



*UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO*  
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ESTUDIO DE LOS NEUTRINOS DE ALTAS ENERGÍAS REPORTADOS POR  
EL OBSERVATORIO ICECUBE EN LA DIRECCIÓN DE LAS BURBUJAS DE  
FERMI.

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

PRESENTA:  
PAOLA ÁLVAREZ HURTADO

TUTORES:  
DR. NISSIM ILLICH FRAIJA CABRERA, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA  
DR. OCTAVIO VALENZUELA, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

CIUDAD UNIVERSITARIA, CDMX., JULIO, 2019.



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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.

*Et tamen stellae...*

# Resumen

Estudiamos la correlación espacial de neutrinos astrofísicos detectados por IceCube con la geometría de las dos grandes estructuras globulares localizadas en el centro de la Galaxia conocidas como burbujas de Fermi. Usando los datos del flujo de rayos gamma reducidos a través de Pass7 y Pass8 de Fermi-LAT y las cotas superiores para la detección de rayos gamma publicadas por el observatorio High-Altitude Water Cherenkov (HAWC) proponemos un modelo híbrido (lepto-hadrónico) para correlacionar los neutrinos de altas energías. Encontramos que estos eventos no están asociados con la burbuja norte, sin embargo, no descartamos una posible correlación con la estructura sur. Esperamos que en los próximos años se mejore las observaciones de rayos gamma a través de los observatorios *Cherenkov Telescope Array* (CTA) y *Southern Gamma-ray Survey Observatory* (SGSO) para correlacionar los neutrinos astrofísicos con la burbuja sur.

**Palabras clave:** Altas energías, neutrinos, rayos gamma, Burbujas de Fermi.

# Abstract

We study the spatial correlation of astrophysical neutrinos detected by IceCube with the geometry of the two large globular structures located in the center of the Galaxy, known as Fermi bubbles. Using the gamma-ray flux data providing by Pass7 and Pass8 event-level analysis released by the Fermi-LAT Collaboration and the upper limits derived by HAWC observatory we propose a hybrid (lepto-hadronic) model to correlate the high energy neutrinos. We find that these events are not associated with the northern bubble but do not dismiss a possible correlation with the southern globular structure. We expect in the coming years to improve the gamma rays observations through Cherenkov Telescope Array (CTA) and Southern Gamma-ray Survey Observatory (SGSO) observatories in order to correlate the high energy neutrinos with the southern bubble.

**Keywords:** High energy, neutrino, gamma rays, Fermi Bubbles.

## Agradecimientos

En primer lugar, agradecemos el apoyo otorgado por CONACYT durante mi estancia en el posgrado. Así mismo, quisiera agradecer a mis supervisores, Dr. Nissim Fraija y Dr. Octavio Valenzuela, que me han orientado en el ámbito científico y me han guiado en este trabajo, lo que hizo que los años a lo largo de mis estudios de posgrado fueran muy agradables.

También me gustaría dar un agradecimiento especial al Dr. Antonio Marinelli, por su generosa colaboración durante este trabajo y a A. Galván por su asesoramiento que encontraré muy útil en el futuro.

Agradezco enormemente a mi madre Paula Hurtado, quien siempre ha sido muy importante para mí y me ha apoyado incondicionalmente en todo mi trayecto académico. A mis hermanos, Hector y Carlos, de quienes siempre han sido una gran fuente de apoyo, y a Evan cuya compañía realmente disfrutaba en las tardes de *home schooling*.

A A.J.L.D-I, con quien compartí interesantes discusiones relacionadas con la física y la vida cotidiana, por alentar mi interés en la ciencia y por el apoyo que me brindó en cada paso.

A mis colegas y amigos, Abel, Tania, Alexia, gracias por ñoñear conmigo en esta aventura. A todos los profesores y compañeros que tuve la oportunidad de conocer y a todos aquellos que fueron parte de mi formación.

Finalmente, agradezco al Instituto de Astronomía por abrirme las puertas y permitirme soñar despierta a través de su enseñanza y viajar hasta los confines del universo.

Muchas gracias.

## Abreviaturas y acrónimos

AMANDA	Antarctic Muon And Neutrino Detector Array
ANTARES	Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch project
AGN	Active Galactic Nucleus
BOREXINO	BORon Experiment
CC	Charge Current (Corriente cargada)
CTA	Cherenkov Telescope Array
CLEAN	Cryogenic Low Energy Astrophysics with Neon
CMB	Cosmic Microwave Background (Fondo Cósmico de Microondas)
CR	Cosmic Rays (Rayos cósmicos)
DOM	Digital Optical Module
EBL	Extragalactic Background Light (Luz Extragaláctica de Fondo)
EHE	Extremely High Energy (Energías Extremadamente Altas)
FB	Fermi Bubbles (Burbujas de Fermi)
GALLEX/GNO	Gallium Experiment / Gallium Neutrino Observatory
GCN	Gamma-ray Coordinates Network
GRB	Gamma Ray Burst (Destellos de Rayos Gamma)
GZK	Greisen-Zatsepin-Kuzmin
HAWC	High-Altitud Water Cherenkov
HESE	High-Energy Starting Events
IC	Inverse Compton (Dispersión Inversa de Compton)
ICARUS	Imaging Cosmic And Rare Underground Signals
IR	Infrared (Infrarojo)
ISFR	Inter Stellar Field Radiation (Campo de Radiación Inter estelar)
KamLAND	Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector
LAT	Large Area Telescope
LE	Low Energy (Bajas Energías)
LENA	Low energy neutrino astrophysics
MINER $\nu$ A	Main Injector Experiment for $\nu$ -A
MINOS	Main Injector Neutrino Oscillation Search
Mrk	Markarian galaxy
NC	Neutral Current (Corriente Neutra)
NGC	New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars
NOVA	NuMI OffAxis e Appearance neutrino
PWN	Pulsar Wind Nebula (Nebulosa de Viento Pulsante)

ROSAT	<i>RO</i> entgen SATellite
SAGE	<i>S</i> oviet– <i>A</i> merican Gallium Experiment
SL	<i>S</i> tar Light (Luz estelar)
SMBH	<i>S</i> uper Masive Black Hole (Agujero Negro Super Masivo)
SGSO	<i>S</i> outhern Gamma-ray Survey Observatory
SNO	<i>S</i> udbury Neutrino Observatory
SNR	<i>S</i> uperNova Remnant (Remanente de Supernova)
Super-Kamiokande	<i>S</i> uper Kamioka Nucleon Decay Experiment
UHE	<i>U</i> ltra High Energy (Energías Ultra altas)
VHE	<i>V</i> ery High Energy (Altas energías)
WMAP	<i>W</i> ilkinson Microwave Anisotropy Probe





# Contenido

<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Rayos cósmicos	4
1.1.1. Espectro de altas energías de rayos cósmicos	4
1.1.2. Mecanismos de aceleración de rayos cósmicos	6
1.1.3. Candidatos a fuentes de rayos cósmicos	8
1.1.4. Conceptos básicos sobre procesos radiativos	11
1.2. Rayos gamma	13
1.2.1. Mecanismos de producción	13
1.2.2. Técnicas de detección	18
1.3. Neutrinos	19
1.3.1. Neutrinos en el Modelo Estándar de partículas	21
1.3.2. Clasificación de los neutrinos	22
1.4. Técnicas observacionales	26
1.4.1. Efecto Cherenkov	27
<b>2. Burbujas de Fermi</b>	<b>31</b>
2.1. Observaciones en otras longitudes de onda	31
2.1.1. Observación en microondas	33
2.1.2. Observación en rayos X	34
2.1.3. Observación en radio	34
2.2. Modelos sobre el origen de las estructuras bi-lobulares	36
2.2.1. Modelo leptónico	39
2.2.2. Modelo hadrónico	39
2.2.3. Modelo <i>in situ</i>	40
2.3. Vínculo entre radiación gamma y neutrinos en las burbujas de Fermi	40
<b>3. Observatorios y selección de datos</b>	<b>45</b>
3.1. Telescopio Fermi-LAT	45
3.1.1. Fermi-LAT: 8 años de datos	46

3.2. Observatorio de neutrinos IceCube . . . . .	48
3.2.1. Catálogos de IceCube . . . . .	53
3.2.2. Selección de la muestra . . . . .	54
3.2.3. Flujos de neutrinos . . . . .	56
3.3. Observatorio HAWC . . . . .	60
3.3.1. Restricción para la búsqueda de correlación espacial . . . . .	61
<b>4. Análisis y resultados</b>	<b>63</b>
4.1. Escenario de emisión hadrónico en las burbujas de Fermi como modelo de producción de neutrinos . . . . .	63
4.2. Modelo híbrido leptó-hadrónico . . . . .	65
4.3. Discusión . . . . .	67
4.4. Conclusiones . . . . .	68
<b>A. Neutrinos: Seis años de detección</b>	<b>81</b>
<b>Referencias</b>	<b>93</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>99</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>101</b>



# Capítulo 1.

## Introducción

La radiación electromagnética, las ondas gravitacionales, los neutrinos y los rayos cósmicos constituyen una señal de los procesos físicos ocurridos en el universo; cuando estas emisiones provienen de la misma fuente astrofísica, la información obtenida con las detecciones permite obtener una imagen más detallada del fenómeno que ocurre en la fuente en cuestión. Al área de estudio que analiza la información de distintas emisiones se le conoce como astrofísica de multi-mensajeros. La propagación de estos mensajeros desde su fuente de origen hasta su detección en la Tierra se analiza con diferentes técnicas, sin embargo, la producción y la detección de los rayos cósmicos de altas energías son actualmente uno de los mayores desafíos astrofísicos, su estudio está asociado a procesos de emisión no térmicos; tal es el caso de las estructuras globulares observadas en radio y rayos X en galaxias como Centaurus A, NGC 3801 [1], Mrk6 [2] y en la galaxia Circinus [3], las cuales presentan acreción significativa debido a un hoyo negro supermasivo central (SMBH) o por actividad explosiva de formación estelar en la vecindad del centro galáctico.

Con el descubrimiento de las multi emisiones electromagnéticas de las burbujas de Fermi (rayos gamma [4], rayos X [5], radio [6] y microondas [7]), nuestra Galaxia constituye una pieza clave para entender los mecanismos de aceleración de rayos cósmicos a altas energías en el universo. Por ello, el estudio para develar el origen de estas estructuras globulares es un tema muy activo.

Los modelos teóricos propuestos intentan explicar las diversas observaciones características de las burbujas como son la simetría perpendicular al plano de la Galaxia, espectro en rayos gamma regido por una ley de potencias, los bordes definidos y la emisividad superficial en rayos gamma prácticamente uniforme [8], los cuales han sido estudiados bajo simulaciones magnetohidrodinámicas basados en escenarios hadróni-

cos [9] en donde los fotones de rayos gamma son producidos por colisiones de protones relativistas con el gas difuso de fondo, escenarios leptónicos [10, 11] donde los fotones de rayos gamma son producidos por dispersión inversa de Compton de electrones relativistas sobre los fotones del fondo (estos electrones generan emisión en radio y microondas vía sincrotrón) o por procesos de aceleración estocásticos o in-situ [12] generados por la interacción de partículas cargadas con turbulencias hidromagnéticas como jets o choques [8, 11, 13, 14].

Uno de los principales desafíos para los modelos hadrónicos es reproducir la emisión de microondas generada a través de electrones y positrones secundarios, ya que las predicciones indican una emisión demasiado baja y un espectro demasiado suave en comparación con lo observado [15, 16], por ende, estos modelos requieren otra población de electrones de rayos cósmicos primarios para igualar la emisión de neblina total observada. De acuerdo con Crocker et al (2015), un choque astrofísico gigante podría ser una fuente plausible de electrones de rayos cósmicos primarios que reproduciría de los datos de polarización de microondas y radio [17], a costa de no explica el corte de alta energía en el espectro de rayos gamma [18]. Por otro lado, el escenario leptónico sí explica naturalmente el corte de alta energía en el espectro de rayos gamma además de que la emisión de microondas puede generarse simultáneamente por los mismos electrones de rayos cósmicos. Una desventaja de este modelo es que requiere tasas de acreción muy altas (alrededor de 10 % de la tasa de acreción de Eddington) durante la fase activa de Sgr A\*, aunque existe evidencia tentativa de tal actividad [19] sigue siendo un punto vulnerable ya que se requiere que estemos viendo a las burbujas en un momento privilegiado (a lo sumo unos pocos millones de años desde el estallido que las creó) y que además las burbujas actualmente se encuentren en una rápida expansión a velocidades  $\geq 2000 \text{ km s}^{-1}$  [18], sin embargo, las observaciones de rayos X de las burbujas solo han indicado velocidades de expansión bastante suaves, menores a  $300 \text{ km s}^{-1}$  [8, 20, 21].

En el caso de los modelos de aceleración in situ una desventaja surge de realizar suposiciones simplificadas, como las suposiciones sobre la distribución de los rayos cósmicos [22] y la simetría esférica de las burbujas, debido a que las propiedades dentro del halo Galáctico como la densidad del gas, la fuerza del campo magnético y la densidad de fotones del campo de radiación interestelar varían con la ubicación y por consiguiente no son contemplados los efectos de las proyecciones en la línea de la visión.

Si bien, una señal distintiva entre un escenario hadrónico de un leptónico es la presencia de una contraparte neutrinos de altas energías como resultado de múltiples

interacciones protón protón, la detección de neutrinos en la dirección de las burbujas de Fermi ofrece una oportunidad para identificar las fuentes de aceleración de rayos cósmicos galácticos.

Posterior a la identificación de las estructuras globulares Galácticas, en 2013 se reportó la detección de 5 eventos de neutrinos localizados dentro de la región geométrica de las burbujas de Fermi registrados por IceCube [23] con energías entre 30 a 1200 TeV y descartados como muones y neutrinos de origen atmosférico. Diversos autores han estudiado estos neutrinos como la contraparte faltante del modelo hadrónico [24–26].

Una característica notable en el modelo hadrónico es el hecho de que los neutrinos emitidos presentan energías proporcionales a las energías de los protones que los produjeron, no obstante, los datos observacionales de la emisión gamma provistos por Fermi-LAT abarcan únicamente de 1 a 100 GeV, es decir que existe un gap de energía entre los datos de IceCube y los datos de LAT que impide un análisis concluyente. Sin embargo, con la llegada del observatorio HAWC en 2014, se implementó una nueva búsqueda de emisión gamma proveniente de las burbujas de Fermi; tras dos años de observación, Abeyssekara et al. (2017) publicaron que la emisión gamma proveniente de la burbuja Norte se encuentra limitada a energías no mayores a 600 GeV y cuyo flujo decae en  $\approx 3 \times 10^{-7} \text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  [27].

La combinación de los resultados publicados por parte de la colaboración de HAWC y los datos más recientes del observatorio IceCube nos permitirán estudiar con más detalle la correlación entre fotones gamma y neutrinos de altas energías en la dirección de las burbujas de Fermi, principal objetivo de este trabajo de tesis.

Para fines introductorios se presentará a continuación un panorama general de la producción y las técnicas de detección de rayos cósmicos, así como conceptos sobre la naturaleza de los neutrinos de altas energías. En el capítulo 2 se puede encontrar una investigación actualizada de los antecedentes y las características asociadas a las burbujas de Fermi. En el capítulo 3 se abordará brevemente las características instrumentales de los observatorios IceCube y HAWC y el instrumento Fermi-LAT para posteriormente caracterizar la muestra de datos con base en los mecanismos de detección de cada uno de ellos. Finalmente en el capítulo 4 se encuentra el análisis y los resultados del modelo teórico propuesto, discusiones y las conclusiones .

Como complementos se ha agregado una sección de apéndices después del Capítulo 4 que comprende las tablas de bases de datos empleadas y que es referido a la lectura principal de este trabajo.

## 1.1. Rayos cósmicos

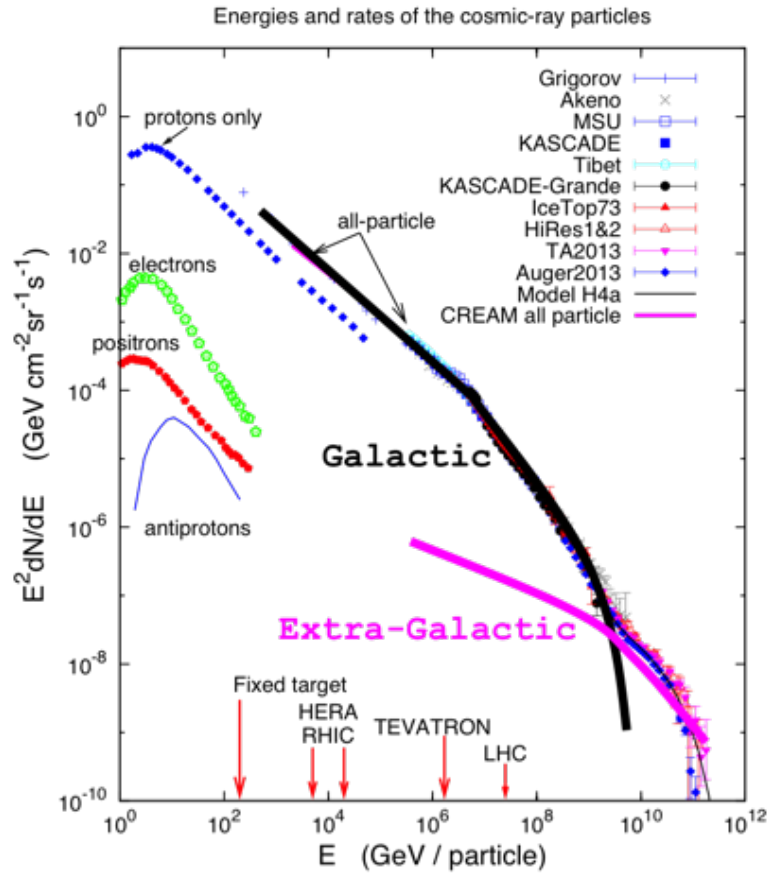
Los rayos cósmicos (CR) fueron descubiertos en 1912 por Viktor Hess empleando un electrómetro en un vuelo (a una altitud a poco más de 5000 m) en globo aerostático. Posteriormente, en 1920, R. Millikan midió la ionización producida por los CR en un gran rango de altitudes, concluyendo que estos correspondían a fotones de alta energía producidos en procesos de fusión. Para 1927, se confirmó la variación de la intensidad de los rayos cósmicos con la latitud, concluyendo que se trataba de partículas cargadas desviadas por el campo magnético terrestre. Los rayos cósmicos consisten en un flujo de partículas cargadas como electrones, protones y núcleos pesados (aproximadamente 90 % protones, 9 % núcleos de Helio y 1 % el resto de partículas). Suelen ser llamados rayos cósmicos primarios de alta energía cuando provienen fuera de la atmósfera terrestre; cuando interactúan con los núcleos de la atmósfera son llamados rayos cósmicos secundarios; estos últimos al interactuar, terminan originando una cascada hadrónica de partículas como protones, piones, kaones, entre otros, que llegan hasta la superficie de la Tierra. La presencia de rayos cósmicos implica la existencia de potentes aceleradores de partículas en el universo. Sin embargo, su origen (especialmente los de altas energías) sigue siendo un misterio.

### 1.1.1. Espectro de altas energías de rayos cósmicos

De acuerdo con las observaciones, el espectro de rayos cósmicos cubre un amplio rango de energías (Fig. 1.1). Su espectro satisface una ley de potencias:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma_{CR}} \quad (1.1)$$

donde  $N$  es el número de partículas por unidad de área por unidad de tiempo y  $\gamma_{CR}$  el índice espectral. La característica más sobresaliente del espectro de rayos cósmicos es el cambio del índice espectral. El valor de este índice da una idea de los fenómenos que dan origen a los rayos cósmicos. A energías mayores a 0.1 PeV e inferiores a 1 PeV, el flujo de rayos cósmicos asociados es medido empleando detectores situados en la superficie terrestre a partir de la detección de lluvia de partículas secundarias producidas en interacciones con los núcleos de la atmósfera terrestre. El flujo descrito por los rayos cósmicos presenta detalles notables como se puede observar en la Figura 1.1. A energías por arriba de 100 GeV, el flujo decrece hasta alcanzar un índice espectral  $\gamma_{CR} \sim 2.7$ , donde se presenta la primera característica, situada por arriba de



**Figura 1.1.: Flujo de rayos cósmicos como función de la energía por partícula.**

La forma del espectro de energía sugiere que existen procesos dominantes de aceleración de partículas a muy altas energías como es el caso de iones pesados, los cuales se han detectado con energías de hasta 100 EeV. Por arriba de 100 EeV, el espectro de rayos cósmicos presenta un corte de energía, el cual ha sido observado en diversos detectores [28].

$3 \times 10^{15}$  eV, posteriormente, el índice cambia a  $\gamma_{CR} \sim 3$ . A energías mayores, el índice retoma su valor de 2.7. Estas características en la pendiente del espectro son conocidas como la *rodilla* y el *tobillo*. Se cree que los rayos cósmicos alrededor de la *rodilla* son principalmente de origen Galáctico, mientras que los rayos cósmicos alrededor del *tobillo* están asociados a fuentes extragalácticas. La última característica en el espectro de rayos cósmicos es el rápido decrecimiento del flujo de partículas, esto puede estar asociado a campos magnético galácticos incapaces de generar la aceleración necesaria y por ende no pueden producir partículas más energéticas o por la existencia de regiones de confinamiento máximo en las galaxias. Otra explicación apunta a una supresión de rayos cósmicos debido a las interacciones con el fondo de radiación, llamado límite GZK (*Greisen-Zatsepin-Kuzmin*).



### 1.1.2. Mecanismos de aceleración de rayos cósmicos

Las astropartículas tienen asociados diferentes mecanismos de aceleración dependiendo del fenómeno de procedencia. Por ejemplo, se cree que el mecanismo de aceleración directa de rayos cósmicos en una estrella de neutrones en rotación se debe al campo eléctrico de ésta, o incluso mecanismos de aceleración estadísticos conocidos como aceleración de Fermi se encuentran asociados a medios interestelares turbulentos o choques astrofísicos. Entre los modelos astrofísicos que plantean la aceleración progresiva de las partículas cargadas en escenarios con campos magnéticos en regiones confinadas del espacio, se tienen:

- **Aceleración de Fermi de segundo orden.** En este modelo las partículas son aceleradas aleatoriamente en el campo magnético turbulento de nubes de gas interestelar en movimiento [29]. La eficiencia del proceso varía con el cuadrado de la velocidad de la nube, por lo que se conoce como mecanismo de Fermi de segundo orden. Este mecanismo es muy poco eficiente pues la velocidad de la nube es relativamente pequeña comparada con la velocidad de la luz ( $v/c \leq 10^{-4}$ ), además de que las colisiones pueden ocurrir en escalas de miles o millones de años. Sin embargo, el mayor problema que presenta este mecanismo es que en algunas colisiones existe una pérdida de energía por ionización y radiación de frenado. No obstante, de acuerdo con Protheroe (1998), este proceso puede mejorar su eficiencia si la turbulencia es muy alta y el escape de partículas muy lento.
- **Aceleración de Fermi de primer orden.** Una mejora del mecanismo anterior fue propuesta por el mismo Enrico Fermi [30], en la cual, diversos fenómenos astrofísicos pueden ser descritos mediante la colisión de plasma en movimiento (frentes de choque) pero que se mueven a velocidades supersónicas provocando una discontinuidad en las variables termodinámicas entre la región pre-choque y la región post-choque. Bajo esta perspectiva, una partícula cargada pasa múltiples veces a través del frente de choque, moviéndose a una velocidad  $v$ , sin embargo, debido a la presencia de campos magnéticos inhomogéneos su trayectoria es deflecada continuamente<sup>1</sup>. En este caso, la ganancia de energía aumenta linealmente con la velocidad de la onda de choque, que se mueve mucho más rápido que una nube, volviendo al proceso mucho más eficiente, de tal forma que en cada cruce se obtiene la suficiente energía para poder escapar del campo magnético. Este

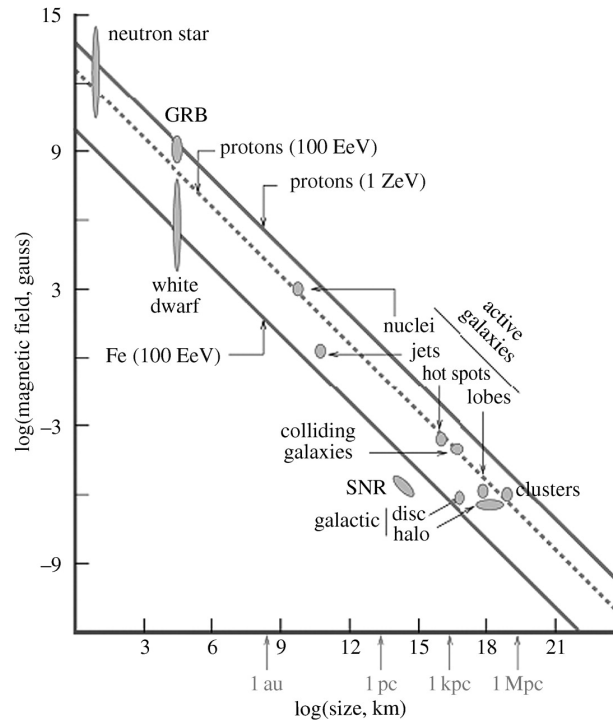
<sup>1</sup>En un solo cruce la partícula gana una fracción de energía proporcional a  $\frac{v}{c}$ . Este proceso continúa hasta que la partícula obtiene la suficiente energía para escapar del campo magnético; la temperatura en la región post-choque es mucho mayor (en un factor  $10^3$  o más) que en la región pre-choque [31].

proceso es conocido como mecanismo de Fermi de primer orden o de *aceleración de choque difuso*, y es capaz de justificar la aceleración de partículas hasta el orden de  $10^{15}$  eV [31]. Para poder acelerar partículas a energías del orden de  $10^{18}$  eV es necesario un campo electromagnético muy intenso.

- **Reconexión magnética.** La reconexión magnética ocurre cuando dos flujos magnéticos de polaridad opuesta se encuentran entre sí. Durante la reconexión, las líneas del campo magnético se rompen debido a la resistividad, el exceso de energía en el campo magnético se disipa y se transfiere a las partículas que viajan en el plasma. Este proceso puede darse en presencia de un campo magnético desordenado en un plasma de conductividad finita y es considerado como el mecanismo general detrás de explosiones de estrellas y agujeros negros [32]. La reconexión magnética es un fenómeno muy frecuente y, por lo tanto, se debe esperar que induzca la aceleración de las partículas en un amplio rango de ambientes galácticos y extragalácticos. Discutido predominantemente en el contexto de los electrones en erupciones solares, este mecanismo se ha aplicado también para explicar el origen de los protones de rayos cósmicos anómalos y las anisotropías en la dirección de la magnetocola del Sistema Solar. También ha ido ganando importancia en ambientes y fuentes astrofísicas más extremas, como en la producción de rayos cósmicos de energía ultra alta, en la aceleración de partículas en sistemas de jets de acreción, y en el marco general de fuentes compactas, como GRB.

- **Por gradientes de velocidad.** Cuando en una región de irregularidades magnéticas hay un fuerte gradiente de velocidades, se pueden desarrollar procesos similares a los mecanismos de Fermi; esto lleva a aceleración conocida como aceleración de corte o *shear*. La aceleración de corte se basa en la idea de que las partículas energéticas pueden ganar energía al dispersarse sistemáticamente a través de estas irregularidades de campo magnético a pequeña escala [33]. Este proceso se mantiene hasta que la partícula se escapa de la región de aceleración.

Dependiendo del nivel de turbulencia, los electrones acelerados por aceleración *shear* pueden generar espectros de emisión de radiación sincrotrón muy planos. Los procesos de aceleración de cizallamiento también funcionan para los protones, lo que indica que puede ser posible acelerar los rayos cósmicos a energías ultra altas a lo largo de poderosos jets relativistas.



**Figura 1.2.: Diagrama de Hillas.** Se muestran los candidatos de aceleradores de rayos cósmicos. Los objetos localizados en la región por debajo de las líneas no son capaces de acelerar protones o núcleos de hierro respectivamente para una energía dada [34,35].

La aceleración *shear* parece ser aplicable a una amplia gama de flujos astrofísicos, especialmente en sitios potenciales de aceleración por mecanismos no térmicos de partículas, como flujos de acreción y los jets en GRB y AGN.

Como podemos observar, para sustentar la aceleración de partículas no térmicas se requieren regiones donde existan plasmas magnetizados.

### 1.1.3. Candidatos a fuentes de rayos cósmicos

Se considera que la producción y aceleración de los rayos cósmicos de origen galáctico están asociados con los remanentes de las explosiones de supernovas. Tras su aceleración, los rayos cósmicos se propagan por la galaxia guiados por los campos magnéticos que los deflectan continuamente hasta que alcanzan eventualmente la Tierra. No obstante, el mecanismo de aceleración basado en supernovas deja de ser eficiente por encima de  $10^{15}$  eV, por lo que se proponen fuentes de naturaleza extragaláctica para explicarlos. Para energías muy por encima de los  $10^{18}$  eV, los mecanismos de aceleración aún no

están bien establecidos. Sin embargo, en 1984 Hillas [34], utilizó argumentos sencillos para caracterizar a los candidatos. Mencionando que para que una partícula pueda ser acelerada debe primero ser confinada a una región de aceleración. En donde la energía máxima que una partícula con carga  $Ze$  puede alcanzar en una región de campo magnético  $B$  y tamaño  $L$  antes de escapar es:

$$E_{max} = ZeBL. \quad (1.2)$$

Esta relación es la base de la Figura 1.2, conocida como *diagrama de Hillas*, en el cual se muestra que para alcanzar una energía dada es necesario disponer de grandes regiones de aceleración o de fuertes campos magnéticos. Solo unos pocos objetos astrofísicos como las galaxias activas, regiones muy activas de radiogalaxias, objetos compactos como las estrellas de neutrones y las explosiones de rayos gamma son considerados candidatos a aceleradores cósmicos a energías del orden de  $PeV$ , algunos de estos candidatos son:

- **Remanentes de supernova (SNR).** Al final de su vida, las estrellas masivas ( $> 8 M_{\odot}$ ) terminan su evolución estelar con una fuerte explosión. Durante ese proceso, se expulsan grandes cantidades de material que producen una capa que se expande alrededor del centro de la explosión durante miles de años. La evolución de un remanente de supernova se divide en diferentes etapas [36]. La primera se caracteriza por una expansión libre del material expulsado (expansión proporcional en el tiempo) que transfiere energía al medio interestelar (ISM). Después de unos pocos cientos de años, se forma un choque en dirección inversa debido a la presión del ISM que actúa sobre el frente de choque del material expulsado, definiendo la llamada fase Sedov-Taylor, donde la expansión es proporcional a  $t^{2/5}$ . La temperatura del gas corriente abajo del choque es muy alta con campos magnéticos fuertes y no se puede enfriar de manera eficiente. Por lo tanto, la evolución procede adiabáticamente. Después de  $10^3 - 10^4$  años, la cantidad de partículas relativistas es máxima, lo que genera una la luminosidad máxima del remanente [37].

Las supernovas pueden terminar en un púlsar (una estrella de neutrones de rápida rotación) como etapa final de la estrella progenitora. Los remanentes de supernova de este tipo se llaman nebulosa de viento pulsar (PWN). Debido a la rápida rotación de la estrella de neutrones, surgen fuertes campos magnéticos que pueden producir partículas relativistas [38].

