



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MEXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

BÚSQUEDA DE DESTELLOS CORTOS DE RAYOS GAMMA A ENERGÍAS DE TeV CON HAWC.

*TESIS
PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)*

PRESENTA:
YUNIOR FRAINEN PÉREZ ARAUJO

TUTORA PRINCIPAL:
DRA. MARÍA MAGDALENA GONZÁLEZ SÁNCHEZ
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA-UNAM

MIEMBROS DEL COMITÉ TUTOR:
DR. VAZQUEZ JAUREGUI ERIC
INSTITUTO DE FÍSICA-UNAM

DR. VALENZUELA TIJERINO JOSÉ OCTAVIO
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA-UNAM

CIUDAD UNIVERSITARIA, CD.MX. FEBRERO 2023



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.

JURADO ASIGNADO:

Dra. Rosa Leticia Becerra Godínez

Dr. Rodrigo Sacahui Reyes

Dr. Ibrahim Torres Aguilar

Dr. Hugo Alberto Ayala Solares

Dr. Ernesto Belmont Moreno

Lugar donde se realizó la tesis: INSTITUTO DE ASTRONOMÍA-UNAM.

Agradecimientos

A mi asesora, María Magdalena González Sánchez, por su gran apoyo académico y personal que me brindó durante todo el proceso del doctorado (desde preparar el examen de ingreso hasta el proceso de columar). Cualquier agradecimiento se queda pequeño....!Muchas Gracias!.

A mi querida madre que siempre estuvo apoyándome en todos mis procesos académicos. Ya no estás, pero te dedico esta tesis y todo lo que ha surgido de ella.

A mi querido padre por todo su apoyo en mi proceso académico.

A mi esposa Lysette, por su compañía y apoyo incondicional durante todo este tiempo.

A mis hermanos, por el valioso apoyo recibido en el transcurso de mi vida, son un excelente ejemplo a seguir.

A Luis Vizcaya y Ingrid Sánchez, por escuchar mis eternas conversaciones de mi trabajo y acompañarme en este camino fuera de nuestra Tierra natal.

A Luis Nuñez, por su gran apoyo para poder llegar a México a iniciar el Doctorado.

A mis amigos Andres Cimmarusti, Jose Luis Burgos, Roberto Figuera.

A los investigadores: Ibrahim Torres, Nissim Fraija, Ruben Alfaro, Rodrigo Sacahui, Eric Vazquez Jauregui (comité tutor) y Octavio Valenzuela (comité tutor) que con su valioso tiempo contribuyeron en este proceso.

A mis compañeros de grupo: Antonio Galván, Tomas Capistran, Alexis, Alvaro, Daniel Ávila, Erick, Fernanda, Jorge, Mabel Joselyn, José Serna, Francisco Gonzalez, Sergio Hernandez por los buenos momentos y amistad.

A todos los de la colaboración HAWC, por facilitar toda la información para el desarrollo de este trabajo.

A todo el Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México, por darme la oportunidad de tener acceso a una gran formación.

A México, por el apoyo económico fundamental para el desarrollo de mis estudios a través del CONACYT. Este trabajo de tesis además contó con el apoyo de los proyectos PAPIIT **IG101320** and **IN105921**.

Resumen

Los destellos de rayos gamma (GRBs; por sus siglas en inglés) son destellos brillantes de rayos gamma con duraciones que van desde milisegundos hasta miles de segundos. Los GRBs presentan una distribución isotrópica en el cielo y la distancia a la que se producen es de origen cosmológico (el GRB más distante detectado hasta el momento tiene un corrimiento al rojo, z , de ~ 9.2).

Los GRBs se clasifican en dos grupos según su razón del cociente entre flujos a diferentes bandas de energía y la duración de su emisión. Los GRBs que duran más de 2 segundos se definen como largos y los que duran menos de 2 segundos se definen como cortos. Los GRBs cortos presentan una mayor razón de dureza es su espectro con respecto a los GRBs largos.

Las dos clases son asociadas a diferentes tipos de progenitores, el escenario del colapso del núcleo de una estrella masiva, dan origen a los GRBs largos, y la fusión de dos núcleos compactos (estrella neutrones (NS; por sus siglas en inglés)) con otra estrella de neutrones o una NS con un agujero negro (BH; por sus siglas en inglés), que da origen a los GRB cortos. Recientemente la detección de ondas gravitacionales (GW; por sus siglas en inglés) asociadas a estos eventos han reafirmado su importancia e interés. En particular los destellos de rayos gamma cortos han sido asociados como contraparte electromagnética de ondas gravitacionales por ejemplo, el GRB 170817A a la onda gravitacional GW170817.

La emisión de los GRBs presenta una fase temprana (o rápida) y una fase tardía. La fase temprana, llamada emisión rápida, se ha detectado en el rango de energía de keV a MeV con gran variedad de morfologías y variabilidad en sus curvas de luz. La fase tardía o crepuscular, ha sido observada en diferentes longitudes de ondas, desde radio hasta rayos gamma, aparece después de la emisión rápida y dura días e incluso meses.

El modelo teórico más usado para describir los GRBs es el de “bola de fuego”. Esta

“bola de fuego ” experimenta procesos de disipación interna a través de choques entre capas de material con diferentes velocidades. Las ondas de choque han sido propuestas para explicar las características de las emisiones producidas por estos destellos. Las ondas de choques internas son responsables de la emisión rápida y la variabilidad temporal observada en las curvas de luz. Las ondas de choque externas, se generan con el medio interestelar y explican adecuadamente la emisión tardía.

Los GRBs tienen un espectro no térmico con un pico en el flujo a energías de algunos cientos de keV y en varios GRBs se ha observado emisión en altas energías que se extiende a cientos de TeV. Las emisiones de altas energías (> 10 GeV) y muy altas energías (VHE; por sus siglas en inglés, > 100 GeV) se describen (para emisiones altas) y se predicen (para emisiones VHE) mediante modelos leptónicos o hadrónicos. En los modelos leptónicos, la emisión de VHE aparece retrasada con respecto a la emisión rápida como resultado de emisión de Compton Auto Inducida (SSC por sus siglas en inglés) en choques hacia adelante (FS, acrónimo de forward shock) (Sari & Esin (2001); Wang et al. (2001a); Zhang & Mészáros (2001); Veres & Mészáros (2012); Fraija et al. (2019a,b, 2021)) y en choques reversos (RS, acrónimo de reverse shock) ((Granot & Guetta 2003; Wang et al. 2001a,b)). El retraso de la emisión se entiende como el tiempo que tarda el choque en acercarse al radio de desaceleración (Meszaros & Rees 1994) y como consecuencia de la opacidad de los rayos gammas (Baring 2006).

Para los modelos hadrónicos los escenarios más considerados son: (1) emisión sincrotrón de protones ultra energéticos acelerados en el chorro relativista y (2) emisión sincrotrón y Compton Inverso de pares $e^- - e^+$ secundarios de interacciones $\gamma - proton$ o interacciones con protones acelerados en un frente de choque que interaccionan con fotones menos energéticos provenientes de la emisión principal o de un campo de fotones externo. Aunque los GRBs se encuentran entre los candidatos más probables para acelerar rayos cósmicos hasta ultra altas energías ($\gtrsim 10^{18}$ eV; Waxman 1995; Vietri 1995) y por lo tanto, son candidatos potenciales para la detección de neutrinos, la colaboración Ice-Cube no ha reportado coincidencias entre neutrinos y GRB en 11 años de datos (Abbasi et al. 2022, 2012; Aartsen et al. 2016, 2015). Por lo tanto, se concluye que el número de hadrones es muy bajo para que las interacciones hadrónicas sean eficientes para producir señales de rayos gamma detectables en los GRBs. En consecuencia, en este trabajo se excluyen los modelos hadrónicos de la interpretación de nuestros resultados.

Hay varios intentos de detectar contrapartes de GRBs a muy altas energías en los últimos 20 años, sin embargo, la mayoría de las observaciones arrojaron límites superiores en el flujo de VHE (Albert et al. 2007; Aleksić et al. 2014; Abdo et al. 2007; Aharonian et al.

2009a,b; H.E.S.S. Collaboration et al. 2014; Acciari et al. 2011; Abeysekara et al. 2015; Alfaro et al. 2017; Bartoli et al. 2017; Abeysekara et al. 2018). La primera afirmación de una posible emisión de VHE se asoció con el GRB 970217A reportada por el observatorio Milagrito (Atkins et al. 2000). En los últimos cuatro años, las llamativas detecciones de GRB 180720B, GRB 190829A y GRB 190114C por encima de las energías de 100, 200 y 300 GeV por H.E.S.S. y MAGIC (Abdalla et al. 2019; Acciari et al. 2019), respectivamente, fortalece las expectativas de emisión a VHE. H.E.S.S. observó el GRB 180720B diez horas después del final de la fase de emisión rápida, que duró 48.9 ± 0.4 s. MAGIC observó el GRB 190114C durante ~ 40 minutos más tarde que la emisión rápida. H.E.S.S. reportó la detección de rayos gamma VHE por encima de ≥ 200 GeV con una significancia estadística de 21.7σ durante la primera noche en la dirección de GRB 190829A. (H. E. S. S. Collaboration 2021).

El instrumento Fermi-GBM (P. Veres 2022) detectó uno de los GRBs más luminosos (o probablemente el más luminoso dependiendo del flujo final corregido) nunca antes registrado, seguido de *Swift* (S. Dichiara 2022) y el resto de los instrumentos dedicados a la detección de contrapartes de la emisión del GRB. Las observaciones iniciales de GBM mostraron que el GRB 221009A consta de dos episodios de emisión principales seguidos de una cola larga; el primero con una duración de decenas de segundos y una fluencia de aproximadamente 2.2×10^{-5} erg cm⁻², el segundo, una emisión de múltiples picos, con una duración de alrededor de 327 segundos, T_{90} preliminar y alcanzando una fluencia de $\sim 2.912 \times 10^{-2}$ erg cm⁻² (S. Lesage 2022). La duración de la cola aún no se ha determinado pero es del orden de dos mil segundos. Mientras, otros experimentos detectaron el GRB 221009A en períodos de tiempo relativamente iguales. No obstante, todas las fluencias reportadas para el segundo episodio de emisión se mantienen en el orden de 10^{-2} erg cm⁻². Las ubicaciones en Tierra son consistentes con las incertidumbres. Las observaciones de la contraparte comenzaron en $T_0 + 2500$ s en la banda de rayos-X y varias horas más tarde en las bandas infrarrojo, de radio y óptica. Además, las observaciones espectroscópicas de la emisión tardía con los instrumentos OSIRIS del GTC y X-Shooter del VLT permitieron estimar un corrimiento al rojo de $z = 0.151$ (A. J. Castro-Tirado 2022; A. de Ugarte Postigo 2022)).

Entre los instrumentos que observaron GRB 221009A se encuentra el observatorio LHAASO que reportó una detección con dos de sus tres sub-arreglos (WCDA y KM2A). La detección en el arreglo LHAASO-WCDA se centró en $RA = 288.3$, $Dec = 19.8$, dentro de los 2000 s después del tiempo de trigger, con energías de 500 GeV y una significancia superior a 100σ , mientras que la detección de LHAASO-KM2A tuvo una significancia

superior a 10σ y el fotón de mayor energía en 18 TeV. Esta es la primera detección de un GRB con energías superiores a 1 TeV (Yong Huang 2022). La detección de un fotón de 18 TeV ciertamente ya es intrigante, pero más asombroso aún es la detección de un fotón de 251 TeV reportado por el arreglo Carpet-2 (Dzhappuev et al. 2022) considerando su corrimiento al rojo de $z = 0.151$. Aunque, algunos autores ya han identificado (Fraija et al. 2022) algunas fuentes de PeV con ubicaciones consistentes con la posición del fotón de 251 TeV.

The High Altitude Water Cherenkov (HAWC, por sus siglas en inglés), es un observatorio de rayos gamma de gran apertura capaz de monitorear el cielo en el rango de energías de 100 GeV a 100 TeV, ubicado en Sierra Negra, en el estado de Puebla, México. HAWC busca constantemente emisiones VHE de GRBs detectados por instrumentos satelitales en su campo de visión. Dado que no es necesario volver a apuntar a la posición del GRB, los datos antes y después de la detección están disponibles, lo que permite probar diferentes predicciones de modelos para la duración y los espectros de la emisión VHE. Anteriormente, HAWC (Alfaro et al. 2017) buscó GRBs entre diciembre de 2014 y junio de 2016 con emisiones de VHE simultáneas a la fase de keV en la emisión rápida. En este trabajo tenemos en cuenta que si las emisiones de GeV y VHE provienen de interacciones con el medio interestelar, entonces deberían mostrar el mismo comportamiento temporal, esta tiene que retrasarse y durar más que la emisión rápida en keV. Por lo tanto, en esta tesis buscamos la emisión de VHE con una estrategia optimizada para señales tardías y extendidas de mayor duración que la emisión rápida.

En la muestra GRBs cortos detectados por el satélite Swift y/o el satélite Fermi en el campo de visión del observatorio HAWC de diciembre 2014 a mayo 2020 no se obtuvo una detección significativa. Por esta razón, se calculan los límites superiores para diferentes índices espectrales en el modelo de emisión SSC. Comparando las curvas de luz del modelo de emisión con los límites superiores obtenidos con HAWC se obtiene el conjunto de parámetros microfísicos y densidad del medio circundante que más restringe el modelo de emisión SSC.

Para entender las diferentes fases de emisión en el modelo, nosotros comenzamos considerando un GRB hipotético ($z = 0.3$) y un límite superior hipotético (de 10^{-6} erg cm $^{-2}$). Los principales resultados de este análisis se resumen en (i). Una vez entendido el modelo, encontramos el conjunto de parámetros microfísicos y densidad del medio circundante que más restringe el modelo SSC utilizando los límites superiores calculados para diferentes índices para el GRB 170206A y el GRB 181222A. Estos dos GRBs fueron escogidos por tener la fluencia en keV más alta (se demostró que para GRBs cercanos y con alta fluen-

cia se restringe más el espacio de parámetros. Los resultados de este análisis se resumen en (ii). El modelo SSC también lo utilizamos para encontrar el el espacio de parámetros del campo magnético y la densidad del medio circundante para GRB 221009A para la emisión tardía a $t=2000$ s para el fotón de 18 TeV y $t=500$ s para el fotón de 251 TeV. Los resultados se resumen en (iii)

(i) **Restricciones en la emisión de rayos gamma de muy alta energía con HAWC.**

Para el modelo SSC presentado en (Dichiara et al. 2017) calculamos los cambios en el espectro, el flujo máximo y las curvas de luz para los regímenes de enfriamiento rápido y lento no relativistas. En estos cálculos se asume un espectro de fotones descrito por tres leyes de potencia definidas por la energía característica (E_m) y la energía de enfriamiento (E_c) de sincrotrón y un índice espectral de electrones de $p = 2.4$. La E_m y E_c , están relacionadas con la energía mínima adquirida por un electrón después de que cruza la onda de choque y el tiempo que tarda un electrón en irradiar la mayor parte de su energía. También se proporciona una expresión para la energía (E_{KN}) en el régimen de Klein-Nishina (KN).

Para entender el modelo SSC se consideró un GRB hipotético con un corrimiento al rojo de $z = 0.3$ que podría haber sido detectado por *Fermi-GBM* y seguido por el observatorio HAWC. Además, se tomó un límite superior de una fluence hipotética, de 10^{-6} erg cm⁻² en el rango de energía de 80-800 GeV, para restringir los parámetros micro-físicos y la densidad circunestelar a través del modelo SSC FS. El límite superior de flujo se calculó para el índice espectral correspondiente a cada ley de potencia y régimen de enfriamiento.

En este análisis se definieron tres casos: enfriamiento puramente rápido, enfriamiento puramente lento y el régimen de transición. El régimen de enfriamiento rápido puro se define cuando $E_m > E_c$ en el tiempo de 0 a 20 segundos. El régimen de enfriamiento puramente lento se define cuando $E_m < E_c$ en el tiempo de 1 a 20 segundos ya que la emisión tardía de VHE siempre nace como régimen de enfriamiento rápido. Finalmente, el régimen de transición se define cuando la transición del régimen de enfriamiento rápido al lento ocurre en tiempos posteriores a 1 segundo y antes de 20 segundos.

La figura 1 muestra un histograma de E_m , E_c y E_{KN} . Considerando las restricción $E_{KN} > 1$ TeV y una energía de observación igual a 500 GeV, se excluye una cuarta parte de los casos de enfriamiento rápido, casi ninguno de los casos de enfriamiento lento y la mitad de los casos de transición. Al comparar el número de casos con $E_m >$

1 TeV para enfriamiento rápido, se concluye que la mayoría de los casos estarán en el rango de energía de $E_c < E < E_m$. Además, en el régimen de enfriamiento lento, para la mayoría de los casos, la energía de observación está por debajo de E_c , por lo tanto, un pequeño número de casos estará en la ley de potencia de alta energía ($E_c < E$). Los casos de transición muestran distribuciones similares para E_m y E_c que se cruzan en la energía de observación.

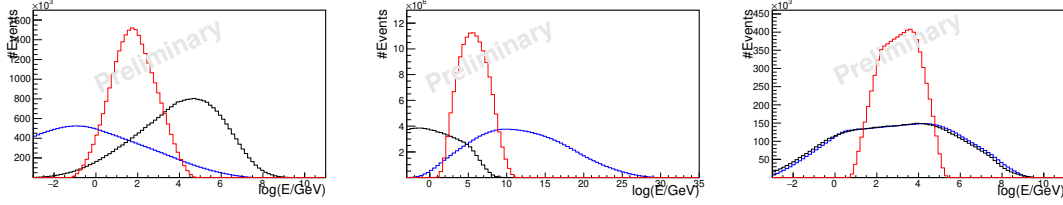


Figure 1: Histograma de energía del modelo SSC. Las líneas en color negro, azul y rojo muestran la energía característica, de enfriamiento y Klein-Nishina cuando el proceso SSC se encuentra en el régimen de enfriamiento rápido (izquierda), lento (medio) y la transición del régimen de enfriamiento rápido a lento (derecha).

El número de casos resultante en cada ley de potencia para el régimen de enfriamiento rápido, lento y de transición de rápido a lento se muestra en la Figura 2. Como se observa, el espacio de parámetros está más restringido para las leyes de potencia de energía media (valores 1 y 6) y alta energía (3 y 8) del régimen de enfriamiento rápido, ya sea en el régimen puro (rápido o lento) o en el régimen de transición.

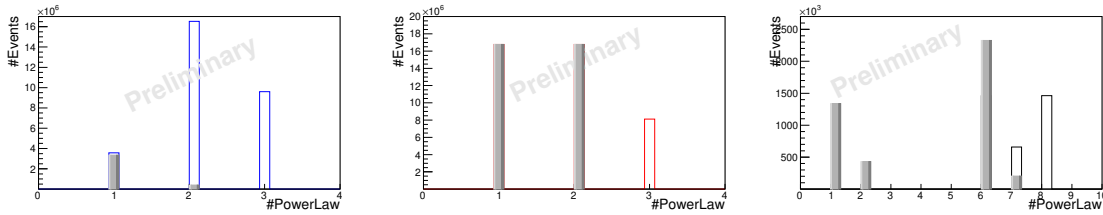


Figure 2: Número de casos (dependiendo de los parámetros del modelo) que producen en la ley de potencia para cada régimen de enfriamiento.

(ii) Restricciones en la emisión de rayos gamma de muy alta energía de GRBs cortos con HAWC.

El análisis presentado en (Pérez Araujo et al. 2021) se extiende en esta tesis para una muestra de 47 GRBs cortos detectados por el satélite Swift y/o el satélite Fermi en el campo de visión del observatorio HAWC de Diciembre 2014 a Mayo 2020.

La búsqueda optimizada para la emisión tardía en GRBs cortos, toma en cuenta las curvas de luz. En lugar de buscar la emisión rápida de VHE que comienza con la

detección del destello y con una duración de T_{90} , $3 \times T_{90}$ y $10 \times T_{90}$, buscamos la emisión tardía de VHE, que podría llegar tarde y durar de uno a 20 segundos. Usamos 10 ventanas de tiempo consecutivas, cada una con una duración de 2 segundos. La sensibilidad de esta búsqueda se probó con simulación Monte Carlo considerando diferentes tiempos de inicio, valores de duración e intensidades de los destellos.

La significancia dada después de la corrección de intentos, teniendo en cuenta las ventanas de tiempo, predice fluctuaciones de ~ 0.52 por encima de 3.0σ , lo que significa que no encontramos evidencia de una detección positiva ni en la emisión rápida ni en la emisión tardía.

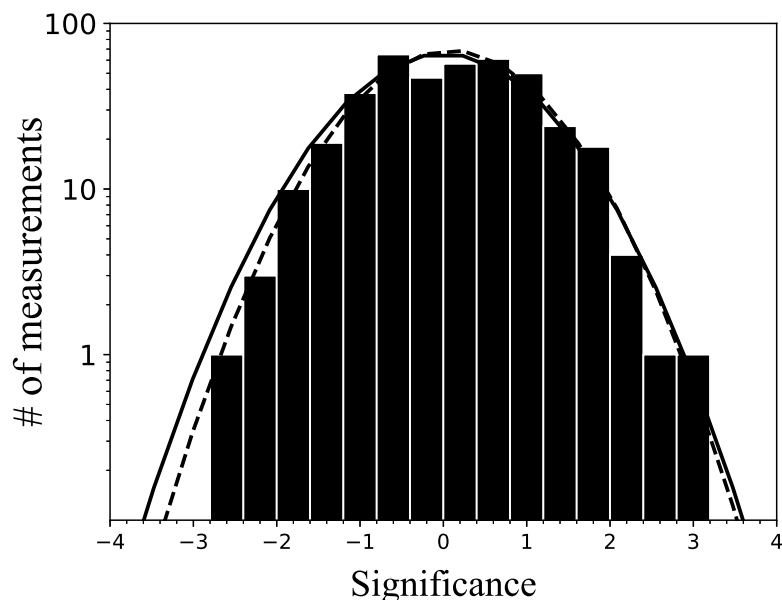


Figure 3: Distribución de las significancias después de la corrección trial extraída para cada GRB de la muestra total en las diez ventanas de tiempo consecutivas. Es consistente con una distribución normal. La línea continua representa una distribución normal con una media de cero y una desviación estándar de 1. La distribución normal que se ajusta a la distribución de significancias tiene una media de 0.09 ± 0.05 y una desviación estándar de 0.95 ± 0.03 , que se muestra como una línea discontinua.

Los GBRs considerados están en el campo de visión de mejor sensibilidad de HAWC (ángulo cenital $\sim 20^\circ$). En la Figura 4, se compara, para los GRB seleccionados por ángulo cenital, los límites superiores de fluencia derivados por HAWC en un intervalo de tiempo de T_{90} y un índice espectral de -0.5 con la fluencia medida por Swift-BAT, Fermi-GBM y Konus-Wind en los rangos de energía de 15-150 keV, 10-1000 keV y 20-2000 keV, respectivamente. GRB 170206A y GRB 181222841 se destacan

claramente porque los límites superiores de HAWC, suponiendo que $z = 0.3$, son un orden de magnitud más bajos que la fluencia medida por *Fermi-GBM*. Dado que se supone que el corrimiento al rojo es el mismo para todos los GRBs y los límites superiores de HAWC son de la misma magnitud, los resultados, de GRB a GRB, dependen principalmente de la energía cinética disponible, es decir, en la fluencia en la fase rápida medida por Swift-BAT (color verde), *Fermi-GBM* (color rojo) o Konus-WIND (color azul).

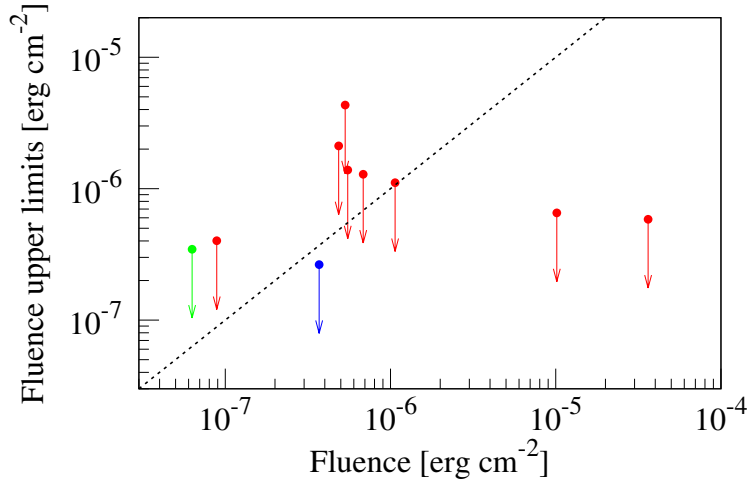


Figure 4: Se muestran los límites superiores al 90% derivados por HAWC para la muestra de GRBs con ángulo cenital inferior a 21° versus la fluencia observada durante la emisión rápida.

Nuestro análisis considera dos ingredientes principales, los límites superiores de HAWC en el flujo y las curvas de luz teóricas. Se discutió cómo los límites superiores del flujo dependen del ángulo cenital de observación, el corrimiento al rojo asumido o medido del GRB y las suposiciones de los índices espectrales (en este análisis, configurados para coincidir con el modelo SSC FS). En el caso de las curvas de luz teóricas, el conjunto de parámetros n , ε_B , ε_e y la fluencia en keV medida, definen el caso de enfriamiento. En otras palabras, la duración y la intensidad de las curvas de luz teóricas son diferentes de un GRB a otro debido a sus diferentes fluencias en keV.

Para entenderlo, consideramos las fluencias en keV de los GRB 170206A y GRB 181222841 (con la fluencia en keV más alta), GRB 170709334 y GRB 180103090 (con la fluencia *Fermi-GBM* más baja) se determina el porcentaje (calculado como el número de casos en un régimen de enfriamiento dado sobre el número total de casos, ambos para el rango de parámetro a considerar) del espacio de parámetros en

cada caso de enfriamiento o transición en función de los parámetros del modelo. Se encontró una restricción más fuerte del espacio de parámetros para GRBs cercanos ($z \lesssim 0.3$; Berger 2014) con alta fluencia de keV. Sin embargo, dado que el espacio de parámetros en el caso de transición es similar o más pequeño en comparación con el caso de enfriamiento rápido y los resultados son similares, sólo presentamos los resultados para los casos de enfriamiento rápido y lento. Además, excluimos los resultados de los dos GRBs (GRB 170709334 y GRB 180103090) con keV-fluencia por debajo de 1 ± 10^{-6} erg cm⁻² ya que esta metodología restringe muy poco el espacio de parámetros para fluencias menores a éste valor.

La Figura 5 muestra los resultados para GRB 181222841 y GRB 170206A para el caso de enfriamiento rápido, considerando la correspondiente fluencia de keV observada, asumiendo un corrimiento al rojo de 0.3 y requiriendo consistencia de las curvas de luz teóricas con límite superior de flujo en HAWC a 800 GeV en cada ventana de tiempo. Como se discutió antes, el espacio de parámetros considerado se reduce a medida que disminuye la fluencia de keV. Esto se observa como un área coloreada más pequeña desde las fluencias de keV más altas (paneles de la izquierda) a las más bajas (paneles de la derecha). A medida que disminuye la densidad del medio circundante, se requiere una mayor cantidad de energía para amplificar el campo magnético (paneles superiores). Como se requiere consistencia con los límites superiores de HAWC, los casos con $n \geq 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ están fuertemente excluidos, como se observa el área azulada en los dos paneles centrales de la Figura 5. Aquellos casos con $n \geq 10^{-2} \text{cm}^{-3}$ prefieren valores bajos de $\epsilon_B < 10^{-1.5}$. Sin embargo, como se observa en la tercera línea de la Figura 5, los valores más altos de ϵ_B y ϵ_e son fuertemente preferidos en el caso de enfriamiento rápido. En particular, para los GRB 170206A y GRB 181222841 se obtuvieron valores del factores de Lorentz mayores a 1080 y 1266 respectivamente.

Estos valores son consecuencia de exigir que la emisión de VHE aparezca dentro de los primeros 20 segundos después del tiempo de disparo y permanezca durante ese largo período en un régimen de enfriamiento rápido. Por ejemplo, para modelar la emisión observada por encima de 100 MeV hasta 100 s en el GRB 090510 brillante y duro de ráfaga corta (Ackermann et al. 2010), se encontraron valores grandes entre 1900 y 9000 para el factor de Lorentz general acompañados de valores del densidad media tan baja como ($n \sim 10^{-6} - 10^{-3} \text{cm}^{-3}$). Estos valores de n son incluso inferiores a los reportados en He et al. (2011).

La Figura 6 es la misma que la Figura 5 para el caso de enfriamiento lento.

Al contrario del caso de enfriamiento rápido, el espacio de parámetros considerado se reduce a medida que aumenta la fluencia de keV. Nuevamente, a medida que disminuye la densidad del medio circundante, se requiere una mayor cantidad de energía para amplificar el campo magnético y se observa una dependencia, $\log_{10}(n) \lesssim 0.4 \log_{10}(\varepsilon_B) - 3.4$. Para GRB 181222841 y GRB 170206A, dado que se requiere coherencia con los límites superiores de HAWC, los casos con $n \lesssim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ son en general preferidos, con el límite superior disminuyendo a 10^{-3} cm^{-3} a medida que aumenta ε_B . Aquellos casos con $n \gtrsim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ prefieren valores de $\varepsilon_e \gtrsim 10^{-1}$ y por lo tanto $\varepsilon_B \lesssim 10^{-3}$. Los valores mínimos correspondientes de los factores de Lorentz para los GRB 170206A y GRB 181222841 son los mismos que para el caso de enfriamiento rápido cuando el valor preferido de $n \lesssim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ son considerados. Estos valores son inesperadamente grandes para un régimen de enfriamiento lento.

(iii) **GRB 221009A: ¿Un destello de materia oscura clara o una componente de Compton inverso extremadamente brillante?**

La detección del GRB 221009A el 9 de octubre de 2022 fué reportada por el instrumento *Fermi-GBM* seguido por *Swift* y otros instrumentos. Entre los varios instrumentos se encuentra el observatorio LHAASO, quien reportó a 2000 s después de la detección del GRB fotones de alta energía alrededor de 500 GeV (significancia de $\sim 100\sigma$) y 18 TeV (significancia de $\sim 10\sigma$). La detección de un fotón de 18 TeV es muy intrigante, pero más intrigante aún, es lo reportado por el observatorio Carpet-2 de un fotón de energía 251 TeV (5000 s después de la detección del GRB) tomando en cuenta su corrimiento al rojo de $z = 0.151$. Muchos trabajos comenzarán a aparecer tratando de explicar los fotones de altas energías considerando escenarios de materia oscura, rayos cósmicos de muy alta energías y radiación SSC. Dada la importancia de esta detección nosotros discutimos las condiciones y limitaciones requeridas dentro del escenario del modelo SSC (Albert et al. 2022), en la emisión tardía del GRB, para interpretar la observación de un fotón de 18 TeV considerando la atenuación por EBL.

La contribución de este artículo se muestra en la figura 7. En estas figuras se muestra el espacio de parámetros microfísicos permitidos para ε_B (la energía para amplificar el campo magnético) en función de la densidad del medio circundante para los fotones detectados a 18 TeV y 251 TeV. Asumimos una densidad de $\eta > 1 \text{ cm}^{-3}$ (típica para un GRB largo ($T_{90} > 2 \text{ s}$)), una energía cinética del 20% de eficiencia y valores

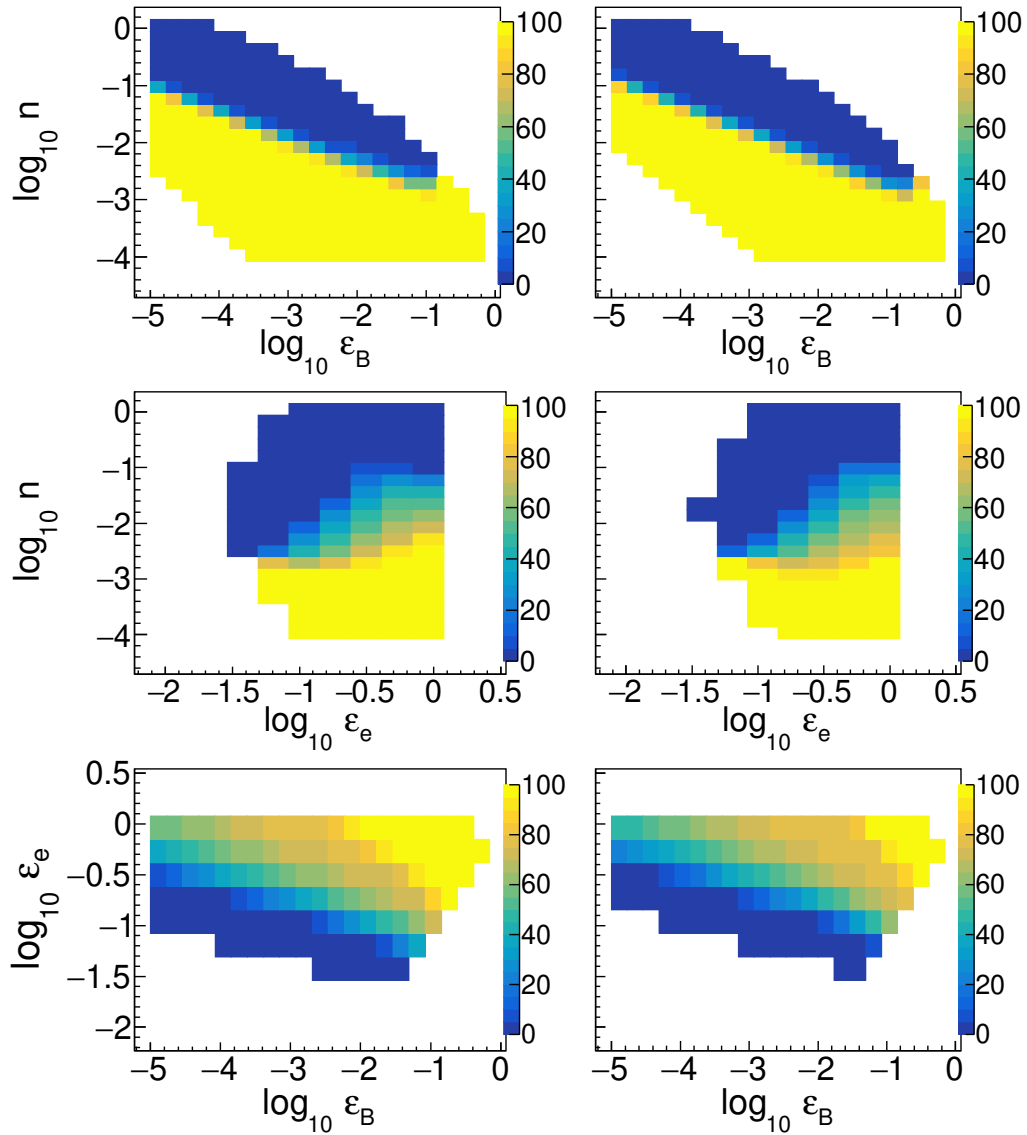


Figure 5: Parámetros permitidos de densidad del medio circundante en función de los parámetros microfísicos relacionados con la energía para amplificar el campo magnético (paneles superiores) y acelerar electrones (paneles intermedios) y, la energía para acelerar electrones en función de la energía para amplificar el campo magnético campo (paneles inferiores), columnas de izquierda a derecha para GRB 181222A y GRB 170206A. La escala de colores indica el porcentaje de casos que quedan del total de casos en el régimen de enfriamiento rápido.

de energía de Klein Nishina mayores a 18 TeV para el tiempo de 2000s y mayores a 251 TeV para el tiempo de 5000 s. Los valores obtenidos de ϵ_B están en el rango de $10^{-6.5}$ a $10^{-7.0}$ dependiendo de la energía del fotón observado en TeV y la duración de la observación. También se obtiene que, si los fotones de TeV llegan en

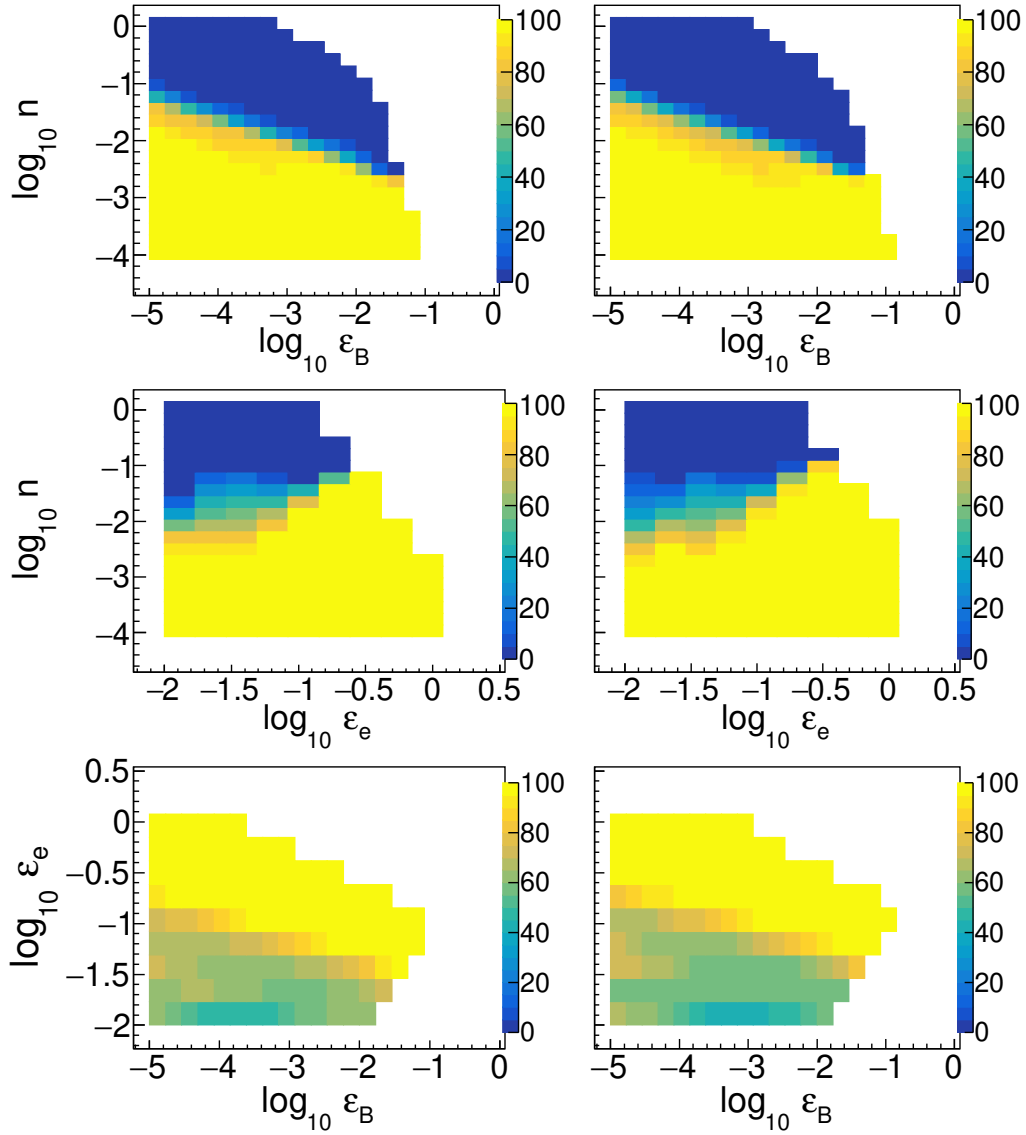


Figure 6: Igual que la Fig. 5, pero para el régimen de enfriamiento lento.

los primeros 10 segundos del destello, estos valores se relajan ligeramente, pero no lo suficiente, a valores de -5.5 y -6.6 para energías de Klein Nishina de 18 y 251 TeV, respectivamente.

El mecanismo SSC de FS puede producir fotones en TeV solo cuando se consideran valores extremos e improbables de los parámetros microfísicos para evitar una disminución rápida de la sección transversal (y la emisión SSC) al acercarse al régimen de Klein-Nishina.

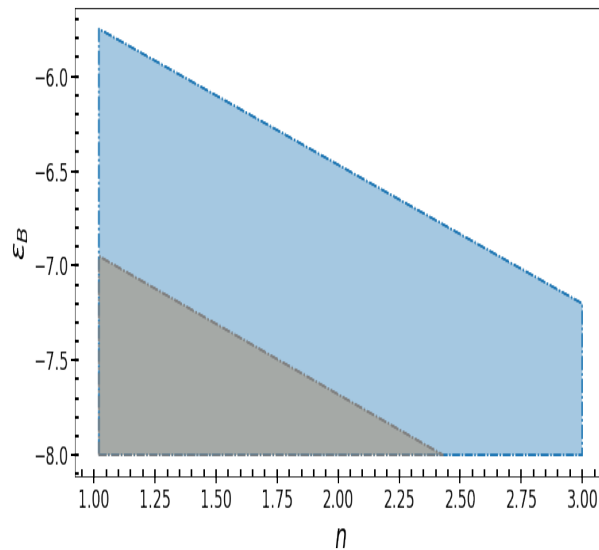


Figure 7: ϵ_B como función de la densidad del medio circundante que se asume $\eta > 1 \text{ cm}^{-3}$. La zona azul corresponde a una $h\nu_\gamma^{\text{KN}} > 18 \text{ TeV}$ y $t = 2000 \text{ s}$ mientras la zona gris superpuesta corresponde a una $h\nu_\gamma^{\text{KN}} > 251 \text{ TeV}$ y $t = 5000 \text{ s}$.

