



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO  
POSGRADO EN ASTROFÍSICA  
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

Estudio de PeV-neutrino, rayos- $\gamma$  y Rayos C3smicos Ultra Energ3ticos  
alrededor de los l3bulos de Centaurus A

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:

Maestro en Ciencias (Astrof3sica)

PRESENTA:

Edilberto Aguilar Ruiz

TUTOR

Dr. Nissim Ilich Fraija Cabrera  
Posgrado en Astrof3sica

LUGAR Y FECHA

Ciudad Universitaria, Cd. Mx., Julio de 2018



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.

## Estudio de PeV-neutrino, rayos- $\gamma$ y Rayos C3smicos Ultra Energ3ticos alrededor de los l3bulos de Centaurus A

**Resumen:** El observatorio Pierre Auger report3 la distribuci3n espacial en la direcci3n de arriba de los rayos c3smicos ultra energ3ticos. Estos eventos fueron colectados en 10 a3os de operaci3n con declinaciones entre  $-90^\circ$  y  $+45^\circ$ . El telescopio de neutrinos IceCube report3 la detecci3n de 54 neutrinos de origen astrof3sico en el cat3logo HESE (High Energy Starting Events). El evento m3s energ3tico (IC35) reportado en este cat3logo tiene una energ3a de  $2004^{+236}_{-262}$  TeV y una localizaci3n centrada en RA=  $+208.4^\circ$  y DEC=  $-55.8^\circ$  (J2000). Siendo Centaurus A la radio galaxia con n3cleo activo m3s cercana y uno de los mejores candidatos para acelerar rayos c3smicos hasta energ3as  $\sim 10^{20}$  eV, se mostr3 que los rayos c3smicos ultra energ3ticos con  $E > 58$  EeV alrededor de la direcci3n de Centaurus A (a un radio angular de  $\sim 15^\circ$ ) podr3an ser acelerados dentro de los l3bulos gigantes. Estudiando la composici3n de los rayos c3smicos ultra energ3ticos a trav3s del proceso de fotodesintegraci3n provocado por los fotones de la radiaci3n c3smica de fondo en microondas y los 3ngulos de deflexi3n promedio provocado por los campos magn3ticos tanto gal3ctico como extragal3ctico, se mostr3 que la composici3n predominante m3s prometedora de los rayos c3smicos ultra energ3ticos son n3cleos de Carbono y Nitr3geno. Estos rayos c3smicos inevitablemente interaccionan con la radiaci3n externa y el gas del medio mientras se propagan a trav3s de los l3bulos y durante su trayectoria hacia la tierra. Usando las edades de los radio l3bulos gigantes y aquellos rayos c3smicos ultra energ3ticos en la direcci3n del evento IC35, se encontr3 que el evento IC35 no puede ser generado dentro de los l3bulos gigantes. Adicionalmente, considerando las galaxias m3s cercanas alrededor de Centaurus A y las interacciones en su trayectoria hacia la tierra, se encontr3 que el evento IC35 podr3a ser creado en la galaxia espiral NGC4945.

**Palabras claves:** N3cleo activo de galaxias, Centaurus A, NGC4945, aceleraci3n de part3culas, mecanismos de radiaci3n no t3rmicos, neutrinos de altas energ3as, arXiv 1709.05766.

**Abstract:** Pierre Auger observatory reported the distribution of arrival directions of the highest energy cosmic rays. These events were collected in 10 years of operations with declinations between  $-90^\circ$  and  $+45^\circ$ . The IceCube neutrino telescope reported the detection of 54 astrophysical neutrinos in the High-Energy Starting Events (HESE) catalog. The

highest-energy neutrino event (IC35) reported in this catalog had an energy of  $2004^{+236}_{-262}$  TeV and was located centered at RA=  $+208.4^\circ$  and DEC=  $-55.8^\circ$  (J2000). Being Centaurus A the nearest radio-loud active galactic nucleus and one of the best potential candidates for accelerating cosmic rays up to  $\sim 10^{20}$  eV, I show that UHECRs with  $E > 58$  EeV around the direction of Centaurus A ( $\sim 15^\circ$  radius) could be accelerated inside the giant lobes. Studying the composition of UHECRs through the photodisintegration processes due to Cosmic Microwave background photons and the average deflecting angles that nuclei undergo due to galactic and extragalactic magnetic fields, it is shown that the most promising candidates of UHECR composition are Carbon and Nitrogen nuclei. These cosmic rays unavoidably interact with external radiation fields and ambient gas whereas they propagate through the lobes and their paths to Earth. Using buoyancy ages of the giant radio lobes and those UHECRs in the direction of the IC35 event, I found that the IC35 event cannot be generated inside the giant lobes. Additionally, considering the closest Galaxies around Centaurus A and the hadronic interactions in their paths to Earth, I found that IC35 event might be created in the spiral Galaxy NGC4945.

