light DM, (Ferreira et al. 2022). This process should be able to occur with particles produced after the burst flash, and even during the afterglow. The maximum energy of the ALPs produced in this case must be at least the observed photon energy of 18 TeV (or even the 251 teraelectronvolt photon).

Finally, the third scenario implies that the DM in the universe could be multicomponent, including a heavy component (e.g., a WIMP with masses above 100 TeV) plus a light DM component (either an ALP or dark photon candidate). Scenarios with multicomponent DM have been explored in colliders and direct and indirect DM searches, for example, in Batell et al. (2009), Zurek (2009), and Feldman et al. (2010). In this case, during the core collapse of the progenitor (GRB 221009A), the WIMP annihilation could be enhanced by particle capture from the star (Bell et al. 2020) and produce photons with a continuous spectrum at energies near the mass of the candidate. This emission should be isotropic, and the photons produced during the WIMP annihilations are converted to ALPs and converted back to photons after entering the Milky Way to reach observatories on Earth. A variation of this situation is that the DM candidate annihilates directly to dark photons (Pospelov & Ritz 2009) that oscillate to SM photons, which could be detected on Earth.

In this paper, we explore these scenarios to explain the high energy emission detected in GRB 221009A. First, in Section 2, we discussed the values of the microphysical parameters to obtain electron energies below the Klein–Nishina (KN) limit so that the synchrotron self-Compton (SSC) emission can take place. We assume, as for all long bursts, that the density of the surrounding medium,  $\eta$ , is larger than  $1 \text{ cm}^{-3}$ . In Section 3, we explore an alternative scenario in which there is a release of DM by the burst. We estimate the minimum survival

probability of a photon coming from a DM oscillation and reaching Earth. Then, we explore the candidate’s region of ALPs and dark photons as the DM particles generated in the burst. Finally, we summarize our conclusions and give final remarks.

## 2. Leptonic Inverse Compton Scattering

Within the leptonic emission models, SSC is the preferred mechanism either in the reverse (Mészáros & Rees 1999; Nakar & Piran 2004; Genet et al. 2007; Kobayashi et al. 2007; Fraija et al. 2020) or forward external shocks (Sari et al. 1998; Panaitescu 2007). The duration of the emission generated in the reverse shock is expected to be shorter (as flashes) and at energies lower than the emission released in the forward shocks. The two main episodes of GRB 221009A appeared during the first  $\sim 600$  s of the bursts. Although LHAASO does not report the detection time of the 18 TeV photon or whether it is unique or one of many 10 TeV photons, the duration of the observation is given as  $\sim 2000$  s. Thus, we will assume for the purposes of this analysis, that the VHE emission lasted as long as the duration of the LHAASO observation, which is much longer than the prompt duration of 327 s (without considering the long tail as reported by Lesage et al. 2022). Then, here we will analyze the case of SSC in forward shocks to explain the teraelectronvolt photons of GRB 221009A.

The SSC process occurs when the same electron population that radiates synchrotron photons upscatters them to higher energies as  $E_{\gamma,j}^{\text{SSC}} \sim \gamma_j^2 E_{s,j}^{\text{syn}}$ , where the notation  $j = m, c$  represents the minimum and cooling frequencies. The maximum flux that the SSC process can reach  $F_{\text{max}}^{\text{SSC}} \sim k\tau F_{\text{max}}^{\text{syn}}$  depends on the maximum synchrotron flux and the optical depth. The spectral breaks and the maximum flux for SSC emission in the afterglow can be expressed as (Sari & Esin 2001)

$$\begin{aligned}
 E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} &\simeq 0.6 \text{ GeV} \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5}{4}} \left( \frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^4 \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}} \\
 &\quad \times n^{-\frac{1}{4}} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3}{4}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9}{4}}, \\
 E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} &\simeq 3.9 \text{ MeV} \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{-\frac{3}{4}} (1+Y)^{-4} \\
 &\quad \times \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{-\frac{7}{2}} n^{-\frac{9}{4}} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{-\frac{5}{4}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{1}{4}}, \\
 F_{\text{max}}^{\text{SSC}} &\simeq 7.9 \times 10^{-3} \text{ mJy} \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{3}{4}} \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}} \\
 &\quad \times n^{\frac{5}{4}} \left( \frac{d_z}{10^{28}} \right)^{-2} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{5}{4}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{\frac{1}{4}}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

where  $Y = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\eta \frac{\epsilon_e}{\epsilon_B}}}{2}$  is the Compton parameter (for slow cooling  $\eta = \left( \frac{\gamma_c}{\gamma_m} \right)^{2-p}$  and for fast cooling  $\eta = 1$ ),  $z = 0.151$  is the redshift,  $E_k$  is the equivalent kinetic energy,  $d_z$  is the luminosity distance calculated by considering the cosmological parameters presented in Bennett et al. (2014),  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$  is the density of the surrounding medium, and  $\epsilon_e$  and  $\epsilon_B$  are the microphysical parameters related to the total energy given to accelerate electrons and to amplify the

magnetic field, respectively, with the constraint of  $\epsilon_e + \epsilon_B < 1$  (Sari & Esin 2001). We adopt the convention  $Q_x = \frac{Q}{10^x}$  in cgs units. The SSC light curve ( $\times 10^{-9}$  mJy) in the fast-cooling regime is

$$F_\nu^{\text{SSC}} = \begin{cases} 260 \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{3}{8}} \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{-\frac{5}{4}} n^{\frac{1}{8}} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{5}{8}} \left( \frac{d_z}{10^{28}} \right)^{-2} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{\frac{1}{8}} \left( \frac{E_\gamma}{10^{13}} \right)^{-\frac{1}{2}}, & E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} < E < E_{\gamma,c}^{\text{SSC}}, \\ 2.0 \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5p-2}{8}} (1+Y)^{-2} \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{p-6}{8}} \left( \frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^{2p-2} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3p+2}{8}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9p-10}{8}} \left( \frac{E_\gamma}{10^{13}} \right)^{-\frac{p}{2}}, & E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} < E, \end{cases} \quad (2)$$

and the slow-cooling regime is given by

$$F_\nu^{\text{SSC}} = \begin{cases} 8600 \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5p+1}{8}} \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{p+1}{4}} \left( \frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^{2(p-1)} n^{\frac{11-p}{8}} \left( \frac{d_z}{10^{28}} \right)^{-2} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3p+7}{8}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9p-11}{8}} \left( \frac{E_\gamma}{10^{13}} \right)^{-\frac{p-1}{2}}, & E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} < E < E_{\gamma,c}^{\text{SSC}}, \\ 2.0 \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{\frac{5p-2}{8}} (1+Y)^{-2} \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{\frac{p-6}{8}} \left( \frac{\epsilon_e}{10^{-1}} \right)^{2p-2} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{\frac{3p+2}{8}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{9p-10}{8}} \left( \frac{E_\gamma}{10^{13}} \right)^{-\frac{p}{2}}, & E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} < E, \end{cases} \quad (3)$$

where  $E_\gamma = 10$  TeV and  $t = 10^3$  s correspond to the energy band and timescale of this process. A direct effect on the SSC spectrum due to the KN regime is the suppression of upscattered synchrotron photons. Considering the evolution of the bulk Lorentz factor  $\Gamma \propto t^{-\frac{3}{8}}$  and cooling electron Lorentz factor  $\gamma_c \propto t^{-\frac{1}{2}}$  (Sari et al. 1998), the break energy in the KN regime  $E_{\gamma,c}^{\text{KN}} = \gamma_c \Gamma mc^2$  (Wang et al. 2019) is given by

$$E_{\gamma,c}^{\text{KN}} \simeq 67.2 \text{ GeV} \left( \frac{1+z}{2.15} \right)^{-\frac{3}{4}} (1+Y)^{-1} \left( \frac{\epsilon_B}{10^{-3}} \right)^{-1} \times n^{-\frac{3}{4}} \left( \frac{E_k}{10^{54}} \right)^{-\frac{1}{4}} \left( \frac{t}{10^3} \right)^{-\frac{1}{4}}. \quad (4)$$

Clearly, the observation of 18 and 251 TeV photons requires even higher values for  $E_{\gamma,c}^{\text{KN}}$  to avoid a large photon suppression. Figure 1 shows the allowed values of  $\epsilon_B$  assuming  $n > 1 \text{ cm}^{-3}$  (typical value for long bursts; Schulze et al. 2011), a kinetic energy efficiency of 20% (Kumar & Zhang 2015), and values for the KN break energy above 18 TeV at  $t = 2000$  s and 251 TeV at  $t = 5000$  s (see Table 1 for other GRB parameters considered). The choice of  $t$  assures that the teraelectronvolt photons could have been observed at any time within the observational period. As shown, the required values of  $\epsilon_B$  are less than  $10^{-6.5}$  or  $10^{-7.0}$ , depending on the energy of the teraelectronvolt photon observed and the duration of the observation. However, many studies have described multi-wavelength afterglow observations using values of  $\epsilon_B$  between  $10^{-5}$  and  $10^{-1}$  (Wijers & Galama 1999; Panaitescu & Kumar 2002; Yost et al. 2003; Panaitescu 2005; Santana et al. 2014). If the teraelectronvolt photons arrive in the first 10 s of the burst, these upper limit values are relaxed slightly, but not enough, to values of  $-5.5$  and  $-6.6$  for 18 and 251 TeV KN break energies, respectively.

Considering the dependence on time of the SSC light curve (Equations (2) and (3)), the maximum flux will occur in the first seconds of the burst. Then, we estimate the flux at the observation times of 1 and 5000 s, requiring  $E_{\gamma,c}^{\text{KN}}$  greater than

250 TeV (for  $t = 0\text{--}5000$  s), an  $n = 1.2 \text{ cm}^{-3}$ ,  $\epsilon_B = 10^{-7.5}$ , and  $\epsilon_e = 10^{-6}$ . The resulting flux at the energy of 18 TeV decreases from  $8 \times 10^{-20} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  at  $t = 1$  s to  $2.1 \times 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  at  $t = 5000$  s. This flux is already too small to reach Earth and to be detected by LHAASO even if EBL does not attenuate it. Note that the energy uncertainty of LHAASO allows the energy of the photon to be up to 25.2 TeV, whereas the EBL attenuation is much larger,  $\sim \exp(-25.6)$ .

In summary, the SSC mechanism in external forward shocks can produce teraelectronvolt photons only when extreme and unlikely values of the microphysical parameters are considered in order to avoid a rapid decrement of the cross section (and the SSC emission) when approaching the KN regime. Furthermore, even if SSC were the case, the energy flux would be too small to explain the observations of teraelectronvolt photons as we will discuss in Section 3.1. Then, in the next section, we consider the circumstances under which the emission of DM could be responsible for teraelectronvolt photons.

### 3. DM Scenario

As discussed in the introduction, the production of DM in GRBs has been studied for energies of a few gigaelectronvolts. There is still a lot of work to be done before these or similar theories explain the observation of teraelectronvolt photons in GRBs by the creation of DM at the progenitor stage. Furthermore, the identification of release mechanisms will be an even harder task. Nevertheless, if teraelectronvolt photons are observed to be associated with long GRBs at redshifts beyond 0.1, new descriptions using DM are the obvious candidates to avoid the EBL. In this section, we estimate the minimum survival probability,  $P_\gamma$ , for the DM scenarios to explain the observations of GRB 221009A, in particular, the one from LHAASO, and discuss possible scenarios for ALPs and dark photons candidates. Under this framework, the survival probability carries information about the conversion

**Table 1**  
Parameters Considered in Our Calculations

Parameter	Value	References
$E_{\text{iso}}$	$2 \times 10^{54}$ erg	Tu & Wang (2018)
$d_z$	$2.2317 \times 10^{27}$ cm	
$p$	-2.4	Kumar & Zhang (2015)
EBL model	Gilmore	Gilmore et al. (2012)
$B_{\text{MW}}$	$\sim 3 \mu\text{G}$	Jansson & Farrar (2012)
$B_{\text{HostGal}}$	$\sim 3 \mu\text{G}$	Assumed as MW
$B_{\text{jet}}$	$10^6$ G	Mena et al. (2011)
$d_{\text{jet}}$	$10^{10}$ cm	Mena et al. (2011)
$d_{\text{HostGal host}}$	30 kpc	Assumed as MW
$d_{\text{MW}}$	<30 kpc	Less than MW diameter
$\alpha_{\text{DM}}$	1.8 and 2.5	Assumed
Energy carried by DM	1%–10%	Assumed

of DM to photons, the EBL attenuation, and the loss of photons by reconverting to DM.

### 3.1. Teraelectronvolt-photon Detection

The number of gamma-ray photons observed,  $N_\gamma$ , by LHAASO or CARPET-2 in an energy range depends on their effective area  $A(E_\gamma)$  (taken from Ma et al. 2022 for LHAASO and Dzhappuev et al. 2020 for CARPET-2), the time of the observation between  $t_{\text{min}}$  and  $t_{\text{max}}$ , and the photon flux reaching the detector.

$$N_\gamma = \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \int_{E_{\gamma,\text{min}}}^{E_{\gamma,\text{max}}} A(E_\gamma) \Phi_\gamma(E_\gamma, t) dE_\gamma dt. \quad (5)$$

As mentioned before, the survival probability encapsulates the DM oscillation (which depends on the energy of the DM candidate) as well as the EBL attenuation and any other effect due to the magnetic fields present in the jet and the host galaxy (which depend on the photon energy). The DM candidates considered here have a mass  $m_{\text{DM}} \ll \text{TeV}$ , then the energy of the DM candidate can be taken to be equal to the photon energy, and the survival probability can be given only in terms of the photon energy. Then, the time-independent photon flux can be given as

$$\Phi_\gamma(E) = \Phi_{\text{DM}}(E) P_\gamma(E_\gamma) = N_0 \left( \frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma), \quad (6)$$

where  $\alpha$  is the spectral index of the DM, and  $N_0$  is the normalization factor of the DM flux. Then, Equation (5) is rewritten as

$$N_\gamma = \Delta t N_0 \int_{E_{\gamma,\text{min}}}^{E_{\gamma,\text{max}}} A(E_\gamma) \left( \frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (7)$$

and the  $N_0$  can be calculated considering the total energy carried by DM,  $E_{\text{DM,T}}$ . We assume a fraction of the isotropic energy to be released by the DM candidates with efficiency similar to or lower than the fraction released as kinetic energy of electrons in the SSC framework. Values as large as 30% can be found in the literature (Ren et al. 2022). However, to avoid problems with the well-known dynamics of the fireball, we

**Table 2**

Flux Normalization at 1 TeV,  $N_0$ , of the Photon Flux and the Survival Probability,  $P_\gamma(E)$ , Calculated Assuming a Fraction of the Isotropic Energy Given to DM to Observe at Least One Photon by LHAASO-KM2A, between Energies of 10–25 TeV, and One Photon by CARPET-2, between Energies of 0.1 and 10 PeV

$E_{\text{iso}}$ Fraction	Normalization at 1 TeV ( $\text{TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	LHAASO 18 TeV Photon Probability	CARPET-2 251 TeV Photon Probability
$\alpha_{\text{DM}} = 1.8$			
0.01	$1.72 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-5}$	>1
0.1	$1.72 \times 10^{-7}$	$6 \times 10^{-6}$	0.71
$\alpha_{\text{DM}} = 2.5$			
0.01	$3.66 \times 10^{-8}$	$20 \times 10^{-5}$	>1
0.1	$3.66 \times 10^{-7}$	$20 \times 10^{-6}$	0.48

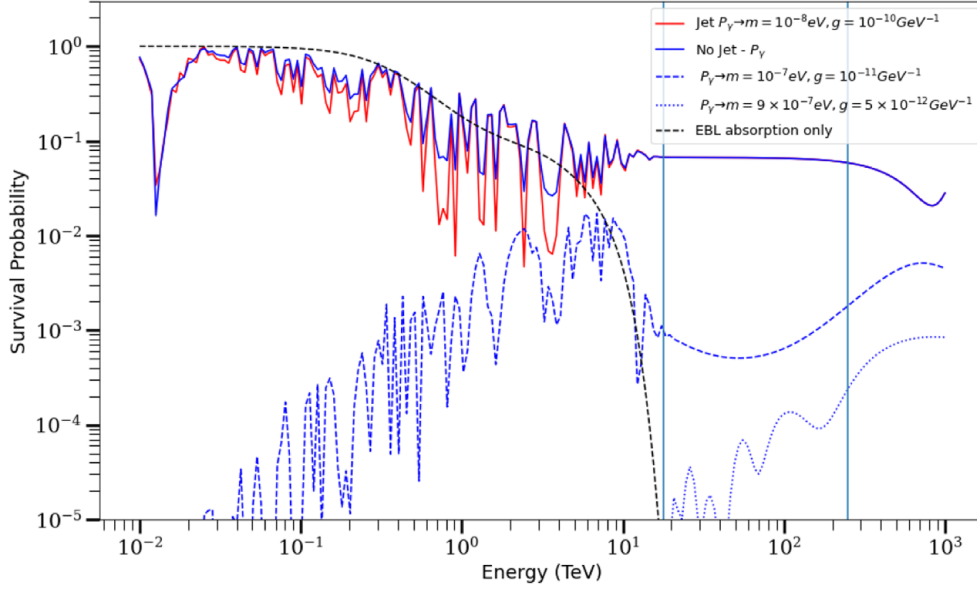
have taken two conservative values of 1% and 10%,

$$E_{\text{DM,T}} = [1\%–10\%] E_{\text{iso}} = \frac{4\pi d_z^2}{1+z} N_0 \int_{E_{\gamma,\text{min}}}^{E_{\gamma,\text{max}}} \left( \frac{E_\gamma}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha+1} dE_\gamma, \quad (8)$$

where  $d_z$  is the luminosity distance of the GRB. Then, we calculate, with Equations (8) and (5),  $N_0$ , and  $P_\gamma(E)$ , required to describe the observed teraelectronvolt photons. In order to simplify the calculation we assume that the survival probability follows a flat distribution in the energy range of interest. Then,  $\alpha$  can be taken as the photon spectral index. This allows constraining the minimum value for  $P_\gamma(E)$  that can explain the 18 TeV photon measured by LHAASO-KM2A and/or the 251 TeV photon. We take the index of 1.8, reported by Fermi-LAT in a refined analysis of GRB 221009A between 100 MeV and 1 GeV (Pillera et al. 2022). Nevertheless, we give the normalization and the survival probability for a spectral index of 2.5 to show the impact of a different assumption. We show our results in Table 2.

The survival probability is low but definitely larger than the attenuation factor by EBL. The photons generated at the GRB are attenuated by the EBL in their journey from the burst to Earth and this correction is always applied to the photon flux reported by instruments. Moreover, in the case of GRB 221009A the energy of the observed photons, of tens and hundreds of teraelectronvolts, pushes the system to the KN regime making it enormously hard to obtain the photon energies and fluxes required to describe the observation. However, if the energy is released as DM, a small fraction, lower than 30%, will oscillate into photons before reaching our galaxy. These photons will be subject to EBL attenuation. But, the remaining DM particles will oscillate into photons until reaching the Milky Way resulting in a photon flux in general agreement with the timing and position of the burst. The obtained minimum survival probability of  $10^{-6}$  ( $10^{-5}$ ) for a fraction of the  $E_{\text{iso}}$  energy of 10% (1%), a similar fraction released as the kinetic energy of electrons, favors the DM scenario over the SSC in the case of the 18 TeV photon. It is a reasonable value and competitive with respect to the EBL attenuation within the energy range of the photon when considering the LHAASO's energy uncertainty, this is an





**Figure 2.** Survival probability of a photon as a function of its energy from an initial beam of ALP candidates defined by  $m$  and  $g$ . The red line considers the magnetic field of the GRB jet while blue lines do not. The vertical lines mark the energies of 18 and 251 TeV as reference.

energy between 10.5 and 25.2 TeV. However, for the 251 TeV photon, the minimum survival probability obtained is close to or even higher than 1 pushing the DM scenario to the exclusion region in the case of ALPs and to dark photon masses below  $\sim 2 \times 10^{-6} \mu\text{eV}$  as shown in the following subsection. Thus, the most probable scenario for the 251 TeV photon is the correlation to close petaelectronvolt sources as pointed out by Fraija et al. (2022).