Los remanentes de supernova tienden a ocurrir en regiones de formación estelar llenas de gas interestelar. El choque de la supernova puede interactuar con el gas del medio circundante produciendo rayos gamma y neutrinos. Los remanentes de supernovas han sido considerados como los aceleradores más probables de los rayos cósmicos galácticos hasta  $\sim 10^{14} - 10^{15}$  eV. Ya que la energía promedio liberada por cada SNR es  $10^{51}$  erg, y se requiere aproximadamente el 10 % de esta energía para la aceleración de CR a las energías relativistas. Además el proceso de aceleración por choque difuso que sucede en una SNR explica naturalmente el espectro  $dN/dE^{-2}$  obtenido para los CR observados en la Tierra [39].

- **Núcleos activos de galaxias (AGN).** Los AGN son una fuente importante de radiación no térmica, alimentado por la acreción de materia circundante debido a un agujero negro supermasivo central. En este proceso se producen grandes cantidades de energía debido a que las partículas liberan su energía potencial gravitatoria. Si la tasa de acreción de masa es muy alta, los núcleos galácticos se consideran activos. La luminosidad de tales objetos se cuantifica mediante la luminosidad de Eddington  $L_{edd}$ . A esta luminosidad, la atracción gravitacional del núcleo sobre los protones es igual a la presión externa a consecuencia de la radiación en la liberación de energía debida a la interacción de los electrones a través de la dispersión de Thomson [36].

Pueden ser observados en rayos X (keV) o hasta rayos gamma en el rango de TeV [40].

- **Galaxias *star-burst*.** Galaxias caracterizadas por una muy fuerte emisión infrarroja y por poseer una mayor tasa de formación estelar en comparación con las galaxias normales. Esto implica una mayor tasa de explosiones de supernovas, cuyo efecto colectivo podría incrementar el flujo de rayos cósmicos y neutrinos.
- **Binarias en rayos X.** Los sistemas binarios (compuestos por un objeto compacto, ya sea un agujero negro o una estrella de neutrones, y por una estrella compañera) son fuentes de rayos X, algunos de estos objetos también son fuentes de rayos gamma en TeV. En este caso, las interacciones hadrónicas podrían producirse si los protones se aceleran en el alto campo magnético provisto por el objeto compacto que colisiona con el material de acreción de la estrella compañera. Si en estos sistemas se producen jets relativistas, entonces se forman los llamados microcuásares. Los jets podrían ser responsables de la aceleración de partículas

a través del mecanismo Fermi. Estos sistemas son fuentes radio-variables que exhiben ráfagas de actividad en escalas de tiempo de varios días.

- **Destellos de rayos gamma (GRB).** Los GRB son uno de los eventos más energéticos del universo ( $E > 10^{50}$  erg). Lanzan en pocos segundos una cantidad de energía similar a la que el Sol emitirá en 10 mil millones de años. Por lo general, los GRB se observan primero en los fotones en la banda keV-MeV con un espectro que sigue una doble ley de potencia, es decir, el espectro de energía se modela con dos funciones de ley de potencia, cada una con un índice espectral diferente. A esta emisión le sigue una emisión de fotones en descomposición observada en radio y en rayos X.

Estos candidatos pueden clasificarse además de acuerdo a su procedencia, ya sea galáctica (p. ej. SNR y binarias de rayos X) o extragaláctica (p. ej. AGN, GRB y Galaxias star-burst).

#### 1.1.4. Conceptos básicos sobre procesos radiativos

Para estudiar la producción de radiación gamma, en particular, es necesario definir algunos conceptos básicos que son comunes en los procesos radiativos no térmicos. Para iniciar, supongamos un flujo uniforme de partículas relativistas con energía  $E_i$  en un medio con densidad de partículas blanco (o centros de fuerza)  $n_o$  y con energía  $E_o$ . La energía de los fotones creados en la interacción será denotada como  $E_{ph}$  y dependerá de la energía inicial  $E_o$ , de la energía de la partícula relativista,  $E_i$ , y del ángulo de interacción.

- **Sección eficaz.** Si el número de interacciones por unidad de tiempo es:

$$N = \sigma(E_i)n_o c. \quad (1.3)$$

Consideremos que las partículas viajan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz  $c$  y que cada proyectil interactúa con solo un centro de fuerzas del blanco, que además existe una proporcionalidad entre el número de partículas incidentes y el número de centros de fuerza o blancos, entonces se define la sección eficaz diferencial  $d\sigma(E_{ph}, E_i, \Omega)/dE_{ph}d\Omega$  como una función de probabilidad de interacción entre dos partículas, tal que al integrar sobre todas las direcciones y

sobre todo el espectro de las energías  $E_i$ , se obtiene la sección eficaz total:

$$\sigma(E_i) = \int_{d\Omega} \int_{E_{ph}} \frac{d\sigma(E_{ph}, E_i, \Omega)}{dE_{ph}d\Omega} dE_{ph}d\Omega. \quad (1.4)$$

Mientras mayor sea  $\sigma$ , mayor es la probabilidad de dispersión. Remarcamos que en este caso existe una dependencia con las características particulares de la colisión.

- **Tiempo de aceleración.** Cuando las partículas cargadas eléctricamente se encuentran en un medio dieléctrico, el tiempo de reacción para que las partículas sean aceleradas vía primer mecanismo de Fermi es [41]:

$$t_{acc} = E \left( \frac{dE}{dt} \right)^{-1} = \frac{E}{\eta e c B}. \quad (1.5)$$

Siendo  $E$  la energía de las partículas que sufren la aceleración,  $B$  la magnitud del campo magnético que permea el medio,  $\eta$  la eficiencia de la aceleración,  $e$  la unidad carga eléctrica y  $c$  la velocidad de la luz.

- **Tiempo de escape.** Cuando las partículas cargadas electricamente se encuentran en un potencial atractivo, el tiempo necesario asociado a la velocidad de escape que requiere para salir de dicho potencial para ir desde el centro del potencial a un radio  $R$  es:

$$t_{esc} = \frac{3}{2} \frac{e B_G}{E} R^2. \quad (1.6)$$

Con  $E$  la energía de las partículas que escapan del potencial,  $B$  la magnitud del campo magnético que permea el medio y  $e$  la unidad carga eléctrica.

- **Emisividad de la fuente.** Como se mencionó con anterioridad, si las partículas son relativistas, entonces podemos suponer que se mueven a una velocidad  $v \sim c$ , luego [41]:

$$\Phi_{ph}(E_{ph}) \sim \frac{c}{4\pi} \int_{E_i^{th}}^{E_i^{max}} n_o N_i(E_i) \frac{d\sigma(E_{ph}, E_i)}{dE_{ph}} dE_i. \quad (1.7)$$

Donde  $N_i(E_i)$  es la distribución en energías de las partículas relativistas. La emisividad tiene unidades de  $[\Phi_{ph}] = eV^{-1}s^{-1}$ .

## 1.2. Rayos gamma

La producción de rayos gamma está asociada a los fenómenos más violentos que ocurren en el universo como lo es el colapso gravitacional de una estrella gigante o el colapso de dos estrellas de neutrones, el nacimiento de agujeros negros y púlsares, con el choque de galaxias, con agujeros negros que desde el centro de las galaxias devoran estrellas completas. Igualmente se producen en procesos hadrónicos de interacción de rayos cósmicos con partículas o fotones del medio en el que se propagan a través de decaimientos de partículas como los piones neutros, aceleración de electrones que viajan a velocidades relativistas, entre otros. Sin embargo, la emisión de rayos gamma en el universo es un proceso no térmico, es decir, fuera del equilibrio termodinámico, ya que la temperatura requerida para emitir fotones a través de un proceso astrofísico térmico es extremadamente alta ( $\sim 10^{13} K$ ), temperaturas que pueden alcanzarse en periodos de tiempo cortos en eventos explosivos y muy energéticos.

De acuerdo a la amplitud de energía de los rayos gamma, estos pueden subdividirse en las siguientes categorías [41]:

**Baja energía (LE):**  $E_\gamma < 30 \text{ MeV}$

**Alta energía (HE):**  $30 \text{ MeV} < E_\gamma < 30 \text{ GeV}$

**Muy alta energía (VHE):**  $30 \text{ GeV} < E_\gamma < 30 \text{ TeV}$

**Ultra alta energía (UHE):**  $30 \text{ TeV} < E_\gamma < 30 \text{ PeV}$

**Extremadamente alta energía (EHE)**  $E_\gamma > 30 \text{ PeV}$ .

Esta clasificación no es estricta y depende del criterio de diversos autores.

### 1.2.1. Mecanismos de producción

La producción de fotones de diferentes energías sucede a través de diversos mecanismos de radiación, ya sea por aceleración de partículas cargadas a través de la fuerza que ejerce algún campo sobre ellas o por decaimiento de partículas. Estos mecanismos son clasificados como leptónicos (aceleración de leptones. Por ejemplo: Bremsstrahlung, dispersión inversa de Compton o sincrotrón, por mencionar algunos.) o hadrónicos (aceleración de hadrones. Ejemplos: colisión inelástica de protones, aniquilación protón-antiprotón o interacciones neutrón-protón, entre otros.).



A continuación se abordarán los mecanismos de producción no térmicos enfocados a la producción de rayos gamma empleados a lo largo de este trabajo:

- **Interacción protón-protón (pp).** Proceso hadrónico en el que la interacción p-p conduce a la producción de piones neutros  $\pi_o$  a través de colisiones inelásticas entre protones, en donde un protón relativista interactúa con un protón no relativista. El mecanismo para generar piones neutros es:

$$p + p \rightarrow \pi_o + \pi^+ + \pi^- + X. \quad (1.8)$$

Donde  $X$  puede representar diferentes productos, entre ellos podemos encontrar un decaimiento fuerte, en donde ocurre la creación de quarks en tiempos extremadamente cortos  $\sim 10^{-23} - 10^{-24}$  s [42], siendo este decaimiento el más eficiente:

$$\Delta^+ \rightarrow p + \pi_o. \quad (1.9)$$

La notación  $\pi^+, \pi^-$  corresponde respectivamente a los piones cargados positiva y negativamente. En la interacción p-p, el protón relativista pierde 50 % de su energía, correspondiente a un coeficiente de inelasticidad de  $k_{pp} \sim 0.5$ .

En el caso del decaimiento del barión  $\Delta^+$ , este entrega al  $\pi_o$  aproximadamente un 17 % de la energía del protón relativista  $E_p$ . Siendo el 33 % restante de  $E_p$  entregado al resto de los piones creados.

Al pión  $\pi_o$  con energía  $E_{\pi_o} \sim 0.17 E_p$  suele nombrarse *pión líder*.

Para que la interacción p-p ocurra, la energía del protón incidente debe ser mayor que un valor umbral  $E_{th}$ :

$$E_{th} = m_p c^2 + 2m_\pi c^2 (1 + m_\pi/4m_p) \sim 1.22 \text{ GeV} \quad (1.10)$$

Con el cálculo de la energía umbral, la parametrización de la sección eficaz total  $\sigma_{pp}(E_p)$ <sup>2</sup>, es:

$$\sigma_{pp}(E_p) = (34.3 + 1.88L + 0.25L^2) \times \left[ 1 - \left( \frac{E_{th}}{E_p} \right)^4 \right]^2 \text{ [mb]} \quad (1.11)$$

La aproximación anterior para la sección eficaz total fue propuesta por Kelner et al (2006) para energías  $< 1$  GeV. La comparación con datos experimentales

<sup>2</sup>Más del 50 % de los piones neutros son generados por interacciones hadrónicas [43]

de Eidelman et al. (2004) indica que se puede emplear para un amplio rango de energías como puede observarse en la Fig. (1.3). tomando:

$$L = \ln \left( \frac{E_p}{1 \text{ TeV}} \right). \quad (1.12)$$

El tiempo de enfriamiento presenta una dependencia de la sección eficaz de la interacción. Para diferentes parametrizaciones de  $\sigma$  se tendrán diferentes valores del tiempo de enfriamiento característico de interacciones p-p:

$$t_{pp} = \frac{1}{n_p c k_{pp} \sigma_{pp}}. \quad (1.13)$$

Donde  $n_p$  es la densidad de los protones blanco. Posteriormente, los piones neutros decaen como dos fotones  $\pi_o \rightarrow \gamma\gamma$ . De tal forma que la emisividad producida por ellos,  $q_\pi(E_\pi)$ , es:

$$q_{\pi_o}(E_{\pi_o}) = \frac{n_o c \tilde{\kappa}}{0.17} J_p \left( m_p + \frac{E_{\pi_o}}{0.17} \right) \sigma_{pp} \left( m_p + \frac{E_{\pi_o}}{0.17} \right). \quad (1.14)$$

La emisividad asociada a la interacción de protones relativistas con el medio de densidad  $n_o$  es:

$$\Phi_{\pi_o}(E_{\pi_o}) = \frac{c}{4\pi} n_o \int_{E_{min}^p}^{E_{max}^p} J_p(E_p) \frac{d\sigma_{pp}(E_{\pi_o}, E_p)}{dE_{\pi_o}} dE_p. \quad (1.15)$$

Donde la distribución de protones se rige a partir de una ley de potencias:

$$J_p(E_p) = A_o E_p^{-\alpha} \exp \left[ - \left( \frac{E_p}{E_o} \right)^\beta \right] \quad (1.16)$$

Para poder calcular la emisividad  $\Phi_{\pi_o}(E_{\pi_o})$ , considerando que los piones creados tendrán una energía promedio de  $0.17E_p$ , es factible aplicar la aproximación delta [44]:

$$\delta [E_{\pi_o} - 0.17E_{kin}] \quad (1.17)$$

Donde  $E_{kin} = E_p - m_p c^2$  es la energía cinética de los protones.

Por consiguiente se obtiene la siguiente aproximación, válida para energías  $E_p \leq 0.1$  TeV,

$$\Phi_{\pi_o}(E_{\pi_o}) = \frac{c}{4\pi} \frac{n_o \tilde{n}}{0.17} J_p \left( m_p c^2 + \frac{E_{\pi_o}}{0.17} \right) \sigma_{pp} \left( m_p c^2 + \frac{E_{\pi_o}}{0.17} \right). \quad (1.18)$$

$\tilde{n}$  es el número de piones producidos para una distribución delta que se comporta como ley de potencias, tal que si  $\alpha \geq 2$ , entonces  $\tilde{n} \sim 1$ .<sup>3</sup> Para energías superiores la aproximación delta falla, dado que la energía de distribución de  $\pi_o$  se ensancha, e implicaría la creación de muchos piones poco energéticos y con ello aumentaría el parámetro  $\tilde{n}$  asociado a la multiplicidad. Para prevenir esto, se emplea una modificación de la función delta válida para energías mayores a 0.1 TeV<sup>4</sup>:

$$\delta \left[ E_{\pi_o} - 0.17 \frac{E_{kin}}{\tilde{n}} \right] \quad (1.19)$$

Bajo esta aproximación,  $\tilde{n}$  se convierte en un parámetro libre y por consiguiente  $\Phi_{\pi_o}(E_{\pi_o})$  se vuelve una función continua.

De acuerdo con lo anterior y teniendo en cuenta que un pión emite dos fotones entonces la emisividad de los rayos gamma asociada a  $q_{\pi_o}$  es:

$$\Phi_{\gamma}(E_{\gamma}) = 2 \int_{E_{min}=E_{ph}+m_{\pi}^2 c^2/(4E_{ph})}^{\infty} \frac{q_{\pi}(E_{\pi})}{\sqrt{E_{\pi}^2 - m_{\pi}^2}} dE_{\pi}. \quad (1.20)$$

Finalmente, para asegurar que en este proceso los piones producidos por colisiones p-p generan neutrinos, se debe de satisfacer la siguiente relación:

$$t_{acc} < t_{pp} \leq t_{esc}. \quad (1.21)$$

Tomando la energía de los protones  $E_p$ .

- **Dispersión de Compton inverso (IC).** En este mecanismo, un electrón relativista atraviesa un gas de fotones de energía  $E_{ph}$ . Si en el sistema de referencia del laboratorio los fotones son menos energéticos que el electrón, entonces los fotones serán dispersados por el electrón. Como resultado de esta interacción los fotones ganarán energía.

<sup>3</sup>El parámetro  $\tilde{n}$  es conocido como multiplicidad, es decir, el número de piones producidos en la interacción p-p, dada una distribución  $F_{\pi}$ , tal que  $\int F_{\pi} dE_{\pi} = \tilde{n}$ .

<sup>4</sup>Propuesta por Kelner et al. (2006)

Cuando la energía de los fotones entrantes (como se ve en el marco de referencia del electrón) es pequeña con respecto a la energía en reposo del electrón, el proceso es denominado por dispersión de Thomson, que se puede describir en términos de la electro-dinámica clásica. A medida que la energía de los fotones entrantes aumenta y se vuelve comparable o mayor que  $m_e c^2$ , es necesario un tratamiento cuántico (régimen de Klein-Nishina) [45]:

$$\frac{d\sigma_{IC}}{dE_\gamma} = \frac{3\sigma_T}{E_e} \left[ 2q \ln(q) + (1+2q)(1-q) + (1-q) \frac{(\Gamma q)^2}{2(1+\Gamma q)} \right], \quad (1.22)$$

donde,

$$q = \frac{E_\gamma}{E_e} \frac{1}{\Gamma(1 - E_\gamma/E_e)} \quad (1.23)$$

y

$$\Gamma = \frac{4E_{ph}E_e}{(m_e c^2)^2}. \quad (1.24)$$

Siendo  $E_e$  la energía del electrón,  $E_\gamma$  la energía del fotón dispersado,  $E_{ph}$  la energía del fotón semilla y  $\sigma_T$  la sección eficaz de Thomson.

Si  $n(E_{ph})$  describe la distribución de energía de los fotones por unidad de volumen, entonces el espectro de los fotones dispersados es:

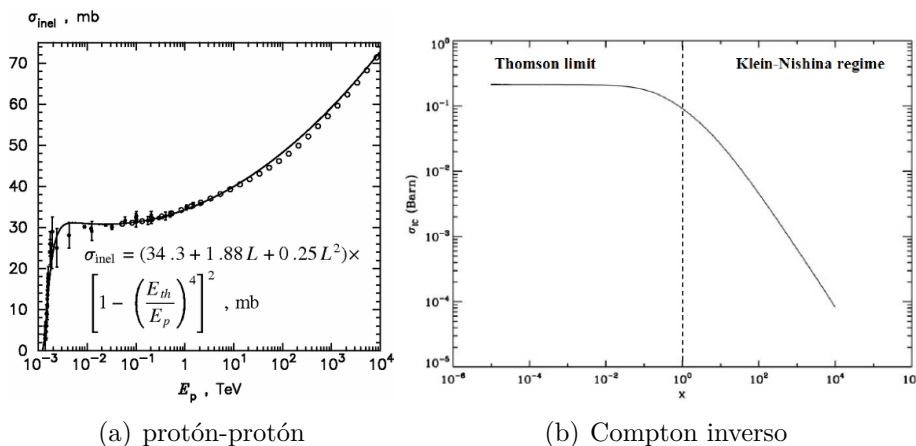
$$\frac{dN}{dE_\gamma dE_{ph} dt} = \frac{c(m_e c^2)^2}{4E_{ph}E_e} \frac{d\sigma_{IC}}{dE_\gamma} n(E_{ph}), \quad (1.25)$$

donde la energía del foton dispersado debe de satisfacer:

$$E_{ph} < E_\gamma < E_e \Gamma / (1 + \Gamma). \quad (1.26)$$

Introduciendo el parámetro  $\Gamma$  para la interacción de una distribución de electrones con un campo de fotones, entonces si  $\Gamma \ll 1$  se dice que la interacción ocurre en el régimen de Thomson. Mientras que para  $\Gamma \gg 1$  se dice que interacción se desarrolla en el régimen de Klein-Nishina (véase Fig. 1.3).

En el régimen de Thomson, la energía máxima que pueden alcanzar los fotones es  $E_{ph}^{max} \approx (4/3)\gamma_e^2 E_{ph}$ , donde  $\gamma = E_e/(m_e c^2)$  es el impulso de Lorentz del electrón.



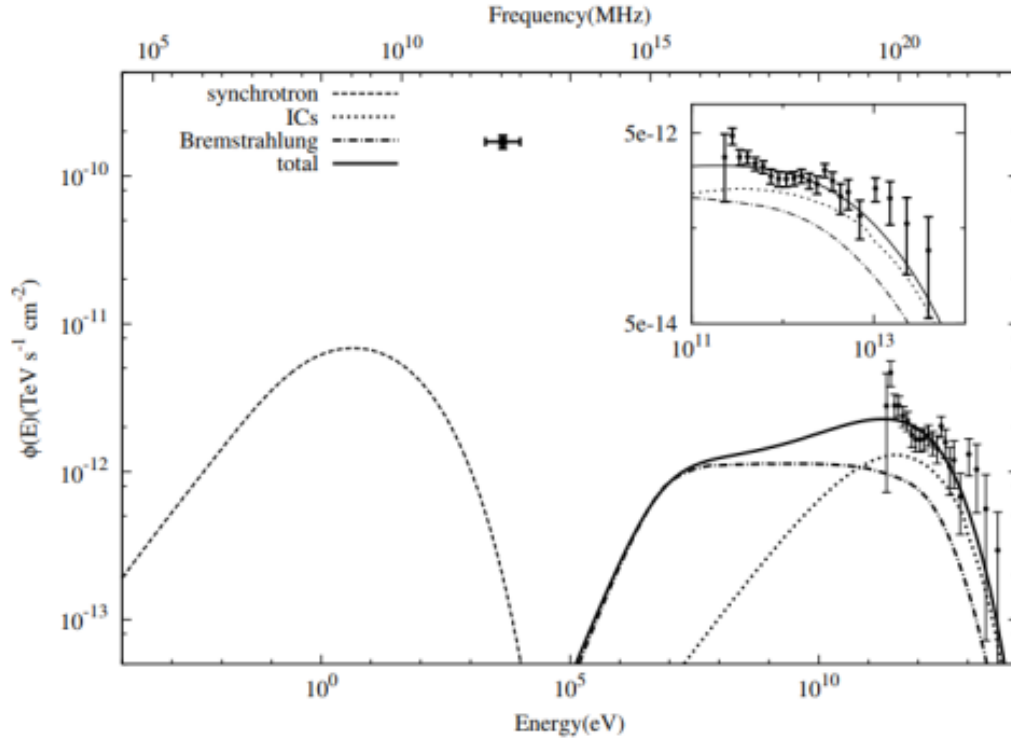
**Figura 1.3.: Secciones eficaces.** a) La interacción pp inelástica (Kelner et al, 2006) y b) Compton Inverso. La sección eficaz permanece constante a baja energía  $x \ll 1$ , pero disminuye cuando los efectos de Klein Nishina se vuelven importantes a alta energía  $x > 1$ , para  $x = \frac{E_{ph}}{mc^2}$  [41, 46].

En las Figs. (1.4, 1.5) se muestran las distribuciones espectrales de energía de radiación por decaimiento de piones, bremsstrahlung no térmica <sup>5</sup>, Compton inverso y sincrotrón en objetos como Sgr A\* [50] o el espectro esperado de rayos cósmicos galácticos o para un microcuásar [51]. A bajas energías ( $\sim$  keV) el espectro es dominado por emisión sincrotrón, emitiendo desde radio hasta rayos X. El espectro de radiación IC, bremsstrahlung y decaimiento de piones neutros se ubican entre  $\sim 10^1$  GeV y  $\sim 10^2$  TeV, donde sucede la emisión de radiación gamma.

### 1.2.2. Técnicas de detección

Para poder observar fotones de altas energías se deben emplear satélites u observatorios en la superficie de la Tierra. Debido al poder de penetración de la radiación gamma, ésta no se puede focalizar empleando espejos o lentes. Por ello, se han desarrollado técnicas que permitan su detección indirecta. Algunas de estas técnicas se basan en la producción de pares, en la dispersión Compton o el efecto Cherenkov (Sección 1.4.1) para determinar la dirección de procedencia de los fotones.

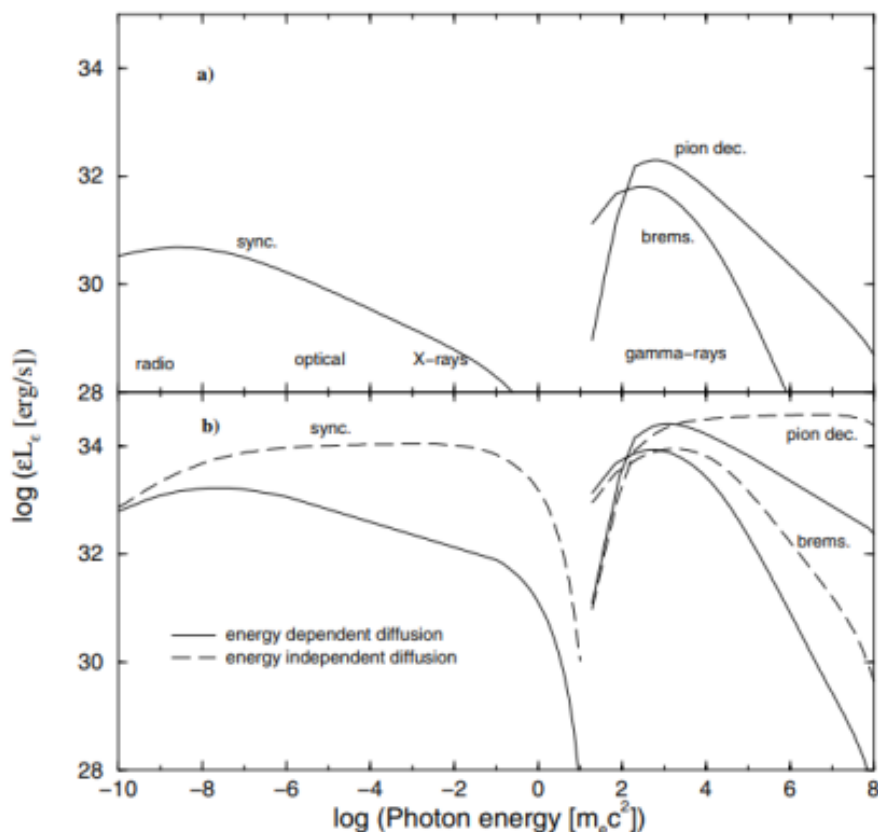
<sup>5</sup>En el caso de la radiación bremsstrahlung no térmica, los electrones acelerados a menudo tienen una distribución de la ley de potencia. Este tipo de distribución puede producirse en ondas de choque, observadas en objetos como los remanentes de supernova [47]. Similarmente, la emisión de rayos X duros detectada en cúmulos de galaxias, donde hay acreción o fusiones y es producida en parte por la radiación bremsstrahlung no térmica [48, 49].



**Figura 1.4.: Distribución espectral de energía.** El flujo de la radiación de sincrotrón, bremsstrahlung y la dispersión inversa de Compton se comparan con los flujos de emisión difusa de rayos gamma medidos por H.E.S.S. (puntos negros con barras de error verticales). También se muestra el flujo de emisión de rayos X difuso medido por XMM-Newton40 (punto negro con barra de error horizontal) e integrado sobre la región de la zona molecular central. El recuadro (arriba a la derecha) muestra una vista ampliada de la SED en el rango VHE (100 GeV - 100 TeV). También se muestra el flujo de emisión de rayos X difuso medido por XMM-Newton e integrado sobre la región CMZ [50]

### 1.3. Neutrinos

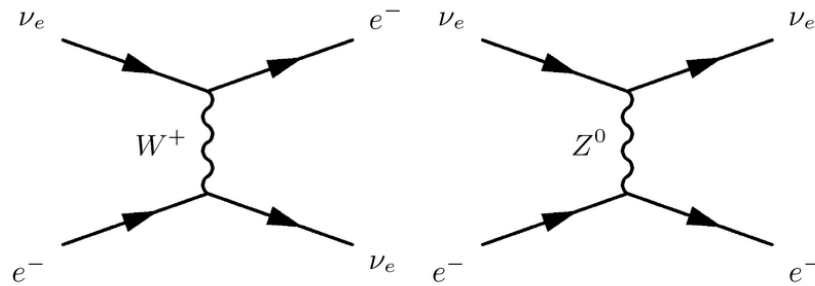
La primera evidencia de la existencia una nueva partícula neutra (posteriormente llamada neutrino) apareció en el año 1899, cuando Rutherford descubrió la desintegración  $\beta$ , en la cual, un núcleo con carga eléctrica  $Z$  se descompone en otro con carga  $Z + 1$  y un electrón. Sin embargo, en un decaimiento de 2 cuerpos se debería producir un espectro monocromático, no obstantente, James Chadwick en 1914, descubrió que el espectro de electrones era continuo. Tal descubrimiento generó un desconcierto enorme llevando a varios científicos de la época a proponer diversas teorías, tal es el caso de N. Bohr, quien sugirió que la energía no se conserva en las desintegraciones beta. Otras



**Figura 1.5.: Distribución espectral de energía.** Se muestra la SED de los rayos cósmicos galácticos (gráfica superior) que interactúan con una nube. El índice de ley de potencia para la distribución de energía de protones se ha tomado en 2.75. La difusión no depende de la energía. En la gráfica inferior se muestra la SED de un microquasar continuo: donde la difusión depende de la energía (línea continua), donde no hay dependencia (línea discontinua) [51]

teorías establecían la pérdida de energía a través de interacciones secundarias en el núcleo que producían rayos gamma. Posteriormente, para 1930, Wolfgang Pauli explicó la discrepancia aparente entre la energía y el momento inicial y final de los decaimientos beta en lo que llamó un *remedio desesperado*, formulando así la hipótesis de que una partícula neutra con espín 1/2 emitida junto con el electrón en las desintegraciones beta. A esta partícula la llamó *neutrón* y estableció que su masa no debería ser mayor que 0.01 veces la masa protónica.

En 1934 Fermi renombró a las partículas propuestas por Pauli, como *neutrinos* en su teoría sobre la interacción débil para explicar la radiactividad beta, siendo este el primer marco teórico que contenía al neutrino y sus interacciones, titulado *Versuch einer Theorie der  $\beta$ -Strahlen* [52].



**Figura 1.6.: Diagrama de Feynman.** Los neutrinos pueden interactuar con con fermiones del modelo estándar vía intercambio de bosones de norma pesados ( $W^\pm$  y  $Z^0$ ) [54].

Para 1956, más de 20 años después de que Pauli propusiera su teoría, Fred Reines y Clyde Cowan iniciaron el diseño de un detector en la central nuclear de Savannah River (Carolina del Sur, EE.UU.), capaz de registrar un evento como el descrito por Pauli. Dando evidencia estadística de una señal por encima del ruido instrumental que solo podía ser debida a interacciones de neutrinos. [53].

### 1.3.1. Neutrinos en el Modelo Estándar de partículas

El Modelo Estándar es una teoría cuántica de campos, con simetría de norma, construida para describir las interacciones electromagnéticas, débiles y fuertes de las 3 generaciones de partículas elementales: quarks, leptones y bosones. Este modelo comprende 17 tipos de partículas fundamentales de los cuales 6 son quarks, 6 leptones, 4 bosones de gauge (o norma) y el bosón de Higgs. A cada una de estas partículas le corresponde una antipartícula, que cuando se encuentran juntas en los procesos apropiados interaccionan destruyéndose y generando otras partículas.

Los neutrinos son un tipo de leptón casi sin masa, que no participan en interacciones fuertes y tienen carga cero, por lo que no sufren interacciones electromagnéticas, lo que los hace muy difíciles de detectar. Sin embargo, los neutrinos interactúan a través de la fuerza débil y se crean como resultado de ciertos tipos de desintegración radiactiva o reacciones nucleares como las del Sol y los reactores nucleares.