**Key words:** Active Galaxies Nuclei, Centaurus A, NGC4945, acceleration of particles, radiation mechanism nonthermal, high-energy neutrinos, arXiv1709.05766.



# Índice general

<b>1. Introducción</b>	<b>7</b>
1.1. Rayos cósmicos . . . . .	7
1.1.1. Espectro . . . . .	7
1.1.2. Candidatos astrofísicos . . . . .	10
1.2. Fermi-LAT y rayos- $\gamma$ . . . . .	11
1.3. Neutrinos astrofísicos . . . . .	12
1.3.1. Neutrinos en IceCube . . . . .	12
1.3.2. Candidatos astrofísicos extragalácticos . . . . .	14
<b>2. Rayos cósmicos, neutrinos y rayos-<math>\gamma</math></b>	<b>21</b>
2.1. Rayos Cósmicos . . . . .	21
2.1.1. Aceleración de rayos cósmicos . . . . .	21
2.1.2. Fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos . . . . .	24
2.1.3. Propagación de rayos cósmicos ultra energéticos . . . . .	28
2.1.4. Luminosidad de rayos cósmicos ultra energéticos . . . . .	30
2.2. Radiación no térmica en astronomía de altas energías . . . . .	31
2.2.1. Radiación sincrotrón . . . . .	31
2.2.2. Dispersión Compton inverso . . . . .	32
2.2.3. Procesos hadrónicos . . . . .	33
2.2.4. Atenuación de rayos- $\gamma$ . . . . .	33
2.3. Conexión entre neutrinos, rayos- $\gamma$ y rayos cósmicos . . . . .	34
2.3.1. Interacciones hadronuclear . . . . .	34
2.3.2. Interacciones fotohadronica . . . . .	35
2.3.3. Número esperado de neutrinos en el Telescopio IceCube . . . . .	35
<b>3. Centaurus A</b>	<b>39</b>
3.1. Radio estructuras . . . . .	40
3.1.1. Lóbulos gigantes . . . . .	40

3.1.2.	Lóbulos internos . . . . .	42
3.1.3.	Jets internos . . . . .	43
3.2.	Cen A como fuente de UHECRs . . . . .	43
3.3.	Parámetros de los lóbulos gigantes . . . . .	45
<b>4.</b>	<b>Evento IC35, UHECRs y Centaurus A</b>	<b>47</b>
4.1.	Rayos cósmicos ultra energéticos . . . . .	48
4.1.1.	Tiempos característicos, composición y deflexión . . . . .	48
4.1.2.	Análisis estadístico de UHECRs . . . . .	51
4.1.3.	Luminosidad de rayos cósmicos . . . . .	55
4.2.	Origen hadrónico de rayos- $\gamma$ observados por Fermi-LAT . . . . .	56
4.3.	Emisión de neutrinos . . . . .	57
4.3.1.	Interacción dentro de los lóbulos . . . . .	57
4.3.2.	Interacción alrededor de los lóbulos . . . . .	61
4.4.	¿Podría el evento IC35 ser producido en las galaxias alrededor Cen A? . .	61
4.4.1.	Rayos cósmicos en NGC 4945 . . . . .	64
4.4.2.	Neutrinos en NGC 4945 . . . . .	68
4.4.3.	Rayos- $\gamma$ en NGC 4945 . . . . .	68
<b>5.</b>	<b>Conclusiones</b>	<b>71</b>

# Capítulo 1

## Introducción

Los neutrinos son considerados mensajeros astronómicos perfectos debido a su muy baja capacidad para interactuar con la materia y la radiación. Son capaces de escapar de los entornos donde son creados, a diferencia de los fotones de altas energías que son fácilmente absorbidos por la radiación mediante la creación de pares,  $\gamma\gamma$ . Por su ausencia de carga eléctrica, a diferencia de los rayos cósmicos (CRs, *Cosmic Rays*), pueden viajar grandes distancias sin ser deflectados por campos magnéticos haciendo posible determinar su dirección de emisión. Adicionalmente, una precondition para la creación de neutrinos de altas energías ( $\nu$ -AE) es que dichas fuentes astrofísicas también deben ser aceleradores de rayos cósmicos muy energéticos. Por lo tanto, neutrinos de altas energías pueden darnos una señal indirecta acerca del origen de los rayos cósmicos, los cuales a pesar de haber sido descubiertos hace más de un siglo su origen sigue siendo un misterio. Se espera que los  $\nu$ -AE astrofísicos sean creados por interacciones hadrónicas en la propagación de los CRs con el gas (proton-proton,  $pp$ ) y la radiación (proton-fotón,  $p\gamma$ ) del medio, donde los neutrinos se llevan el 5 % de la energía de los CRs. Así, la detección de neutrinos agrega un nuevo pilar en la astronomía de multimensajeros.