### 3.2. ALPs

Under the effect of magnetic fields, ALPs and photons oscillate into each other. Thus, an ALP from a burst with the kinetic energy of teraelectronvolts could oscillate into a teraelectronvolt photon at any point of its journey to Earth, in particular, while entering the Milky Way (Mirizzi & Montanino 2017). Given the Lagrangian of ALPs by (Raffelt & Stodolsky 1988),

$$\mathcal{L}_{\text{ALP}} = \frac{1}{2}(\partial_\mu a \partial^\mu a - m_a^2 a^2) + \frac{1}{4f_a} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (9)$$

where  $a$  is the ALP field,  $m_a$  the ALP mass, and  $F_{\mu\nu}$  the Faraday tensor and  $\tilde{F}^{\mu\nu}$  its dual. The coupling between ALPs and electromagnetism is given by

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = \frac{1}{4f_a} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = a g_{a\gamma} \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}, \quad (10)$$

where  $g_{a\gamma}$  is the coupling constant and  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  are the electric and magnetic fields respectively (Raffelt & Stodolsky 1988).

The ALP-photon system traveling along the line of sight is given by the propagation equation (De Angelis et al. 2011). As mentioned earlier, we do not assume a starting population of photons because the preferred mechanism, SSC, cannot generate them efficiently. Furthermore, to compensate for the EBL attenuation, the photon flux should increase at least as the EBL attenuation as we require higher energies. Photons could oscillate into DM to avoid EBL but this would also increase the photon flux to compensate for those lost photons that do not

oscillate in the host galaxy or in the GRB jet. Then, we consider an initial beam made of just DM given by the density matrix,  $\rho = \Phi \Phi^\dagger$ , at  $t = 0$  as  $\rho(0) = \text{diag}(0, 0, 1)$ . Then, the survival probability of a photon,  $P_\gamma$ , resulting from an ALP oscillation, to be observed on Earth can be obtained from the density matrix and mixing matrix  $\mathcal{M}$ , which includes all physical parameters such as those for the medium, the magnetic field, electron density, and propagation distance. The evolution equation for the density matrix is given by

$$i \frac{\partial \rho}{\partial l} = [\rho, \mathcal{M}], \quad (11)$$

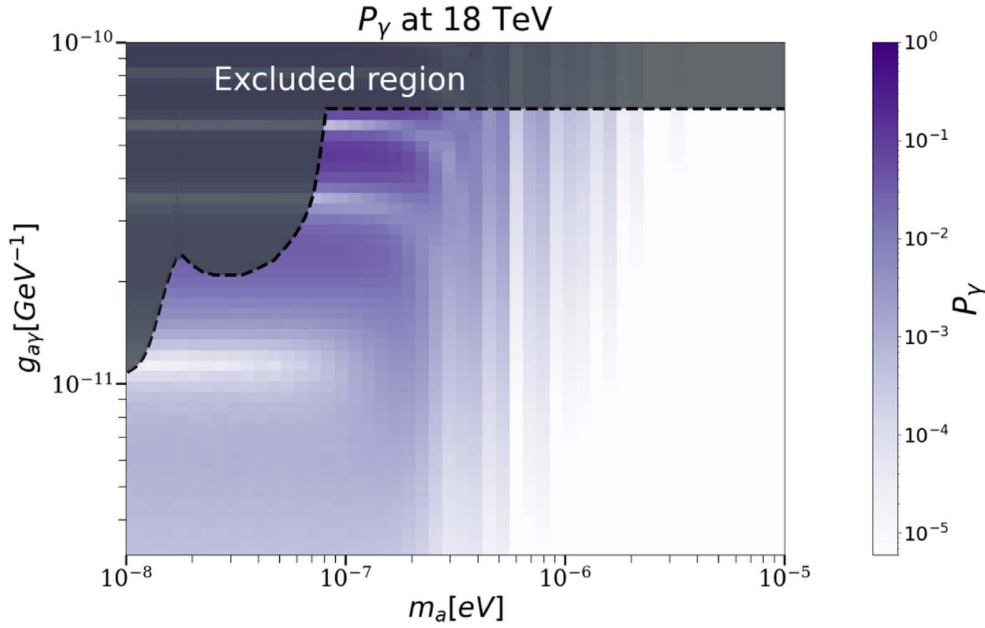
where  $l$  is the propagation distance for a given medium. The survival probability is then

$$P_\gamma = \rho_{1,1}(l) + \rho_{2,2}(l), \quad (12)$$

with  $\rho_{1,1}$ ,  $\rho_{2,2}$  represent the first and second diagonal elements of the density matrix (Bi et al. 2021).

In order to find the survival probability,  $P_\gamma$ , we use the open code GAMMAALP (Meyer et al. 2021), which allows various astrophysical environments. We take into account the magnetic fields of the host galaxy, the Milky Way, and the jet of the burst. Clearly, the host galaxy and the jet will trigger the conversion of the released DM into photons too far away from our observational instrument so that the converted photon will be absorbed by the EBL. The probability of converting DM to photons outside of the Milky Way is not negligible. We take it into account as well as the EBL attenuation of such photon. The values of the magnetic fields considered, see Table 1, are conservative since they have not been reported yet. The host galaxy is assumed to be similar in size and magnetic field to the Milky Way.

Assuming that the initial ALP beam originates at the core collapse of GRB 221009A, we consider two scenarios. The first one considers the magnetic field of the burst jet, the host galaxy's magnetic field, and lastly the Milky Way's magnetic field. In the second scenario, the jet's magnetic field is not taken into consideration. For the regular component of the



**Figure 3.** Survival probability of an 18 TeV photon from an initial beam of ALPs represented in a mesh of  $m_a$  and  $g_{a\gamma}$ . The black dotted line represents the limits of the exclusion regions that have been placed by Fermi (Wouters & Brun 2013), H.E.S.S. (Ajello et al. 2016), and CAST (Anastassopoulos et al. 2017). The exclusion regions are located above the dotted line (gray-shaded region). It can be seen that there are still candidates that could explain the detection of teraelectronvolt photons.

Milky Way’s magnetic field, we consider the Jansson model. We assumed nominal values of the magnetic field of the jet of  $B_T = 10^6$  G,  $n_e = 10^8$  cm $^{-3}$ , and  $l = 10^{10}$  cm (Mena et al. 2011). GAMMAALP calculates the traveling distance in the Milky Way of a particle given its direction.

Different ALPs candidates, identified through the  $m$  and  $g_{a\gamma}$  parameters are considered. Figure 2 shows  $P_\gamma$  for a  $m = 10^{-8}$  eV,  $g_{a\gamma} = 10^{-10}$  GeV $^{-1}$ ;  $m = 10^{-7}$  eV,  $g_{a\gamma} = \times 10^{-11}$  GeV $^{-1}$ ; and  $m = 9 \times 10^{-7}$  eV,  $g_{a\gamma} = 5 \times 10^{-12}$  GeV $^{-1}$ . Interesting candidates are those for which  $P_\gamma$  is larger than the EBL attenuation at a given energy. For instance, the EBL attenuation factor is 0.18,  $1.6 \times 10^{-7}$ , and  $4 \times 10^{-77}$  for photon energies of 500 GeV, 18 TeV, and 250 TeV, respectively. Thus, we only show those candidates with survival probabilities larger than the minimum value to describe LHAASO observations obtained in Section 3.1. As observed, depending on the candidate, we could have photon contributions at different energy ranges. For instance, the candidate shown as a blue solid line will contribute with photons at the three energies of 0.5, 18, and 251 TeV. This could explain also the extremely bright observation by LHAASO at 500 GeV while the other two candidates will not. However, in this case, the first candidate is in the excluded region by the collaborations of FERMI, H.E.S.S., and CAST (the region above the dashed line of Figure 3) (Wouters & Brun 2013; Ajello et al. 2016; Anastassopoulos et al. 2017). More studies must be carried out to show whether there exists a candidate with this behavior in the region not excluded. Candidates like the one shown by the dotted blue line are of special interest to explain the 251 TeV photon since the survival probability increases with the photon energy. For the third candidate shown as a dashed blue line, there is an energy range between 18 and 251 TeV where observations of photons will be more difficult as the survival probability decreases. As observed, the magnetic field of the GRB jet lowers the survival probability but at the energies of interest, it has almost no effect.

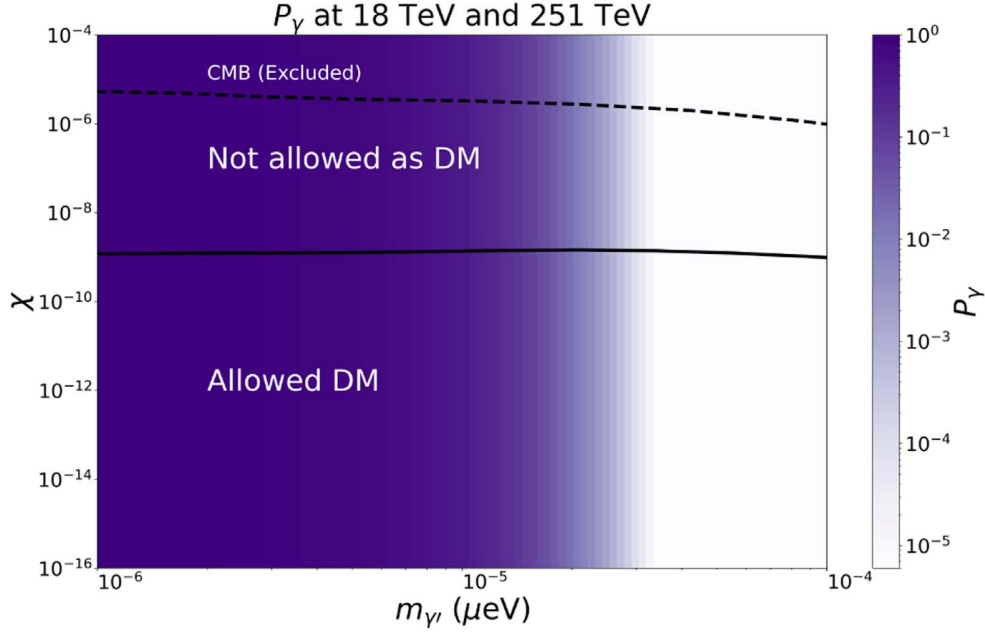
We calculate the survival probability for a mesh of values for  $m_a$  and  $g_{a\gamma}$  for photons with energies of 18 and 251 TeV. Figure 3

shows those candidates with a survival probability above  $6 \times 10^{-6}$  for an 18 TeV photon. This value is the lowest of the estimated ones in Section 3.1 and corresponds to a total energy carried by the ALPs of 10% of  $E_{\text{iso}}$  and a spectral index of 1.8. The plot for the region of a 251 TeV photon is omitted as it is contained within the 18 TeV photon region. The candidates above the dashed line have already been excluded by Fermi or H.E.S.S. As observed, there exists a vast number of not excluded candidates that could explain the observation of 18 or 251 TeV photons. Note that this region has a strong energy dependency. Those candidates closer to the excluded region with lower masses are more likely to explain both observations simultaneously.

### 3.3. Dark Photons

Several conversion probabilities between photons and dark photons have previously been calculated in the literature. These expressions depend on the experimental setup envisioned to constrain the parameters of the dark photons; see, for example, Okun (1982), Ahlers et al. (2007), Zechlin et al. (2008) Arias et al. (2012), and Veberic et al. (2017), and Raffelt & Stodolsky (1988) for a general expression of interactions between photons and light particles and their effects. In addition, in previous years, proposals to use astrophysical sources to observe a possible effect of the oscillation of photons to dark photons have been suggested. For example, Okun (1982) proposes observing whether photons from a star can reach Earth when the star is eclipsed by the moon. Here, we use the method presented in Zechlin et al. (2008) to obtain allowed values of the mixing angle  $\chi$  and the mass of the dark photon  $m_{\gamma'}$  to explain the teraelectronvolt photons observed from GRB 221009A. We assume the optical properties of the medium traversed by the photon are such that the refractive index is 1,<sup>3</sup>

<sup>3</sup> The refractive index is computed from the plasma frequency  $\nu_p$ , related to the electron density  $n_e$  in the medium, as  $\sqrt{1 - \nu_p^2/\nu_\gamma}$ . For  $n_e \sim 0.03$  cm $^{-3}$ , and teraelectronvolt photons ( $\nu_\gamma \gg \nu_p$ ) the refractive index is 1.



**Figure 4.** Survival probability of photons with energies of 18 or 251 TeV for dark photons with masses  $m_{\gamma'}$  and mixing angle  $\chi$ . The region below the solid line shows the region where dark photons are a viable CDM candidate (allowed DM). The region above the dashed line is excluded by using observations from the CMB (CMB excluded). The region between the solid and dashed lines is excluded as dark photons cannot explain DM. The data for the allowed and excluded regions are taken from Arias et al. (2012).

and that the absorption coefficient can be neglected for photons with energies above 100 GeV. Under these assumptions, the expression for the conversion probability is given by (Ahlers et al. 2007; Zechlin et al. 2008)

$$P_{\gamma \rightarrow \gamma'} = 4\chi^2 \sin^2 \left( \frac{m_{\gamma'}^2 L}{4E_{\gamma}} \right), \quad (13)$$

where  $L$  is the distance traveled by the photon and  $E_{\gamma}$  is the photon energy. This expression corresponds to the case where the external magnetic field is zero, which is not so in our case since we have to consider the magnetic field of the host galaxy, the Milky Way, and the GRB jet. Fortin & Sinha (2019) gives an expression of the conversion probability when the external magnetic field is not zero but valid only for photons with energies of  $E_{\gamma} \sim \text{MeV}$ . Thus, we take Equation (13) as a first approximation. The oscillation length is given by

$$L_{\text{osc}} = 2.56 \times 10^{-2} \left( \frac{E_{\gamma}}{1 \text{ TeV}} \right) \left( \frac{m_{\gamma'}}{1 \mu\text{eV}} \right)^{-2} \text{ pc}. \quad (14)$$

For energies of  $\sim 10$  TeV, the oscillation length is smaller than the EBL attenuation length estimated between 2.4 and 3.4 Mpc (Neronov & Semikoz 2009; Schlickeiser et al. 2012). Additionally, we consider the EBL attenuation of the teraelectronvolt photons for the effective distance traveled by the photon. The final expression for the survival probability is given by

$$P_{\gamma} = (1 - P_{\gamma \rightarrow \gamma'}) \times \exp \left( -\tau(E_{\gamma}, z) \frac{D_L}{2L_{\text{osc}}} \right) \quad (15)$$

where  $\tau(E_{\gamma}, z)$  is the optical depth as a function of the photon energy  $E_{\gamma}$ , and the redshift  $z$ . The luminous distance  $D_L$  is given in Table 1, and the oscillation length  $L_{\text{osc}}$  is given by

Equation (14). We use the public code `ebl-table` (Meyer 2020) to estimate the EBL attenuation. We calculate the survival probability for dark photon masses,  $m_{\gamma'}$ , in the range from  $10^{-6}$  to  $10^{-4} \mu\text{eV}$ , and the mixing angle  $\chi$  with values between  $10^{-6}$  and  $10^{-4}$ . Figure 4 shows the parameter space of  $m_{\gamma'}$  and  $\chi$  when  $P_{\gamma} > 6 \times 10^{-6}$ . Similarly to Section 3.2, this value is the lowest of the ones estimated in Section 3.1 and corresponds to a total energy carried by the ALPs of 10% of  $E_{\text{iso}}$  and a spectral index of 1.8. In this case, the survival probability is independent of the observed photon energy. We observe that dark photons with masses smaller than  $\sim 3 \times 10^{-5} \mu\text{eV}$  can explain the teraelectronvolt photons observed by LHAASO-KM2A. We also find that the survival probability  $P_{\gamma}$  does not depend on the value of the mixing angle  $\chi$ . The permitted region for dark photons to be considered as DM capable of explaining the observations from LHAASO and CARPET 2 is where the survival probability is required to be larger than  $6 \times 10^{-6}$  and outside of the excluded region. A strong difference with the ALP scenario is that dark photons will either explain simultaneously both 18 and 251 TeV photons or neither of them.

### 3.4. Previous GRB Observations at Energies $>100$ GeV

GRB observations have been one of the major challenges for the current VHE gamma-ray astronomy observatories. In particular, Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs) have implemented observational programs to search for VHE emissions from GRBs. Most results have provided upper limits to the photon flux and constraints to the models. However, MAGIC and H.E.S.S. are the only two IACTs that have detected GRBs at energies above 100 GeV (Abdalla et al. 2019; MAGIC Collaboration et al. 2019; Acciari et al. 2021; H.E.S.S. Collaboration et al. 2021). Table 3 summarizes some

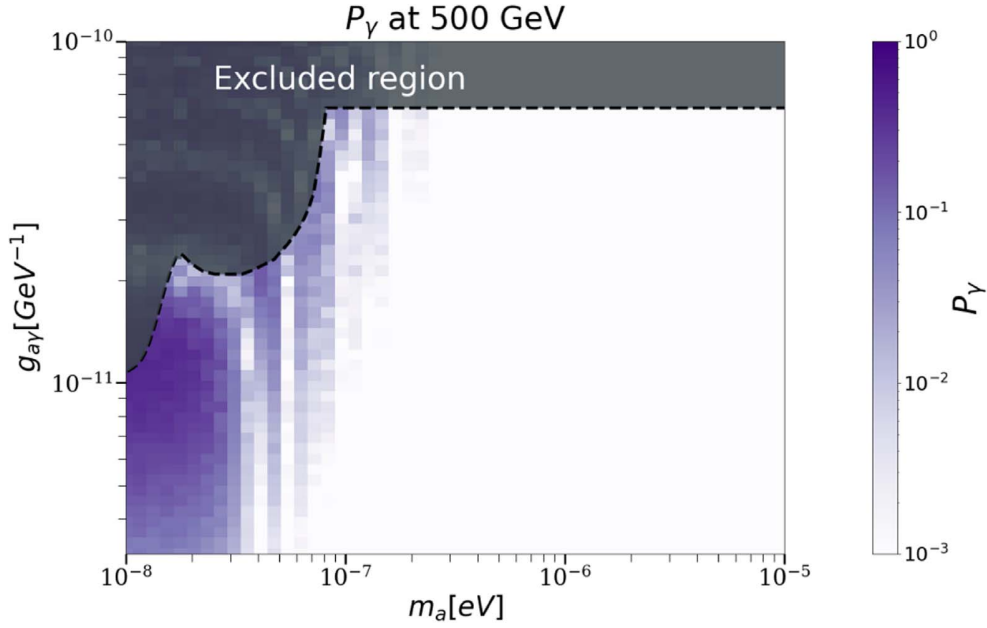


Figure 5. Same as Figure 3 but for photons with an energy of 500 GeV.