La presente tesis se enfoca en el análisis de GRB cortos por tres razones. En primer lugar, las observaciones de VHE son un desafío para los GRBs largos, generalmente observados en $z > 1$ (Berger et al. 2005; Jakobsson et al. 2006) debido a la atenuación espectral a energías superiores a $\sim 100 \text{ GeV}$ por la absorción con los fotones del fondo extragaláctico (EBL, por sus siglas en inglés) según lo descrito por (Domínguez et al. 2011; Gilmore et al. 2012; Franceschini & Rodighiero 2017). Para los GRBs cortos, el z promedio es ~ 0.48 y en este trabajo usamos $z = 0.3$ como el más conservador. En segundo lugar, HAWC es más sensible a los GRBs cortos que a los GRBs largos (Taboada & Gilmore 2014) porque la duración más corta de la ventana de búsqueda da como resultado un número menor de eventos de fondo. Es interesante que, dos de los GRB cortos más brillantes detectados por *Fermi-GBM*, el GRB 170206A y el GRB 181222841 están dentro del conjunto de GRBs cortos que estudiamos. Los límites superiores para la emisión rápida de GRB 170206A fueron presentados por Alfaro et al. (2017). En tercer lugar, las expresiones explícitas para las curvas de luz de la emisión tardía en el modelo SSC se desarrollan bajo el supuesto de un medio homogéneo que es poco probable para GRBs largos (Kumar & Zhang 2015), pero un escenario muy probable para el caso de GRBs cortos. La extensión y validación del modelo SSC se hizo en (Pérez Araujo et al. 2021) considerando condiciones hipotéticas para un GRB (ver 4). En el artículo (Albert et al. 2022), se extendió el análisis para una muestra de GRB cortos detectados por el satélite

Swift y/o el satélite *Fermi* en el campo de visión del observatorio HAWC. Además, analizamos las condiciones y limitaciones requeridas dentro del escenario de la emisión tardía del GRB 221009A con el modelo SSC, con el objetivo de interpretar la observación del fotón de 18 TeV considerando la atenuación con los fotones del fondo extragaláctico. El GRB 221009A es el GRB más energético detectado hasta la fecha, con una fluencia de aproximadamente 2.2×10^{-5} erg cm⁻² en el primer episodio de emisión con una duración en decenas de segundos y una fluencia de aproximadamente 2.912×10^{-2} erg cm⁻² en un segundo episodio al rededor de 327 s.

Lista de Contenidos

Resumen	v
Lista de Contenidos	xix
Lista de figuras	xxi
Lista de Tablas	xxv
1 Introducción	1
1.1 Descripción de los Destellos de rayos gamma	5
1.1.1 Modelo de la bola de fuego	5
1.1.2 Evolución de la bola de fuego:	5
1.1.3 Movimiento relativista:	7
1.1.4 Frentes de choque y emisión de fotones	8
1.1.5 Emisión tardía	9
1.2 Instrumentos dedicados al estudio de GRBs.	10
1.2.1 El Observatorio HAWC	14
2 Modelo Sincrotron auto-Compton (SSC)	23
2.1 Modelos leptónicos	23
2.2 Radiación Sincrotrón	24
2.2.1 Espectro sincrotrón	24
2.3 Radiación Sincrotron auto-Compton	25
3 Método de Análisis	31
3.1 Selección de Eventos	32

3.2	Circulo de búsqueda y Duración de la búsqueda	32
3.3	Estimación del fondo de radiación	33
3.4	Cálculo de límites superiores	34
4	Restricciones en la emisión de rayos gamma de muy alta energía con HAWC.	35
5	Restricciones en la emisión de rayos gamma de muy alta energía de GRB cortos con HAWC	45
6	GRB 221009A: ¿Un destello de materia oscura clara o una componente Compton inverso extremadamente brillante?	61
7	Conclusiones generales y trabajo a futuro	79
7.1	Conclusiones	79
7.2	Trabajo a futuro	80
	Bibliography	83

Lista de figuras

- 1 Histograma de energía del modelo SSC. Las líneas en color negro, azul y rojo muestran la energía característica, de enfriamiento y Klein-Nishina cuando el proceso SSC se encuentra en el régimen de enfriamiento rápido (izquierda), lento (medio) y la transición del régimen de enfriamiento rápido a lento (derecha). x

- 2 Número de casos (dependiendo de los parámetros del modelo) que producen en la ley de potencia para cada régimen de enfriamiento. x

- 3 Distribución de las significancias después de la corrección trial extraída para cada GRB de la muestra total en las diez ventanas de tiempo consecutivas. Es consistente con una distribución normal. La línea continua representa una distribución normal con una media de cero y una desviación estándar de 1. La distribución normal que se ajusta a la distribución de significancias tiene una media de 0.09 ± 0.05 y una desviación estándar de 0.95 ± 0.03 , que se muestra como una línea discontinua. xi

- 4 Se muestran los límites superiores al 90% derivados por HAWC para la muestra de GRBs con ángulo cenital inferior a 21° versus la fluencia observada durante la emisión rápida. xii

5	Parámetros permitidos de densidad del medio circundante en función de los parámetros microfísicos relacionados con la energía para amplificar el campo magnético (paneles superiores) y acelerar electrones (paneles intermedios) y, la energía para acelerar electrones en función de la energía para amplificar el campo magnético campo (paneles inferiores), columnas de izquierda a derecha para GRB 181222A y GRB 170206A. La escala de colores indica el porcentaje de casos que quedan del total de casos en el régimen de enfriamiento rápido.	xv
6	Igual que la Fig. 5, pero para el régimen de enfriamiento lento.	xvi
7	ϵ_B como función de la densidad del medio circundante que se asume $\eta > 1 \text{ cm}^{-3}$. La zona azul corresponde a una $h\nu_\gamma^{\text{KN}} > 18 \text{ TeV}$ y $t = 2000 \text{ s}$ mientras la zona gris superpuesta corresponde a una $h\nu_\gamma^{\text{KN}} > 251 \text{ TeV}$ y $t = 5000 \text{ s}$	xvii
1.1	Distribución de z para GRB cortos (histograma color negro) y GRB largos (histograma color gris). Los histogramas (parte superior derecha) muestra la distribución de z de los GRB cortos separados por el tipo de galaxia anfitriona, que no muestra una diferencia perceptible entre los anfitriones de tipo temprana (rojo) y de tipo tardía (azul) (Berger 2014)	3
1.2	Esquema del modelo de la bola de fuego. 1) La fuente es el colapso de una estrella masiva(o la fusión de $EN-EN$ ó $EN-BH$, no se muestra en el esquema). 2) Parte de la energía se va en producir el jet relativista. Podría ocurrir por fotones calientes (bola de fuego), o por campo magnético. 3) Los fotones térmicos se separan en la fotosfera. 4) Parte de la energía cinética del jet se disipa (por choques internos) produciendo los rayos gammas observados. 5) La energía cinética restante es depositada en el medio interestelar circundante, produciendo la emisión tardía, créditos a (Meszaros 2006).	6
1.3	Distribución de los GRB detectados por BATSE (créditos: colaboración <i>BATSE</i>).	11
1.4	Se muestra el arreglo de WCD del observatorio HAWC, también se muestran algunas de las fuentes que ha observado (HAWC).	15
1.5	Se muestra un WCD y los PMTs instrumentados. Además, una ilustración de la incidencia de una partícula en el detector, generando el cono de luz Cherenkov. Adicionalmente, una comparación entre el tamaño del detector y la altura promedio del humano.	16

- 1.6 (a) Esquemas de PMT. (b) Fotografía del R7081 Hamamatsu PMT que muestra la gran área del fotocátodo (253 mm de diámetro) para aumentar la colección de fotones. La base del PMT se sella antes de colocarlo en los tanques para evitar el contacto con el agua. El R5912 Hamamatsu PMT tiene una forma similar, aunque con un diámetro menor (202 mm) 17
- 1.7 En la imagen se muestra la técnica del tiempo sobre el umbral. El panel izquierdo muestra un pulso de baja amplitud (señal analógica de color negro) que cruza solo el umbral bajo (amarillo) y la señal digital correspondiente (azul) con dos bordes. El panel derecho muestra el caso de una señal analógica de gran amplitud, que produce cuatro flancos en la señal digital al traspasar ambos umbrales. 17
- 1.8 Distribución de energía de las cascadas de partículas simuladas bajo el esquema de bins fHit. Cada curva corresponde a un valor diferente de \mathcal{B} como se indica en la etiqueta de la figura. La energía media se desplaza hacia energías más altas a medida que aumenta \mathcal{B} (Abeysekara et al. 2017). 19
- 2.1 Espectro de sincrotrón de un choque relativista con una población de electrones descrita por una ley de potencias en los regímenes de enfriamiento rápido ((Piran 2004)). 26
- 3.1 Tasa de eventos en intervalos de ancho $T_{90} = 48.0$ s para las observaciones dentro (a tiempo cero) y fuera del círculo de búsqueda antes y después del tiempo de disparo de GRB 151228B (ángulo cenital ~ 11). La línea roja muestra el modelo de fondo que se crea al escalar la tasa de eventos de todo el cielo. Las líneas discontinuas verticales muestran la región donde los datos no se usan para escalar el modelo de fondo. 33

Lista de Tablas

- 1.1 Tabla de cortes para el esquema de bins fHit. La primera columna corresponde al número de bins \mathcal{B} . La segunda columna indica el corte en el porcentaje de PMT activados utilizados para este bineado. Los valores de corte de PINCness y Compactness para la separación de Gamma/Hadrones se muestran en la tercera y cuarta columna. 19

Introducción

Los GRBs son destellos rápidos y potentes de radiación que alcanzan su punto máximo en rayos gamma y ocurren a una tasa promedio de un evento por día en todo el cielo a distancias cosmológicas. La emisión rápida de alta energía es seguida por una emisión tardía (desde rayos X a radio) que pueden observarse hasta semanas y meses después del inicio del evento. Los destellos son eventos brillantes y con duración que puede ir desde milésimas de segundo hasta miles de segundos. Son eventos de origen cosmológico que se observan de manera esporádica y aleatoria en el cielo .

Los GRBs, se dividen en dos clases, GRBs largos ($T_{90} > 2$ s) y GRBs cortos ($T_{90} < 2$ s) ¹, considerando principalmente la duración de la emisión del evento.

Los GRBs no solo se diferencian por la duración, sino también por su espectro. Los GRBs cortos tiene un espectro en la emisión rápida, que suelen ser más duros con respecto a los GRBs largos (Kouveliotou et al. 1993).

Los modelos sugieren que la naturaleza de los progenitores de los GRBs cortos están asociados con la fusión de objetos compactos en sistemas binarios, como el de dos NS o una NS con un BH. Una evidencia directa del escenario de fusión fue reportado por (Tanvir et al. 2013) con la posible detección de una kilonova asociado al GRB corto 130603B.

Una fracción de los GRBs cortos (15% de la muestra de *Swift*) presentan emisión extendida en rayos gamma que es más suave que el pico de la emisión rápida, dura decimas de segundos y que puede aumentar la duración con un inicio tardío en la emisión. La emisión extendida tiene un espectro más suave con respecto al pico de la emisión rápida y puede dominar en términos de la fluencia. La emisión extendida inicialmente se interpretó como destellos de rayos-X, hasta que el estudio de Norris & Bonnell (2006) la identificó como una componente de la emisión rápida.

Troja et al. (2008) sugiere que las diferencias en las posiciones espaciales respecto a

¹Se define como T_{90} , el tiempo durante el cual el número de cuentas sobre el fondo pasa de 5% a 95%

su galaxia anfitriona observadas para GRBs cortos con y sin emisión extendida pueden ser indicativas de progenitores distintos para las dos clases de emisiones. En Lazzati et al. (2010) se propone que los GRBs cortos con emisión extendida pueden producirse a partir de los mismos progenitores que los GRBs largos (el colapso del núcleo de estrellas masivas), pero con un gran ángulo fuera del eje de visión. Norris et al. (2011) argumenta que los GRBs con emisión extendida tienen escalas de tiempo de emisión rápida más largas y flujos de rayos-X iniciales más altos en la emisión tardía, lo que puede indicar inyección de energía que alimenta la emisión tardía. Sin embargo, a pesar de varios intentos, no se han encontrado características claras al realizar estudios de comparación entre las propiedades de la emisión tardía y las posiciones espaciales con su galaxias anfitrionas con respecto a los GRBs cortos sin emisión extendida, D'Avanzo et al. (2014). Diferentes autores afirman que la emisión extendida puede interpretarse como una evidencia de un magnetar recién nacido que alimenta la emisión de los GRBs cortos (En el contexto de los progenitores binarios NS-NS, la fusión del sistema puede conducir a la formación de un magnetar transitorio o estable (una estrella de neutrones altamente magnetizada y que gira rápidamente) Metzger et al. (2008)).

El descubrimiento de emisión tardía en los GRBs cortos y la identificación de su galaxia anfitriona hace posible la estimación de su distancia, escala de energía y ambiente circundante. La muestra actual de *Swift* contiene 133 GRBs cortos (representan $\sim 10\%$ de los 1379 GRBs detectados por *Swift*) y con una energía isotrópica equivalente E_{iso} del orden de $10^{49} - 10^{51}$ erg. Las asociaciones de galaxias anfitrionas son fundamentales, ya que prácticamente todos los corrimientos al rojo (z) de los GRBs cortos detectados hasta la fecha, se han obtenido mediante espectroscopia o fotometría de las galaxias anfitrionas asociadas. Las únicas excepciones son el GRB 130603B a $z=0.356$ y el GRB 090426 en $z = 2.609$, destellos extremadamente brillantes a los cuales se les midió un z a partir del espectro de absorción de la emisión tardía. (Antonelli et al. 2009; de Ugarte Postigo et al. 2014).

Una consecuencia directa de esto es que la asociación GRB-galaxia anfitriona solo se puede asegurar cuando se detecta el destello óptico y se encuentra dentro de la galaxia anfitriona con una precisión de subsegundos de arco o se propone con argumentos de probabilidad aleatoria (y no, por ejemplo, haciendo coincidir el corrimiento al rojo medido a través de espectroscopia tanto del destello óptico como de la galaxia anfitriona). Se considera una medición segura de z solo aquellos GRBs que se les mide su destello óptico dentro de la galaxia anfitriona o aquellos eventos que tienen una galaxia anfitriona cuya posición está dentro de un círculo de error de los rayos-X, por esta razón, el uso de tele-

scopios de rayos-X con buena resolución angular, como *Chandra*, ofrece claramente una ventaja importante (Sakamoto et al. 2013).

La distribución de z de los GRBs cortos puede proporcionar una herramienta indirecta para restringir la naturaleza de sus progenitores y discriminar entre las fases de evolución de la "bola de fuego". En la figura 1.1 se muestra la distribución de z para los GRBs Cortos, donde la media de z de los GRBs cortos se encuentra a 0.48. En la 1.1 no se observa una clara diferencia entre z y el tipo de galaxia anfitriona, con anfitriones de tipo temprana y tardía abarcando el mismo rango de z con valores medios similares (Berger 2014).

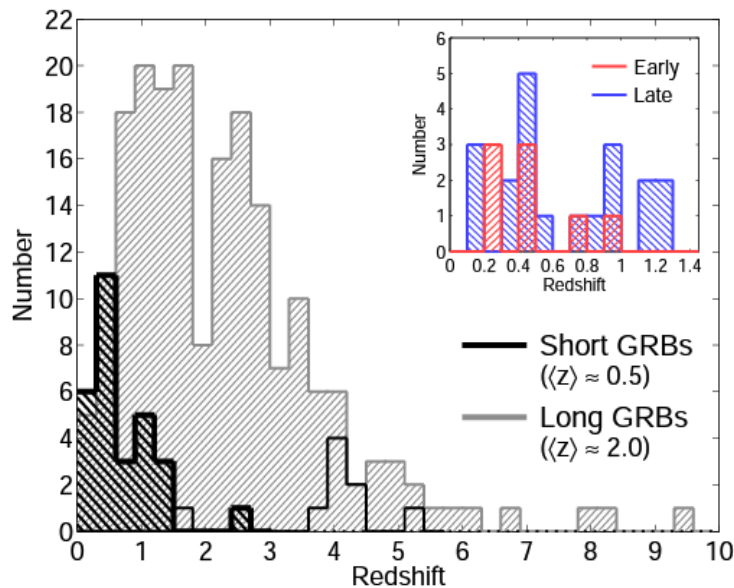


Figure 1.1: Distribución de z para GRB cortos (histograma color negro) y GRB largos (histograma color gris). Los histogramas (parte superior derecha) muestra la distribución de z de los GRB cortos separados por el tipo de galaxia anfitriona, que no muestra una diferencia perceptible entre los anfitriones de tipo temprana (rojo) y de tipo tardía (azul) (Berger 2014)

Los GRBs cortos, en su mayoría, ocurren en galaxias tipo tempranas (elípticas y lenticulares) con baja tasa de formación estelar y asociadas con poblaciones de estrellas viejas. Las simulaciones de (Belczynski et al. 2002, 2006) muestra que una gran fracción de fusiones toman lugar en la frontera ó fuera de la galaxia, en ambientes con baja densidad. En cúmulos globulares con ambientes circundantes de baja densidad se espera también que ocurran GRBs cortos. La aparición de GRBs cortos tanto en galaxias con formación estelar ó en galaxias tempranas indica que sus progenitores pueden asociarse a poblaciones estelares tanto jóvenes como viejas.

En particular, se han asociado dos GRBs cortos con galaxias elípticas ya que su destello en óptico se encuentra dentro de la galaxia anfitriona con una precisión de subse-

gundos de arco (GRB 050724A y 100117A). En ambos casos, el estudio de los espectros ópticos de las galaxias y las distribuciones de energía espectral óptica/NIR proporcionó evidencia de una baja actividad de formación estelar ($< 0.1M_{\odot}\text{yr}^{-1}$) y una población estelar vieja ($\geq 1\text{Gyr}$), lo cual llevó a la identificación segura para estos anfitriones como galaxias tipo tempranas.

Sin embargo, al incluir también asociaciones de galaxias anfitrionas elípticas con GRBs cortos propuestas sobre argumentos de probabilidad aleatoria, Fong et al. (2013) estima que alrededor del 20% de los GRBs cortos están asociados con galaxias anfitrionas de tipo tempranas.

Como se menciona antes, los GRBs cortos están asociados a una población mixta de galaxias anfitrionas de tipo tempranas y tardías. Esto es indicativo de un amplio rango de edades de la población estelar, que se puede esperar que sea en promedio mayor con respecto a la asociada a GRBs largos, que ocurre solo en galaxias con formación estelar.

Se ha encontrado una candidata a galaxia anfitriona asociada para aproximadamente la mitad de los GRBs cortos de *Swift*. En particular, casi todos los GRBs cortos localizados ($< 5''$ radio de error) tienen una galaxia anfitriona candidata dentro de su círculo de error, pero solo para quince eventos con un destello óptico observado se ha podido establecer una asociación segura entre el GRB y su galaxia anfitriona Berger (2014)

Entre los destellos con localización óptica, cuatro (GRB 061201, GRB 070809, GRB 080503, 090515) actualmente carecen de una identificación segura de la galaxia anfitriona a pesar de las cuidadosas campañas de observación llevadas a cabo hasta límites de magnitud profundas ($R \sim 25 - 28 \text{ mag}$)(Stratta et al. 2007); los GRBs “sin anfitrión” pueden deberse a que el progenitor haya sido expulsado de su galaxia anfitriona (o que esté ubicado en un cúmulo globular periférico) o por un alto corrimiento al rojo ($z > 1$) de los eventos, cuyas galaxias anfitrionas son demasiado débiles para ser detectadas por las actuales campañas de observación (Berger 2010).

El GRB corto 170817A asociado al evento de la onda gravitacional (GW por sus siglas en inglés) y con una kilonova (Abbott et al. 2017b) proporcionó la evidencia de que al menos una fracción de los GRBs cortos se originan por la fusión NS-NS. Su galaxia anfitriona ha sido identificada como *NGC 4993*, una galaxia lenticular (intermedia entre una galaxia elíptica y una galaxia espiral) de tipo temprana a 41 Mpc Lyman et al. (2018); Cantiello et al. (2018) que alberga un núcleo activo débil observado en rayos X con *Chandra* y *XMM-Newton* Evans et al. (2017). Las imágenes ópticas detalladas revelan grandes estructuras similares a capas y franjas de polvo que sugieren que *NGC 4993* experimentó una fusión de galaxias relativamente reciente Palmese et al. (2017). Las propiedades de

las galaxias, incluido el desplazamiento observado de la ubicación de la contraparte con respecto al centro de la galaxia, son típicamente consistentes con las de la población de galaxias anfitrionas para GRBs cortos. La espectroscopia óptica realizada en la ubicación no proporciona evidencia de características del medio interestelar, lo que implica una baja extinción o que el sistema binario puede estar ubicado frente a la galaxia anfitriona. La inspección de la ubicación de la contraparte realizada con el telescopio espacial *Hubble* reveló que no se puede detectar ningún cúmulo globular, con un límite de unos pocos miles de masas solares (Palmese et al. 2017).

1.1 Descripción de los Destellos de rayos gamma

1.1.1 Modelo de la bola de fuego

La teoría más aceptada para describir los GRBs es el modelo de la “bola de fuego” que surgió de los descubrimientos observacionales. Este modelo fue presentado por primera vez por Cavallo & Rees (1978). En este modelo se establecen restricciones en la luminosidad, escalas de tiempo, espectro, etc. La interpretación es que un objeto compacto, llamado progenitor, expulsa material a velocidades relativistas, formando un plasma muy caliente compuesto de e^- , e^+ , rayos gamma y bariones (protones y neutrones).

El modelo de “bola de fuego” puede explicar el mecanismo de emisión de progenitores para GRBs cortos y GRBs largos. La emisión principal se produce por choques internos dentro del material eyectado por el progenitor, mientras que choques del material con el medio interestelar es causante de la emisión tardía. Con el descubrimiento de emisión tardía (Costa et al. 1997), la clasificación de GRBs largos y cortos se encontraron evidencias físicas que asociaron a los GRBs largos con el colapso gravitacional de las estrellas masivas, y los GRBs cortos se confirmó su asociación con fusión de objetos binarios compactos (Abbott et al. 2017a). Dos progenitores de GRBs se han discutido ampliamente en la literatura: el colapso de estrellas masivas para GRBs largos y la fusión de estrellas de neutrones (*EN-EN*) o la fusión de una estrella de neutrones y un agujero negro (*EN-AN*) para GRBs cortos.

1.1.2 Evolución de la bola de fuego:

La dinámica de la “bola de fuego” se divide en dos etapas: la fase dominada por la radiación y la fase dominada por la materia (Piran 1999). La expansión de la “bola de fuego” en la fase denominada por la radiación en el choque del material con el medio cir-

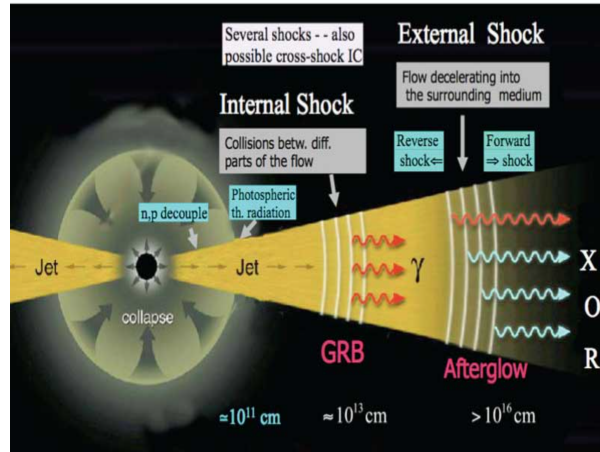


Figure 1.2: Esquema del modelo de la bola de fuego. 1) La fuente es el colapso de una estrella masiva (o la fusión de *EN-EN* ó *EN-BH*, no se muestra en el esquema). 2) Parte de la energía se va en producir el jet relativista. Podría ocurrir por fotones calientes (bola de fuego), o por campo magnético. 3) Los fotones térmicos se separan en la fotosfera. 4) Parte de la energía cinética del jet se disipa (por choques internos) produciendo los rayos gamma observados. 5) La energía cinética restante es depositada en el medio interestelar circundante, produciendo la emisión tardía, créditos a (Meszaros 2006).

cundante (Mészáros & Rees 2000; Mészáros et al. 2002; Cavallo & Rees 1978), asumiendo una “bola de fuego” compuesta de fotones, pares e^+ , e^- , una pequeña cantidad de bariones (protones y neutrones) y campo magnético.

La “bola de fuego” se caracteriza principalmente por su energía inicial E_0 y el tiempo t de duración de la inyección del material después del colapso o la fusión de los objetos compactos. En su fase inicial la base de la “bola de fuego” se conecta con el progenitor. La fase inicial de la “bola de fuego” es muy caliente ($\sim 10^{10}$ K), con fotones y pares en equilibrio y con bariones en reposo respecto al progenitor. Esta fase se da en un radio $r_0 \sim 10^7$ cm.

El material eyectado por el progenitor (en un tiempo t_0) alcanza una distancia de $r \sim 10^{10}$ cm al finalizar la eyección. La corteza continua expandiéndose. En esta expansión los bariones son acelerados por presión de radiación (Rees & Meszaros 1994) y el factor de Lorentz de la corteza de material aumentará linealmente con el radio, hasta alcanzar su máximo en un radio $r_M \sim 10^{13}$ cm (figura 1.2). En esta fase la energía térmica es transformada en energía de movimiento del material. Después de la distancia r_M las capas continúan moviéndose con un factor de Lorentz constante.

Cuando el material eyectado se expulsa en distintas capas, las capas lanzadas primero pueden ser alcanzadas por las lanzadas previamente. Cuando esto sucede se producen frentes de choque internos. Estos frentes de choque convertirán la energía cinética de la

capa de material en energía interna de las partículas (principalmente electrones). Estas partículas emitirán en corto tiempo y su emisión presenta un espectro no térmico. Típicamente los choques internos suceden a distancias $r_i \sim 10^{13} - 10^{14}$ cm. La radiación de las partículas aceleradas por estos frentes de choque son las responsables de la emisión rápida.

Finalmente las capas de material son desaceleradas al interactuar con el medio circundante. Esto sucede cuando la masa del medio circundante arrastrada por la capas es del orden de $1/\Gamma$ de la masa en reposo de la misma. Para una densidad constante con un valor típico del medio circundante ($n = 1 \text{ cm}^{-3}$) se da a una distancia $r_{dec} \sim 10^{16}$ cm (figura 1.2). Durante la desaceleración se producen dos frentes de choque, uno que va en dirección contraria a la capa, frenándola, mientras el otro se propaga a través del medio circundante. Estos son los llamados choques externos, en reversa y hacia adelante respectivamente. Dichos frentes de choque aceleran electrones, los cuales emitirán, y son los responsables de la emisión tardía.

1.1.3 Movimiento relativista:

Se sabe que la emisión de los GRBs no se produce desde la fuente, donde inicialmente esta deposita la energía, sino de material en movimiento, el cual presenta grandes valores del Factor de Lorentz Γ . Es la razón por la cual el tamaño de la fuente R_0 es más pequeño que el radio de la región de emisión R_{rem} . Asumiendo que la fuente no se mueve relativísticamente, el tamaño de la región de emisión se puede estimar de la variabilidad temporal del tiempo t_{vt} de escala del GRB a través de la relación $R_{rem} \cong 2c\Gamma_{rem}^2 t_{vt}$ (Piran 1999). Dado que algunos GRBs presentan un tiempo de escala de milisegundos, se obtiene que $R_{rem} \sim 10^7 \text{ cm}$, así que $R_0 \leq 10^7 \text{ cm}$. De hecho, la fuente es muy compacta, tiene un tamaño de los típicos objetos astrofísicos compactos como NS o BH. Con esto, la energía observada implica una densidad de energía muy grande en las fuentes de GRB. Esto lleva a la conclusión de que la fuente debe ser ópticamente gruesa para la producción de pares a través del proceso $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Para este proceso de producción de pares la profundidad óptica² es:

$$\tau_{\gamma\gamma} \sim \frac{3L_\gamma\sigma_T}{4\pi\epsilon\gamma c^2 t_{vt}} \quad (1.1)$$

Donde: $\sigma_T = 6.6524 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ es la sección eficaz de Thomson's. Considerando valores típicos para la luminosidad $L_\gamma = 10^{52} \text{ erg s}^{-1}$, $t_{vt} = 1 \text{ ms}$ y para el promedio de la energía de los fotones $\epsilon_\gamma = 1 \text{ MeV}$, se obtiene que la profundidad óptica es $\tau_{\gamma\gamma} = 10^{15}$, lo

²La profundidad óptica es la medida del espesor de un medio para la radiación que lo atraviesa

que implica que la fuente es ópticamente gruesa.

Entonces, la única radiación que se vería sería la emitida por la fotosfera, pero la fuente está tan lejos que no se vería nada y, en todo caso, habría que observar un espectro térmico. Sin embargo, los efectos relativistas especiales pueden resolver esta dificultad. De hecho, si el material emisor se mueve con una velocidad ultrarrelativista hacia nosotros, entonces su escala de tiempo de variabilidad adecuada es $t_{dec,tv} \sim \Gamma^2 t_{tv}$. Si sustituimos el tiempo $t_{dec,tv}$ por t_{tv} , la profundidad óptica en 1.1 puede ser menor que la unidad para $\Gamma \geq 100$. Por lo tanto, el problema de la compacidad se resuelve cuando $\Gamma \geq 100$. De hecho, suposiciones similares están en la base de los métodos indirectos que permiten la estimación del factores de Lorentz de GRB (Lithwick & Sari 2001).

La fuente se expande desde una región muy compacta, casi alcanzando la velocidad de la luz. La mayor parte de la radiación se emite lejos de la región de formación del plasma, cuando se vuelve transparente a los fotones, atrapados inicialmente en su interior por la enorme profundidad óptica. El otro lado del problema de la compacidad es que la profundidad óptica debe existir al principio, cuando el plasma se acaba de formar. Por ende, en el plasma tienen lugar intensas interacciones entre electrones, positrones y fotones. Incluso si inicialmente el plasma está compuesto solo de fotones, o solo de pares, la creación o aniquilación de pares pronto redistribuye la energía entre las partículas, de modo que el estado final será una mezcla de pares y fotones. Por lo general, cuando se trata de fuentes estacionarias en astrofísica, hay tiempo suficiente para que se logre un estado inicial de algún tipo de equilibrio térmico. En cambio, para GRBs con la escala de tiempo de expansión dada por $t_{tv} = 1$ ms, no está claro si hay tiempo suficiente para alcanzar algún tipo de equilibrio. Respecto a este aspecto, aún existe un gran debate en la literatura. Algunos autores asumieron el equilibrio térmico como el estado inicial previo a la expansión, mientras que otros no. Este hecho, junto con las suposiciones energéticas, es lo que sugiere que el origen de los GRBs puede ser el colapso gravitatorio o fusiones de objetos compactos como BH-NS o enanas blancas ((Meszaros 2006)).

1.1.4 Frentes de choque y emisión de fotones

Como se mencionó anteriormente la emisión principal como la tardía se pueden explicar por frentes de choque que aceleran electrones, los cuales radían mediante sincrotrón y/o compton inverso. Esto está apoyado por la observación de un espectro no térmico para los destellos.

Los parámetros físicos discontinuos de la sección pre-choque son magnificados para la sección post-choque. En el sistema de referencia del frente de choque, por conservación

de la energía, la energía termica de las partículas en la parte post choque es del orden de la energía cinética de las partículas en la sección pre choque. Esto quiere decir que el frente de choque hace que la energía ordenada (energía cinética en la región pre choque) se convierte en energía cinética aleatoria de las partículas en la región post choque. Similares condiciones se pueden aplicar al campo magnético. Un campo magnético paralelo es comprimido y amplificado por el choque, por un factor Γ . Por ende el campo post choque será mayor en comparación al pre choque. Estas condiciones favorecen la emisión sincrotrón de los electrones (Vedrenne & Atteita 2009).

El modelo común de aceleración de partículas por frentes de choque es el de aceleración difusa (Krymskii 1977). Dicho modelo expone que las partículas son aceleradas cuando atraviesan repetidamente los frentes de choque. Irregularidades magnéticas confinan a las partículas en el frente por algún tiempo. La competencia entre la ganancia en energía por cruce y la probabilidad de escape genera un espectro de ley de potencias para las partículas, $dN \propto E^{-p} dE$, donde $N(E)dE$ es el número de partículas con energía entre E y $E + dE$. La aceleración de partículas por frentes de choque es consecuencia de un proceso estadístico de aceleración explicado por Fermi (1949). Un valor de $p \sim 2.2 - 2.3$ se ha encontrado por muchos grupos con simulaciones numéricas y consideraciones analíticas.

1.1.5 Emisión tardía

La emisión tardía se ha detectado en un amplio rango de longitudes de onda, rayos X, óptico, infra-rojo (IR) y radio, aunque no todos los destellos presentan emisión tardía en todas las longitudes de onda.

Con las observaciones de la emisión tardía se pudieron determinar las distancias de los GRBs, confirmándose su origen cosmológico, además han permitido identificar las galaxias anfitrionas de los GRBs.

La evolución de la emisión tardía está descrita por una serie de leyes de potencias segmentadas en el tiempo y en frecuencia (Sari et al. 1998):

$$f_\nu(t) \propto \nu^{-\bar{\beta}} t^{-\bar{\alpha}} \quad (1.2)$$

donde f_ν es el flujo, ν la frecuencia y t el tiempo. Dichas leyes de potencias se unen en energías llamadas energías de quiebre.

En su inicio la emisión tardía aparece en los rayos X. Es la fase de emisión tardía más común detectada (Zhang & Mészáros 2004) y es la más fuerte y corta de todas. La ley de potencias que describe esta fase tiene un $\bar{\alpha} \sim 0.9$ y $\bar{\beta} \sim 1.4$. La energía total irradiada

en rayos X en la emisión tardía es tan sólo una pequeña fracción de la energía del GRB. También se han encontrado líneas de rayos X en emisiones tardías, que fueron descubiertas aproximadamente 10 horas después del destello.

Posteriormente a la emisión en rayos X, aparece la emisión tardía en óptico e infrarrojo (IR). Ésta típicamente tiene magnitudes aparentes entre 19-21 un día después del destello. La ley de potencias que describe esta fase tiene un $\bar{\alpha} \sim 1$ y $\bar{\beta} \sim 0.7$. Presentan muchas líneas de absorción que corresponden a la absorción sufrida en su camino hacia la Tierra y generalmente las que tienen el mayor corrimiento al rojo se asocian con la galaxia anfitriona del destello. Gracias a estos resultados se ha podido asociar a los destellos con regiones de formación estelar en las galaxias. En algunas emisiones tardías un cambio en comportamiento en el índice temporal es detectado unos días después de su inicio. En este instante cambia el índice temporal a $\bar{\alpha} \sim 2$. Estos quiebres son esperados cuando el flujo de material expulsado por el progenitor está colimado y no de manera isotrópica

Finalmente la emisión tardía es emitida también en radio. Esta fase usualmente no sigue un decaimiento descrito por una ley de potencias y puede ser visto mucho tiempo después (incluso algunos años) del destello. El flujo observado tiene un máximo en alrededor de 2 mJy y en un principio la emisión tardía en radio presenta fluctuaciones intensas que se suprimen en tiempos posteriores

1.2 Instrumentos dedicados al estudio de GRBs.

Desde su descubrimiento por los satélites militares Vela (el descubrimiento fue catalogado como clasificado hasta 1973, cuando se comprobó su origen fuera de la Tierra), muchos instrumentos han sido construidos para la detección de los GRBs y sus diferentes contrapartes electromagnéticas (rayos X, ultravioleta, óptico, infrarrojo y radio) . Los instrumentos detallados a continuación han sido cruciales para entender las características relacionadas con los progenitores, la duración y su espectro de energía. Es importante mencionar, que daremos más detalles del observatorio *HAWC* (a pesar que no ha tenido detección positiva) debido a que usaremos sus datos desde Diciembre 2014 a Mayo 2020 para esta tesis.

La misión Compton Gamma Ray Observatory (*CGRO* (Meegan et al. 1992)) en 1991 comenzó una observación regular de los GRBs. La misión *CGRO* contaba con cuatro instrumentos (The Burst and Transient Source Experiment (*BATSE*), The Oriented Scintillation Spectrometer Experiment, The Compton Telescope and the Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) que detectaban fotones en el rango de energía de 30 keV y 30 GeV.

El instrumento *BATSE* detectó 1637 GRBs entre el 19 de abril de 1991 y el 29 de agosto de 1996 (Paciesas et al. 1999), en total detectó 2074. Además con este instrumento se descubrió que los GRBs no tiene una dirección preferencial. Los datos de *CGRO/BATSE* y *Swift/BAT* (por Burst Alert Telescope) indican que los GRB largos se distribuyen isotrópicamente, pero la distribución de los GRB cortos es anisotrópica Tarnopolski (2017); Řípa & Shafieloo (2017). Esta misión espacial estuvo activa hasta principios de 2000 y fue una de las misiones espaciales más decisivas de la época, proporcionando el primer estudio de todo el cielo por encima de 100 MeV, un estudio extenso del Centro Galáctico de la Vía Láctea y el descubrimiento de los primeros rayos gamma suaves en el rango de energía de MeV (Bassani et al. 1995).

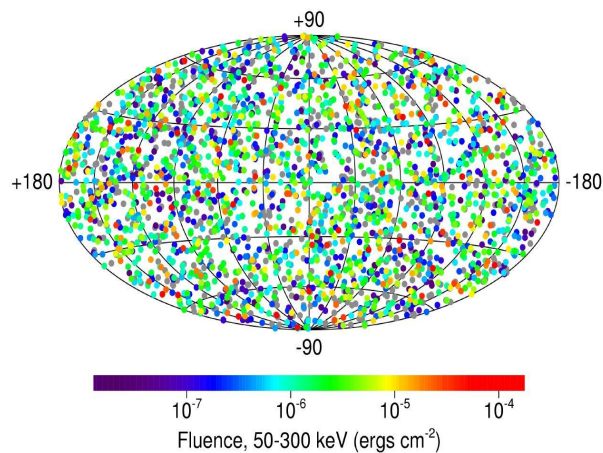


Figure 1.3: Distribución de los GRB detectados por BATSE (créditos: colaboración *BATSE*).

En la figura 1.3 se muestra la fluencia (flujo de energía por unidad de area) de los GRBs detectados por BATSE. Los puntos de color púrpura representan los valores de fluencia mas baja ($\sim 10^{-7}$ erg cm $^{-2}$), mientras que los puntos de color rojo representan los valores de fluence más alta ($\sim 10^{-4}$ erg cm $^{-2}$).

Posteriormente, en el año 1996, se lanzó el satélite *BeppoSAX* (Bassani et al. 1995), dedicado a la astronomía en rayos X y rayos gamma. En sus 6 años de operación, la precisión en la determinación de la energía de sus observaciones en el rango de energía entre 0.1-300 keV confirmaron el origen extragaláctico de los GRBs Costa et al. (1997). La curva de luz de los GRBs esta compuesta por una fase emisión rápida, seguida de una emisión tardía. Por primera vez en, el 28 de febrero de 1997, el satélite *BeppoSAX* detectó la fase de emisión tardía en rayos-X relacionada al GRB 970228 Costa et al. (1997). Después de 20 horas del GRB, fue detectada la contraparte óptica por el Telescopio William

Herschel³ (Groot et al. 1997). El posible z determinado para la supuesta galaxia anfitriona del GRB 970228 es de $z = 0.65$ (Bloom et al. 2001). La gran cantidad de energía liberada ($\sim 10^{51} - 10^{53}$ erg) llevaron a considerar la posibilidad de que la emisión de las fuentes no fuese isotrópica sino colimada, reduciendo así en un factor de dos a tres órdenes de magnitud la energía liberada por la fuente. La colimación fue confirmada con la detección de quiebres en el espectro de la emisión tardía (Sari et al. 1999).

En 1999 fue lanzado el Observatorio de rayos-X Chandra⁴ con los siguientes instrumentos: Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS), High Resolution Camera (HRC), High Energy Transmission Grating Spectrometer (HETGS), Low Energy Transmission Grating Spectrometer (LETGS). Todos los instrumentos operan en el rango de energía de 0.1 keV a 10 keV. Debido a su alta resolución, gran área de recolección y sensibilidad en la banda de energía de rayos X duros (arriba de 100 keV), Chandra es útil para analizar el espectro de emisión de los GRBs, el estudio de la naturaleza de las galaxias anfitrionas de los GRBs y sus regiones de formación estelar. Con la observación del GRB 991216, la emisión de rayos X se conectó por primera vez con un GRB (Piro et al. 2000). Este hallazgo fue importante porque permitió estimar la naturaleza de los progenitores GRBs con más detalle.