### 1.1. Rayos cósmicos

#### 1.1.1. Espectro

Desde su detección en 1912 por Hess [1], los rayos cósmicos siguen siendo todo un misterio y su origen permanece sin identificarse. Los rayos cósmicos ultra energéticos (UHECRs, *Ultra-High Energy Cosmic Rays*), son las partículas más energéticas del universo, alcanzando hasta  $\sim 10^{20}$  eV, mucho más de las conseguidas en cualquier acelerador terrestre.



La identificación de fuentes de UHECRs son todo un reto, aún no se sabe que tipo de objetos astrofísicos son capaces de producir tales partículas. Y el mecanismo a través de cómo estos CRs son acelerados es debatido. En los mecanismos de aceleración de Fermi, propuestos por primera vez por Enrico Fermi en 1949 [2], las partículas ganan energía mediante la interacción con inhomogeneidades magnéticas. Este mecanismo es comúnmente conocido como *mecanismo de aceleración de Fermi de segundo orden*, y da su nombre debido a que la ganancia de energía en cada interacción es proporcional al cuadrado de la velocidad de las inhomogeneidades magnéticas. Una modificación al mecanismo de Fermi de segundo orden fue hecha por [3–5] haciendo uso de la presencia de un choque fuerte, fenómeno muy común en el universo, donde las partículas ganan energía en cada cruce de la región de choque. En este proceso la ganancia de energía en cada cruce es proporcional en forma lineal a la velocidad del choque, así este mecanismo es conocido como *mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden*. Ambos mecanismos predicen un espectro con una ley de potencias, tal como las observaciones indican (ver figura 1.1). El mecanismo de Fermi de primer orden es más eficiente que el de segundo y es uno de los más prometedores para acelerar partículas hasta energías de  $\sim 10^{20}$  eV.

Desde la detección hecha por Hess múltiples experimentos han sido desarrollados para la observación de CRs a diferentes energías. La figura 1.1 muestra el flujo de rayos cósmicos observados en la tierra por diferentes experimentos. El espectro está conformado por una serie de tres leyes de potencia,  $E^{-s}$ . La primera con un índice espectral de  $s = 2.7$  se extiende hasta energías de  $\sim 3$  PeV, este punto es conocido como la *rodilla*. Es bien aceptado que el origen de esta componente es galáctica. A energías superiores el índice espectral es  $s = 3$  y se extiende hasta otro corte conocido como el *tobillo* cerca de  $\sim 3$  EeV. Esta región se cree es una transición entre rayos cósmicos de origen galáctico a extragaláctico y el cambio en el índice espectral es asociado a un cambio en el régimen de difusión de los CRs [6]. Arriba del tobillo, el índice espectral es de  $s = 2.6$  y se mantiene hasta energías de  $\sim 60$  EeV. A energías superiores un cambio en el índice espectral es observado. Se cree que la componente arriba del tobillo es predominantemente de origen extragaláctico debido a que el radio de Larmor de una partícula moviéndose en el campo magnético galáctico excede el tamaño de la galaxia, por lo tanto el disco y el halo galáctico no pueden contener partículas hasta tales energías. Esta componente se extiende hasta energías de  $\sim 10^{20}$  eV.

El Pierre Auger Observatory (PAO) y el Telescope Array (TA) son los experimentos para el estudio de UHECRs más grandes y avanzados de la actualidad, ubicados en el hemisferio sur y norte, respectivamente. Ubicado en la provincia de Mendoza, Argentina, PAO cubre una extensión de  $3000 \text{ km}^2$  en arreglos de estaciones con detectores Cherenkov. PAO reportó la detección de 27 UHECRs con energías  $E > 57$  EeV [7] los cuales son coincidentes con la distribución de las galaxias con Núcleo Activo (AGNs, *Active Galaxies*