Table 3  
Previous Observations of GRBs at Energies above 100 GeV Performed by IACTs

GRB Detections at VHE							
Instrument	GRB	Energy Range	Normalization (TeV <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	Pivot Energy (TeV)	Spectral Index	Redshift	$E_{\text{iso}}$ (erg)
H.E.S.S.	180720B	100–440 GeV	$7.52 \times 10^{-10}$	0.154	$1.6 \pm 1.2$	0.654	$6.0 \times 10^{53}$
MAGIC	190114C	300 GeV–1 TeV	$1.74 \times 10^{-7}$	0.386	$2.16^{+0.29}_{-0.31}$	0.4245	$2.5 \times 10^{53}$
H.E.S.S.	190829A	200 GeV–4 TeV	...	...	...	0.0785	$\sim 2 \times 10^{50}$
MAGIC	201216C	50–200 GeV	...	...	...	1.1	$4.71 \times 10^{53}$

Table 4  
Calculated Survival Probability for Photons with Energies above 100 GeV for a Given Assumed Fraction of  $E_{\text{iso}}$  Taken by DM Particles

GRB Name	$E_{\text{iso}}$	$P_\gamma$	Instrument
190114C	$0.01E_{\text{iso}}$	$5.1 \times 10^{-2}$	MAGIC
180720B	$0.01E_{\text{iso}}$	$1.1 \times 10^{-2}$	H.E.S.S.
190114C	$0.1E_{\text{iso}}$	$5.1 \times 10^{-3}$	MAGIC
180720B	$0.1E_{\text{iso}}$	$1.1 \times 10^{-3}$	H.E.S.S.

relevant information about these observations. A common characteristic among these VHE GRBs is to be classified as long GRBs ( $T_{90} \geq 30$  s), except for GRB190829A that, when analyzing its energy flux and luminosity light curve, shows a rather different behavior (Noda & Parsons 2022). It is worth recalling that this sample contains only four bursts of several thousand observed bursts, so it may not be representative and no significant conclusions should arise from it. Nevertheless, we can explore whether DM can also explain the observations at energies of hundreds of giga-electronvolts.

We have carried out the same procedure as in Section 3.1 to obtain the probability of DM particles surviving as a photon according to the reported fluxes in Table 3 after attenuation by the EBL. Again, we consider a load energy of 1% and 10% of  $E_{\text{iso}}$  corresponding to each burst as well as other parameters

such as the redshift given in Table 3. Table 4 shows the calculated survival probabilities. They are remarkably similar to each other considering the flux differences for the same energy fraction. As observed, larger values of the survival probability than those required for teraelectronvolt photons are also calculated. For the case of ALPs, we show in Figure 5 the candidate space for survival probabilities higher than  $10^{-3}$ . It is observed that there are still candidates out of the exclusion region but with low values of the coupling constant and the lowest masses. In the case of dark photons, the candidate region is slightly pushed to lower masses as can be seen in Figure 4. Interestingly, these results propose DM as an alternative scenario to describe the observations of photons with energies of hundreds of giga-electronvolts.

#### 4. Discussion and Conclusions

We have investigated three scenarios. First, we take the most plausible mechanism within the fireball scenario, the SSC emission in the external forward-shock model, based on the long duration of the VHE gamma-ray emission and the 18 TeV photon observed. We found that to avoid the KN regime, very small and unlikely values of the microphysical parameters are required, and even before considering the EBL attenuation; the resulting flux is too small to reproduce the observation of at least one photon with an energy of 18 TeV. Ren et al. (2022) modeled the multiwavelength afterglow observations of GRB

221009A in a stellar-wind-dominated environment considering the KN effect and found its emission in the energy range of 0.1–10 TeV to be very bright, peaking at 300 GeV. Even though the calculated flux at 1 TeV in the first thousand seconds,  $\sim 10^{-9}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ , is below the HAWC upper limit, final calculations need to be performed to assure that the LHAASO observations can be reproduced since the corresponding EBL attenuation is  $\sim 10^{-7}$  at energies of 18 TeV. The forthcoming LHAASO light curve and spectra for GRB 221009A may provide conclusive information about whether or not SSC is the appropriate mechanism, although with the KN break energy below 1 TeV we consider it unlikely and impossible to explain the 251 TeV photon. Therefore, it is not clear that a population of teraelectronvolt photons is truly released in this burst at least by SSC emission alone, leading us to explore other alternatives involving DM.

Then, we considered two DM scenarios that can be coupled with teraelectronvolt photons, ALPs and dark photons. Several authors, such as Galanti et al. (2022), Baktash et al. (2022), and Troitsky (2022) have considered a starting population of photons that is transformed into DM, and in the Milky Way is where they get reconverted to photons. As discussed before, we believe that the release of teraelectronvolt photons from GRB221009A is doubtful, so instead, we start with a beam of light DM particles released by the burst. However, as we pointed out in Section 1, the production or acceleration mechanisms of light DM in the GRB are beyond the scope of this paper. Nonetheless, we have pointed out theories that consider scenarios of DM production in GRBs, which still need to devise a mechanism to better explain the acceleration of DM particles up to teraelectronvolt energies. Most of these theories identified the progenitor as the site with the required conditions to generate DM. We believe that the results of this work could open a new window to investigations into the production of light DM given the conditions created in the inner region of the GRBs. In particular, the mechanism proposed in Nakagawa et al. (2022), the production of ALPs from first-order phase transitions is considered to explain the observation of VHE photons from GRB 221009A. Interestingly, the region of viable parameters within this mechanism includes the region of parameters that we find here to explain the 18 TeV photon. We assume that the DM release happens very close to the trigger time and lasts over  $2 \times 10^3$  s. Nevertheless, this is not necessarily true and may contradict models where the progenitor produces the DM as it evolves (Raffelt 1986; Ferreira et al. 2022).

We find DM candidates outside the excluded regions that are capable of explaining the observation of teraelectronvolt photons in GRB 221009A. In the case of ALPs, candidates with lower masses and higher coupling coefficients could explain both 18 and 251 TeV photons simultaneously; however, they are close to the excluded region. In the case of dark photons, an explanation of both photons comes naturally at least when the survival probability does not depend on the magnetic field. Under this hypothesis, the teraelectronvolt photons would acquire spectral properties from dark photons. But more detailed studies are needed to estimate the dependence of the survival probability with the magnetic field.


We have shown how the ALP's scenario could or could not contribute at different energy ranges. In particular, we have explored the parameter space to describe previous observations of GRBs at hundreds of gigaelectronvolts as well as the

LHAASO observation of GRB 221009A. Again, this may come naturally if there exist light dark photons with energies of hundreds of gigaelectronvolts while in the case of ALPs the allowed region decreases dramatically toward the lowest masses and low coupling constants. The values found of the survival probability leave the door open to ALPs to explain hundred of gigaelectronvolt emissions. Nevertheless, a detailed study considering different DM spectra, including spectral lines, is required. Obtaining results with the spectra observed beyond 10 TeV will definitely help distinguish the mechanism necessary to produce such a high energy emission from very distant sources.

We have calculated survival probabilities for our two DM scenarios considering the burst's observable parameters. For those unknown quantities, we have used conservative values for long bursts. We have included the jet, host galaxy, and Milky Way environments. We have found a loss of  $\sim 30\%$  of photons by conversion of ALPs before reaching the Milky Way. This is understood as a consequence of the small jet size and the low magnetic field of the host galaxy. The correction by considering the intergalactic magnetic field is neglectable. For dark photons, a detailed estimation of the dependency of the survival probability with the magnetic field must be carried out if they remain as candidates. However, we have shown that dark photons could also be possible candidates even though ALPs have generated a lot more studies. Our assumptions on the energy taken by DM from the burst are conservative and plausible when compared with the fraction of energy taken as kinetic energy of electrons responsible for the emission in other lower frequencies. Thus, the introduction of DM would not affect other elements of the burst evolution. If DM is present in GRBs, the information carried by the light curve will be crucial in order to disentangle possible theories to explain the production and release mechanisms of DM in GRBs, as well as the nature of the DM particle involved.

This work was supported by UNAM-PAPIIT project numbers IG101320 and IG101323.

### ORCID iDs

M. M. González  <https://orcid.org/0000-0002-5209-5641>  
 D. Avila Rojas  <https://orcid.org/0000-0002-4020-4142>  
 A. Pratts  <https://orcid.org/0000-0002-8940-5316>  
 S. Hernández-Cadena  <https://orcid.org/0000-0002-2565-8365>  
 N. Fraija  <https://orcid.org/0000-0002-0173-6453>  
 Y. Pérez Araujo  <https://orcid.org/0000-0002-8774-8147>  
 J. A. Montes  <https://orcid.org/0000-0001-6026-7338>

### References

- Abbott, L., & Sikivie, P. 1983, *PhLB*, 120, 133  
 Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F., et al. 2019, *Natur*, 575, 464  
 Acciari, V., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2021, *PoS*, 395, 788  
 Ahlers, M., Gies, H., Jaeckel, J., Redondo, J., & Ringwald, A. 2007, *PhRvD*, 76, 115005  
 Aimuratov, Y., Becerra, L., Bianco, C. L., et al. 2022, GCN, 32780, <https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/32780.gcn3>  
 Ajello, M., Albert, A., Anderson, B., et al. 2016, *PhRvL*, 116, 161101  
 Alvarez-Muñiz, J., Halzen, F., & Hooper, D. 2004, *ApJL*, 604, L85  
 Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *A&A*, 390, 81  
 Anastassopoulos, V., Aune, S., Barth, K., et al. 2017, *NatPh*, 13, 584  
 Arias, P., Cadamuro, D., Goodsell, M., et al. 2012, *JCAP*, 2012, 013  
 Atri, P., An, T., Giroletti, M., et al. 2022, GCN, 32907, <https://gcn.gsfc.nasa.gov/gcn3/32907.gcn3>





# 5 | GRB 221009A: Características espectrales basadas en candidatos a ALPs

## RESUMEN

El GRB 221009A ha planteado un desafío significativo para nuestra comprensión actual de los mecanismos que producen fotones de TeV en GRBs (*Gamma-Ray Bursts*, Destellos de Rayos Gamma). Por un lado, el efecto Klein-Nishina (KN) de la dispersión Compton inversa conduce a pérdidas de energía menos eficientes de electrones de alta energía. Por otro lado, con un corrimiento al rojo de 0.151, el espectro en TeV del GRB 221009A sufre una absorción significativa por parte de la EBL (*Extragalactic Background Light*, Luz de Fondo Extragaláctica). Por lo tanto, la observación de fotones de 18 TeV y 250 TeV en este evento implica la presencia de enormes flujos de fotones en la fuente, los cuales no pueden ser generados fácilmente por el mecanismo de Sincrotrón auto-Compton en choques externos. Como alternativa, algunos autores han sugerido la posibilidad de convertir los fotones de TeV en ALP (*Axion-Like Particle*, Partícula Tipo Axión) en la galaxia anfitriona, para poder evitar los efectos de la absorción del EBL, y luego reconvertirlos en fotones dentro de la Vía Láctea. Si bien esta solución relaja el requisito de flujos de fotones muy altos, el efecto KN aún representa un desafío. Anteriormente, hemos demostrado que la inyección de ALP podrían explicar la observación de fotones de 18 TeV. Aquí, incluimos la dependencia energética de la probabilidad de supervivencia para determinar las condiciones espectrales que se requerirían para la inyección de tales ALP, limitamos la región candidata de ALP y discutimos las implicaciones en la tasa máxima de partículas para diferentes suposiciones de curvas de luz.

### 5.1. Contribución

En este trabajo continuamos con el estudio presentado en el Capítulo 4 relacionado con la detección de fotones con energías  $> 10$  TeV. Para esto, nos enfocamos al estudio de un sólo candidato de DM, las ALPs. A continuación detallaré mi contribución a este trabajo.

En primer lugar, realicé una actualización bibliográfica de las observaciones y resultados principales que han aparecido en la literatura sobre el GRB 221009A. Posteriormente amplié el análisis incluyendo la dependencia de la probabilidad de supervivencia de los ALP con la cantidad de energía que se llevan en su producción. Para esto, determiné las condiciones espectrales que deben de cumplir distintos pares de candidatos en una región de interés del espacio de parámetros de las ALP para permitir la detección del fotón de energía mayor a 10 TeV. Así mismo, incluí la



dependencia temporal en el espectro diferencial de las ALP asumiendo un perfil temporal ( $\tau(t)$ ) para describir la inyección de ALP mientras se mantiene su dependencia energética. Con lo que el perfil espectral de las ALP que asumí fue una ley de potencias de la forma:

$$\Phi_a(E_a, t) = N_o \tau(t) E_a^{-\alpha_a}, \quad (5.1)$$

tomando la energía de las ALP,  $E_a$ , en TeV. Para los diferentes valores del índice espectral  $\alpha_a$  del espectro de ALP tome valores en el intervalo de 2.0 a 3.0. Para los perfiles temporales consideré la emisión temprana y tardía del GRB: para la emisión temprana tomé la curva de luz reportada por [Kozyrev et al. \(2022\)](#); para la emisión tardía asumí un perfil temporal de ley de potencia dado por  $\tau(t) \sim t^{-\beta}$  con  $\beta = 1/2, 1, 2$ . Con estas consideraciones, calculé el factor de normalización  $N_o$  para distintas fracciones de la energía isotrópica total del GRB (0.1% – 30%) tomada por las ALP como:

$$\%E_{\text{iso}} = \frac{4\pi d_z}{1+z} N_o \int_{E_{a,\text{min}}}^{E_{a,\text{max}}} \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \tau(t) \left( \frac{E_a}{1, \text{TeV}} \right)^{-\alpha_a+1} dt dE_a, \quad (5.2)$$

donde  $d_z$  es la distancia de luminosidad a la fuente,  $z$  el corrimiento al rojo,  $t_{\text{min}}$  y  $t_{\text{max}}$  definen el intervalo de tiempo de la inyección de ALP, y  $E_{a,\text{min}}$  y  $E_{a,\text{max}}$  las energías mínima y máxima de las ALP. De estos resultados calculé el número de fotones observados,  $N_\gamma$  utilizando el área efectiva  $A(E_\gamma)$  del experimento LHAASO-KM2A, el factor de normalización ( $N_o$ ) del espectro de las ALP y la probabilidad de supervivencia  $P_{a\gamma}(E_\gamma)$  obtenida de [gammaALP \(Meyer et al., 2022\)](#). El número de fotones está dado por:

$$N_\gamma = N_o \int_{E_\gamma,\text{min}}^{E_\gamma,\text{max}} \int_{t_0}^{t_{2000}} \tau(t) \left( \frac{E_a}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha_a} P_{a\gamma}(E_\gamma) A(E_\gamma) dt dE_\gamma. \quad (5.3)$$

Este cálculo lo realicé para diferentes candidatos ALP en el espacio de parámetros seleccionado. Para limitar aún más el análisis, establecí dos restricciones para  $N_\gamma$  tomando en cuenta la detección informada por LHAASO-KM2A. Las restricciones fueron:

1.  $N_\gamma \geq 0.5$  para  $E_\gamma$  entre 10 – 25 TeV.
2.  $N_\gamma < 0.5$  para  $E_\gamma > 25$  TeV.

la segunda restricción fue establecida debido a que el fotón más energético que se reportó tiene una energía entre 10 y 25 TeV según lo reportado por LHAASO.

Para determinar si los candidatos que cumplieron con las restricciones son capaces de reproducir el flujo de fotones observado por LHAASO calculé el flujo de fotones resultante obtenido de estos candidatos al llegar a la Tierra y realicé un ajuste a este flujo para obtener su índice espectral  $\alpha_\gamma$ . Por último, realicé el cálculo de la contribución al número de fotones detectados

por LHAASO para energías arriba de 500 GeV para cada uno de los candidatos que cumplieran las dos restricciones establecidas con anterioridad.

Finalmente, analicé la sistemática debida a la suposición de distintos modelos de EBL. Para esto calculé la probabilidad de supervivencia de las ALP en la región estudiada utilizando seis modelos de EBL diferentes: [Kneiske & Dole \(2010\)](#); [Finke et al. \(2010\)](#); [Domínguez et al. \(2011\)](#); [Gilmore et al. \(2012\)](#); [Franceschini & Rodighiero \(2017\)](#); [Saldana-Lopez et al. \(2021\)](#). Para cada par de parámetros  $(m_a, g_{a\gamma})$  que definen un candidato, realicé 100 simulaciones considerando para cada uno de los modelos de EBL.

Este artículo fue enviado y aceptado el 13 de marzo de 2024 en **The Astrophysical Journal** y se está a la espera de su publicación.

## GRB 221009A: Spectral signatures based on ALPs candidates

2 D. AVILA ROJAS,<sup>1</sup> S. HERNÁNDEZ-CADENA,<sup>1</sup> M. M. GONZÁLEZ,<sup>2</sup> A. PRATTS,<sup>1</sup> R. ALFARO,<sup>1</sup> AND J. SERNA-FRANCO<sup>2</sup>

3 <sup>1</sup>*Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico*

4 <sup>2</sup>*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico*

### 5 ABSTRACT

6 GRB 221009A has posed a significant challenge to our current understanding of the mechanisms that  
7 produce TeV photons in gamma-ray bursts (GRB). On one hand, the Klein-Nishina (KN) effect of the  
8 inverse Compton scattering leads to less efficient energy losses of high-energy electrons. In the other  
9 hand, at a redshift of 0.151, the TeV spectrum of GRB 221009A undergoes significant absorption by the  
10 Extragalactic Background Light (EBL). Therefore, the observation of a 13-TeV photon in this event  
11 implies the presence of enormous photon fluxes at the source, which the Synchrotron Self-Compton  
12 mechanism in external shocks cannot easily generate. As an alternative, some authors have suggested  
13 the possibility of converting the TeV-photons into Axion-like particles (ALPs) at the host galaxy, in  
14 order to avoid the effects of EBL absorption, and then reconvert them into photons within the Milky  
15 Way. While this solution relaxes the requirement of very high photon fluxes, the KN effect still poses  
16 a challenge. Previously, we have shown that the injections of ALPs could explain the observation of  
17 13-TeV photons. Here, we include the energy dependence of the survival probability and the amount  
18 of energy carried to determine the ALP candidates which could potentially explain the TeV photons  
19 observed by LHAASO and their hard spectrum. We found that the allowed candidates are generally  
20 cluster around masses of  $10^{-7}$  eV. We also considered different EBL models, for the one predicting  
21 larger attenuation tends to reject ALP candidates with the lowest coupling factor. For some hypothesis  
22 of EBL model, these candidates are found below a region of the parameter space in which, if detected,  
23 ALPs could account for all of the cold dark matter in the Universe.

24 *Keywords:* gamma-ray burst: general — gamma-ray burst: individual (221009A) — gamma rays:  
25 general — emission processes — dark matter — axion-like particles — ALPs

### 26 1. GRB 221009A OBSERVATIONS

27 GRB 221009A was first detected on 2022 October 9th by the Fermi-GBM (Veres et al. 2022) and was followed by  
28 several other instruments in many different wavelengths (Dichiara et al. 2022; Tiengo et al. 2022; Pellegrin et al. 2022;  
29 Hu et al. 2022; Farah et al. 2022; Liu et al. 2022; Durbak et al. 2022; Brivio et al. 2022). After preliminary analysis  
30 of the first observations,  $T_{90}$ , fluence and isotropic energy for this event were derived, making this GRB the most  
31 luminous ever detected Lesage et al. (2022); Tu & Wang (2018). Spectroscopic observations from GTC's OSIRIS and  
32 the VLT's X-Shooter were used to estimate the corresponding redshift of  $z = 0.151$  (Castro-Tirado et al. 2022; de  
33 Ugarte Postigo et al. 2022). Observations from the Hubble Space Telescope (HST), reveal properties of the host galaxy  
34 confirming that the galaxy is prototypical of host galaxies associated with long GRBs. HST observations also show  
35 that this GRB is located near the center of its host galaxy (Levan et al. 2023).