Hay tres *sabores* de neutrinos: neutrinos electrónicos ( $\nu_e$ ), neutrinos muónicos ( $\nu_\mu$ ) y neutrinos tauónicos ( $\nu_\tau$ ), los cuales pueden interactuar con otros fermiones del modelo estándar vía el intercambio de bosones de norma. De acuerdo con la carga eléctrica del



mediador de estas interacciones, estas son llamadas interacciones de *corriente cargada* y de *corriente neutra* con un correspondiente bosón cargado o neutro.

- **Interacción de corriente cargada (CC).** En una interacción de corriente cargada, el neutrino se transforma en su compañero leptón (electrón, muón o tau). Sin embargo, si el neutrino no tiene suficiente energía para crear la masa de su compañero más pesado, la interacción de la corriente cargada no podrá realizarse. Estas interacciones están mediadas por bosones W con carga positiva o negativa:

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \longrightarrow_{\mathbf{W}_{\pm}} l^-(l^+) + X, \quad (1.27)$$

donde  $N$  representa el núcleo objetivo y  $X$  los productos restantes.

- **Interacciones de corrientes neutras (NC).** Esta interacción está mediada por el intercambio de una partícula sin carga eléctrica, llamada bosón  $Z_0$ . En este proceso, el neutrino colisiona transfiriendo parte de su energía y momento a la partícula objetivo. Los tres sabores de neutrinos pueden participar independientemente de la energía que posean sin pierden su identidad.

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \longrightarrow_{\mathbf{Z}_0} \nu_l(\bar{\nu}_l) + X. \quad (1.28)$$

Los diagramas básicos de Feynman para estas interacciones se muestran en la Fig. 1.6.

### 1.3.2. Clasificación de los neutrinos

Las interacciones de protones de altas energías o iones con la materia y la radiación en ambientes astrofísicos inducen partículas inestables secundarias las cuales generan rayos gamma y neutrinos de sus decaimientos, estableciendo así un vínculo profundo entre los rayos cósmicos, los neutrinos y los rayos gamma.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu} \rightarrow e^+ + \nu_e + (\bar{\nu}_{\mu}) + \nu_{\mu}. \quad (1.29)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + (\bar{\nu}_{\mu}) \rightarrow e^- + (\bar{\nu}_{\mu}) + (\bar{\nu}_e) + \nu_{\mu}. \quad (1.30)$$

La energía de los neutrinos (ya sea baja o extremadamente alta) da un indicio de cómo y dónde se produjeron, como veremos a continuación [28].

- **Neutrinos de bajas energías** Estos tienen una energía muy baja,  $E_\nu < 0.42$  MeV. La mayoría de los métodos de detección de neutrinos de bajas energías no son sensibles a tales neutrinos, por lo que la mayoría de los experimentos se basan en los neutrinos generados por los átomos  $^7\text{Be}$  y  $^8\text{B}$  de mayor energía producidos en las cadenas laterales pp-II y pp-III.

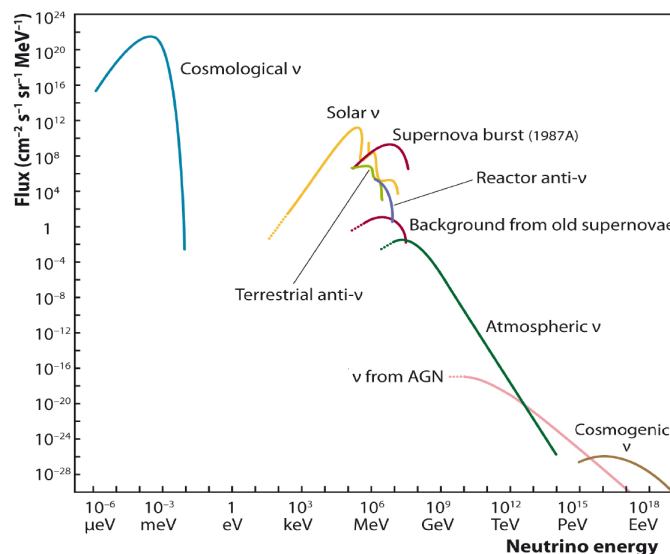
**Neutrinos reliquia.** También llamados fondo cósmico de neutrinos (son el análogo a la radiación de fondo de microondas), son neutrinos que quedaron de las primeras épocas de la evolución del universo, solo dos segundos después del Big Bang, tienen una densidad aproximada de  $56 \text{ cm}^{-3}$  para cada sabor de neutrino y un espectro de cuerpo negro con una temperatura  $T_\nu = 1.947 \text{ K}$  (i.e. una energía cinética promedio de  $5 \times 10^{-4} \text{ eV}$ ).

**Neutrinos Solares.** El Sol genera energía al fusionar hidrógeno con helio. Este proceso inevitablemente debe implicar la conversión de protones a neutrones, y por ende la emisión de neutrinos. La principal cadena de reacciones de este proceso se llama el ciclo p-p. Los neutrinos producidos por ciclo p-p representan el componente dominante con un espectro de energía continuo de hasta 420 keV. La gran mayoría de los neutrinos solares provienen de la producción inicial de deuterio:



**Neutrinos de reactores.** Los reactores de fisión generan energía al romper los núcleos pesados (generalmente  $^{235}\text{U}$ ) en fragmentos más pequeños. A medida que aumenta la proporción de neutrones a protones en los núcleos atómicos, estos fragmentos de fisión tienen demasiados neutrones inestables, que decaen por una cascada de desintegraciones beta en núcleos estables con una proporción más baja de neutrones a protones. En promedio, cada fisión produce aproximadamente 200 MeV de energía y aproximadamente 6 antineutrinos de tipo electrónico.

**Neutrinos Geoterrestres.** Los geoneutrinos representan una técnica de investigación completamente nueva sobre cómo obtener información acerca de las profundidades de la Tierra. Los geoneutrinos son antineutrinos de sabor electrónico emitidos en las desintegraciones  $\beta$  de elementos radiactivos de vida media de larga duración, también llamados elementos productores de calor. Los geoneutrinos se emiten a lo largo de las cadenas de desintegración de  $^{238}\text{U}$  y  $^{232}\text{Th}$ ; el objetivo principal de los estudios de geoneutrino es determinar el calor radiógeno de la Tierra, especialmente la contribución desconocida del manto terrestre.



**Figura 1.7.: Espectro de energías del neutrino.** Flujos medidos y esperados de neutrinos provenientes del Big Bang ( $C\nu B$ ), del Sol, de las supernovas (SN), los neutrinos atmosféricos, los estallidos de rayos gamma (GRB), los núcleos galácticos activos (AGN) y los neutrinos cosmogénicos (GZK). [55]

- **Neutrinos de energía intermedia.** Su rango de energía se expande desde unos pocos MeVs hasta décimas de un PeV. Entre estos encontramos:

**Neutrinos atmosféricos.** La Tierra está constantemente bombardeada por partículas de rayos cósmicos del espacio. Fuera de la atmósfera de la Tierra, estos son principalmente protones, con alrededor de 10 a 15% de núcleos más pesados. Cuando llegan a la atmósfera, estos protones de alta energía interactúan con las moléculas de aire para producir cascadas de piones, que posteriormente se descomponen en muones y neutrinos muónicos; algunos de los muones alcanzan el suelo y se detectan como rayos cósmicos, mientras que otros se descomponen en vuelo para producir más neutrinos muónicos y neutrinos electrónicos. Este proceso es exactamente similar al utilizado para producir haces de neutrinos a partir de aceleradores de partículas. Los neutrinos atmosféricos se producen con un rango muy amplio de energías, porque las partículas primarias de los rayos cósmicos también tienen un rango de energía enorme.

**Neutrinos de aceleradores de partículas.** Los protones se aceleran en un acelerador de partículas (normalmente un sincrotrón). La energía de los protones, junto con la geometría de la línea del haz, determina la energía de los neutrinos. Posteriormente, un haz de protones se extrae del acelerador y se dirige a un objetivo. Los protones interactúan con el material objetivo, produciendo una gran

cantidad de piones secundarios (entre otras partículas). Los campos magnéticos se utilizan para seleccionar los piones de la carga preferida (positivo para un haz de neutrinos, negativo para un haz de antineutrino) y enfocarlos en un haz colimado. El haz posteriormente, se dirige a un largo volumen de descomposición, donde los piones se descomponen en muones y (anti) neutrinos. Al final del volumen de caída hay un volcado de haz, i.e. una gran masa de material que absorbe todas las partículas, excepto los neutrinos y algunos de los muones, que son usados para monitorear la posición y la intensidad del haz.

**Neutrinos de supernovas.** Los neutrinos son cruciales para la comprensión de las supernovas. Las simulaciones sugieren que sin la contribución de los neutrinos, la estrella no explotaría, se generaría una onda de choque cuando la envoltura estelar que colapsa golpee la estrella de neutrones recién formada, pero se detendría en el medio denso, y solo sería reiniciada por los neutrinos. Por otro lado, los vientos impulsados por los neutrinos en las supernovas también son un sitio favorito para el llamado *proceso r* para la formación de elementos pesados, responsable de aproximadamente la mitad de la abundancia de elementos más pesados que el hierro. Por lo tanto, la producción de neutrinos en supernovas es un ingrediente esencial para comprender la evolución química de la galaxia.

- **Neutrinos de altas energías.** Neutrinos que fueron creados en o cerca de los objetos más extremos de nuestro universo (como los agujeros negros y las estrellas de neutrones) y alcanzan energías que van desde unos pocos TeVs hasta 10 PeVs.

**Neutrinos astrofísicos.** Las teorías plausibles sugieren que la mayoría de los rayos cósmicos pueden provenir de remanentes de supernova, mientras que los ejemplos más energéticos pueden originarse en galaxias activas o GRB, pero no hay pruebas de ninguna de estas hipótesis. Dado que las fuentes de los rayos cósmicos están acelerando claramente los protones a energías muy altas, es inevitable que algunos de estos protones de alta energía colisionen con otras partículas, o con fotones, dentro de la fuente, generando con ello piones y, por lo tanto, produciendo neutrinos. Es por esto que cada fuente de protones de alta energía también debe ser una fuente de neutrinos algo menos energéticos. Sin embargo la detección de estos neutrinos muy energéticos ha sido una tarea difícil pues el número de neutrinos detectados es pequeño en comparación con los flujos de los reactores, de los aceleradores, del Sol o de las supernovas galácticas, por lo que los detectores deben ser extremadamente grandes para compensar esto.

**Neutrinos cosmogénicos.** Los neutrinos cosmogénicos son neutrinos acelerados a energías por encima de 10 PeVs, llegan al rango conocido como neutrinos de ultra-alta energía. Estos neutrinos son producidos principalmente por la descomposición de los piones (y muones) producidos en las interacciones foto-hadrónicas de protones y núcleos pesados con fondos de CMB y EBL<sup>6</sup>. Estos procesos son eficientes solo en el caso de los protones, mientras que en el caso de núcleos más pesados, las interacciones foto-hadrónicas se suprimen significativamente.

Todas estas características hacen a los neutrinos los trazadores únicos de aceleración de los rayos cósmicos en el universo.

## 1.4. Técnicas observacionales

Los neutrinos pueden ser detectados en Tierra con detectores subterráneos a través de cascadas de hadrones y leptones secundarios producidos debido a la interacción. Esta sección resume los aspectos físicos básicos involucrados en la detección de neutrinos.

- **Centelladores.** El principio de los centelladores consiste en el uso de materiales que exhiben propiedades de luminiscencia cuando son excitados por radiación ionizante. Algunos de los experimentos que emplean líquidos centelleantes para la detección de neutrinos son: KamLAND, BOREXINO, NOVA, LENA y CLEAN entre otros. Se espera que este tipo de detectores provean información acerca de la oscilación de  $\nu_\mu$  a  $\nu_e$ , el orden de las masas de neutrinos y sobre la simetría entre neutrinos y antineutrinos [57].
- **Método radioquímico** Proceso que utiliza la producción de isótopos radiactivos. Donde el neutrino es capturado por un átomo que luego, a través de la desintegración beta inversa (una interacción de corriente cargada) se convierte en otro elemento. El elemento objetivo empleado por estos experimentos puede ser desde cloro, galio u otros compuestos químicos. La desventaja de este método es que no tienen ninguna sensibilidad a la dirección, no pueden medir la energía y tienen una resolución de tiempo muy pobre (del orden de semanas). Ejemplos de

---

<sup>6</sup>La luz difusa de fondo extragaláctico (EBL) posee contribuciones en UV, óptico e IR y es la segunda emisión más intensa después del CMB. La EBL es una fuente de opacidad de rayos gamma en el Universo, que posee una gran cantidad de información con respecto a los procesos asociados con la formación de estrellas y galaxias, en particular los colapsos de estrellas masivas. [56]

experimentos radioquímicos: Homestake (cloro), SAGE (galio) y GALLEX/GNO (galio) [57].

- **Detectores de seguimiento.** Los detectores de seguimiento reconstruyen el camino de los leptones cargados producidos en interacciones de corriente cargada, ya sea por la ionización que causan o por la energía que depositan. el empleo de campos magnéticos hacen que la trayectoria de la partícula se doble, permitiendo que el impulso de la partícula cargada, y el signo de su carga, sean reconstruidos. Estos detectores se adaptan mejor a los neutrinos de mayor energía<sup>7</sup>. Los detectores de seguimiento son buenos para distinguir diferentes topologías de eventos y reconstruir eventos que contienen múltiples partículas. Entre los detectores que emplean la técnica de rastreo, están: MINOS, MINER $\nu$ A, ICARUS, por mencionar algunos [57].
- **Detectores Cherenkov.** Este tipo de detectores aprovechan el hecho de que en la interacción de un neutrino se generan partículas cargadas que viajan más rápido que la luz en ese medio, ocasionando una onda de choque electromagnética. Entre estos experimentos Cherenkov encontramos: Super-Kamiokande, ANTARES, AMANDA, SNO e IceCube (se abordará con más detalle en la sección 3.2), entre otros.

Los detectores que emplean métodos radioquímicos y centelladores son empleados para la detección de neutrinos de bajas energías mientras que aquellos que emplean detectores de seguimiento y detectores Cherenkov estudian neutrinos de energías intermedias y altas energías. En este trabajo nos enfocaremos a estudiar los neutrinos de altas energías correlacionados espacialmente con las burbujas de Fermi.

### 1.4.1. Efecto Cherenkov

La radiación Cherenkov (también conocida como radiación de Vavilov-Cherenkov) es producida cuando una partícula cargada viaja en un medio embebido en un campo dieléctrico compuesto por partículas con momento dipolar, las cuales son re-orientadas en sincronía al paso de la partícula cargada produciendo colectivamente radiación coherente. Si la velocidad de la partícula se acerca a la velocidad de fase de la luz en el medio, el potencial se retarda rompiendo la simetría del campo de polarización

---

<sup>7</sup>Porque la distancia que una partícula viaja a través de un detector aumenta a medida que aumenta su energía, y las trazas más largas son más fáciles de reconstruir.

lo que conlleva a la emisión de radiación. La luz emitida forma un cono en dirección del movimiento de la partícula cargada. El ángulo de apertura del cono depende del índice de refracción del medio. Al colectar la radiación generada cuando se produce una cascada, es posible determinar la cantidad de partículas que la conforman y, por consiguiente, la energía de los CR y de los fotones que ingresan a la atmósfera<sup>8</sup>. El *flash* de luz azulada radiada ilumina una gran superficie, determinada por el ángulo de emisión de los fotones Cherenkov. Posteriormente, es posible captar estos fotones con solo ubicar un detector dentro de esa superficie.

Los detectores Cherenkov se utilizan principalmente para la identificación de partículas, distinguiéndose dos tipos de detectores:

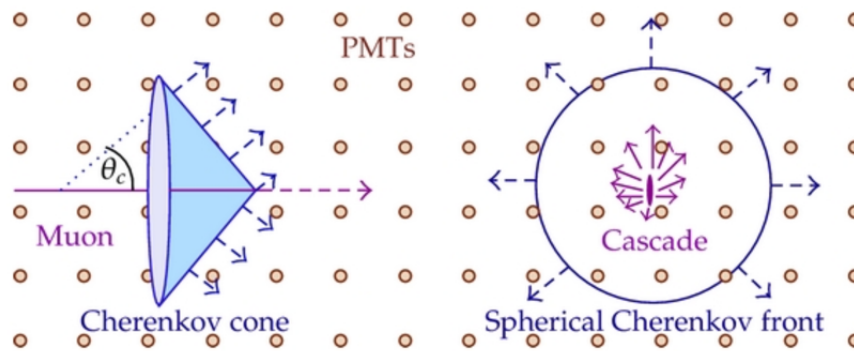
- **De umbral.** Detectores utilizados para seleccionar partículas con una cierta masa (o velocidades superiores a cierto valor umbral) en una línea de haz con momento fijo.
- **Diferenciales.** Detectores utilizados para medir el cono Cherenkov a través de la medición del ángulo con el que inciden los fotones [58].

En ambos tipos de detectores, la partícula pierde una insignificante fracción de su energía en el medio material. Mientras que en un detector de absorción total, cuando el electrón o un rayo gamma producen una avalancha de electrones y fotones, perdiendo en consecuencia la totalidad o gran parte de su energía.

Algunas de las limitaciones de estos detectores son que la luz producida en cada flash Cherenkov es muy débil y de muy corta duración ( $\sim$  ns). De tal forma que los rayos cósmicos secundarios (protones y núcleos) generan cascadas de partículas relativistas, produciendo por ende, radiación Cherenkov.

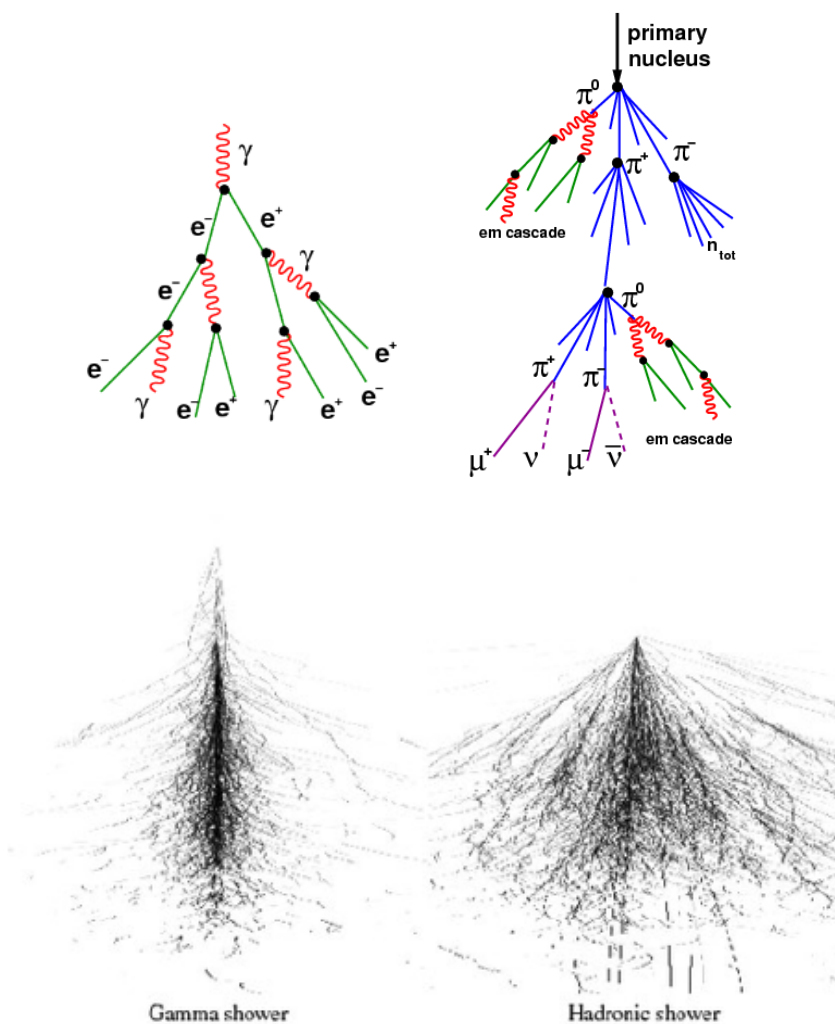
---

<sup>8</sup>Cuando los rayos cósmicos entran en la atmósfera (partículas primarias), pierden su energía a través de las interacciones que sufren con las moléculas del aire. A altas energías estas interacciones crean una cascada extensa de partículas ionizadas (denominadas partículas secundarias) y radiación electromagnética que a su vez entran en un proceso de interacción con las moléculas del aire propiciando nuevas cascadas electromagnéticas.



**Figura 1.8.: Ilustración del efecto Cherenkov.** Patrones de luz producidos por muones (izquierda) y por cascadas (ocasionadas por neutrinos electrónicos) a través de interacciones NC (derecha) [59].





**Figura 1.9.:** Cascadas electromagnéticas (izquierda) y hadrónicas (derecha). (Izquierda) Una cascada electromagnética contiene fotones, electrones y positrones. Los fotones crean pares electrón-positrón a través de la producción de pares, los cuales irradian fotones a través del proceso bremsstrahlung. La longitud total de la trayectoria es proporcional a la energía de la cascada electromagnética. (Derecha) Ejemplo de una cascada hadrónica, con varias partículas secundarias como piones ( $\pi_+$ ,  $\pi_0$ ,  $\pi_-$ ), muones ( $\mu_+$ ,  $\mu_-$ ), kaones ( $\kappa_+$ ,  $\kappa_-$ ), fotones o neutrinos ( $\nu_\mu$ ,  $\nu_\mu^-$ ) [60, 61].

# Capítulo 2.

## Burbujas de Fermi

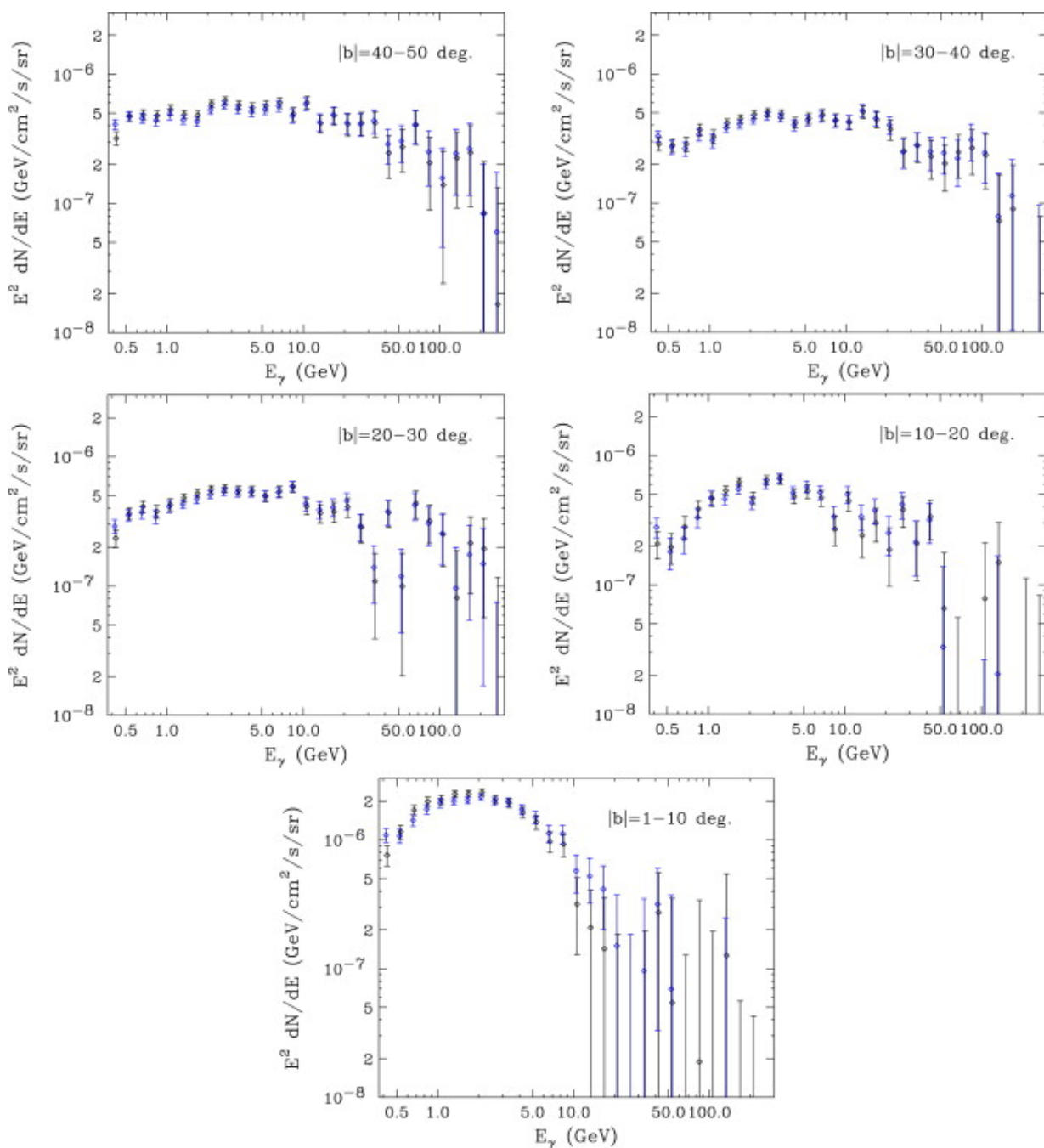
Las burbujas de Fermi (FB) reciben su nombre gracias a su descubrimiento con datos del telescopio espacial de rayos gamma Fermi-LAT en 2010 [4,8]. Se caracterizan por ser dos grandes estructuras globulares de emisión no térmica, las cuales se extienden simétricamente fuera del plano de la Galaxia a  $8 - 9$  kpc ( $50 - 55^\circ$  por encima y por debajo del centro Galáctico). En el rango de 1-100 GeV estas estructuras alcanza una luminosidad de  $\sim 52.5 \times 10^{40}$  GeV  $s^{-1}$  ( $\sim 4 \times 10^{37}$  erg  $s^{-1}$ ) [18]. Su espectro sigue una ley de potencias con índice espectral  $\Gamma_\gamma \sim 2$  con forma plana que posteriormente decae abruptamente a energías mayores a 100 GeV (Véase Fig.2.1). En total, las FB subtienen un ángulo sólido de 0.808 sr.

Sin embargo, la edad estimada de estas estructuras depende en gran medida del mecanismo de aceleración de rayos cósmicos que las genera como se mostrará más adelante.

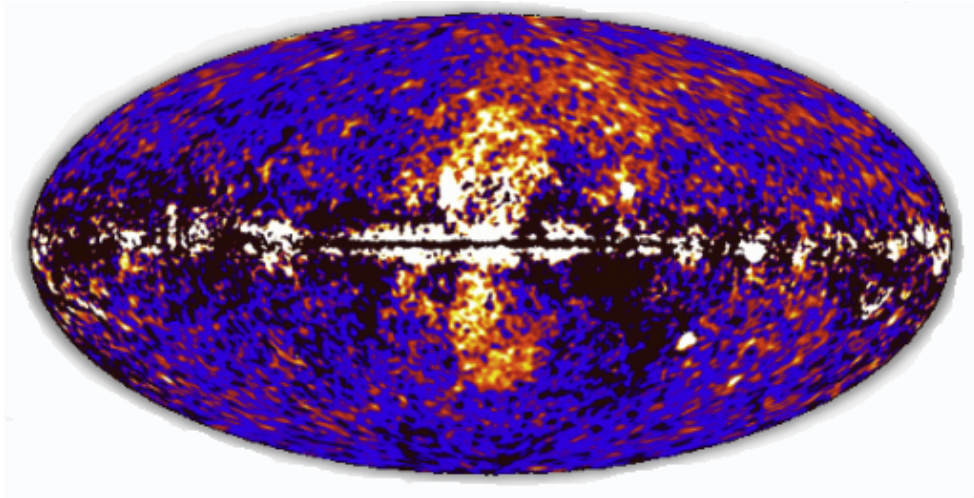
### 2.1. Observaciones en otras longitudes de onda

En esta sección analizaremos las restricciones observacionales asociadas a estas estructuras globulares para desarrollar posteriormente un modelo teórico que se ajuste al espectro de radiación gamma.

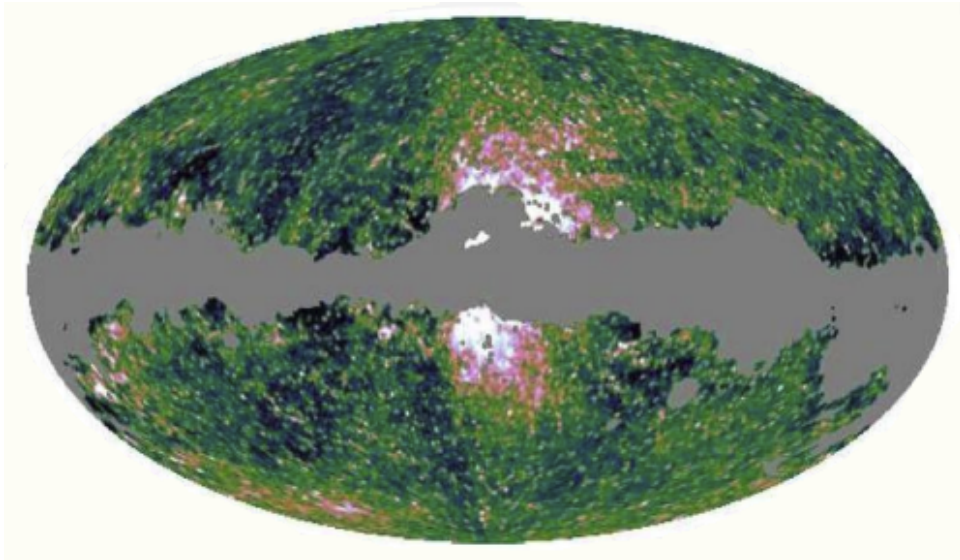
Dada la proximidad de estos dos grandes lóbulos, existen muchos datos observacionales de múltiples mensajeros en las cercanías de las burbujas (Figs.2.2 ,2.3,2.4), que van desde gamma [8], microondas [7], rayos X [5] e incluso radio [6]. A todas estas observaciones se suma la posible detección de neutrinos [23] dentro de estos lóbulos, (Véase Sección 2.3).



**Figura 2.1.: Espectro de rayos gamma.** Espectro de rayos gamma de las burbujas de Fermi a diferentes latitudes [62]. El flujo de fotones gamma se mantiene prácticamente constante hasta caer estrepitosamente a  $\sim 100$  GeV para latitudes superiores a 20 deg. Para latitudes más bajas el flujo decae a decenas de GeV.



(a) Rayos gamma



(b) Microondas

**Figura 2.2.: Burbujas de Fermi.** a) Mapa residual de todo el cielo a energías entre 1 a 10 GeV tomada por Fermi-LAT [8]. b) Mapa de la neblina de microondas a 30 GHz tomada por el telescopio espacial PLANCK [63]

### 2.1.1. Observación en microondas

Las burbujas presentan una contraparte en longitudes de microondas, detectada por primera vez en 2004 [7] con observaciones de WMAP y confirmado posteriormente por el satélite PLANCK [63].

Ésta emisión, conocida como *neblina de microondas*, fue descubierta al analizar el exceso residual resultante de la extracción de emisión  $H\alpha$  galáctico de mapas de Haslam

de 408 MHz de radiación sincrotrón suave y de emisión térmica por polvo, encontrándose que las burbujas en este rango electromagnético presentan una morfología esférica de 4 kpc de radio hacia el GC [7].