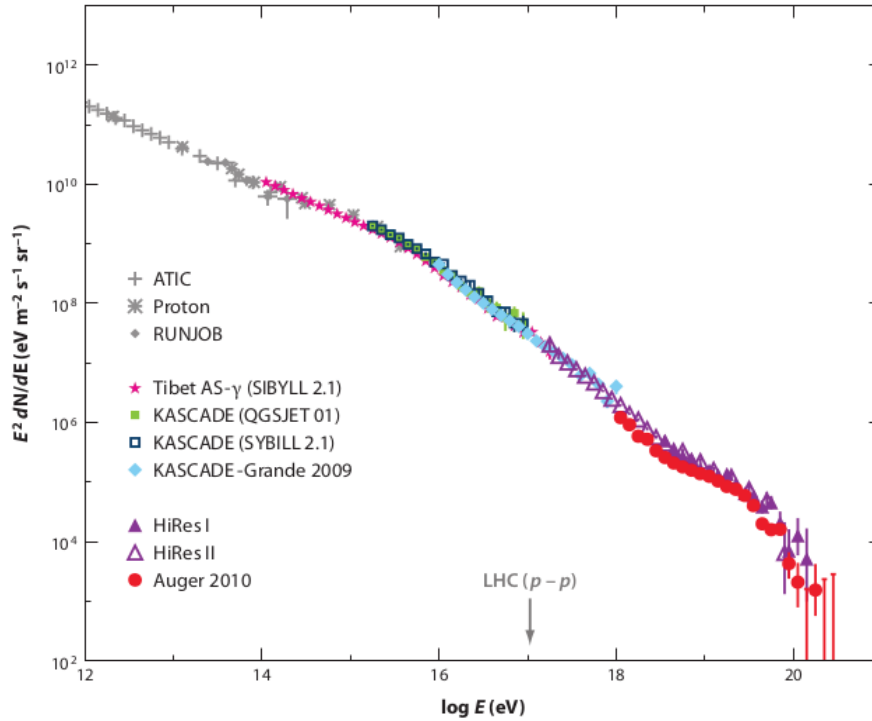


Figura 1.1: Espectro de rayos cósmicos detectados por múltiples experimentos. [8]

*Nuclei*) en el universo local. Esta posible correlación puede ser un indicio de que los UHECRs son atenuados por la radiación cósmica de fondo en microondas (CMB, *Cosmic Microwave Background*), entonces es de esperarse que las fuentes de dichos UHECRs observados tengan un origen con fuentes ubicadas a no más de  $\lesssim 100$  Mpc. El espectro y distribución de los UHECRs detectados por PAO y TA es mostrado en la figura 1.2.

Adicionalmente, PAO reporta una supresión en el flujo de los UHECR a energías de  $\sim 4 \times 10^{19}$  eV [9]. Esta puede ser una prueba más (junto a la coincidencia de los UHECRs con la distribución de AGNs en el universo local) de que los UHECRs son atenuados por la radiación de fondo, mediante el mecanismo Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK). Dicha supresión no puede ser considerada una prueba definitiva, debido a que el final del espectro pueda deberse también a una limitante en el proceso de aceleración de CRs, restringiendo la energía máxima de los UHECRs. Un punto clave en la identificación del horizonte GZK será la detección de neutrinos ultra energéticos ( $\nu$ -UEs). Adicionalmente, la composición dominante de UHECRs, la cual aún permanece desconocida puede ayudarnos a resolver el problema sobre su origen. Si los UHECRs son núcleos estos sufrirán el proceso de