36 There is moderate statistical evidence for a supernova associated with GRB221009A (Shrestha et al. 2023; Srinivasaragavan et al. 2023). The James Web Space Telescope analyzed the afterglow emission and found little evidence  
37 for variability from early to late times, implying modest contributions from supernova emission. Furthermore, the  
38 extreme properties of the burst are likely not linked to an extreme and unusual environment (Levan et al. 2023).  
39

High energy emission was reported by Fermi-LAT and the Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) in the energy range between GeV and TeV. The afterglow temporal profile was fitted from Fermi-LAT data as a power law with an index of  $1.32 \pm 0.05$  (Levan et al. 2023). A search for very-high-energy (VHE) photons with no significant detection from this GRB was performed by the High Altitude Water Cherenkov (HAWC) observatory and the High Energy Stereoscopic System (H.E.S.S.) 8 and 53 hours after the trigger, respectively, resulting in flux upper limits (Aharonian et al. 2023). In particular, the H.E.S.S. upper limit for energies above 650 GeV rules out the inverse Compton scenario, at least at those times, with the X-ray emission as the synchrotron counterpart. The Fermi Collaboration has published its first results for the light curve using data from Fermi-GBM and Fermi-LAT. The total fluence and isotropic energy between  $1 - 10,000$  keV derived from the individual time intervals from  $t_0 - 2.7$  s to  $t_0 + 1449.5$  s in the Fermi data are  $S = (9.47 \pm 0.07) \times 10^{-2}$  erg cm $^{-2}$  and  $E_{\text{iso}} = (1.01 \pm 0.007) \times 10^{55}$  erg, in accordance with other instruments (Lesage et al. 2023; Yang et al. 2023). Fermi-LAT early emission reported a photon with energy of 99.3 GeV at 240 s after GBM trigger (Pillera et al. 2022) and posterior analysis found the highest photon detected by LAT with 397.7 GeV at 33554 s after GBM trigger (Xia et al. 2022).

One of the highlights from GRB 221009A was the very first detection, performed by LHAASO, of VHE photons with energies  $> 10$  TeV from a GRB (Huang et al. 2022). The detection of at least one photon above 10 TeV, considering the redshift measured for this GRB, is not easily explained by the synchrotron-self Compton (SSC) scenario. Depending on the Extragalactic Background Light (EBL) model, an attenuation larger than  $10^{-3}$  is expected for photons with energies above 10 TeV, resulting in fluxes of  $\mathcal{O}(10^{-9} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1})$ . These fluxes would be too low for even LHAASO-KM2A to detect a single photon with an energy of 13 TeV if only the SSC contribution is assumed. Similar results have been obtained by several authors as (Sato et al. 2023a; Zhang et al. 2023; Ren et al. 2023) including the LHAASO collaborations (LHAASO Collaboration et al. 2023a,b).

There was a first publication using only data taken by the WCDA instrument (LHAASO Collaboration et al. 2023a). The detected number of photons reached over 64,000 within the first  $\sim 3000$  seconds. The intrinsic and observed spectra were presented in the limited energy range of 0.2 - 7 TeV (its sensitivity extends up to energies of 100 TeV), showing no indication of a spectral break or cutoff in the intrinsic spectrum up to 5 TeV. Later, a second publication with data from KM2 (LHAASO Collaboration et al. 2023b) reported more than 140 photons detected with a significance of  $20.6\sigma$  above an energy of 3 TeV and between 230 to 900 seconds after GBM trigger. The maximum energy estimated depends on the spectral model assumed, being  $17.8_{-5.1}^{+7.4}$  TeV with a log-parabola and  $12.2_{-2.4}^{+3.5}$  TeV with a power-law with an exponential cutoff. There is also a claim of a new spectral component above energies of 7 TeV, in addition to the SSC contribution, not explained by conventional physics. Because of the difficulties in explaining this very-high-energy spectral component, the authors explored the axion particle scenario, confirming most of the already excluded region in the parameter space of the axion coupling factor and axion mass by the Supernova SN1987A (Payez et al. 2015), Fermi (Ajello et al. 2016; Cheng et al. 2021) and H. E. S. S. (H. E. S. S. Collaboration et al. 2019). They added to the excluded region a small zone around masses of  $10^{-7}$  eV and coupling factors of  $3 \times 10^{-11} \text{ GeV}^{-1}$ .

Another interesting observation of this GRB is the reported detection by Carpet-2 of a 251-TeV photon 4563 s after GBM's trigger (Dzhappuev et al. 2022). While certainly intriguing, it is more likely that this photon is associated with a Galactic source as pointed out by the HAWC Collaboration (Frajia et al. 2022). For this reason, in this paper, we only focus on the VHE photons reported by LHAASO.

The origin of the VHE emission from GRBs has been explored by assuming different scenarios. The most common one is the SSC model, in which VHE gamma rays are generated in the external shocks of the GRB jet. It is possible to reach energies up to 1 TeV from the forward shock emission by assuming that the electron spectrum has no energy cutoff (Laskar et al. 2023). Then, even if the jet structure is assumed to be more complex to reach such energies, such a high value of the differential flux would have profound implications for the energy budget of the event (Williams et al. 2023; Sato et al. 2023b). Therefore, so far, the TeV emission from GRB 221009A is not well described by standard SSC models (Kann et al. 2023) although other multifrequency detections of the afterglow emission are completely in agreement with SSC.

There have been several searches for neutrinos correlated to GRBs by instruments such as IceCube (Aartsen et al. 2017; Abbasi et al. 2021, 2022; IceCube Collaboration et al. 2023), Amanda (Achterberg et al. 2007, 2008) and Antares Albert et al. (2017, 2021); ANTARES Collaboration et al. (2021) that have resulted in no detections and in strong constraints on the single-zone fireball models of neutrinos and the production of Ultra-high Energy Cosmic Ray (UHECR) during the precursor, prompt and afterglow phases (Lucarelli et al. 2023). Despite being considered likely

sources of UHECRs due to their large power output, the results of searches for neutrinos correlated with GRBs have been discouraging. As a result, attention has shifted towards other sources, such as active galactic nuclei.

IceCube conducted searches for neutrinos at various time ranges, hours, and days from the initial Fermi-GBM trigger, between 800 GeV – 1 PeV. However, no events were found to be coincident with the position of GRB 221009A (IceCube Collaboration 2022; Abbasi et al. 2023). Since the non-detection of neutrino emission, the models that forecast the production of neutrinos from GRBs (Kimura 2022) were evaluated by testing the lack of detection. The derived upper limit allowed for the refinement of GRB model parameters (Murase et al. 2022). The absence of detection led to a diligent effort to explain this situation through the exploration of various prompt models, as described by (Ai & Gao 2023; Rudolph et al. 2023), and precursor models (Bhattacharya et al. 2023). Furthermore, novel models that circumvent the EBL attenuation due to heavy neutrinos emerged as a prospective solution (Cheung 2022; Smirnov & Trautner 2022).

Preceding the publication on LHAASO-KM2A (LHAASO Collaboration et al. 2023b), some models were proposed assuming the acceleration of UHECR in this GRB. For instance, UHECR from internal shocks could interact with the EBL and generate photons with energies up to 10 TeV (Rudolph et al. 2023). It has also suggested that UHECR from the reverse shock could also produce 18-TeV photons (as initially reported) via synchrotron radiation, assuming an optimistic value of the coefficient  $\eta = 1$  in the proton acceleration timescale (Zhang et al. 2022). However, for relativistic and ultra-relativistic shocks as expected in GRBs, the coefficient is greater than unity (Sironi et al. 2015). If a more conservative value of the coefficient ( $\eta = 10$ ) is used, it becomes challenging to detect photons with energies  $> 10$  TeV. Finally, if the GRB is situated at the outer regions of its host galaxy and the Extra-galactic Magnetic Field (EGMF) is as low as  $\mathcal{O}(10^{-14}$  G) (to decrease the time delay due to UHECR propagation below 2000 s), photons from the particle cascades of UHECR could explain the LHAASO detection (Das & Razzaque 2023).

Some other studies have proposed that an 18-TeV photon detection can be explained by Lorentz Invariance violation effects on  $\gamma - \gamma$  absorption Li & Ma (2023); Finke & Razzaque (2023); Zheng et al. (2023) or non-standard physics such as the existence the Axion Like Particles (ALPs). It was proposed in reference Galanti et al. (2022) the conversion of TeV-photons into ALPs at the host galaxy to avoid the effects of EBL absorption, followed by reconversion into photons within the Milky Way. In reference Baktash et al. (2022), a parameter space of ALP candidates was explored to identify those with the highest probability of arriving on Earth as photons. A bound on the Lorentz boost was also obtained. Similarly, reference Troitsky (2022) explored the parameter space of ALPs, but only by considering conversions to photons due to the magnetic field of the Milky Way. The authors assumed that the flow of ALPs reaching the Milky Way constitutes one-third of the total flux of photons emitted by the GRB. While these solutions relax the requirement of very high photon fluxes, the KN effect still poses a challenge. In a previous publication (González et al. 2023), we considered an initial injection of ALPs and calculated the probability of their arrival on Earth as TeV photons. Our results show a region of allowed parameters of ALPs that could potentially explain the detection of the 18-TeV photon by the LHAASO observatory. Our results stand even when considering a lower maximum energy of the emission of 13-TeV as later published by LHAASO-KM2A. In this paper, we extend our analysis to include the energy dependence of the survival probability of ALPs and the amount of energy carried, in order to determine the spectral conditions that allow for the detection of 13-TeV photons while avoiding the detection of photons with energies greater than 25 TeV (section 2).

## 2. SPECTRAL SIGNATURES FROM ALPS

ALPs are hypothetical particles that arise in theories beyond the standard model and are related to the Peccei-Quinn mechanism (Peccei & Quinn 1977). This mechanism was proposed to solve the strong CP problem in Quantum Chromodynamics (QCD) and involves the breaking of a symmetry (PQ symmetry) that generates a particle called the Axion (Weinberg 1978; Wilczek 1978; Kim 1979). Thus, ALPs are an extension of the concept of Axion that does not requires to solve the strong CP problem and are considered as candidates for cold dark matter (see Irastorza & Redondo (2018) for a review). The Lagrangian of ALPs is given by

$$\mathcal{L}_a = \frac{1}{2}(\partial_\mu a \partial^\mu a - m_a^2 a^2) + \frac{1}{4f_a} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (1)$$

where  $a$  is the ALP field,  $m_a$  is the ALP mass,  $F_{\mu\nu}$  is the Faraday Tensor and  $\tilde{F}^{\mu\nu}$  is its dual. ALPs are of special interest because they are coupled to electromagnetism, which allows for oscillations between photons and ALPs under the influence of source, galactic, and intergalactic magnetic fields. The coupling is expressed as:

Parameter	Value	Reference
$E_{\text{iso}}$	$1.01 \times 10^{55}$ erg	(Lesage et al. 2023)
$d_z$	$2.23 \times 10^{27}$ cm	
EBL model	Gilmore	(Gilmore et al. 2012)
$B_{\text{MW}}$	$\sim 3\mu\text{G}$	(Jansson & Farrar 2012)
$B_{\text{HG}}$	$\sim 3\mu\text{G}$	set as MW
$d_{\text{HG}}$	30 kpc	set as MW
$d_{\text{MW}}$	$< 30\text{kpc}$	$\leq d_{\text{MW}}$
$\alpha_a$	2.6, 2.8, 3.0	set
$E_{\text{DM}}$	0.1, 1, 3%	set

**Table 1.** Parameters considered in our calculations for the photon survival probability from ALPs-photon conversions. Here,  $E_{\text{iso}}$  corresponds to the isotropic total energy of the burst,  $d_z$  stands for the luminosity distance of the GRB,  $B_{\text{MW}}$ ,  $B_{\text{HG}}$  are the Milky Way and Host Galaxy magnetic fields respectively,  $d_{\text{MW}}$ ,  $d_{\text{HG}}$  are the disk diameter of the Milky Way and Host Galaxy respectively,  $\alpha_a$  is the ALP spectral index, and  $E_{\text{DM}}$  is the percentage of energy carried by the ALP population.

$$\mathcal{L}_{a\gamma} = \frac{1}{4f_a} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu} = ag_{a\gamma} \vec{E} \cdot \vec{B}, \quad (2)$$

where  $g_{a\gamma}$  is the coupling constant and  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  are the electric and magnetic fields respectively (Raffelt & Stodolsky 1988). An ALP with a kinetic energy in the TeV range can undergo oscillations and transform into a TeV-photon at any point during its journey towards Earth (Mirizzi & Montanino 2009), to survive the attenuation due to the EBL, and reach the TeV detectors. The propagation of the ALP-photon system along the line of sight is described by the propagation equation given by (De Angelis et al. 2011).

In this study, we do not make any assumption on the existence of an initial population of photons due to their inefficient production by the preferred mechanism, the SSC. Moreover, if TeV photons are produced, their flux must be very high to compensate for the attenuation caused by the EBL. As mentioned in section 1, some authors proposed the possibility of photons transforming into ALPs to avoid EBL attenuation, but this scenario would also require a high photon flux, as not all photons would necessarily oscillate into ALPs in the host galaxy or the GRB jet, and not all that do oscillate would convert back to photons in the Milky Way. Moreover, the claim of an extra spectral component by LHAASO justifies our hypothesis of considering an initial beam consisting solely of ALPs, with the density matrix,  $\rho = \Phi\Phi^\dagger$ , at  $t = 0$  represented as  $\rho(0) = \text{diag}(0, 0, 1)$ . The probability of survival,  $P_{a\gamma}$ , resulting from ALPs being detected on Earth as photon is calculated by incorporating all physical parameters, such as those for the medium, magnetic field, electron density, and propagation distance, into the mixing matrix  $\mathcal{M}$ . The evolution equation for the density matrix is given by,

$$i \frac{\partial \rho}{\partial l} = [\rho, \mathcal{M}], \quad (3)$$

where  $l$  is the propagation distance for a given medium. The survival probability is then,

$$P_{a\gamma} = \rho_{1,1}(l) + \rho_{2,2}(l), \quad (4)$$

where  $\rho_{1,1}$ ,  $\rho_{2,2}$  represent the first and second diagonal elements of the density matrix (Bi et al. 2021).

We use the open code `gammaALP`<sup>1</sup>, that allow us to calculate the survival probability taking into account different astrophysical environments as Galaxy Host, EBL attenuation, and the Milky Way (Meyer et al. 2022). Table 1 shows the parameter values used to calculate the survival probability using `gammaALP`. We consider the Gilmore (Gilmore et al. 2012) EBL model, which predicts a moderate attenuation. Later, we discuss the impact of two extreme EBL models on our results.

Previously in González et al. (2023), we assumed an injection of ALPs with a spectrum that depended solely on the ALP energy,  $E_a$ , and was described by a power law function. The values considered for the ALP spectral index,  $\alpha_a$ ,

<sup>1</sup> <https://gammaalps.readthedocs.io/en/latest>

were 1.8 and 2.5. Here, we introduce a temporal profile,  $\tau(t)$ , to the injection while keeping the energy dependency. Then, the ALP spectrum is given by,

$$\Phi_a(E_a, t) = N_o \tau(t) \left( \frac{E_a}{E_{a,0}} \right)^{-\alpha_a}, \quad (5)$$

where  $E_{a,0} = 1$  TeV. We consider different values of the spectral index  $\alpha_a$  between 2.0 and 3.0, along with the temporal profile given by LHAASO-KM2A detection (LHAASO Collaboration et al. 2023b). Thus, we obtain  $N_o$  by considering that the energy carried by the ALPs is a fraction of the total GRB's isotropic energy. Then,

$$\%E_{\text{iso}} = \frac{4\pi d_z}{1+z} N_o \int_{E_{a,\text{min}}}^{E_{a,\text{max}}} \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \tau(t) \left( \frac{E_a}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha_a+1} dt dE_a, \quad (6)$$

where  $d_z$  is the luminosity distance to the source,  $z$  is the redshift,  $t_{\text{min}} = 300$  s and  $t_{\text{max}} = 900$  s define the time interval when the ALP injection occurs and the 13-TeV photons are detected, and  $E_{a,\text{min}}$  and  $E_{a,\text{max}}$  are the maximum and minimum energies of the injected ALPs. We consider that the total energy carried by the ALPs could represent from 0.1 up to 3% of  $E_{\text{iso}}$ . Finally, the number of observed photons by LHAASO,  $N_\gamma$ , is obtained by considering the effective area  $A(E_\gamma)$  of LHAASO-KM2A as function of the photon energy ( $E_\gamma$ ), the normalization ( $N_o$ ) of the ALPs spectrum, and the survival probability,  $P_{a\gamma}(E_\gamma)$ , and is given as,

$$N_\gamma = \int_{E_\gamma,\text{min}}^{E_\gamma,\text{max}} \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \Phi_\gamma(E_\gamma) A(E_\gamma) dt dE_\gamma \quad (7)$$

$$= N_o \int_{E_\gamma,\text{min}}^{E_\gamma,\text{max}} \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \Phi_a(E_a, t) P_{a\gamma}(E_\gamma) A(E_\gamma) dt dE_\gamma \quad (8)$$

$$= N_o \int_{E_\gamma,\text{min}}^{E_\gamma,\text{max}} \int_{t_{\text{min}}}^{t_{\text{max}}} \tau(t) \left( \frac{E_a}{1 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha_a} P_{a\gamma}(E_\gamma) A(E_\gamma) dt dE_\gamma. \quad (9)$$

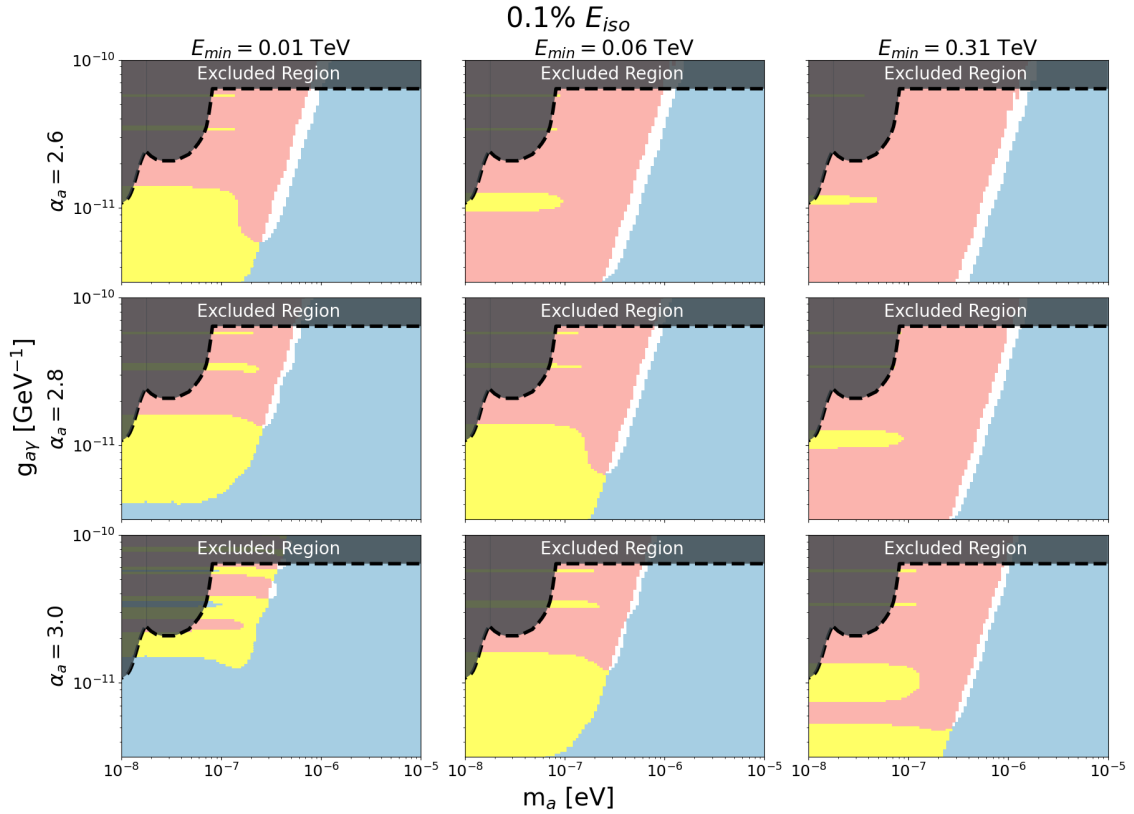
Equation 9 is solved considering equation 6, that the injection of ALPs last as long as the photon observation and, that  $E_a \sim E_\gamma$  since the mass of the ALP is much smaller than its kinetic energy. Note that the total number of detected photons does not depend on the time profile of the ALP injection, although the normalization factor  $N_o$  does. Motivated by the studies of Hooper & Serpico (2007) and de Angelis et al. (2008), the values of  $m_a$  and  $g_{a\gamma}$  are taken from  $10^{-5}$  to  $10^{-8}$  eV and from  $3.16 \times 10^{-13}$  to  $10^{-10}$  GeV $^{-1}$ , respectively.