La misión espacial mas importante, en términos temporales y de resultados, para el estudio de los GRBs es el satélite *Neil Gehrels Swift Observatory* (Gehrels et al. 2005), y ha estado operando desde el 2004. Este satélite esta compuesto por tres instrumentos: el *Burst Alert Telescope* (BAT, 15–150 keV), el *X-Ray Telescope* (XRT, 0.3–10 keV) y el *Ultraviolet/Optical Telescope* (UVOT, 170–650 nm). El satélite Swift ha detectado los GRBs más distantes (GRB 090423 a $z=8.26$ y GRB090429B a $z=9.2$) y uno de los más brillantes (GRB 130427A a $z=0.34$ y con flujo de fotones de $331 \text{ ph cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). El análisis de la curvas de luz de los GRBs detectados por *Swift* muestran un comportamiento complejo y a veces diferentes a los GRBs Nousek et al. (2006). Swift ha detectado 1000 GRBs de los cuales 360 GRBs tiene un z medido, en el rango de $z = 0.03$ a $z = 9.38$ (Lien et al. 2016).

En 2007, fue lanzado el satélite *Astro-Rivelatore Gamma a Immagini Leggero* (AGILE), con el objetivo principal de estudiar las fuentes en altas energías en el Universo. En particular, se estudian los núcleos galácticos activos (AGN), GRBs, objetos galácticos de rayos X y rayos gamma, y emisiones difusas de rayos gamma galácticos y extragalácticos. AGILE incluye un detector de imágenes de rayos gamma (GRID) con un rango de energía de 30 MeV a 50 GeV, un monitor de rayos X duro SuperAGILE(SA) que funciona en el

³<http://www.ing.iac.es/Astronomy/telescopes/wht/>

⁴<http://chandra.harvard.edu/about/specs.html>

rango entre 18-60 keV, un mini-calorímetro (*MCAL*) en el intervalo de 350 keV-100 MeV y un sistema anti-coincidencia (*AC*), consiste en un centellador de plástico, para apoyar la eliminación de eventos del fondo no deseados.

Otra emisión importante para el estudio de los rayos gamma de los GRBs es el observatorio espacial de rayos gamma *Fermi* lanzado en 2008. Su principal objetivo es observar el Universo en el rango de energía de rayos gamma de baja y altas energías. Esta compuesta por dos instrumentos: el Large Area Telescope (*LAT*) para hacer un estudio de todo el cielo en emisión de alta energía entre 20 MeV y 300 MeV, y el *GBM* (Gamma-ray Burst Monitor por sus siglas en inglés) para analizar GRBs en el rango de energía entre 8 keV y 40 MeV. *Fermi* detectó el GRB 080916C el de más larga duración (17 horas después del trigger) (Abdo et al. 2009), y en paralelo, *Swift* detectó el GRB 130427A ⁵ más energético. *GBM* fué capaz de localizar el GRB corto asociado a la onda gravitacional GW170817.

Finalmente, el satélite Indian Astrosat fue lanzado en 2015, es uno de los más recientes misiones espaciales con capacidad de observaciones de multiple longitudes de ondas. Esta compuesta del telescopio de imágenes ultravioletas (*UVIT*), el telescopio de rayos-X suave (*SXT*), el instrumento *LAXPC*, el cadmium zinc telluride imager (*CZTI*), el scanning sky monitor (*SSM*) y el charged particle monitor (*CPM*). Estos instrumentos cubren la emisión en el rango de ultravioleta (130–180 nm) y la banda de energía de rayos-X duros (10–150 keV). Aunque el *CZTI* es un dispositivo espectroscópico, se utiliza como un monitor de GRBs de amplio ángulo y permite un análisis espectro-polarimetría de GRBs en la banda de 100-300 keV. El estudio de la polarización de los 11 GRBs más brillantes por el *CZTI* durante su primer año mostró la importancia de este satélite para el estudio de los GRBs.

Hasta ahora mencionamos solo los telescopios en el espacio, pero existen telescopios terrestres importantes en el estudio de GRBs. Dentro de los telescopios terrestres dedicados al seguimiento de GRBs, para fines de este trabajo mencionaré el radio telescopio Very Large Array (*VLA*) (Napier et al. 1983), el Gamma-Ray Burst Optical/Near-Infrared Detector (*GROND*) (Greiner et al. 2008) y el optical/infrared Very Large Telescope (*VLT*) (Dekker et al. 2000).

VLA entró en operación en 1980, compuesto de 27 antenas independientes en el rango de frecuencia en el rango de 70 MHz-50 GHz con una resolución entre 0.04 y 0.2 arcsec. Su prioridad es estudiar galaxias, estrellas, cuásares, púlsares y GRBs. Las observaciones de GRBs por *VLA* se emplean para respaldar las observaciones en óptico y rayos X de otros telescopios.

GROND inició su operación en 2007 en la banda de energía del óptico y infrarrojo

⁵<https://http://www.nasa.gov/topics/universe/features/shocking-burst.html>.

cercano. Es un detector conectado al telescopio *MPG/ESO* en el observatorio La Silla. La detección del GRB 080913 a un $z = 6.695$ y el GRB 080916C (el GRB mas brillante hasta ese momento) son sus principales resultados.

El *VLT* observa en la banda de longitudes de onda del visible e infrarrojo y esta compuesto por cuatro telescopios independientes. Su rango de energía de operación es del ultravioleta al infrarrojo medio, con una resolución angular de 0.001 arcsec combinando los cuatro telescopio funcionando juntos. Junto con el telescopio *GROND*, *VLT* permitió analizar la emisión tardía de unos de los GRBs más lejano es, el GRB 080913.

El Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO), se encuentra a 4.410 metros sobre el nivel del mar en el monte Haizi en el condado de Daocheng, provincia de Sichuan en China. Su objetivo científico es explorar el origen de los rayos cósmicos de alta energía y estudiar la física relacionada, como la evolución del universo, el movimiento y la interacción de los astros astronómicos de alta energía y la naturaleza de la materia oscura. LHAASO estudiará exhaustivamente el universo (especialmente la Vía Láctea) en busca de fuentes de rayos gamma. LHAASO ha encontrado una docena de aceleradores cósmicos de energía extremadamente alta en la Vía Láctea. También ha detectado fotones con energías que superan la de 1 petaelectronvolt (PeV) incluyendo uno de 1.4 PeV. El 9 de octubre reportó la detección de un foton de 18 TeV en la posición del GRB 221009A.

1.2.1 El Observatorio HAWC

El observatorio de gran altura Cherenkov en agua (HAWC) es un instrumento capaz de detectar los dos tipos de cascadas atmosféricas extendidas, pero su objetivo es el estudio de fuentes de rayos gamma, por lo cual, está optimizado para detectarlos con energía dentro del rango de 300 GeV to 100 TeV (Abeysekara et al. 2019).

El observatorio está instalado en las faldas del Volcán Sierra Negra en el estado de Puebla, México (Figura 1.4), a una altitud de 4,100 metros sobre el nivel del mar (equivalente a 625.6 mbar, o a 638 g/cm²). Su latitud es de 18,99°, apropiada para observar el hemisferio norte del cielo y gran parte del sur. Tiene una detección instantánea de aproximadamente 2 estereorradianes (Abeysekara et al. 2012).

El arreglo de HAWC

HAWC se construyó utilizando la experiencia de su antecesor, MILAGRO, para su construcción y lograr una mayor sensibilidad. Una de estas mejoras es su altitud (de 2650 msnm a 4100 msnm) debido a que se encuentra más cercano del máximo desarrollo de las

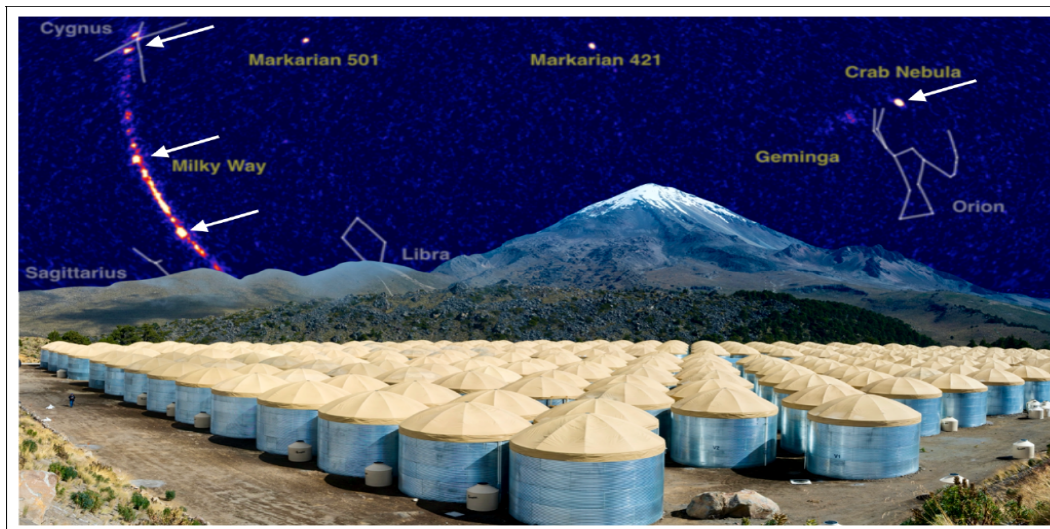


Figure 1.4: Se muestra el arreglo de WCD del observatorio HAWC, también se muestran algunas de las fuentes que ha observado (HAWC).

cascadas a energía del orden de TeV. Otra de las mejoras es el área de detección puesto que tiene una área de $\sim 22000 \text{ m}^2$ con una superficie activa de $\sim 12000 \text{ m}^2$, puesto que el área es mayor, es capaz de detectar más eventos (Abeysekara et al. 2012).

Detector de agua Cherenkov (WCDs)

Los detectores de agua Cherenkov (WCD) son cada una de las unidades detectoras que componen el arreglo de HAWC, HAWC está compuesto por 300 detectores Cherenkov en agua (WCD, por sus siglas en inglés) y cada WCD está instrumentado con 4 tubos fotomultiplicadores (PMTs), uno de ellos es de alta eficiencia cuántica. Eso implica, tener en total un arreglo de 1200 PMTs para la colección de las partículas secundarias, en donde cada uno registra básicamente dos parámetros: tiempo y carga. Con dicha información, se calculan las características de un evento, por ejemplo: la dirección en la cual incidió la partícula primaria con la atmósfera; la energía; el centro de la cascada; además de poder predecir el tipo de partícula, entre otros.

Los WCD (1.5) están constituidos por una estructura de acero corrugado en forma de cilindro con una dimensión de 7.5 m de diámetro y 5 m de altura. Dicha estructura protege a una bolsa plástica (llamada bladder), que mantiene, aproximadamente 200,000 litros de agua ultra pura y al mismo tiempo impide el paso de la luz exterior. En el fondo se instrumenta con cuatro PMTs mirando hacia arriba para detectar los fotones Cherenkov producidos por el paso de las partículas cargadas en el detector. El PMT con mayor eficiencia cuántica se localiza en el centro del WCD, los otros tres se instalan alrededor de

éste con una distancia entre ellos de 1.85 m, formando un triángulo.

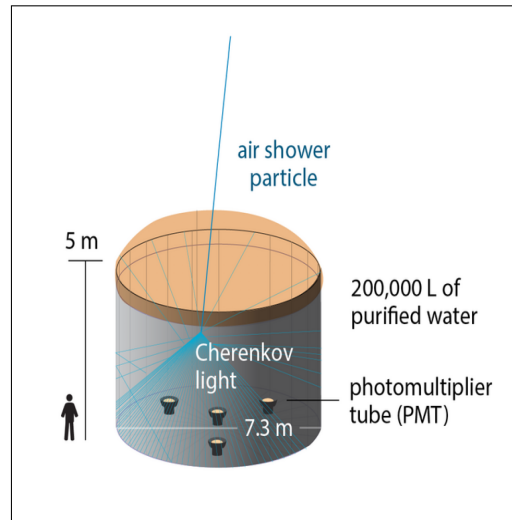


Figure 1.5: Se muestra un WCD y los PMTs instrumentados. Además, una ilustración de la incidencia de una partícula en el detector, generando el cono de luz Cherenkov. Adicionalmente, una comparación entre el tamaño del detector y la altura promedio del humano.

El PMT es un dispositivo muy sensible a la luz ultravioleta, visible e infrarrojo, la cual convierte a estas en una señal eléctrica. El principio de operación del PMT es el efecto fotoeléctrico y la multiplicación de electrones. En la figura 1.6 se muestra un diagrama de sus elementos: una fuente de alta tensión (del orden de 1500 V con respecto al ánodo) que alimenta al sistema; un fotocátodo que libera electrones cuando incide luz sobre él; los electrodos aceleran a dichos electrones y los enfocan hacia el primer dínodo; un arreglo de dínodos aceleran y multiplican los electrones, que arribaron al primero, cada que pasa por un dínodo; el ánodo es el que colecta el pulso amplificado (o corriente) para su lectura. Dependiendo del diseño, el ancho del pulso, típicamente es del orden de nanosegundos, por consiguiente es un sensor idóneo para contar fotones con una resolución temporal extremadamente alta.

La adquisición de los datos se realiza con la instalación de una computadora y dispositivos electrónicos en el sitio de HAWC para el procesamiento de dichos datos. Para cada partícula que irradia luz Cherenkov en el tanque, el tiempo de detección y carga se calibran en función del pulso capturado por la electrónica.

En HAWC no se registra la forma de onda completa de cada señal en el PMT. En su lugar, se utiliza la técnica de tiempo sobre el umbral (TOT) para medir los tiempos de los flancos de subida y bajada en dos umbrales fijos (figura 1.7). El tiempo que pasa un pulso por encima de cada umbral de voltaje se correlaciona con su amplitud (y, por lo tanto, con

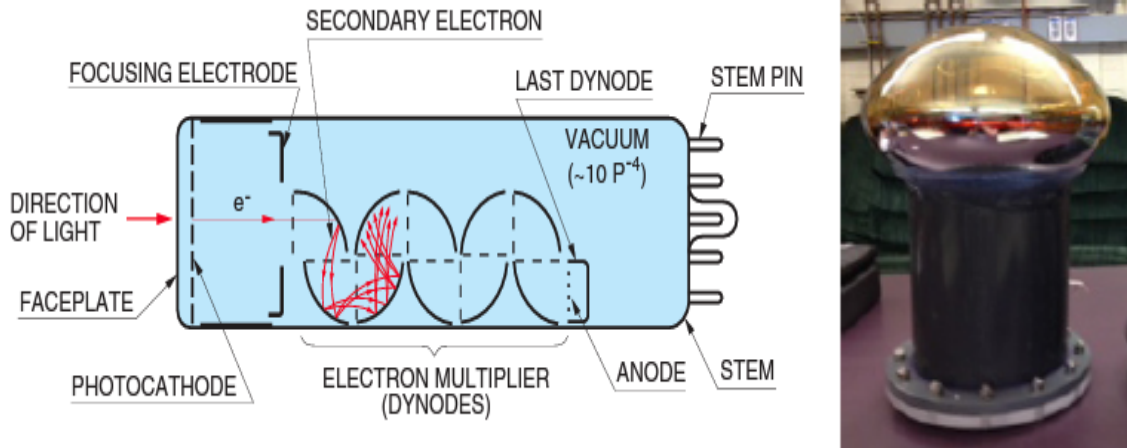


Figure 1.6: (a) Esquemas de PMT. (b) Fotografía del R7081 Hamamatsu PMT que muestra la gran área del fotocátodo (253 mm de diámetro) para aumentar la colección de fotones. La base del PMT se sella antes de colocarlo en los tanques para evitar el contacto con el agua. El R5912 Hamamatsu PMT tiene una forma similar, aunque con un diámetro menor (202 mm)

la intensidad de la luz de Cherenkov) a través de la calibración.

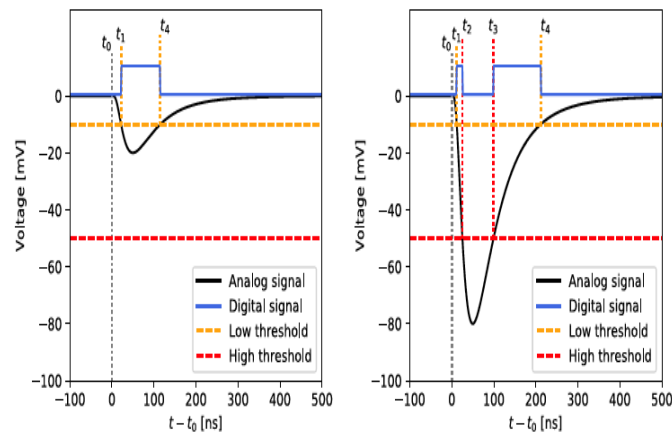


Figure 1.7: En la imagen se muestra la técnica del tiempo sobre el umbral. El panel izquierdo muestra un pulso de baja amplitud (señal analógica de color negro) que cruza solo el umbral bajo (amarillo) y la señal digital correspondiente (azul) con dos bordes. El panel derecho muestra el caso de una señal analógica de gran amplitud, que produce cuatro flancos en la señal digital al traspasar ambos umbrales.

Los umbrales más bajo y más alto (LoTOT, HiTOT) se establecen en la altura de un pulso que uno esperaría de 0.25 PE (≥ 7.1 mV) y 5 PE (≥ 113.6 mV) respectivamente. La salida digital del sistema de adquisición de datos (DAQ) corresponde a los puntos en el tiempo en que cada pulso cruza el umbral correspondiente. Una señal débil que solo cruza el umbral bajo generará dos marcas de tiempo; un borde de subida y un borde de bajada

como se ilustra en el panel izquierdo de la figura 1.7.

El sistema DAQ realiza continuamente el procesamiento de todas las señales. La lectura se realiza bajo un criterio de activación de multiplicidad simple; Se requieren 28 PMTs disparados en una ventana de 150 ns para un evento potencial. Si se pasa esta condición, se guardan todos los pulsos dentro de los 500 ns antes de la condición de activación y 1000 ns después de la condición de activación. Esto da como resultado una tasa activación de multiplicidad simple de ≥ 25 kHz.

Reconstrucción de Eventos

Los datos adquiridos, se reconstruyen los parámetros de la cascada de partículas. Esto incluye la dirección de la partícula primaria, la energía y la separación gamma/hadron. Los criterios de activación de HAWC DAQ implican que se deben recolectar la cascada de partículas secundarias que activen al menos $\sim 6\%$ de los canales. Los eventos pequeños (aquellos con $\lesssim 15\%$ de impactos en el PMT) pueden estar altamente contaminados por otras cascadas de partículas que caigan cerca del arreglo. Esto limita la reconstrucción de las características de las cascadas de partículas. Las cascadas de partículas con energía por encima de $\gtrsim 10$ TeV, pueden activar todo el arreglo y dominar el ruido, haciendo que la reconstrucción de sus parámetros sea más precisa. Como resultado, los eventos en HAWC pueden tener diferencias considerables en la calidad de sus parámetros reconstruidos, principalmente relacionados con el tamaño de la cascada de partículas.

Dado que los rayos cósmicos (y la mayoría de las fuentes astrofísicas) presentan un espectro de energía duro, la tasa de cuentas es más alta para el umbral de activación más bajo y cae rápidamente para las cascadas de partículas de altas energías. Para mantener la calidad de las cascadas de partículas de altas energías y evitar la pérdida de sensibilidad debido al predominio de eventos de tamaño más pequeño, los datos se dividen en múltiples bins de análisis \mathcal{B} , según el número de PMT activados, como se muestra en la tabla 1.1. Como aproximación de primer orden, el tamaño del evento también se relaciona con la energía de la partícula primaria. En la 1.8, se muestra la distribución de energía para cascadas de partículas secundarias simuladas con este esquema de binning. Se obtiene una proporcionalidad entre \mathcal{B} y el valor medio de la distribución de energía. Se genera una superposición considerable entre estas distribuciones debido a la dependencia del tamaño del evento en el ángulo cenital y la ubicación de llegada de la cascada de partículas secundarias. Por lo tanto, \mathcal{B} no se puede usar como una agrupación directa para la energía de las cascadas de partículas secundarias.

\mathcal{B}	PMT Activados	Cortes en PINCness	Cortes en Compactness
1	6.7 - 10.5%	<2.2	>7.0
2	10.5 - 16.2%	<3.0	>9.0
3	16.2 - 24.7%	<2.3	>11.0
4	24.7 - 35.6%	<1.9	>15.0
5	35.6 - 48.5%	<1.9	>18.0
6	48.5 - 61.8%	<1.7	>17.0
7	61.8 - 74.0%	<1.8	>15.0
8	74.0 - 84.0%	<1.8	>15.0
9	>84.0%	<1.6	>3.0

Table 1.1: Tabla de cortes para el esquema de bins fHit. La primera columna corresponde al número de bins \mathcal{B} . La segunda columna indica el corte en el porcentaje de PMT activados utilizados para este binnedo. Los valores de corte de PINCness y Compactness para la separación de Gamma/Hadrones se muestran en la tercera y cuarta columna.

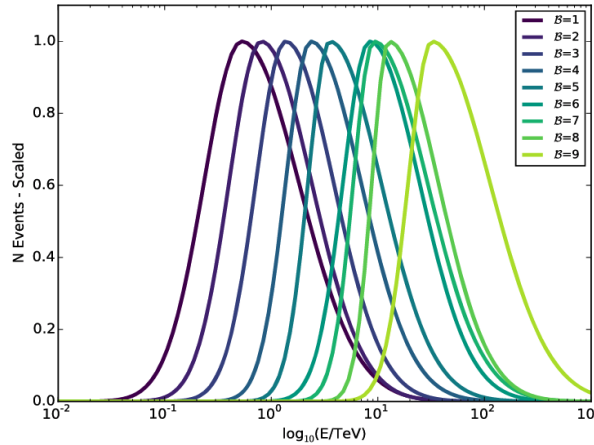


Figure 1.8: Distribución de energía de las cascadas de partículas simuladas bajo el esquema de bins fHit. Cada curva corresponde a un valor diferente de \mathcal{B} como se indica en la etiqueta de la figura. La energía media se desplaza hacia energías más altas a medida que aumenta \mathcal{B} (Abeysekara et al. 2017).

Estimación del fondo de radiación

Las cascadas de partículas generadas por hadrones que pasan los cortes gamma/hadrónicos descritos en la tabla 1.1 constituyen el fondo de radiación para el análisis de fuentes de rayos gamma. Como el flujo del fondo hadrónico es isotrópico y estable, los únicos factores que afectan la determinación del fondo son las variaciones en las condiciones atmosféricas y la dependencia energética y cenital de la respuesta del detector.

Para producir mapas en exceso, los mapas de fondo se generan usando un método de estimación de fondo y se restan de los mapas de conteo. El enfoque más básico para la estimación del fondo es el promedio de la banda de declinación, que explica la aceptación del

detector en función del ángulo cenital. Un método más sofisticado, llamado **integración directa**, considera que la distribución de eventos en cenit y azimut es independiente de la tasa de rayos cósmicos. Los datos se dividen en periodos de integración Δt , y para cada periodo, se produce la tasa de eventos de todo el cielo $R(\tau)$ en función del tiempo sideral τ . La distribución angular de eventos provenientes del ángulo horario h y la declinación se calcula para formar el mapa de eficiencia $\epsilon(h, \delta)$. Entonces, el fondo en función de la ascensión recta y la declinación es:

$$B(\alpha, \delta) = \int \epsilon(h, \delta) R(\alpha - h) dh \quad (1.3)$$

Finalmente, el fondo total es la suma de todos los mapas de fondo derivados para cada período de integración Δt .

Significancia

Para obtener los eventos con la emisión mas significativa en una posición del cielo se usa el metodo propuesto por Li & Ma (1983). Este metodo se basa en una prueba de razón de verosimilitud. LA significancia estadística S se toma de:

$$S = \sqrt{-2 \ln(\lambda)} \quad (1.4)$$

Donde λ es la razón de máxima verosimilitud entre hipótesis de la señal y la hipótesis de puro background. EL valor de λ es dado por:

$$\lambda = \left[\frac{\alpha}{1 + \alpha} \left(\frac{N_{on} + N_{off}}{N_{on}} \right) \right]^{N_{on}} \times \left[\frac{\alpha}{(1 + \alpha)} \left(\frac{N_{on} + N_{off}}{N_{on}} \right) \right]^{N_{off}} \quad (1.5)$$

Donde N_{on} es el número de cuentas en la región de interés, N_{off} es el número de cuentas en una región cerca donde no se espera señal y α es la exposición de la fuente. En el método de integración directa para la sustracción del fondo, se usa una gran área del cielo para estimar α . Los valores de α están dados por:

$$\alpha = \frac{E}{I - E} \quad (1.6)$$

Con E la exposición de la fuente y I la exposición total del fondo, incluida la región de la fuente. Este método es ideal para detectores de cascadas de partículas atmosféricas como HAWC con $\alpha \ll 1$, el cual reduce las fluctuaciones de fondo.

Un método adicional considera una hipótesis de fuente en los mapas de exceso de HAWC con forma espectral y tamaño de fuente fijos, dejando la normalización de flujo

como parámetro libre. La prueba estadística (TS) compara esta hipótesis fuente sobre los mapas con los mapas de fondo, generando mapas de TS. Con solo un parámetro libre en esta prueba estadística, la significancia viene dada por \sqrt{TS} .

Corrección post-trials

La corrección se realiza a posteriori sobre la máxima significancia estadística obtenida en cada búsqueda. La cantidad de intentos (trials) para cada ventana se obtiene usando la ecuación

$$T_s = \left(\frac{1}{0.25} \right)^{2/\pi} \approx \frac{5}{deg^2} \quad (1.7)$$

donde 0.25 es la resolución angular de HAWC.

La relación entre la cantidad de trials y T_s se define como:

$$N_T = A_w T_s \quad (1.8)$$

con A_w el área de la ventana de búsqueda. Para saber como se ve afectada la significancia a posteriori, debemos conocer la probabilidad de rechazo de una hipótesis nula, dado por:

$$Q = 1 - P \quad (1.9)$$

Con P la probabilidad, dada por la distribución de acumulación de una función estándar normal, definida por:

$$P(Z \leq z) \equiv \int_{-inf}^z \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u^2}{2}} du \quad (1.10)$$

donde $u = \frac{x-u}{\sigma}$. La significancia post-trials se obtiene de la multiplicación de la probabilidad por la cantidad de intentos calculados en toda la ventana de búsqueda, así la nueva significancia es z_p evaluada en $P(Z \leq z)$.

Modelo Sincrotron auto-Compton (SSC)

2.1 Modelos leptónicos

En la mayoría de los destellos de rayos gammas con emisión en altas energías (> 100 MeV) se observa que la misma tiene una duración mayor a la emisión principal (< 1 MeV). Esta prolongada emisión en altas energías es consistente con un decaimiento en el flujo en energía con el tiempo dada por $F_\nu \sim t^{-1.2} - t^{-1.5}$ (Granot et al. 2010).

Lo más natural es interpretar a los fotones con energías > 100 MeV como una extensión emisión en altas energías de la emisión principal, es decir, provienen de la misma región de emisión de los fotones con energías < 1 MeV, especialmente cuando existe correlación temporal en las curvas de luz entre fotones de altas energías con los de menores energías, tal es el caso del GRB 080916C.

Existen otros casos donde la correlación temporal entre los fotones con energías > 100 MeV y los de menores energías no es observada, como el GRB 090902B, GRB 090926A y GRB 090510 (Piskunov & Rubtsov 2016), por lo que se considera que los fotones con energías > 100 MeV tienen origen en distintas regiones de emisión que los de energías < 1 MeV. Cuando la emisión en altas energías es prolongada y el decaimiento de su flujo está descrito por una ley de potencias, lo más natural es atribuir su origen a una emisión tardía (Kumar & Barniol Duran 2009; Mészáros 2012). Producir fotones por emisión sincrotrón con energías > 100 MeV es difícil, tanto en la emisión principal como en la tardía, ya que se requieren altos valores del factor de Lorentz del chorro (> 1500) así como alta eficiencia de aceleración de electrones por los frentes de choque (Granot et al. 2010).

Los modelos están basados en el material eyectado ultra relativista que produce ondas de choques, de tal modo, que si estas ondas de choques suceden poco después de que la bola de fuego se convierta ópticamente delgada, estas ondas de choques son capaces de convertir la energía cinética del plasma en energía interna de las partículas y de los

fotones. De manera directa esto impone la necesidad de contar con un gran número de partículas, especialmente electrones, los cuáles serán acelerados en las ondas de choques. Los electrones radian a través de sincrotrón (véase sección 2.2) o mediante, radiación sincrotrón auto-Compton (ver sección 2.3).

2.2 Radiación Sincrotrón

Los parámetros fundamentales para la caracterización de la emisión de sincrotrón son: el factor de Lorentz para los electrones γ_e , la intensidad el campo magnético B y el factor de Lorentz del material eyectado. La frecuencia de sincrotrón ν_c en el marco del observador se ve corridos a frecuencias mas cortas por efectos relativistas.

$$\nu_c(\gamma_e) = \frac{q_e B \gamma_e^2 \Gamma}{2\pi m_e c}, \quad (2.1)$$

donde q_e y m_e son la carga y la masa del electrón. La potencia emitida en un fluido en el marco de referencia comóvil por un electrón es: $P'_{sin} = (\frac{4}{3})\sigma_T c U_B \gamma_e^2$, y en el marco de referencia del observador es $P_{sin} = \Gamma P'_{sin}$ en ambas ecuaciones $U_B = B^2/8\pi$ es la densidad del campo magnético y σ_T es la sección eficaz de Thompson.

Los tiempo de enfriamiento del electrón, en el sistema de referencia en comovimiento del flujo y el sistema de referencia del observador son: $t' = \gamma_e m_e c^2 / P'_{sin}$ y $t \sim \Gamma^{-1} t'$. Así, el tiempo de enfriamiento de sincrotrón se define en la ecuación 2.2.

$$t_{sin}(\gamma_e) = \left(\frac{3m_e c}{4\gamma_t U_B \gamma_e} \right) \frac{1}{\Gamma}. \quad (2.2)$$

Reemplazando la γ_e despejado de la ecuación 2.1 tenemos que:

$$t_{sin}(\nu) = \frac{3}{\sigma_T} \sqrt{\frac{2\pi m_e c q_e}{B^3 \Gamma}} \nu^{-1/2} \propto \Gamma^{-1/2} \nu^{-1/2}. \quad (2.3)$$

El tiempo de enfriamiento depende de la frecuencia ν del fotón, pero no depende de la energía del electrón γ_e . t_{sin} es una cota inferior a la escala de tiempo de la variabilidad de los GRBs, debido a que el destello no puede tener picos que sean más cortos que su tiempo de enfriamiento ((Piran 2004))

2.2.1 Espectro sincrotrón

El espectro total de radiación de sincrotrón del electrón consiste en tres segmentos ((Piran 2004)). La emisión de los GRBs presenta un espectro no térmico descrito por una ley de

potencias con índices espectral $p \geq 2$ (Sari et al. 1998). En la figura 2.1 se muestra el espectro sincrotrón para el régimen de enfriamiento rápido y enfriamiento lento. Se define el régimen de enfriamiento rápido si se cumple la condición $\gamma_m > \gamma_c$ y el escenario de enfriamiento lento cuándo se cumple la condición $\gamma_c > \gamma_m$ (Piran 2004).

El rango de bajas energías del espectro de fotones es $F_\nu \propto \nu^{1/3}$. Esta es una característica del espectro de sincrotrón (Meszaros & Rees (1993);Katz (1994)) independientemente de la forma de la distribución de los electrones.

Los electrones más energéticos se enfrían de manera más rápida y emiten casi toda su energía $\gamma_e m_e c^2$ a su frecuencias de sincrotrón. El número de electrones con está energía va como γ_e^{-p+1} mientras que la energía es proporcional a γ_e^{-p+2} Vedrenne (2009). Mientras que la energía depositada en el rango de frecuencias $\sim \nu_{sin}(\gamma_e) \propto \gamma_e^2$, el flujo queda determinado cómo $F_\nu \propto \gamma_e^{-2} \propto \nu^{-p/2}$.

La parte de más altas energías del espectro de sincrotrón tiene una dependencia con índice espectral de la población de electrones. Ahora, en el rango intermedio, el espectro varía dependiendo del régimen de enfriamiento.

2.3 Radiación Sincrotron auto-Compton

En este proceso, los fotones producidos por electrones via sincrotrón en una región de emisión vuelven a ser reenergizados por el mismo grupo de electrones.

El modelo choque frontal de sincrotrón auto-Compton *SSC* modifica significativamente las características temporales y espectrales de la emisión tardía. La dinámica de la emisión tardía es simulada como un cascarón esferico ultra-relativista y adiábatico que se propaga un medio de densidad homogénea para GRBs cortos (Sari et al. 1998; Sari & Piran 1995; Kumar & Piran 2000; Sari & Piran 1999). En las ondas de choques, los electrones son acelerados considerando el primer mecanismo de Fermi presentan una distribución de ley de potencias, dado por:

$$N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e \quad (2.4)$$

Asumiendo que $\gamma_e \geq \gamma_m$ y $2 < p < 3$, el factor de lorentz mínimo γ_m para la distribución de partículas no-termicas, se puede estimar por:

$$\gamma_m = \varepsilon_e \left(\frac{p-2}{p-1} \right) \frac{m_p}{m_e} \Gamma. \quad (2.5)$$

Donde Γ es el factor de Lorentz del material que se expande, ε_e es la fracción de energía

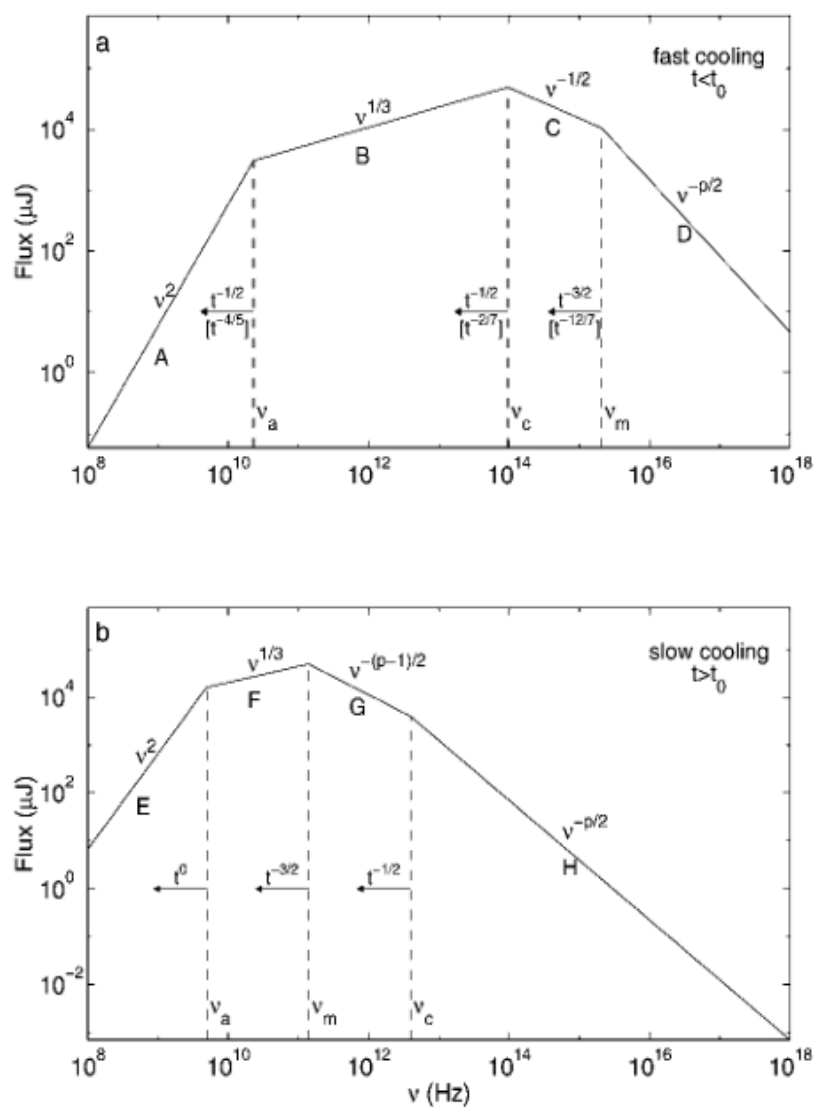


Figure 2.1: Espectro de sincrotrón de un choque relativista con una población de electrones descrita por una ley de potencias en los regímenes de enfriamiento rápido ((Piran 2004)).

interna de los choques que es distribuida a electrones (Sari et al. 1998).

$$\varepsilon_e = \frac{U_e}{(4\Gamma^2 n m_p)} \quad (2.6)$$

donde n es la densidad del medio circundante y U_e la densidad de energía de los electrones.

La razón de la pérdida de energía de un electrón con el factor de Lorentz $\gamma \gg 1$ debido a la radiación SSC es

$$P_{SSC}(\gamma) = \frac{4}{3} \sigma_{TC} \gamma^2 U_{syn} \quad (2.7)$$

donde U_{syn} es la densidad de energía de los fotones producidos por sincrotrón, por convención consideramos que $c = 1$ y $\hbar = 1$ (en unidades naturales).

La intensidad del campo magnético se define como:

$$B = (32\pi m_p \varepsilon_B n)^{1/2} \quad (2.8)$$

donde podemos definir que:

$$\varepsilon_B = \frac{B^2}{(32\pi m_p n)} \quad (2.9)$$

con ε_B como la fracción de la energía total que amplifica el campo magnético.

En el marco de referencia del observador, la frecuencia de los fotones radiados por los electrones con energía $\propto \gamma_{e,i}$ es

$$\nu(\gamma_{e,i}) = \frac{\Gamma}{(1+z)} \frac{q_e B}{2\pi m_e} \gamma_{e,i}^2 \quad (2.10)$$

donde i puede ser el factor de Lorentz mínimo o el factor de Lorentz de enfriamiento de los electrones. El factor de Lorentz para el enfriamiento de los electrones es:

$$\nu(\gamma_{e,c}) = \frac{3m_e}{16\varepsilon_B \sigma_T m_p} \frac{(z+1)}{t_d \Gamma^3 n} \quad (2.11)$$

donde $t_d = \sqrt[3]{\frac{3E(1+z)^3}{32\pi m_p n \Gamma^8}}$ es el tiempo de desaceleración en el sistema de referencia del observador, E es la energía cinética obtenida de la energía isotrópica aparente.

Consideremos la emisión de SSC de primer, segundo, tercer, ..., etc orden definidos por la ecuación 2.12. Para ordenes altos la emisión SSC es significativamente suprimida por el efecto Klein Nishina, esto debido a que la sección transversal de la dispersión de Compton en el régimen de Klein-Nishina disminuye linealmente con la energía de los

fotones (Ecuación 5.87 Zhang (2018)).

$$Y_1 = Y = \frac{P_{SSC,1}}{P_{syn}} \propto \frac{U_{syn}}{U_B}, Y_2 = \frac{P_{SSC,2}}{P_{SSC,1}} \propto \frac{U_{SSC,1}}{U_{syn}} \dots \quad (2.12)$$

donde $U_{SSC,1}$ definidad como la densidad de energía de los fotones producidos en el proceso SSC de primer orden, $P_{SSC,1}$ es la potencia de SSC de primer orden y $P_{SSC,2}$ es la potencia de SSC de segundo orden. Así, la potencia total de emisión de los electrones en el régimen de Thompson se escribe como:

$$P_{total} = P_{syn} + P_{SSC,1} + P_{SSC,2} + \dots = P_{syn}(1 + Y_1 + Y_1Y_2 + \dots) \quad (2.13)$$

Tanto para la emisión tardía como para la emisión rápida en el rango de energía de sub-MeV, la emisión de los rayos gamma es atribuida a radiación de síncrotrón, entonces la contribución de radiación SSC puede ser despreciada. Tomando el caso de emisión de SSC de primer orden y el parámetro Y (es la relación de luminosidad, para una dispersión simple (Sari & Esin 2001) que conecta los parámetros micro físicos del choque con los procesos SSC se escribe que:

$$Y \equiv \frac{L_{SSC}}{L_{syn}} = \frac{U_{syn}}{U_B} = \frac{\eta_e U_e / (1 + Y)}{U_B} = \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B (1 + Y)} \quad (2.14)$$

donde η_e es la eficiencia de radiación del electrón. Resolviendo la ecuación 2.14 la solución de Y es:

$$Y = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4\eta_e \epsilon_e / \epsilon_B}}{2} \quad (2.15)$$

Esta solución tiene dos límites importantes:

$$Y = \begin{cases} \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B}, & \text{si } \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} \ll 1, \\ (\frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B})^{1/2}, & \text{si } \frac{\eta_e \epsilon_e}{\epsilon_B} \gg 1. \end{cases}$$

donde $\eta_e = (\gamma_e / \gamma_m)^{2-p}$ para el regimen de enfriamiento lento y $\eta_e = 1$ para el regimen de enfriamiento rápido.