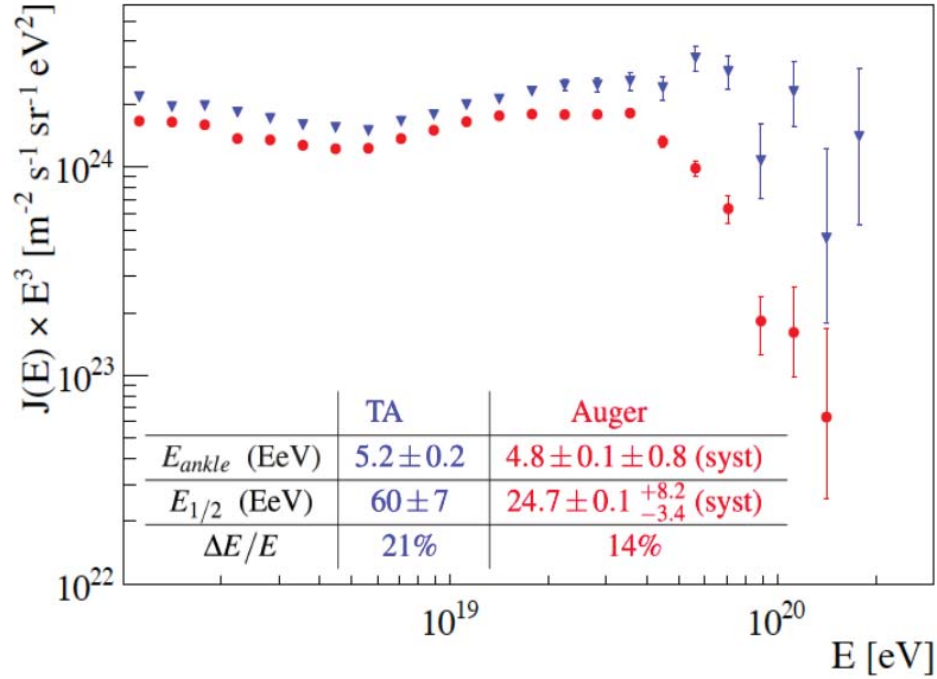


Figura 1.2: Espectro de UHECRs detectados por el Pierre Auger Observatory (puntos rojos) y el Telescope Array (puntos azules). También se muestra la energía correspondiente al tobillo,  $E_{ankle}$  y la energía de supresión en el flujo,  $E_{1/2}$  [10].

fotodesintegración y dependiendo del peso atómico la distancia máxima de emisión será disminuida, reduciendo el número de candidatos.

### 1.1.2. Candidatos astrofísicos

El problema sobre el origen de estos rayos cósmicos sigue siendo un reto y preguntas como ¿dónde se aceleran?, ¿cuál es el mecanismo para acelerarlos hasta tales energías? y ¿cuál es la composición dominante de estos? son preguntas fundamentales para resolver dicho misterio. Múltiples fuentes han sido propuestas y aunque aún no ha sido posible identificar una, han sido establecidas restricciones en sus propiedades. Un criterio simple fue proporcionado por [11], dando el argumento de que las regiones de aceleración de UHECRs deben ser capaces de contenerlos. Entonces el tamaño de la fuente debe ser mayor al radio de Larmor de la partícula. Esta es una restricción pero no un criterio suficiente para determinar el origen de los CRs. Otra restricción es la luminosidad y se han

propuesto trabajos [12, 13], que limitan aún más el número de candidatos.

Las principales fuentes propuestas usando argumentos energéticos son los Destellos de Rayos Gamma (GRBs, *Gamma Rays Bursts*), con energías del orden de  $\sim 10^{50}$  erg/s, donde si una sola fracción de esta es dedicada a la aceleración de CRs, los GRBs son las fuentes más factibles. Aunque estudios recientes muestran que los choques ultra relativistas son ineficientes en la aceleración de UHECRs limitando la energía máxima a solo  $\sim$  PeV [14, 15]. Además en [16] muestran que CRs no son eficientemente acelerados en GRBs energéticos dejando solo a GRBs de baja luminosidad como candidatos.

Otras fuentes astrofísicas potenciales son los AGNs, especialmente las radio galaxias o blazares [12, 17, 18]. Los eventos de PAO parecen coincidir con la distribución espacial de AGNs en el universo local aunque la significancia de esta correlación no supera los  $3\sigma$  para ser aceptada [7]. La radio galaxia más cerca Centaurus A ha sido ampliamente propuesta como fuente de UHECRs soportada por la posible existencia de una aparente anisotropía en esa dirección.

## 1.2. Fermi-LAT y rayos- $\gamma$

Fermi-LAT (Large Area Telescope) es un instrumento a bordo del satélite Fermi de la Administración Nacional Aeronáutica y del Espacio (NASA) y desde que inició su operación en 2008 ha revolucionado la forma de entender los fenómenos más violentos del universo. Fermi-LAT cubre energías desde docenas de MeV hasta cientos de GeV y tiene un enorme campo de visión (FOV, *Field Of View*) que cubre cerca de una quinta parte del cielo al mismo instante.

En adición a los CRs la emisión de los neutrinos mediante procesos hadrónicos también demanda una componente electromagnética en altas energías cuyo flujo debe ser del orden del flujo de los neutrinos emitidos. Considerando que el universo está cubierto por radiación electromagnética tanto de origen térmico como la radiación de fondo en microondas y de origen no térmico como la radiación gamma extragaláctica de fondo (EGB, *Extragalactic Gamma Background*) esta última componente podría estar relacionada con el flujo difuso de los neutrinos detectados por IceCube.