El espectro de emisión de la neblina se atenúa conforme se eleva respecto del GC hasta desaparecer más allá de  $b \sim 35^\circ$  y muestra correlación espacial con las estructuras reveladas en rayos gamma. El espectro de la neblina de WMAP es más suave que la emisión libre-libre, pero más fuerte que la emisión sincrotrón suave.

### 2.1.2. Observación en rayos X

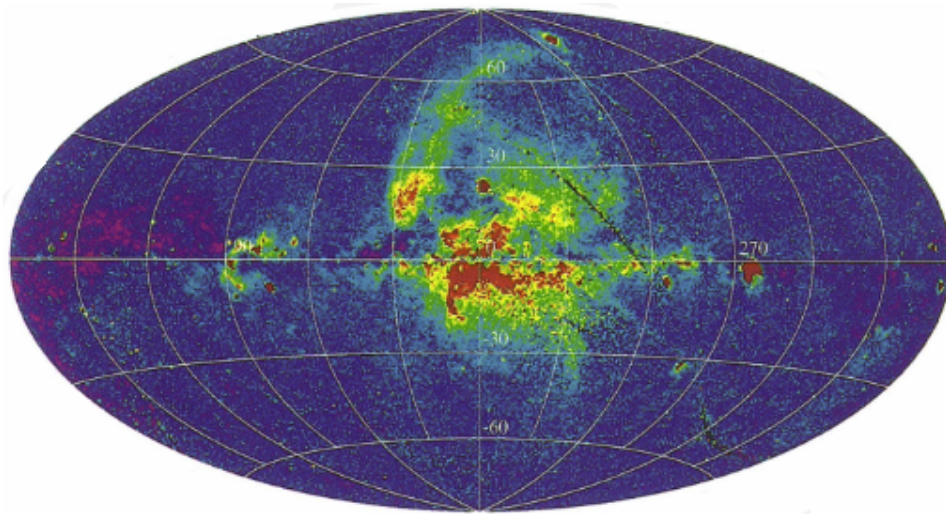
En 2003, J. Bland-Hawthorn y M. Cohen reportaron evidencias de eyección de material proveniente del GC, así como la presencia de emisiones extendidas bi-polares en rayos X. Posteriormente, en 2010, Su et al. [8] analizaron los mapas en rayos X del telescopio ROSAT de 1.5-2 KeV [5] indicando que las burbujas poseen temperaturas  $\sim 10^7 K$  y la presencia sutil de arcos coincidentes con los bordes de la emisión gamma, mismos que fueron confirmados con observaciones de emisión difusa por parte del telescopio espacial Suzaku en 2013 [20].

### 2.1.3. Observación en radio

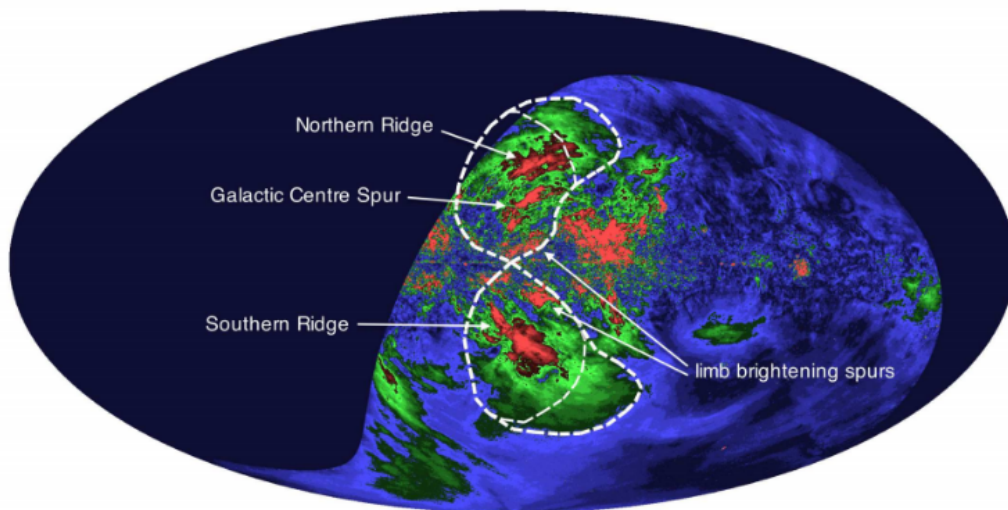
Los datos de radio polarización de la banda S del catálogo All Sky Survey (S-PASS) a 2.3 GHz también identifican dos lóbulos altamente polarizados que tienen formas similares a las burbujas de rayos gamma, aunque se extienden a  $\sim \pm 60^\circ$ . El espectro de los lóbulos polarizados es más suave hacia latitudes Galácticas más altas. El alto grado de polarización sugiere que el campo magnético se mantiene uniforme en el entorno de las burbujas [6]. La estructura visible en 408 MHz es llamada *North Galactic spur* y se considera que está relacionado con las burbujas de Fermi [64]. Se cree que es la emisión de un antiguo remanente de supernova relativamente cercano ( $\sim 100$  pc) que ha sido recalentado por la descarga de un segundo SNR [65].

Todas estas detecciones sugieren la posibilidad de un origen físico común. Sin embargo hasta el momento no hay explicación contundente que se ajuste a todas las restricciones observacionales detectadas.



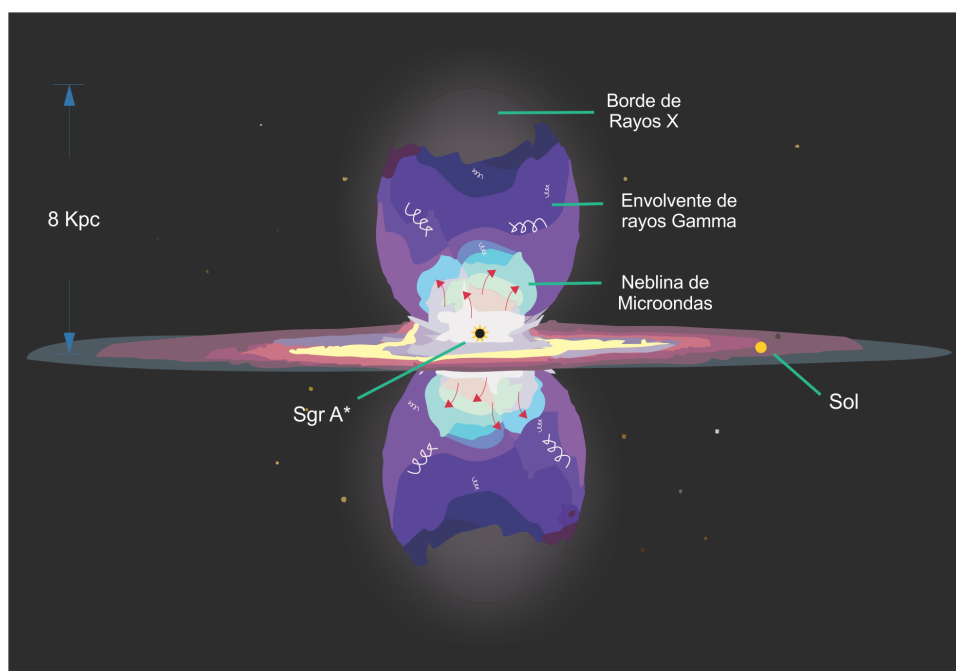


(a) Rayos X



(b) Radio

**Figura 2.3.: Burbujas de Fermi.** a) Emisión de las burbujas en el mapa de 1.5 KeV del telescopio espacial ROSAT [5]. b) Emisión en radio a 2.3 GHz de los datos de S-PASS. Las líneas discontinuas gruesas delinear los lóbulos de emisión en radio, mientras que las líneas discontinuas delgadas delimitan las burbujas de Fermi en rayos gamma. [6]

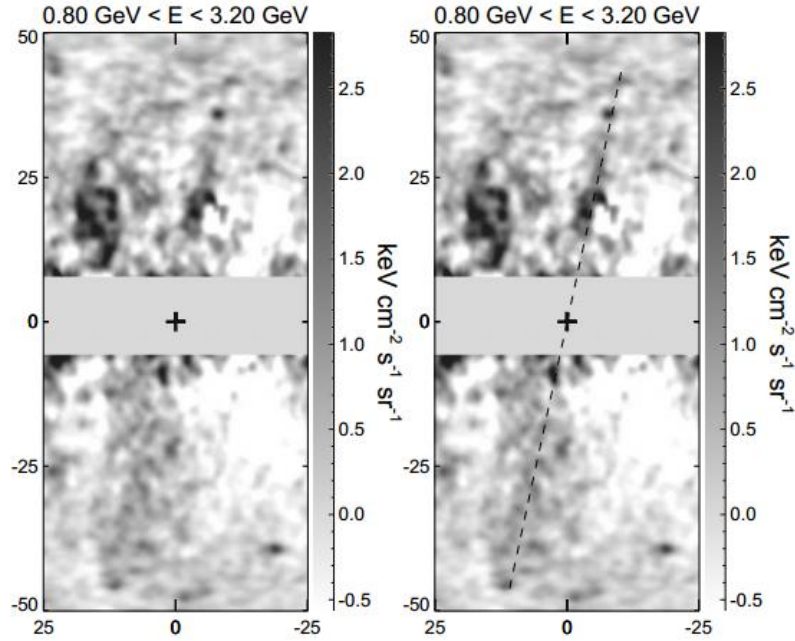


**Figura 2.4.:** Caricatura de la distribución de las burbujas de Fermi. Las diferentes emisiones electromagnéticas detectadas constituyen las dos enormes estructuras globulares que emanan simétricamente fuera del plano de la Galaxia, alcanzando una altura aproximada de 8 Kpc.

## 2.2. Modelos sobre el origen de las estructuras bi-lobulares

A pesar de las múltiples observaciones que se tienen registradas, las burbujas de Fermi siguen siendo un misterio. No obstante, se han propuesto diferentes escenarios para explicar el fenómeno responsable de su formación y el origen de los rayos cósmicos involucrados. A continuación se presenta una reseña de algunos de estos modelos.

- **Jet generado por AGN.** De acuerdo con Mou et al.(2014; 2015), las FB pudieron formarse por un jet producido por Sgr A\* hace aproximadamente 1-3 millones de años, liberando una energía total de  $\sim 10^{55} - 10^{57}$  erg, la cual pudiera variar dependiendo de la distribución de densidad inicial del gas en el halo que confina a las burbujas. En este modelo los CR provienen directamente del SMBH y son transportados por flujos o jets [12, 66, 67]. La presencia de estos jets espera sea confirmada por estudios futuros.
- **Vientos de acreción.** En este modelo se plantea que las burbujas de Fermi se formaron a consecuencia de formación estelar alrededor del centro galáctico [9, 68].



**Figura 2.5.:** Posible presencia de jets de rayos gamma emitidos desde el centro galáctico con un ángulo de  $15^\circ$  [67].

De acuerdo con Gou y Matthews (2012) [66,69], las burbujas se pudieron producir por la interacción entre los vientos lanzados y el medio interestelar, en donde los protones de rayos cósmicos son acelerados en el flujo de acreción alrededor de Sgr A\* por procesos como descargas débiles y reconexión magnética y luego llevados a las burbujas por los vientos de acreción de cientos de  $\text{km s}^{-1}$ .

El modelo propuesto por Mou et al. (2015) logra explicar los resultados observacionales en rayos X del telescopio ROSAT.

Una variante de este modelo explica que la formación de las burbujas a partir de la inyección de protones de rayos cósmicos por *super vientos* ocasionados por formación estelar de larga duración, posteriormente son acumulados en un lapso de tiempo de  $10^8 - 10^9$  años [9]. Dichos vientos se detectan emergiendo de los núcleos de galaxias en fase de formación estelar. De acuerdo a los cálculos y teniendo en cuenta la pérdida de masa de las estrellas, la masa inyectada por supernovas y un modelo de flujo adiabático, la velocidad del viento escala como  $v_{wind} \propto 1200 \text{km s}^{-1}$ , mayor a la velocidad de escape gravitacional de la región  $v_{escape} \propto 1000 \text{km s}^{-1}$  [6].

- **Captura estelar periódica.** Este modelo sugiere que los procesos periódicos de captura de estrellas por el SMBH central, Sgr A\*, donde una vez que la estrella



pasa por el pericentro, la estrella entra en un proceso de perturbaciones de marea y se destruye convirtiéndose en un flujo de gas diluído, resultando en que parte de la energía se extrae de la órbita para descomponer a la estrella y otra para acelerar los residuos. En estas capturas se pueden inyectar  $\sim 3 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$  de plasma caliente en el halo galáctico. El gas caliente puede expandirse hidrodinámicamente y formar un choque; cuando la velocidad de expansión es supersónica, entonces el frente de choque se puede formar en el borde de las FB, acelerando los electrones a velocidades relativistas [14, 16].

- **Inyección difusa.** La radiación gamma proveniente de las FB puede ser resultado de la inyección difusa de protones de rayos cósmicos galácticos durante su propagación a través de la Galaxia, suponiendo que las burbujas se encuentran en un estado lento de expansión [13].

Sin embargo, si los CR son transportados vía difusión, el coeficiente de difusión asociado debería de ser de  $2.5 \times 10^{31} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  a 1 TeV, no obstante este valor excede el coeficiente promedio de difusión de la Galaxia alrededor de 2 ordenes de magnitud [18].

- **Remanentes de Supernovas (SNR).** En Crocker y Aharonian (2011) se establece que las burbujas de Fermi pudieron ser generadas a través de remanentes de supernovas; en donde los interiores de las burbujas son de baja densidad ( $n_H \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ ) y se crean mediante una actividad de formación estelar prolongada cerca del centro galáctico, que forma un viento bipolar de alta velocidad [9]. Este viento transporta los protones de rayos cósmicos producidos en los SNR (con energías de  $10^{15} - 10^{17} \text{ eV}$ ) para llenar las cavidades de las burbujas. Las interacciones de estos protones con el gas caliente diluido producen las burbujas de Fermi.
- **Inestabilidades del plasma.** La aceleración estocástica de partículas puede ser explicada mediante su interacción con turbulencias hidrodinámicas excitadas por choques. En este caso, las partículas son electrones provenientes del plasma de fondo o las inyectadas desde el plano galáctico por fuentes tales como remanentes de supernova, pulsares, chorros, etc., o electrones secundarios provenientes de colisiones p-p en el halo [11].

Cada uno de los modelos anteriores puede catalogarse por mecanismo de aceleración de rayos cósmicos, esto es, por procesos hadrónicos, leptónicos o por aceleración *in situ* (procesos explicados en la siguiente sección).

### 2.2.1. Modelo leptónico

En el modelo leptónico, los fotones del CMB, ISFR e IR son dispersados efecto Compton-Inverso por electrones relativistas produciendo rayos gamma de altas energías. No obstante, existen trabajos como el estudio publicado por Sarkar et al.(2015) donde no consideran la dispersión de fotones UV e IR argumentando que el CMB es el único que domina muy lejos del disco galáctico [22].

La escala de tiempo de los CRe con energías de unos pocos cientos de GeV es solo de alrededor de  $10^6$  años [8]. Sin embargo, el espectro de electrones de energías del orden de TeVs que interactúan tanto con el campo magnético de la Galaxia y con el campo de radiación interestelar pueden sufrir una ruptura de enfriamiento debido a las pérdidas de sincrotrón e IC.

### 2.2.2. Modelo hadrónico

La emisión de rayos gamma podría ser explicada a partir de la producción de hadrones por colisiones de protones de rayos cósmicos con gas difuso en las burbujas (Ver Subsección 1.2.1). Donde la población de rayos cósmicos primarios se encuentran dominados por hadrones muy energéticos (protones). Sin embargo, bajo este enfoque se requiere una componente subdominante de electrones primarios ya sean acelerados *in situ* o transportados por vientos galácticos a fin de explicar la emisioón detectada por WMAP.

En el modelo hadrónico la emisión sincrotrón es típicamente 3 o 4 veces más baja que las mediciones de WMAP y PLANCK [18]. Mientras que las pérdidas de energía restringen la energía máxima de los leptones en las burbujas (de 1 - 10 TeV), los protones pueden ser acelerados a energías mucho más altas, alcanzando incluso energías del orden de PeV.

Los escenarios leptónicos y hadrónicos difieren fuertemente de los tiempos de enfriamiento de las partículas aceleradas, y por tanto en la edad de las burbujas, siendo millones de años en el primer modelo contra miles de millones de años para el caso hadrónico [24].

### 2.2.3. Modelo *in situ*

En los modelos de aceleración *in situ*, se propone que los CR se aceleran por choques o turbulencias dentro de las burbujas, preferentemente cerca de los bordes de las burbujas como lo requiere la distribución de intensidad plana de rayos gamma.

En este escenario, los rayos gamma son generados por CRs que fueron recientemente acelerados cerca de su sitio de producción, generando naturalmente los bordes y satisfaciendo las restricciones de edad dadas por el espectro duro [18]. Uno de los desafíos del modelo de aceleración *in situ* es reproducir la distribución del brillo superficial de la neblina de microondas y el espectro de rayos gamma espacialmente uniforme, un objetivo no trivial para este modelo.

## 2.3. Vínculo entre radiación gamma y neutrinos en las burbujas de Fermi

En el año 2013, los miembros de la colaboración de IceCube [70], anunciaron la detección de un total de 28 eventos de neutrinos con energías entre 30 a 250 TeV, de los cuales 5 eventos presentaban una notable concentración en las cercanías del centro Galáctico, entre ellos destacó la presencia de un neutrino con energía de 1.1 PeV.

Una de las primeras investigaciones que intentó vincular el GC como fuente emisora de partículas aceleradas con los neutrinos reportados fue publicada por S. Razzaque (2013). En este documento, Razzaque calcula el flujo isotrópico difuso de neutrinos [24,25], a través de la relación:

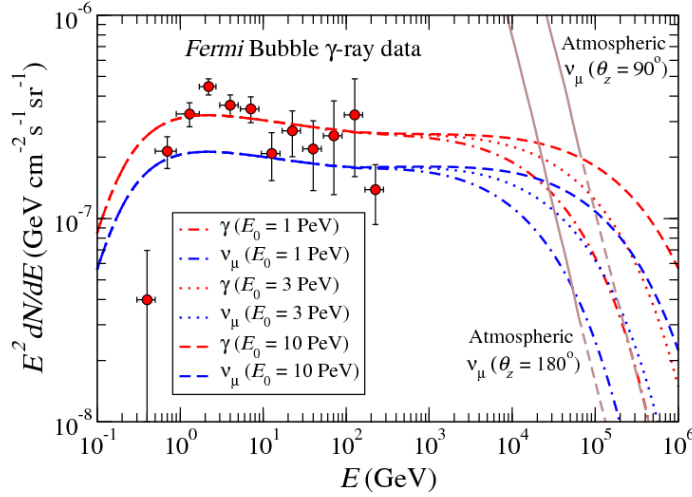
$$\phi \cdot E^2 = \frac{n \cdot E}{A \cdot t \cdot 4\pi}. \quad (2.1)$$

Considerando el número de neutrinos  $n$  por energía promedio  $E$ , el tiempo de detección  $t = 615.9$  días  $\approx 5.3 \times 10^7$  s y el área efectiva  $A$  promedio total considerando los 3 tipos de neutrinos, es decir,  $A = A_e + A_\tau + A_\mu = 5m^2 + 2m^2 + 1m^2 \approx 8.4 \times 10^4$  cm<sup>2</sup> [71]. Asumiendo además una energía común de 100 TeV para los 4 eventos con energías en TeV y que dichos eventos se originaron dentro de una región circular de 8° alrededor del centro Galáctico (corregido por ángulo sólido  $\Omega_{CG} = 2\pi[1 - \cos(\theta)]$ ), el

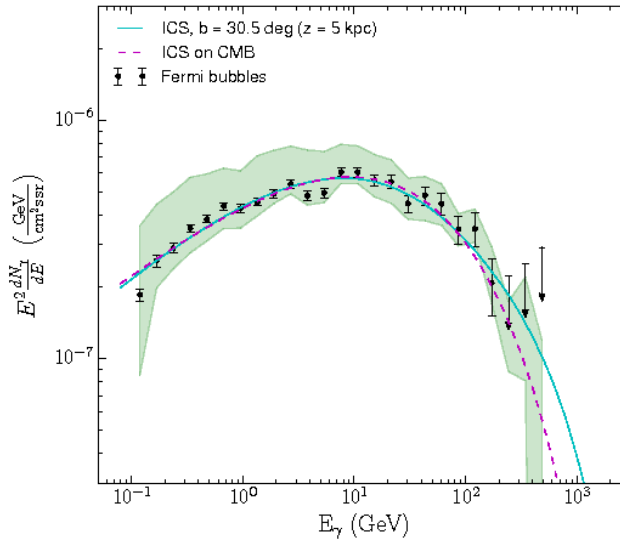
flujo obtenido para esa región (considerado como una primera aproximación) fue:

$$\phi(E) \cdot E^2 \sim \begin{cases} 1.3 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} & 100 \text{ TeV} \\ 1.1 \times 10^{-9} \text{ GeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1} & 1 \text{ PeV} \end{cases} \quad (2.2)$$

Para poder asociar aquellos eventos a un mecanismo de aceleración propiamente hadrónico, las burbujas emisoras de radiación gamma deben ser igualmente emisoras de neutrinos, por tanto para proponer un modelo de emisión gamma por descomposición de piones, Lunardini et al (2012) emplean la distribución mostrada en la ec.(1.20), considerando que el flujo de la contraparte de neutrinos es  $\sim \frac{3}{4}$  partes el flujo de fotones gamma (Véase Fig.2.6a). Si bien el modelo es ajustado a la emisión detectada por Fermi-LAT, se esperaba un aumento de detecciones en la vecindad de las burbujas que indicaran la presencia de neutrinos y radiación gamma de muy altas energías que se acoplaran al ajuste (Fig. 2.7). Tras estos resultados surgieron dos principales vertientes de investigación para tratar de explicar el espectro de las burbujas de Fermi: un modelo completamente leptónico, el cual explica el rápido decrecimiento del espectro observado por Fermi-LAT y que genera simultáneamente la emisión de la neblina de microondas a costa de suponer una tasa de acreción de Eddington superior al 10 % y el cual no involucra neutrinos y un modelo híbrido que vincule procesos hadrónicos y leptónicos para solventar la producción de microondas, emisión gamma y la posible detección de neutrinos en las burbujas de Fermi.

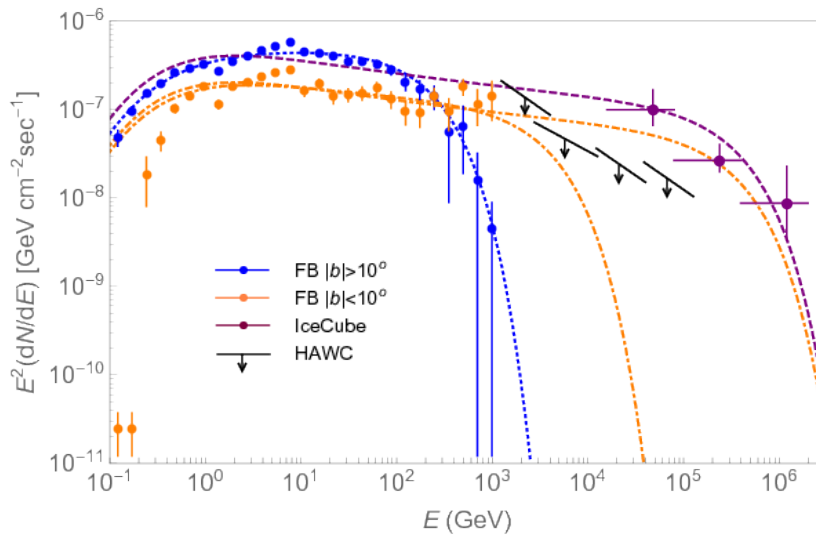


(a) Modelo hadrónico

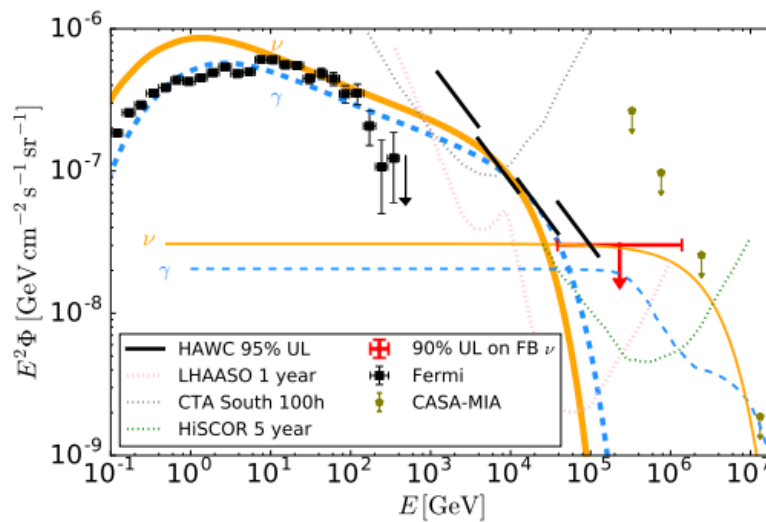


(b) Modelo leptónico

**Figura 2.6.: Espectro de las burbujas de Fermi de acuerdo a los dos modelos de aceleración de rayos cósmicos.** a) Flujo esperado de fotones gamma ajustado a los datos de Fermi-LAT en un modelo hadrónico para diferentes energías de corte de los protones, en comparación con el flujo atmosférico [24]. Se presenta también el flujo correspondiente a la contraparte de neutrinos esperados. b) Modelo leptónico ajustado al espectro de rayos gamma de las burbujas de Fermi considerando únicamente dispersión IC con los fotones del CMB; el espectro de electrones fue ajustado a un índice espectral 2.3 y una energía de corte a 2.0 TeV [15].



(a) Razzaque&amp;Yang (2018)



(b) Fang et al. (2017)

**Figura 2.7.: Modelos del espectro de rayos gamma de las burbujas de Fermi.** a)

Modelos hadrónicos propuestos con espectros de protones primarios que sigan la ley de potencias  $E^k \exp(-E/E_o)$  con índice espectral  $k = 2.0, k = 2.15, k = 2.2$ , y energía de corte en  $E_o = 1.6 \text{ TeV}, 30 \text{ TeV}, 3 \text{ PeV}$  (línea punteada azul, líneas naranjas respectivamente). La línea discontinua magenta corresponde al flujo de neutrinos (considerando los tres sabores) para el modelo con  $k = 2.2$ ,  $E_o = 3 \text{ PeV}$ . Flujos de neutrinos asumiendo 8 detecciones de acuerdo al catálogo publicado por la colaboración de IceCube en 2017. b) Espectro previsto de rayos gamma (línea gruesa azul) y neutrinos de todos los sabores (línea gruesa naranja) para los modelos de producción hadrónicos de las burbujas de Fermi propuestas por Fang et al. (2017), así como la fracción hadrónica de su modelo híbrido (líneas finas correspondientes).



# Capítulo 3.

## Observatorios y selección de datos

### 3.1. Telescopio Fermi-LAT

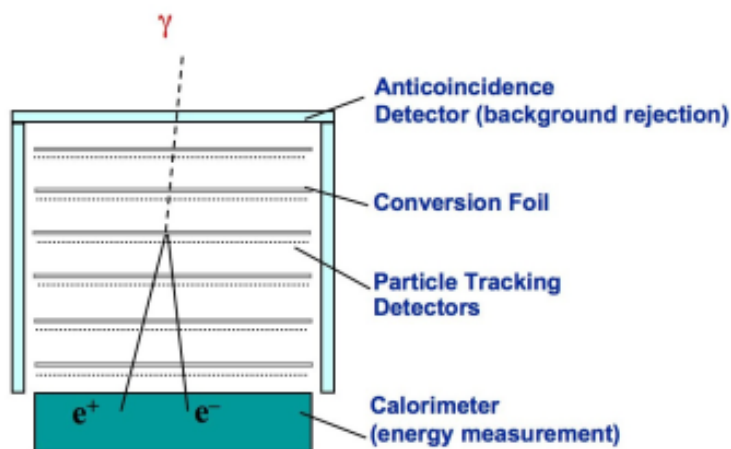
Fermi es un telescopio de detección de rayos gamma lanzado en 2008, su principal instrumento es el *Large Area Telescope* (LAT, por sus siglas en ingles).

Fermi-LAT cubre un rango de energía entre 20 MeV a más de 300 GeV y provee de una cobertura instantánea de alrededor del 20 % del cielo (bajo operaciones normales). Está diseñado para estudiar las direcciones, las energías y los tiempos de llegada de los fotones de rayos gamma incidentes sobre un amplio campo de visión a través del estudio de las trayectorias de los electrones y de los positrones que resultan de la conversión a pares de los rayos gamma incidentes. El instrumento LAT es, por tanto, un telescopio de conversión-par con un convertidor de precisión de seguimiento y un calorímetro.

El convertidor de precisión de seguimiento posee 16 placas de material de alto número atómico intercalados con detectores sensibles a la posición que registran el paso de partículas cargadas (Fig. 3.1). Esta disposición permite identificar las trayectorias de las partículas resultantes de la conversión de pares, información que posteriormente es utilizada para reconstruir las direcciones de los rayos gamma incidentes [72].

Para analizar los paquetes de datos recopilados y las correspondientes respuestas instrumentales se utilizan algoritmos que permiten la reconstrucción de eventos, la simulación instrumental así como la parametrización de la energía depositada; los paquetes de datos experimentan una periódica actualización para mitigar el impacto de algunas limitaciones presentes en los algoritmos, para ello se han creado versiones mejoradas respecto a sus predecesores. Cada iteración de este proceso de actualización recibe el nombre de *PASS* [74]. La reconstrucción y selección de eventos ha evolucionado





**Figura 3.1.: Detector LAT.** Los rayos gamma entrantes pasan libremente a través del delgado detector, mientras que los rayos cósmicos cargados causan un destello de luz, lo que permite al LAT identificar los rayos gamma relativamente raros. Un rayo gamma continúa hasta que interactúa con un átomo en una de las láminas de tungsteno delgadas, produciendo dos partículas cargadas: un electrón y un positrón. Continúan, creando iones en detectores de tiras de silicio delgadas. Las tiras de silicio se alternan en las direcciones X e Y, lo que permite rastrear el progreso de las partículas. Finalmente, las partículas se detienen con un calorímetro de yoduro de cesio que mide la energía total depositada. La información del detector de anticoincidencia, el rastreador y el calorímetro se combinan para estimar la energía y la dirección del rayo gamma. [73]

desde 2008, conduciendo a 3 versiones de los datos de LAT: el primero conocido como Pass 6 el cual reúne información hasta agosto de 2011, posteriormente evolucionó a Pass 7 [75] cuyos datos abarcan hasta mediados del año 2015, en donde inicia la versión Pass 8, la cual contempla un incremento en la cobertura de energías, alcanzando hasta 500 GeV [76].