Las dispersión de fotones síncrotrón por los electrones en la región de choque frontal se describe según las ecuaciones:

$$E_m = \gamma_m E_m(syn) \quad E_c = \gamma_c E_c(syn) \quad \text{y} \quad F_{max} \sim \sigma_T R n F_{max}(syn) \quad (2.16)$$

Con $R = (3Et_d/(2\pi(1+z)n m_p))^4$ es el radio del choque esférico. Las relaciones para $E_m(syn)$, $E_c(syn)$ y $F_{max}(syn)$ se obtienen combinando las ecuaciones 2.5, 2.10 y 2.11, considerando que el pico máximo en el espectro $P_{v,max}$ ocurre en $\nu(\gamma_e)$.

De las anteriores consideraciones obtenemos para el proceso de emisión SSC la energía característica, de enfriamiento y el flujo observado (ver capítulo 5) a una distancia D de la fuente. Las curvas de luz determinadas para los regímenes de enfriamiento rápido y lento para este modelo se muestran en capítulo 5)

Con el modelo SSC queremos ver cuanto se restringe los parámetros microfísicos ε_e y ε_B relacionados con la energía de aceleración de electrones y amplificar del campo magnético y la densidad n del ambiente circundante. En la sección 4 asumiendo un límite superior igual para las 10 ventanas de tiempo consecutivas de 0 a 20 s, una energía Klein Nishina $E_{KN} = 1$ TeV y una energía de observación de 500 GeV, mostramos que con estas condiciones se excluye una cuarta parte de los casos de enfriamiento rápido, casi ninguno de los casos de enfriamiento lento y la mitad del caso de transición como se muestra en la figura 1. Además, mostramos que el espacio de parámetros está mayormente restringido para la Ley de potencia media y alta energía del régimen de enfriamiento rápido, ya sea en el caso puro de enfriamiento rápido o en el caso de transición. El número resultante de casos en cada ley de potencia para el régimen de enfriamiento rápido, lento y de transición de enfriamiento rápido a enfriamiento lento se muestra en Pérez Araujo et al. (2021)

Método de Análisis

HAWC clasifica los eventos en 10 bins, de acuerdo a la fracción de fotomultiplicadores (por su siglas en inglés PMTs) que participan en un evento y la energía estimada de dicho evento. Este método produce resultados más estables que considerar el número absoluto de PMT en un evento, ya que compensa los cambios del detector. El umbral de disparó actual de HAWC permite eventos que dispararán una fracción menor de PMTs que las consideradas en el análisis. Los eventos en intervalos con fracción de PMTs disparados corresponden en promedio a partículas primarias de mayor energía tienen una mejor función de dispersión de puntos (PSF) y una mejor separación de Gamma/Hadron (GH). La PSF se obtiene ponderando por la tasa esperada en un ángulo cenital dado, es decir,

$$PSF(r; RA, Dec) = \int on(t) \frac{dN}{dt}(\theta(t)) PSF(r, \theta(t)) dt \quad (3.1)$$

donde $PSF(r)$ representa la probabilidad de reconstruir un evento a una distancia angular r de la verdadera posición de la fuente, $on(1)$ es igual a 1 cuando tomamos datos reales y es cero en caso contrario, y $\frac{dN}{dt}$ es el exceso esperado por unidad de tiempo en un ángulo cenital dado en la trayectoria de la fuente $\theta(t)$.

Los cortes de separación de GH se encontraron optimizando la significancia estadística de la nebulosa del cangrejo (Crab, por sus siglas en inglés) utilizando aproximadamente el 60% del conjunto de datos. En los intervalos de tamaño 1 a 9, las variables de corte están bien determinadas, dentro de las incertidumbres sistemáticas, utilizando simulaciones de Monte Carlo de las cascadas de partículas secundarias de rayos gamma y cósmicos, y una simulación detallada del detector. Hay una discrepancia en el tamaño del contenedor 0 y, en este momento, no hay disponible ningún conjunto confiable de cortes de separación de GH para este contenedor. Esta es la razón por el cual los eventos en el contenedor 0 y los eventos de umbral se excluyeron del análisis Crab. Detalles sobre la sensibilidad, cortes,

rechazo de fondo e incertidumbres sistemáticas se puede encontrar en Abeysekara et al. (2017).

3.1 Selección de Eventos

En este análisis, se combinan los bins del 1 al 9 con los cortes de separación GH correspondientes al bin 1 del análisis del Crab. Los fotones VHE se atenúan debido a las interacciones con la luz de fondo extragaláctica (EBL), por lo que se espera que la mayor parte de la señal de un GRB sea de baja energía. Por lo tanto, la señal esperada está dominada por el intervalo más bajo y se espera que la ganancia de un análisis de múltiples bins con cortes de separación GH para cada intervalo sea pequeña.

3.2 Circulo de búsqueda y Duración de la búsqueda

Se emplea el método clásico **ON/OFF** (el procedimiento típico es rastrear una fuente candidata donde la fuente este dentro del campo de visión y luego donde no este dentro del campo de visión, usado en el observatorio Whipple Weekes et al. (1989)), que consiste en definir un círculo de búsqueda alrededor de la posición del GRB, determinar un número estimado de eventos de fondo que aparecerán en él y finalmente calcular el número de eventos por encima del fondo en el círculo de búsqueda. El valor p , que es la probabilidad de obtener tantos o más conteos del fondo que los del círculo de búsqueda, se calcula asumiendo una distribución de Poisson con el fondo estimado.

El tamaño del círculo de búsqueda en el análisis actual también se puede optimizar usando simulaciones de cascadas de rayos gamma en diferentes ángulos cenitales. conforme el corrimiento al rojo aumenta, la señal del GRB está más dominada por rayos gamma de menor energía y peor resolución angular, por lo que aumenta el círculo de búsqueda óptimo. Para los GRB históricos excepcionales mencionados anteriormente, es decir, el GRB 130427A ($z = 0,34$), un círculo de búsqueda de 0.8° es óptimo, mientras que el GRB 090510 ($z = 0.903$) y GRB 090902B ($z = 1.8$), el círculo de búsqueda óptimo es 1.0° . Para el GRB 130427A, se realiza un círculo de búsqueda 1.0° solo marginalmente peor ($< 10\%$), y dado que el corrimiento al rojo sigue siendo desconocido para la mayoría de los GRB, el intervalo angular se elige de forma conservadora para que sea 1.0° . El círculo de búsqueda óptimo no depende mucho del ángulo cenital del GRB.

Para inspeccionar los datos de HAWC en busca de posibles emisiones provenientes de un GRB, se utilizan tres métodos: el primer método es centrar la búsqueda en el tiempo de

disparo del GRB (de $-T_{90}$ a $2 \times T_{90}$) y buscar la emisión utilizando una ventana deslizante; el segundo método es buscar la emisión en tres ventanas de tiempo de diferente duración (T_{90} , $3 \times T_{90}$, $10 \times T_{90}$ para GRBs largos y T_{90} , 6 segundos y 20 segundos para GRBs cortos); y el último método es calcular la significancia de la emisión en diez ventanas de tiempo consecutivas de duración de T_{90} y 2 segundos, tanto para GRB largos y GRB cortos. Tomando en cuenta las curvas de luz (ver sección “SSC Forward-shock Model” en 5), la búsqueda se optimizó para el tercer método (10 ventanas de tiempo consecutivos de 2 segundos) para la detección de una posible emisión tardía de GRB cortos.

3.3 Estimación del fondo de radiación

En el método **ON/OFF** el fondo se estima en el círculo de búsqueda usando observaciones como las que se muestran en la Figura 3.1. En el tiempo cero, el círculo de búsqueda se centra en la posición del GRB y lo sigue durante la búsqueda (observación). Para los otros tiempos, el círculo de búsqueda se compensa en ascensión recta por múltiplos de la duración de la búsqueda (fuera del círculo de observación), observando así un campo vacío del cielo que cubre los mismos ángulos cenitales que la observación en un momento diferente. Las observaciones están disponibles antes y después del GRB, gracias a la toma continua de datos de HAWC.

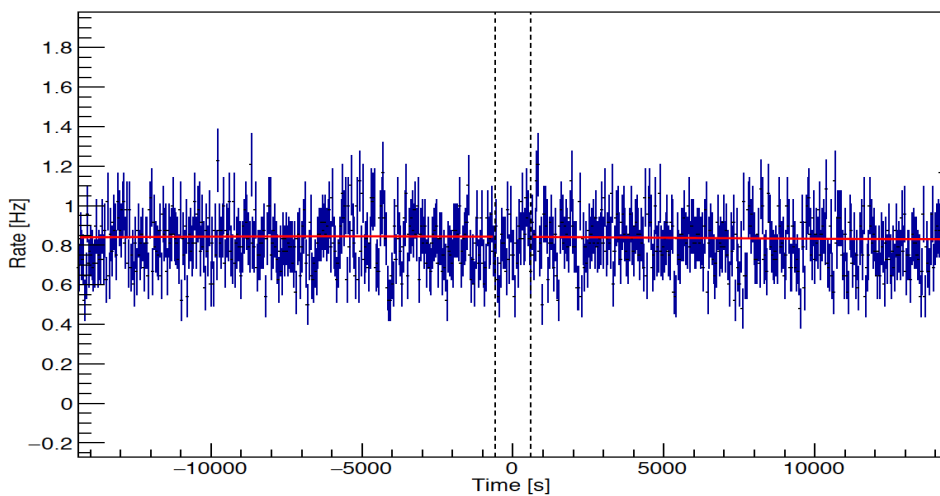


Figure 3.1: Tasa de eventos en intervalos de ancho $T_{90} = 48.0$ s para las observaciones dentro (a tiempo cero) y fuera del círculo de búsqueda antes y después del tiempo de disparo de GRB 151228B (ángulo cenital ~ 11). La línea roja muestra el modelo de fondo que se crea al escalar la tasa de eventos de todo el cielo. Las líneas discontinuas verticales muestran la región donde los datos no se usan para escalar el modelo de fondo.

3.4 Cálculo de límites superiores

Incluso cuando una búsqueda da un resultado nulo, aún podemos estimar un rango de valores de flujo que son consistentes con los datos. En este trabajo nosotros usamos el límite del borde superior de los intervalos de confianza frecuentistas (Patrignani et al. 2016) y proporcionamos un intervalo de confianza del 90%. Estos son intervalos construidos para incluir el valor verdadero del flujo con una probabilidad mayor o igual a un nivel específico, llamado probabilidad de cobertura (PC). En el enfoque de intervalo frecuentista, la PC no es un intervalo fijo. Sin embargo, el intervalo de confianza depende de los datos y, por lo tanto, fluctuará si se repite el experimento. La PC se refiere a al número de intervalos que contienen el valor verdadero del flujo. Nosotros usamos el primer principio de ordenamiento de relación de probabilidad (likelihood) descrito por Feldman & Cousins (1998) para seleccionar este rango, el cual consiste en clasificar en orden ascendente en función de la prueba estadística (ΔTS) entre el valor de flujo real y el valor que maximiza a TS . Esta restringido a valores físicamente permitidos, es decir, flujos positivos. Los datos de HAWC se ajustan utilizando el enfoque de máxima likelihood para encontrar el flujo físico de fotones. En este enfoque, la likelihood de las observaciones se encuentra bajo dos hipótesis “mezcladas” en las que se fija una cantidad de parámetros libres en un modelo. Construimos la likelihood de nuestras observaciones bajo una hipótesis nula \mathcal{L}_{nula} , y una hipótesis alternativa, \mathcal{L}_{alt} , con parámetros libres adicionales que no están en el modelo de hipótesis nula. Si el modelo nulo es verdadero, la prueba estadística, $TS = -2\ln(\mathcal{L}_{nula}/\mathcal{L}_{alt})$, se distribuirá como una distribución χ^2 con un número de grados de libertad igual al número de parámetros libres adicionales en el modelo alternativo, permitiendo una descripción cuantitativa de cuánta mejora proporcionan los parámetros adicionales. La likelihood es formada sobre un pequeño círculo de radio de 1° grado desde la fuente Abeysekara et al. (2017).

Se reporta el límite superior del intervalo de confianza como un límite superior del flujo y se omite el límite inferior (es cero o insignificante para una detección nula).

Restricciones en la emisión de rayos gamma de muy alta energía con HAWC.

Proceeding of science, 37th international cosmic ray conference (ICRC 2021)
July 12th-23rd, 2021, online-Berlin-Germany, Poster-Contribución

En colaboración con:

M. M. González, N. Fraijan,

En este análisis presentamos las curvas de luz teóricas para el modelo SSC cuando el flujo de salida relativista se desacelera en un medio circunestelar homogéneo. Mostramos las curvas de luz esperadas cuando el proceso SSC se encuentra en el régimen de enfriamiento rápido, lento y la transición del enfriamiento rápido a lento. Hemos considerado un GRB hipotético a un corrimiento al rojo de $z= 0.3$ que podría haber sido detectado por Fermi-GBM y seguido por el observatorio HAWC. Consideramos un límite superior de fluence hipotético, de 10^{-6} erg cm⁻² en el rango de energía de 80 – 800 GeV, para restringir los parámetros micro-físicos y la densidad de circunestelar a través de un modelo SSC de choques hacia adelante. El límite superior de flujo se calculó para el índice espectral correspondiente de cada ley de potencia y régimen de enfriamiento. El espacio de parámetros microfísicos se ve más restringido por la ley de potencia de media y alta energía en el régimen de enfriamiento rápido, o ya sea en el régimen de puro enfriamiento (rápido o lento) o en el régimen de transición.

CONSTRAINTS ON THE VERY HIGH ENERGY GAMMA-RAY EMISSION WITH HAWC

Y. Pérez Araujo,^{a,*} M. M. González^a and N. Fraija^a on behalf of the HAWC

Collaboration

(a complete list of authors can be found at the end of the proceedings)

^aUniversidad Nacional Autónoma de México,
Street number 3000, México, México

E-mail: yfperez@astro.unam.mx, magda@astro.unam.mx, nifraija@astro.unam.mx

Gamma-ray bursts (GRBs) are among the most luminous sources in the universe. The nature of their emission at TeV energies is one of the most relevant open issues related to these events. The temporal and spectral features inferred from the early and late emissions usually known as prompt and afterglow, respectively, can be interpreted within the context of the fireball model. The synchrotron self-Compton process is expected during the afterglow phase. We explain how the theoretical SSC light curves can be compared with hypothetical upper limit located at $z = 0.3$. We show the allowed parameter space of the microphysical parameters and density of the circumburst medium. The most restrictive results are obtained when the SSC process lies in the fast cooling regime.

37th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2021)
July 12th – 23rd, 2021
Online – Berlin, Germany

*Presenter

1. Introduction

Gamma-ray bursts (GRBs) are the most luminous gamma-ray transient events in the Universe [1]. GRBs are mainly associated with the core collapse of massive stars or the merger of compact object binaries when the duration of their main emission is longer or less than few seconds, respectively [2–5]. The temporal and spectral features inferred from the early and late emissions usually known as prompt and afterglow, respectively, can be interpreted within the context of the fireball model [6]. Within this framework model, the prompt emission is described by internal shocks [7, 8] and magnetic re-connections [9], which convert a significant fraction of the kinetic and magnetic energy into radiation, and the afterglow is generated by the deceleration of the outflow in the circumburst medium [10].

The Large Area Telescope (LAT) instrument on board the Fermi satellite (Fermi-LAT; [11]) has detected high-energy emissions, from hundreds of MeV to a few GeV. These emissions are not consistent with an extrapolation of the prompt emission at keV-MeV energies and come late and has different temporal evolution (eg, [12, 13]). Also, 100-400 GeV photons were associated with the afterglow emission observations of the GRB180720B reported by H.E.S.S [14]. Lastly, very-high energy (VHE) photons with energies above 300 GeV were detected from the long GRB 190114C [15] by the MAGIC telescopes for more than 1000 s [15].

VHE emission is expected from the nearest and luminous bursts [16, 17], mainly because of its attenuation with the Extragalactic Background Light. During the afterglow phase, relativistic electrons are accelerated in forward shocks and cooled down by synchrotron and synchrotron-self Compton (SSC) processes [18].

Within the synchrotron forward shock model, photons from radio wavelengths to gamma-rays are expected, the SSC model provides photons up to the GeV - TeV energy range [19]. In this work, we focus on short GRBs which are closer than long GRBs to the average redshift of 0.48 and, are likely surrounded by a homogeneous interstellar medium [20]. We obtain expressions for VHE light curves of the afterglow emission in the SSC model assuming a homogeneous medium. We explain how these light curves can be compared with observed upper limits to restrict the microphysical parameters as in the different cooling phases. We show results for a hypothetical burst with X-ray fluence of 5×10^{-7} erg cm⁻² and an upper limit for the VHE fluence in the energy range of hundreds of GeV of 1×10^{-6} erg cm⁻². These values were chosen since they are typical for bursts observed by Fermi-GBM and the HAWC observatory, two monitor instruments.

2. SSC Model

We have extended the model presented by [21] where the spectrum and light curves for the synchrotron radiation are developed in detailed. The SSC is developed by [22] and extended for the slow cooling regime by [23]. For the SSC scenario, in [24] we present the computation of the spectral breaks, the maximum flux and the light curves for non-relativistic fast and slow cooling regimes. These calculations assume a photon spectrum described by three power-laws defined by the characteristic (E_m) and cooling (E_c) synchrotron energy breaks and an electron spectral index of $p = 2.4$. An expression for the energy break (E_{KN}) in the Klein-Nishina (KN) regime is also given. The required information to obtain the theoretical light curves is the apparent isotropic

kinetic energy of the blast wave (E_{iso}), the density of surrounding medium (n), the redshift (z), the luminosity distance (D_z) from the burst to the Earth, the fraction of energy given to the magnetic field (ϵ_B) and electrons (ϵ_e). Figure 1 shows examples of theoretical SSC light curves. As observed, some light curves appear sharp while others are wider in time. The start time is a parameter chosen between 1 and 20 seconds, and together with the density of the surrounding medium and the kinetic energy, define the bulk Lorentz factor. We assume an efficiency of 20% between the kinetic and radiated energy.

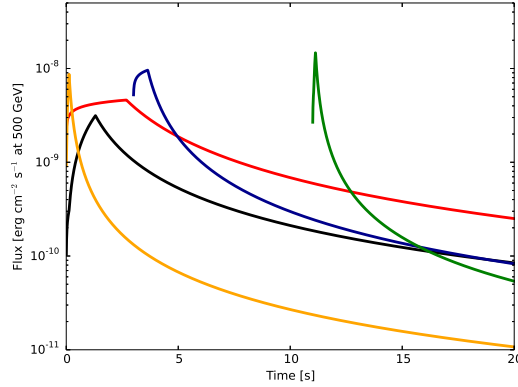


Figure 1: For illustrative purposes the flux as a function of time predicted by the SSC model as described in red, blue and green lines show the theoretical light curves in the fast cooling regime assuming different combination of microphysical parameters ($[\epsilon_B=1.4 \times 10^{-2}, \epsilon_e=2.6 \times 10^{-2}]$, $[\epsilon_B=6.5 \times 10^{-3}, \epsilon_e=1.3 \times 10^{-2}]$ and $[\epsilon_B=5.7 \times 10^{-4}, \epsilon_e=7.1 \times 10^{-3}]$, respectively) and different start times ($t_{\text{start}} = 0$ sec, $t_{\text{start}} = 3$ seconds and $t_{\text{start}} = 11$ sec, respectively). Slow cooling regime light curves are plotted in orange and black are derived assuming $[\epsilon_B=1.9 \times 10^{-4}, \epsilon_e=8.0 \times 10^{-3}]$ and $[\epsilon_B=7.8 \times 10^{-6}, \epsilon_e=4.5 \times 10^{-2}]$, respectively. For all the cases we assume a redshift of $z = 0.3$, $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ and the isotropic energy of $E_{\text{iso}} = 3.6 \times 10^{51}$ erg.

For the analysis presented here, we have defined three cases: purely fast cooling, purely fast cooling and the transition regimes. The pure fast cooling regime is defined when $E_m > E_c$ from 0 to 20 seconds. The purely slow cooling regime is defined when $E_c < E_m$ from 1 to 20 seconds since the VHE emission from afterglow always gets born as fast cooling regime. finally, the transition regime is defined when the transition from the fast to the slow cooling regime occurs at times later than 1 second and before 20 seconds. Figure 2 shows a histogram of E_m , E_c and E_{KN} . We would like to compare these light curves with observations of VHE instruments then, we require $E_{\text{KN}} > 1$ TeV and the observation energy equals to 500 GeV. This restriction excludes a quarter of the fast cooling cases, almost none of the slow cooling cases, and half of the transition cases. By comparing the number of cases with $E_m > 1$ TeV for fast cooling we can conclude that most of the cases will be in the energy range of $E_c < E < E_m$. Furthermore, in the slow cooling regime, for most of the cases, the observation energy is below E_c thus, a small number of cases will be in the high-energy power law ($E_c < E$). The transition cases show similar distributions for E_m and E_c that crosses at the observation energy.

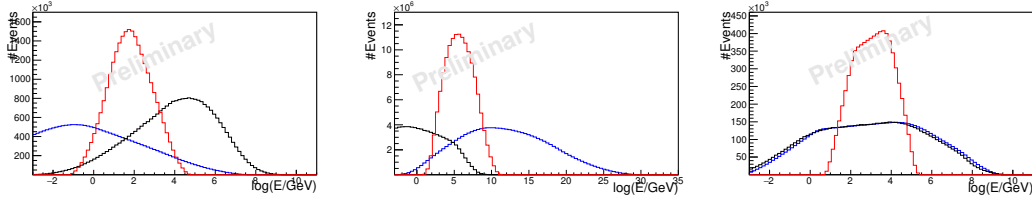


Figure 2: Histogram of SSC energy breaks. Lines in black, blue and red colors show the characteristic, cooling and Klein-Nishina break when SSC process lies in the fast (left), slow (middle) and the transition (right) for fast (left), slow (middle) and transition (right) cooling cases.

3. Analysis and Results

We calculate the theoretical light curves varying the parameters ϵ_B , ϵ_c and n within the ranges of $[10^{-6}, 10^{-1}]$, $[10^{-2}, 10^{-1}]$ and $[10^{-6}, 10^3] \text{ cm}^{-3}$, respectively [25]. To show the potential of the analysis, we have assumed a hypothetical GRB that could be observed by Fermi-GBM and followed up by the HAWC observatory. A typical Fermi-GBM burst in the field of view of HAWC would have an X-ray fluence of $5 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2}$ and a HAWC upper limit for the fluence in the energy range of 80-800 GeV of $1 \times 10^{-6} \text{ erg cm}^{-2}$ for a short burst as GRB 170206A in a time window of 2 seconds [26]. Then, we have assumed an equal upper limit for ten consecutive time windows from 0 to 20 seconds and compare them to the theoretical light curves at the observation energy of 500 GeV. It is important to mention that in a real case, the observational flux upper limit should be calculated for the corresponding spectral index depending of the cooling regime and its respective power law. We assume $z = 0.3$, similar to the average value expected for short GRBs [20].

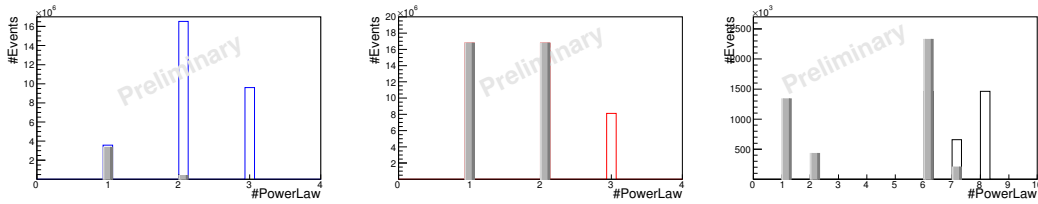


Figure 3: Number of cases (depending of the model parameters) that yield in the lower-energy (values 1 and 6), middle (values 2 and 7) and high-energy (values 3 and 8) power law for each cooling regime.

The resulted number of cases in each power law for fast, slow and transition from fast to slow cooling regime is shown in Figure 3. As observed, the parameter space is mostly restricted for the middle- and high- energy power laws of the fast cooling regime, either in the purely case or the transition case. The allowed values of parameter space for fast, transition and slow cases are shown in Figures 4, 5 and 6. .

4. Conclusions

We have presented the theoretical SSC light curves when the relativistic outflow decelerates in homogeneous circumstellar medium. We have shown the expected light curves when the SSC process lies in the fast, slow and the transition from fast to slow cooling regime. We have considered

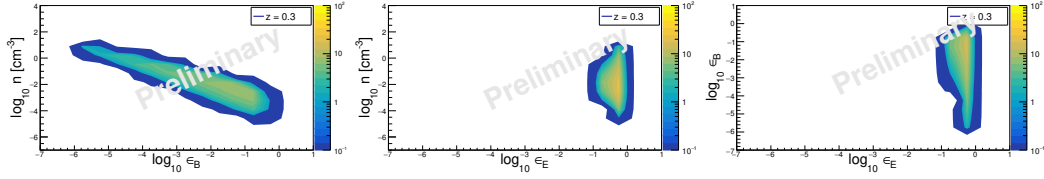


Figure 4: Allowed values for microphysical parameter ϵ_B , ϵ_e and density of the external medium when the SSC process lies in a fast cooling regime

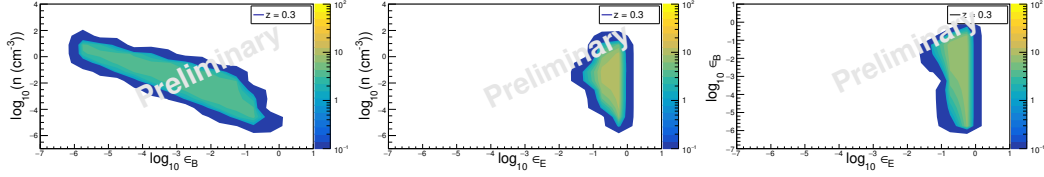


Figure 5: The same as Figure 4, but for a transition between fast to slow cooling regime.

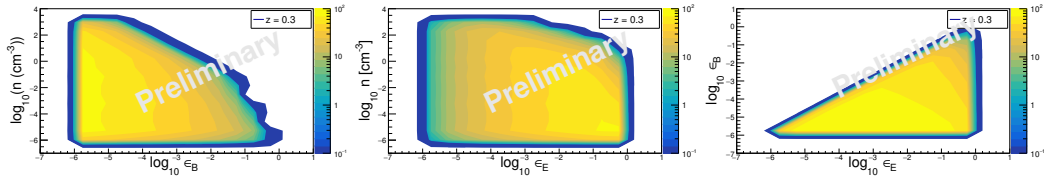


Figure 6: The same as Figure 4, but for a slow-cooling regime.

a hypothetical GRB located at $z = 0.3$ which could have been detected by Fermi-GBM and followed by the HAWC observatory. We have considered an hypothetical flux upper limit to constrain the microphysical parameters and the circumburst density through a SSC forward shock model. The flux upper limit was calculated for the corresponding spectral index of each power law and cooling regime. We found that the parameter space is mostly constrained for the middle- and high-energy power law of the fast cooling regime, either in the purely (fast or slow) regime or the transition regime.

Acknowledgments

We acknowledge the support from: the US National Science Foundation (NSF); the US Department of Energy Office of High-Energy Physics; the Laboratory Directed Research and Development (LDRD) program of Los Alamos National Laboratory; Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), México, grants 271051, 232656, 260378, 179588, 254964, 258865, 243290, 132197, A1-S-46288, A1-S-22784, cátedras 873, 1563, 341, 323, Red HAWC, México; DGAPA-UNAM grants IG101320, IN111716-3, IN111419, IA102019, IN110621, IN110521; VIEP-BUAP; PIFI 2012, 2013, PROFOCIE 2014, 2015; the University of Wisconsin Alumni Research Foundation; the Institute of Geophysics, Planetary Physics, and Signatures at Los Alamos National Laboratory; Polish Science Centre grant, DEC-2017/27/B/ST9/02272; Coordinación de la Investigación Científica

de la Universidad Michoacana; Royal Society - Newton Advanced Fellowship 180385; Generalitat Valenciana, grant CIDEAGENT/2018/034; Chulalongkorn University's CUniverse (CUAASC) grant; Coordinación General Académica e Innovación (CGAI-UdeG), PRODEP-SEP UDG-CA-499; Institute of Cosmic Ray Research (ICRR), University of Tokyo, H.F. acknowledges support by NASA under award number 80GSFC21M0002. We also acknowledge the significant contributions over many years of Stefan Westerhoff, Gaurang Yodh and Arnulfo Zepeda Dominguez, all deceased members of the HAWC collaboration. Thanks to Scott Delay, Luciano Díaz and Eduardo Murrieta for technical support.

References

- [1] P. Kumar and B. Zhang, *The physics of gamma-ray bursts & relativistic jets*, *PhysRep* **561** (2015) 1 [1410.0679].
- [2] T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, Kouveliotou and et al., *An unusual supernova in the error box of the γ -ray burst of 25 April 1998*, *Nat* **395** (1998) 670 [astro-ph/9806175].
- [3] V.V. Usov, *Millisecond pulsars with extremely strong magnetic fields as a cosmological source of gamma-ray bursts*, *Nat* **357** (1992) 472.
- [4] J.S. Bloom, S.R. Kulkarni, S.G. Djorgovski, A.C. Eichelberger, P. Côté and et al., *The unusual afterglow of the γ -ray burst of 26 March 1998 as evidence for a supernova connection*, *Nat* **401** (1999) 453 [astro-ph/9905301].
- [5] R.C. Duncan and C. Thompson, *Formation of Very Strongly Magnetized Neutron Stars: Implications for Gamma-Ray Bursts*, *ApJL* **392** (1992) L9.
- [6] G. Cavallo and M.J. Rees, *A qualitative study of cosmic fireballs and gamma -ray bursts.*, *MNRAS* **183** (1978) 359.
- [7] M.J. Rees and P. Meszaros, *Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts*, *ApJL* **430** (1994) L93 [astro-ph/9404038].
- [8] S. Kobayashi, T. Piran and R. Sari, *Can Internal Shocks Produce the Variability in Gamma-Ray Bursts?*, *ApJ* **490** (1997) 92 [astro-ph/9705013].
- [9] J.C. Wheeler, I. Yi, P. Höflich and L. Wang, *Asymmetric Supernovae, Pulsars, Magnetars, and Gamma-Ray Bursts*, *ApJ* **537** (2000) 810 [astro-ph/9909293].
- [10] R.L. Becerra, A.M. Watson, W.H. Lee and et al, *Photometric Observations of Supernova 2013cq Associated with GRB 130427A*, *ApJ* **837** (2017) 116 [1702.04762].
- [11] W. Atwood, A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson and et al., *The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission*, *ApJ* **697** (2009) 1071 [0902.1089].
- [12] M. Ackermann, M. Ajello, W. Atwood, L. Baldini and a.e. Ballet, *Fermi LAT observations of cosmic-ray electrons from 7 GeV to 1 TeV*, *PRD* **82** (2010) 092004 [1008.3999].

- [13] M. Ackermann, M. Ajello, K. Asano, W.B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini et al., *Fermi-LAT Observations of the Gamma-Ray Burst GRB 130427A*, *Science* **343** (2014) 42 [1311.5623].
- [14] H. Abdalla, R. Adam, F. Aharonian, F. Ait Benkhali, E.O. Angüner and et al., *A very-high-energy component deep in the γ -ray burst afterglow*, *Nat* **575** (2019) 464 [1911.08961].
- [15] R. Mirzoyan, *First time detection of a GRB at sub-TeV energies; MAGIC detects the GRB 190114C*, *The Astronomer's Telegram* **12390** (2019) 1.
- [16] N. Fraija, P. Veres, P. Beniamini and et al., *On the origin of the multi-GeV photons from the closest burst with intermediate luminosity: GRB 190829A*, *arXiv e-prints* (2020) arXiv:2003.11252 [2003.11252].
- [17] N. Fraija, A.C.C.d.E.S. Pedreira and et al., *Modeling the Observations of GRB 180720B: from Radio to Sub-TeV Gamma-Rays*, *ApJ* **885** (2019) 29 [1905.13572].
- [18] N. Fraija, R. Barniol Duran and P. Beniamini, *Synchrotron Self-Compton as a Likely Mechanism of Photons beyond the Synchrotron Limit in GRB 190114C*, *ApJ* **883** (2019) 162 [1907.06675].
- [19] B. Zhang and P. Mészáros, *High-Energy Spectral Components in Gamma-Ray Burst Afterglows*, *ApJ* **559** (2001) 110 [astro-ph/0103229].
- [20] E. Berger, *Short-Duration Gamma-Ray Bursts*, *ARA&A* **52** (2014) 43 [1311.2603].
- [21] R. Sari, T. Piran and R. Narayan, *Spectra and Light Curves of Gamma-Ray Burst Afterglows*, *ApJL* **497** (1998) L17 [astro-ph/9712005].
- [22] A. Panaitescu and P. Mészáros, *Gamma-Ray Bursts from Upscattered Self-absorbed Synchrotron Emission*, *ApJL* **544** (2000) L17 [astro-ph/0009309].
- [23] P. Kumar and T. Piran, *Some Observational Consequences of Gamma-Ray Burst Shock Models*, *ApJ* **532** (2000) 286 [astro-ph/9906002].
- [24] S. Dichiara, M. Magdalena González, N. Fraija, I. Torres, Delia Becerril and et al., *Search of extended or delayed TeV emission from GRBs with HAWC*, in *35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017)*, vol. 301 of *International Cosmic Ray Conference*, p. 620, Jan., 2017 [1709.06488].
- [25] R. Santana, R. Barniol Duran and P. Kumar, *Magnetic Fields in Relativistic Collisionless Shocks*, *ApJ* **785** (2014) 29 [1309.3277].
- [26] R. Alfaro, C. Alvarez, J.D. Álvarez, R. Arceo, J.C. Arteaga-Velázquez, D. Avila Rojas et al., *Search for Very-high-energy Emission from Gamma-Ray Bursts Using the First 18 Months of Data from the HAWC Gamma-Ray Observatory*, *ApJ* **843** (2017) 88 [1705.01551].

Full Authors List: HAWC Collaboration

A.U. Abeysekara⁴⁸, A. Albert²¹, R. Alfaro¹⁴, C. Alvarez⁴¹, J.D. Álvarez⁴⁰, J.R. Angeles Camacho¹⁴, J.C. Arteaga-Velázquez⁴⁰, K. P. Arunbabu¹⁷, D. Avila Rojas¹⁴, H.A. Ayala Solares²⁸, R. Babu²⁵, V. Baghmanyanyan¹⁵, A.S. Barber⁴⁸, J. Becerra Gonzalez¹¹, E. Belmont-Moreno¹⁴, S.Y. BenZvi²⁹, D. Berley³⁹, C. Brisbois³⁹, K.S. Caballero-Mora⁴¹, T. Capistrán¹², A. Carramiñana¹⁸, S. Casanova¹⁵, O. Chaparro-Amaro³, U. Cotti⁴⁰, J. Cotzomi⁸, S. Coutiño de León¹⁸, E. De la Fuente⁴⁶, C. de León⁴⁰, L. Díaz-Cruz⁸, R. Diaz Hernandez¹⁸, J.C. Díaz-Vélez⁴⁶, B.L. Dingus²¹, M. Durocher²¹, M.A. DuVernois⁴⁵, R.W. Ellsworth³⁹, K. Engel³⁹, C. Espinoza¹⁴, K.L. Fan³⁹, K. Fang⁴⁵, M. Fernández Alonso²⁸, B. Fick²⁵, H. Fleischhack^{51,11,52}, J.L. Flores⁴⁶, N.I. Fraija¹², D. Garcia¹⁴, J.A. García-González²⁰, J. L. García-Luna⁴⁶, G. García-Torales⁴⁶, F. Garfías¹², G. Giacinti²², H. Goksu²², M.M. González¹², J.A. Goodman³⁹, J.P. Harding²¹, S. Hernandez¹⁴, I. Herzog²⁵, J. Hinton²², B. Hona⁴⁸, D. Huang²⁵, F. Hueyotl-Zahuantitla⁴¹, C.M. Hui²³, B. Humensky³⁹, P. Hüntemeyer²⁵, A. Iriarte¹², A. Jardin-Blicq^{22,49,50}, H. Jhee⁴³, V. Joshi⁷, D. Kieda⁴⁸, G. J. Kunde²¹, S. Kunwar²², A. Lara¹⁷, J. Lee⁴³, W.H. Lee¹², D. Lennarz⁹, H. León Vargas¹⁴, J. Linnemann²⁴, A.L. Longinotti¹², R. López-Coto¹⁹, G. Luis-Raya⁴⁴, J. Lundeen²⁴, K. Malone²¹, V. Marandon²², O. Martínez⁸, I. Martínez-Castellanos³⁹, H. Martínez-Huerta³⁸, J. Martínez-Castro³, J.A.J. Matthews⁴², J. McEnery¹¹, P. Miranda-Romagnoli³⁴, J.A. Morales-Soto⁴⁰, E. Moreno⁸, M. Mostafá²⁸, A. Nayerhoda¹⁵, L. Nellen¹³, M. Newbold⁴⁸, M.U. Nisa²⁴, R. Noriega-Papaqui³⁴, L. Olivera-Nieto²², N. Omodei³², A. Peisker²⁴, Y. Pérez Araujo¹², E.G. Pérez-Pérez⁴⁴, C.D. Rho⁴³, C. Rivière³⁹, D. Rosa-Gonzalez¹⁸, E. Ruiz-Velasco²², J. Ryan²⁶, H. Salazar⁸, F. Salesa Greus^{15,53}, A. Sandoval¹⁴, M. Schneider³⁹, H. Schoorlemmer²², J. Serna-Franco¹⁴, G. Sinnis²¹, A.J. Smith³⁹, R.W. Springer⁴⁸, P. Surajbali²², I. Taboada⁹, M. Tanner²⁸, K. Tollefson²⁴, I. Torres¹⁸, R. Torres-Escobedo³⁰, R. Turner²⁵, F. Ureña-Mena¹⁸, L. Villaseñor⁸, X. Wang²⁵, I.J. Watson⁴³, T. Weisgarber⁴⁵, F. Werner²², E. Willox³⁹, J. Wood²³, G.B. Yodh³⁵, A. Zepeda⁴, H. Zhou³⁰

¹Barnard College, New York, NY, USA, ²Department of Chemistry and Physics, California University of Pennsylvania, California, PA, USA, ³Centro de Investigación en Computación, Instituto Politécnico Nacional, Ciudad de México, México, ⁴Physics Department, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN, Ciudad de México, México, ⁵Colorado State University, Physics Dept., Fort Collins, CO, USA, ⁶DCI-UDG, Leon, Gto, México, ⁷Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Friedrich Alexander Universität, Erlangen, BY, Germany, ⁸Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, México, ⁹School of Physics and Center for Relativistic Astrophysics, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, USA, ¹⁰School of Physics Astronomy and Computational Sciences, George Mason University, Fairfax, VA, USA, ¹¹NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA, ¹²Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹³Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹⁴Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹⁵Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Krakow, Poland, ¹⁶Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, ¹⁷Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹⁸Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzintla, Puebla, México, ¹⁹INFN Padova, Padova, Italy, ²⁰Tecnologico de Monterrey, Escuela de Ingeniería y Ciencias, Ave. Eugenio Garza Sada 2501, Monterrey, N.L., 64849, México, ²¹Physics Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA, ²²Max-Planck Institute for Nuclear Physics, Heidelberg, Germany, ²³NASA Marshall Space Flight Center, Astrophysics Office, Huntsville, AL, USA, ²⁴Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, MI, USA, ²⁵Department of Physics, Michigan Technological University, Houghton, MI, USA, ²⁶Space Science Center, University of New Hampshire, Durham, NH, USA, ²⁷The Ohio State University at Lima, Lima, OH, USA, ²⁸Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA, USA, ²⁹Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY, USA, ³⁰Tsung-Dao Lee Institute and School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, China, ³¹Sungkyunkwan University, Gyeonggi, Rep. of Korea, ³²Stanford University, Stanford, CA, USA, ³³Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, Tuscaloosa, AL, USA, ³⁴Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, Pachuca, Hgo., México, ³⁵Department of Physics and Astronomy, University of California, Irvine, Irvine, CA, USA, ³⁶Santa Cruz Institute for Particle Physics, University of California, Santa Cruz, Santa Cruz, CA, USA, ³⁷Universidad de Costa Rica, San José, Costa Rica, ³⁸Department of Physics and Mathematics, Universidad de Monterrey, San Pedro Garza García, N.L., México, ³⁹Department of Physics, University of Maryland, College Park, MD, USA, ⁴⁰Instituto de Física y Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Morelia, Michoacán, México, ⁴¹FCFM-MCTP, Universidad Autónoma de Chiapas, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, México, ⁴²Department of Physics and Astronomy, University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA, ⁴³University of Seoul, Seoul, Rep. of Korea, ⁴⁴Universidad Politécnica de Pachuca, Pachuca, Hgo, México, ⁴⁵Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, USA, ⁴⁶CUCEI, CUCEA, Universidad de Guadalajara, Guadalajara, Jalisco, México, ⁴⁷Universität Würzburg, Institute for Theoretical Physics and Astrophysics, Würzburg, Germany, ⁴⁸Department of Physics and Astronomy, University of Utah, Salt Lake City, UT, USA, ⁴⁹Department of Physics, Faculty of Science, Chulalongkorn University, Pathumwan, Bangkok 10330, Thailand, ⁵⁰National Astronomical Research Institute of Thailand (Public Organization), Don Kaeo, MaeRim, Chiang Mai 50180, Thailand, ⁵¹Department of Physics, Catholic University of America, Washington, DC, USA, ⁵²Center for Research and Exploration in Space Science and Technology, NASA/GSFC, Greenbelt, MD, USA, ⁵³Instituto de Física Corpuscular, CSIC, Universitat de València, Paterna, Valencia, Spain