La EGB es una superposición de todas las fuentes que emiten en rayos- $\gamma$  en el universo observable. Estas fuentes principalmente son galaxias con brotes de formación estelar (SBGs, *Starburst Galaxies*), AGNs y GRBs. La EGB puede ser dividida en la contribución de las fuentes resueltas y la de las fuentes no resueltas, esta última es conocida como Radiación Gamma isotrópica de Fondo (IGRB, *Isotropic Gamma Ray Background*). Recientemente, Fermi-LAT reportó la detección de un flujo difuso de rayos- $\gamma$  de origen extragaláctico en el rango de energías de 100 MeV – 800 GeV (ver figura 1.3). El espectro

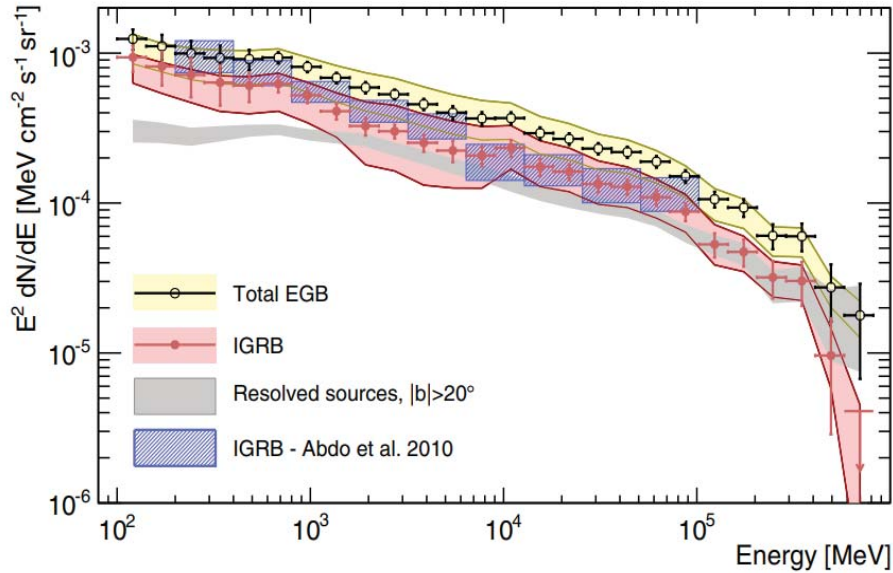


Figura 1.3: Espectro de flujo difuso de la radiación gamma extragaláctica de fondo detectado por Fermi-LAT [19]

del IGRB puede ser ajustado por una ley de potencias cortada, con índice espectral de  $\approx 2.3$  y energía de corte de  $\approx 250$  GeV [19].

## 1.3. Neutrinos astrofísicos

### 1.3.1. Neutrinos en IceCube

Debido a la pequeña sección eficaz en la interacción del neutrino, para poder observar neutrinos de origen astrofísico es necesario construir un detector de magnitudes gigantescas (de algunos  $\text{km}^3$ ). Así, con la idea de usar los neutrinos como mensajeros astronómicos y con la promesa de que nos pueden ayudar a abrir una nueva ventana del universo, la construcción de detectores de neutrinos como IceCube y KM3NeT son necesarios para el entendimiento del cosmos.

IceCube es el observatorio de neutrinos localizado en el polo sur, con dimensiones kilométricas es un detector de partículas construidos en el hielo de la Antártida (ver figura 1.4). El instrumento consiste de 5160 sensores de luz o módulos ópticos digitales (DOM, *Digital Optical Module*) que forman un kilómetro cubico de hielo Antártico a

profundidades entre 1450 y 2450 metros. Cada DOM contiene un fotomultiplicador de 10 pies y una tarjeta electrónica que digitaliza la señal. Estos fotomultiplicadores están arreglados en cadenas con 60 DOMs cada una y separados por 17 metros de distancia. En total Icecube cuenta con 86 cadenas separados entre ellos por 125 metros de distancia.