### 3.1.1. Fermi-LAT: 8 años de datos

Para este trabajo usamos alrededor de ocho años de información de Fermi-LAT a través de Pass 7 y Pass 8 del espectro de emisión difusa de rayos gamma entorno a las burbujas bilobulares (región  $l < 80^\circ$  y  $b < 8^\circ$ )<sup>1</sup>. A diferencia de Pass 7, el conjunto de datos de Pass 8 se encuentra segregado para cada una de las burbujas y está integrado por nuevos datos de emisión de la región de los lóbulos los cuales pueden consultarse

<sup>1</sup>Los datos en bruto se encuentran disponibles al público en el servidor de LAT: <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/fermi/data/lat/weekly/photon/>

**Tabla 3.1.:** Flujos de emisión gamma medidos en la región de las burbujas de Fermi

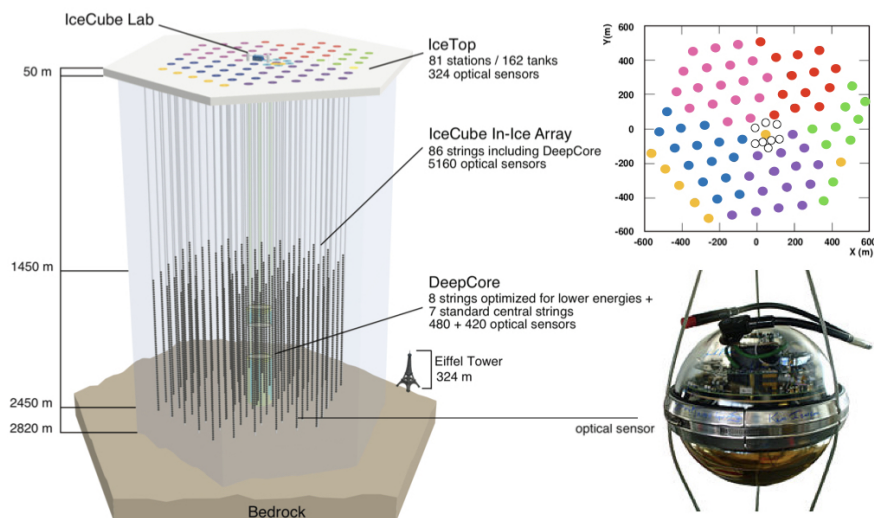
Burbujas de Fermi (Pass 7)					
Energía (GeV)	Flujo (GeV cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )	$\delta F$	Energía (GeV)	Flujo (GeV cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )	$\delta F$
0.12	1.84E-07	1.74E-07	5.30	4.93E-07	4.72E-07
0.17	2.56E-07	2.43E-07	7.61	6.02E-07	5.77E-07
0.24	2.89E-07	2.79E-07	10.77	6.02E-07	5.77E-07
0.34	3.52E-07	3.41E-07	15.24	5.52E-07	5.24E-07
0.49	3.81E-07	3.69E-07	21.58	5.54E-07	5.24E-07
0.68	4.32E-07	4.17E-07	30.54	4.44E-07	4.07E-07
0.95	4.25E-07	4.08E-07	42.64	4.82E-07	4.40E-07
1.34	4.51E-07	4.36E-07	60.35	4.42E-07	3.96E-07
1.90	4.88E-07	4.68E-07	85.43	3.44E-07	2.99E-07
2.72	5.38E-07	5.19E-07	119.25	3.52E-07	2.97E-07
3.80	4.80E-07	4.59E-07	171.16	2.04E-07	1.48E-07

Burbuja Norte (Pass 8)			Burbuja Sur (Pass 8)		
Energía (GeV)	Flujo (GeV cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )	$\delta F$	Energía (GeV)	Flujo (GeV cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup> )	$\delta F$
0.31	3.23E-07	2.91E-07	0.31	3.20E-07	3.18E-07
0.95	4.67E-07	4.67E-08	0.95	4.19E-07	4.00E-07
3.05	4.79E-07	4.79E-08	3.04	5.26E-07	4.97E-07
9.80	4.76E-07	4.76E-08	9.77	6.02E-07	5.62E-07
31.49	4.06E-07	1.22E-07	31.40	5.15E-07	4.36E-07
101.21	4.76E-07	2.86E-07	100.93	3.37E-07	2.60E-07
311.75	1.18E-07	2.12E-07	311.14	2.58E-07	3.43E-08

Las columnas 1 y 4 señalan la energía depositada por los fotones en GeV, las columnas 2 y 5 listan los flujos en unidades de GeV cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>sr<sup>-1</sup> correspondientes a la emisión gamma de las burbujas de Fermi recopilados a través de Pass 7 y Pass 8 y las columnas 3 y 6 muestran el error por arriba asociado al flujo en GeV cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>sr<sup>-1</sup>.

en la Tabla 3.1. De acuerdo con estos datos, el rango de emisión de las burbujas abarca de 0.1 GeV a 311 GeV, presentando un flujo casi constante del orden de  $4 \times 10^{-7}$  GeV cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup>, siendo en los extremos de mínima y máxima energía donde el flujo decae.



**Figura 3.2.: Diseño y dimensiones del Observatorio IceCube.** El observatorio de neutrinos, IceCube, consta de un volumen de aproximadamente un kilómetro cúbico de hielo antártico con 5160 módulos ópticos digitales (DOM) a profundidades entre 1450 y 2450 metros. Los círculos en la superficie representan al subdetector de partículas de aire, IceTop. La ubicación del detector de baja energía, DeepCore, se encuentra señalizado en la parte interna de IceCube [78].

## 3.2. Observatorio de neutrinos IceCube

El Observatorio IceCube es el primer detector de neutrinos de su tipo. Está diseñado para buscar neutrinos de altas energías indirectamente a través del efecto Cherenkov.

Tomó alrededor de siete años de trabajo (de 2004 a 2010) completar la construcción de IceCube. Actualmente se recopila diariamente un terabyte de datos sin filtrar, de los cuales se envían alrededor de 100 gigabytes vía satélite para su análisis [77], en donde participan alrededor de 300 investigadores de 50 instituciones en 12 países, conformando así el grupo de colaboración de IceCube.

El observatorio incluye un arreglo superficial llamado *IceTop* construido como un detector de veto e instrumento para calibración, también detecta cascadas de aire de rayos cósmicos primarios en el rango de energía de 300 TeV a 1 EeV. Cuenta además con un segundo arreglo interno conocido como *DeepCore* anidado en el centro de IceCube; fue diseñado para reducir la energía umbral de los neutrinos IceCube (a energías por debajo de 10 GeV aproximadamente) y observar las oscilaciones de neutrinos de alta energía, esto es crucial para el estudio de muchas fuentes potenciales de neutrinos, en particular objetos galácticos [71]. IceCube, se encuentra ubicado bajo el hielo Antártico cerca de la estación Amundsen-Scott del Polo Sur. Consta de 5,160

módulos ópticos digitales (DOM), cada uno con un tubo fotomultiplicador de diez pulgadas y componentes electrónicos asociados. Los DOM se unen a través de cables verticales y se distribuyen en una superficie de un kilómetro cúbico, desde 1,450 m hasta 2,450 m de profundidad. Las cadenas o líneas se extienden en una cuadrícula hexagonal espaciadas 125 m entre ellas y contienen 60 DOM cada una. La separación vertical de los DOM es de 17 metros [23]. El volumen de IceCube está dividido en un volumen fiducial y una región de veto (Figura 3.2). IceCube registra los eventos si las interacciones inician dentro del volumen fiducial o entrando en la región de veto<sup>2</sup>.

La propagación de la luz está fuertemente correlacionada con las propiedades del hielo Antártico; gracias a la presión del hielo Antártico a grandes profundidades no hay presencia burbujas de aire que dispersen los haces de luz, dando como resultado un ambiente muy limpio. Otra característica importante del hielo es que contiene una gran cantidad de protones que pueden ser alcanzados por los neutrinos que atraviesan la Tierra, aumentando la probabilidad de interacción. Sin embargo, a profundidades de 2,000 metros existe una gruesa capa de polvo que incrementa la dispersión y absorción en esa región. No obstante, en el agua a diferencia del hielo Antártico, la dispersión es mucho menos prominente pero la absorción reduce la distancia recorrida por la luz [77].

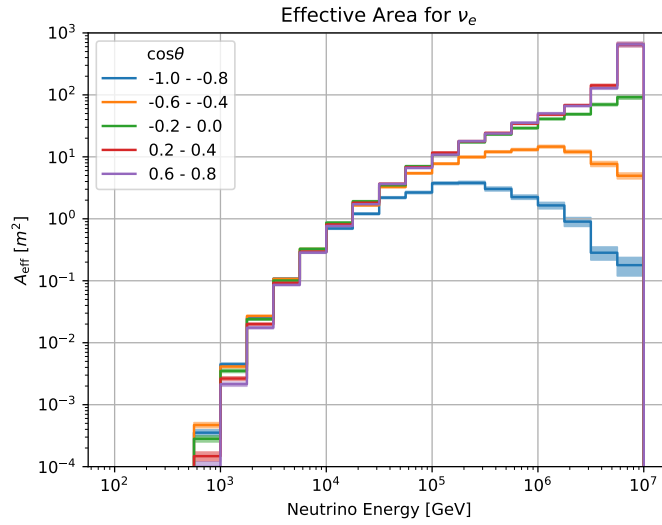
Por otro lado, cuando se observa la emisión de partículas con un instrumento, en este caso neutrinos, se mide la energía recolectada en toda la superficie del detector, conocida como área efectiva, durante un cierto intervalo de tiempo. El concepto de área efectiva de neutrinos se introduce para describir la función de respuesta del detector con respecto al sabor del neutrino, la energía y el ángulo cenital. El área efectiva de neutrinos es el área equivalente para la cual se observarán todos los neutrinos de un flujo determinado que incida sobre la Tierra. Para este trabajo de tesis se analizaron las áreas efectivas asociadas a distintas declinaciones, considerándose únicamente aquellas declinaciones promedio correspondientes a la región de las burbujas, es decir, aquellas dentro del rango  $-0.7 < \cos(\theta) < -0.6$  para cada sabor de neutrino.

Otra característica relevante en IceCube son los patrones de luz detectados y la cantidad de energía medida por los módulos ópticos, los cuales permiten estimar la dirección de los neutrinos entrantes.

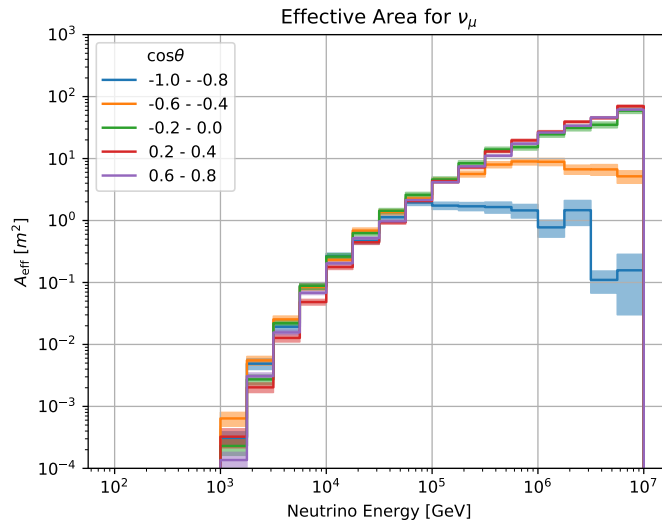
La siguiente clasificación está basada en la geometría y la simetría de la luz emitida por estos eventos.

---

<sup>2</sup>Los DOM de IceCube que rodean las cuerdas de DeepCore proporcionan un excelente veto contra los muones entrantes que de otro modo podrían confundirse con los neutrinos producidos en la atmósfera [79].



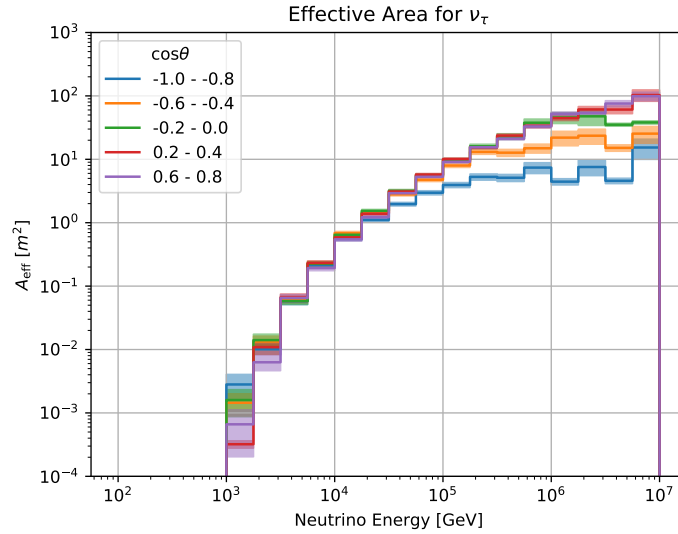
(a) neutrino electrónico



(b) neutrino muónico

**Figura 3.3.: Áreas efectivas de neutrinos.** Se han obtenido las funciones de respuesta esperadas de 2 sabores de neutrino ( $\nu_e$  y  $\nu_\mu$ ) para IceCube asumiendo un flujo igual de neutrinos (antineutrinos) y promediados en todos los ángulos de incidencia que satisfacen la condición  $-0.7 < \cos(\theta) < -0.6$ . El pico en 6.3 PeV para neutrinos electrónicos es debido a la resonancia de Glashow, una respuesta que se espera ocurra cuando un antineutrino electrónico de alta energía ( $E \sim 6.3$  PeV) golpee a un electrón en reposo dentro del experimento y cree un bosón  $W^-$ .

- **Cascada (*Shower-like*).** Es una firma típica de un neutrino electrónico o un muónico, que interactúa en el detector produciendo una lluvia de partículas vía



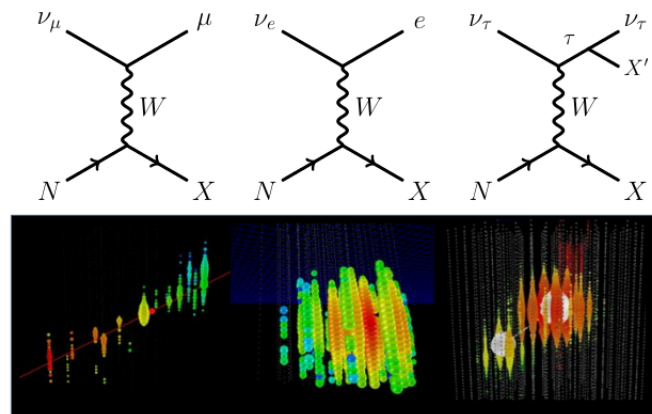
(a) neutrino tauónico

**Figura 3.4.: Áreas efectivas de neutrinos tauónicos.** Se han obtenido las funciones de respuesta esperadas de neutrinos tauónicos para IceCube asumiendo un flujo igual de neutrinos (antineutrinos) y promediados en todos los ángulos de incidencia que satisfacen la condición  $-0.7 < \cos(\theta) < -0.6$ .

interacción CC. La cantidad de luz producida está asociada al número de partículas producidas en la cascada y por lo tanto conectadas con la energía del neutrino.

Como consecuencia de las interacciones se inducen cascadas hadrónicas y electromagnéticas, por lo cual, este patrón recibe el nombre de cascada. Este tipo de firma puede suceder tanto en las interacciones NC como en CC. En el caso de eventos de neutrinos electrónicos de CC, el electrón resultante genera una cascada electromagnética mediante radiación bremsstrahlung y positrones y electrones mediante producción de pares. Además, debido a que la duración del evento es corta y presenta una leve asimetría, la reconstrucción de la dirección de procedencia es complicada de obtener. No obstante, estas interacciones a menudo son calorimétricas. Esto permite una medición casi completa de la energía obteniéndose como resultado una buena resolución de energía. Los eventos en cascada de partículas tienen longitudes típicas de 10 m, es decir, que se detectan predominantemente dentro del detector.

- **Traza (*Track-like*).** Este tipo de topología corresponde a un patrón de luz elongado. Esta firma de luz sucede cuando un muón atraviesa el detector. La resolución de energía, en este caso, está limitada a un factor de 2 debido a que



**Figura 3.5.: Señales típicas de eventos observados por IceCube.** En la parte superior se muestran los diagramas de Feynman asociados a cada de una de las siguientes firmas: un evento tipo traza (izquierda), un evento tipo cascada (centro) y un evento de doble explosión (derecha). En la parte inferior se muestran las simulaciones correspondientes, cada esfera representa un DOM que registra la luz Cherenkov, sus tamaños representan la cantidad de luz que fue detectada, mientras que los colores indican el tiempo relativo de los fotones entre sí. Los fotones "tempranos" son rojos y los fotones "tardíos" son azules [80].

el muón abandona el detector sin depositar toda la energía del neutrino, por lo tanto la energía depositada en el detector provee un límite inferior de la energía real del muón. Los muones pueden viajar grandes distancias en un medio antes de decaer o perder toda su energía. Esto significa que un muón puede transitar por todo el detector. Cuando esto sucede, la carga depositada en los primeros y últimos módulos ópticos proporcionan fuertes restricciones en la posición, el tiempo y la dirección del evento. Sin embargo, si el muón viaja una gran distancia antes y después de salir del detector, solo podrá inferirse la energía que tenía en el momento en que pasa por el detector en una pequeña trayectoria, de tal forma que la energía del neutrino originado a partir de ese muón es incierta.

La topología tipo traza es la firma más abundante dentro de las observaciones, pues no solo los neutrinos pueden producirlas.

- Doble explosión (*Double Bang*).** Esta tercera firma, también llamada de doble explosión (Véase Fig.3.5), es producida por un neutrino tauónico, que interactúa con el hielo creando una cascada hadrónica (primera cascada rojiza) y un tau, que se descompone casi inmediatamente creando una segunda cascada de partículas. (segunda cascada de color verde). De acuerdo a las simulaciones, cuando el neutrino tauónico interactúa, deja una gran cantidad de energía acumulada y recorre una

cierta distancia en el detector para luego desintegrarse dejando una segunda firma en forma de cascada. Sin embargo, para que estos eventos puedan observarse se requiere que el fenómeno tenga una configuración muy específica, esto es, que la separación extrema a altas energías sea de 50 m por cada PeV de energía, donde la tasa de eventos es de un neutrino por año. Por tal motivo, aún no se ha identificado ningún evento de doble explosión en los datos.

La dirección de las trazas producidas por interacciones CC con neutrinos muónicos se puede reconstruir con una resolución angular de menos de un grado, mientras que la dirección de los eventos en cascada, producidos por las interacciones CC y NC de neutrinos muónicos o tauónicos y electrónicos, solo pueden reconstruirse con una resolución de  $10^\circ - 20^\circ$  [80]. En el rango de energías de GeV, las interacciones de corriente neutra aparecen como una cascada de hadrones y las interacciones de corriente cargadas se identifican por la presencia de una traza dejada por el leptón cargado. IceCube también detecta muones producidos por las interacciones de rayos cósmicos con la atmósfera terrestre. La firma típica de un muón, en IceCube es una traza descendente (*downgoing track*).

La interacción de un neutrino muónico de alta energía produce un muón que viaja a través del detector emitiendo radiación Cherenkov que puede ser registrada por sensores ópticos (fotomultiplicadores DOM). La señal de neutrinos en el detector tiene al mismo tiempo dos contribuciones de ruido diferentes: los neutrinos generados por la descomposición de los piones cargados producidos en las interacciones de los rayos cósmicos en la atmósfera y los neutrinos de fuentes astrofísicas. También se generan muones de alta energía en las interacciones de los rayos cósmicos con los núcleos en la atmósfera. Estas interacciones generan  $10^6$  veces más eventos que los eventos inducidos por neutrinos, y constituyen la principal fuente de fondo en IceCube. Haciendo que los eventos de neutrinos atmosféricos y los eventos de muones producidos por cascadas atmosféricas conformen el fondo difuso de altas energías.

### 3.2.1. Catálogos de IceCube

Después del descubrimiento de los neutrinos astrofísicos de alta energía en 2013, IceCube ha identificado neutrinos astrofísicos, midiendo sus direcciones a los pocos segundos de su observación. Actualmente hay dos análisis diferentes en tiempo real que reconstruyen los neutrinos de mayor energía y envían alertas inmediatas. La información sobre estos eventos se comparte como una alerta GCN (The Gamma-ray Coordinates



Network) dentro de un minuto después de la detección. Cuanto mayor sea la energía de un neutrino, mayor será la probabilidad de origen astrofísico.

Las alertas de IceCube HESE anuncian la detección únicamente de neutrinos de altas energías que interactúan dentro del volumen de hielo instrumentado. La incertidumbre en la ubicación de los eventos depende de la energía del neutrino y el patrón específico de la luz de Cherenkov en el detector. Las trazas de muones, una firma común para los neutrinos muones, apuntan con un error promedio de  $1.5^\circ$ . Mientras que la resolución angular para eventos de tipo cascada, es de solo  $10^\circ$ . La frecuencia de estas alertas es de tres a cuatro veces por año. La primera alerta registrada fue enviada en abril de 2016.

En el caso de las alertas de IceCube EHE anuncian la detección únicamente de neutrinos de muy altas energías proveniente del Hemisferio Norte, es decir, uno que llega a IceCube después de pasar a través de la Tierra, filtrando así todo el fondo. La incertidumbre en la ubicación depende principalmente de la energía, ya que siempre se trata de firmas tipo track de neutrinos muónicos por arriba de 100 TeV. Los errores promedio son menos de  $0.5^\circ$ . Ocurren de cuatro a seis veces al año. La primera alerta de este catálogo fue enviada en julio de 2016 [81].

### 3.2.2. Selección de la muestra

Se seleccionó inicialmente una muestra de neutrinos detectados por el observatorio IceCube registrados en los catálogos HESE [82] (High-Energy Starting Events), EHE [83] (Extremely High Energy) y en la última actualización de las alertas de IceCube (a la fecha 11 de febrero de 2019)<sup>3</sup>. Arrojando en total 147 eventos altamente energéticos de naturaleza track y shower provenientes de todo el cielo distribuidos anisotrópicamente (Fig 3.6).

Puesto que los eventos shower poseen una pobre resolución angular y dado el tamaño de las burbujas, se extrajo una submuestra de neutrinos centrados dentro de la región geométrica de las burbujas de Fermi y cuya energía depositada se encuentra publicada en los catálogos antes mencionados; contabilizando así un total de 10 eventos (Tabla 3.2). Esta submuestra corresponde a la muestra final empleada y se encuentra constituida por 2 neutrinos track y 9 eventos shower con energías por arriba de 30 TeV (observados en un lapso de 2101 días) y se encuentran distribuidos anisotrópicamente

---

<sup>3</sup>Adquiridas de [https://gcn.gsfc.nasa.gov/amon\\_ehe\\_events.html](https://gcn.gsfc.nasa.gov/amon_ehe_events.html), véase Apéndice A.

**Tabla 3.2.:** Eventos correlacionados espacialmente con las burbujas de Fermi bajo los estándares establecidos.

ID	Energía (TeV)	$\delta E_{min}$ (TeV)	$\delta E_{max}$ (TeV)	Catálogo	Dec (deg.)	RA (deg.)	Res. (deg.)	Topología
2*	117	-14.60	15.4	HESE	-28.00	282.6	25.4	Shower
12*	104.1	-13.20	12.5	HESE	-52.80	296.1	9.8	Shower
14*	1040.7	-144.40	131.6	HESE	-27.90	265.6	13.2	Shower
15*	57.5	-7.80	8.3	HESE	-49.70	287.3	19.7	Shower
36	28.9	-2.60	3	HESE	-3.00	257.7	11.7	Shower
56*	104.2	-10	9.70	HESE	-50.10	280.5	6.5	Shower
69	18	-2	2.20	HESE	0.30	236.2	15.7	Shower
76	126.3	-12.7	12.00	HESE	-0.40	240.2	<1.2	Track
15	300	-	-	EHE	1.87	222.87	<1.2	Track
22	400	-	-	EHE	-4.44	224.89	<1.2	Track

Se listan los 8 eventos correspondientes al catálogo HESE y los 2 eventos correspondientes al catálogo EHE que presentan aparente correlación espacial con las burbujas. La columna 1 señala el número de evento del catálogo, la columna 2, la energía depositada por el neutrino, las columnas 3 y 4 listan los errores por arriba y por abajo de la energía depositada, la columna 5, indica el catálogo de procedencia de los eventos, las columnas 6 y 7 son respectivamente la declinación y la ascensión recta, la columna 8 muestra la resolución angular asociada a la detección y en la columna 9 indica el tipo de topología asociada al patrón de luz registrado por IceCube. Los eventos señalados con un asterisco se encuentran ubicados en la burbuja Sur. Remarcamos el hecho de que solo se consideraron los eventos cuya posición central reconstruida por IceCube se encontrara dentro del área geométrica de las burbujas de Fermi.

entre el ángulo solido cubierto para las dos burbujas (Véase Fig.3.6.) Los neutrinos de la muestra final corresponden a los eventos IC2, IC12, IC14, IC15, IC36, IC56, IC69 e IC76, cuya posición se muestra en la Figura 3.7.

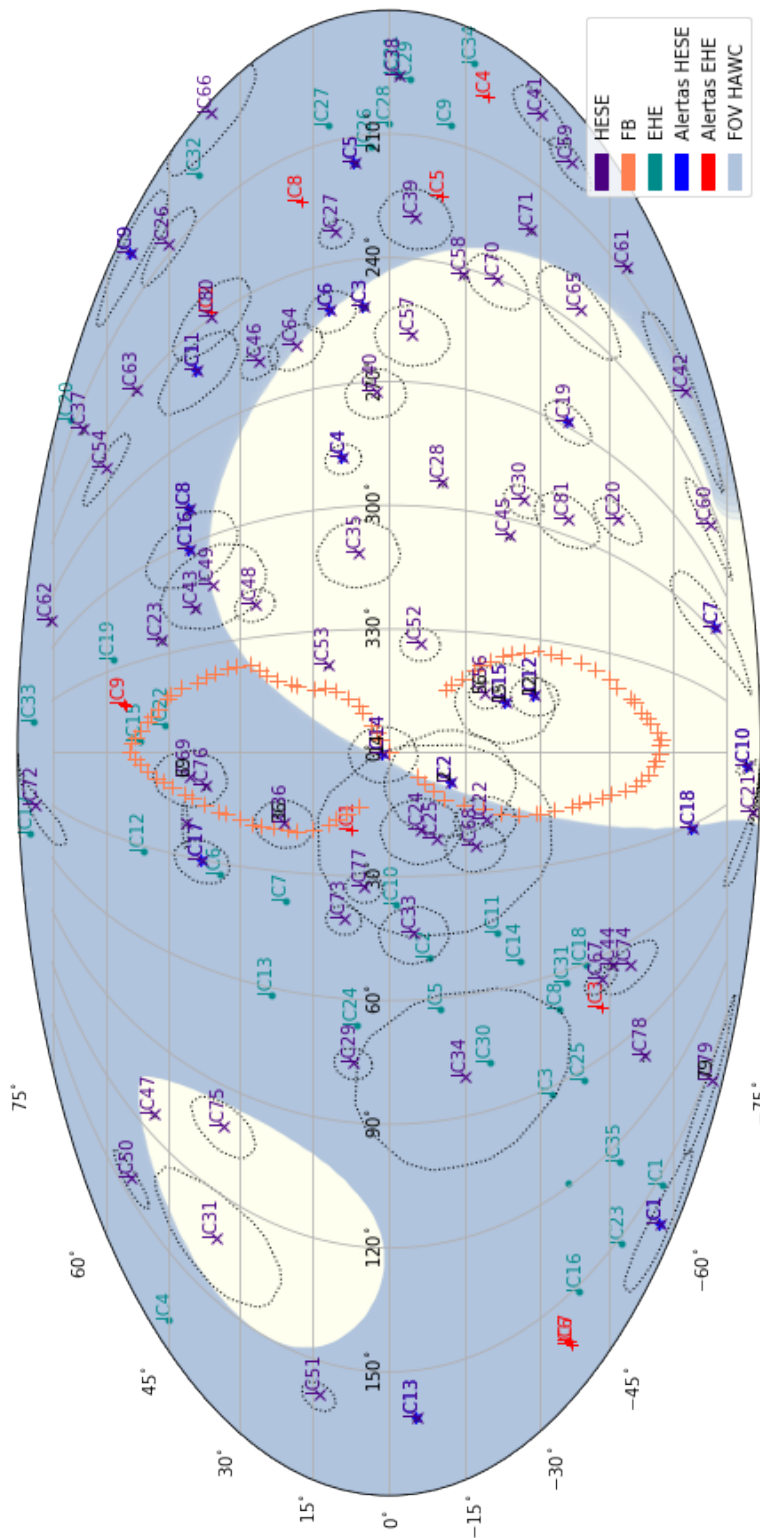
Una peculiaridad de la muestra final, es la presencia del neutrino IC14 con energía depositada de 1.04 PeV cerca del centro galáctico a  $|b| < 10^\circ$ , cuya naturaleza discutiremos más adelante en la sección 4.3.

A pesar de contar con registros de eventos recientes tipo track de alta energía dentro de la región de las burbujas A, estos no pueden ser considerados en la muestra final debido a que carecen de un valor de energía publicado. Como es el caso del evento IC1 del catálogo de alertas de IceCube (Tabla A.4), el cual se reportó como neutrino track de muy altas energías, ubicado cerca del centro galáctico, lamentablemente aún no hay información publicada de la energía depositada.

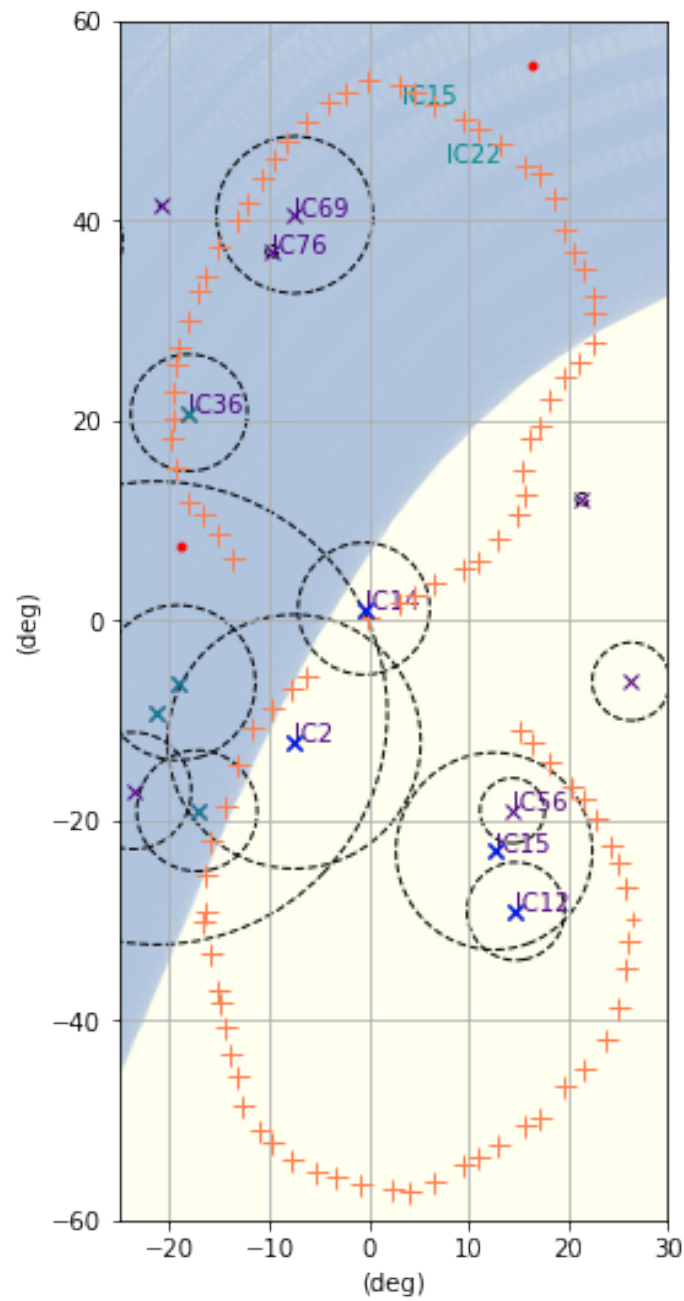
Como puede apreciarse en la Tabla 3.2, no han sido detectados neutrinos de bajas energías en la región de las burbujas de Fermi.