A.U. Abeyssekara⁴⁸, A. Albert²¹, R. Alfaro¹⁴, C. Alvarez⁴¹, J.D. Álvarez⁴⁰, J.R. Angeles Camacho¹⁴, J.C. Arteaga-Velázquez⁴⁰, K. P. Arunbabu¹⁷, D. Avila Rojas¹⁴, H.A. Ayala Solares²⁸, R. Babu²⁵, V. Baghmanyani¹⁵, A.S. Barber⁴⁸, J. Becerra Gonzalez¹¹, E. Belmont-Moreno¹⁴, S.Y. BenZvi²⁹, D. Berley³⁹, C. Brisbois³⁹, K.S. Caballero-Mora⁴¹, T. Capistrán¹², A. Carramiñana¹⁸, S. Casanova¹⁵, O. Chaparro-Amaro³, U. Cotti⁴⁰, J. Cotzomi⁸, S. Coutiño de León¹⁸, E. De la Fuente⁴⁶, C. de León⁴⁰, L. Diaz-Cruz⁸, R. Diaz Hernandez¹⁸, J.C. Díaz-Vélez⁴⁶, B.L. Dingus²¹, M. Durocher²¹, M.A. DuVernois⁴⁵, R.W. Ellsworth³⁹, K. Engel³⁹, C. Espinoza¹⁴, K.L. Fan³⁹, K. Fang⁴⁵, M. Fernández Alonso²⁸, B. Fick²⁵, H. Fleischhack^{51,11,52}, J.L. Flores⁴⁶, N.I. Fraija¹², D. Garcia¹⁴, J.A. Garcia-González²⁰, J. L. García-Luna⁴⁶, G. García-Torales⁴⁶, F. Garfias¹², G. Giacinti²², H. Goksu²², M.M. González¹², J.A. Goodman³⁹, J.P. Harding²¹, S. Hernandez¹⁴, I. Herzog²⁵, J. Hinton²², B. Hona⁴⁸, D. Huang²⁵, F. Hueyotl-Zahuantla⁴¹, C.M. Hui²³, B. Humensky³⁹, P. Hütemeyer²⁵, A. Iriarte¹², A. Jardin-Blicq^{22,49,50}, H. Jhee⁴³, V. Joshi⁷, D. Kieda⁴⁸, G. J. Kunde²¹, S. Kunwar²², A. Lara¹⁷, J. Lee⁴³, W.H. Lee¹², D. Lennarz⁹, H. León Vargas¹⁴, J. Linnemann²⁴, A.L. Longinotti¹², R. López-Coto¹⁹, G. Luis-Raya⁴⁴, J. Lundeen²⁴, K. Malone²¹, V. Marandon²², O. Martinez⁸, I. Martinez-Castellanos³⁹, H. Martínez-Huerta³⁸, J. Martínez-Castro³, J.A.J. Matthews⁴², J. McEnerly¹¹, P. Miranda-Romagnoli³⁴, J.A. Morales-Soto⁴⁰, E. Moreno⁸, M. Mostafá²⁸, A. Nayerhoda¹⁵, L. Nellen¹³, M. Newbold⁴⁸, M.U. Nisa²⁴, R. Noriega-Papaqui³⁴, L. Olivera-Nieto²², N. Omodei³², A. Peisker²⁴, Y. Pérez Araujo¹², E.G. Pérez-Pérez⁴⁴, C.D. Rho⁴³, C. Rivière³⁹, D. Rosa-Gonzalez¹⁸, E. Ruiz-Velasco²², J. Ryan²⁶, H. Salazar⁸, F. Salesa Greus^{15,53}, A. Sandoval¹⁴, M. Schneider³⁹, H. Schoorlemmer²², J. Serna-Franco¹⁴, G. Sinnis²¹, A.J. Smith³⁹, R.W. Springer⁴⁸, P. Surjibali²², I. Taboada⁹, M. Tanner²⁸, K. Tollefson²⁴, I. Torres¹⁸, R. Torres-Escobedo³⁰, R. Turner²⁵, F. Ureña-Mena¹⁸, L. Villaseñor⁸, X. Wang²⁵, I.J. Watson⁴³, T. Weisgarber⁴⁵, F. Werner²², E. Willox³⁹, J. Wood²³, G.B. Yodh³⁵, A. Zepeda⁴, H. Zhou³⁰

¹Barnard College, New York, NY, USA, ²Department of Chemistry and Physics, California University of Pennsylvania, California, PA, USA, ³Centro de Investigación en Computación, Instituto Politécnico Nacional, Ciudad de México, México, ⁴Physics Department, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN, Ciudad de México, México, ⁵Colorado State University, Physics Dept., Fort Collins, CO, USA, ⁶DCI-UDG, Leon, Gto, México, ⁷Erlangen Centre for Astroparticle Physics, Friedrich Alexander Universität, Erlangen, BY, Germany, ⁸Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, México, ⁹School of Physics and Center for Relativistic Astrophysics, Georgia Institute of Technology, Atlanta, GA, USA, ¹⁰School of Physics Astronomy and Computational Sciences, George Mason University, Fairfax, VA, USA, ¹¹NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, USA, ¹²Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹³Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹⁴Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹⁵Institute of Nuclear Physics, Polish Academy of Sciences, Krakow, Poland, ¹⁶Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brasil, ¹⁷Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, México, ¹⁸Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Tonantzinla, Puebla, México, ¹⁹INFN Padova, Padova, Italy, ²⁰Tecnologico de Monterrey, Escuela de Ingeniería y Ciencias, Ave. Eugenio Garza Sada 2501, Monterrey, N.L., 64849, México, ²¹Physics Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, USA, ²²Max-Planck Institute for Nuclear Physics, Heidelberg, Germany, ²³NASA Marshall Space Flight Center, Astrophysics Office, Huntsville, AL, USA, ²⁴Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, MI, USA, ²⁵Department of Physics, Michigan Technological University, Houghton, MI, USA, ²⁶Space Science Center, University of New Hampshire, Durham, NH, USA, ²⁷The Ohio State University at Lima, Lima, OH, USA, ²⁸Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA, USA, ²⁹Department of Physics and Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY, USA, ³⁰Tsung-Dao Lee Institute and School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai, China, ³¹Sungkyunkwan University, Gyeonggi, Rep. of Korea, ³²Stanford University, Stanford, CA, USA, ³³Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, Tuscaloosa, AL, USA, ³⁴Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, Pachuca, Hgo., México, ³⁵Department of Physics and Astronomy, University of California, Irvine, Irvine, CA, USA, ³⁶Santa Cruz Institute for Particle Physics, University of California, Santa Cruz, Santa Cruz, CA, USA, ³⁷Universidad de Costa Rica, San José, Costa Rica, ³⁸Department of Physics and Mathematics, Universidad de Monterrey, San Pedro Garza García, N.L., México, ³⁹Department of Physics, University of Maryland, College Park, MD, USA, ⁴⁰Instituto de Física y Matemáticas, Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Morelia, Michoacán, México, ⁴¹FCFM-MCTP, Universidad Autónoma de Chiapas, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, México, ⁴²Department of Physics and Astronomy, University of New Mexico, Albuquerque, NM, USA, ⁴³University of Seoul, Seoul, Rep. of Korea, ⁴⁴Universidad Politécnica de Pachuca, Pachuca, Hgo, México, ⁴⁵Department of Physics, University of Wisconsin-Madison, Madison, WI, USA, ⁴⁶CUCEI, CUCEA, Universidad de Guadalajara, Guadalajara, Jalisco, México, ⁴⁷Universität Würzburg, Institute for Theoretical Physics and Astrophysics, Würzburg, Germany, ⁴⁸Department of Physics and Astronomy, University of Utah, Salt Lake City, UT, USA, ⁴⁹Department of Physics, Faculty of Science, Chulalongkorn University, Pathumwan, Bangkok 10330, Thailand, ⁵⁰National Astronomical Research Institute of Thailand (Public Organization), Don Kaeo, MaeRim, Chiang Mai 50180, Thailand, ⁵¹Department of Physics, Catholic University of America, Washington, DC, USA, ⁵²Center for Research and Exploration in Space Science and Technology, NASA/GSFC, Greenbelt, MD, USA, ⁵³Instituto de Física Corpuscular, CSIC, Universitat de València, Paterna, Valencia, Spain

Restricciones en la emisión de rayos gamma de muy alta energía de GRB cortos con HAWC

Artículo publicado en: The Astrophysical Journal, 936:126 (14pp), 2022 September 8
<https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/ac880e>

En este artículo soy autor principal.

En colaboración con:

M. M. González, N. Fraiján, J. R. Sacahui & S. Dichiara

En este artículo se presenta el análisis de GRB cortos en el campo de visión del observatorio HAWC de Diciembre 2014 a Mayo 2020. Para esta muestra se derivaron los límites superiores del flujo. Se utiliza un subconjunto de esta muestra, como los GRB 170206A y GRB 181228A, para restringir los parámetros del modelo (densidad del medio circundante, la energía proporcionada para acelerar los electrones, amplificar el campo magnético y el factor de Lorentz) para un corrimiento al rojo de $z = 0.3$. Se realizaron una serie de pruebas para comprender las dependencias de los corrimientos al rojo, el modelo, el índice espectral y los regímenes de enfriamiento rápido y lento.

Nuestros mejores resultados se encontraron asumiendo un corrimiento al rojo de $z=0.3$ para los GRBs cortos (GRB 170206A y GRB 181228A) con la fluencia más alta en keV. Para estos GRB encontramos que el conjunto de parámetros micro-físicos, así como el factor de Lorentz requerido para

observar la emisión a muy altas energía de los destellos con fluencias en keV. Además, los valores pequeños encontrados para la densidad del medio circundante n son consistentes con los obtenidos después de modelar otros destellos en altas energías.



Constraints on the Very High Energy Gamma-Ray Emission from Short GRBs with HAWC

A. Albert¹ , R. Alfaro² , C. Alvarez³, J. C. Arteaga-Velázquez⁴, K. P. Arunbabu⁵, D. Avila Rojas² , H. A. Ayala Solares⁶ , R. Babu⁷, E. Belmont-Moreno² , C. Brisbois⁷, K. S. Caballero-Mora³ , T. Capistrán⁸ , A. Carramiñana⁹ , S. Casanova¹⁰ , O. Chaparro-Amaro¹¹, U. Cotti⁴, J. Cotzomi¹², S. Coutiño de León¹³ , C. de León⁴ , E. De la Fuente¹⁴ , R. Diaz Hernandez⁹, S. Dichiara¹⁵ , B. L. Dingus¹, M. A. DuVernois¹³ , M. Durocher¹ , J. C. Díaz-Vélez¹⁴ , K. Engel¹⁶ , C. Espinoza² , K. L. Fan¹⁶, N. Fraija⁸ , A. Galván-Gómez⁸ , J. A. García-González¹⁷ , F. Garfias⁸ , M. M. González⁸ , J. A. Goodman¹⁶ , J. P. Harding¹ , S. Hernandez² , B. Hona^{7,18} , D. Huang⁷ , F. Hueyotl-Zahuantitla³ , T. B. Humensky¹⁶, P. Hüntemeyer⁷, A. Iriarte⁸ , V. Joshi¹⁹ , S. Kaufmann²⁰, A. Lara²¹ , W. H. Lee⁸ , H. León Vargas² , J. T. Linnemann²² , A. L. Longinotti⁸ , G. Luis-Raya²⁰ , K. Malone²³ , S. S. Marinelli²², O. Martínez¹² , J. Martínez-Castro¹¹ , J. A. Matthews²⁴ , P. Miranda-Romagnoli²⁵ , J. A. Morales-Soto⁴ , E. Moreno¹² , M. Mostafá⁶ , A. Nayerhoda¹⁰ , L. Nellen²⁶ , M. Newbold¹⁸ , R. Noriega-Papaqui²⁵ , A. Peisker²², Y. Pérez Araujo⁸ , E. G. Pérez-Pérez²⁰ , Z. Ren²⁴, C. D. Rho²⁷ , D. Rosa-González⁹ , M. Rosenberg⁶, J. R. Sacahui²⁸ , H. Salazar¹², F. Salesa Greus^{10,29} , A. Sandoval² , J. Serna-Franco², A. J. Smith¹⁶, R. W. Springer¹⁸ , P. Surajbali¹⁹, O. Tibolla²⁰, K. Tollefson²² , I. Torres⁹ , R. Torres-Escobedo¹⁴ , R. Turner⁷ , L. Villaseñor¹² , X. Wang⁷, E. Willox¹⁶ , A. Zepeda³⁰, and H. Zhou¹

THE HAWC COLLABORATION

¹ Physics Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

² Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, México

³ Universidad Autónoma de Chiapas, Tuxtla Gutiérrez, Chiapas, 29050, México

⁴ Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo, Morelia, 58030, México

⁵ Department of Physics, St. Albert's College (Autonomous), Cochin, 682018 Kerala, India

⁶ Department of Physics, Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA

⁷ Department of Physics, Michigan Technological University, Houghton, MI 49931, USA

⁸ Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, México;

yfperez@astro.unam.mx, nifraija@astro.unam.mx; magda@astro.unam.mx

⁹ Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Puebla, 72840, México

¹⁰ Institute of Nuclear Physics Polish Academy of Sciences, PL-31342 IFJ-PAN, Krakow, Poland

¹¹ Centro de Investigación en Computación, Instituto Politécnico Nacional, México City, 07738, México

¹² Facultad de Ciencias Físico Matemáticas, Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, Puebla, 72570, México

¹³ Department of Physics, University of Wisconsin–Madison, Madison, WI 53706, USA

¹⁴ Departamento de Física, Centro Universitario de Ciencias Exactas e Ingenierías, Universidad de Guadalajara, Guadalajara, 44430, México

¹⁵ Department of Astronomy and Astrophysics, The Pennsylvania State University, 525 Davey Lab, University Park, PA 16802, USA

¹⁶ Department of Physics, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

¹⁷ Tecnológico de Monterrey, Escuela de Ingeniería y Ciencias, Ave. Eugenio Garza Sada 2501, Monterrey, N.L., 64849, México

¹⁸ Department of Physics and Astronomy, University of Utah, Salt Lake City, UT 84112, USA

¹⁹ Max-Planck Institute for Nuclear Physics, 69117 Heidelberg, Germany

²⁰ Universidad Politécnica de Pachuca, Pachuca, Hgo, 43830, México

²¹ Instituto de Geofísica, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, México

²² Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, MI 48824, USA

²³ Space Science and Applications, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM 87545, USA

²⁴ Department of Physics and Astronomy, University of New Mexico, Albuquerque, NM 87106, USA

²⁵ Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo, Pachuca, 42000, México

²⁶ Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, México

²⁷ Department of Physics & Astronomy, University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA

²⁸ Instituto de Investigación en Ciencias Físicas and Matemáticas USAC, Ciudad Universitaria, Zona 12, 01012, Guatemala

²⁹ Instituto de Física Corpuscular, CSIC, Universitat de València, E-46980, Paterna, Valencia, Spain

³⁰ Physics Department, Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN, Mexico City, DF, 07360, México

Received 2022 May 12; revised 2022 July 28; accepted 2022 July 28; published 2022 September 8

Abstract

Many gamma-ray bursts (GRBs) have been observed from radio wavelengths, and a few at very high energies (VHEs, >100 GeV). The High Altitude Water Cherenkov (HAWC) gamma-ray observatory is well suited to study transient phenomena at VHEs owing to its large field of view and duty cycle. These features allow for searches of VHE emission and can probe different model assumptions of duration and spectra. In this paper, we use data collected by HAWC between 2014 December and 2020 May to search for emission in the energy range from 80 to 800 GeV coming from a sample of 47 short GRBs that triggered the Fermi, Swift, and Konus satellites during this period. This analysis is optimized to search for delayed and extended VHE emission within the first 20 s of each burst. We find no evidence of VHE emission, either simultaneous or delayed, with respect to the prompt emission.



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

Upper limits (90% confidence level) derived on the GRB fluence are used to constrain the synchrotron self-Compton forward-shock model. Constraints for the interstellar density as low as 10^{-2} cm^{-3} are obtained when assuming $z = 0.3$ for bursts with the highest keV fluences such as GRB 170206A and GRB 181222841. Such a low density makes observing VHE emission mainly from the fast-cooling regime challenging.

Unified Astronomy Thesaurus concepts: [Gamma-ray bursts \(629\)](#); [Gamma-ray detectors \(630\)](#); [High energy astrophysics \(739\)](#); [Gamma-ray transient sources \(1853\)](#); [Theoretical models \(2107\)](#); [Extragalactic astronomy \(506\)](#)

1. Introduction

Gamma-ray bursts (GRBs), the most luminous events in the universe, are characterized by nonrepeating flashes with a wide range of spectral and temporal features. They are classified in two groups based on the hardness ratio³¹ (Qin et al. 2000, 2001) and the duration³² of their prompt emission (Kouveliotou et al. 1993). Bursts with duration longer and shorter than 2 s are defined as long and short bursts, respectively. Short GRBs typically present a higher hardness ratio with respect to the long class. The two classes are associated with different types of progenitors. Long GRBs are directly connected to the final phases of the life of massive stars (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999), and short GRBs are related to compact-object mergers (black hole–neutron star or neutron star–neutron star; Eichler et al. 1989; Narayan et al. 1992) and detection of gravitational-wave events (Abbott et al. 2017a).

GRB emission exhibits early and late phases. The early phase, so-called prompt emission, is usually detected in the energy range of a few keV to a few MeV, with a range of light-curve morphologies and variabilities. The late phase, referred to as afterglow, observed at multiple wavelengths, from radio to γ -rays, appears after and lasts longer than the prompt emission.

The theory most usually invoked to describe GRBs is the fireball model (Cavallo & Rees 1978; Paczynski 1986; Goodman 1986). It explains the prompt emission as dissipation of kinetic energy in internal shocks and the afterglow by the collision of the expanding blast wave with the external medium (see Piran 2004, for a complete review). Synchrotron radiation is considered as the cooling mechanism for both prompt and afterglow emissions. However, for prompt emission some discrepancies between observations and theory remain. High-energy emission ($>10 \text{ GeV}$) and very high energy (VHE, $>100 \text{ GeV}$) emission are described (for high-energy emission) and predicted (for VHE emission) by either leptonic or hadronic models.

For leptonic models, VHE emission is predicted to appear delayed with respect to the prompt emission as a result of synchrotron self-Compton (SSC) emission in external forward shocks (Wang et al. 2001b; Sari & Esin 2001; Zhang & Mészáros 2001; Veres & Mészáros 2012; Fraija et al. 2019a, 2019b, 2021) and external reverse shocks (Wang et al. 2001a, 2001b; Granot & Guetta 2003). The delay is understood as the time for the shock to approach the deceleration radius (Mészáros & Rees 1994) and as a consequence of $\gamma\gamma$ -opacity effects (see, e.g., Baring 2006).

For hadronic models, γ -ray emission has been explained through photohadronic interactions between high-energy hadrons accelerated in the jet and internal synchrotron photons

(Dermer et al. 2000; Asano et al. 2009), inelastic proton–neutron collisions (Mészáros & Rees 2000), and interactions of high-energy neutrons with photons from the jet (Dermer & Atoyan 2004; Alvarez-Muñiz et al. 2004). Even though GRBs are among the most plausible candidates to accelerate cosmic rays up to ultrahigh energies ($\gtrsim 10^{18} \text{ eV}$; Vietri 1995; Waxman 1995), and thus potential candidates for neutrino detection, the IceCube Collaboration reported no coincidences between neutrinos and GRBs after analyzing years of data (Abbasi et al. 2012, 2022; Aartsen et al. 2015, 2016). Therefore, we conclude that the number of hadrons is low enough that hadronic interactions are inefficient at producing detectable γ -ray signals in GRBs, and we accordingly exclude hadronic models from the interpretation of our results.

High-energy emission has been reported for more than 186 GRBs³³ (from over 1000 bursts observed at keV energies) by the Large Area Telescope instrument on board the Fermi satellite (Fermi-LAT; Atwood et al. 2009; Ajello et al. 2019). In some cases such high-energy emission is consistent with an extrapolation of the prompt component observed at keV–MeV (Ackermann et al. 2013b), and in others it also exhibits a spectral component from hundreds of MeV to a few GeV with different evolution with respect to the prompt emission (e.g., Abdo et al. 2009a; Ackermann et al. 2010). Furthermore, Fermi-LAT observes an offset with respect to the beginning of the keV prompt phase and a long MeV–GeV emission lasting from hundreds to thousands of seconds after the trigger (e.g., Abdo et al. 2009a, 2009b; Kumar & Barniol Duran 2010). Because of its temporal features, this MeV–GeV component seems strongly correlated to the X-ray afterglow (Ackermann et al. 2016), in agreement with synchrotron external-shock emission. However, photons with energies higher than 10 GeV were observed in several long GRBs (e.g., GRB 130427A, GRB 090926A, GRB 110731A; Ackermann et al. 2011, 2013a, 2014) and in a short GRB (GRB 090510; Ackermann et al. 2010) and may be evidence for inverse Compton (IC) scattering. If so, extrapolations of this IC component could lead to VHE photons that may be observable depending on the burst redshift and brightness.

There have been several attempts to detect GRB counterparts at very high energies in the past 20 yr. However, most observations yielded upper limits on the VHE flux (Abdo et al. 2007; Albert et al. 2007; Aharonian et al. 2009a, 2009b; Acciari et al. 2011; H.E.S.S. Collaboration et al. 2014; Aleksić et al. 2014; Abeysekara et al. 2015, 2018; Bartoli et al. 2017; Alfaro et al. 2017). The first claim of possible VHE emission was associated with GRB 970217A (with marginal significance) reported by the extensive air shower array Milagro (Atkins et al. 2000). In the past 4 yr, 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

³¹ Defined as the ratio of the flux in two separated energy bands.

³² Defined as $T_{0.0}$, the time during which the cumulative number of detected counts above background increases from 5% to 95%.

³³ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/fermi/fermilgrb.html>

MAGIC observatories (Acciari et al. 2019; Abdalla et al. 2019), respectively, strengthen the expectations of emission at VHE energies. H.E.S.S. observed GRB 180720B 10 hr after the end of the prompt emission phase, which lasted 48.9 ± 0.4 s. MAGIC observed GRB 190114C for ~ 40 minutes, much longer than the prompt emission ($T_{90} \simeq 25$ s). The H.E.S.S. telescopes reported the detection of VHE gamma rays above ≥ 200 GeV with statistical significance of 21.7σ during first night in the direction of GRB 190829A (H.E.S.S. Collaboration 2021).

The High Altitude Water Cherenkov (HAWC) gamma-ray observatory is an extensive air shower array located at Sierra Negra, in the state of Puebla, Mexico. Thanks to its wide field of view (~ 2 sr) and its continuous operation ($\sim 95\%$ duty cycle), HAWC constantly searches for VHE emission from bursts detected by satellite instruments in its field of view. Since it does not need to be repointed to the GRB position, data before and after the GRB trigger are available, making it possible to probe different model predictions for duration and spectra of VHE emission. Previously, VHE emission simultaneous to the prompt keV phase has been searched by HAWC (Alfaro et al. 2017) for bursts between 2014 December and 2016 June. Positive detection was not claimed, and upper limits for prompt VHE emission were placed. In this paper we take into account that if GeV and VHE emissions come from interactions with the interstellar medium (ISM), then they should show the same temporal behavior. This has to be delayed and last longer than the keV prompt phase. Thus, in this paper we search for VHE emission with a strategy optimized for delayed and extended³⁴ signals longer than the duration of the prompt emission.

We focus our analysis on short bursts for three reasons. First, VHE observations are challenging for long GRBs, usually observed at $z > 1$ (Berger et al. 2005; Jakobsson et al. 2006), because of the spectral attenuation at energies above ~ 100 GeV by the extragalactic background light (EBL) absorption (as described by Domínguez et al. 2011; Gilmore et al. 2012; Franceschini & Rodighiero 2017). However, for short GRBs the average redshift is ~ 0.48 (Berger 2014). Second, HAWC is more sensitive to short GRBs than to long GRBs (Taboada & Gilmore 2014) because the shorter duration of the search window results in a lower number of background events. Interestingly, two of the brightest short GRBs detected by Fermi-GBM, GRB 170206A and GRB 181222841, are within our set of short GRBs to study. Upper limits to the prompt emission of GRB 170206A were presented by Alfaro et al. (2017). Third, the explicit expressions for light curves of the afterglow emission in the SSC model described in Section 3 are developed under the assumption of a homogeneous medium, which is unlikely for long GRBs (Kumar & Zhang 2015) but probably the case for short bursts.

The paper is organized as follows. In Section 2, we present details of the analysis and results of the VHE emission search. In Section 3, we present the basis of the SSC forward-shock model used for the interpretation of our results. In Section 4, we discuss the HAWC flux upper limits in the SSC framework for the most relevant GRBs. Finally, conclusions are reported in Section 5.

2. Search for VHE Emission with HAWC

As a first step, we look for VHE emission from our sample of 47 short GRBs, listed in Table 1, detected by the Swift and/or the Fermi satellite in HAWC's field of view between 2014 December 1 and 2020 May 14. Table 1 summarizes the GRB information of all bursts analyzed in this paper. Since the positional uncertainty for bursts detected by the Gamma-ray Burst Monitor on board Fermi (Fermi-GBM) is larger than the HAWC point-spread function, the approach described in Alfaro et al. (2017) is adopted. The remaining bursts are detected by the Fermi-LAT and Swift Burst Area Telescope (BAT), which provide localizations smaller than the HAWC point-spread function.

It is worth noting three VHE gamma-ray observations. The long burst GRB 190114C showed emission starting ~ 60 s after the trigger burst and lasted ~ 40 minutes (Abdalla et al. 2019). In the case of GRB 180720B and GRB 190829A, the VHE emission was detected by the MAGIC and H.E.S.S. observatories 10 and 4 hr after the trigger, respectively. In all three cases, the detection was interpreted in the SSC forward-shock scenario and did not always come during the prompt emission (Acciari et al. 2019). Inspired by long bursts, we implement a modified strategy to the search presented by Alfaro et al. (2017) for prompt emission. We keep the methodology of searching on one-degree multiple circles, each of them offset by 0.3 in R. A. or decl. until covering the uncertainty of the burst position. The background is estimated by scaling the all-sky event rate for a one-degree circle. When this is not possible, the mean of at least 10 independent off-observations³⁵ is taken.

The search is optimized for delayed “afterglow” emission from short GRBs, considering the expected light curves (see Section 3). Instead of searching for VHE prompt emission starting on the trigger burst and with a duration of T_{90} , $3 \times T_{90}$, and $10 \times T_{90}$, we search for VHE afterglow emission, which could come late and last from 1 to 20 s. We use 10 consecutive time windows, each with a duration of 2 s. The sensitivity of this search was tested with Monte Carlo simulations by considering different starting times, duration values, and intensities of the bursts. We find an improvement of a factor of 4 in the sensitivity of the search, when looking for afterglow emission, compared to Alfaro et al. (2017), assuming a type II error probability of 10%.

Only relevant details of the adopted analysis are given here; for a full description see Alfaro et al. (2017). When a minimum number of photomultiplier tubes (PMTs) trigger within a given time window, a HAWC event is recorded. The events are classified in nine different size bins (from 1 to 9) defined by the fraction of available PMTs triggered by the event (see Abeysekara et al. 2017, for details). The Gamma/Hadron separation criteria summarized in Abeysekara et al. (2017) are applied from bins 1 to 9. The search for signal is performed in 10 consecutive time windows of 2 s to preserve a minimum number of counts (e.g., the background rate is 0.54 events per second for GRB 150423A; see Alfaro et al. 2017). The significance is calculated applying the search in one-degree circles as described in Alfaro et al. (2017) and assuming a Poisson distribution of the background rate. It is expressed in terms of standard deviations of Gaussian distribution equivalent to the corresponding p -value. When no events are

³⁴ Meaning that they last longer than the duration of the prompt emission.

³⁵ The search circle is offset in R.A. and time covering the same zenith angles as the search on the GRB position but at different times.

Table 1
Short GRBs Detected in the Field of View of HAWC

GRB Name	Detection Time (UT)	R.A. J2000 (deg)	Decl. J2000 (deg)	Error Box	Zenith Angle (deg)	T_{90} (s)	R.A. (deg)	Decl. (deg)	HAWC Upper Limit [0–2 s] (erg cm ⁻² s ⁻¹)	Significance (σ)
Fermi-GBM										
GRB 141202470	11:17:05.606	145.01	59.87	3°32	40.83	1.34	142.89	60.7	1.603e−05	0.43
GRB 150201040	00:56:54.289	5.63	19.75	13°92	39.53	0.51	11.28	8.13	8.420e−06	−1.82
GRB 150522944	22:38:44.068	130.86	58.58	10°47	40.02	1.02	112.49	55.82	8.517e−06	−0.52
GRB 150705588	14:07:11.608	66.54	−6.62	12°60	38.34	0.70	63.12	3.31	2.767e−06	0.57
GRB 150811849	20:22:13.749	186.35	−14.11	0°99	37.77	0.64	2.512e−06	...
GRB 150906944	22:38:47.307	212.04	1.09	5°19	23.76	0.32	209.83	5.52	1.333e−06	0.34
GRB 150923297	07:07:36.184	316.80	31.82	10°76	50.29	0.19	327.262	38.1856	2.926e−05	−0.49
GRB 151022577	13:51:02.089	110.37	40.23	21°36	33.64	0.32	120.27	49.19	6.415e−06	−0.86
GRB 160211119	02:50:48.276	123.20	53.43	4°97	44.87	0.96	121.57	51.57	2.921e−05	0.02
GRB 160406503	12:04:36.798	261.80	32.26	11°80	20.28	0.43	266.8	22.05	7.265e−07	−0.03
GRB 160820496	11:54:10.646	6.82	21.85	4°52	40.67	0.38	2.542e−06	...
GRB 161026373	08:57:16.281	67.70	41.85	11°68	23.16	0.11	54.67	37.98	1.968e−06	0.65
GRB 170203486	11:40:25.855	245.09	−0.51	14°06	38.39	0.34	234.97	−9.55	1.157e−05	1.85
GRB 170219002	00:03:07.123	54.84	50.07	1°41	31.20	0.10	54.19	51.32	2.179e−06	−1.03
GRB 170403583	13:59:17.798	267.08	14.53	7°16	35.96	0.48	1.133e−05	...
GRB 170604603	14:28:05.086	340.44	40.67	4°10	35.12	0.32	344.3	42.56	4.005e−06	0.03
GRB 170709334	08:00:23.979	310.04	2.20	7°49	16.73	1.86	311.76	5.563	6.360e−07	−1.65
GRB 170818137	03:17:19.979	297.22	6.35	11°54	22.16	0.58	287.11	9.09	8.255e−07	0.18
GRB 170826369	08:51:07.514	64.34	21.07	0°86	50.83	0.26	2.355e−04	...
GRB 171011810	19:26:27.946	177.04	26.93	15°96	35.39	0.48	187.80	14.53	2.150e−06	−0.75
GRB 171207055	01:18:42.452	314.39	51.67	9°54	47.33	0.18	319.53	48.74	2.935e−05	−0.49
GRB 180103090	02:09:12.118	25.40	28.01	6°97	14.26	0.02	32.51	28.99	7.235e−07	0.59
GRB 180128881	21:09:19.457	323.18	−13.55	9°22	40.56	1.79	314.86	−11.37	6.350e−05	1.14
GRB 181222841	20:11:37.438	311.15	22.86	1°60	14.03	0.576	311.68	22.63	4.935e−07	−0.782
GRB 190226515	12:21:45.676	224.43	−8.61	5°11	33.71	0.192	221.914	−12.88	3.397e−06	−1.083
GRB 190630257	06:09:58.319	306.98	−1.33	7°65	39.07	0.224	312.63	−0.36	1.231e−05	−0.824
GRB 190724031	00:43:56.792	170.35	15.15	13°62	42.66	0.08	166.99	5.44	6.350e−05	−0.177
GRB 190905985	23:38:28.489	234.48	3.12	3°62	17.49	0.704	232.32	0.36	7.925e−07	−1.577
GRB 191031891	21:23:31.128	283.27	47.64	0°05	32.94	0.256	1.138e−06	...
GRB 191117637	15:17:38.361	157.42	7.23	13°07	32.21	1.28	152.56	−3.97	3.697e−05	−0.105
GRB 200221162	03:52:58.711	157.10	33.14	5°04	43.20	1.728	153.69	35.74	1.605e−05	−0.4236
GRB 200224416	09:58:44.567	187.02	−19.55	12°52	42.85	0.064	187.28	−13.06	8.470e−06	−0.865
GRB 200423579	13:54:11.373	325.02	66.78	11°20	47.88	0.032	312.924	57.27	9.970e−06	−1.635
GRB 200514380	09:07:37.124	238.32	37.22	13°12	34.52	1.664	242.86	34.16	3.245e−06	−1.077
Swift-BAT										
GRB 141205A	08:05:17	92.86	37.88	0°03	19.36	1.1	4.829e−07	...
GRB 150423A	06:28:04	221.58	12.28	0°0004	12.63	0.22	2.163e−07	...
GRB 150710A	00:28:02	194.47	14.32	0°0008	5.40	0.15	4.630e−07	...
GRB 160714A	02:19:15	234.49	63.81	0°045	44.88	0.35	2.041e−05	...
GRB 170112A	02:02:00	15.23	−17.23	0°042	46.34	0.06	4.66e−05	...
Fermi-LAT										
GRB 170206A	10:51:57.696	212.79	14.48	0°85	11.10	1.168	4.736e−07	...
GRB 180225417	10:00:54.175	180.98	−9.49	7°47	39.01	0.896	178.44	−13.19	3.710e−05	1.111
GRB 180402406	09:44:59.367	251.90	−14.96	0°05	36.16	0.448	2.470e−06	...
GRB 180511364	08:43:35.786	250.42	−8.18	15°07	29.67	0.128	26.68	247.96	2.156e−06	−0.769
GRB 180511437	10:29:52.606	257.78	9.07	10°16	31.91	1.984	260.16	14.15	2.745e−06	0.378
GRB 180617872	20:55:23.463	106.89	24.87	8°24	15.45	1.920	106.50	25.74	1.052e−06	0.868
GRB 180626392	09:23:50.648	285.06	44.82	8°21	37.59	0.960	294.37	46.65	4.691e−06	0.575
GRB 180803590	14:09:49.734	71.63	57.65	17°37	38.84	0.384	68.736	56.7804	8.505e−06	−1.83

Note. Observational information for bursts detected in the field of view of HAWC from 2014 December to 2020 May by Fermi-GBM, Swift/BAT, and Fermi-LAT. The third and fourth columns show the GRB position as reported by Fermi-GBM, Swift/BAT, or Fermi-LAT. The sixth column gives the angle between the GRB position and the HAWC zenith. The eighth and ninth columns state the position of the one-degree circle where the maximum significance is observed for the first 2 s after the trigger. We do not report the uncertainty for GRBs with an X-ray or optical counterpart. The HAWC upper limits to the flux are given assuming a spectral index of -0.5 as in Alfaro et al. (2017).

observed, the significance is not calculated. This is the case for bursts GRB 150811849, GRB 160714A, GRB 170826369, and GRB 191031891: none of these are within 20° of zenith, where HAWC is most sensitive.

The distribution of the significances extracted for the analyzed sample of GRBs in all time windows is shown in

Figure 1, individual values for the first time window are stated in Table 1, and only those time windows with significance greater than 2σ are given in Table 2. In both cases, the position of the corresponding one-degree circle is given. To complete the results in Alfaro et al. (2017), HAWC upper limits for a spectral index of -0.5 in the energy range of 80–800 GeV are

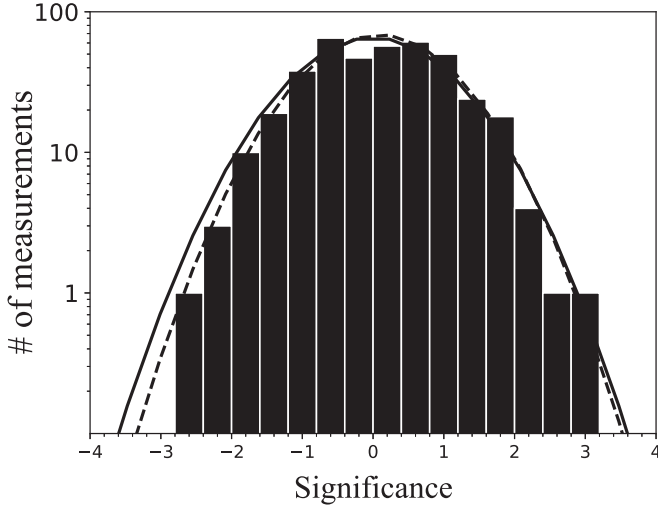


Figure 1. Distribution of the significances after trial correction extracted for each GRB of the total sample on the 10 consecutive time windows. It is consistent with a normal distribution. The solid line represents a normal distribution with a mean of 0 and a standard deviation of 1. The normal distribution that fits the significance distribution has a mean of 0.09 ± 0.05 and a standard deviation of 0.95 ± 0.03 , shown as a dashed line.

also given. The highest-significance post-trial of 3.15σ (4.78 pre-trials) is obtained for GRB 200514380 in the time window from 14 to 16 s after the trigger time. The significance during the T_{90} of each GRB is also calculated, finding a maximum significance of 2.39σ for GRB 170604603.

The given significance is after trial correction. Considering the 399 time windows, we expect ~ 0.52 fluctuations above 3.0σ , meaning that we find no evidence for a positive detection at either early or late times. Then, event upper limits are derived as the upper edge of frequentist confidence intervals of 90% and converted to flux limits as described in Alfaro et al. (2017) under the spectral assumptions described in Section 3 to constrain the parameters of the theoretical model. Flux upper limits for the first time window of each burst are given in Table 1.

3. SSC Forward-shock Model

The dynamics of the afterglow emission is generally modeled as a spherical ultrarelativistic and adiabatic shell propagating into a homogeneous density (Sari & Piran 1995, 1999; Sari et al. 1998; Kumar & Piran 2000). In particular, Sari et al. (1998) describe the spectrum and light curves for the synchrotron radiation, and the IC model is treated in detail by Panaitescu & Mészáros (2000) and later extended for the slow-cooling regime by Kumar & Piran (2000). Therefore, here we show explicitly the spectral breaks, the maximum flux, and the light curves for the fast- and slow-cooling regimes as follows.

Accelerated electrons can up-scatter photons from low to high energies proportionally to the square of the electron Lorentz factor, γ_e^2 . Considering the electron Lorentz factors, the synchrotron spectral breaks, and the maximum flux given by Sari et al. (1998), the characteristic ($E_{\gamma,m}^{\text{SSC}}$) and cooling ($E_{\gamma,c}^{\text{SSC}}$) break energies in the SSC emission can be written as

$$\begin{aligned} E_{\gamma,m}^{\text{SSC}} &\simeq A_{\gamma,m} (1+z)^{\frac{3}{4}} \epsilon_e^4 \epsilon_B^{\frac{1}{2}} n^{-\frac{1}{4}} E^{\frac{3}{4}} t^{-\frac{9}{4}} \\ E_{\gamma,c}^{\text{SSC}} &\simeq A_{\gamma,c} (1+z)^{-\frac{3}{4}} (1+Y)^{-4} \epsilon_B^{-\frac{7}{2}} n^{-\frac{9}{4}} E^{-\frac{5}{4}} t^{-\frac{1}{4}}, \end{aligned} \quad (1)$$

and the maximum flux is given as

$$F_{\gamma,\text{max}}^{\text{SSC}} \simeq F_{\gamma,\text{max}} (1+z)^{\frac{3}{4}} \epsilon_B^{\frac{1}{2}} n^{\frac{5}{4}} D_z^{-2} E^{\frac{5}{4}} t^{1/4}. \quad (2)$$

The coefficients of the break energies ($A_{\gamma,m}$ and $A_{\gamma,c}$) and the maximum flux ($F_{\gamma,\text{max}}$) are given explicitly in the Appendix. Here E is the isotropic kinetic energy of the blast wave, n is the density of the surrounding medium, z is the redshift, p is the electron spectral index, D_z is the luminosity distance from the burst to Earth, Y is the Compton parameter (Sari & Esin 2001), and ϵ_e and ϵ_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 $\epsilon_e + \epsilon_B < 1$.