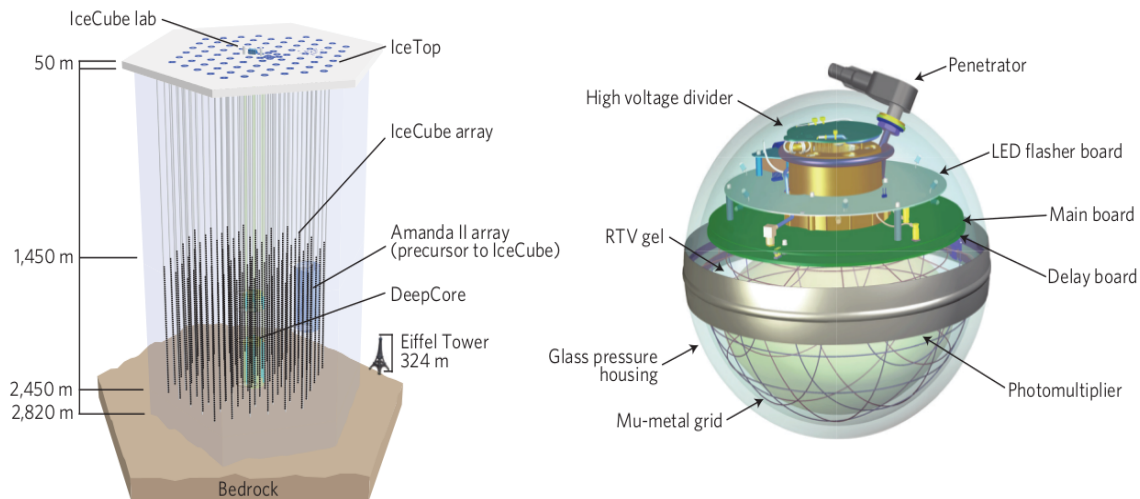


Figura 1.4: Diagrama esquemático del detector de neutrinos IceCube (izquierda). Módulos ópticos digitales utilizados para la detección de radiación Cherenkov (derecha). [20]

IceCube detecta neutrinos mediante la emisión de la radiación Cherenkov producida por las partículas cargadas que son emitidas en la interacción de los neutrinos con los nucleones dentro del detector o alrededor del detector. Dependiendo del sabor, la energía y el tipo de interacción del neutrino, IceCube puede diferenciar entre tres tipos de topologías (ver figura 1.5). A bajas energías (desde algunos TeV hasta algunos PeV) para eventos producidos mediante interacciones por corrientes cargadas las topologías son de tipo *traza* (para  $\nu_\mu$ ) y tipo *cascada* (para  $\nu_e$  y  $\nu_\tau$ ). Para interacciones producidas por corrientes neutras son del tipo *cascada* (para cualquier sabor). A energías más altas (arriba de algunos PeV), se espera una topología adicional, conocida como *doble-bang* (para  $\nu_\tau$ ), donde la energía que se transfiere del neutrino al nucleón produce una primera cascada mientras que el  $\tau$  producido en la interacción viajará algunos metros antes de decaer y producir una segunda cascada.

Cada tipo de topología ofrece diferentes ventajas y desventajas. Por ejemplo, los de tipo traza permiten una mejor reconstrucción en la dirección de arribo del neutrino. Pero con la desventaja de ser difíciles de detectar al existir un fondo de neutrinos atmosféricos producto de la interacción de rayos cósmicos con las moléculas de la atmósfera y que es dominante a

energías de  $\lesssim 30$  TeV. Para el hemisferio norte una mejor detección de neutrinos tipo traza es de esperarse al utilizar la tierra como un filtro de muones atmosféricos provenientes de ese hemisferio. Para los de tipo cascada es posible detectar neutrinos tanto desde el hemisferio sur como el hemisferio norte, pero este tipo de topología tiene la desventaja de tener un gran error en la reconstrucción de la dirección de arribo del neutrino, dificultando así la correlación con alguna fuente astrofísica.

Recientemente, el observatorio IceCube reportó la detección de neutrinos de altas energías con evidencia de origen astrofísico, con una significancia mayor a  $7\sigma$ , en el catálogo HESE (High Energy Starting Events) [20–22] con energías desde 30 TeV (a partir del cual el fondo de neutrinos atmosféricos deja de ser importante) hasta  $\sim 2$  PeV. Su espectro tuvo el mejor ajuste a una ley de potencias con índice espectral de  $\sim 2$  (ver figura 1.6). Ningún indicio de anisotropía fue encontrada (ver figura 1.7), el cual sugiere un origen extragaláctico. Debido a la ausencia de contraparte electromagnética y el gran error angular en la reconstrucción de los eventos para la gran mayoría de los neutrinos detectados ( $\sim 15^\circ$  y  $\sim 1^\circ$  para eventos tipo cascada y tipo traza, respectivamente) ninguna fuente astrofísica ha podido ser correlacionada espacial y temporalmente con dichos eventos. La no identificación de una fuente puntual para dichos neutrinos ha dejado más preguntas que respuestas, y actualmente la pregunta acerca del origen de los rayos cósmicos ultra energéticos sigue sin responderse como inicialmente se esperaba.