### 3.2.3. Flujos de neutrinos

Bajo las consideraciones de la expresión (2.1), calculamos los flujos asociados a los eventos de la muestra final, a través de una distribución de frecuencias empleando 12 bins en el rango de energía de 15 TeV a 4 PeV y considerando el error asociado a la energía depositada por los eventos shower en cada burbuja. El área correspondiente fue determinada a partir de la función de respuesta de IceCube para un tiempo de observación de 2101 días.



**Figura 3.6.: Mapa Galáctico.** Mapa del cielo en coordenadas galácticas mostrando el campo de visión de HAWC (color azul), la región delimitada por las burbujas de Fermi (cruces naranjas) y todos los eventos registrados por IceCube hasta el día 11 de febrero de 2019. Los eventos de neutrinos IC2, IC12, IC14, IC15, IC36, IC56, IC69 e IC76 presentan aparente correlación espacial con las burbujas de Fermi.

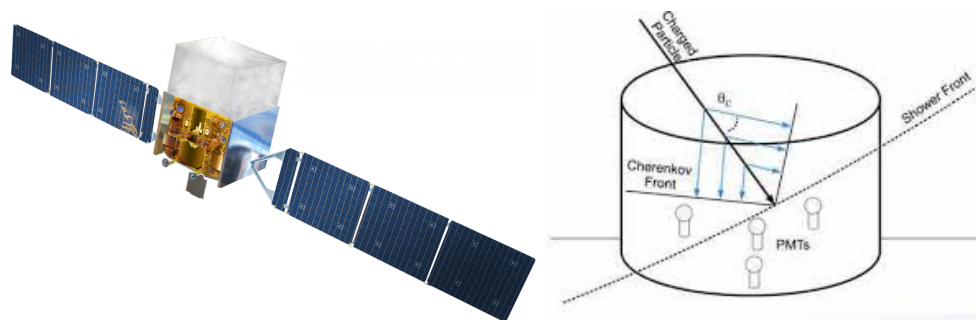


**Figura 3.7.:** Burbujas de Fermi Ampliación de la región de las estructuras globulares del mapa del cielo en coordenadas galácticas.

Tabla 3.3.: Distribución de frecuencias y flujos de los neutrinos en cada una de las burbujas de Fermi.

<b>Emin</b>	<b>Emax</b>	<b>N</b>	<b>Flujo</b>	<b>Ec (GeV)</b>	<b><math>\delta</math> (Fup)</b>	<b><math>\delta</math> (Fdown)</b>	<b>N</b>	<b>Flujo</b>	<b>Ec (GeV)</b>	<b><math>\delta</math> (Fup)</b>	<b><math>\delta</math> (Fdown)</b>
15.8823	25.6257	1	3.784E-06	20686.8	4.247E-06	3.364E-06	-	-	-	-	-
25.6257	40.2738	1	6.015E-06	32882.55	6.640E-06	5.474E-06	-	-	-	-	-
40.2738	63.2951	-	-	-	-	-	1	3.25E-07	51784.45	3.7220E-07	2.8113E-07
63.2951	100	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
100	157.99	1	1.240E-07	128995	1.357E-07	1.115E-07	3	2.6824E-07	128995	3.6126E-07	1.7473E-07
157.99	252.247	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
252.247	398.526	1	1.305E-07	325386.5	1.305E-07	1.305E-07	-	-	-	-	-
398.526	629.632	1	1.640E-07	514079	1.640E-07	1.640E-07	-	-	-	-	-
629.632	989.541	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
989.541	1588.23	-	-	-	-	-	1	1.1141E-07	1288885.5	1.26E-07	9.5959E-08
1588.23	2522.47	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2522.47	3964.36	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Col.1. Energía mínima del intervalo en TeV, col.2. energía máxima del intervalo en TeV, col.3 número de neutrinos dentro del intervalo de energía, col.4 flujo de neutrinos en  $\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , col.5 energía central en TeV, col.6 y col.7 error superior e inferior en el flujo (respectivamente) en  $\text{GeV cm}^{-2} \text{s}^{-1}$



(a) Telescopio espacial de rayos  $\gamma$  Fermi. (b) Esquema del funcionamiento del Observatorio de rayos  $\gamma$  HAWC.

**Figura 3.8.: Detección de rayos gamma.** a) Este telescopio sigue una órbita circular baja (550km de altura) con un periodo de 95 minutos. En su modo habitual de operación, los instrumentos apuntan en dirección opuesta a la de la Tierra. Un ligero balanceo, combinado con la rápida órbita, le permite cubrir todo el cielo de forma uniforme varias veces al día [84]. b) Diagrama de la implementación del efecto Cherenkov en agua por HAWC para la producción de haces de luz para detectar rayos gamma [85].

El análisis de estos flujos se puede consultar en la sección 4.1.

### 3.3. Observatorio HAWC

El observatorio High Altitude Water Cherenkov (HAWC) situado en tierra, es un instrumento diseñado para el estudio de rayos gamma y rayos cósmicos que opera en el rango de energías de 100 GeV a 100 TeV. El observatorio se encuentra localizado en el estado de Puebla, México, entre los volcanes Sierra Negra y Pico de Orizaba a una altitud de 4100 metros. Este detector opera continuamente observando dos terceras partes del cielo cada 24 horas.

HAWC provee un catálogo de alta sensibilidad de rayos gamma (TeV) provenientes mayormente del Hemisferio Norte y hasta una declinación  $-25^\circ$  para el Hemisferio Sur, aproximadamente. Se encuentra compuesto por 300 detectores de luz Cherenkov en agua, los cuales están constituidos por tanques de acero de 7m de diámetro y 5m de alto, con 200,000 litros de agua ultra pura y 4 fotomultiplicadores anclados al fondo de cada tanque (Fig.3.8b). Ocupa una extensión de  $22000 m^2$  [86]. HAWC es un

experimento Cherenkov de agua de segunda generación<sup>4</sup> que presenta varias mejoras de diseño con respecto a su antecesor MILAGRO (la latitud de Sierra Negra permite un 15 % más de visibilidad de la esfera celeste que veía Milagro [86]), como un área instrumental más grande, ubicación a mayor altitud, lo que aumenta la sensibilidad al reducir el umbral de energía, un aislamiento óptico, en donde los fotomultiplicadores se encuentran separados en lugar de estar colocados todos juntos en un tanque como en el caso de Milagro. Esto mejora el rechazo del hadrón, ya que con una energía de 10 TeV, HAWC rechaza el 99 % de los hadrones mientras mantiene más del 50 % de los rayos gamma (un gran desafío para este tipo de detectores) así como un gran campo de visión, observando 2sr instantáneamente y 8sr diariamente.

Para poder reconstruir la dirección de un rayo gamma y con ello determinar la fuente de emisión, HAWC analiza los patrones de tiempos asociados a la llegada de la cascada de partículas (generadas por la interacción del rayo gamma con los átomos de la atmósfera) que viajan a velocidades cercanas a la velocidad de la luz y la distribución de luz Cherenkov en el arreglo, lo que le permite determinar la posición del centro de dicha cascada [88]. Los CR cargados también producen cascadas de partículas cuando interaccionan con la atmósfera. Estas cascadas contienen muones, partículas que tienden a producir más cantidad de luz Cherenkov en los contenedores que cruzan. La identificación de estos muones constituye la base para diferenciar entre las cascadas de rayos cósmicos cargados y los rayos gamma.

### 3.3.1. Restricción para la búsqueda de correlación espacial

Para favorecer un panorama hadrónico como el responsable de la formación de las burbujas de Fermi se requiere confirmar que la observación de la emisión gamma, generada por colisiones pp, es muy similar al flujo de la respectiva contraparte de neutrinos. No obstante, las características técnicas de Fermi-LAT y IceCube impiden exhibir resultados concluyentes en el rango de energía entre 300 GeV y 30 TeV.

Sin embargo, tres años después de la construcción del Observatorio HAWC, Abeysekera et al (2017) publicaron los resultados de una búsqueda de la emisión de rayos gamma de muy alta energía (por arriba de 300 GeV hasta  $\sim 10^1$  TeV) proveniente de la región correspondiente a la burbuja Norte de Fermi [27], en donde manifiestan

---

<sup>4</sup>MILAGRO fue el primer detector de agua Cherenkov construido en 1997 para estudiar lluvia de partículas. Construido en un tanque de 60 m  $\times$  80 m  $\times$  8 m, ubicado cerca de Los Alamos, Nuevo México. MILAGRO se ubicó a una altitud de 2600 metros [87]



**Tabla 3.4.:** Límites superiores del flujo diferencial de energía para la burbuja Norte de acuerdo con HAWC [27].

Rango de energía TeV	Límites superiores GeV cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup>	Sensitividad GeV cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> sr <sup>-1</sup>
1.2 - 3.9	$3 \times 10^{-7}$	$3.3 \times 10^{-7}$
3.9 - 12.4	$1 \times 10^{-7}$	$1.1 \times 10^{-7}$
12.4 - 39.1	$0.5 \times 10^{-7}$	$0.5 \times 10^{-7}$
>39.1	$0.4 \times 10^{-7}$	$0.3 \times 10^{-7}$

que no se observa un exceso significativo en dicha región, limitando la emisión con cotas superiores por encima de 1 TeV. Estos límites se encuentran entre  $3 \times 10^{-7}$  GeV cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> y  $4 \times 10^{-8}$  GeV cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup> sr<sup>-1</sup> y desfavorecen un espectro de inyección de protones que se pudiera extender más allá de 100 TeV sin ser suprimido.

# Capítulo 4.

## Análisis y resultados

Presentamos el estudio de la búsqueda de correlación de neutrinos en la dirección de las burbujas de Fermi, realizado a través de ajustes hadrónicos y leptónicos basados en colisiones inelásticas de protones y por dispersión inversa de Compton respectivamente sobre el espectro de emisión gamma.

### 4.1. Escenario de emisión hadrónico en las burbujas de Fermi como modelo de producción de neutrinos

Para iniciar el estudio de la correlación de la muestra de neutrinos analizamos la viabilidad del modelo hadrónico, verificando si satisface la condición de la producción de neutrinos vía interacción p-p mostrada en la expresión 1.21.

Para la región de las Burbujas de Fermi, el criterio de Hillas (Expresión 1.2) arroja una energía máxima para la aceleración de rayos cósmicos de  $\sim$  EeV, por lo que puede ser posible encontrar protones acelerados a energías de  $\sim$  PeV. Establecemos así la energía máxima de aceleración de protones del modelo hadrónico a partir del neutrino más energético de la muestra ( $\approx 1$  PeV) para la región de los 8.5 kpc de radio que abarcan los lóbulos de Fermi, para un campo magnético de  $1-2\mu G$  [89] (a  $\sim 8$  kpc fuera del disco de la Galaxia) a  $12\mu G$  [25] (en la región del centro galáctico) y una densidad promedio en el interior de las burbujas de  $n_H \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$  [8]. Para una interacción inelástica p-p, donde el protón pierda la mitad de su energía, el coeficiente de inelasticidad correspondiente es  $k_{pp} = 1/2$ ; con una sección eficaz dada por la Ec.(1.11).

Considerando que la eficiencia de la interacción es  $\eta = 1$ , entonces los tiempos de aceleración, difusión y de enfriamiento son respectivamente (Ec. 1.5, 1.6 y 1.13 para  $12\mu G$ ):  $t_{acc}=0.28$  años,  $t_{esc} = 3.92 \times 10^9$  años y  $t_{pp} = 3.52 \times 10^9$  años. Análogamente, para un campo magnético de  $1\mu G$ ,  $t_{acc}=3.5$  años,  $t_{esc} = 3.2 \times 10^9$  años y  $t_{pp} = 3.5 \times 10^9$  años.

Para las regiones dentro de las burbujas de Fermi con campos magnéticos menores a  $2\mu G$ , parecen presentar ineficiencia para acelerar pCR. Puesto que conforme se disminuye el campo magnético, el tiempo de difusión incrementa más rápido que el tiempo de escape. De tal forma que para  $B \gtrsim 1\mu G$  se satisface la condición  $t_{acc} < t_{pp} \lesssim t_{esc}$ .

Inicialmente propusimos un modelo de distribución de protones basado en la aproximación analítica de Kelner et al (2006), el cual se rige por una ley de potencias con corte exponencial de la forma 1.16. Aquí  $A_o$  fue ajustado al espectro de rayos gamma usando la densidad del gas  $n_H$  dentro de las burbujas, mientras que los parámetros  $\alpha$  y  $E_0$  fueron elegidos para obtener los mejores ajustes condicionando el comportamiento del espectro al flujo real de fotones gamma en la burbuja Norte tomando en consideración las restricciones observacionales de HAWC y IceCube 3.4. Se eligieron así 5 configuraciones para la burbuja Norte (nombrados N1, N2, N3, N4 y N5) y 6 configuraciones para la burbuja Sur (nombrados S1, S2, S3, S4, S5 y S6), cuyos parámetros pueden ser consultados en la Tabla (4.1).

Sin embargo, en la burbuja Norte, los datos de Fermi-LAT no se ajustan de manera satisfactoria a ajustes puramente hadrónicos cuyo flujo exceda valores de  $10^{-7}$  GeV  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$  para energías superiores a 1 TeV y al mismo tiempo que expliquen la distribución espectral de energía del conjunto de neutrinos de la muestra (Fig.4.1a), salvo posiblemente el evento IC15 en un modelo N2 o N4, que describen emisión gamma a altas energías ( $\sim 10^1$  TeV). En el caso de la burbuja Sur, pese a la ausencia de cotas limitantes, 5 de los ajustes (exceptuando el ajuste S3) pueden explicar pobremente la emisión en la región de muy altas energías alrededor de 200-300 GeV y al mismo tiempo uno o dos datos de la SED de neutrinos (Véase Tabla 4.1).

Los índices espectrales del conjunto de ajustes se mantiene cercano a  $\sim 2$  para ambas burbujas, mientras que la energía de corte varía de un mínimo de 2 TeV hasta 3 PeV. Sin embargo, ninguno de estos ajustes describe satisfactoriamente todos los flujos puntuales de neutrinos ni el flujo de fotones gamma.

**Tabla 4.1.:** Parámetros empleados para la construcción de los ajustes del espectro de rayos gamma en el modelo hadrónico.

Norte				Sur			
Num Fit	Ecorde (PeV)	$\alpha$	$A_0$ (GeV)	Num Fit	Ecorde (PeV)	$\alpha$	$A_0$ (GeV)
N1	0.002	2	3.74e58	S1	3	2.3	1.06e58
N2	3	2.26	3.43e58	S2	2.5	2	4.37e57
N3	1.7	2	3.87e57	S3	2.5	2	8.74e56
N4	3	2.22	2.31e58	S4	2	2	1.87e58
N5	2	2.15	6.5e55	S5	3	2.2	2e58
-	-	-	-	S6	3	2	3.43e57

Se listan los parámetros empleados para el ajuste de los espectros de radiación gamma en cada una de las burbujas de Fermi. La columna 1 y 5 muestra el nombre del ajuste asociado a cada lóbulo, la columna 2 y 6, indican las energías de corte usadas, el factor alfa en las columnas 3 y 7 establece el índice espectral del modelo y  $A_0$  en las columnas 4 y 8 corresponde a la constante de normalización.

## 4.2. Modelo híbrido leptohadrónico

Debido a la poca evidencia de emisión de neutrinos y fotones gamma generada principalmente por una población de protones en ambas burbujas, proponemos entonces un modelo híbrido leptohadrónico ajustado a las señales detectadas por Fermi-LAT y IceCube; el escenario principal es dominado por un espectro generado por una población de electrones el cual se rige a través de la ley de potencias  $dN_e/dE \sim E_e^{-2.2}$  con energía de corte en 1 TeV.

El suministro de fotones de baja energía es cedido a través del fondo de microondas cósmico. La densidad de energía de los fotones CMB es  $4 \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-3</sup>.

Otras componentes electromagnéticas también contribuyen a la dispersión IC aunque de forma menos significativa, como la radiación estelar y los fotones infrarrojos con densidades de energía de  $2.3 \times 10^{-13}$  erg cm<sup>-3</sup> y  $0.24 \times 10^{-14}$  erg cm<sup>-3</sup>, respectivamente [90].

Hemos construido la distribución de energía de los fotones considerando las tres componentes de radiación: CMB, IR y SL, para una distribución de electrones con energías entre  $10^{-3}$  y  $10^4$  GeV.

Para CMB. Constante de normalización  $A = 10000$ , energía umbral de  $9.2 \times 10^{-4}$  eV. Para SL. Constante de normalización  $A = 9834.46$ , energía umbral de 1.5 eV. Para IR. Constante de normalización  $A = 9834.46$ , energía umbral de  $9.6 \times 10^{-3}$  eV [90].

Los valores de densidad de energía para cada componente fue extraída de Guo et al (2011).

Mediante la distribución de energía de la Ec.(1.7) y bajo el formalismo trabajado en la Subsección 1.2.1, la población de electrones produce un espectro de fotones gamma mostrado en la Fig.(4.2).

El ajuste leptónico presenta muy poca contribución del fondo de fotones IR y de la componente estelar SL (Fig.4.2), siendo el CMB el que proporciona la mayoría de fotones dispersados bajo IC.

Cada uno de los ajustes híbridos propuestos presenta un buen acoplamiento a la emisión gamma generada por poblaciones de electrones a través de la dispersión inversa de Compton, contrariamente al espectro descrito por interacciones p-p. Para el lóbulo Norte, el ajuste N2 se caracteriza por una energía de corte de 3 PeV y un índice espectral  $k = 2.26$  (Fig. 4.3a). Debido a la pendiente pronunciada, este modelo ajusta únicamente al neutrino con energía de 300 TeV el cual se encuentra fuera del rango de operación de HAWC. Este modelo parece contribuir a la emisión gamma por debajo de 1 GeV y entre  $\sim 10^2$  y  $\sim 10^3$  GeV. Para el modelo N3 con parámetros  $E_{\text{corte}} = 1.7$  PeV,  $k = 2$ , la pendiente es menos pronunciada, manteniendo un flujo prácticamente constante en  $\sim 3 \times 10^{-8}$  GeV cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>sr<sup>-1</sup>, contribuyendo débilmente a la emisión de  $\sim 10^2$  GeV al igual que las componentes IR y SL; nuevamente solo se ajustó el flujo del neutrino con energía de 300 GeV (Fig. 4.3b).

El tercer ajuste para la burbuja Norte, N4, presenta una variación suave en el índice espectral ( $k = 2.2$ ) y una débil contribución a bajas energías en comparación con el modelo N2. Aunque domina en emisión respecto a las componentes IR y SL en  $\sim 10^2$  GeV.

Ninguno de los ajustes propuestos para la burbuja Norte de Fermi pudieron explicar los neutrinos por debajo de  $2 \times 10^5$  GeV.

Para la burbuja Sur, hemos elegido los modelos S1, S3 y S6. El primero muestra un decrecimiento suave, donde el flujo baja alrededor de un orden de magnitud. Este ajuste acopla 2 flujos puntuales de neutrinos ubicados entre  $3 \times 10^4$  y  $2 \times 10^5$  GeV. La ley de potencias para este modelo toma los parámetros  $E_{\text{corte}} = 3$  PeV,  $k = 2.3$  y  $A_0 = 1.06 \times 10^{58}$  GeV. En este caso la mayor contribución de emisión de fotones a  $\sim 0.1$  TeV proviene de las componentes IR y SL que dominan sobre el ajuste hadrónico. Ya que la burbuja Sur queda fuera del campo de visión de HAWC, se han agregado las sensibilidades esperadas para los futuros observatorios CTA y SGSO.

En el caso del modelo S3, se ajustó un espectro hadrónico muy suave con índice espectral  $k = 2$  para una energía de corte en 2.5 PeV. Esta configuración no contribuye con la emisión gamma observada por Fermi-LAT, pues alcanza flujos de  $\sim 5 \times 10^{-9}$  GeV cm<sup>-2</sup>s<sup>-1</sup>sr<sup>-1</sup> pese a que se acopla a los neutrinos con energías entre  $\sim 3 \times 10^4$  y  $\sim 10^5$  GeV.

Por su parte, el ajuste S6 puede llegar a contribuir de manera muy débil a la emisión de fotones y asociar a los eventos de IceCube IC69 e IC14 bajo los parámetros  $E_{\text{corte}}=3$  PeV,  $k = 2.3$  y  $A_0 = 1.06 \times 10^{58}$  GeV. Ninguno de los modelos propuestos para la burbuja Sur excede las contribuciones de las componentes leptónicas, no obstante las futuras restricciones observacionales descartarán o favorecerán estos ajustes.

### 4.3. Discusión

Analizando el modelo hadrónico de la estructura Norte pudimos notar que algunos flujos de neutrinos no vienen acompañados por emisión fotónica (Fig.4.1a), esto nos impulsó a proponer un modelo híbrido para justificar la posible detección de neutrinos en la región asociada y la emisión gamma simultánea, optando por elegir 3 de los 5 modelos inicialmente propuestos (N2, N3 y N4). Asimismo, para la burbuja Sur, no es viable promover modelos completamente hadrónicos, dada la aparente naturaleza simétrica de las burbujas. El modelo leptónico, en cambio puede modelar adecuadamente el espectro gamma sin la necesidad de promover una contraparte de neutrinos, aunque esto no descarta por completo la producción de estas partículas de altas energías dentro de las grandes estructuras globulares.

El modelo lepto-hadrónico construido se caracteriza por emisión de electrones VHE y protones UHE cuya distribución espectral se rige a través de una ley de potencias, ambos con índice espectral  $k \sim 2$  aunque con diferentes cortes energéticos. Los ajustes hadrónicos varían dependiendo la región analizada. En la burbuja Norte los ajustes que mejor se acoplan corresponden a los modelos N4, N2 y N3 (en ese orden). Siendo que en N4 respeta las limitaciones observacionales del Observatorio HAWC y describe emisión fotónica exclusivamente en el rango de apenas unos pocos GeV y  $\approx 200$  GeV. A su vez, los eventos IC2 e IC15 pueden ser explicados en un escenario hadrónico con energías de corte en 3 PeV y bajo índices espectrales específicos de 2.26 y 2.22 respectivamente; aunque ello implique un escenario discontinuo de emisión galáctica entre 1 TeV y 100 TeV, cuya explicación carecería de fundamentos o validez.

Si bien hay posibilidad de que algún evento de neutrino provenga de dicha región, hemos realizado una estimación del número de eventos esperados en el lapso de 2101 días de la muestra bajo los modelos seleccionados (Véase Figs. 4.6, 4.7, 4.8). De acuerdo a los datos arrojados, existe una escasa probabilidad de que las detecciones que se tienen hasta el momento de neutrinos provengan de las burbujas de Fermi, no obstante, se requiere realizar más estudios con nuevas bases de datos; en particular con el evento IC14 detectado en las cercanías del SMBH Sgr A\* (Véase Fig. 3.7), un evento destacable tanto por la dirección de detección así como la energía depositada en IceCube (1 PeV). Algunas trabajos apuntan a que ha sido generado en una *Pulsar Wind Nebula*, formadas cuando los pulsares disipan constantemente (a través de los vientos relativistas) su energía de rotación. El confinamiento de los outflows resultantes genera este tipo de nebulosa, la cual puede ser vista a través del espectro electromagnético debido al fenómeno sincrotrón y a la emisión de Compton inversa [91,92]. De acuerdo con Wang et al (2002), las emisiones de rayos X cerca de Sgr A\* podrían ser firmas de PWNe formadas por el fuerte campo magnético y/o por la presión del centro galáctico. En Abramowski et al (2016), se ha vinculado a Sgr A\* con un PeVatron basado en la actividad pasada del SMBH y en las variaciones en la emisión de rayos X en nubes cerca del GC de acuerdo con los análisis de las observaciones de Chandra [50]. El PeVatron está ubicado en la llamada zona molecular central (CMZ), donde el espectro de emisión difusa de rayos gamma es el resultado de la desintegración de los piones neutros producidos por la colisión de pares de protones [93]. A su vez, eventos puntuales como IC1 registrado en el catálogo de alertas de IceCube pueden ser producto de fenómenos UHE en objetos como SNR cerca del centro galáctico.

## 4.4. Conclusiones

En este trabajo de tesis se propusieron 6 diferentes configuraciones para un modelo híbrido de emisión difusa de fotones de altas energías basado en colisiones p-p y dispersión inversa de Compton.

El objetivo planteado fue estudiar la posible correlación entre la producción de fotones gamma con los eventos de neutrinos detectados por IceCube en la dirección de las burbujas de Fermi. Para ello se empleó una muestra de neutrinos constituida por 2 eventos de naturaleza *track* y 8 eventos tipo *shower* con energías superiores a 30 TeV. Considerándose la posición centrada dentro de las burbujas como una restricción geométrica de selección. De igual forma, se contemplaron alrededor de 7 años de

información de los registros de Fermi-LAT en la dirección de las burbujas de Fermi así como los *upper limits* observacionales de HAWC.

De acuerdo con el análisis del modelo puramente hadrónico, se induce que los eventos en coincidencia espacial con la burbuja Norte registrados por IceCube no están involucrados con la aceleración de rayos cósmicos que genera la emisión gamma detectada por Fermi-LAT. Asimismo, no es viable promover modelos completamente hadrónicos, dada la aparente naturaleza simétrica de las burbujas. A su vez, dadas las limitaciones técnicas de HAWC en la región del lóbulo Sur. Hemos anexado a la gráfica del escenario híbrido las sensibilidades esperadas por futuros experimentos como los observatorios *Cherenkov Telescope Array* (CTA) y *Southern Gamma-ray Survey Observatory* (SGSO). Por el momento solo nos restringimos a mencionar que un escenario hadrónico secundario subdominante podría ser responsable de radiación gamma a energías superiores a 1 TeV con corte a 4 PeV, ya que una población de eCR responsables de la emisión de fotones gamma domina y ajusta muy bien la distribución espectral de energía de las observaciones de Fermi-LAT en ambas burbujas.

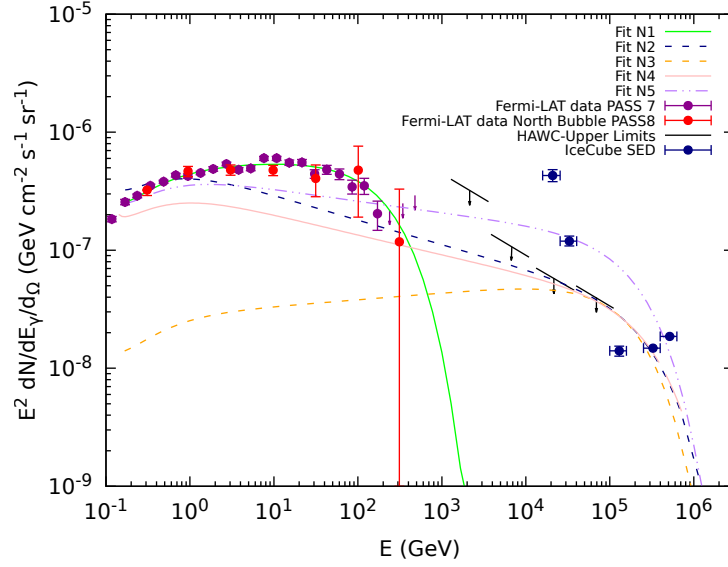
Posteriormente se construyó un modelo híbrido con dos componentes, la primera componente proveniente de un proceso leptónico y la segunda componente está asociada a un modelo subdominante de aceleración de hadrones. El modelo leptó-hadrónico se construyó bajo diferentes configuraciones, de los cuales se eligieron aquellos conformados por los ajustes N2, N3, N4, S1, S3 y S6.

En el escenario leptónico, la mayor contribución es generada por el fondo cósmico de microondas el cual se ajusta al flujo real total de rayos gamma hasta energías  $\sim 10^3$  GeV (Fig.4.1) Encontramos además la detección del evento IC14 muy cerca del centro Gáctico, el cual pudiera estar vinculado a Sgr A\*. Por ello, esperamos en los próximos años, el inicio de observaciones de rayos gamma en observatorios como CTA y SGSO para poder proporcionar cálculos estadísticos significativos a ultra altas energías (Fig.4.9, 4.10). La procedencia de los neutrinos analizados que no son explicados bajo modelos hadrónicos pueden tener un origen extragaláctico.

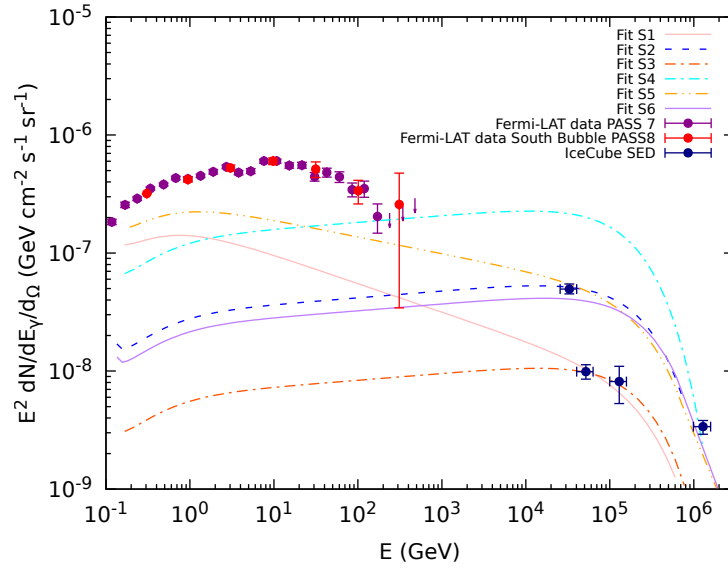
Si bien, el presente estudio arroja que los neutrinos de la muestra no parecen ser emitidos por las burbujas de Fermi, no podemos descartar que en los próximos años se confirme o se detecte algún neutrino producido en esta región. Ya que desde 2013 la cantidad de eventos registrados por IceCube ha ido en aumento. Bajo nuevas detecciones de neutrinos es imprescindible un reajuste en los flujos y sumado a ello se requiere esperar a que las sensibilidades instrumentales mejoren.