Then, we impose the following conditions on the number of observed photons:

1. At least 0.5 photons have energies between 10 – 25 TeV.
2. Less than 0.5 photons have energies  $> 25$  TeV.

These conditions were set based on the fact that the highest-energy photon detected by LHAASO had an energy of  $12.2_{-2.4}^{+3.5}$  TeV, and no detection has been reported beyond the energy uncertainty band at this energy when a description of the spectra by a power law. We show the allowed parameter space for  $\%E_{\text{iso}} = 0.1, 1$  and 3 in figure 1, 2 and 3 assuming different values of  $\alpha_a$  and  $E_{\text{min}}$ . We observe that as the amount of energy carried by the ALPs increases, a softer spectrum and a lower  $E_{\text{min}}$  (tens of GeV or lower) are required to obtain a larger permitted region of candidates. Then, if an injected beam of ALPs by the GRB progenitor is responsible for the observed photons at 13 TeV, the total energy carried by ALPs must be a few percent of the isotropic energy of the GRB. Interestingly, it is still possible to find ALP candidates when the ALP spectra are harder than 2.6 or when the minimum energy of the injected ALPs is above 1 TeV, they mainly lay within a region approximately from masses of  $3 \times 10^{-7}$  and coupling factor of  $2 \times 10^{-12}$  to masses of  $1 \times 10^{-6}$  and coupling factors of  $5 \times 10^{-11}$  as observed in figures 2 and 3.

To determine whether the allowed ALP candidates can reproduce the observed photon flux, we calculate the survival probability for each candidate and fit the resulting photon spectrum,  $\alpha_\gamma$ , that reaches Earth. Figure 4 shows the survival probability as well as the fitted observed photon spectrum for the candidate defined by  $g_{a\gamma} = 1.75 \times 10^{-11}$  GeV $^{-1}$ ,  $m_a = 5.46 \times 10^{-7}$  eV with  $\%E_{\text{iso}} = 0.1$ ,  $E_{\text{min}} = 31$  GeV, and  $\alpha_a = 3.0$ . For this candidate, the survival probability increases with energy, and a soft ALP spectrum is required to avoid observing photons beyond energies greater than



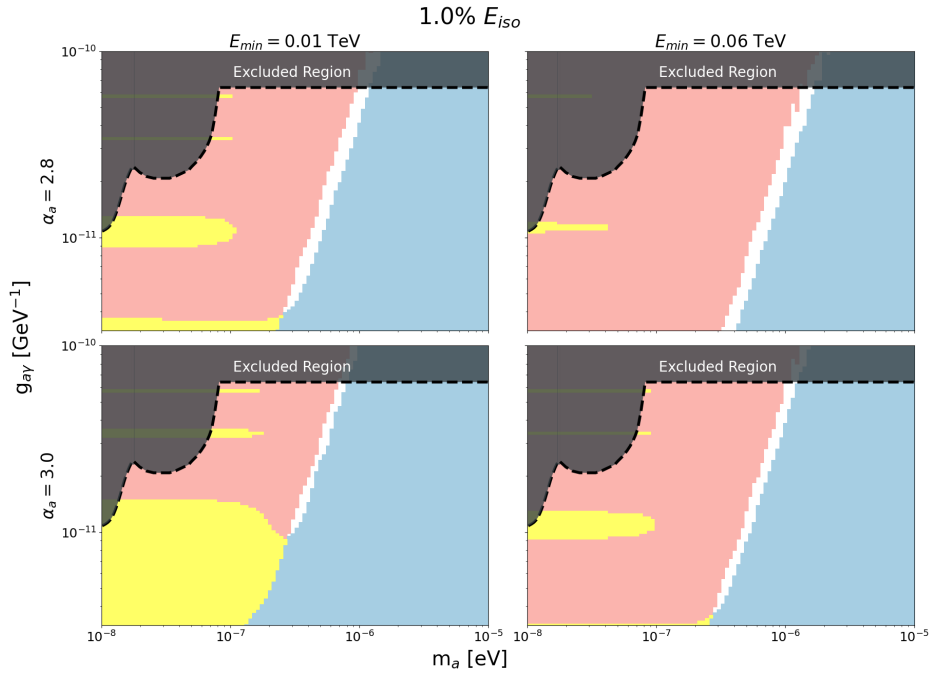
**Figure 1.** ALPs parameter space taking different values of  $E_{\min}$  and  $\alpha_a$  for 0.1% of the  $E_{\text{iso}}$  taken by the ALPs burst. Pink: region with  $> 0.5$  photons in the energy range  $10 - 25$  TeV. Blues: region with  $< 0.5$  photons for energies above 25 TeV. Yellow: Allowed region obtained from the intersection of the pink and blue regions. The excluded region covers those reported by [Ajello et al. \(2016\)](#), [Anastassopoulos et al. \(2017\)](#) and [H. E. S. S. Collaboration et al. \(2019\)](#). As the minimum integration energy increases, the allowed region of candidates tends to favor softer ALP spectral indices.

25 TeV. The resulting photon flux is characterized by a hard photon index of 2.15. We repeated this analysis for every permitted ALP candidate and show the resulting photon index, considering  $\%E_{\text{iso}}$  values of 0.1, 1, and 3 percent for different values of  $E_{\min}$  and  $\alpha_a$  (figures 5, 6 and 7). Then we calculated the number of photons with energies above 500 GeV that LHAASO would detect from these ALPs candidates, some of the results are shown in figure 8. In general, we observed that there are several candidates capable of explaining the detection of a 13 TeV photon while making only a minimal contribution to the number of photons detected between 500 GeV and 7 TeV. This indicates that the ALPs scenario does not conflict at all with the reported results for this GRB at energies below 7 TeV by LHAASO and Fermi.

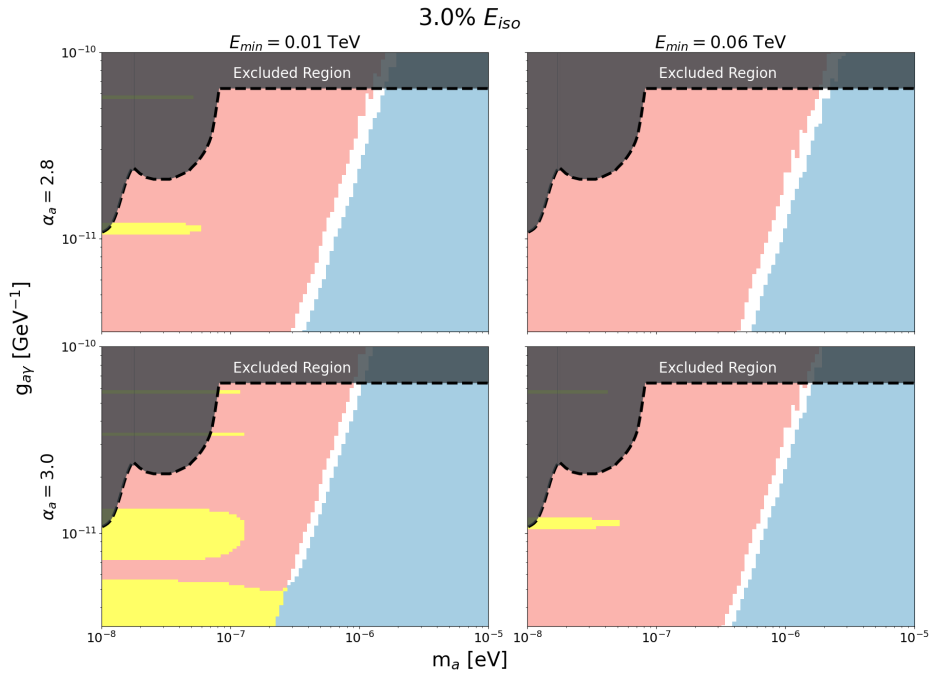
We also found that ALP candidates that reproduce hard photon spectra ( $\alpha_\gamma \lesssim 2.26$ ) can only account for less than a dozen of photons with energies exceeding 500 GeV. Therefore, in order to explain a significant flux of photons with  $E > 500$  GeV, either the observed photon spectra must be extremely soft ( $\gtrsim 3$ ), or the photons must originate from other process, such as the SSC mechanism, in line with LHAASO results up to 7 TeV. On the other hand, if an injected beam of ALPs from the GRB progenitor is responsible for the observed 13 TeV photons, their spectra must be harder than the SSC contribution to explain the additional spectral component that LHAASO suggested. Therefore, candidates generating soft photon spectra (e.g.,  $\gtrsim 2.26 \pm 0.02$  with the Saldana-Lopez EBL model as reported by LHAASO) are not preferred.

It is worth noting that in all studied cases, there exist a region characterized by hard spectra with spectral indices around 2. This holds true independently of the ALP spectrum and the percentage of energy carried by the ALP population. These candidates also contribute to the photon flux with one or two photons with energies above 7 TeV as shown in figure 8. Finally, it is remarkable that the most likely ALP candidates for explaining an extra spectral

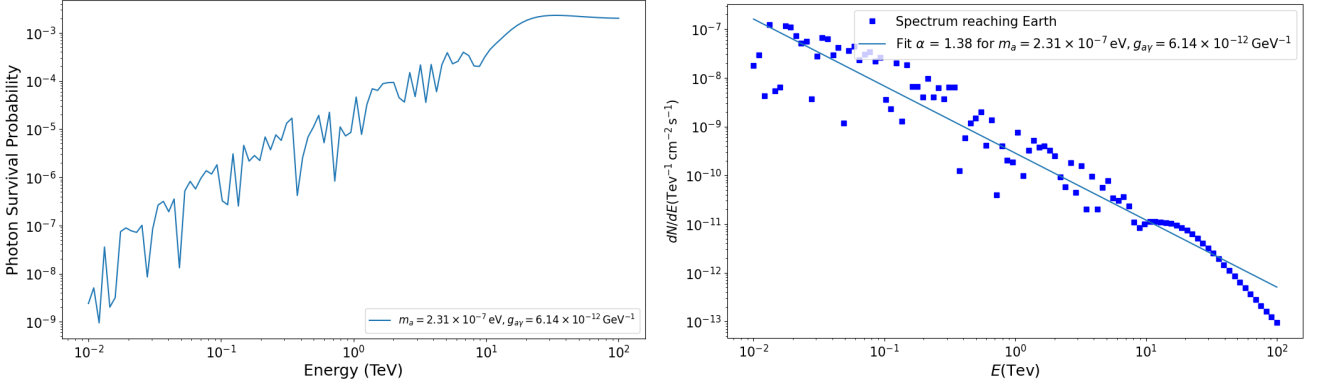




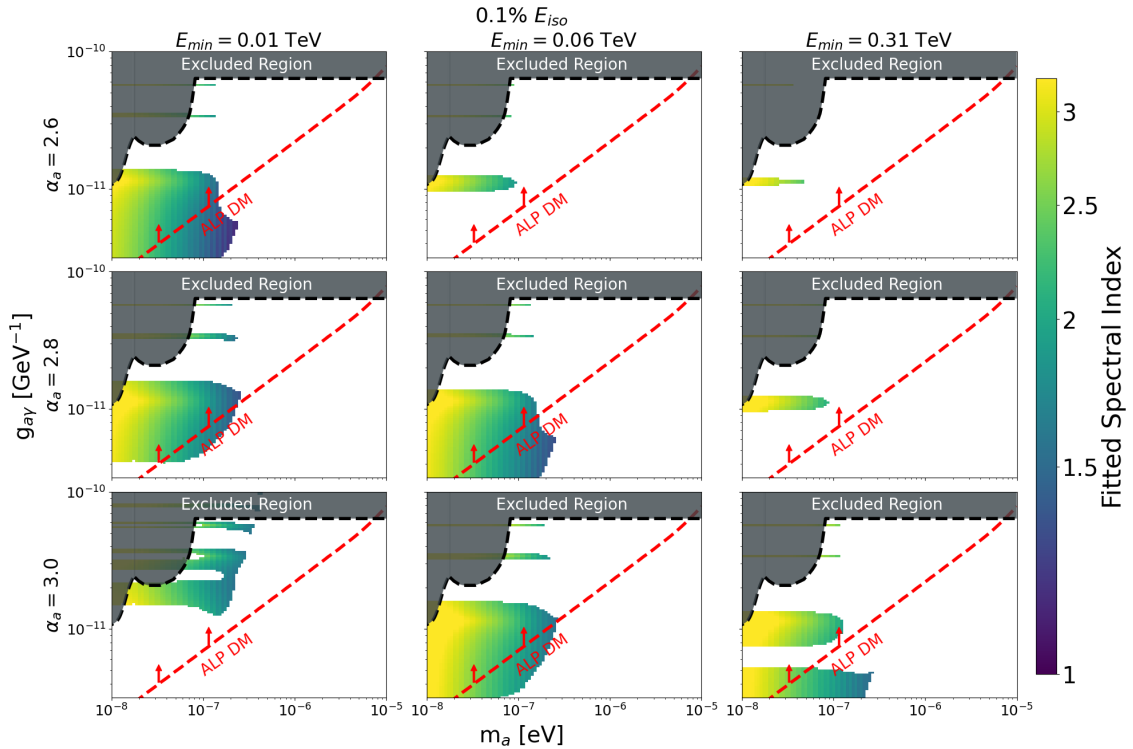
**Figure 2.** ALPs parameter space taking different values of  $E_{\min}$  and  $\alpha_a$  for 1% of the  $E_{\text{iso}}$  taken by the ALPs burst. The color code is the same as in Figure 1. Similarly to Figure 1, as the minimum integration energy increases, the allowed region of candidates tends to favor softer ALP spectral indices. Additionally, the allowed region decreases as a larger amount of energy is taken by ALPs.



**Figure 3.** ALPs parameter space taking different values of  $E_{\min}$  and  $\alpha_a$  for 3% of the  $E_{\text{iso}}$  taken by the ALPs burst. The color code is the same as in Figure 1. The allowed region disappears for hard ALP spectra and high values of the minimum integration energy.



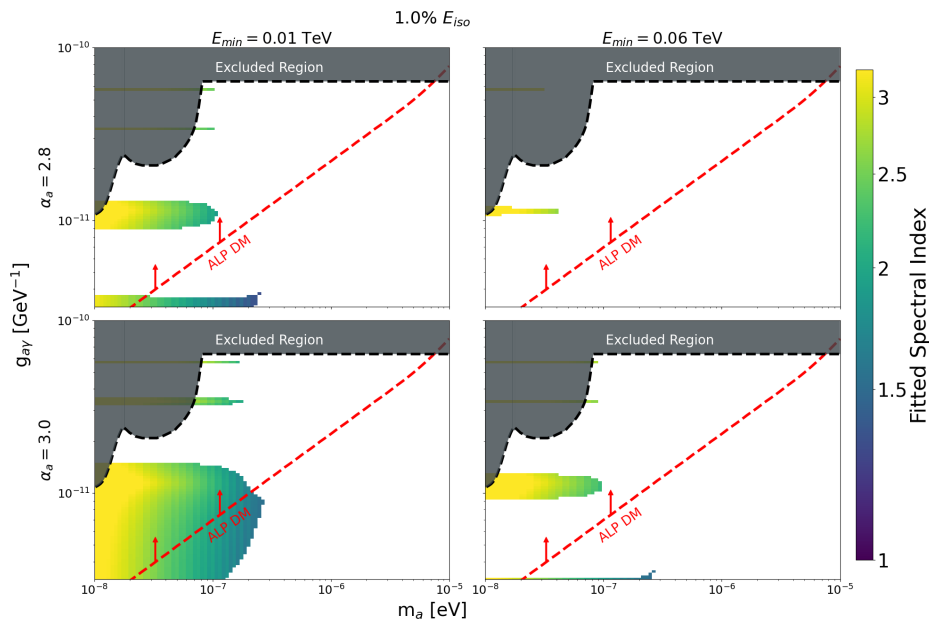
**Figure 4.** Left: Survival probability for a candidate to reach Earth as a photon. The value of the parameters for this ALP candidate are:  $m_a = 5.46 \times 10^{-7}$  eV and  $g_{a\gamma} = 1.75 \times 10^{-11}$   $\text{GeV}^{-1}$ . Right: Fitted photon spectrum for the candidate as in the left plot.



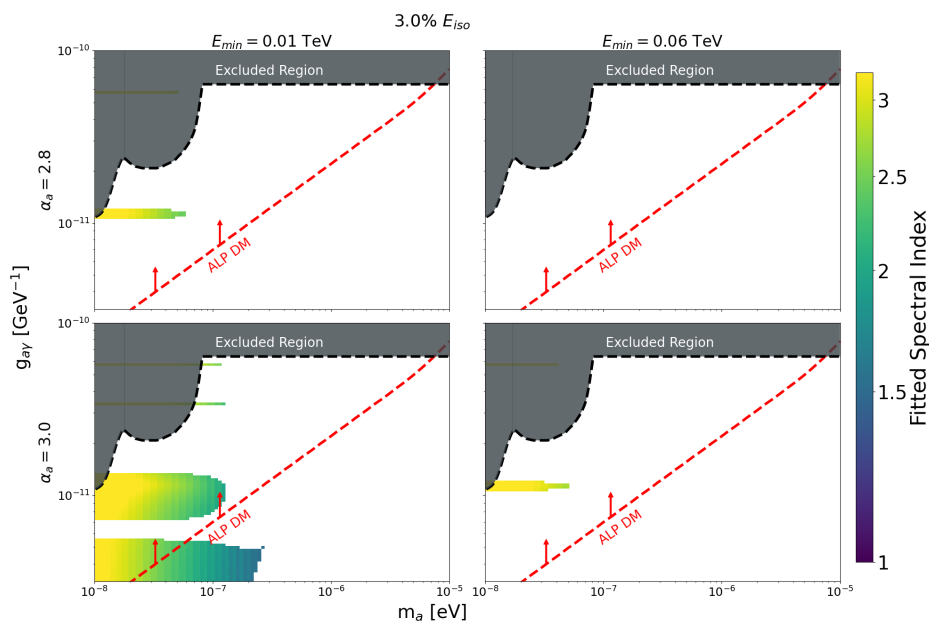
**Figure 5.** Fitted spectral indexes of the photon flux from candidates in the permitted region. Plots show results for  $0.1\% E_{\text{iso}}$ . Candidates that reproduce hard photon spectra indices have masses between  $0.2 \times 10^{-7}$  and  $3 \times 10^{-7}$  regardless of the ALP spectral index or minimum integration energy.