The light curves in the fast (f) and slow (s) cooling regimes³⁶ are given by

$$F_\nu = \begin{cases} A_{f1} t^{\frac{1}{3}} (E_\gamma)^{\frac{1}{3}}, & E_\gamma < E_{\gamma,c}, \\ A_{f2} t^{\frac{1}{8}} (E_\gamma)^{-\frac{1}{2}}, & E_{\gamma,c} < E_\gamma < E_{\gamma,m}, \\ A_{f3} t^{-\frac{9p-10}{8}} (E_\gamma)^{-\frac{p}{2}}, & E_{\gamma,m} < E_\gamma < E_{\gamma,\text{max}} \end{cases} \quad (3)$$

and

$$F_\nu = \begin{cases} A_{s1} t (E_\gamma)^{\frac{1}{3}}, & E_\gamma < E_{\gamma,m}, \\ A_{s2} t^{-\frac{9p-11}{8}} (E_\gamma)^{-\frac{p-1}{2}}, & E_{\gamma,m} < E_\gamma < E_{\gamma,c}, \\ A_{s3} t^{-\frac{9p-10}{8} + \frac{p-2}{4-p}} (E_\gamma)^{-\frac{p}{2}}, & E_{\gamma,c} < E_\gamma < E_{\gamma,\text{max}}, \end{cases} \quad (4)$$

respectively. The coefficients A_{f1} , A_{f2} , A_{f3} , A_{s1} , A_{s2} , and A_{s3} are given explicitly in the Appendix.

The Klein–Nishina (KN) correction in the spectrum must be considered at very high energies, where SSC emission decreases drastically. The break energy in the KN regime is given by

$$E_{\gamma,c}^{\text{KN}} \simeq A_{\gamma,c}^{\text{KN}} (1+z)^{-1} (1+Y)^{-1} \epsilon_{B,f}^{-1} n^{-\frac{2}{3}} \Gamma^{\frac{2}{3}} E^{-\frac{1}{3}} t^{-1/4}, \quad (5)$$

where Γ is the bulk Lorentz factor given by

$$\Gamma = \left(\frac{3}{32 \pi m_p} \right)^{1/8} (1+z)^{3/8} n^{-1/8} E^{1/8} t^{-3/8}. \quad (6)$$

The SSC light curves for fast- and slow-cooling regimes are derived assuming that the scattering occurs in a nonrelativistic regime (below the KN limit). The term m_p is the proton mass. Specifically, we require the KN energy break ($E_{\gamma,c}^{\text{KN}}$) to be higher than 1 TeV.

We do not take into account the intrinsic attenuation by e^\pm pair production because the outflow is in the deceleration phase. We introduce the attenuation produced by EBL absorption in accordance with the model presented in Gilmore et al. (2012). We impose the restriction of $\epsilon_e > \epsilon_B$ to assure that the IC mechanism is efficient.

Theoretical light curves are calculated from Equations (3) and (4) varying the parameters ϵ_B , ϵ_e , and n within the ranges of $[10^{-5}, 10^0]$, $[10^{-2}, 10^0]$ (Santana et al. 2014), and $[10^{-4}, 10^0] \text{ cm}^{-3}$ (Soderberg et al. 2006; Berger 2014), respectively. The kinetic energy is obtained from the isotropic energy assuming a kinetic energy efficiency of 20% (Kumar & Zhang 2015). The isotropic energy in gamma rays is given by

³⁶ The difference between the two regimes is associated with the radiative timescale of this emission (see, e.g., Sari & Esin 2001)

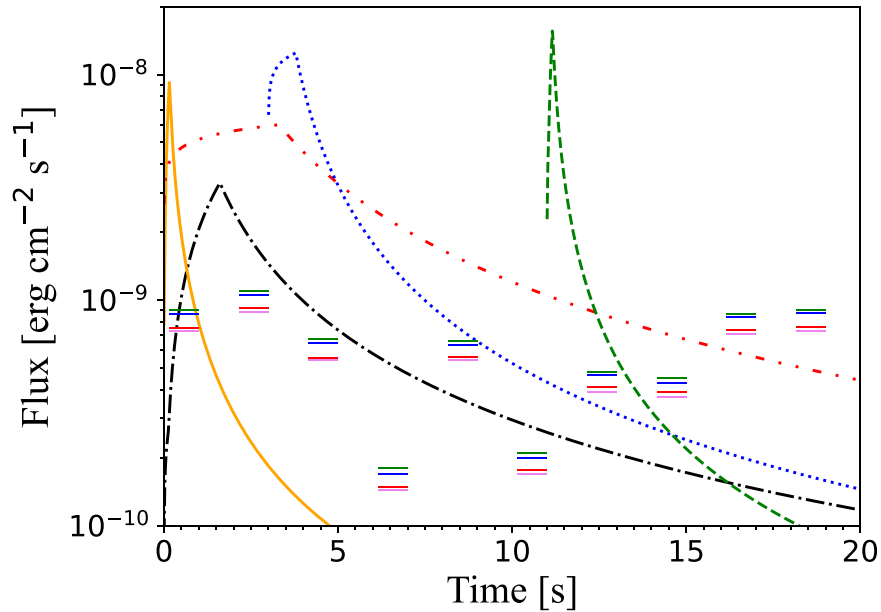


Figure 2. For illustrative purposes, the flux as a function of time predicted by the SSC model as described in Section 3 is shown for arbitrary values of microphysical parameters for GRB 170206A. Red dashed-dotted, blue dotted, and green dashed lines show the theoretical light curves in the fast-cooling regime assuming different combinations of microphysical parameters ($[\varepsilon_B = 1.4 \times 10^{-2}, \varepsilon_e = 2.6 \times 10^{-2}]$, $[\varepsilon_B = 6.5 \times 10^{-3}, \varepsilon_e = 1.3 \times 10^{-2}]$ and $[\varepsilon_B = 5.7 \times 10^{-4}, \varepsilon_e = 7.1 \times 10^{-3}]$, respectively) and different start times ($t_{\text{start}} = 0, 3, \text{ and } 11 \text{ s}$, respectively). Slow-cooling regime light curves, plotted with orange solid and black dashed-dotted lines, are derived assuming $[\varepsilon_B = 1.9 \times 10^{-4}, \varepsilon_e = 8.0 \times 10^{-3}]$ and $[\varepsilon_B = 7.8 \times 10^{-6}, \varepsilon_e = 4.5 \times 10^{-2}]$, respectively. For all the cases we assume a redshift of $z = 0.3$, $n = 1 \text{ cm}^{-3}$, and the isotropic energy of $E_{\text{iso}} = 3.6 \times 10^{51} \text{ erg}$. Symbols represent flux upper limits at observation energy of 500 GeV derived from HAWC upper limits for fluences in the energy range of 80–800 GeV. The colors of symbols correspond to different spectral index assumptions: red for 0.7, green for 1.5, blue for 1.7, and violet for 2.2.

Table 2
Information of Time Windows with Significance Greater than 2σ

GRB Name	One-degree Circle Position (R.A., Decl.) (deg)	Time Bin (s)	Significance σ	HAWC Upper Limit ($\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
GRB 161026373	(74.24, 43.98)	2–4	2.53	1.926e-06
GRB 171207055	(327.95, 52.94)	18–20	2.09	2.375e-05
GRB 180803590	(67.91, 48.98)	4–6	2.31	3.527e-06
GRB 181222841	(311.68, 21.43)	14–16	2.13	8.259e-07
GRB 200423579	(330.62, 60.57)	8–10	2.03	2.379e-05
GRB 200514380	(225.24, 33.26)	14–16	3.16	8.583e-05

Note. The HAWC upper limits to the flux are given assuming a spectral index of -0.5 as in Alfaro et al. (2017).

the expression

$$E_{\text{iso}} = \frac{4\pi D_z^2 F_\gamma}{(1+z)}, \quad (7)$$

where D_z is the luminosity distance, F_γ is the fluence in γ -rays detected by Fermi-GBM, and z is the redshift. We assume for the cosmological constants a spatially flat universe Λ CDM model with $H_0 = 67.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.315$, and $\Omega_\Lambda = 0.714$ (Planck Collaboration et al. 2016).

Figure 2 shows theoretical light curves for different start times and microphysical parameter values. The observed emission can be as short as the green light curve or as long as the red light curve. Moreover, the peak of the emission can appear along the 20 s search period. The analysis presented here takes into account all possible light-curve profiles within the model. It is more restrictive to constrain the spectral time evolution than using a unique time window that only contains information on the total fluence. Therefore, for each time

window, HAWC upper limits for fluences in the energy range of 80–800 GeV are calculated for the spectral indices corresponding to the theoretical light curves. Then, fluxes at observation energy of 500 GeV are obtained (symbols in Figure 2) and compared with fluxes expected of the theoretical light curves (lines in Figure 2) at the midpoint of the time interval of each time window and the same observation energy as shown in Figure 2. This allows us to constrain physical parameter values such as the ISM density or microphysical parameters. For a more detailed analysis, see Pérez Araujo et al. (2021).

4. Results and Discussion

For theoretical fluences, we consider a typical value of the electron spectral index for forward shocks $p = 2.4$ (see, e.g., Kumar & Zhang 2015). In addition, since there are no measurements of redshifts for the GRBs considered in this analysis, we assume a value of $z = 0.3$ to derive the theoretical

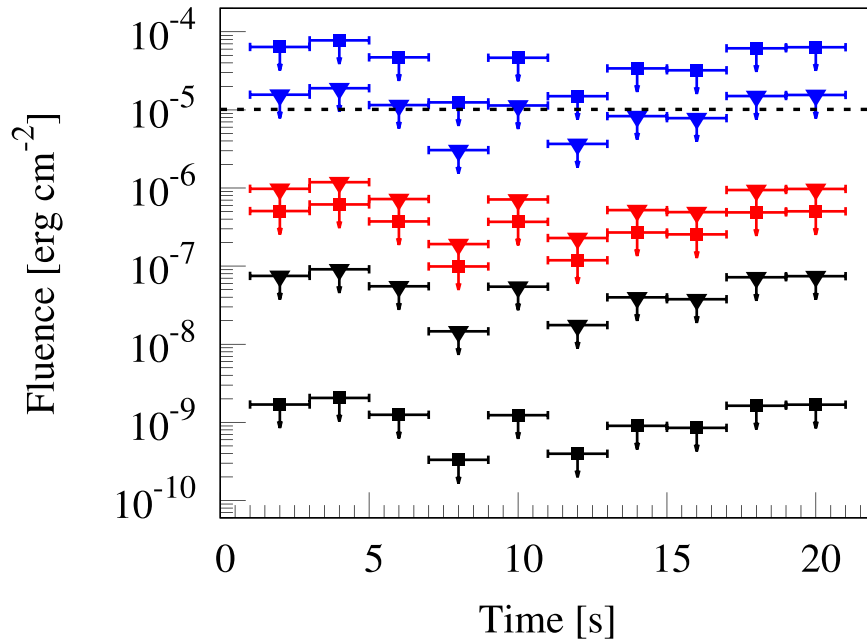


Figure 3. HAWC upper limits of the fluence extracted in the energy range 80–800 GeV for the GRB 170206A for different spectral indices and redshifts. The limits are calculated for spectral indices of -0.7 (triangles) and -2.2 (squares) and for redshifts of 0 (black), 0.3 (red), and 1 (blue). The dashed black line is the average flux measured by Fermi-GBM during the prompt emission.

fluences and the HAWC upper limits. However, the dependency of HAWC upper limits on the assumed redshift is discussed later. The assumption is motivated by the observed distribution of redshifts (see Berger 2014, for a review) and the previous work of Alfaro et al. (2017), where it is shown that 90% of the photons expected from the source would have an energy between 80 and 800 GeV as an effect, mainly, of the EBL. For $z = 0.3$ a 50% attenuation on the spectra is expected at energies of ~ 400 GeV, while for $z = 0.5$ and $z = 1$, the same attenuation is expected at energies $\lesssim 150$ GeV and $\lesssim 100$ GeV (Gilmore et al. 2012; Franceschini & Rodighiero 2017), respectively. Then, a choice of $z = 0.5$ will give results similar to the ones for $z = 1$, where the EBL would absorb most of the emission detectable by HAWC. The chosen value of redshift is a good compromise between EBL, the mean redshift observed for short bursts, and the loss of HAWC sensitivity (best above 1 TeV).

HAWC upper limits are calculated to be compared to the theoretical fluences considering the theoretical spectral indices and the energy breaks determined by the parameter values. Figure 3 shows HAWC upper limits of the fluence as a function of redshift and the assumed intrinsic spectral index. The variation of the upper-limit values with time (for the same redshift) is due to signal fluctuations over the background level. As expected, the limits can vary up to four orders of magnitude when the redshift goes from 0 to 1. The smallest and largest variations of the HAWC upper limits are for redshifts of 0.3 and 0, respectively. This variation decreases as redshift increases. However, the most substantial attenuation of the spectra is over the observational energy range. As a result, for $z = 1$, the HAWC upper limit for the spectral index of -0.7 is below the ones for the spectral index of -2.2 . As the redshift increases from $z = 0.1$ to $z = 1$, the optical depth, due to EBL, takes a value of 1 at energies of 900–90 GeV, respectively.

To show the dependence of the upper limits on the zenith angle, the fluence upper limits for the first time window of each

burst as a function of the zenith angle for the spectral index of -0.5 and $z = 0.3$ are shown in Figure 4. The value used for the spectral index corresponds to the fast-cooling regime when the observation energy is between the cooling and characteristic break energies (second power law). For our analysis, the spectral index was varied to calculate the upper limits as mentioned above and explained later in Section 4. As observed, there is a strong dependency on the zenith angle reflected in a variation of three orders of magnitude in the limits. This effect is expected and discussed in detail in Abeyssekara et al. (2012). Therefore, here we have only considered bursts with zenith angles less than 21° , where the HAWC sensitivity is best. These bursts are GRB 141205A, GRB 150423A, GRB 160406503, GRB 150710A, GRB 170206A, GRB 170709334, GRB 180103090, GRB 180617872, GRB 181222841, and GRB 190905985. In the case of GBM-detected bursts, the tiling search method described by Alfaro et al. (2017) is used. Thus, we take the most conservative selection by choosing the fluence upper limit derived in the position inside the GBM error box with the highest significance. This selection contributes to the spread observed in Figure 4.

In Figure 5, we compare, for the bursts selected by zenith angle, the fluence upper limits derived by HAWC over a time interval of T_{90} and a spectral index of -0.5 with the fluence measured³⁷ by Swift-BAT, Fermi-GBM, and Konus-Wind in the energy ranges of 15–150 keV, 10–1000 keV, and 20–2000 keV, respectively. GRB 170206A and GRB 181222841 clearly stand out because the HAWC upper limits, assuming $z = 0.3$, are one order of magnitude lower than the fluence measured by Fermi-GBM. Since the redshift is assumed to be the same for all bursts and HAWC upper limits are of the same magnitude, the results, burst to burst, depend mainly on the kinetic energy available, i.e., on the fluence in the prompt phase

³⁷ We use the data reported in the official Fermi-GBM catalog and GCNs to derive the prompt emission fluences (Ukwatta et al. 2015; Golenetskii et al. 2015; Lien et al. 2017).

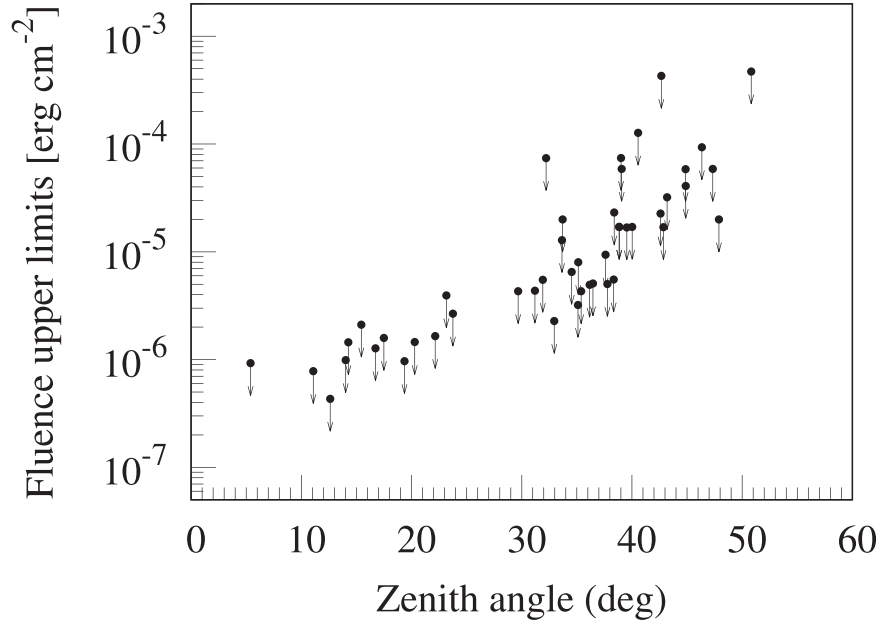


Figure 4. Distribution of the fluence 90% upper limits extracted in the first time window (0–2 s) for the 43 short GRB positions with respect to the zenith angle of the source. All these limits are derived between 80 and 800 GeV assuming a redshift of 0.3 and a spectral index of -0.5 . The detector sensitivity is best up to $\sim 20^\circ$. Bursts considered in this work and included in this figure are reported in Table 1.

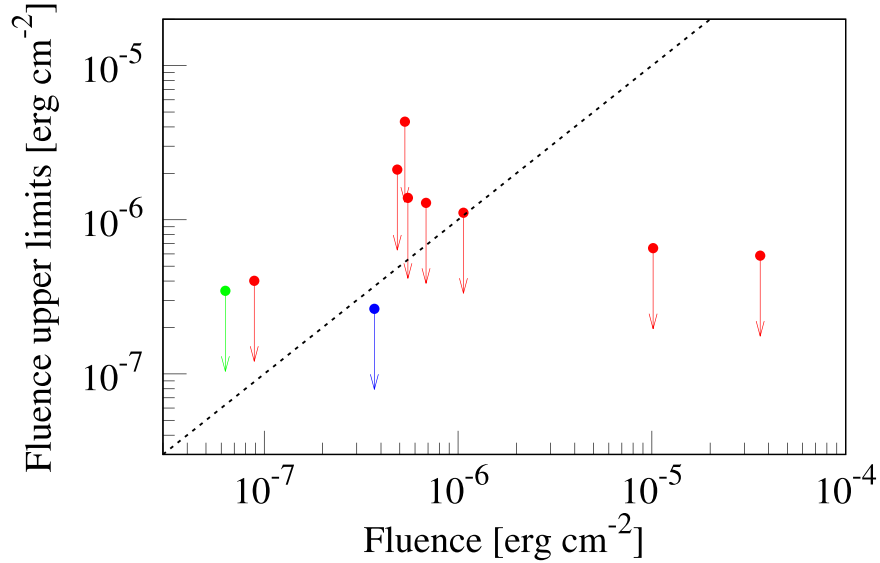


Figure 5. The 90% upper limits derived by HAWC for the sample of bursts with zenith angle less than 21° vs. the fluence observed during the prompt emission. The corresponding energy ranges are 15–150 keV (Swift-BAT; green), 10–1000 keV (Fermi-GBM; red), and 20–2000 keV (Konus-Wind; blue). HAWC upper limits are derived using a time window of T_{90} (the same as referred to the fluence provided by the satellite) and assuming a power-law spectrum with index -0.5 and $z = 0.3$. The identity function is shown as a black dotted line. We show, from left to right, GRB 150423A, GRB 180103090, GRB 200514380, GRB 150710A, GRB 180617872, GRB 160406503, GRB 190905985, GRB 170709334, GRB 141205A, GRB 170206A, and GRB 181222841.

measured by Swift-BAT, Fermi-GBM, or Konus-Wind, as seen in Equation (7). Thus, we select four representative bursts that sample the entire range of keV fluences. These are GRB 170206A and GRB 181222841 (with the highest keV fluence) and GRB 170709334 and GRB 180103090 (with the lowest Fermi-GBM fluence). Table 3 summarizes their relevant information for this analysis.

We consider different regimes and transitions between power-law spectra (see Equations (3) and (4)). The emission begins in the fast-cooling regime, and the spectral breaks are extremely high at the onset of the afterglow. As the spectrum evolves, several transitions take place, modifying the spectrum and the

light curve. Three different scenarios are possible. If the transition from the fast- to the slow-cooling regime occurs before the time t_c (the time when the spectral break $E_{\gamma,c}^{\text{SSC}}$ crosses below the considered energy range (in this case the HAWC energy range), when the transition occurs after the time t_m (when $E_{\gamma,m}^{\text{SSC}}$ crosses below HAWC energy range) and, when the transition occurs after t_c but before t_m . Therefore, for the analysis, three cases associated with these scenarios are defined: cases in the fast-cooling regime during the first 20 s, cases in the transition regime where the flux evolves from the fast- to slow-cooling regime after 2 s and before 20 s of the trigger time, and cases in the slow-cooling regime from 2 to 20 s after the trigger time (since the afterglow starts in

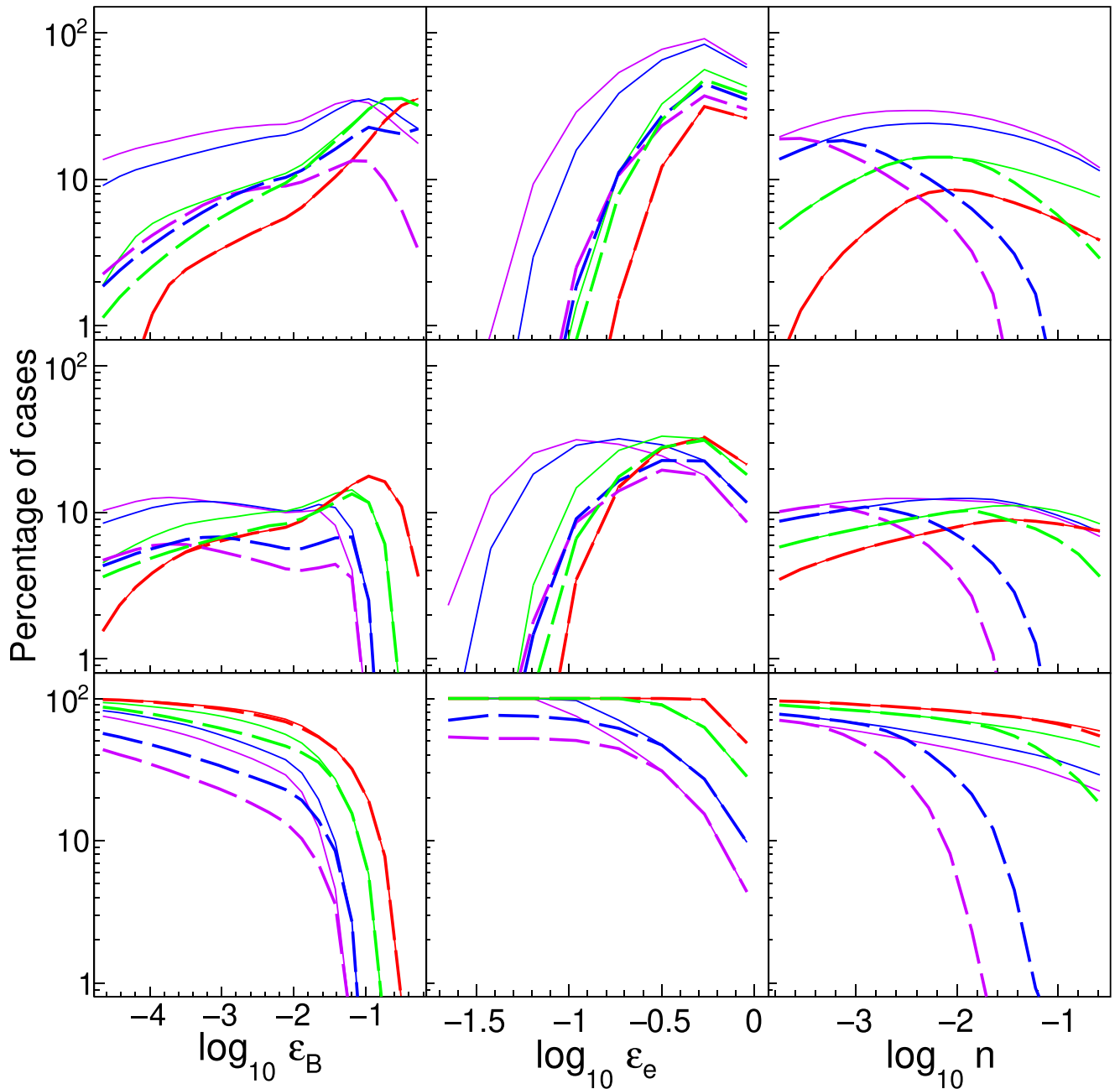


Figure 6. Percentage of the parameter space in each cooling case as a function of ϵ_B , ϵ_e , and n for fast (top), slow (middle), and transition cases (bottom) as defined in the text. Colors correspond to the keV fluences of 3.62×10^{-5} erg cm $^{-2}$ for GRB 181222A (purple), 1.02×10^{-5} erg cm $^{-2}$ for GRB 170206A (blue), 6.83×10^{-7} erg cm $^{-2}$ for GRB 170709A (green), and 8.88×10^{-8} erg cm $^{-2}$ for GRB 180103A (red). Solid lines correspond to the cases considered for the given regime and keV fluences, while dashed lines correspond to the cases consistent with a hypothetical flux upper limit of 10^{-10} erg cm $^{-2}$ at 500 GeV.

the fast-cooling regime, the change to the slow-cooling regime must happen in the first 2 s).

As mentioned before, our analysis considers two main ingredients, the HAWC upper limits on the flux and the theoretical light curves. It has been discussed how the flux upper limits depend on the zenith angle of observation, the assumed or measured redshift of the burst, and the spectral index assumptions (in this analysis, set to match the SSC forward-shock model). In the case of the theoretical light curves, the set of parameters n , ϵ_B , ϵ_e and the measured keV fluence (through the apparent isotropic kinetic energy; see Equation (7)) define the cooling case (see Equations (3) and (4) and the Appendix). In other words, the duration and intensity of the theoretical light curves are different from burst to burst

because of their different keV fluence. In order to understand this, we consider the keV fluences for the four bursts mentioned above. The percentages³⁸ of the parameter space in each cooling or transition case as a function of the model parameters are shown as solid lines in Figure 6. As observed, the slow-cooling regime (middle panels) dominates the parameter space. For instance, for the highest (lowest) keV fluence, shown as a purple (red) solid line, 27% (5%) of the parameter space is in the fast-cooling case (top panels), 13% (7%) in the transition case (middle panels), while 59% (88%) of the parameter space is in the slow-cooling case (bottom panels). These values are

³⁸ Calculated as the number of cases in a given cooling regime over the total number of cases, for the range of parameters to be considered.

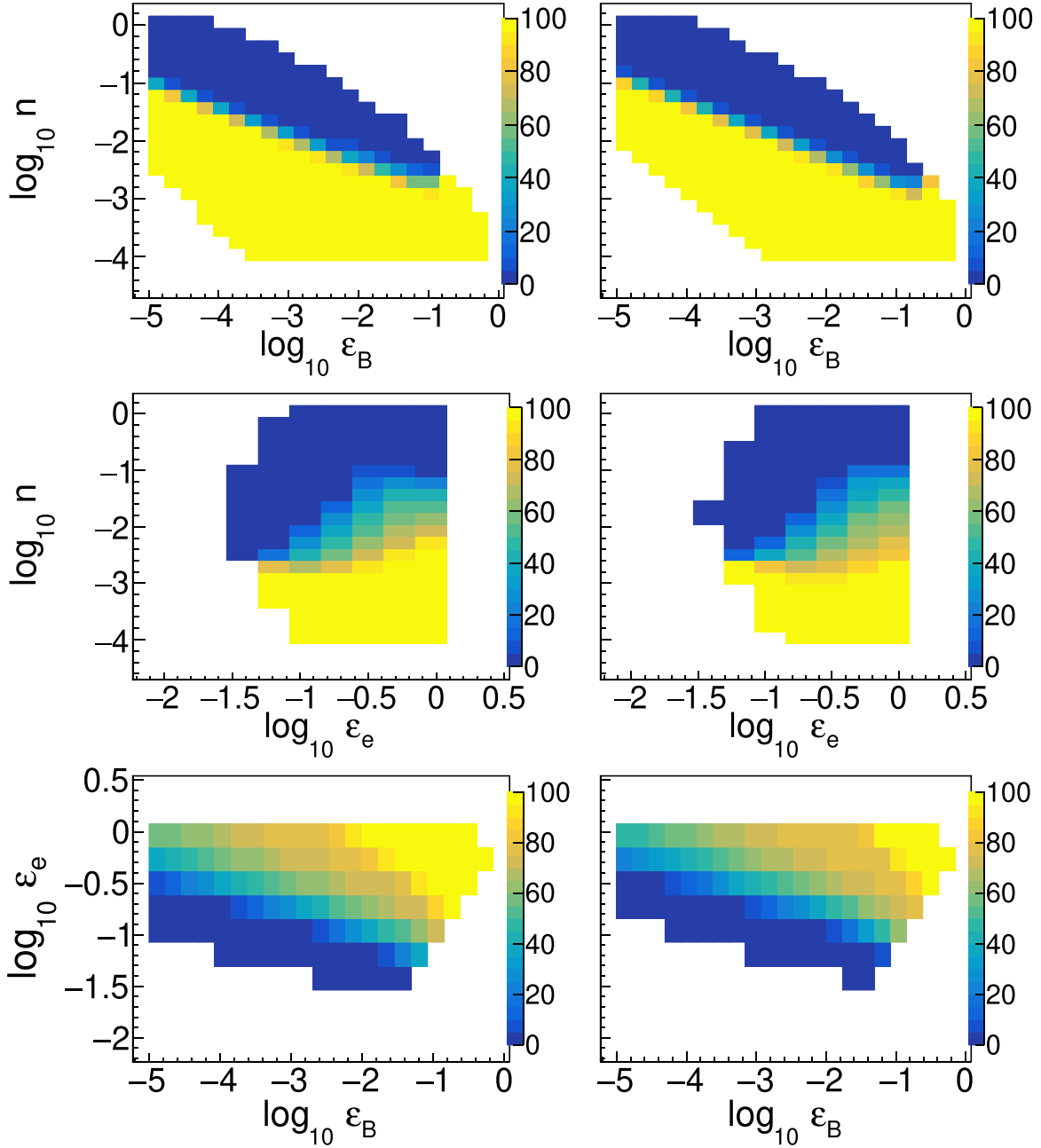


Figure 7. Allowed density of the surrounding medium as a function of microphysical parameters related to the energy given to amplify the magnetic field (top panels) and to accelerate electrons (middle panels) and the energy given to accelerate electrons as a function of the energy to amplify the magnetic field (bottom panels), from left to right columns for GRB 181222A and GRB 170206A. Color scale indicates the percentage of cases remaining from the total cases per bin in the fast-cooling regime.

calculated as the total number of cases in a cooling case over the total number of cases considered.

Furthermore, values of ϵ_B and ϵ_e greater than $\gtrsim 10^{-2}$ and $\gtrsim 10^{-1}$, respectively, are strongly preferred for the fast-cooling and transition cases, while values less than $\lesssim 10^{-2}$ and $\lesssim 10^{-1}$, respectively, correspond to slow-cooling cases. In fast-cooling and transition cases, the initial parameter space (without considering the VHE flux upper limit) is reduced as the keV fluence decreases, and the opposite happens for the slow-cooling regime. Dashed lines in Figure 6 assume a VHE flux upper limit at 500 GeV of 10^{-10} erg cm $^{-2}$. The parameter space remaining (dashed lines) after requiring consistency of the light curves with the VHE flux upper limits for each time window is strongly reduced for higher keV fluences, while the

effect is negligible for the lowest keV fluence independent of the cooling case. In summary, this analysis will yield a stronger restriction of the parameter space for close GRBs ($z \lesssim 0.3$; Berger 2014) with high keV fluence. However, since the parameter space in the transition case is similar or smaller compared to the fast-cooling case and the results are similar, hereafter we only present the results for the fast- and slow-cooling cases. Furthermore, we exclude results from the two bursts (GRB 170709334 and GRB 180103090) with keV fluence below 1×10^{-6} erg cm $^{-2}$ since this methodology restricts poorly the parameter space.

Figure 7 shows results for GRB 181222841 and GRB 170206A for the fast-cooling case, considering the corresponding observed keV fluence, assuming a redshift of 0.3 and

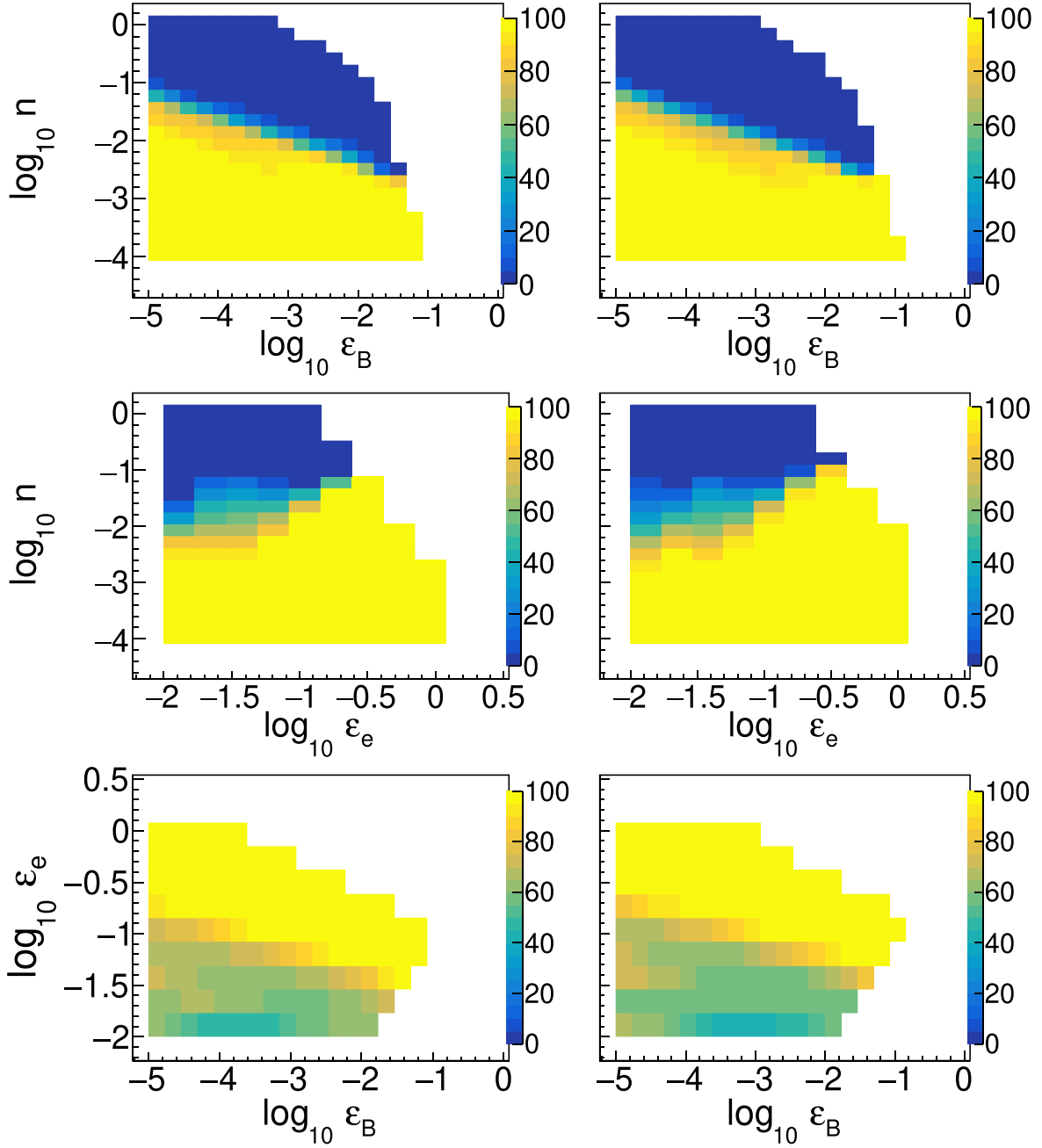


Figure 8. Same as Figure 7, but for the slow-cooling regime.

Table 3
Relevant Information of Analyzed Bursts

GRB Name	Detection Time (UT)	E_{iso} (erg)	Zenith Angle (deg)	References
GRB 181222A	20:11:37.438	8.199×10^{51}	14.0	Veres & Bissaldi (2018)
GRB 170206A	10:51:57.696	2.297×10^{51}	11.1	von Kienlin & Roberts (2017)
GRB 170709A	08:00:23.979	1.55×10^{50}	16.73	von Kienlin et al. (2020)
GRB 180103A	02:09:12.118	2.010×10^{49}	14.3	Beardmore et al. (2018)

requiring consistency of the theoretical light curves with HAWC flux upper limits at 800 GeV in every time window. As discussed before, the considered parameter space reduces as the keV fluence decreases. This is observed as a smaller colored area from highest (left panels) to lowest (right panels) keV fluences. As the density of the surrounding medium decreases,

a higher amount of energy to amplify the magnetic field is required and a dependency is observed (top panels). Thus, for a given value of ϵ_B a value of $\log_{10}(n) \lesssim 0.5 \log_{10}(\epsilon_B) - 3$ is allowed. As consistency with the HAWC upper limits is required, and cases with $n \geq 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ are strongly excluded; see the bluish area in the two middle panels of Figure 7. Those

cases with $n \geq 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ prefer low values of $\varepsilon_B < 10^{-1.5}$. However, as observed from the third line of Figure 7, higher values of ε_B and ε_e are strongly preferred in the fast-cooling case. Lower limits for the value of the Lorentz factor are calculated using Equation (6). In particular, for bursts GRB 170206A and GRB 181222841, the bulk Lorentz factors must be larger than 1080 and 1266, respectively. These values are a consequence of requiring that the VHE emission appears within the first 20 s after the trigger time and stays for that long period in a fast-cooling regime. For instance, to model the emission observed above 100 MeV up to 100 s in the bright and hard short burst GRB 090510 (Ackermann et al. 2010), large values between 1900 and 9000 for the bulk Lorentz factor were found, accompanied by values of the medium density as low as $n \sim 10^{-6} - 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$. These values for n are even lower than the ones reported in this work (He et al. 2011).

Figure 8 is the same as Figure 7 but for the slow-cooling case. Opposite to the fast-cooling case, the considered parameter space reduces as the keV fluence increases. Again, as the density of the surrounding medium decreases, a higher amount of energy to amplify the magnetic field is required and a dependency is observed, $\log_{10}(n) \lesssim -0.4 \log_{10}(\varepsilon_B) - 3.4$. For GRB 181222841 and GRB 170206A, as consistency with the HAWC upper limits is required, cases with $n \lesssim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ are generally preferred, with the upper bound dropping toward 10^{-3} cm^{-3} as ε_B increases. Those cases with $n \geq 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ prefer values of $\varepsilon_e \gtrsim 10^{-1}$ and therefore $\varepsilon_B \lesssim 10^{-3}$. The corresponding minimum values of the bulk Lorentz factors for bursts GRB 170206A and GRB 181222841 are the same as for the fast-cooling case when the preferred values of $n \lesssim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ are considered. These values are unexpectedly large for the slow-cooling regime.

The maximum value of n obtained from this analysis is consistent with the evidence that short bursts explode in very low densities, even lower than those reported before by Soderberg et al. (2006) and Berger (2014). However, the maximum value of $n \lesssim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ could be rejecting the possibility of VHE emission mainly in the fast-cooling regime for high keV fluence bursts since almost no short burst has been observed with such a low density value. However, the joint detection and modeling of two messengers, gravitational and electromagnetic waves (von Kienlin et al. 2017; Abbott et al. 2017c), of a fusion of two neutron stars (Abbott et al. 2017b) and its associated short burst provided values of circumburst densities even lower than the limit obtained here.

5. Conclusions

We use data collected by the HAWC gamma-ray observatory to search for VHE emission from a sample of 47 short GRBs detected inside its field of view from 2014 December 1 and 2020 May 14. Our analysis is oriented to the search for possible delayed or extended VHE emission, inspecting the signal up to 10 times the duration of the prompt emission. Although no evidence of transient signal is found, we derive fluence upper limits assuming a spectral hypothesis and the theoretical model described by Sari & Esin (2001). We show that by restricting the flux predicted for the SSC emission in the framework of the external-shock model, for close and short GRBs with high fluence this analysis could extract information about the ISM density, the bulk Lorentz factor of the expanding blast wave, and the microphysical parameters of the fireball.

The most constraining results, assuming a redshift of 0.3, are obtained for bursts with the highest keV fluences, GRB 170206A

and GRB 181222841. For the fast-cooling case, we have found that $n \lesssim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, $\varepsilon_B \gtrsim 10^{-1.5}$, $\varepsilon_e \gtrsim 10^{-0.5}$, and $\Gamma \approx 1080$ are required to observe VHE emission for high keV fluence bursts. These low values of n are consistent with those obtained after modeling high-energy emission in other bursts (e.g., GRB 090510). Furthermore, there is some evidence of such a low n , in particular, interestingly, for the gravitational wave GW1700817 associated with GRB 170817A. Similar low values for n are preferred for the slow-cooling case, although higher values are not totally excluded if $\varepsilon_B \lesssim 10^{-3}$ and $\varepsilon_e \gtrsim 10^{-1}$. We show that it is possible to restrict the microphysical parameters of the SSC forward-shock model even when considering a conservative value of $z = 0.3$.