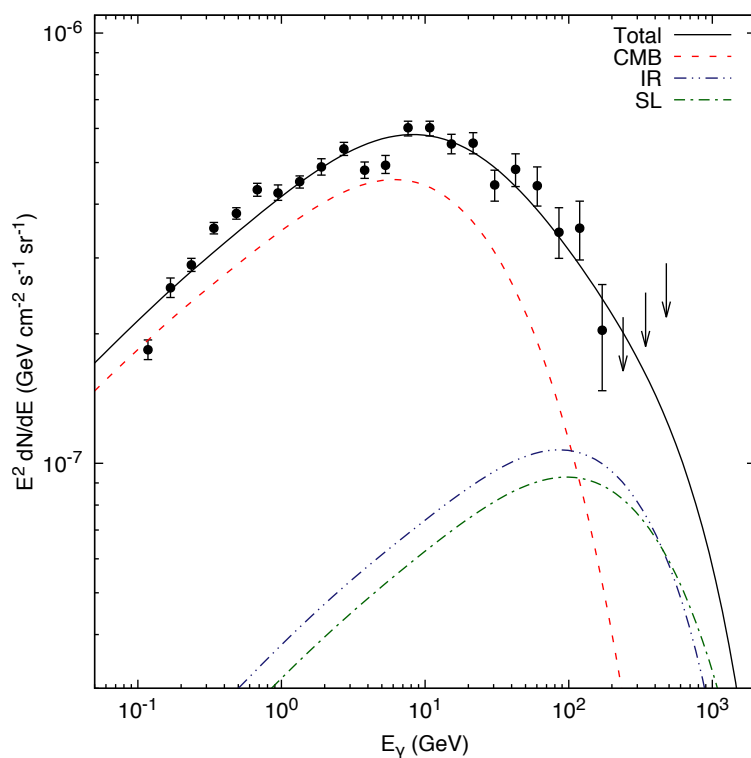


(a) burbuja Norte

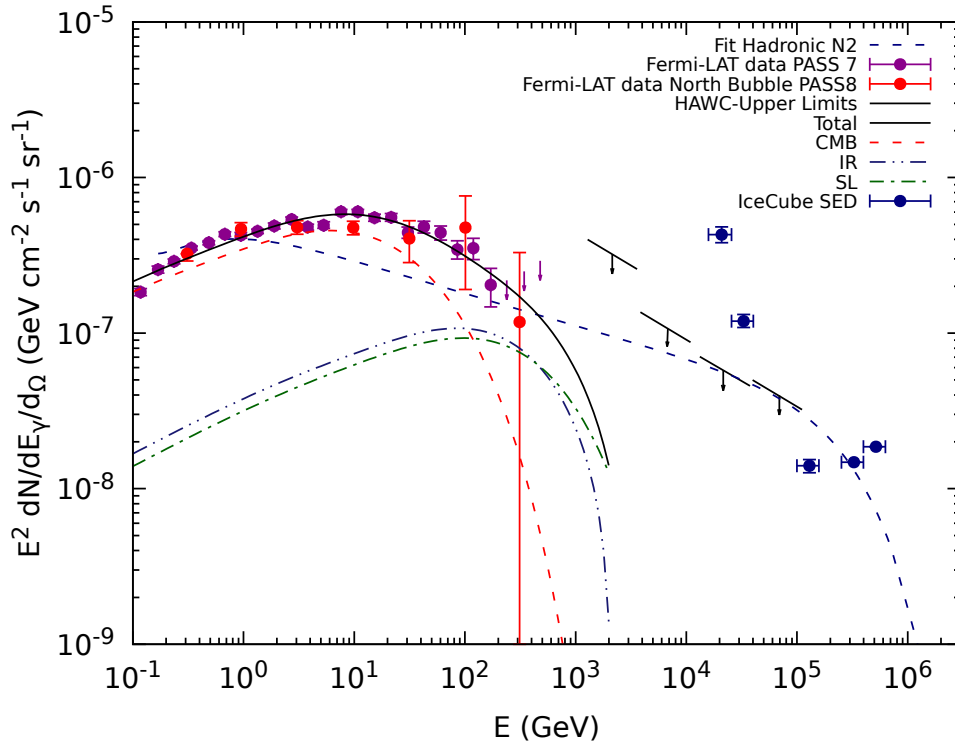


(b) burbuja Sur

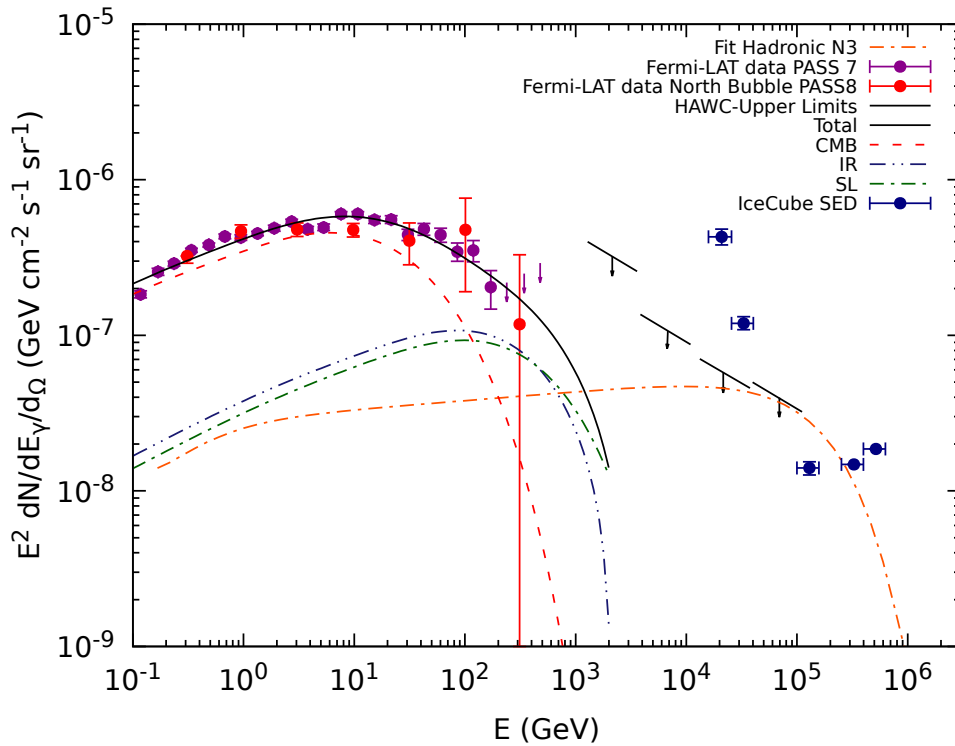
**Figura 4.1.: Modelos hadrónicos.** a) Para la burbuja Norte mostramos 5 ajustes, 4 de ellos restringidos a los límites de HAWC. Los índices espectrales de todos los ajustes se mantienen en  $k \sim 2$  para preservar la consistencia con la emisión gamma. Mientras que las energías de corte se ubican entre 1 PeV a 3 PeV. b) Para la burbuja Sur, los ajustes presentados mantienen índices  $k \sim 2$ . Aunque la emisión gamma en esta región no está restringida por HAWC, los ajustes propuestos podrían explicar emisión a  $\sim 10^2$  GeV. Para consultar los valores específicos de cada ajuste referirse a la Tabla 4.1.



**Figura 4.2.: Modelo de dispersión Compton inversa.** Contribuciones del espectro de electrones del modelo de dispersión inversa de Compton. La línea negra representa el flujo total modelado con el ajuste IC, la línea roja es la contribución del fondo cósmico (CMB), la línea azul es la contribución asociada a la luz infrarroja (IR) y la menor contribución proviene de la luz estelar de fondo (SL).

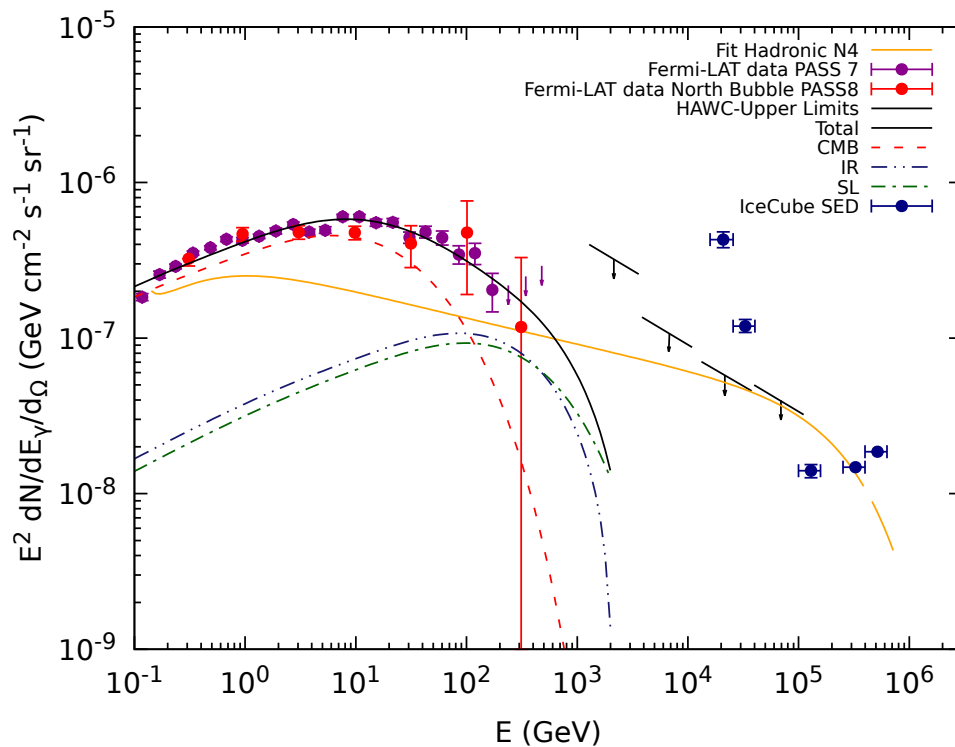


(a) Ajuste N2

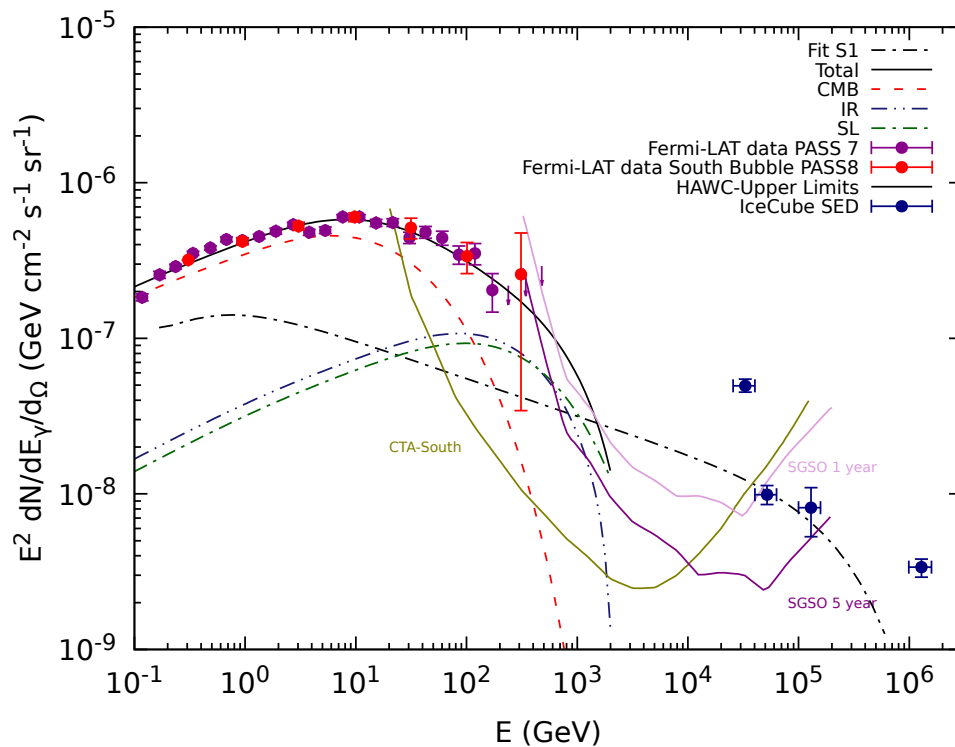


(b) Ajuste N3

**Figura 4.3.:** Ajustes candidatos a describir la posible emisión de neutrinos en la dirección de la burbuja Norte. a)  $E_{corte}=3$  PeV,  $k=2.26$ ,  $A_o = 3.43 \times 10^{58}$  GeV. b)  $E_{corte}=1.7$  PeV,  $k = 2$  y  $A_o = 3.87 \times 10^{57}$  GeV.

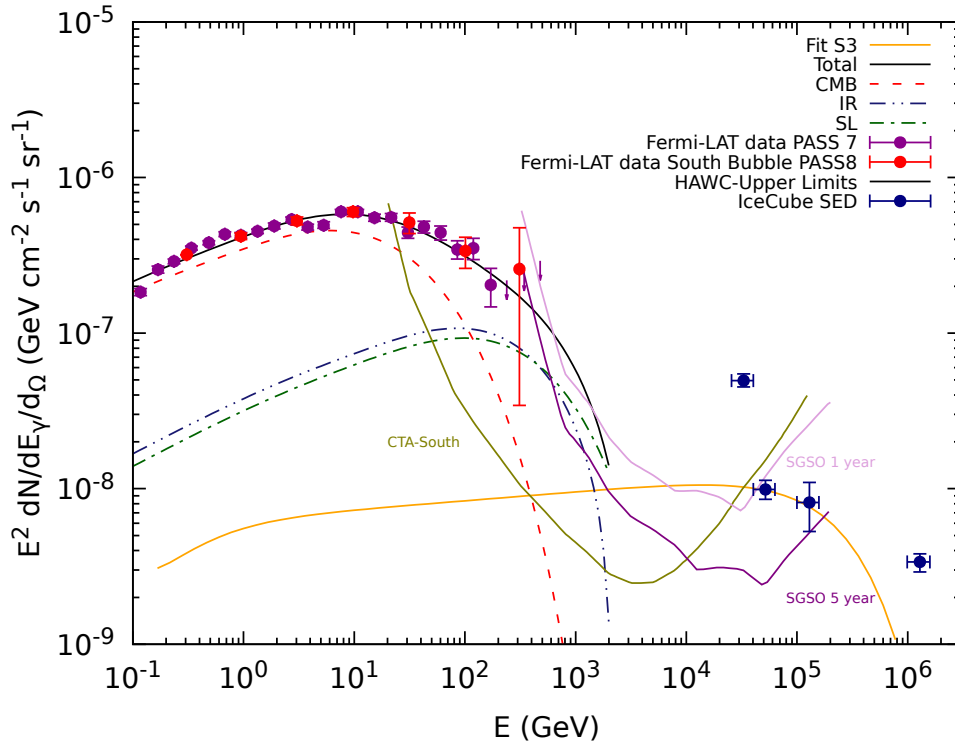


(a) Ajuste N4

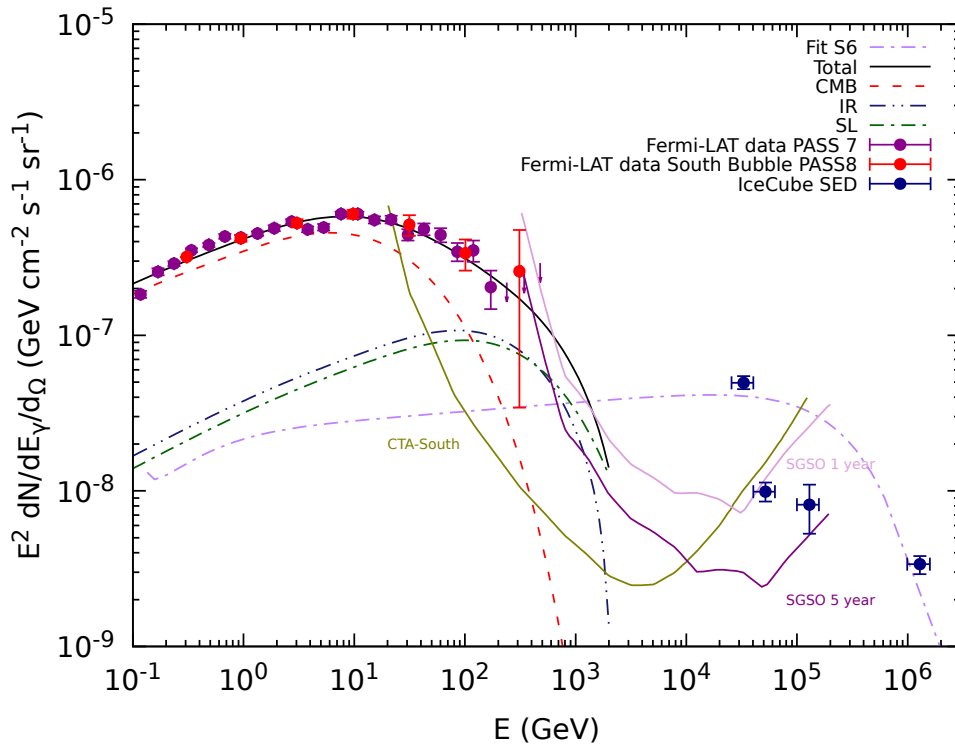


(b) Ajuste S1

Figura 4.4.: Ajustes candidatos a describir la posible emisión de neutrinos. a)  $E_{\text{corte}}=3$  PeV,  $k=2.22$ ,  $A_0 = 2.31 \times 10^{58}$  GeV. b)  $E_{\text{corte}}=3$  PeV,  $k = 2.3$  y  $A_0 = 1.06 \times 10^{58}$  GeV.

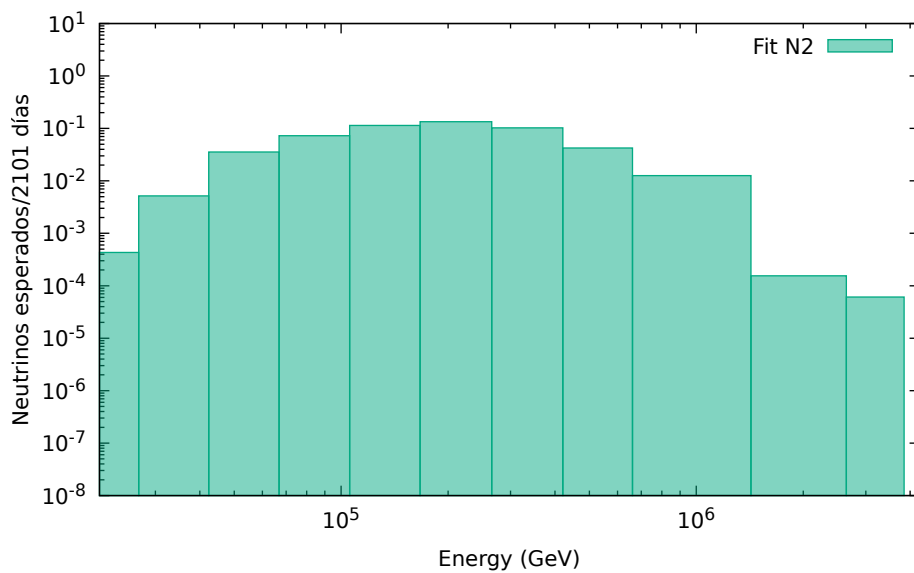


(a) Ajuste S3

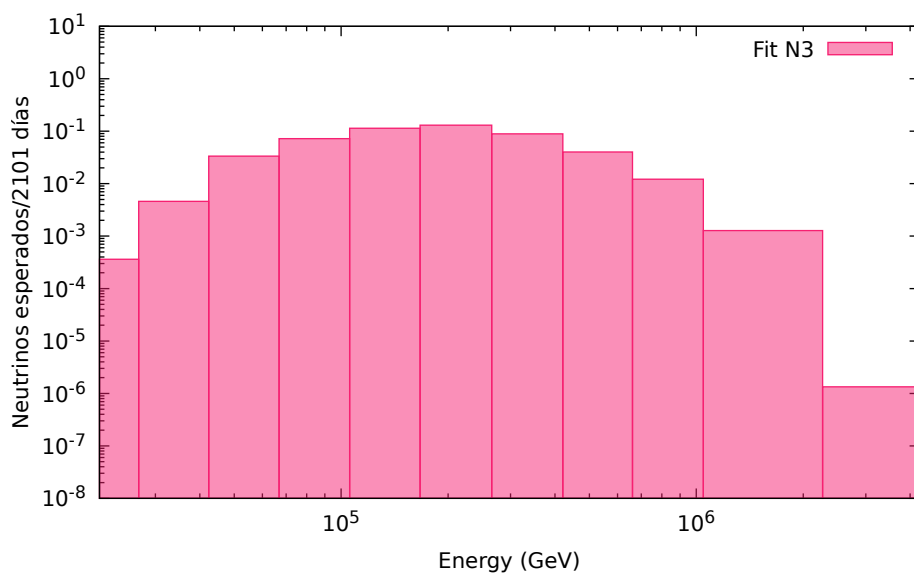


(b) Ajuste S6

Figura 4.5.: Ajustes propuestos para describir la posible emisión de neutrinos en la dirección de la burbuja Sur. a)  $E_{corte}=3$  PeV,  $k=2$ ,  $A_0 = 3.43 \times 10^{57}$  GeV. b)  $E_{corte}=2.5$  PeV,  $k = 2$  y  $A_0 = 8.74 \times 10^{56}$  GeV.

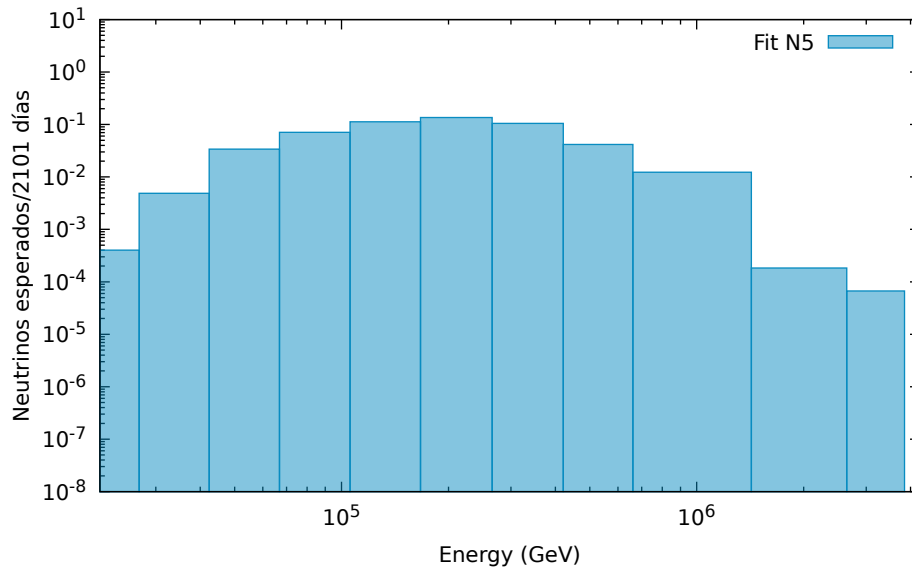


(a) Ajuste N2

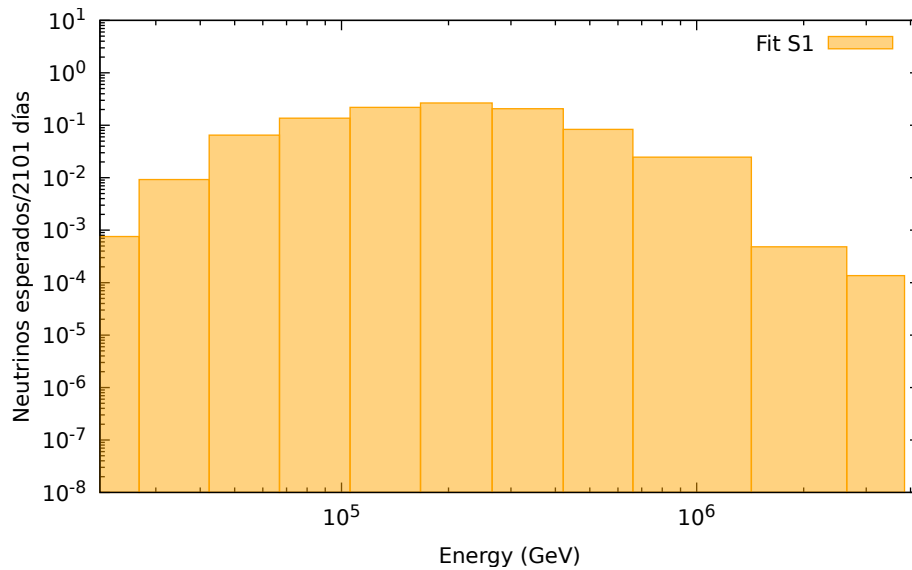


(b) Ajuste N3

**Figura 4.6.: Número de eventos esperados para la burbuja Norte.** De acuerdo a los modelos N2, N3 se muestran el número de neutrinos esperados en un tiempo de observación de 2101 días si estos fueran inyectados desde la burbuja Norte de Fermi.



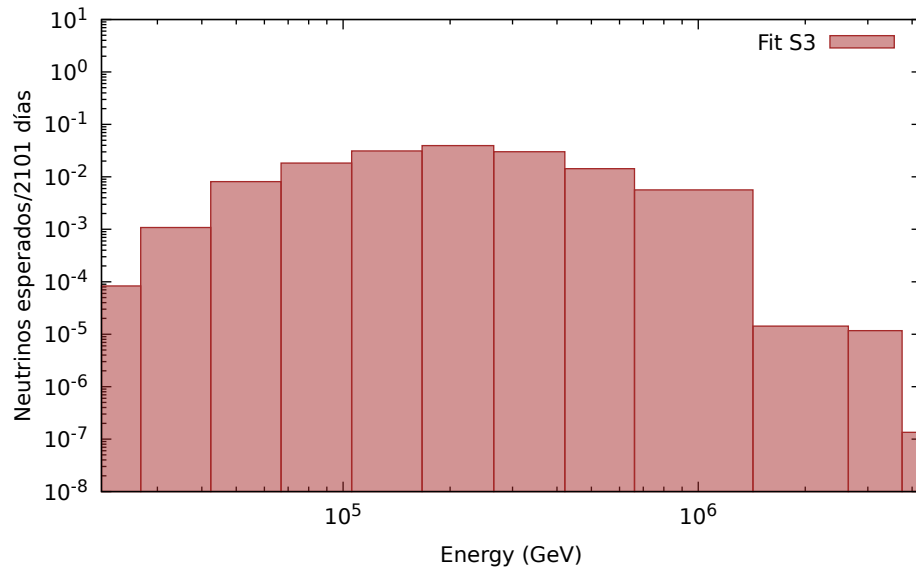
(a) Ajuste N4



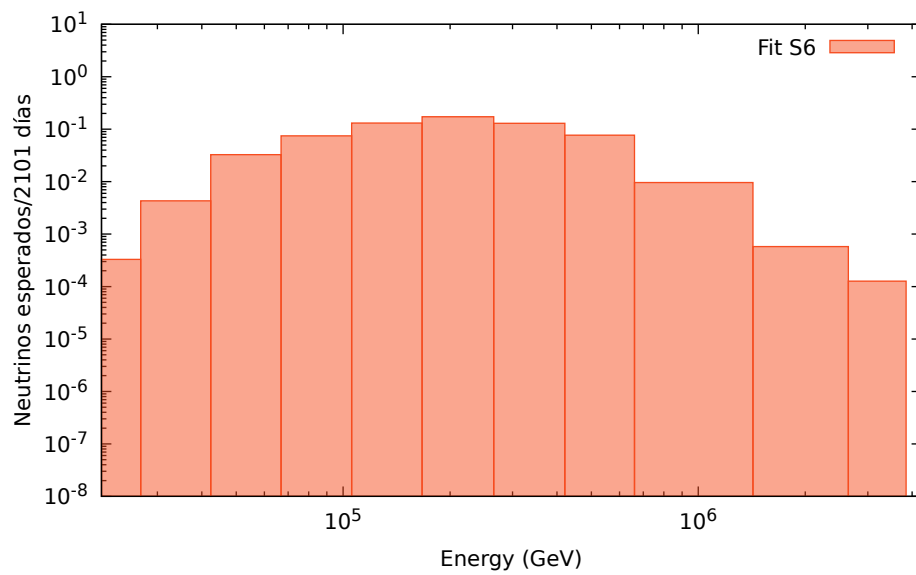
(b) Ajuste S1

**Figura 4.7.: Número de eventos esperados..** De acuerdo a los modelos N4, S1 se muestran el número de neutrinos esperados en un tiempo de observación de 2101 días si estos fueran inyectados desde las burbujas de Fermi.





(a) Ajuste S3



(b) Ajuste S6

**Figura 4.8.: Número de eventos esperados para la burbuja Sur.** De acuerdo a los modelos S3 y S6, se muestran el número de neutrinos esperados en un tiempo de observación de 2101 días si estos fueran inyectados desde la para la burbuja Sur.

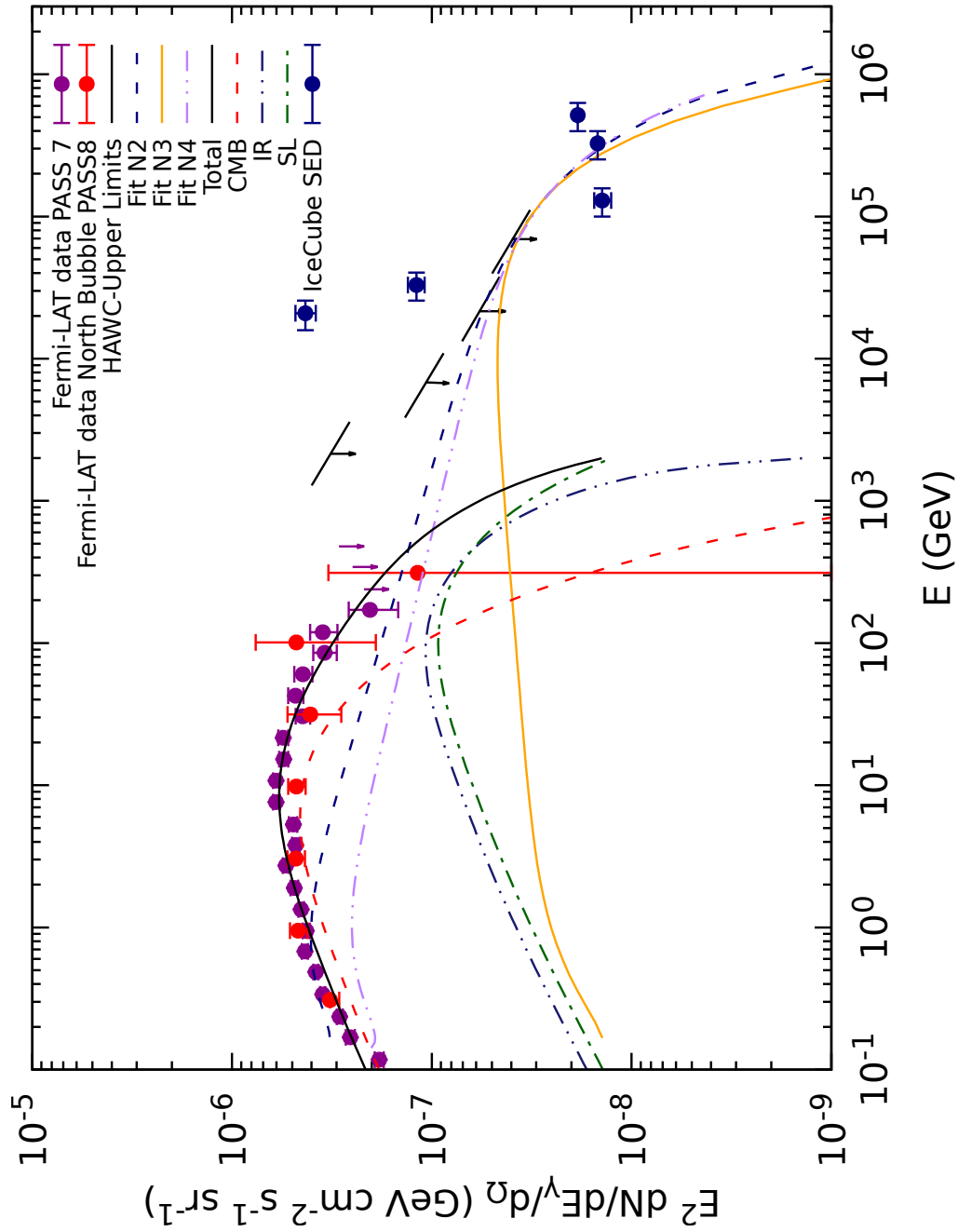


Figura 4.9.: Espectro lepto-hadrónico para la burbuja Norte.  
Se han empleado los ajustes N2, N3 y N4.