228 component above 7 TeV are found below the dashed red line in Figures 5, 6 and 7. Below this line, ALPs candidates  
 229 could account for all the cold dark matter in the Universe [Arias et al. \(2012\)](#).

230 Finally, we perform the same analysis described above but using different EBL models to investigate the systematic  
 231 uncertainties arising from the assumed EBL model. We focus on the most extreme EBL models: [Kneiske & Dole \(2010\)](#)  
 232 and [Franceschini & Rodighiero \(2017\)](#). The attenuation of photons due to the EBL is the largest for the Franceschini  
 233 model, moderate for the Gilmore model, and the smallest among of all models for the Kneiske model. We compute  
 234 the allowed regions and compare them with those obtained using the Gilmore EBL model. The region of allowed  
 235 candidates according to the Kneiske EBL model encompasses those allowed by both the Gilmore and Franceschini

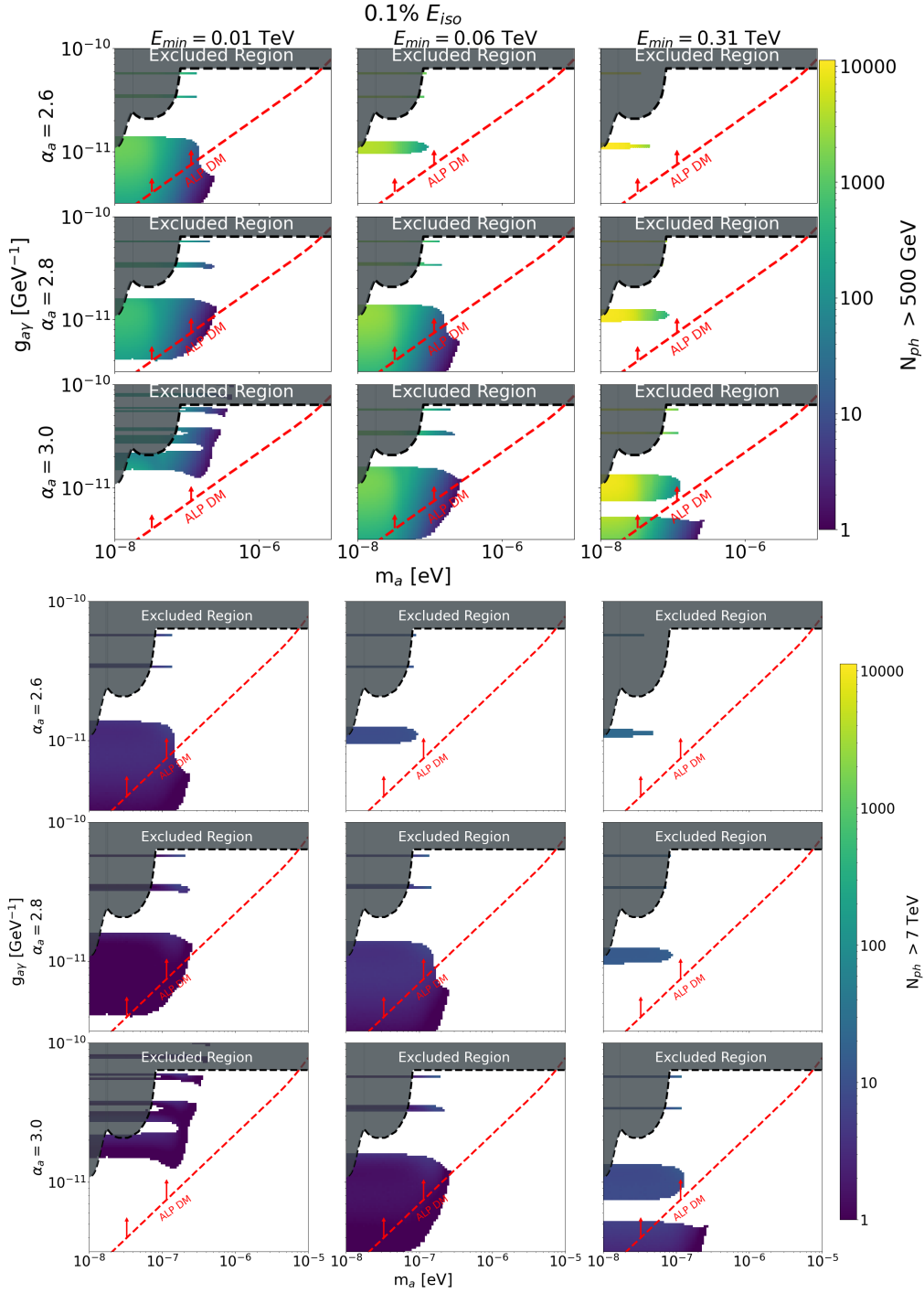


**Figure 6.** Fitted spectral indexes of the photon flux from candidates in the permitted region. Plots show results for  $1\% E_{iso}$ . Candidates, if they exist, that reproduce hard photon spectra indices have masses between  $0.2 \times 10^{-7}$  and  $3 \times 10^{-7}$ .



**Figure 7.** Fitted spectral indexes of the photon flux from candidates in the permitted region. Plots show results for  $3\% E_{iso}$ . Candidates that reproduce hard photon spectral indices only exist with soft spectra and masses between  $0.2 \times 10^{-7}$  and  $3 \times 10^{-7}$ .

236 models. Similarly, the region allowed by Gilmore model includes those allowed by Franceschini model. We find that  
 237 the systematic uncertainties resulting from assuming different EBL models decrease as the percentage of isotropic  
 238 energy of the GRB taken by the ALPs burst increases. Specifically, the differences reach up to 68% and 52% for  
 239 two specific combinations of the ALPs spectral index and the minimum integration energy. For all other cases, the  
 240 difference are below 15%, and they are minimal (less than 1%) when 3% of the isotropic energy is taken by the ALPs  
 241 population. For those cases where the systematic uncertainty is maximal, we calculate the fitted spectral indices of  
 242 the photon flux from those candidates and present the results in 9. As observed, regardless of the EBL model, there

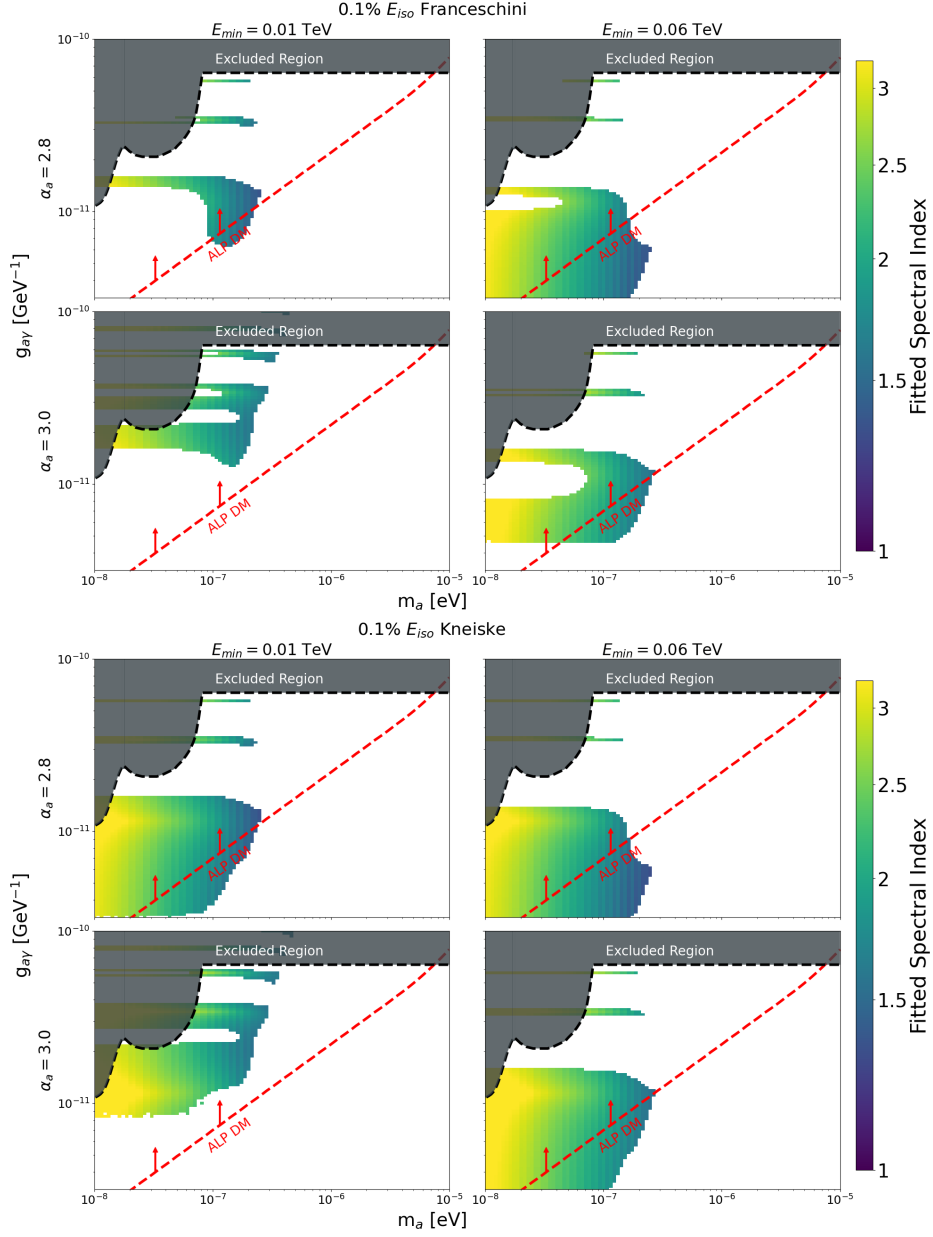


**Figure 8.** Three upper rows: Number of photons above 500 GeV for ALPs candidates in the permitted region. Three lower rows: Number of photons above 7 TeV for ALPs candidates in the permitted region. Plots show results for  $0.1\% E_{iso}$  taken for the ALPs production, and different values of  $\alpha_a$  and  $E_{min}$ . The figure demonstrates that there are multiple candidates capable of explaining the detection of a 13 TeV photon while contributing minimally to the number of photons detected between 500 GeV and 7 TeV.

243 exist potential ALP candidates capable of explaining the TeV emission observed by LHAASO from GRB 221009A.  
 244 The allowed candidates are generally cluster around masses of  $10^{-7}$  eV. However, with greater attenuation, the lower  
 245 coupling factors are discarded, in other words rejecting the region where ALPs could account for all the cold matter in

246  
247

the Universe. The most significant result is the existence of potential candidates capable of reproducing a hard photon spectrum as the observed by LHAASO.



**Figure 9.** Fitted spectral indexes of the photon flux from candidates in the permitted region assuming the Franceschini and Kneiske EBL models. Plots show results for  $0.1\% E_{\text{iso}}$ . Candidates that reproduce hard photon spectral indices only exist with soft spectra and masses between  $0.2 \times 10^{-7}$  and  $3 \times 10^{-7}$  as obtained with Gilmore EBL model.

248

### 3. FINAL REMARKS

249  
250  
251  
252  
253

We have analyzed the parameter space for an ALPs population released at the GRB that could potentially explain the detection of the 13 TeV photon by LHAASO. To narrow down the candidates, we set the condition that the number of photons between 10 – 25 TeV must be at least 0.5 photons, while the number of photons above 25 TeV must be less than 0.5 photons. Based on this and assuming the Gilmore EBL model, we calculated the resulting gamma-ray spectrum of the candidates in the permitted regions, where the fitted spectral indexes ranged between

1.8 – 3.0. Then, we calculated the number of photons above 500 GeV and found that, for those candidates capable of explaining LHAASO’s observation, the contribution does not exceed hundred of photons. The contribution to the photon flux from ALPs up to 7 TeV is less than 10% of the photons reported by LHAASO, which favors the Synchrotron self-Compton scenario below this energy. The most favorable candidates to explain the extra component above 7 TeV are those that show a harder photon spectral index. We have considered several EBL models. A EBL model predicting larger attenuation tend to reject ALP candidates with the lowest coupling factor. However, for some hypothesis of EBL model, these candidates are found below a region of the parameter space in which, if detected, ALPs could account for all of the cold dark matter in the Universe. This region will be accessible to future experiments such as IAXO (Armengaud et al. 2019) and DMRadio-m3 (Brouwer et al. 2022), which their future results will help to unravel this paradigm.

The ALPs scenario explored in this work considers that the energy carry by the ALPs is a small fraction of the GRB energy, which is  $\leq 3\%$ . Moreover, the energy is carried by ALPs with energy as low as tens of GeV through a spectrum extending at least up to tens of TeV. This is consistent with previous studies Nava (2018) of GRB emission at hundred of GeV and up to 4 TeV where the Synchrotron self-Compton mechanisms describes the observations reasonably well. While the mechanisms of production and acceleration of light DM particles such as ALPs are still under investigation, it is plausible that a population of ALPs would be able to explain the 13-TeV photon and those candidates that would account for all DM of the Universe result in an extra spectral component harder than the SSC component for the gamma-ray flux.

This work was supported by UNAM-PAPIIT project number IG101323.

## REFERENCES

- Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2017, *ApJ*, 843, 112, doi: [10.3847/1538-4357/aa7569](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa7569)
- Abbasi, R., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2021, *ApJ*, 910, 4, doi: [10.3847/1538-4357/abe123](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abe123)
- . 2022, *ApJ*, 939, 116, doi: [10.3847/1538-4357/ac9785](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac9785)
- . 2023, *ApJL*, 946, L26, doi: [10.3847/2041-8213/acc077](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc077)
- Achterberg, A., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2007, *ApJ*, 664, 397, doi: [10.1086/518596](https://doi.org/10.1086/518596)
- . 2008, *ApJ*, 674, 357, doi: [10.1086/524920](https://doi.org/10.1086/524920)
- Aharonian, F., Benkhali, F. A., Aschersleben, J., et al. 2023, *ApJL*, 946, L27, doi: [10.3847/2041-8213/acc405](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc405)
- Ai, S., & Gao, H. 2023, *ApJ*, 944, 115, doi: [10.3847/1538-4357/acb3bf](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb3bf)
- Ajello, M., Albert, A., Anderson, B., et al. 2016, *PhRvL*, 116, 161101, doi: [10.1103/PhysRevLett.116.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.161101)
- Albert, A., André, M., Anghinolfi, M., et al. 2017, *MNRAS*, 469, 906, doi: [10.1093/mnras/stx902](https://doi.org/10.1093/mnras/stx902)
- . 2021, *MNRAS*, 500, 5614, doi: [10.1093/mnras/staa3503](https://doi.org/10.1093/mnras/staa3503)
- Anastassopoulos, V., Aune, S., Barth, K., et al. 2017, *Nature Physics*, 13, 584, doi: [10.1038/nphys4109](https://doi.org/10.1038/nphys4109)
- ANTARES Collaboration, Albert, A., André, M., et al. 2021, *JCAP*, 2021, 092, doi: [10.1088/1475-7516/2021/03/092](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2021/03/092)
- Arias, P., Cadamuro, D., Goodsell, M., et al. 2012, *JCAP*, 2012, 013, doi: [10.1088/1475-7516/2012/06/013](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/06/013)
- Armengaud, E., Attié, D., Basso, S., et al. 2019, *JCAP*, 2019, 047, doi: [10.1088/1475-7516/2019/06/047](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/06/047)
- Baktash, A., Horns, D., & Meyer, M. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.07172. <https://arxiv.org/abs/2210.07172>
- Bhattacharya, M., Carpio, J. A., Murase, K., & Horiuchi, S. 2023, *MNRAS*, 521, 2391, doi: [10.1093/mnras/stad494](https://doi.org/10.1093/mnras/stad494)
- Bi, X., Gao, Y., Guo, J., et al. 2021, *PhRvD*, 103, 043018, doi: [10.1103/PhysRevD.103.043018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.043018)
- Brivio, R., Ferro, M., D’Avanzo, P., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32652, 1
- Brouwer, L., Chaudhuri, S., Cho, H. M., et al. 2022, *PhRvD*, 106, 103008, doi: [10.1103/PhysRevD.106.103008](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.103008)
- Castro-Tirado, A. J., Sanchez-Ramirez, R., Hu, Y. D., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32686, 1
- Cheng, J.-G., He, Y.-J., Liang, Y.-F., Lu, R.-J., & Liang, E.-W. 2021, *Physics Letters B*, 821, 136611, doi: [10.1016/j.physletb.2021.136611](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136611)
- Cheung, K. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.14178. <https://arxiv.org/abs/2210.14178>
- Das, S., & Razzaque, S. 2023, *A&A*, 670, L12, doi: [10.1051/0004-6361/202245377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245377)
- De Angelis, A., Galanti, G., & Roncadelli, M. 2011, *Phys. Rev. D*, 84, 105030, doi: [10.1103/PhysRevD.84.105030](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.105030)
- de Angelis, A., Mansutti, O., & Roncadelli, M. 2008, *Physics Letters B*, 659, 847, doi: [10.1016/j.physletb.2007.12.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.12.012)
- de Ugarte Postigo, A., Izzo, L., Pugliese, G., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32648, 1
- Dichiara, S., Gropp, J. D., Kennea, J. A., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32632, 1
- Durbak, J. M., Kutyrev, A. S., Andreoni, I., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32654, 1