Two interesting events are coming that may be convenient for an analysis similar to the one presented here: (1) the new HAWC analysis framework, which is more sensitive to photons with energy below a few TeVs; and (2) the operation of LIGO and VIRGO, which may give us exciting candidates of close GRBs, possibly with interstellar density values convenient for VHE emission in the fast-cooling regime.

We acknowledge support from the US National Science Foundation (NSF); the US Department of Energy Office of High-Energy Physics; the Laboratory Directed Research and Development (LDRD) program of Los Alamos National Laboratory; Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT), México, grants 271051, 232656, 260378, 179588, 254964, 258865, 243290, 132197, A1-S-46288, A1-S-22784, cátedras 873, 1563, 341, 323, Red HAWC, México; DGAPA-UNAM grants IG101320, IN106521, IN111716-3, IN111419, IA102019, IN110621, IN110521; VIEP-BUAP; PIFI 2012, 2013, PROFO-CIE 2014, 2015; the University of Wisconsin Alumni Research Foundation; the Institute of Geophysics, Planetary Physics, and Signatures at Los Alamos National Laboratory; Polish Science Centre grant, DEC-2017/27/B/ST9/02272; Coordinación de la Investigación Científica de la Universidad Michoacana; Royal Society—Newton Advanced Fellowship 180385; Generalitat Valenciana, grant CIDEAGENT/2018/034; The Program Management Unit for Human Resources; Institutional Development, Research and Innovation, NXPO (grant number B16F630069); Coordinación General Académica e Innovación (CGAI-UdeG), PRODEP-SEP UDG-CA-499; Institute of Cosmic Ray Research (ICRR), University of Tokyo. H.F. acknowledges support by NASA under award No. 80GSFC21M0002. We also acknowledge the significant contributions over many years of Stefan Westerhoff, Gaurang Yodh, and Arnulfo Zepeda Dominguez, all deceased members of the HAWC Collaboration. Thanks to Scott Delay, Luciano Díaz, and Eduardo Murrieta for technical support.

Appendix

Coefficients of the Synchrotron Self-Compton Light Curves

The coefficients for the break energies are

$$\begin{aligned}
 A_{\gamma,m} &= \frac{3^{3/4} q_e m_p^{15/4} (p-2)^4}{2^{1/4} \pi^{1/4} m_e^5 (p-1)^4} \\
 A_{\gamma,c} &= \frac{3^{11/4} \pi^{7/4} q_e m_e^3}{2^{25/4} m_p^{9/4} \sigma_T^4} \\
 A_{\gamma,c}^{\text{KN}} &= \frac{3^{2/3} \pi^{1/3} m_e^2}{2^{7/3} \sigma_T m_p^{2/3}} \\
 F_{\gamma,\text{max}} &= \frac{m_e \sigma_T^2}{2^{7/4} 3^{3/4} \pi^{3/4} m_p^{3/4} q_e} \quad (\text{A1})
 \end{aligned}$$

and for the light curves in fast- and slow-cooling regimes are

$$\begin{aligned}
A_{f1} &\simeq \frac{2^{\frac{1}{3}} \sigma_T^{\frac{10}{3}}}{3^{\frac{5}{3}} 7^{\frac{2}{3}} \pi^{\frac{3}{4}} q_e^{\frac{4}{3}}} (1+Y)^{\frac{4}{3}} (1+z) \varepsilon_B^{\frac{5}{3}} n^2 D^{-2} E^{\frac{5}{3}}, \\
A_{f2} &\simeq \frac{3^{\frac{5}{8}} \pi^{\frac{1}{8}} m_e^{\frac{5}{2}}}{2^{\frac{39}{8}} q_e^{\frac{1}{2}} m_p^{\frac{15}{8}}} (1+Y)^{-2} (1+z)^{\frac{3}{8}} \varepsilon_B^{-\frac{5}{4}} D^{-2} n^{\frac{1}{8}} E^{\frac{5}{8}}, \\
A_{f3} &\simeq \frac{2^{-\frac{3p}{8}} m_e^{\frac{10-5p}{2}} q_e^{p-2} (p-1)^{2-2p}}{2^{\frac{38+p}{8}} m_p^{\frac{30-15p}{8}} \pi^{\frac{6+5p}{8}} (p-2)^{2-2p}} \\
&\quad \times (1+Y)^{-2} (1+z)^{\frac{5p-2}{8}} \varepsilon_B^{\frac{p-6}{8}} \varepsilon_e^{2p-2} D^{-2} E^{\frac{3p+2}{8}}, \\
A_{s1} &\simeq \frac{m_e^{\frac{8}{3}} \sigma_T^{\frac{2}{3}} (p-1)^{\frac{4}{3}}}{2^{\frac{5}{3}} 3^{\frac{2}{3}} \pi^{\frac{2}{3}} q_e^{\frac{4}{3}} m_p^{\frac{2}{3}} (p-2)^{\frac{4}{3}}} (1+z)^{\frac{1}{3}} \varepsilon_B^{\frac{1}{3}} \varepsilon_e^{-\frac{4}{3}} n^{\frac{4}{3}} D^{-2} E, \\
A_{s2} &\simeq \frac{3^{\frac{3p-9}{8}} m_p^{\frac{15p-21}{8}} \sigma_T^{\frac{p-3}{2}} q_e^{\frac{p-3}{2}} (p-2)^{2(p-1)}}{2^{\frac{p-6}{8}} \pi^{\frac{p+5}{8}} m_e^{\frac{5p-9}{4}} (p-1)^{2(p-1)}} \\
&\quad \times (1+z)^{\frac{5p+1}{8}} \varepsilon_B^{\frac{p+1}{4}} \varepsilon_e^{2(p-1)} n^{\frac{11-p}{8}} D^{-2} E^{\frac{3p+7}{8}}, \\
A_{s3} &\simeq \frac{3^{\frac{3p+2}{8}} m_p^{\frac{15p-30}{8}} q_e^{\frac{p-2}{2}} (p-1)^{2(p-1)}}{2^{\frac{p+38}{8}} \pi^{\frac{p-2}{8}} m_e^{\frac{5p-10}{2}} (p-2)^{2(p-1)}} \\
&\quad \times (1+z)^{\frac{5p-2}{8}} t_0^{\frac{p-2}{4}} \varepsilon_B^{\frac{p-2}{4}} \varepsilon_e^{2p-3} n^{\frac{2-p}{8}} D^{-2} E^{\frac{3p+2}{8}},
\end{aligned}$$

where m_p is the proton mass, m_e is the electron mass, q_e is the elementary charge, and σ_T is the Thompson cross section. The subindices f and s refer to the fast- and slow-cooling regime, respectively, and h , m , and l to high, medium, and low power laws, respectively.

ORCID iDs

A. Albert <https://orcid.org/0000-0003-0197-5646>
R. Alfaro <https://orcid.org/0000-0001-8749-1647>
D. Avila Rojas <https://orcid.org/0000-0002-4020-4142>
H. A. Ayala Solares <https://orcid.org/0000-0002-2084-5049>
E. Belmont-Moreno <https://orcid.org/0000-0003-3207-105X>
K. S. Caballero-Mora <https://orcid.org/0000-0002-4042-3855>
T. Capistrán <https://orcid.org/0000-0003-2158-2292>
A. Carramiñana <https://orcid.org/0000-0002-8553-3302>
S. Casanova <https://orcid.org/0000-0002-6144-9122>
S. Coutiño de León <https://orcid.org/0000-0002-7747-754X>
C. de León <https://orcid.org/0000-0002-8528-9573>
E. De la Fuente <https://orcid.org/0000-0001-9643-4134>
S. Dichiarà <https://orcid.org/0000-0001-6849-1270>
M. A. DuVernois <https://orcid.org/0000-0002-2987-9691>
M. Durocher <https://orcid.org/0000-0003-2169-0306>
J. C. Díaz-Vélez <https://orcid.org/0000-0002-0087-0693>
K. Engel <https://orcid.org/0000-0001-5737-1820>
C. Espinoza <https://orcid.org/0000-0001-7074-1726>
N. Fraija <https://orcid.org/0000-0002-0173-6453>
A. Galván-Gómez <https://orcid.org/0000-0001-5193-3693>
J. A. García-González <https://orcid.org/0000-0002-4188-5584>
F. Garfías <https://orcid.org/0000-0003-1122-4168>
M. M. González <https://orcid.org/0000-0002-5209-5641>
J. A. Goodman <https://orcid.org/0000-0002-9790-1299>
J. P. Harding <https://orcid.org/0000-0001-9844-2648>
S. Hernandez <https://orcid.org/0000-0002-2565-8365>
B. Hona <https://orcid.org/0000-0002-7609-343X>
D. Huang <https://orcid.org/0000-0002-5447-1786>
F. Hueyotl-Zahuantla <https://orcid.org/0000-0002-5527-7141>

A. Iriarte <https://orcid.org/0000-0001-5811-5167>
V. Joshi <https://orcid.org/0000-0003-4467-3621>
A. Lara <https://orcid.org/0000-0001-6336-5291>
W. H. Lee <https://orcid.org/0000-0002-2467-5673>
H. León Vargas <https://orcid.org/0000-0001-5516-4975>
J. T. Linnemann <https://orcid.org/0000-0003-2696-947X>
A. L. Longinotti <https://orcid.org/0000-0001-8825-3624>
G. Luis-Raya <https://orcid.org/0000-0003-2810-4867>
K. Malone <https://orcid.org/0000-0001-8088-400X>
O. Martínez <https://orcid.org/0000-0001-9052-856X>
J. Martínez-Castro <https://orcid.org/0000-0002-2824-3544>
J. A. Matthews <https://orcid.org/0000-0002-2610-863X>
P. Miranda-Romagnoli <https://orcid.org/0000-0002-8390-9011>
J. A. Morales-Soto <https://orcid.org/0000-0001-9361-0147>
E. Moreno <https://orcid.org/0000-0002-1114-2640>
M. Mostafá <https://orcid.org/0000-0002-7675-4656>
A. Nayerhoda <https://orcid.org/0000-0003-0587-4324>
L. Nellen <https://orcid.org/0000-0003-1059-8731>
M. Newbold <https://orcid.org/0000-0001-9428-7572>
R. Noriega-Papaqui <https://orcid.org/0000-0001-7099-108X>
Y. Pérez Araujo <https://orcid.org/0000-0002-8774-8147>
E. G. Pérez-Pérez <https://orcid.org/0000-0001-5998-4938>
C. D. Rho <https://orcid.org/0000-0002-6524-9769>
D. Rosa-González <https://orcid.org/0000-0003-1327-0838>
J. R. Sacahui <https://orcid.org/0000-0001-5079-5559>
F. Salesa Greus <https://orcid.org/0000-0002-8610-8703>
A. Sandoval <https://orcid.org/0000-0001-6079-2722>
R. W. Springer <https://orcid.org/0000-0002-1492-0380>
K. Tollefson <https://orcid.org/0000-0001-9725-1479>
I. Torres <https://orcid.org/0000-0002-1689-3945>
R. Torres-Escobedo <https://orcid.org/0000-0002-7102-3352>
R. Turner <https://orcid.org/0000-0003-1068-6707>
L. Villaseñor <https://orcid.org/0000-0001-6876-2800>
E. Willox <https://orcid.org/0000-0002-6623-0277>
H. Zhou <https://orcid.org/0000-0003-0513-3841>

References

Aartsen, M. G., Abraham, K., Ackermann, M., et al. 2016, *ApJ*, 824, 115
Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2015, *ApJL*, 805, L5
Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., et al. 2012, *Natur*, 484, 351
Abbasi, R., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2022, arXiv:2205.11410
Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017a, *ApJL*, 848, L12
Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017b, *ApJL*, 848, L13
Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017c, *PhRvL*, 119, 161101
Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F., et al. 2019, *Natur*, 575, 464
Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009a, *ApJL*, 706, L138
Abdo, A. A., Ackermann, M., Arimoto, M., et al. 2009b, *Sci*, 323, 1688
Abdo, A. A., Allen, B. T., Berley, D., et al. 2007, *ApJ*, 666, 361
Abeysekara, A. U., Aguilar, J. A., Aguilar, S., et al. 2012, *Aph*, 35, 641
Abeysekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2017, *ApJ*, 843, 39
Abeysekara, A. U., Alfaro, R., Alvarez, C., et al. 2015, *ApJ*, 800, 78
Abeysekara, A. U., Archer, A., Benbow, W., et al. 2018, *ApJ*, 857, 33
Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2011, *ApJ*, 743, 62
Acciari, V. A., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Engels, A. A., et al. 2019, *Natur*, 575, 459
Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2011, *ApJ*, 729, 114
Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2013a, *ApJ*, 763, 71
Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2013b, *ApJS*, 209, 11
Ackermann, M., Ajello, M., Asano, K., et al. 2014, *Sci*, 343, 42
Ackermann, M., Ajello, M., Anderson, B., et al. 2016, *ApJ*, 822, 68
Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, *ApJ*, 716, 1178
Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2009a, *A&A*, 495, 505
Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres DeAlmeida, U., et al. 2009b, *ApJ*, 690, 1068
Ajello, M., Arimoto, M., Axelsson, M., et al. 2019, *ApJ*, 878, 52
Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, *ApJ*, 667, 358

- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2014, *MNRAS*, **437**, 3103
- Alfaro, R., Alvarez, C., Álvarez, J. D., et al. 2017, *ApJ*, **843**, 88
- Alvarez-Muñiz, J., Halzen, F., & Hooper, D. 2004, *ApJL*, **604**, L85
- Asano, K., Guiriec, S., & Mészáros, P. 2009, *ApJL*, **705**, L191
- Atkins, R., Benbow, W., Berley, D., et al. 2000, *ApJL*, **533**, L119
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *ApJ*, **697**, 1071
- Baring, M. G. 2006, *ApJ*, **650**, 1004
- Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., et al. 2017, *ApJ*, **842**, 31
- Beardmore, A. P., Lien, A. Y., & Palmer, D. M. 2018, GCN, 23305, 1
- Berger, E. 2014, *ARA&A*, **52**, 43
- Berger, E., Kulkarni, S. R., Fox, D. B., et al. 2005, *ApJ*, **634**, 501
- Cavallo, G., & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, **183**, 359
- Dermer, C. D., & Atayan, A. 2004, *A&A*, **418**, L5
- Dermer, C. D., Böttcher, M., & Chiang, J. 2000, *ApJ*, **537**, 255
- Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J., et al. 2011, *MNRAS*, **410**, 2556
- Eichler, D., Livio, M., Piran, T., & Schramm, D. N. 1989, *Natur*, **340**, 126
- Fraija, N., Barniol Duran, R., Dichiara, S., & Beniamini, P. 2019a, *ApJ*, **883**, 162
- Fraija, N., Dichiara, S., Pedreira, A. C. d. E. S., et al. 2019b, *ApJL*, **879**, L26
- Fraija, N., Veres, P., Beniamini, P., et al. 2021, *ApJ*, **918**, 12
- Franceschini, A., & Rodighiero, G. 2017, *A&A*, **603**, A34
- Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Domínguez, A. 2012, *MNRAS*, **422**, 3189
- Golenetskii, S., Aptekar, R., Frederiks, D., et al. 2015, GCN, 18003, 1
- Goodman, J. 1986, *ApJL*, **308**, L47
- Granot, J., & Guetta, D. 2003, *ApJL*, **598**, L11
- He, H.-N., Wu, X.-F., Toma, K., Wang, X.-Y., & Mészáros, P. 2011, *ApJ*, **733**, 22
- H.E.S.S. Collaboration 2021, *Sci*, **372**, 1081
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2014, *A&A*, **565**, A16
- Jakobsson, P., Levan, A., Fynbo, J. P. U., et al. 2006, *A&A*, **447**, 897
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *ApJL*, **413**, L101
- Kumar, P., & Barniol Duran, R. 2010, *MNRAS*, **409**, 226
- Kumar, P., & Piran, T. 2000, *ApJ*, **532**, 286
- Kumar, P., & Zhang, B. 2015, *PhR*, **561**, 1
- Lien, A. Y., Barthelmy, S. D., Cummings, J. R., et al. 2017, GCN, 20443, 1
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, **524**, 262
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 1994, *MNRAS*, **269**, L41
- Mészáros, P., & Rees, M. J. 2000, *ApJL*, **541**, L5
- Narayan, R., Paczynski, B., & Piran, T. 1992, *ApJL*, **395**, L83
- Paczynski, B. 1986, *ApJL*, **308**, L43
- Panaiteescu, A., & Mészáros, P. 2000, *ApJL*, **544**, L17
- Pérez Araujo, Y., González, M. M., & Fraija, N. 2021, arXiv:2108.03333
- Piran, T. 2004, *RvMP*, **76**, 1143
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2016, *A&A*, **594**, A13
- Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Liang, E.-W., & Zheng, X.-T. 2001, *A&A*, **369**, 537
- Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Xue, S.-J., et al. 2000, *PASJ*, **52**, 759
- Santana, R., Barniol Duran, R., & Kumar, P. 2014, *ApJ*, **785**, 29
- Sari, R., & Esin, A. A. 2001, *ApJ*, **548**, 787
- Sari, R., & Piran, T. 1995, *ApJL*, **455**, L143
- Sari, R., & Piran, T. 1999, *A&AS*, **138**, 537
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJL*, **497**, L17
- Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ*, **650**, 261
- Taboada, I., & Gilmore, R. C. 2014, *NIMPA*, **742**, 276
- Ukwatta, T. N., Barthelmy, S. D., Baumgartner, W. H., et al. 2015, GCN, 17740, 1
- Veres, P., & Bissaldi, E. 2018, GCN, 23548, 1
- Veres, P., & Mészáros, P. 2012, *ApJ*, **755**, 12
- Vietri, M. 1995, *ApJ*, **453**, 883
- von Kienlin, A., Meegan, C., & Goldstein, A. 2017, GCN, 21520, 1
- von Kienlin, A., Meegan, C. A., Paciesas, W. S., et al. 2020, *ApJ*, **893**, 46
- von Kienlin, A., & Roberts, O. J. 2017, GCN, 20616, 1
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001a, *ApJ*, **556**, 1010
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001b, *ApJL*, **546**, L33
- Waxman, E. 1995, *PhRvL*, **75**, 386
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, **405**, 273
- Zhang, B., & Mészáros, P. 2001, *ApJ*, **559**, 110

GRB 221009A: ¿Un destello de materia oscura clara o una componente Compton inverso extremadamente brillante?

Artículo publicado en: arXiv:2210.15857 y enviado a The Astrophysical Journal

En este artículo colaboré con:

*M. M. González, D. Avila Rojas, A. Pratt, S. Hernández-Cadena
N. Fraija, R. Alfaro y J. A. Montes.*

Mi participación: restringir el conjunto de parámetros microfísicos relacionados con el modelo de emisión SSC para el GRB 221009A.








En este artículo se presenta el análisis para el GRB 221009A detectado el 9 de octubre de 2022 por el instrumento Fermi-GBM seguido por SWIFT y otros instrumentos. Entre los varios instrumentos se encuentra el observatorio LHAASO, quien reportó a 2000 s después de la detección del GRB fotones de alta energía alrededor de 500 GeV (significancia de $\sim 100\sigma$) y 18 TeV (significancia de $\sim 10\sigma$). La detección de un fotón de 18 TeV es muy intrigante, pero más intrigante aún, es lo reportado por el observatorio Carpet-2 de un fotón de energía 251 TeV (5000 s después de la detección del GRB) tomando en cuenta su corrimiento al rojo de $z = 0.151$.

Los GRBs se han considerado como emisores potenciales de fotones de muy alta energía debido a la gran cantidad de energía que liberan, así como

los fuertes campos magnéticos involucrados en el jet. Sin embargo, no se espera la detección de fotones a TeV de GRBs más allá de un corrimiento al rojo de $z \geq 0.1$ debido a su atenuación con el EBL. Por estas razones, la reciente observación de fotones con energías de 18 y 251 TeV ha cuestionado lo que sabemos sobre los mecanismos de emisión de TeV y el fondo extragaláctico.

La discusión de las condiciones y limitaciones dentro del escenario de la radiación de sincrotrón-auto Compton de la emisión tardía en el GRB (para la observación del fotón de 18 TeV) y evitando el efecto Klein-Nishina, encontramos un valor improbable del parámetro microfísico del campo magnético por debajo de 10^{-6} para un valor del medio de circundante de $> 1\text{cm}^{-3}$. Por esta razón se exploraron posibles escenarios en términos de ALP y mecanismos de fotones oscuros para interpretar estos fotones de altas energías. El resultado de este análisis se encontró que los escenarios de una partícula similar a un axión (ALP por sus siglas en inglés) y fotones oscuros pueden explicar el fotón de 18 TeV pero no el fotón de 251 TeV.

GRB 221009A: A light dark matter burst or an extremely bright Inverse Compton component?

3 M. M. GONZÁLEZ ¹, D. AVILA ROJAS ², A. PRATTS ², S. HERNÁNDEZ-CADENA ², N. FRAIJA ¹, R. ALFARO,²
4 Y. PÉREZ ARAUJO ¹ AND J. A. MONTES ¹

5 ¹*Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico*

6 ²*Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad de México, 04510, Mexico*

7 ABSTRACT

8 Gamma-ray bursts (GRBs) have been considered as potential very high-energy photon emitters due
9 to the large amount of energy released as well as the strong magnetic fields involved in their jets.
10 However, the detection of TeV photons is not expected from bursts beyond a redshift of $z \gtrsim 0.1$
11 due to their attenuation with the extragalactic background light (EBL). For these reasons, the recent
12 observation of photons with energies of 18 and 251 TeV from GRB 221009A ($z=0.151$) last October
13 9th, 2022 has challenged what we know about the TeV-emission mechanisms and the extragalactic
14 background. In order to explain the TeV observations, recent works exploring candidates of dark
15 matter have started to appear. In this paper, we discuss the required conditions and limitations
16 within the most plausible scenario, synchrotron-self Compton (SSC) radiation in the GRB afterglow,
17 to interpret the one 18-TeV photon observation besides the EBL. To avoid the Klein-Nishina effect,
18 we find an improbable value of the microphysical magnetic parameter below 10^{-6} for a circumburst
19 medium value $> 1\text{cm}^{-3}$ (expected in the collapsar scenario). Therefore, we explore possible scenarios
20 in terms of ALPs and dark photon mechanisms to interpret this highly-energetic photon and we discuss
21 the implications in the GRB energetics. We find that the ALPs and dark photon scenarios can explain
22 the 18 TeV photon but not the 251 TeV photon.

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

26 1. INTRODUCTION

27 Gamma-ray bursts (GRBs) are characterized by a prompt emission in the energy range of keV to MeV with a wide
28 range of spectral and temporal features. They also present a late phase called afterglow which is observed at energies
29 from radio to γ -rays with longer duration than the prompt emission. They are classified based on their hardness ratio
30 (Qin et al. 2000, 2001) and duration of their prompt emission (Kouveliotou et al. 1993). In particular, longer bursts
31 are those with a duration larger than 2 s and are associated with the death of massive stars through core-collapse
32 (Woosley 1993; MacFadyen & Woosley 1999). The fireball model (Paczynski 1986; Goodman 1986; Cavallo & Rees
33 1978) explains the prompt emission as the dissipation of kinetic energy in internal shocks and the afterglow phase
34 through shocks generated by the collision of the expanding blast wave with the external medium (see Piran 2004, for
35 a complete review). In both cases, synchrotron radiation is the responsible cooling mechanism only up to the energies
36 of a few GeVs (Wang et al. 2013; Kumar & Barniol Duran 2010; Veres & Mészáros 2012; Fraija et al. 2019b). Thus,
37 high (> 10 GeV) and very-high-energy (VHE, > 100 GeV) emissions are described (for high emission) and predicted
38 (for VHE emission) by inverse Compton scattering of lower energy photons by electrons (Alvarez-Muñiz et al. 2004;

Corresponding author: M. M. González
magda@astro.unam.mx

Corresponding author: D. Avila Rojas
daniel_avila5@ciencias.unam.mx

Wang et al. 2001; 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 (H. E. S. S. Collaboration et al. 2021; Abdalla et al. 2019) were described as inverse Compton emission. In all cases, the emission appeared hours after the prompt phase.

On October 9th, 2022, one of the most luminous (or probably the most luminous depending on the final corrected flux) gamma-ray bursts ever recorded was detected by the Fermi-GBM instrument (Veres et al. 2022), followed by SWIFT (Dichiara et al. 2022) and by 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 in the tens of seconds and a fluence of approximately 2.2×10^{-5} erg cm $^{-2}$. The second, a multi-peaked emission, lasting around 327 s (Lesage et al. (2022), preliminary T90) reached a fluence of approximately 2.912×10^{-2} erg cm $^{-2}$ (Lesage et al. 2022). The duration of the tail is still being determined but it is in the order of two thousand seconds. While other missions detected GRB 221009A at relatively the same time periods, all of them reported different estimations for the fluence and some of which have revised their initial reports due to saturation of their instruments at high energies (Omodei et al. 2022a,b). Nevertheless, all the fluences reported for the second emission episode remain in the order of 10^{-2} erg cm $^{-2}$. The ground-based locations are consistent with uncertainties. Observations of the counterpart began at approximately T0+150 s in the X-ray band (Tohuvavohu et al. 2022) and several hours later in the IR, radio, and optical bands (Tiengo et al. 2022; Hu et al. 2022; Farah et al. 2022; Liu et al. 2022; Durbak et al. 2022; Brivio 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 (Pellegrin et al. 2022a,b; Savchenko et al. 2022; Atri et al. 2022; O’Connor et al. 2022), including the notable observations made by the James Webb Space Telescope (Levan et al. 2022a) and by the Hubble Space Telescope (Levan et al. 2022b). Interestingly enough, the latter discusses how a faint NIR 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, the LHAASO observatory reported a detection with two of its three sub-arrays; WCDA and KM2A. LHAASO-WCDA array detection was centered at RA = 288.3°, DEC = 19.8°, within 2,000 s after the trigger time, with energies above 500 GeV and significance above 100σ , while LHAASO-KM2A’s detection had a significance above 10σ 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 PeV sources with locations consistent with the position of the 251 TeV photon.

Given what has been mentioned above regarding the observations of the brightest transient event ever seen, a fast conclusion could mislead the description of GRB 221009A toward inverse Compton scattering. However, it is the need to understand how to avoid the 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 takes 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 ultra-high-energy cosmic rays (UHECRs), 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 (Li & Ma 2022; Finke & Razzaque 2022; Zheng et al. 2022).

The nature of DM is still unknown, although according to the best cosmological model (Λ CDM), Dark Matter 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 dark matter. Among them, the most studied candidate are Weakly Interactive Massive Particles (WIMPs) (Roszkowski et al. 2018) which arrive naturally from a super-symmetric extension of the standard model. 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 standard model. A kinetic mixing/coupling with the standard model (SM) photon is possible, leading to photon-dark photon conversions either under the presence of magnetic fields or in the 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 (QCD) Axions and arise from models Beyond the Standard Model (BSM). Their production happened in the early inflationary Universe. Both of them, Axions and ALPs, are excellent candidates to be the dark matter of the Universe (Abbott & Sikivie 1983; Preskill et al. 1983; Dine & Fischler 1983). Since they are cold dark matter (CDM), they agree with Λ CDM (Visinelli & Gondolo 2010).

Currently, DM and gamma-ray bursts have been linked only by a few authors. The observations of photons with energy of tens to hundreds of GeV 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 out of the scope of this paper. However, we explore the consequences of a initial beam of light DM produced in the GRB, and could motivate new investigations of production mechanisms of light DM particles in GRBs, as the one described in Nakagawa et al. (2022).

Scenario one: Several studies (Raffelt 1986; Ferreira et al. 2022) 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 contribute to the total production rate such as the Primakoff process, 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 to generate ALPs with energies $E > \text{TeV}$ is very low. There are searches for ALPs under these hypotheses by 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 likely the result of the core collapse of a massive star, (Castro-Tirado et al. (2022), Amati, L. et al. (2002) further studies are needed to extend the production of ALPs or any other dark-matter particle to energies of at least to tens of TeV. A BdHNI typical binary-driven hypernova type I, carbon-oxygen core with a companion neutron star (Aimuratov et al. 2022) is also proposed as the progenitor of GRB 221009A. If this is the case, production of ALPs is still possible in the neutron star, see for example (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 TeV photon).

Finally, the third scenario implies that the DM in the Universe could be multi-component, including a heavy component (for example, a WIMP with masses above 100 TeV) plus a light DM component (either an ALP or dark photon candidate). Scenarios with multi-component dark matter have been explored in colliders and direct and indirect DM searches, for example, Batell et al. (2009); Zurek (2009); 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 standard model photons, which could be detected on the 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 limit so that the Synchrotron Self-Compton (SSC) emission can take place. We assume, as for all long bursts, that

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

Table 1. Parameters considered in our calculations.

the density of the surrounding medium, η , is larger than 1 cm^{-3} . In Section 3, we explore an alternative scenario in which there is a release of dark matter by the burst. We estimate the minimum survival probability for a photon to come from a DM oscillation and reach 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 (Genet et al. 2007; Kobayashi et al. 2007; Mészáros & Rees 1999; Nakar & Piran 2004; Fraija et al. 2020) or forward external shocks (Panaitescu 2007; Sari et al. 1998). 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 ~ 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 ~ 2000 s. Thus, we will assume for the purposes of this analysis, that the VHE emission lasted as long as the LHAASO observation duration 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 TeV-photons of GRB 221009A.

The SSC process occurs when the same electron population that radiates synchrotron photons up-scatters them to higher energies as $E_{\gamma,j}^{\text{SSC}} \sim \gamma_j^2 E_{\gamma,j}^{\text{syn}}$, 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)

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

where $\mathbf{Y} = \frac{[-1 + \sqrt{(1+4\eta\frac{\epsilon_e}{\epsilon_B})}]}{2}$ is the Compton parameter (for slow cooling $\eta = (\frac{\gamma_c}{\gamma_m})^{2-p}$ 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, ϵ_e and ϵ_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 Klein Nishina regime is the suppression of up-scattered 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 $E_{\gamma,c}^{\text{KN}} = \gamma_c \Gamma m c^2$ (Wang et al. 2019) is given by

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

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 ϵ_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 Klein Nishina 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 TeV-photons could have been observed at any time within the observational period. As shown, the required values of ϵ_B are less than $10^{-6.5}$ or $10^{-7.0}$ depending on the energy of the TeV-photon observed and the observational duration. However, many studies have described multiwavelength afterglow observations using values of ϵ_B between 10^{-5} to 10^{-1} (Wijers & Galama 1999; Panaitescu & Kumar 2002; Yost et al. 2003; Panaitescu 2005; Santana et al. 2014). If the TeV-photons come in the first 10 seconds 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 Klein Nishina break energies, respectively.

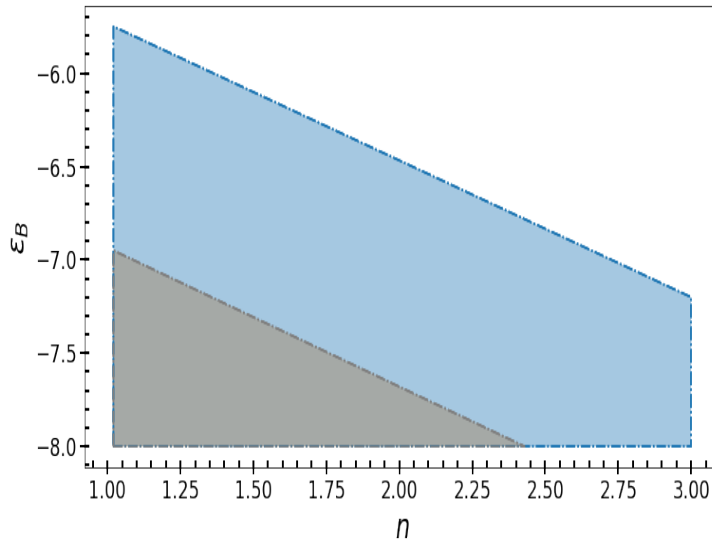


Figure 1. ϵ_B as a function of the density of the surrounding medium. The blue zone corresponds to an $h\nu_{\gamma,c}^{\text{KN}} > 18$ TeV and $t = 2000$ s while the superimposed grey zone corresponds to $E_{\gamma,c}^{\text{KN}} > 251$ TeV and $t = 5000$ s.

Considering the dependence on time of the SSC lightcurve (Equations 2 and 3), the maximum flux will happen in the first seconds of the burst. Then, we estimate the flux at the observation times of 1, and 5000 seconds, requiring

190 $E_{\gamma,\mathbf{c}}^{\text{KN}}$ greater than 250 TeV (for $t=0-5000$ s), an $n = 1.2 \text{ cm}^{-3}$, $\epsilon_B = 10^{-7.5}$ and $\epsilon_e = 10^{-6}$. The resulting flux at the
 191 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
 192 already too small to reach the Earth and to be detected by LHAASO even if EBL does not attenuate it. Note that
 193 the energy uncertainty of LHAASO allows the energy of the photon to be up to 25.2 TeV where the EBL attenuation
 194 is much larger, $\sim \exp(-25.6)$.

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

200 3. DARK MATTER SCENARIO

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

210 3.1. TeV-Photon Detection

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

$$214 N_\gamma = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} A(E_\gamma) \Phi_\gamma(E_\gamma, t) dE_\gamma dt. \quad (5)$$

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

$$220 \Phi_\gamma(E) = \Phi_{DM}(E) P_\gamma(E_\gamma) = N_0 \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma) \quad (6)$$

221 where α is the spectral index of the DM, and N_0 is the normalization factor of the DM flux. Then, Equation 5 is
 222 rewritten as,

$$223 N_\gamma = \Delta t N_0 \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} A(E_\gamma) \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-\alpha} P_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma. \quad (7)$$

224 and the N_0 can be calculated considering the total energy carried by DM, $E_{DM,T}$. We assume a fraction of the
 225 isotropic energy to be released by the DM candidates with efficiency similar to or lower than the fraction released as
 226 kinetic energy of electrons in the SSC framework. Values as large as 30% can be found in literature Ren et al. (2022).
 227 However, to avoid problems with the, well known, dynamics of the fireball, we have taken two conservative values of
 228 1% and 10%.

$$229 E_{DM,T} = [1 - 10\%] E_{iso} = \frac{4\pi d_z^2}{1+z} N_0 \int_{E_{\gamma,\min}}^{E_{\gamma,\max}} \left(\frac{E_\gamma}{1\text{TeV}} \right)^{-\alpha+1} dE_\gamma, \quad (8)$$

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 TeV-photons. In order to simplify the calculation we assume that the survival probability follows a flat distribution in the energy range of interest. Then, α can be taken as the photon spectral index. This allows to constrain 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 - 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.

E_{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	1.72×10^{-8}	6×10^{-5}	> 1
0.1	1.72×10^{-7}	6×10^{-6}	0.71
$\alpha_{\text{DM}} = 2.5$			
0.01	3.66×10^{-8}	20×10^{-5}	> 1
0.1	3.66×10^{-7}	20×10^{-6}	0.48

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 – 10 PeV.

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 the 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 hundred TeVs, pushes the system to the Klein Nishina 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 MW 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_{iso} energy of 10% (1%), a similar fraction released as 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 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 PeV-sources as pointed out by Fraija et al. (2022).

3.2. Axion-Like Particles

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

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

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:

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

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

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, can not 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_γ , resulting from an ALP oscillation, to be observed on Earth can be obtained from the density matrix and mixing matrix \mathcal{M} that 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_γ , 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 MW 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 Milky Way's magnetic field, we consider the Jansson model. We assumed nominal values of the magnetic field of the jet of $B_T = 10^6 G$, $n_e = 10^8 \text{cm}^{-3}$, and $l = 10^{10} \text{cm}$ (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_γ for a $m = 10^{-8} \text{eV}$, $g_{a\gamma} = 10^{-10} \text{GeV}^{-1}$; $m = 10^{-7} \text{eV}$, $g_{a\gamma} = \times 10^{-11} \text{GeV}^{-1}$; and $m = 9 \times 10^{-7} \text{eV}$, $g_{a\gamma} = 5 \times 10^{-12} \text{GeV}^{-1}$. Interesting candidates are those for which P_γ is larger than the EBL attenuation at a given energy. For instance, the EBL attenuation factor is 0.18, 1.6×10^{-7} , and 4×10^{-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 subsection 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 if there exists a candidate with this behavior in the region not excluded. Candidates like the one shown in 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 6×10^{-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_{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 are already 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

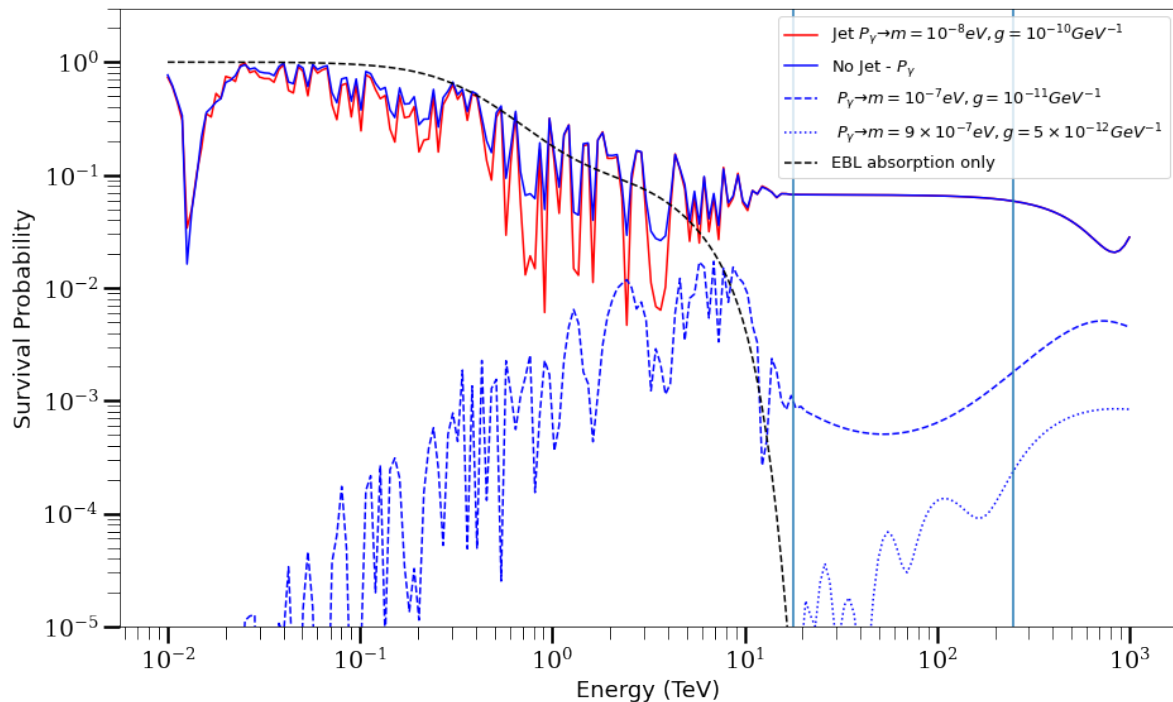


Figure 2. Survival probability of a photon as a function of its energy from an initial beam of ALP candidates defined by m and g . The red line considers the magnetic field of the GRB jet while blue lines do not. The vertical lines mark the energies of 18 TeV and 251 TeV as reference.

that this region has a strong energy dependency. Those candidates closer to the excluded region with lower masses would be 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; Veberič et al. 2017; Arias et al. 2012; Zechlin et al. 2008), and (Raffelt & Stodolsky 1988b) for a general expression of interactions between photons and light particles and their effects. On top of that, in previous years, proposals to use astrophysical sources to observe a possible effect of the oscillation of photons to dark photons were suggested. For example in (Okun 1982), it is proposed to observe if 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 χ and the mass of the dark photon $m_{\gamma'}$ to explain the TeV-photons observed from GRB 221009A. We assume the optical properties of the medium traversed by the photon are such that the refractive index is 1¹, 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):

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

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

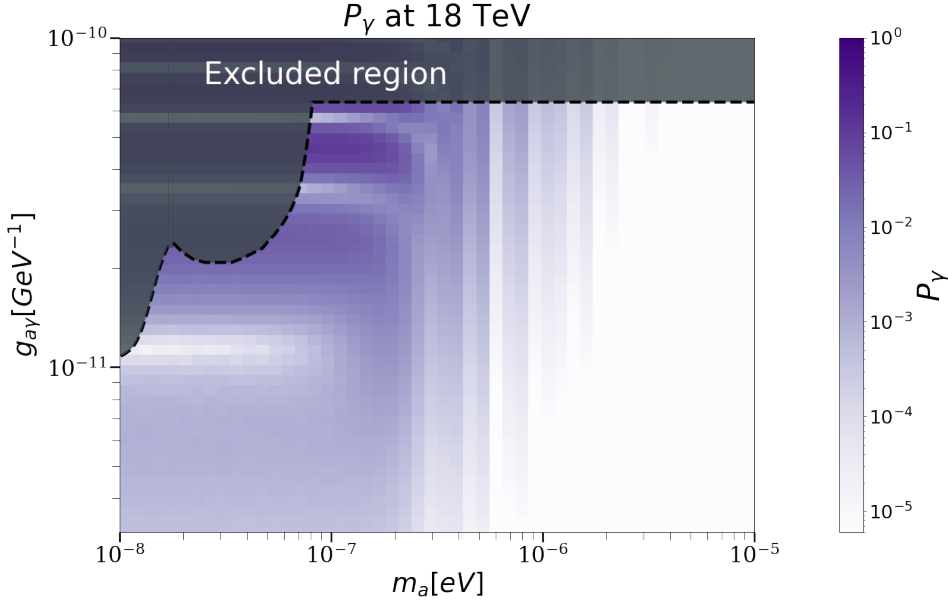


Figure 3. Survival probability of an 18 TeV-photon from an initial beam of ALPs represented in a mesh of m_a and $g_{a\gamma}$. The black dotted line represents the limits of the exclusion regions that have been placed by Fermi (Wouters & Brun 2013), H.E.S.S. (Ajello et al. 2016), and CAST (Anastassopoulos 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 TeV-photons.

where L is the distance traveled by the photon and E_γ is the photon energy. This expression corresponds to the case where the external magnetic field is zero which is not 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,

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

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

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

where $\tau(E_\gamma, z)$ is the optical depth as a function of the photon energy E_γ , and the redshift z . The luminous distance D_L is given in Table 1, and the oscillation length L_{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, $m_{\gamma\prime}$, in the range from 10^{-6} to $10^{-4} \mu\text{eV}$, and the mixing angle χ with values between 10^{-6} and 10^{-4} . Figure 4 shows the parameter space of $m_{\gamma\prime}$ and χ when $P_\gamma > 6 \times 10^{-6}$. Similarly to Section 3.2, 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_{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 TeV-photons observed by LHAASO-KM2A. We also find that the survival probability P_γ does not depend on the value of the mixing angle χ . The permitted region for dark photons to be considered as DM capable to explain the observations from LHAASO and CARPET 2 are where the survival probability is required to be larger than 6×10^{-6} and outside of the excluded region. A strong difference with

350 the ALP scenario is that dark photons will either explain simultaneously both 18 and 251 TeV-photons or neither of
 351 them.