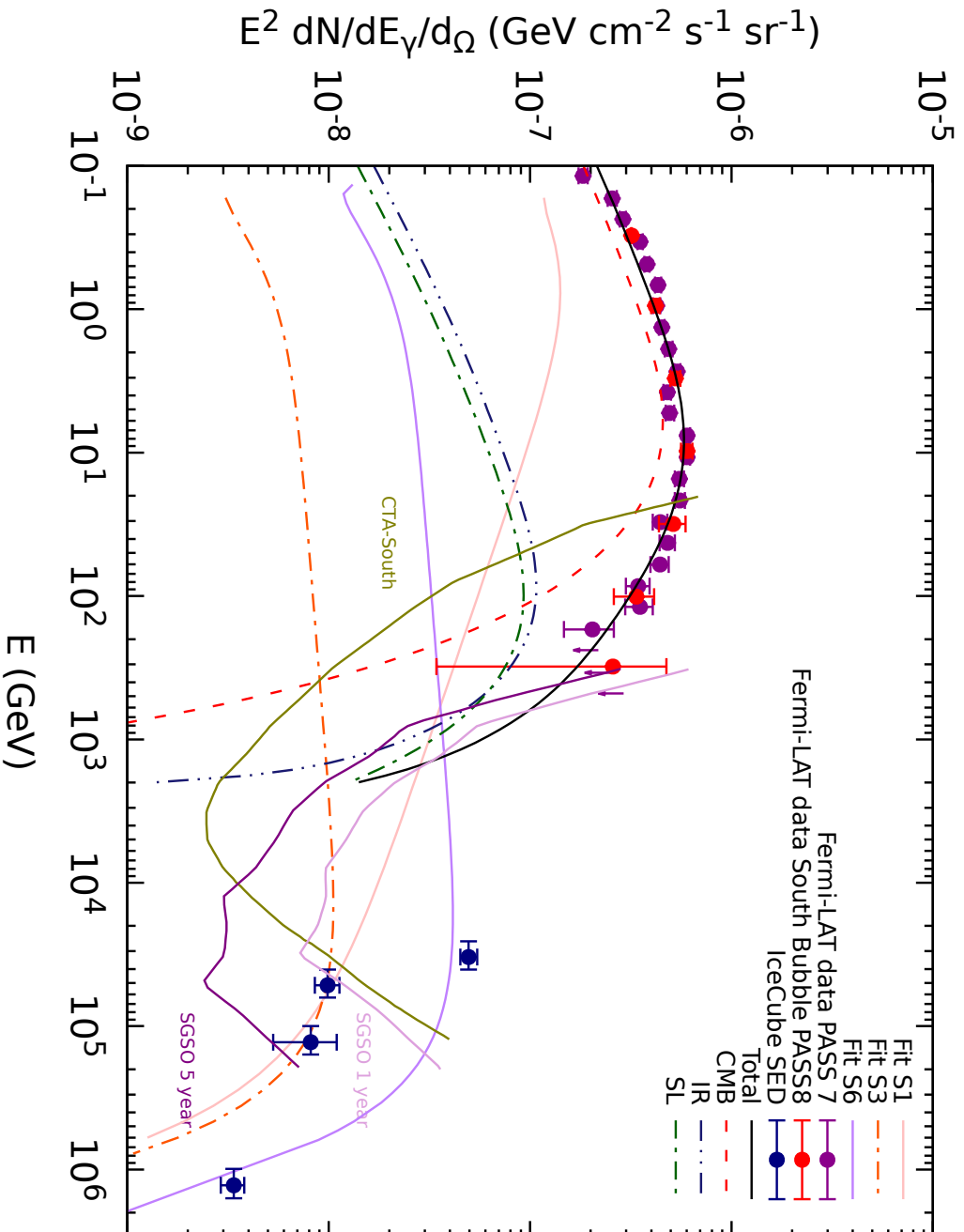


Figura 4.10.: Espectro leptohadronico para la burbuja Sur

. **Espectro leptohadronico para la burbuja Sur.** Se han empleado los ajustes S1, S3 y S6. Se espera en los próximos años la observación de cualquier contribución de emisión gamma a través de observatorios como CTA y SGSO que permitan completar el panorama de emisión galáctica.

# Apéndice A.

## Neutrinos: Seis años de detección

Adjuntamos los 82 eventos registrados en el catálogo HESE, 36 eventos del catálogo EHE y las alertas emitidas por IceCube. Para el catálogo HESE, la incertidumbre en la ubicación depende de la energía del neutrino y la naturaleza track-vs-cascada de la energía depositada en IceCube. Mientras para EHE, la incertidumbre representa una cualidad de la reconstrucción de la posición y se calcula en tiempo real para cada alerta.

**Tabla A.1.:** Alertas del catálogo EHE.

EventNum_RunNum	Date	Time UT	RA	Dec	Error
53411354_131653	18/10/23	16:37:32.65	269.836	-8.8863	17.5
34507973_131475	18/09/08	19:59:31.84	145.7729	-2.5178	20.36
17569642_130214	17/11/06	18:39:39.21	340.25	7.314	14.99
50579430_130033	17/09/22	20:54:30.43	77.2853	5.7517	14.99
80305071_129307	17/03/21	07:32:20.69	98.3268	-14.4861	19.48
80127519_128906	16/12/10	20:06:40.31	46.5799	14.98	60
80127519_128906	16/12/10	20:06:40.31	45.8549	15.7851	14.99
26552458_128311	16/08/06	12:21:33.00	122.798	-0.7331	6.67
6888376_128290	16/07/31	01:55:04.00	214.544	-0.3347	20.99
6888376_128290	16/07/31	01:55:04.00	215.0929	-0.4191	10.31

Tabla A.2.: Alertas del catálogo HESE

EventNum	Date	Time UT	RA	Dec	Error	Topology
67093193_127853	16/04/27	05:52:32.00	240.5683	9.3417	35.99	track
67093193_127853	16/04/27	05:52:32.00	239.6639	6.8528	534	shower
67093193_127853	16/04/27	05:52:32.00	239.6639	6.8528	534	shower
67093193_127853	16/04/27	05:52:32.00	239.6639	6.8528	534	shower
6888376_128290	16/07/31	01:55:04.00	214.544	-0.3347	45	track
6888376_128290	16/07/31	01:55:04.00	215.109	-0.4581	73.79	shower
58537957_128340	16/08/14	21:45:54.00	199.31	-32.0165	89.39	shower
38561326_128672	16/11/03	09:07:31.12	40.8252	12.5592	66	track
38561326_128672	16/11/03	09:07:31.12	40.874	12.6159	73.79	shower
65274589_129281	17/03/12	13:49:39.83	304.73	-26.238	73.79	shower
32674593_129474	17/05/06	12:36:55.80	221.675	-26.0359	73.79	shower
56068624_130126	17/10/15	01:34:30.06	162.579	-15.8611	73.79	shower
34032434_130171	17/10/28	08:28:14.81	275.076	34.5011	534	shower
71165249_130949	18/04/23	02:28:40.98	294.882	71.953	534	shower
12296708_131624	18/10/14	11:52:19.07	225.1839	-34.792	73.79	shower
66412090_131680	18/10/31	02:02:51.41	182.792	-68.3884	73.79	shower
68269692_131999	19/01/04	08:34:38.23	359.3299	-25.3659	73.79	shower
9759013_132077	19/01/24	03:43:54.79	307.192	-32.2914	73.79	shower
36142391_132143	19/02/05	21:21:10.50	128.6959	-53.3143	73.79	shower

Tabla A.3.: Catálogo HESE

ID	Energía (TeV)	Emin	Emax	Tiempo(MJD)	Dec.(deg.)	RA(deg.)	Resol.(deg.)	Topol.
1	47.6	-5.4	6.5	55351.32	-1.8	35.2	16.3	Shower
2	117	-14.6	15.4	55351.47	-28	282.6	25.4	Shower
3	78.7	-8.7	10.8	55451.07	-31.2	127.9	1.4	Track
4	165.4	-14.9	19.8	55477.39	-51.2	169.5	7.1	Shower
5	71.4	-9	9	55512.55	-0.4	110.6	1.2	Track
6	28.4	-2.5	2.7	55567.64	-27.2	133.9	9.8	Shower
7	34.3	-4.3	3.5	55571.26	-45.1	15.6	24.1	Shower
8	32.6	-11.1	10.3	55608.82	-21.2	182.4	1.3	Track
9	63.2	-8	7.1	55685.66	33.6	151.3	16.5	Shower
10	97.2	-12.4	10.4	55695.27	-29.4	5	8.1	Shower
11	88.4	-10.7	12.5	55714.59	-8.9	155.3	16.7	Shower
12	104.1	-13.2	12.5	55739.44	-52.8	296.1	9.8	Shower
13	252.7	-21.6	25.9	55756.11	40.3	67.9	1.2	Track
14	1040.7	-144.4	131.6	55782.52	-27.9	265.6	13.2	Shower
15	57.5	-7.8	8.3	55783.19	-49.7	287.3	19.7	Shower
16	30.6	-3.5	3.6	55798.63	-22.6	192.1	19.4	Shower

Tabla A.3.: Catálogo HESE

ID	Energía (TeV)	Emin	Emax	Tiempo(MJD)	Dec.(deg.)	RA(deg.)	Resol.(deg.)	Topol.
17	199.7	-26.8	27.2	55800.38	14.5	247.4	11.6	Shower
18	31.5	-3.3	4.6	55923.53	-24.8	345.6	1.3	Track
19	71.5	-7.2	7	55925.8	-59.7	76.9	9.7	Shower
20	1140.8	-132.8	142.8	55929.4	-67.2	38.3	10.7	Shower
21	30.2	-3.3	3.5	55936.54	-24	9	20.9	Shower
22	219.5	-24.4	21.2	55941.98	-22.1	293.7	12.1	Shower
23	82.2	-8.4	8.6	55949.57	-13.2	208.7	1.9	Track
24	30.5	-2.6	3.2	55950.85	-15.1	282.2	15.5	Shower
25	33.5	-5	4.9	55966.74	-14.5	286	46.3	Shower
26	210	-25.8	29	55979.26	22.7	143.4	11.8	Shower
27	60.2	-5.6	5.6	56008.68	-12.6	121.7	6.6	Shower
28	46.1	-4.4	5.7	56048.57	-71.5	164.8	1.3	Track
29	32.7	-2.9	3.2	56108.26	41	298.1	7.4	Shower
30	128.7	-12.5	13.8	56115.73	-82.7	103.2	8	Shower
31	42.5	-5.7	5.4	56176.39	78.3	146.1	26	Shower
33	384.7	-48.6	46.4	56221.34	7.8	292.5	13.5	Shower

Tabla A.3.: Catálogo HESE

ID	Energía (TeV)	E <sub>min</sub>	E <sub>max</sub>	Tiempo(MJD)	Dec.(deg.)	RA(deg.)	Resol.(deg.)	Topol.
34	42.1	-6.3	6.5	56228.61	31.3	323.4	42.7	Shower
35	2003.7	-261.5	236.2	56265.13	-55.8	208.4	15.9	Shower
36	28.9	-2.6	3	56308.16	-3	257.7	11.7	Shower
37	30.8	-3.5	3.3	56390.19	20.7	167.3	1.2	Track
38	200.5	-16.4	16.4	56470.11	14	93.3	1.2	Track
39	101.3	-11.6	13.3	56480.66	-17.9	106.2	14.2	Shower
40	157.3	-16.7	15.9	56501.16	-48.5	143.9	11.7	Shower
41	87.6	-10	8.4	56603.11	3.3	66.1	11.1	Shower
42	76.3	-11.6	10.3	56613.26	-25.3	42.5	20.7	Shower
43	46.5	-4.5	5.9	56628.57	-22	206.6	1.3	Track
44	84.6	-7.9	7.4	56671.88	0	336.7	1.2	Track
45	429.9	-49.1	57.4	56679.2	-86.3	219	1.2	Track
46	158	-16.6	15.3	56688.07	-22.3	150.5	7.6	Shower
47	74.3	-7.2	8.3	56704.6	67.4	209.4	1.2	Track
48	104.7	-10.2	13.5	56705.94	-33.2	213	8.1	Shower
49	59.9	-7.9	8.3	56722.41	-26.3	203.2	21.8	Shower



Tabla A.3.: Catálogo HESE

ID	Energía (TeV)	Emin	Emax	Tiempo(MJD)	Dec.(deg.)	RA(deg.)	Resol.(deg.)	Topol.
50	22.2	-2	2.3	56737.2	59.3	168.6	8.2	Shower
51	66.2	-6.1	6.7	56759.22	54	88.6	6.5	Shower
52	158.1	-18.4	16.3	56763.54	-54	252.8	7.8	Shower
53	27.6	-2.2	2.6	56767.07	-37.7	239	1.2	Track
54	54.5	-6.3	5.1	56769.03	6	170.5	11.6	Shower
56	104.2	-10	9.7	56817.38958	-50.1	280.5	6.5	Shower
57	132.1	-16.8	18.1	56830.52665	-42.2	123	14.4	Shower
58	52.6	-5.7	5.2	56859.75882	-32.4	102.1	1.3	Track
59	124.6	-11.7	11.6	56922.5853	-3.9	63.3	8.8	Shower
60	93	-11.7	12.9	56931.9311	-37.9	32.7	13.3	Shower
61	53.8	-6.3	7.2	56970.20736	-16.5	55.6	1.2	Track
62	75.8	-7.1	6.7	56987.77219	13.3	187.9	1.3	Track
63	97.4	-9.6	9.6	57000.14311	6.5	160	1.2	Track
64	70.8	-7.7	8.1	57036.74378	-27.3	144.5	10.6	Shower
65	43.3	-5.2	5.9	57051.66378	-33.5	72.8	17.5	Shower
66	84.2	-9.9	10.7	57053.12727	38.3	128.7	18.3	Shower

Tabla A.3.: Catálogo HESE

ID	Energía (TeV)	Emin	Emax	Tiempo(MJD)	Dec.(deg.)	RA(deg.)	Resol.(deg.)	Topol.
67	165.7	-15.5	16.5	57079.96532	3	335.7	7	Shower
68	59.1	-6	8	57081.53526	-15.7	294.3	11.7	Shower
69	18	-2	2.2	57133.79007	0.3	236.2	15.7	Shower
70	98.8	-11.1	12	57134.39812	-33.5	93.9	12.3	Shower
71	73.5	-10.5	10	57140.47276	-20.8	80.7	1.2	Track
72	35.3	-4.1	4.6	57144.29607	28.3	203.2	19.5	Shower
73	26.2	-2.3	2.6	57154.83679	11.1	278.4	6.9	Shower
74	71.3	-8.1	9.1	57157.00077	-0.9	341	12.7	Shower
75	164	-21.4	20.7	57168.4045	70.5	259	13.1	Shower
76	126.3	-12.7	12	57276.5653	-0.4	240.2	1.2	Track
77	39.5	-3.7	3.8	57285.01732	2.1	278.4	7.2	Shower
78	56.7	-6.9	7	57363.44233	7.5	0.4	1.2	Track
79	158.2	-19.8	20.3	57365.75249	-11.1	24.6	14.6	Shower
80	85.6	-10.6	11.1	57386.35877	-3.6	146.6	16.1	Shower
81	151.8	-21.6	13.9	57480.64736	-79.4	45	13.5	Shower
82	159.3	-15.3	15.5	57505.24482	9.4	240.9	1.2	Track

Tabla A.4.: Eventos del Catálogo EHE

ID	MJD	Energí(TeV)	Decl. (deg)	R.A.(deg)
1	55056.7	480	1.23	29.51
2	55141.13	250	11.74	298.21
3	55355.49	340	23.58	344.93
4	55370.74	260	47.8	141.25
5	55387.54	230	21	306.96
6	55421.51	770	15.21	252
7	55464.9	460	13.4	266.29
8	55478.38	660	11.09	331.08
9	55497.3	950	0.5	88.95
10	55513.6	520	3.15	285.95
11	55589.56	240	1.03	307.71
12	55702.77	300	20.3	235.13
13	55722.43	210	35.55	272.22
14	55764.22	210	5.29	315.66
15	55896.86	300	1.87	222.87
16	55911.28	660	19.1	36.65

Tabla A.4.: Eventos del Catálogo EHE

ID	MJD	Energí(TeV)	Decl. (deg)	R.A. (deg)
17	56062.96	200	31.96	198.74
18	56146.21	260	1.57	330.1
19	56211.77	210	-2.39	205.11
20	56226.6	750	28.04	169.61
21	56470.11	670	14.46	93.38
22	56521.83	400	-4.44	224.89
23	56579.91	390	10.2	32.94
24	56666.5	850	32.82	293.29
25	56799.96	400	18.05	349.39
26	56817.64	340	1.29	106.26
27	56819.2	4450	11.42	110.63
28	57049.48	210	4.56	100.48
29	57157.94	240	12.18	91.6
30	57217.9	300	26.1	325.5
31	57246.8	380	6	328.4
32	57269.8	220	28	134

**Tabla A.4.:** Eventos del Catálogo EHE

ID	MJD	Energí(TeV)	Decl. (deg)	R.A.(deg)
33	57312.7	230	19.9	197.6
34	57340.9	740	12.6	76.3
35	57478.6	380	15.6	15.6
36	57672.1	330	26.6	9.7





# Referencias

- [1] J. H. Croston, R. P. Kraft, and M. J. Hardcastle, **660**, 191 (2007), astro-ph/0702094.
- [2] B. Mingo *et al.*, The Astrophysical Journal **731**, 21 (2011).
- [3] B. Mingo *et al.*, The Astrophysical Journal **758**, 95 (2012).
- [4] G. Dobler, D. P. Finkbeiner, I. Cholis, T. Slatyer, and N. Weiner, The Astrophysical Journal **717**, 825 (2010).
- [5] S. L. Snowden *et al.*, The Astrophysical Journal **485**, 125 (1997).
- [6] E. Carretti *et al.*, Nature **493**, 66 (2013).
- [7] D. P. Finkbeiner, The Astrophysical Journal **614**, 186 (2004).
- [8] M. Su, T. R. Slatyer, and D. P. Finkbeiner, The Astrophysical Journal **724**, 1044 (2010).
- [9] R. M. Crocker and F. Aharonian, Phys. Rev. Lett. **106**, 101102 (2011).
- [10] M. Su, *Tesis de Doctorado, Discovery of Giant Gamma-ray Bubbles in the Milky Way*, PhD thesis, 2012.
- [11] P. Mertsch and S. Sarkar, Phys. Rev. Lett. **107**, 091101 (2011).
- [12] K. Zubovas, A. R. King, and S. Nayakshin, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters **415**, L21 (2011).
- [13] S. Thoudam, The Astrophysical Journal Letters **778**, L20 (2013).
- [14] K. Cheng, D. O. Chernyshov, V. A. Dogiel, C. M. Ko, and W. Ip, The Astrophysical Journal Letters **731**, L17 (2011).
- [15] M. Ackermann *et al.*, The Astrophysical Journal **793**, 64 (2014).
- [16] K. S. Cheng, D. O. Chernyshov, V. A. Dogiel, and C. M. Ko, The Astrophysical



- Journal **790**, 23 (2014).
- [17] R. M. Crocker, G. V. Bicknell, A. M. Taylor, and E. Carretti, *The Astrophysical Journal* **808**, 107 (2015).
- [18] H.-Y. K. Yang, M. Ruszkowski, and E. G. Zweibel, *Galaxies* **6** (2018).
- [19] J. Bland-Hawthorn, P. R. Maloney, R. S. Sutherland, and G. J. Madsen, *The Astrophysical Journal* **778**, 58 (2013).
- [20] J. Kataoka *et al.*, **779**, 57 (2013), 1310.3553.
- [21] T. Fang and X. Jiang, *The Astrophysical Journal* **785**, L24 (2014).
- [22] B. B. Nath, K. C. Sarkar, and P. Sharma, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **453**, 3827 (2015).
- [23] I. Collaboration, *Science* **342** (2013).
- [24] C. Lunardini and S. Razzaque, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 221102 (2012).
- [25] S. Razzaque, *Phys. Rev. D* **88**, 081302 (2013).
- [26] C. Lunardini, S. Razzaque, and L. Yang, *Phys. Rev. D* **92**, 021301 (2015).
- [27] A. U. Abeysekara *et al.*, *The Astrophysical Journal* **842**, 85 (2017).
- [28] U. of Wisconsin, *IceCube Masterclass: Energies and rates of the cosmic-ray particles* .
- [29] E. Fermi, *Physical Review* **75**, 1169 (1949).
- [30] E. Fermi, **119**, 1 (1954).
- [31] A. R. Bell, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **182**, 147 (1978).
- [32] B. Ripperda, (2018).
- [33] F. M. Rieger and P. Duffy, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics* **5** (2005).
- [34] A. M. Hillas, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **22**, 425 (1984).
- [35] F. Fraschetti, **366**, 4417 (2008).
- [36] T. K. Gaisser, R. Engel, and E. Resconi, *Cosmic Rays and Particle Physics* (, 2016).

- [37] F. M. Rieger, E. de Oña-Wilhelmi, and F. A. Aharonian, *Frontiers of Physics* **8**, 714 (2013), 1302.5603.
- [38] W. Becker and B. Aschenbach, ROSAT HRI Observations of the Crab Pulsar: an Improved Temperature Upper Limit for PSR 0531+21, in *NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C*, edited by M. A. Alpar, U. Kiziloglu, and J. van Paradijs, , NATO Advanced Science Institutes (ASI) Series C Vol. 450, p. 47, 1995, astro-ph/9503012.
- [39] G. P. Rowell, *Bulletin of the Astronomical Society of India* **30**, 25 (2002), astro-ph/0112214.
- [40] S. Wakely, D. Horan, is partially supported by NASA, and the NSF, <http://tevcat.uchicago.edu/> .
- [41] A. T. Araudo, *Radiación no-térmica asociada a ondas de choque astrofísicas*, PhD thesis, Universidad Nacional de La Plata Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, 2010.
- [42] T. F. Ashok Das, *Introduction to nuclear and particle physics* (, 1994).
- [43] F. W. Stecker, NASA Special Publication **339**, 211 (1973).
- [44] S. R. Kelner, F. A. Aharonian, and V. V. Bugayov, *Phys. Rev. D* **74**, 034018 (2006).
- [45] G. R. Blumenthal and R. J. Gould, *Reviews of Modern Physics* **42**, 237 (1970).
- [46] B. D. Cerutti and G. Henri, *Anisotropic inverse Compton scattering in gamma-ray binaries*, Tesis de maestría, 2007.
- [47] J. Vink, **486**, 837 (2008), 0806.4393.
- [48] C. L. Sarazin and J. C. Kempner, **533**, 73 (2000), astro-ph/9911335.
- [49] J. Nevalainen, T. Oosterbroek, M. Bonamente, and S. Colafrancesco, **608**, 166 (2004), astro-ph/0311142.
- [50] H. Collaboration, *Nature* **531**, 476–479 (2016).
- [51] V. Bosch-Ramon, F. A. Aharonian, and J. M. Paredes, **432**, 609 (2005), astro-ph/0411508.
- [52] E. Fermi, *Springer-Verlag Physik* **88**, 161 (1934).

- [53] F. Reines and C. Cowan, *Nature* **178**, 446 (1956).
- [54] J. A. Formaggio and G. P. Zeller, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1307 (2012).
- [55] U. Katz and C. Spiering, Elsevier. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **67**, 651 (2012).
- [56] F. Krennrich and M. Orr, arXiv e-prints , arXiv:1304.8057 (2013), 1304.8057.
- [57] T. T. C. 2013, [t2k-experiment.org/neutrinos/neutrino-detection](http://t2k-experiment.org/neutrinos/neutrino-detection) .
- [58] A. Ferrer Soria and E. Ros Martínez, *Física de partículas y de astropartículas* (Universidad de Valencia, España, 2005).
- [59] F. Halzen and U. Katz, *Advances in High Energy Physics* **2013** (2013).
- [60] S. Mollerach and E. Roulet, Elsevier. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **98**, 85 (2018).
- [61] F. Aharonian, J. Buckley, T. Kifune, and G. Sinnis, *Rep. Prog. Phys* **71**, 96901 (2008).
- [62] D. Hooper and T. R. Slatyer, *Physics of the Dark Universe* **2** (2013).
- [63] Planck Collaboration, Ade, P. A. R., and A. et al., *A&A* **571**, A9 (2014).
- [64] X. H. Sun *et al.*, **811**, 40 (2015), 1508.03889.
- [65] C. J. Salter, *Bulletin of the Astronomical Society of India* **11**, 1 (1983).
- [66] F. Guo and W. G. Mathews, *The Astrophysical Journal* **756**, 181 (2012).
- [67] M. Su and D. P. Finkbeiner, *The Astrophysical Journal* **753**, 61 (2012).
- [68] R. M. Crocker, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **423**, 3512 (2012).
- [69] F. Guo, W. G. Mathews, G. Dobler, and S. P. Oh, *The Astrophysical Journal* **756**, 182 (2012).
- [70] IceCube Collaboration, M. G. Aartsen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 101101 (2014).
- [71] R. Abbasi *et al.*, *Astroparticle Physics* **35**, 615 (2012).
- [72] W. B. Atwood *et al.*, **697**, 1071 (2009), 0902.1089.
- [73] S. University, Extraído de <https://www-glast.stanford.edu/instrument.html> .

- [74] C. Sgro, Nuclear and Particle Physics Proceedings **279-281**, 1 (2016), Proceedings of the 9th Cosmic Ray International Seminar.
- [75] M. Ackermann *et al.*, **203**, 4 (2012), 1206.1896.
- [76] W. Atwood *et al.*, arXiv e-prints , arXiv:1303.3514 (2013), 1303.3514.
- [77] U. of Wisconsin, IceCube Masterclass: Detectors, [icecube.wisc.edu/science/icecube/detector](http://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector) .
- [78] N. Choma *et al.*, arXiv e-prints , arXiv:1809.06166 (2018), 1809.06166.
- [79] M. Aartsen *et al.*, Nuclear Physics B **908**, 161 (2016), Neutrino Oscillations: Celebrating the Nobel Prize in Physics 2015.
- [80] U. of Wisconsin, IceCube Masterclass: Searching for neutrino sources with IceCube cascade events, [icecube.wisc.edu/news/view/504](http://icecube.wisc.edu/news/view/504) .
- [81] U. of Wisconsin, IceCube Masterclass: Enabling multimessenger astronomy with IceCube real-time neutrino alerts, [icecube.wisc.edu/science/data/realtime alerts](http://icecube.wisc.edu/science/data/realtime%20alerts) .
- [82] M. G. Aartsen *et al.*, The Astrophysical Journal **833**, 3 (2016).
- [83] M. A. e. Icecube collaboration: M. G. Aartsen, K. Abraham, arXiv:1607.08006v3 (2017).
- [84] NASA, [science.nasa.gov/toolkits/spacecraft-icons](http://science.nasa.gov/toolkits/spacecraft-icons) .
- [85] A. Cordero-Dávila *et al.*, Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering (2006).
- [86] F. S. Greus, Nuclear and Particle Physics Proceedings **273-275**, 289 (2016), 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP).
- [87] G. B. Yodh, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements **52**, 264 (1997).
- [88] R. A. María Ma. González, [www.revista.unam.mx/vol.10/num10/art66int66-3.htm](http://www.revista.unam.mx/vol.10/num10/art66int66-3.htm) .
- [89] A. Shukurov, L. F. S. Rodrigues, P. J. Bushby, J. Hollins, and J. P. Rachen, **623**, A113 (2019), 1809.03595.
- [90] Y. GUO, International Cosmic Ray Conference **6**, 271 (2011), 1101.5192.
- [91] B. M. Gaensler and P. O. Slane, Annual Review of Astronomy and Astrophysics **44**, 17 (2006).

- [92] Q. D. Wang, F. Lu, and C. C. Lang, *The Astrophysical Journal* **581**, 1148 (2002).
- [93] Clavel, M. *et al.*, *A&A* **558**, A32 (2013).

# Lista de Figuras

1.1. Flujo de rayos cósmicos como función de la energía por partícula. . . . .	5
1.2. Diagrama de Hillas. . . . .	8
1.3. Secciones eficaces. . . . .	18
1.4. Distribución espectral de energía. . . . .	19
1.5. Distribución espectral de energía. . . . .	20
1.6. Diagrama de Feynman. . . . .	21
1.7. Espectro de energías del neutrino . . . . .	24
1.8. Ilustración del efecto Cherenkov . . . . .	29
1.9. Cascadas . . . . .	30
2.1. Espectro de rayos gamma . . . . .	32
2.2. Mapas de emisión de las Burbujas de Fermi. . . . .	33
2.3. Mapas de emisión de las Burbujas de Fermi. . . . .	35
2.4. Caricatura de la distribución de las burbujas de Fermi . . . . .	36
2.5. Posible presencia de jets de rayos gamma . . . . .	37
2.6. Espectro de las burbujas de Fermi de acuerdo a los dos modelos de aceleración de rayos cósmicos . . . . .	42
2.7. Modelos del espectro de rayos gamma de las burbujas de Fermi. . . . .	43
3.1. Detector LAT . . . . .	46
3.2. Diseño y dimensiones del Observatorio IceCube . . . . .	48

---

3.3. Áreas efectivas de neutrinos . . . . .	50
3.4. Áreas efectivas de neutrinos tauónicos . . . . .	51
3.5. Firmas típicas de eventos observados por IceCube . . . . .	52
3.6. Mapa Galáctico . . . . .	57
3.7. Ampliación de la región de las burbujas de Fermi . . . . .	58
3.8. Detección de rayos gamma . . . . .	60
4.1. Modelos hadrónicos . . . . .	71
4.2. Modelo de dispersión Compton inversa . . . . .	72
4.3. Ajustes seleccionados para la región Norte . . . . .	73
4.4. Ajustes seleccionados para la región Norte . . . . .	74
4.5. Ajustes seleccionados para la burbuja Sur . . . . .	75
4.6. Número de eventos esperados para la burbuja Norte . . . . .	76
4.7. Número de eventos esperados. . . . .	77
4.8. Número de eventos esperados para la burbuja Sur . . . . .	78
4.9. Espectro lepto-hadrónico para la burbuja Norte . . . . .	79
4.10. Espectro lepto-hadrónico para la burbuja Sur . . . . .	80

# Lista de Tablas

3.1. Flujos de emisión gamma medidos en la región de las burbujas de Fermi	47
3.2. Eventos correlacionados espacialmente con las burbujas de Fermi bajo los estándares establecidos. . . . .	55
3.3. Distribución de frecuencias y flujos de los neutrinos en cada una de las burbujas de Fermi. . . . .	59
3.4. Límites superiores del flujo diferencial de energía para la burbuja Norte de acuerdo con HAWC [27]. . . . .	62
4.1. Parámetros empleados para la construcción de los ajustes del espectro de rayos gamma en el modelo hadrónico. . . . .	65
A.1. Alertas del catálogo EHE. . . . .	81
A.2. Alertas del catálogo HESE . . . . .	82
A.3. Catálogo HESE . . . . .	83
A.3. Catálogo HESE . . . . .	84
A.3. Catálogo HESE . . . . .	85
A.3. Catálogo HESE . . . . .	86
A.3. Catálogo HESE . . . . .	87
A.4. Eventos del Catálogo EHE . . . . .	88
A.4. Eventos del Catálogo EHE . . . . .	89
A.4. Eventos del Catálogo EHE . . . . .	90