- 330 Dzhappuev, D. D., Afashokov, Y. Z., Dzaparova, I. M.,  
 331 et al. 2022, *The Astronomer's Telegram*, 15669, 1
- 332 Farah, W., Bright, J., Pollak, A., et al. 2022, *GRB*  
 333 *Coordinates Network*, 32655, 1
- 334 Finke, J. D., & Razzaque, S. 2023, *ApJL*, 942, L21,  
 335 doi: [10.3847/2041-8213/acade1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acade1)
- 336 Fraija, N., Gonzalez, M., & HAWC Collaboration. 2022,  
 337 *The Astronomer's Telegram*, 15675, 1
- 338 Franceschini, A., & Rodighiero, G. 2017, *A&A*, 603, A34,  
 339 doi: [10.1051/0004-6361/201629684](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629684)
- 340 Galanti, G., Roncadelli, M., & Tavecchio, F. 2022, arXiv  
 341 e-prints, arXiv:2210.05659.  
 342 <https://arxiv.org/abs/2210.05659>
- 343 Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., &  
 344 Domínguez, A. 2012, *MNRAS*, 422, 3189,  
 345 doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x)
- 346 González, M. M., Avila Rojas, D., Pratts, A., et al. 2023,  
 347 *ApJ*, 944, 178, doi: [10.3847/1538-4357/acb700](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acb700)
- 348 H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Adam, R., et al.  
 349 2019, *A&A*, 627, A159,  
 350 doi: [10.1051/0004-6361/201935704](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935704)
- 351 Hooper, D., & Serpico, P. D. 2007, *PhRvL*, 99, 231102,  
 352 doi: [10.1103/PhysRevLett.99.231102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.231102)
- 353 Hu, Y. D., Casanova, V., Fernandez-Garcia, E., et al. 2022,  
 354 *GRB Coordinates Network*, 32644, 1
- 355 Huang, Y., Hu, S., Chen, S., et al. 2022, *GRB Coordinates*  
 356 *Network*, 32677, 1
- 357 IceCube Collaboration. 2022, *GRB Coordinates Network*,  
 358 32665, 1
- 359 IceCube Collaboration, Abbasi, R., Ackermann, M., et al.  
 360 2023, arXiv e-prints, arXiv:2312.11515,  
 361 doi: [10.48550/arXiv.2312.11515](https://doi.org/10.48550/arXiv.2312.11515)
- 362 Irastorza, I. G., & Redondo, J. 2018, *Progress in Particle*  
 363 *and Nuclear Physics*, 102, 89,  
 364 doi: <https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2018.05.003>
- 365 Jansson, R., & Farrar, G. R. 2012, *ApJ*, 757, 14,  
 366 doi: [10.1088/0004-637X/757/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637X/757/1/14)
- 367 Kann, D. A., Agayeva, S., Aivazyan, V., et al. 2023, arXiv  
 368 e-prints, arXiv:2302.06225,  
 369 doi: [10.48550/arXiv.2302.06225](https://doi.org/10.48550/arXiv.2302.06225)
- 370 Kim, J. E. 1979, *Phys. Rev. Lett.*, 43, 103,  
 371 doi: [10.1103/PhysRevLett.43.103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.103)
- 372 Kimura, S. S. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2202.06480,  
 373 doi: [10.48550/arXiv.2202.06480](https://doi.org/10.48550/arXiv.2202.06480)
- 374 Kneiske, T. M., & Dole, H. 2010, *A&A*, 515, A19,  
 375 doi: [10.1051/0004-6361/200912000](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912000)
- 376 Laskar, T., Alexander, K. D., Margutti, R., et al. 2023,  
 377 *ApJL*, 946, L23, doi: [10.3847/2041-8213/acbfad](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbfad)
- 378 Lesage, S., Veres, P., Roberts, O. J., et al. 2022, *GRB*  
 379 *Coordinates Network*, 32642, 1
- 380 Lesage, S., Veres, P., Briggs, M. S., et al. 2023, arXiv  
 381 e-prints, arXiv:2303.14172,  
 382 doi: [10.48550/arXiv.2303.14172](https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.14172)
- 383 Levan, A. J., Lamb, G. P., Schneider, B., et al. 2023, *The*  
 384 *Astrophysical Journal Letters*, 946, L28,  
 385 doi: [10.3847/2041-8213/acc2c1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc2c1)
- 386 LHAASO Collaboration, Cao, Z., Aharonian, F., et al.  
 387 2023a, *Science*, 380, 1390, doi: [10.1126/science.adg9328](https://doi.org/10.1126/science.adg9328)  
 388 —. 2023b, *Science Advances*, 9, eadj2778,  
 389 doi: [10.1126/sciadv.adj2778](https://doi.org/10.1126/sciadv.adj2778)
- 390 Li, H., & Ma, B.-Q. 2023, *Astroparticle Physics*, 148,  
 391 102831, doi: [10.1016/j.astropartphys.2023.102831](https://doi.org/10.1016/j.astropartphys.2023.102831)
- 392 Liu, Y., Zhang, C., Ling, Z. X., et al. 2022, *GRB*  
 393 *Coordinates Network*, 32767, 1
- 394 Lucarelli, F., Oganessian, G., Montaruli, T., et al. 2023,  
 395 *A&A*, 672, A102, doi: [10.1051/0004-6361/202244815](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244815)
- 396 Meyer, M., Davies, J., & Kuhlmann, J. 2022, in 37th  
 397 *International Cosmic Ray Conference*, 557,  
 398 doi: [10.22323/1.395.0557](https://doi.org/10.22323/1.395.0557)
- 399 Mirizzi, A., & Montanino, D. 2009, *JCAP*, 2009, 004,  
 400 doi: [10.1088/1475-7516/2009/12/004](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2009/12/004)
- 401 Murase, K., Mukhopadhyay, M., Kheirandish, A., Kimura,  
 402 S. S., & Fang, K. 2022, *ApJL*, 941, L10,  
 403 doi: [10.3847/2041-8213/aca3ae](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aca3ae)
- 404 Nava, L. 2018, *International Journal of Modern Physics D*,  
 405 27, 1842003, doi: [10.1142/S0218271818420038](https://doi.org/10.1142/S0218271818420038)
- 406 Payez, A., Evoli, C., Fischer, T., et al. 2015, *JCAP*, 2015,  
 407 006, doi: [10.1088/1475-7516/2015/02/006](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/02/006)
- 408 Peccei, R. D., & Quinn, H. R. 1977, *PhRvL*, 38, 1440,  
 409 doi: [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440)
- 410 Pellegrin, K., Rumstay, K., & Hartmann, D. 2022, *GRB*  
 411 *Coordinates Network*, 32852, 1
- 412 Pillera, R., Bissaldi, E., Omodei, N., et al. 2022, *GRB*  
 413 *Coordinates Network*, 32658, 1
- 414 Raffelt, G., & Stodolsky, L. 1988, *Phys. Rev. D*, 37, 1237,  
 415 doi: [10.1103/PhysRevD.37.1237](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.37.1237)
- 416 Ren, J., Wang, Y., Zhang, L.-L., & Dai, Z.-G. 2023, *ApJ*,  
 417 947, 53, doi: [10.3847/1538-4357/acc57d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acc57d)
- 418 Rudolph, A., Petropoulou, M., Winter, W., & Bošnjak, Ž.  
 419 2023, *ApJL*, 944, L34, doi: [10.3847/2041-8213/acb6d7](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acb6d7)
- 420 Sato, Y., Murase, K., Ohira, Y., & Yamazaki, R. 2023a,  
 421 *MNRAS*, 522, L56, doi: [10.1093/mnras/slad038](https://doi.org/10.1093/mnras/slad038)  
 422 —. 2023b, *MNRAS*, doi: [10.1093/mnras/slad038](https://doi.org/10.1093/mnras/slad038)
- 423 Shrestha, M., Sand, D. J., Alexander, K. D., et al. 2023,  
 424 *ApJL*, 946, L25, doi: [10.3847/2041-8213/acbd50](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbd50)
- 425 Sironi, L., Keshet, U., & Lemoine, M. 2015, *SSRv*, 191, 519,  
 426 doi: [10.1007/s11214-015-0181-8](https://doi.org/10.1007/s11214-015-0181-8)
- 427 Smirnov, A. Y., & Trautner, A. 2022, arXiv e-prints,  
 428 arXiv:2211.00634. <https://arxiv.org/abs/2211.00634>

- 429 Srinivasaragavan, G. P., O'Connor, B., Cenko, S. B., et al. 2023, ApJL, 949, L39, doi: [10.3847/2041-8213/accf97](https://doi.org/10.3847/2041-8213/accf97)
- 430
- 431 Tiengo, A., Pintore, F., Mereghetti, S., Salvaterra, R., & a  
432 larger Collaboration. 2022, GRB Coordinates Network,  
433 32680, 1
- 434 Troitsky, S. V. 2022, Soviet Journal of Experimental and  
435 Theoretical Physics Letters, 116, 767,  
436 doi: [10.1134/S0021364022602408](https://doi.org/10.1134/S0021364022602408)
- 437 Tu, Z. L., & Wang, F. Y. 2018, ApJL, 869, L23,  
438 doi: [10.3847/2041-8213/aaf4b8](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aaf4b8)
- 439 Veres, P., Burns, E., Bissaldi, E., et al. 2022, GRB  
440 Coordinates Network, 32636, 1
- 441 Weinberg, S. 1978, Phys. Rev. Lett., 40, 223,  
442 doi: [10.1103/PhysRevLett.40.223](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.223)
- 443 Wilczek, F. 1978, Phys. Rev. Lett., 40, 279,  
444 doi: [10.1103/PhysRevLett.40.279](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.279)
- 445 Williams, M. A., Kennea, J. A., Dichiara, S., et al. 2023,  
446 ApJL, 946, L24, doi: [10.3847/2041-8213/acbcd1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbcd1)
- 447 Xia, Z.-Q., Wang, Y., Yuan, Q., & Fan, Y.-Z. 2022, GRB  
448 Coordinates Network, 32748, 1
- 449 Yang, J., Zhao, X.-H., Yan, Z., et al. 2023, arXiv e-prints,  
450 arXiv:2303.00898, doi: [10.48550/arXiv.2303.00898](https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.00898)
- 451 Zhang, B. T., Murase, K., Ioka, K., et al. 2022, arXiv  
452 e-prints, arXiv:2211.05754,  
453 doi: [10.48550/arXiv.2211.05754](https://doi.org/10.48550/arXiv.2211.05754)
- 454 —. 2023, ApJL, 947, L14, doi: [10.3847/2041-8213/acc79f](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc79f)
- 455 Zheng, Y. G., Kang, S. J., Zhu, K. R., Yang, C. Y., & Bai,  
456 J. M. 2023, PhRvD, 107, 083001,  
457 doi: [10.1103/PhysRevD.107.083001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.083001)





# 6 | Conclusiones

Este trabajo se enfocó en el estudio de la emisión de rayos gamma de muy alta energía del GRB 221009A reportada por LHAASO. Se analizó el modelo más aceptado para explicar la emisión y dinámica de los GRBs basado en la emisión SSC. Dada la inviabilidad de este modelo para reproducir la emisión en TeV se exploraron escenarios más allá del modelo estándar. En particular, se exploraron dos candidatos a materia oscura ligera: las partículas tipo axión y los fotones oscuros. Las conclusiones más relevantes se muestran a continuación.

## 6.1. GRB 221009A: A Light Dark Matter Burst or an Extremely Bright Inverse Compton Component?

- Se encontraron candidatos de materia oscura fuera de las regiones excluidas que son capaces de explicar la observación de fotones de TeV en el GRB 221009A. En el caso de los ALP, los candidatos que podrían explicar ambos fotones de 18 y 251 TeV simultáneamente están cerca o contenidos en las regiones excluidas. Mientras que los fotones oscuros podrían explicar ambos fotones, al menos cuando la probabilidad de supervivencia no depende del campo magnético.
- Los valores encontrados para probabilidad de supervivencia dejan la puerta abierta a los ALP para explicar la emisión de cientos de GeV. Sin embargo, se requiere un estudio detallado que considere diferentes espectros de materia oscura.
- Se calcularon las probabilidades de supervivencia para los dos escenarios de materia oscura considerando los parámetros observables del GRB. Se encontró una pérdida de aproximadamente el 30% de los fotones por conversión de ALP antes de llegar a la Vía Láctea. Esto se entiende como consecuencia del tamaño pequeño del jet del GRB y el bajo campo magnético de la galaxia anfitriona. La corrección al considerar el campo magnético intergaláctico es insignificante.
- Para los fotones oscuros, se debe llevar a cabo una estimación detallada de la dependencia de la probabilidad de supervivencia con el campo magnético.
- Nuestras suposiciones sobre la energía tomada por la materia oscura del brote son conservadoras y plausibles cuando se comparan con la fracción de energía tomada como energía cinética de los electrones responsables de la emisión en otras frecuencias. Por lo que la

introducción de materia oscura como posible explicación de la emisión en TeV no afecta la dinámica del GRB.

## 6.2. GRB 221009A: Spectral signatures based on ALPs candidates

- Se exploró el espacio de parámetros permitido de un brote de ALPs liberadas en el GRB que podría explicar el fotón de 13, TeV detectado por LHAASO. Para restringir los candidatos, se fijó la condición de que el número de fotones entre 10, TeV – 25, TeV debe ser al menos 0.5 fotones, mientras que por encima de 25, TeV debe ser menos de 0.5 fotones. Con estas condiciones, el tamaño de las regiones permitidas se favorece si el brote de ALPs toma una pequeña cantidad de la energía del GRB para ser generado. Además, la región permitida también se favorece para valores más bajos de la energía mínima  $E_{\min}$  asumida para la integración de la energía isotrópica y para índices espectrales más suaves del espectro de ALPs.
- De los ajustes al espectro de rayos gamma resultante de los candidatos en las regiones permitidas, se obtuvo que los índices espectrales ajustados tienen valores de 1.8 – 3.0, comparables con los reportados entre 100, MeV – 500, GeV por [Liu et al. \(2023\)](#) y consistente con lo reportado por [LHAASO Collaboration et al. \(2023b\)](#).
- Del cálculo del número de fotones para energías  $> 500$ , GeV considerando a los candidatos contenidos en las regiones permitidas, se encontró que no se supera la cantidad de 400 fotones.
- Una población de ALPs en la región estudiada podría explicar el fotón de 13 TeV, donde el flujo de fotones resultante a energías menores ( $< 500$ , GeV) esté en conflicto por los observado por LHAASO.

## Referencias

- Abbasi, R., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2023, ApJ, 946, L26, doi: [10.3847/2041-8213/acc077](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc077)
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017, ApJ, 850, L40, doi: [10.3847/2041-8213/aa93fc](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa93fc)
- Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F., et al. 2019, Nature, 575, 464, doi: [10.1038/s41586-019-1743-9](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1743-9)
- Abel, S. A., Goodsell, M. D., Jaeckel, J., Khoze, V. V., & Ringwald, A. 2008, Journal of High Energy Physics, 2008, 124, doi: [10.1088/1126-6708/2008/07/124](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/124)
- Aharonian, F., Benkhali, F. A., Aschersleben, J., et al. 2023, ApJ, 946, L27, doi: [10.3847/2041-8213/acc405](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc405)
- Ahlers, M., Gies, H., Jaeckel, J., Redondo, J., & Ringwald, A. 2007, Phys. Rev. D, 76, 115005, doi: [10.1103/PhysRevD.76.115005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.115005)
- Ajello, M., Albert, A., Anderson, B., et al. 2016, Phys. Rev. Lett., 116, 161101, doi: [10.1103/PhysRevLett.116.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.161101)
- Amati, L. 2021, Nature Astronomy, 5, 877, doi: [10.1038/s41550-021-01401-4](https://doi.org/10.1038/s41550-021-01401-4)
- Anchordoqui, L. A., Antoniadis, I., Benakli, K., & Lüst, D. 2020, Physics Letters B, 810, 135838, doi: [10.1016/j.physletb.2020.135838](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135838)
- Ayala, H., & HAWC Collaboration. 2022, GRB Coordinates Network, 32683, 1
- Barnacka, A., & Loeb, A. 2014, ApJ, 794, L8, doi: [10.1088/2041-8205/794/1/L8](https://doi.org/10.1088/2041-8205/794/1/L8)
- Blanch, O., Longo, F., Berti, A., et al. 2020, GRB Coordinates Network, 29075, 1
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Harrison, F., et al. 1998, ApJ, 506, L105, doi: [10.1086/311655](https://doi.org/10.1086/311655)
- Bloom, J. S., Prochaska, J. X., Pooley, D., et al. 2006, ApJ, 638, 354, doi: [10.1086/498107](https://doi.org/10.1086/498107)
- Boco, L., Lapi, A., Goswami, S., et al. 2019, ApJ, 881, 157, doi: [10.3847/1538-4357/ab328e](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab328e)
- Brivio, R., Ferro, M., D'Avanzo, P., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32652, 1
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2013, ApJ, 764, 179, doi: [10.1088/0004-637X/764/2/179](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/2/179)

- Campisi, M. A., De Lucia, G., Li, L. X., Mao, S., & Kang, X. 2009, MNRAS, 400, 1613, doi: [10.1111/j.1365-2966.2009.15568.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15568.x)
- Carroll, B., & Ostlie, D. 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics* (Addison-Wesley)
- Castro-Tirado, A. J., Sanchez-Ramirez, R., Hu, Y. D., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32686, 1
- Cerruti, M. 2020, *Galaxies*, 8, doi: [10.3390/galaxies8040072](https://doi.org/10.3390/galaxies8040072)
- Chandra, P., & Frail, D. A. 2011, *Bulletin of the Astronomical Society of India*, 39, 451
- Cheng, J.-G., He, Y.-J., Liang, Y.-F., Lu, R.-J., & Liang, E.-W. 2021, *Physics Letters B*, 821, 136611, doi: [10.1016/j.physletb.2021.136611](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136611)
- Clowe, D., Bradač, M., Gonzalez, A. H., et al. 2006, *ApJ*, 648, L109, doi: [10.1086/508162](https://doi.org/10.1086/508162)
- Das, S., & Razzaque, S. 2023, *A&A*, 670, L12, doi: [10.1051/0004-6361/202245377](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245377)
- de Angelis, A., Galanti, G., & Roncadelli, M. 2011, *Phys. Rev. D*, 84, 105030, doi: [10.1103/PhysRevD.84.105030](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.105030)
- de Ugarte Postigo, A., Izzo, L., Pugliese, G., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32648, 1
- de Vaucouleurs, G. 1960, *ApJ*, 131, 585, doi: [10.1086/146871](https://doi.org/10.1086/146871)
- Dichiara, S., Gropp, J. D., Kennea, J. A., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32632, 1
- Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J., et al. 2011, MNRAS, 410, 2556, doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17631.x)
- Durbak, J. M., Kutyrev, A. S., Andreoni, I., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32654, 1
- Fermi, E. 1949, *Phys. Rev.*, 75, 1169, doi: [10.1103/PhysRev.75.1169](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169)
- Ferreira, R. Z., Marsh, M. C. D., & Müller, E. 2022, Strong supernovae bounds on ALPs from quantum loops, arXiv, doi: [10.48550/ARXIV.2205.07896](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2205.07896)
- Fichtel, C. E., Kniffen, D. A., & Hartman, R. C. 1973, *Astrophysical Journal, Letters*, 186, L99, doi: [10.1086/181367](https://doi.org/10.1086/181367)
- Finke, J. D., & Razzaque, S. 2023, *ApJ*, 942, L21, doi: [10.3847/2041-8213/acade1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acade1)
- Finke, J. D., Razzaque, S., & Dermer, C. D. 2010, *ApJ*, 712, 238, doi: [10.1088/0004-637X/712/1/238](https://doi.org/10.1088/0004-637X/712/1/238)
- Fong, W., Berger, E., Chornock, R., et al. 2013, *ApJ*, 769, 56, doi: [10.1088/0004-637X/769/1/56](https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/1/56)
- Fortin, J.-F., & Sinha, K. 2019, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2019, 020, doi: [10.1088/1475-7516/2019/11/020](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/11/020)