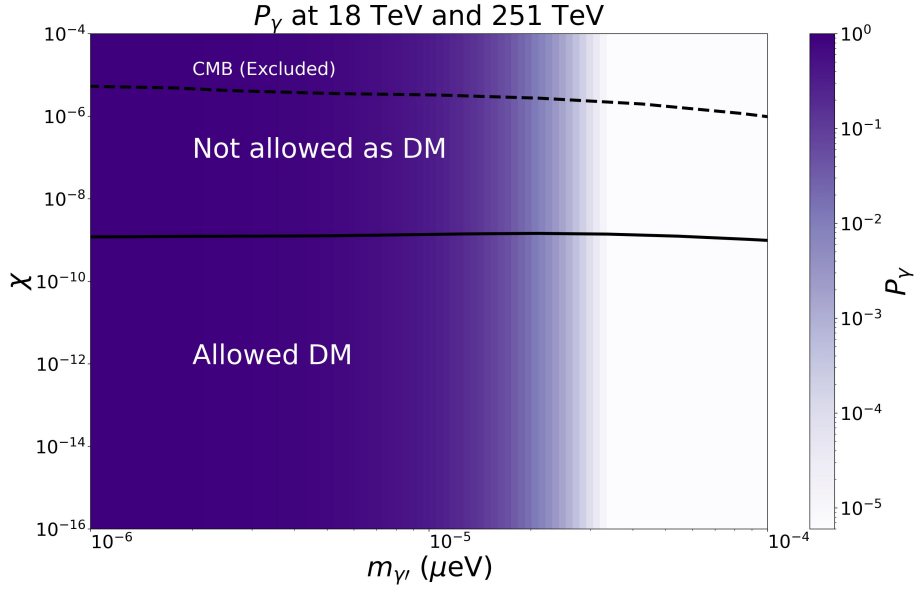


Figure 4. Survival probability of photons with energies of 18 TeV or 251 TeV for dark photons with masses $m_{\gamma'}$ and mixing angle χ . The region below the solid line shows the region where dark photons are a viable CDM candidate (Allowed DM). The region above the dashed line is excluded by using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

352

3.4. Previous GRB observations at energies > 100 GeV

353 GRB observations have been one of the major challenges for the current VHE γ -ray astronomy observatories. In
 354 particular, imaging atmospheric Cherenkov telescopes (IACTs) have implemented observational programs to search
 355 for VHE emissions from GRBs. Most results have provided upper limits to the photon flux and constraints to the
 356 models. However, MAGIC and H.E.S.S. are the only two IACTs that have detected GRBs at energies above 100 GeV
 357 (MAGIC Collaboration et al. 2019; Abdalla et al. 2019; H. E. S. S. Collaboration et al. 2021; Acciari et al. 2021).
 358 Table 3 summarises some relevant information about these observations. A common characteristic along these VHE
 359 GRBs is to be classified as long GRBs ($T_{90} \geq 30$ s), except for GRB190829A that, when analyzing its energy flux
 360 and luminosity light curve, shows a rather different behavior (Noda & Parsons 2022). It is worth recalling that this
 361 sample contains only four bursts of several thousand observed bursts, so it may not be representative and no significant
 362 conclusions should arise from it. Nevertheless, we can explore if DM can also explain the observations at energies of
 363 hundreds of GeV.

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

Table 3. Previous observation of GRBs at energies above 100 GeV performed by IACTs

364 We have carried out the same procedure as in Section 3.1 to obtain the probability of DM particles to survive as a
 365 photon according to the reported fluxes in Table 3 after attenuation by the EBL. Again, we consider a load energy of 1
 366 and 10% of E_{iso} corresponding to each burst as well as other parameters as the redshift given also in Table 3. Table 4
 367 shows the calculated survival probabilities. They are remarkably similar to each other considering the flux differences
 368 for the same energy fraction. As observed, larger values of the survival probability than those required for TeV-photons
 369 are also calculated. For the case of ALPs, we show in Figure 5 the candidate space for survival probabilities higher
 370 than 10^{-3} . It is observed that there are still candidates out of the exclusion region but with low values of the coupling
 371 constant and the lowest masses. In the case of dark photons, the candidate region is slightly pushed to lower masses
 372 as seen in Figure 4. Interestingly, these results propose DM as an alternative scenario to describe the observations of
 373 photons with energies of hundreds of GeV.

GRB name	E_{iso}	P_γ	Instrument
190114C	$0.01E_{iso}$	5.1×10^{-2}	MAGIC
180720B	$0.01E_{iso}$	1.1×10^{-2}	H.E.S.S.
190114C	$0.1E_{iso}$	5.1×10^{-3}	MAGIC
180720B	$0.1E_{iso}$	1.1×10^{-3}	H.E.S.S.

Table 4. Calculated survival probability for photons with energies above 100 GeV for a given assumed fraction of E_{iso} taken by DM particles.

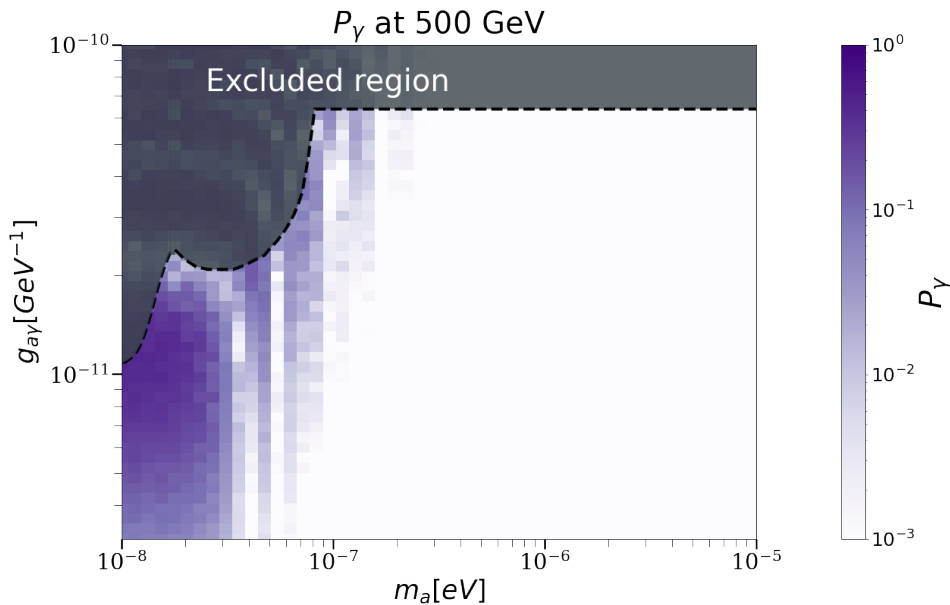


Figure 5. Same as Figure 3 but for photons with energy of 500 GeV.

4. DISCUSSION AND CONCLUSIONS

374 We have investigated three scenarios. First, we take the most plausible mechanism within the fireball scenario,
 375 the SSC emission in the external forward-shock model, based on the long duration of the VHE gamma-ray emission
 376 and the 18-TeV photon observed. We found that to avoid the Klein-Nishina regime, very small and unlikely values
 377 of the microphysical parameters are required, and even before considering the EBL attenuation; the resulting flux is
 378 too small to reproduce the observation of at least one photon with an energy of 18 TeV. Ren et al. (2022) modeled
 379 the multiwavelength afterglow observations of GRB 221009A in a stellar-wind-dominated environment considering the
 380 Klein Nishina effect and find its emission in the energy range of 0.1 to 10 TeV to be very bright, peaking at 300 GeV.
 381

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 Klein Nishina 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 TeV-photons is truly released in this burst at least by SSC emission alone, leading us to explore other alternatives involving DM.

Then, we consider two DM scenarios that can be coupled with TeV-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 are transformed into DM and in the MW is where they get reconverted to photons. As discussed before, we believe that the release of TeV-photons from GRB221009A is doubtful then 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 out of 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 TeV 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 about 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 2×10^3 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 which are capable of explaining the observation of TeV 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 TeV-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 GeV 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 GeVs while in the case of ALPs the allowed region decreases dramatically towards the lowest masses and low coupling constants. The values found of the survival probability leave the door open to ALPs to explain hundred of GeV emission. Nevertheless, a detailed study considering different DM spectra, including spectral lines, is required. The confrontation of the results with the spectra observed beyond 10 TeV will definitely help to 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.

REFERENCES

- Abbott, L., & Sikivie, P. 1983, Physics Letters B, 120, 133, doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90638-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90638-X)
- 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)

- 435 Acciari, V., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2021, in
 436 Proceedings of Science, 788, doi: [10.22323/1.395.0788](https://doi.org/10.22323/1.395.0788)
- 437 Ahlers, M., Gies, H., Jaeckel, J., Redondo, J., & Ringwald,
 438 A. 2007, Phys. Rev. D, 76, 115005,
 439 doi: [10.1103/PhysRevD.76.115005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.115005)
- 440 Aimuratov, Y., Becerra, L., Bianco, C. L., et al. 2022, GRB
 441 Coordinates Network, 32780, 1
- 442 Ajello, M., Albert, A., Anderson, B., et al. 2016, Physical
 443 Review Letters, 116, doi: [10.1103/physrevlett.116.161101](https://doi.org/10.1103/physrevlett.116.161101)
- 444 Alvarez-Muñiz, J., Halzen, F., & Hooper, D. 2004, ApJL,
 445 604, L85, doi: [10.1086/383568](https://doi.org/10.1086/383568)
- 446 Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, A&A, 390,
 447 81, doi: [10.1051/0004-6361:20020722](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020722)
- 448 Anastassopoulos, V., Aune, S., Barth, K., et al. 2017,
 449 Nature Physics, 13, 584, doi: [10.1038/nphys4109](https://doi.org/10.1038/nphys4109)
- 450 Arias, P., Cadamuro, D., Goodsell, M., et al. 2012, Journal
 451 of Cosmology and Astroparticle Physics, 2012, 013,
 452 doi: [10.1088/1475-7516/2012/06/013](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2012/06/013)
- 453 Atri, P., An, T., Giroletti, M., et al. 2022, GRB
 454 Coordinates Network, 32907, 1
- 455 Baktash, A., Horns, D., & Meyer, M. 2022, Interpretation
 456 of multi-TeV photons from GRB221009A, arXiv,
 457 doi: [10.48550/ARXIV.2210.07172](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2210.07172)
- 458 Baring, M. G. 2006, ApJ, 650, 1004, doi: [10.1086/506960](https://doi.org/10.1086/506960)
- 459 Batell, B., Pospelov, M., & Ritz, A. 2009, Phys. Rev. D, 79,
 460 115019, doi: [10.1103/PhysRevD.79.115019](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.115019)
- 461 Bell, N. F., Busoni, G., Robles, S., & Virgato, M. 2020,
 462 Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 2020,
 463 028, doi: [10.1088/1475-7516/2020/09/028](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/09/028)
- 464 Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., & Hinshaw, G.
 465 2014, The Astrophysical Journal, 794, 135,
 466 doi: [10.1088/0004-637X/794/2/135](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/2/135)
- 467 Beskidt, C., de Boer, W., Kazakov, D. I., & Ratnikov, F.
 468 2012, The European Physical Journal C, 72,
 469 doi: [10.1140/epjc/s10052-012-2166-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2166-z)
- 470 Bi, X., Gao, Y., Guo, J., et al. 2021, Physical Review D,
 471 103, doi: [10.1103/physrevd.103.043018](https://doi.org/10.1103/physrevd.103.043018)
- 472 Brivio, R., Ferro, M., D’Avanzo, P., et al. 2022, GRB
 473 Coordinates Network, 32652, 1
- 474 Brockway, J. W., Carlson, E. D., & Raffelt, G. G. 1996,
 475 Physics Letters B, 383, 439,
 476 doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(96\)00778-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(96)00778-2)
- 477 Castro-Tirado, A. J., Sanchez-Ramirez, R., Hu, Y. D.,
 478 et al. 2022, GRB Coordinates Network, 32686, 1
- 479 Cavallo, G., & Rees, M. J. 1978, MNRAS, 183, 359,
 480 doi: [10.1093/mnras/183.3.359](https://doi.org/10.1093/mnras/183.3.359)
- 481 Crnogorčević, M., Caputo, R., Meyer, M., Omodei, N., &
 482 Gustafsson, M. 2021, Phys. Rev. D, 104, 103001,
 483 doi: [10.1103/PhysRevD.104.103001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.103001)
- 484 De Angelis, A., Galanti, G., & Roncadelli, M. 2011, Phys.
 485 Rev. D, 84, 105030, doi: [10.1103/PhysRevD.84.105030](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.105030)
- 486 de Ugarte Postigo, A., Izzo, L., Pugliese, G., et al. 2022,
 487 GRB Coordinates Network, 32648, 1
- 488 Dermer, C. D., & Atoyan, A. 2004, A&A, 418, L5,
 489 doi: [10.1051/0004-6361:20040108](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040108)
- 490 Dichiarà, S., Gropp, J. D., Kennea, J. A., et al. 2022, GRB
 491 Coordinates Network, 32632, 1
- 492 Dine, M., & Fischler, W. 1983, Physics Letters B, 120, 137,
 493 doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90639-1](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90639-1)
- 494 Durbak, J. M., Kuttyrev, A. S., Andreoni, I., et al. 2022,
 495 GRB Coordinates Network, 32654, 1
- 496 Dzhappuev, D. D., Afashokov, Y. Z., Dzaparova, I. M.,
 497 et al. 2020, Soviet Journal of Experimental and
 498 Theoretical Physics Letters, 112, 753,
 499 doi: [10.1134/S0021364020240029](https://doi.org/10.1134/S0021364020240029)
- 500 —. 2022, The Astronomer’s Telegram, 15669, 1
- 501 Farah, W., Bright, J., Pollak, A., et al. 2022, GRB
 502 Coordinates Network, 32655, 1
- 503 Feldman, D., Liu, Z., Nath, P., & Peim, G. 2010, Phys.
 504 Rev. D, 81, 095017, doi: [10.1103/PhysRevD.81.095017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.81.095017)
- 505 Ferreira, R. Z., Marsh, M. C. D., & Müller, E. 2022, Strong
 506 supernovae bounds on ALPs from quantum loops, arXiv,
 507 doi: [10.48550/ARXIV.2205.07896](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2205.07896)
- 508 Finke, J. D., & Razzaque, S. 2022, arXiv e-prints,
 509 arXiv:2210.11261. <https://arxiv.org/abs/2210.11261>
- 510 Fortin, J.-F., & Sinha, K. 2019, Journal of Cosmology and
 511 Astroparticle Physics, 2019, 020,
 512 doi: [10.1088/1475-7516/2019/11/020](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2019/11/020)
- 513 Fraija, N., Barniol Duran, R., Dichiarà, S., & Beniamini, P.
 514 2019a, ApJ, 883, 162, doi: [10.3847/1538-4357/ab3ec4](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab3ec4)
- 515 Fraija, N., Dichiarà, S., Pedreira, A. C. C. d. E. S., et al.
 516 2019b, ApJL, 879, L26, doi: [10.3847/2041-8213/ab2ae4](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab2ae4)
- 517 Fraija, N., Gonzalez, M., & HAWC Collaboration. 2022,
 518 The Astronomer’s Telegram, 15675, 1
- 519 Fraija, N., Laskar, T., Dichiarà, S., et al. 2020, ApJ, 905,
 520 112, doi: [10.3847/1538-4357/abc41a](https://doi.org/10.3847/1538-4357/abc41a)
- 521 Fraija, N., Veres, P., Beniamini, P., et al. 2021, ApJ, 918,
 522 12, doi: [10.3847/1538-4357/ac0aed](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac0aed)
- 523 Galanti, G., Roncadelli, M., & Tavecchio, F. 2022,
 524 Explanation of the very-high-energy emission from
 525 GRB221009A, arXiv, doi: [10.48550/ARXIV.2210.05659](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2210.05659)
- 526 Genet, F., Daigne, F., & Mochkovitch, R. 2007, MNRAS,
 527 381, 732, doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.12243.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12243.x)
- 528 Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Domí
 529 nguez, A. 2012, Monthly Notices of the Royal
 530 Astronomical Society, 422, 3189,
 531 doi: [10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20841.x)
- 532 Goodman, J. 1986, ApJL, 308, L47, doi: [10.1086/184741](https://doi.org/10.1086/184741)

- 533 H. E. S. S. Collaboration, Abdalla, H., Aharonian, F., et al.
534 2021, *Science*, 372, 1081, doi: [10.1126/science.abe8560](https://doi.org/10.1126/science.abe8560)
- 535 Harris, S. P., Fortin, J.-F., Sinha, K., & Alford, M. G. 2020,
536 *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2020,
537 023, doi: [10.1088/1475-7516/2020/07/023](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/07/023)
- 538 Holdom, B. 1986, *Physics Letters B*, 166, 196,
539 doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(86\)91377-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)91377-8)
- 540 Hu, Y. D., Casanova, V., Fernandez-Garcia, E., et al. 2022,
541 *GRB Coordinates Network*, 32644, 1
- 542 Huang, Y., Hu, S., Chen, S., et al. 2022, *GRB Coordinates*
543 *Network*, 32677, 1
- 544 Jansson, R., & Farrar, G. R. 2012, *The Astrophysical*
545 *Journal*, 757, 14, doi: [10.1088/0004-637x/757/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637x/757/1/14)
- 546 Kobayashi, S., Zhang, B., Mészáros, P., & Burrows, D.
547 2007, *ApJ*, 655, 391, doi: [10.1086/510198](https://doi.org/10.1086/510198)
- 548 Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al.
549 1993, *ApJL*, 413, L101, doi: [10.1086/186969](https://doi.org/10.1086/186969)
- 550 Kumar, P., & Barniol Duran, R. 2010, *MNRAS*, 409, 226,
551 doi: [10.1111/j.1365-2966.2010.17274.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.17274.x)
- 552 Kumar, P., & Zhang, B. 2015, *PhR*, 561, 1,
553 doi: [10.1016/j.physrep.2014.09.008](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2014.09.008)
- 554 Lesage, S., Veres, P., Roberts, O. J., et al. 2022, *GRB*
555 *Coordinates Network*, 32642, 1
- 556 Levan, A. J., Barclay, T., Burns, E., et al. 2022a, *GRB*
557 *Coordinates Network*, 32821, 1
- 558 Levan, A. J., Barclay, T., Bhirombhakdi, K., et al. 2022b,
559 *GRB Coordinates Network*, 32921, 1
- 560 Li, H., & Ma, B.-Q. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.06338.
561 <https://arxiv.org/abs/2210.06338>
- 562 Liu, Y., Zhang, C., Ling, Z. X., et al. 2022, *GRB*
563 *Coordinates Network*, 32767, 1
- 564 Ma, X.-H., Bi, Y.-J., Cao, Z., et al. 2022, *Chinese Physics*
565 *C*, 46, 030001, doi: [10.1088/1674-1137/ac3fa6](https://doi.org/10.1088/1674-1137/ac3fa6)
- 566 MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, *ApJ*, 524, 262,
567 doi: [10.1086/307790](https://doi.org/10.1086/307790)
- 568 MAGIC Collaboration, Acciari, V. A., Ansoldi, S., et al.
569 2019, *Nature*, 575, 455, doi: [10.1038/s41586-019-1750-x](https://doi.org/10.1038/s41586-019-1750-x)
- 570 Mena, O., Razzaque, S., & Villaescusa-Navarro, F. 2011,
571 *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2011,
572 030, doi: [10.1088/1475-7516/2011/02/030](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2011/02/030)
- 573 Meszaros, P., & Rees, M. J. 1994, *MNRAS*, 269, L41,
574 doi: [10.1093/mnras/269.1.L41](https://doi.org/10.1093/mnras/269.1.L41)
- 575 Mészáros, P., & Rees, M. J. 1999, *MNRAS*, 306, L39,
576 doi: [10.1046/j.1365-8711.1999.02800.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02800.x)
- 577 Meyer, M. 2020, ebltable, 0.2, GitHub.
578 <https://github.com/me-manu/ebltable>
- 579 Meyer, M., Davies, J., & Kuhlmann, J. 2021, in
580 *Proceedings of 37th International Cosmic Ray*
581 *Conference — PoS(ICRC2021) (Sissa Medialab)*,
582 doi: [10.22323/1.395.0557](https://doi.org/10.22323/1.395.0557)
- 583 Mirizzi, A., & Montanino, D. 2017, *Journal of Cosmology*
584 *and Astroparticle Physics*, 2009, 004,
585 doi: [10.1088/1475-7516/2009/12/004](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2009/12/004)
- 586 Nakagawa, S., Takahashi, F., Yamada, M., & Yin, W. 2022,
587 *Axion dark matter from first-order phase transition, and*
588 *very high energy photons from GRB 221009A*, arXiv,
589 doi: [10.48550/ARXIV.2210.10022](https://doi.org/10.48550/ARXIV.2210.10022)
- 590 Nakar, E., & Piran, T. 2004, *MNRAS*, 353, 647,
591 doi: [10.1111/j.1365-2966.2004.08099.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08099.x)
- 592 Neronov, A., & Semikoz, D. V. 2009, *Phys. Rev. D*, 80,
593 123012, doi: [10.1103/PhysRevD.80.123012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.123012)
- 594 Noda, K., & Parsons, R. D. 2022, *Galaxies*, 10, 7,
595 doi: [10.3390/galaxies10010007](https://doi.org/10.3390/galaxies10010007)
- 596 O'Connor, B., Troja, E., Dichiaro, S., Gillanders, J., &
597 Cenko, S. B. 2022, *GRB Coordinates Network*, 32860, 1
- 598 Okun, L. B. 1982, *Sov. Phys. JETP*, 56, 502
- 599 Omodei, N., Bruel, P., Bregeon, J., et al. 2022a, *GRB*
600 *Coordinates Network*, 32760, 1
- 601 —. 2022b, *GRB Coordinates Network*, 32916, 1
- 602 Paczynski, B. 1986, *ApJL*, 308, L43, doi: [10.1086/184740](https://doi.org/10.1086/184740)
- 603 Panaitescu, A. 2005, *MNRAS*, 362, 921,
604 doi: [10.1111/j.1365-2966.2005.09352.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09352.x)
- 605 —. 2007, *MNRAS*, 379, 331,
606 doi: [10.1111/j.1365-2966.2007.11956.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11956.x)
- 607 Panaitescu, A., & Kumar, P. 2002, *ApJ*, 571, 779,
608 doi: [10.1086/340094](https://doi.org/10.1086/340094)
- 609 Payez, A., Evoli, C., Fischer, T., et al. 2015, *Journal of*
610 *Cosmology and Astroparticle Physics*, 2015, 006,
611 doi: [10.1088/1475-7516/2015/02/006](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2015/02/006)
- 612 Pellegrin, K., Rumstay, K., & Hartmann, D. 2022a, *GRB*
613 *Coordinates Network*, 32852, 1
- 614 —. 2022b, *GRB Coordinates Network*, 32912, 1
- 615 Pillera, R., Bissaldi, E., Omodei, N., et al. 2022, *GRB*
616 *Coordinates Network*, 32658, 1
- 617 Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143,
618 doi: [10.1103/RevModPhys.76.1143](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.76.1143)
- 619 Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al.
620 2020, *A&A*, 641, A6, doi: [10.1051/0004-6361/201833910](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910)
- 621 Pospelov, M., & Ritz, A. 2009, *Physics Letters B*, 671, 391,
622 doi: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.12.012>
- 623 Preskill, J., Wise, M. B., & Wilczek, F. 1983, *Physics*
624 *Letters B*, 120, 127,
625 doi: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)90637-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(83)90637-8)
- 626 Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Liang, E.-W., & Zheng, X.-T. 2001,
627 *A&A*, 369, 537, doi: [10.1051/0004-6361:20010149](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010149)
- 628 Qin, Y.-P., Xie, G.-Z., Xue, S.-J., et al. 2000, *PASJ*, 52,
629 759, doi: [10.1093/pasj/52.5.759](https://doi.org/10.1093/pasj/52.5.759)
- 630 Raffelt, G., & Stodolsky, L. 1988a, *Phys. Rev. D*, 37, 1237,
631 doi: [10.1103/PhysRevD.37.1237](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.37.1237)

Conclusiones generales y trabajo a futuro

7.1 Conclusiones

Usando datos del observatorio HAWC para buscar emisión de VHE en una muestra de 47 GRB cortos detectados dentro de su campo de visión entre el 1 de diciembre de 2014 y el 14 de mayo de 2020. El análisis está principalmente orientado a la búsqueda de posible emisión tardía o extendida en VHE, explorando la señal en 10 ventanas de duración de 2 s e incluyendo la duración de la emisión rápida. Aunque no se encuentra evidencia de detección positiva, derivamos límites superiores de fluencia asumiendo una hipótesis espectral y el modelo teórico descrito por Sari & Esin (2001)). Al restringir el flujo predicho para la emisión de SSC en el marco del modelo de choque externo, para GRB cercanos y cortos con alta fluencia, este análisis podría extraer información sobre la densidad del medio circundante, el factor de Lorentz de la onda expansión y los parámetros microfísicos en el modelo de la “bola de fuego”.

Los mejores resultados se encontraron asumiendo un $z = 0.3$ para los GRBs cortos (GRB 170206A y GRB 181228A) con la fluencia más alta en keV. El valor máximo de n obtenido de este análisis es consistente con la evidencia de que los GRB cortos se producen en densidades muy bajas, incluso más bajas que las reportadas anteriormente por Soderberg et al.

(2006) y Berger (2014). Sin embargo, el valor máximo de $n \lesssim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, podría estar rechazando la posibilidad de emisión de VHE principalmente en el régimen de enfriamiento rápido para GRBs de alta fluencia de keV ya que casi no se han observado GRB cortos en ambientes con un valor de densidad tan bajo. Sin embargo, la detección conjunta y el modelado de dos mensajeros, ondas gravitacionales y electromagnéticas (Abbott et al. 2017; von Kienlin et al. 2017), de una fusión de dos estrellas de neutrones (Abbott et al. 2017a) y su GRB corto asociado proporcionó valores de densidades circundantes incluso inferiores al límite aquí obtenido.

Es importante mencionar, que también se explora el escenario para explicar la detección del fotón de 18 TeV en el GRB 221009A (González et al. 2022). Se muestra que para evitar el régimen de Klein-Nishina, se requieren valores muy pequeños e improbables de los parámetros microfísicos del campo magnético, e incluso antes de considerar la atenuación de EBL; el flujo resultante es demasiado pequeño para reproducir la observación de al menos un fotón con una energía de 18 TeV.

7.2 Trabajo a futuro

El análisis que se presenta aquí, abré las puertas a tres eventos que serán emocionante estudiar. Primero, el nuevo software de análisis HAWC, llamado PASS 5, que es más sensible a eventos con energía por debajo de unos pocos TeV. En segundo lugar, el análisis de los últimos dos años que no se incluyó en este manuscrito. Por último, la operación de LIGO y VIRGO puede brindarnos candidatos interesantes para GRB cercanos, posiblemente con valores de densidad interestelar convenientes para la emisión de VHE en el régimen de enfriamiento rápido.

Con la detección de fotones a energías de 18 TeV y 251 TeV pone a prueba los procesos de radiación a estas energías. Se ha explicado que el

modelo SSC no es capaz para explicar tal producción de energía. Esto abrió la posibilidad de seguir estudiando escenarios como la producción de materia oscura bajo los procesos de AIP y fotones oscuros.

Bibliography

- A. de Ugarte Postigo, e. a. 2022, GRB Coordinates Network
- A. J. Castro-Tirado, e. a. 2022, GRB Coordinates Network
- Aartsen, M. G., Abraham, K., Ackermann, M., et al. 2016, *ApJ*, 824, 115
- Aartsen, M. G., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2015, *ApJL*, 805, L5
- Abbasi, R., Abdou, Y., Abu-Zayyad, T., et al. 2012, *Nat*, 484, 351
- Abbasi, R., Ackermann, M., Adams, J., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2205.11410
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017a, *ApJL*, 848, L13
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017b, *ApJL*, 848, L12
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., & et al. 2017, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101
- Abdalla, H., Adam, R., Aharonian, F., et al. 2019, *Nat*, 575, 464
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Arimoto, M., et al. 2009, *Science*, 323, 1688
- Abdo, A. A., Allen, B. T., Berley, D., et al. 2007, *ApJ*, 666, 361

-
- Abeyssekara, A. U., Aguilar, J. A., Aguilar, S., et al. 2012, *Astroparticle Physics*, 35, 641
- Abeyssekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2017, *ApJ*, 843, 39
- Abeyssekara, A. U., Albert, A., Alfaro, R., et al. 2019, *ApJ*, 881, 134
- Abeyssekara, A. U., Alfaro, R., Alvarez, C., et al. 2015, *ApJ*, 800, 78
- Abeyssekara, A. U., Archer, A., Benbow, W., et al. 2018, *ArXiv e-prints*
- Acciari, V. A., Aliu, E., Arlen, T., et al. 2011, *ApJ*, 743, 62
- Acciari, V. A., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., Engels, A. A., & et al. 2019, *Nat*, 575, 459
- Ackermann, M., Asano, K., Atwood, W. B., et al. 2010, *ApJ*, 716, 1178
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres de Almeida, U., et al. 2009a, *AAP*, 495, 505
- Aharonian, F., Akhperjanian, A. G., Barres DeAlmeida, U., et al. 2009b, *ApJ*, 690, 1068
- Albert, A., Alfaro, R., Alvarez, C., et al. 2022, *ApJ*, 936, 126
- Albert, J., Aliu, E., Anderhub, H., et al. 2007, *ApJ*, 667, 358
- Aleksić, J., Ansoldi, S., Antonelli, L. A., et al. 2014, *MNRAS*, 437, 3103
- Alfaro, R., Alvarez, C., Álvarez, J. D., et al. 2017, *ApJ*, 843, 88
- Antonelli, L. A., D'Avanzo, P., Perna, R., et al. 2009, *AAP*, 507, L45
- Atkins, R., Benbow, W., Berley, D., et al. 2000, *ApJL*, 533, L119
- Baring, M. G. 2006, *ApJ*, 650, 1004
- Bartoli, B., Bernardini, P., Bi, X. J., et al. 2017, *ApJ*, 842, 31
-

-
- Bassani, L., Malaguti, G., Jourdain, E., Roques, J. P., & Johnson, W. N. 1995, *ApJL*, 444, L73
- Belczynski, K., Kalogera, V., & Bulik, T. 2002, *The Astrophysical Journal*, 572, 407
- Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 648, 1110
- Berger, E. 2010, *The Astrophysical Journal*, 722, 1946
- Berger, E. 2014, *ARA&A*, 52, 43
- Berger, E., Kulkarni, S. R., Fox, D. B., et al. 2005, *ApJ*, 634, 501
- Bloom, J. S., Djorgovski, S. G., & Kulkarni, S. R. 2001, *The Astrophysical Journal*, 554, 678
- Cantiello, M., Jensen, J. B., Blakeslee, J. P., et al. 2018, *ApJL*, 854, L31
- Cavallo, G. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 359
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nat*, 387, 783
- D'Avanzo, P., Salvaterra, R., Bernardini, M. G., et al. 2014, *MNRAS*, 442, 2342
- de Ugarte Postigo, A., Thöne, C. C., Rowlinson, A., et al. 2014, *AAP*, 563, A62
- Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4008, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 534–545
-

-
- Dichiara, S., Magdalena González, M., Fraija, N., et al. 2017, in International Cosmic Ray Conference, Vol. 301, 35th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2017), 620
- Domínguez, A., Primack, J. R., Rosario, D. J., et al. 2011, MNRAS, 410, 2556
- Dzhappuev, D. D., Afashokov, Y. Z., Dzaparova, I. M., et al. 2022, The Astronomer's Telegram, 15669, 1
- Evans, P. A., Cenko, S. B., Kennea, J. A., et al. 2017, Science, 358, 1565
- Feldman, G. J. & Cousins, R. D. 1998, PRD, 57, 3873
- Fermi, E. 1949, Physical Review, 75, 1169
- Fong, W., Berger, E., Chornock, R., et al. 2013, ApJ, 769, 56
- Fraija, N., Barniol Duran, R., Dichiara, S., & Beniamini, P. 2019a, ApJ, 883, 162
- Fraija, N., Dichiara, S., Pedreira, A. C. C. d. E. S., et al. 2019b, ApJL, 879, L26
- Fraija, N., Gonzalez, M., & HAWC Collaboration. 2022, The Astronomer's Telegram, 15675, 1
- Fraija, N., Veres, P., Beniamini, P., et al. 2021, ApJ, 918, 12
- Franceschini, A. & Rodighiero, G. 2017, AAP, 603, A34
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2005, ApJ, 621, 558
- Gilmore, R. C., Somerville, R. S., Primack, J. R., & Domínguez, A. 2012, MNRAS, 422, 3189
-

- González, M. M., Avila Rojas, D., Pratts, A., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2210.15857
- Granot, J., for the Fermi LAT Collaboration, & the GBM Collaboration. 2010, ArXiv e-prints
- Granot, J. & Guetta, D. 2003, ApJL, 598, L11
- Greiner, J., Bornemann, W., Clemens, C., et al. 2008, PASP, 120, 405
- Groot, P. J., Galama, T. J., van Paradijs, J., & Kouveliotou, C. 1997, IEEE Spectrum, 14, 8
- H. E. S. S. Collaboration. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2106.02510
- He, H.-N., Wu, X.-F., Toma, K., Wang, X.-Y., & Mészáros, P. 2011, ApJ, 733, 22
- H.E.S.S. Collaboration, Abramowski, A., Aharonian, F., et al. 2014, AAP, 565, A16
- Jakobsson, P., Levan, A., Fynbo, J. P. U., et al. 2006, AAP, 447, 897
- Katz, J. I. 1994, ApJL, 432, L107
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, ApJL, 413, L101
- Krymskii, G. F. 1977, Akademiia Nauk SSSR Doklady, 234, 1306
- Kumar, P. & Barniol Duran, R. 2009, MNRAS, 400, L75
- Kumar, P. & Piran, T. 2000, ApJ, 532, 286
- Kumar, P. & Zhang, B. 2015, PhysRep, 561, 1
- Lazzati, D., Morsony, B. J., & Begelman, M. C. 2010, ApJ, 717, 239
-

- Li, T. P. & Ma, Y. Q. 1983, *ApJ*, 272, 317
- Lien, A., Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., et al. 2016, *ApJ*, 829, 7
- Lithwick, Y. & Sari, R. 2001, *ApJ*, 555, 540
- Lyman, J. D., Lamb, G. P., Levan, A. J., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 751
- Meegan, C. A., Fishman, G. J., Wilson, R. B., et al. 1992, *Nat*, 355, 143
- Meszáros, P. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 2259
- Mészáros, P. 2012, *ArXiv e-prints*
- Mészáros, P., Ramirez-Ruiz, E., Rees, M. J., & Zhang, B. 2002, *ApJ*, 578, 812
- Meszáros, P. & Rees, M. J. 1993, *ApJL*, 418, L59
- Meszáros, P. & Rees, M. J. 1994, *MNRAS*, 269, L41
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, *ApJ*, 530, 292
- Metzger, B. D., Quataert, E., & Thompson, T. A. 2008, *MNRAS*, 385, 1455
- Napier, P. J., Thompson, A. R., & Ekers, R. D. 1983, *IEEE Proceedings*, 71, 1295
- Norris, J. P. & Bonnell, J. T. 2006, *The Astrophysical Journal*, 643, 266
- Norris, J. P., Gehrels, N., & Scargle, J. D. 2011, *ApJ*, 735, 23
- Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, *The Astrophysical Journal*, 642, 389
- P. Veres, e. a. 2022, *GRB Coordinates Network*
-

-
- Paciesas, W. S., Meegan, C. A., Pendleton, G. N., et al. 1999, *ApJS*, 122, 465
- Palmese, A., Hartley, W., Tarsitano, F., et al. 2017, *ApJL*, 849, L34
- Patrignani, C., Agashe, K., Aielli, G., et al. 2016
- Pérez Araujo, Y., González, M. M., & Fraija, N. 2021, arXiv e-prints, arXiv:2108.03333
- Piran, T. 1999, *Physics Reports*, 314, 575
- Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143
- Piro, L., Garmire, G., Garcia, M., et al. 2000, *Science*, 290, 955
- Piskunov, M. S. & Rubtsov, G. I. 2016, *ApJ*, 824, 28
- Rees, M. J. & Meszaros, P. 1994, *ApJL*, 430, L93
- S. Dichiara, e. a. 2022, GRB Coordinates Network
- S. Lesage, e. a. 2022, GRB Coordinates Network
- Sakamoto, T., Troja, E., Aoki, K., et al. 2013, *ApJ*, 766, 41
- Sari, R. & Esin, A. A. 2001, *ApJ*, 548, 787
- Sari, R. & Piran, T. 1995, *ApJL*, 455, L143
- Sari, R. & Piran, T. 1999, *aaps*, 138, 537
- Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, *ApJL*, 519, L17
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJ*, 497, L17
- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *The Astrophysical Journal*, 497, L17
-

- Sari, R., Piran, T., & Narayan, R. 1998, *ApJL*, 497, L17
- Soderberg, A. M., Berger, E., Kasliwal, M., et al. 2006, *ApJ*, 650, 261
- Stratta, G., D'Avanzo, P., Piranomonte, S., et al. 2007, *AAP*, 474, 827
- Taboada, I. & Gilmore, R. C. 2014, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 742, 276
- Tanvir, N. R., Levan, A. J., Fruchter, A. S., et al. 2013, *Nat*, 500, 547
- Tarnopolski, M. 2017, *MNRAS*, 472, 4819
- Troja, E., King, A. R., O'Brien, P. T., Lyons, N., & Cusumano, G. 2008, *MNRAS*, 385, L10
- Vedrenne, G. 2009
- Vedrenne, G. & Atteita, J.-L. 2009, *Gamma-Ray Bursts (Springer), the grightest explosions in the Universe*
- Veres, P. & Mészáros, P. 2012, *ApJ*, 755, 12
- Vietri, M. 1995, *ApJ*, 453, 883
- von Kienlin, A., Meegan, C., & Goldstein, A. 2017, *GRB Coordinates Network, Circular Service, No. 21520, #1 (2017), 21520*
- Řípa, J. & Shafieloo, A. 2017, *ApJ*, 851, 15
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001a, *ApJL*, 546, L33
- Wang, X. Y., Dai, Z. G., & Lu, T. 2001b, *ApJ*, 556, 1010
- Waxman, E. 1995, *Physical Review Letters*, 75, 386
- Weekes, T. C., Cawley, M. F., Fegan, D. J., et al. 1989, *ApJ*, 342, 379
- Yong Huang, e. a. 2022, *GRB Coordinates Network*
-

Zhang, B. 2018, Cambridge: Cambridge University Press., 182

Zhang, B. & Mészáros, P. 2001, ApJ, 559, 110

Zhang, B. & Mészáros, P. 2004, International Journal of Modern Physics
A, 19, 2385