- Fraija, N., Dichiara, S., Pedreira, A. C. C. d. E. S., et al. 2019, *ApJ*, 885, 29, doi: [10.3847/1538-4357/ab3e4b](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3e4b)
- Franceschini, A., & Rodighiero, G. 2017, *A&A*, 603, A34, doi: [10.1051/0004-6361/201629684](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629684)
- Franceschini, A., Rodighiero, G., & Vaccari, M. 2008, *A&A*, 487, 837, doi: [10.1051/0004-6361:200809691](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809691)
- Fukami, S., Berti, A., Loporchio, S., et al. 2021, in *Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021)*, Vol. 395, 788, doi: [10.22323/1.395.0788](https://doi.org/10.22323/1.395.0788)
- Galanti, G., & Roncadelli, M. 2022, *Universe*, 8, 253, doi: [10.3390/universe8050253](https://doi.org/10.3390/universe8050253)
- Gehrels, N., & Mészáros, P. 2012, *Science*, 337, 932, doi: [10.1126/science.1216793](https://doi.org/10.1126/science.1216793)
- Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Domínguez, A. 2012, *MNRAS*, 422, 3189, doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x)
- Goldstein, A., Veres, P., Burns, E., et al. 2017, *ApJ*, 848, L14, doi: [10.3847/2041-8213/aa8f41](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa8f41)
- Gould, R. J. 1979, *A&A*, 76, 306
- Granot, J., & Sari, R. 2002, *ApJ*, 568, 820, doi: [10.1086/338966](https://doi.org/10.1086/338966)
- Gupta, N., & Zhang, B. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 380, 78, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12051.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12051.x)
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Adam, R., et al. 2019, *A&A*, 627, A159, doi: [10.1051/0004-6361/201935704](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935704)
- H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Aharonian, F., et al. 2021, *Science*, 372, 1081, doi: [10.1126/science.abe8560](https://doi.org/10.1126/science.abe8560)
- Hess, V. F. 1912, *Phys. Z.*, 13, 1084
- Hillas, A. M. 2006, arXiv e-prints, astro, doi: [10.48550/arXiv.astro-ph/0607109](https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0607109)
- Hjorth, J., Sollerman, J., Møller, P., et al. 2003, *Nature*, 423, 847, doi: [10.1038/nature01750](https://doi.org/10.1038/nature01750)
- Horváth, I. 2002, *A&A*, 392, 791, doi: [10.1051/0004-6361:20020808](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020808)
- Huang, Y., Hu, S., Chen, S., et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32677, 1
- Kennea, J. A., Williams, M., & Swift Team. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32635, 1
- Kim, J. E., & Carosi, G. 2010, *Reviews of Modern Physics*, 82, 557, doi: [10.1103/RevModPhys.82.557](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.82.557)
- Kirk, J. G., & Schneider, P. 1987, *ApJ*, 315, 425, doi: [10.1086/165147](https://doi.org/10.1086/165147)
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *Astrophysical Journal Letters*, 182, L85, doi: [10.1086/181225](https://doi.org/10.1086/181225)

- Klein, O., & Nishina, T. 1929, *Zeitschrift fur Physik*, 52, 853, doi: [10.1007/BF01366453](https://doi.org/10.1007/BF01366453)
- Klinger, M., Tak, D., Taylor, A. M., & Zhu, S. J. 2023, *MNRAS*, 520, 839, doi: [10.1093/mnras/stad142](https://doi.org/10.1093/mnras/stad142)
- Kneiske, T. M., & Dole, H. 2010, *A&A*, 515, A19, doi: [10.1051/0004-6361/200912000](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200912000)
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJ*, 413, L101, doi: [10.1086/186969](https://doi.org/10.1086/186969)
- Kozyrev, A. S., Golovin, D. V., Litvak, M. L., et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32805, 1
- Kraushaar, W. L., Clark, G. W., Garmire, G. P., et al. 1972, *Astrophysical Journal*, 177, 341, doi: [10.1086/151713](https://doi.org/10.1086/151713)
- Krühler, T., Malesani, D., Fynbo, J. P. U., et al. 2015, *A&A*, 581, A125, doi: [10.1051/0004-6361/201425561](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425561)
- Kumar, P., & Zhang, B. 2015, *Phys. Rep.*, 561, 1, doi: [10.1016/j.physrep.2014.09.008](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.09.008)
- Laskar, T., Alexander, K. D., Margutti, R., et al. 2023, *ApJ*, 946, L23, doi: [10.3847/2041-8213/acbfad](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbfad)
- Lesage, S., Veres, P., Briggs, M. S., et al. 2023, *arXiv e-prints*, arXiv:2303.14172, doi: [10.48550/arXiv.2303.14172](https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.14172)
- Levan, A. 2018, in *Gamma-Ray Bursts, 2514-3433* (IOP Publishing), 6–1 to 6–25, doi: [10.1088/2514-3433/aae164ch6](https://doi.org/10.1088/2514-3433/aae164ch6)
- Levan, A., Crowther, P., de Grijs, R., et al. 2016, *Space Sci. Rev.*, 202, 33, doi: [10.1007/s11214-016-0312-x](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0312-x)
- Levan, A. J., Lamb, G. P., Schneider, B., et al. 2023, *The Astrophysical Journal Letters*, 946, L28, doi: [10.3847/2041-8213/acc2c1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc2c1)
- Levine, D., Dainotti, M., Fraija, N., et al. 2023, *MNRAS*, 519, 4670, doi: [10.1093/mnras/stac3730](https://doi.org/10.1093/mnras/stac3730)
- LHAASO Collaboration, Cao, Z., Aharonian, F., et al. 2023a, *Science*, 380, 1390, doi: [10.1126/science.adg9328](https://doi.org/10.1126/science.adg9328)
- . 2023b, *Science Advances*, 9, eadj2778, doi: [10.1126/sciadv.adj2778](https://doi.org/10.1126/sciadv.adj2778)
- Li, L.-X., & Paczyński, B. 1998, *ApJ*, 507, L59, doi: [10.1086/311680](https://doi.org/10.1086/311680)
- Liu, R.-Y., Zhang, H.-M., & Wang, X.-Y. 2023, *ApJ*, 943, L2, doi: [10.3847/2041-8213/acaf5e](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acaf5e)
- Lu, B.-Q., & Chiang, C.-W. 2022, *Phys. Rev. D*, 105, 123017, doi: [10.1103/PhysRevD.105.123017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.105.123017)

- Lucarelli, F., Oganessian, G., Montaruli, T., et al. 2023, *A&A*, 672, A102, doi: [10.1051/0004-6361/202244815](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202244815)
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262, doi: [10.1086/307790](https://doi.org/10.1086/307790)
- MAGIC Collaboration, Acciari, V. A., Ansoldi, S., et al. 2019, *Nature*, 575, 455, doi: [10.1038/s41586-019-1750-x](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1750-x)
- Mannheim, K. 1993, *A&A*, 269, 67
- Masaki, E., Aoki, A., & Soda, J. 2017, *Phys. Rev. D*, 96, 043519, doi: [10.1103/PhysRevD.96.043519](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.043519)
- McBreen, B., Hurley, K. J., Long, R., & Metcalfe, L. 1994, *MNRAS*, 271, 662, doi: [10.1093/mnras/271.3.662](https://doi.org/10.1093/mnras/271.3.662)
- Mészáros, A., Bagoly, Z., Horváth, I., Balázs, L. G., & Vavrek, R. 2000, *ApJ*, 539, 98, doi: [10.1086/309193](https://doi.org/10.1086/309193)
- Meszáros, P., & Rees, M. J. 1992, *MNRAS*, 257, 29P, doi: [10.1093/mnras/257.1.29P](https://doi.org/10.1093/mnras/257.1.29P)
- . 1993, *ApJ*, 405, 278, doi: [10.1086/172360](https://doi.org/10.1086/172360)
- . 1994, *MNRAS*, 269, L41, doi: [10.1093/mnras/269.1.L41](https://doi.org/10.1093/mnras/269.1.L41)
- Meszáros, P., Rees, M. J., & Papathanassiou, H. 1994, *ApJ*, 432, 181, doi: [10.1086/174559](https://doi.org/10.1086/174559)
- Metzger, M. R., Djorgovski, S. G., Kulkarni, S. R., et al. 1997, *Nature*, 387, 878, doi: [10.1038/43132](https://doi.org/10.1038/43132)
- Meyer, M., Davies, J., & Kuhlmann, J. 2022, in 37th International Cosmic Ray Conference, 557, doi: [10.22323/1.395.0557](https://doi.org/10.22323/1.395.0557)
- Millikan, R. A., & Cameron, G. H. 1926, *Phys. Rev.*, 28, 851, doi: [10.1103/PhysRev.28.851](https://doi.org/10.1103/PhysRev.28.851)
- Mirizzi, A., & Montanino, D. 2009, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2009, 004, doi: [10.1088/1475-7516/2009/12/004](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2009/12/004)
- Narayan, R., Piran, T., & Kumar, P. 2001, *ApJ*, 557, 949, doi: [10.1086/322267](https://doi.org/10.1086/322267)
- O'Hare, C. 2020, cajohare/AxionLimits: AxionLimits, v1.0, <https://cajohare.github.io/AxionLimits/>, Zenodo, doi: [10.5281/zenodo.3932430](https://doi.org/10.5281/zenodo.3932430)
- Paczynski, B. 1986, *ApJ*, 308, L43, doi: [10.1086/184740](https://doi.org/10.1086/184740)
- Paczyński, B. 1998, *ApJ*, 494, L45, doi: [10.1086/311148](https://doi.org/10.1086/311148)
- Papathanassiou, H., & Meszaros, P. 1996, *ApJ*, 471, L91, doi: [10.1086/310343](https://doi.org/10.1086/310343)
- Payez, A., Evoli, C., Fischer, T., et al. 2015, *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2015, 006, doi: [10.1088/1475-7516/2015/02/006](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/02/006)



- Peccei, R. D., & Quinn, H. R. 1977, *Phys. Rev. Lett.*, 38, 1440, doi: [10.1103/PhysRevLett.38.1440](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.38.1440)
- Pe'er, A. 2015, *Advances in Astronomy*, 2015, 907321, doi: [10.1155/2015/907321](https://doi.org/10.1155/2015/907321)
- Pellegrin, K., Rumstay, K., & Hartmann, D. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32852, 1
- Perley, D. A., Niino, Y., Tanvir, N. R., Vergani, S. D., & Fynbo, J. P. U. 2016, *Space Sci. Rev.*, 202, 111, doi: [10.1007/s11214-016-0237-4](https://doi.org/10.1007/s11214-016-0237-4)
- Pillera, R., Bissaldi, E., Omodei, N., et al. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32658, 1
- Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143, doi: [10.1103/RevModPhys.76.1143](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.1143)
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2020, *A&A*, 641, A6, doi: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910)
- Podsiadlowski, P., Mazzali, P. A., Nomoto, K., Lazzati, D., & Cappellaro, E. 2004, *ApJ*, 607, L17, doi: [10.1086/421347](https://doi.org/10.1086/421347)
- Qin, Y., Liang, E.-W., Liang, Y.-F., et al. 2013, *ApJ*, 763, 15, doi: [10.1088/0004-637X/763/1/15](https://doi.org/10.1088/0004-637X/763/1/15)
- Raffelt, G. G. 1986, *Phys. Rev. D*, 33, 897, doi: [10.1103/PhysRevD.33.897](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.33.897)
- Rees, M. J., & Meszaros, P. 1992, *MNRAS*, 258, 41, doi: [10.1093/mnras/258.1.41P](https://doi.org/10.1093/mnras/258.1.41P)
- Ren, J., Wang, Y., Zhang, L.-L., & Dai, Z.-G. 2023, *ApJ*, 947, 53, doi: [10.3847/1538-4357/acc57d](https://doi.org/10.3847/1538-4357/acc57d)
- Ringwald, A. 2012, *Physics of the Dark Universe*, 1, 116, doi: [10.1016/j.dark.2012.10.008](https://doi.org/10.1016/j.dark.2012.10.008)
- Ror, A. K., Gupta, R., Jelínek, M., et al. 2023, *ApJ*, 942, 34, doi: [10.3847/1538-4357/aca414](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aca414)
- Rossi, B. 1934, *Phys. Rev.*, 45, 212, doi: [10.1103/PhysRev.45.212](https://doi.org/10.1103/PhysRev.45.212)
- Rubin, V. C., & Ford, W. Kent, J. 1970, *ApJ*, 159, 379, doi: [10.1086/150317](https://doi.org/10.1086/150317)
- Rudolph, A., Petropoulou, M., Winter, W., & Bošnjak, Ž. 2023, *ApJ*, 944, L34, doi: [10.3847/2041-8213/acb6d7](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acb6d7)
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1985, *Radiative Processes in Astrophysics* (New York, NY: Wiley), doi: [10.1002/9783527618170](https://doi.org/10.1002/9783527618170)
- Sahu, S., & Fortín, C. E. L. 2020, *ApJ*, 895, L41, doi: [10.3847/2041-8213/ab93da](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab93da)
- Saldana-Lopez, A., Domínguez, A., Pérez-González, P. G., et al. 2021, *MNRAS*, 507, 5144, doi: [10.1093/mnras/stab2393](https://doi.org/10.1093/mnras/stab2393)
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17, doi: [10.1086/311269](https://doi.org/10.1086/311269)
- Sato, Y., Murase, K., Ohira, Y., & Yamazaki, R. 2023a, *MNRAS*, doi: [10.1093/mnrasl/slاد038](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slاد038)

- . 2023b, MNRAS, 522, L56, doi: [10.1093/mnrasl/slad038](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slad038)
- Savaglio, S. 2006, New Journal of Physics, 8, 195, doi: [10.1088/1367-2630/8/9/195](https://doi.org/10.1088/1367-2630/8/9/195)
- Savchenko, V., Ferrigno, C., Kuulkers, E., et al. 2017, ApJ, 848, L15, doi: [10.3847/2041-8213/aa8f94](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa8f94)
- Schein, M., Jesse, W. P., & Wollan, E. O. 1941, Phys. Rev., 59, 615, doi: [10.1103/PhysRev.59.615](https://doi.org/10.1103/PhysRev.59.615)
- Shahmoradi, A., & Nemiroff, R. J. 2015, MNRAS, 451, 126, doi: [10.1093/mnras/stv714](https://doi.org/10.1093/mnras/stv714)
- Shrestha, M., Sand, D. J., Alexander, K. D., et al. 2023, ApJ, 946, L25, doi: [10.3847/2041-8213/acbd50](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbd50)
- Sitarek, J. 2022, Galaxies, 10, 21, doi: [10.3390/galaxies10010021](https://doi.org/10.3390/galaxies10010021)
- Springel, V., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2006, Nature, 440, 1137, doi: [10.1038/nature04805](https://doi.org/10.1038/nature04805)
- Swanenburg, B. N., Bennett, K., Bignami, G. F., et al. 1981, Astrophysical Journal Letters, 243, L69, doi: [10.1086/183445](https://doi.org/10.1086/183445)
- Tarnopolski, M. 2015, Ap&SS, 359, 20, doi: [10.1007/s10509-015-2473-6](https://doi.org/10.1007/s10509-015-2473-6)
- . 2017, MNRAS, 472, 4819, doi: [10.1093/mnras/stx2356](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2356)
- Tavecchio, F., Roncadelli, M., Galanti, G., & Bonnoli, G. 2012, Phys. Rev. D, 86, 085036, doi: [10.1103/PhysRevD.86.085036](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.085036)
- Thompson, D. J., Fichtel, C. E., Kniffen, D. A., & Ogelman, H. B. 1975, Astrophysical Journal, Letters, 200, L79, doi: [10.1086/181902](https://doi.org/10.1086/181902)
- Veres, P., Burns, E., Bissaldi, E., et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32636, 1
- Vink, J. 2020, Physics and Evolution of Supernova Remnants (Springer), doi: [10.1007/978-3-030-55231-2](https://doi.org/10.1007/978-3-030-55231-2)
- Wang, X.-Y., Liu, R.-Y., Zhang, H.-M., Xi, S.-Q., & Zhang, B. 2019, ApJ, 884, 117, doi: [10.3847/1538-4357/ab426c](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab426c)
- Weinberg, S. 2008, Cosmology (Oxford University Press)
- Williams, M. A., Kennea, J. A., Dichiaro, S., et al. 2023, ApJ, 946, L24, doi: [10.3847/2041-8213/acbcd1](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acbcd1)
- Woosley, S. E. 1993, ApJ, 405, 273, doi: [10.1086/172359](https://doi.org/10.1086/172359)
- Woosley, S. E., & Bloom, J. S. 2006, ARA&A, 44, 507, doi: [10.1146/annurev.astro.43.072103.150558](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.43.072103.150558)

- Zatsepin, G. T., & Kuz'min, V. A. 1966, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 4, 78
- Zhang, B. 2018, The Physics of Gamma-Ray Bursts (Cambridge University Press)
- Zhang, B., & Mészáros, P. 2001, ApJ, 559, 110, doi: [10.1086/322400](https://doi.org/10.1086/322400)
- Zhang, B. T., Murase, K., Ioka, K., et al. 2023, ApJ, 947, L14, doi: [10.3847/2041-8213/acc79f](https://doi.org/10.3847/2041-8213/acc79f)
- Zhang, B. T., Murase, K., Veres, P., & Mészáros, P. 2021, ApJ, 920, 55, doi: [10.3847/1538-4357/ac0cfc](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac0cfc)
- Zheng, Y. G., Kang, S. J., Zhu, K. R., Yang, C. Y., & Bai, J. M. 2023, Phys. Rev. D, 107, 083001, doi: [10.1103/PhysRevD.107.083001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.107.083001)

## Acrónimos

AGN	<i>Active Galactic Nuclei</i> , Núcleo Galáctico Activo.
ALP	<i>Axion-Like Particle</i> , Partícula Tipo Axión.
BH	<i>Black Hole</i> , Agujero Negro.
CDM	<i>Cold Dark Matter</i> , Materia Oscura Fría.
CMB	<i>Cosmic Microwave Background</i> , Fondo Cósmico de Microondas.
DM	<i>Dark Matter</i> , DM.
EAS	<i>Extensive Air Shower</i> , Cascada Atmosférica Extensa.
EBL	<i>Extragalactic Background Light</i> , Luz de Fondo Extragaláctica.
EIC	<i>External Inverse-Compton</i> , Compton Inverso Externo.
GRB	<i>Gamma-Ray Bursts</i> , Destellos de Rayos Gamma.
GZK	<i>Greisen-Zatsepin-Kiz'min</i> .
H.E.S.S.	<i>High Energy Stereoscopic System</i> .
HAWC	<i>High Altitude Water Cherenkov</i> .
HDM	<i>Hot Dark Matter</i> , Materia Oscura Caliente.
IACT	<i>Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope</i> , Telescopio Atmosférico Cherenkov.
IC	<i>Inverse Compton</i> , Compton Inverso.
LAT	<i>Large Area Telescope</i> , Telescopio de Gran Área.
LGRB	<i>Long Gamma-Ray Burst</i> , Destello de Rayos Gamma Largo.
LHAASO	<i>Large High Altitude Air Shower Observatory</i> .
MAGIC	<i>Major Atmospheric Gamma ray Imaging Cherenkov Telescope</i> .
NS	<i>Neutron Star</i> , Estrella de Neutrones.
PSR	<i>Pulsar</i> , Púlsar.
SGRB	<i>Short Gamma-Ray Burst</i> , Destello de Rayos Gamma Corto.
SNR	<i>Supernova Remnant</i> , Remanente de Supernova.
SSC	<i>Synchrotron self-Compton</i> , Sincrotrón auto-Compton.
VERITAS	<i>Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System</i> .
WCD	<i>Water Cherenkov Detector</i> , Detector de Cherenkov en Agua.
WDM	<i>Warm Dark Matter</i> , Materia Oscura Tibia.