### 1.3.2. Candidatos astrofísicos extragalácticos

Para poder proponer fuentes astrofísicas candidatos de  $\nu - AE$  la primera condición necesaria es garantizar que dichas fuentes sean capaces de acelerar rayos cósmicos hasta energías en el rango de  $\sim (1+z)1-100$  PeV que corresponden a los neutrinos del catálogo HESE, con  $z$  el corrimiento al rojo debido a la expansión del universo. Si los rayos cósmicos son núcleos con carga eléctrica entonces estos serán deflectados durante su propagación por lo tanto es imposible determinar la dirección de emisión de CRs con energías asociadas al catálogo HESE, si estos llegarán a la tierra. Los UHECRs ( $\gtrsim 10^{19}$  eV) que son deflectados en menor proporción podrían ofrecer la posibilidad de poder ser correlacionados con los neutrinos detectados por IceCube. El problema de usar UHECRs es que el flujo es atenuando por la radiación de fondo dejando así únicamente objetos del universo local (para el caso de protones  $\sim 75$  Mpc) para poder ser correlacionados.

A continuación se enlistan algunos de los objetos astrofísicos extragalácticos más prometedores para la emisión de neutrinos de altas energías (algunos de ellos también son candidatos para ser fuentes de UHECRs).

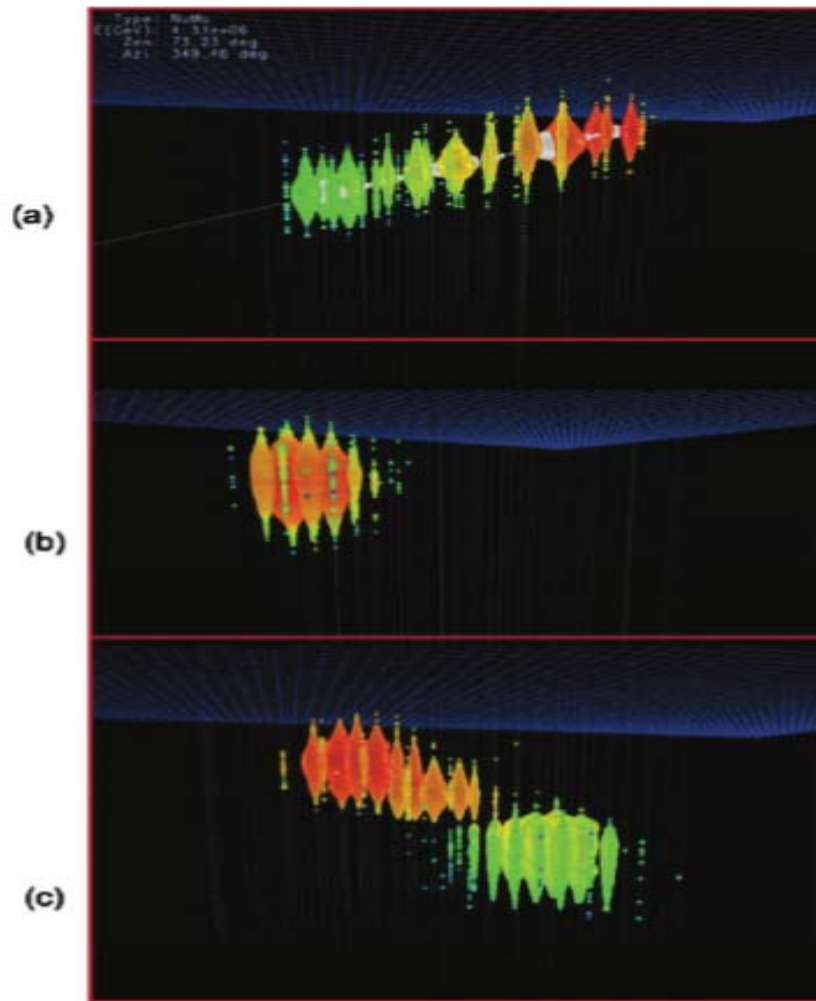


Figura 1.5: Eventos simulados de los tres tipos de topología en las interacciones de neutrinos en el detector: (a) tipo traza, para corrientes cargadas (para  $\nu_\mu$ ), (b) tipo cascada, para corrientes cargadas (para  $\nu_e$  y  $\nu_\tau$ ) y para corrientes neutras (todos los sabores) (c) tipo doble-bang, para corrientes cargadas y neutras a energías de  $\gtrsim$  PeV. [23]

*Destellos de Rayos Gamma.* Los destellos de rayos gamma son los eventos más energéticos conocidos en el universo. Dos tipos de GRBs según su duración han sido identificados, largos ( $\sim 20$  segundos) y cortos ( $\sim 1$  segundo). Los GRBs largos son producidos durante la muerte catastrófica de una estrella masiva en el colapso de su núcleo a una agujero negro. Los GRBs cortos son producidos como consecuencia de la fusión de dos estrellas



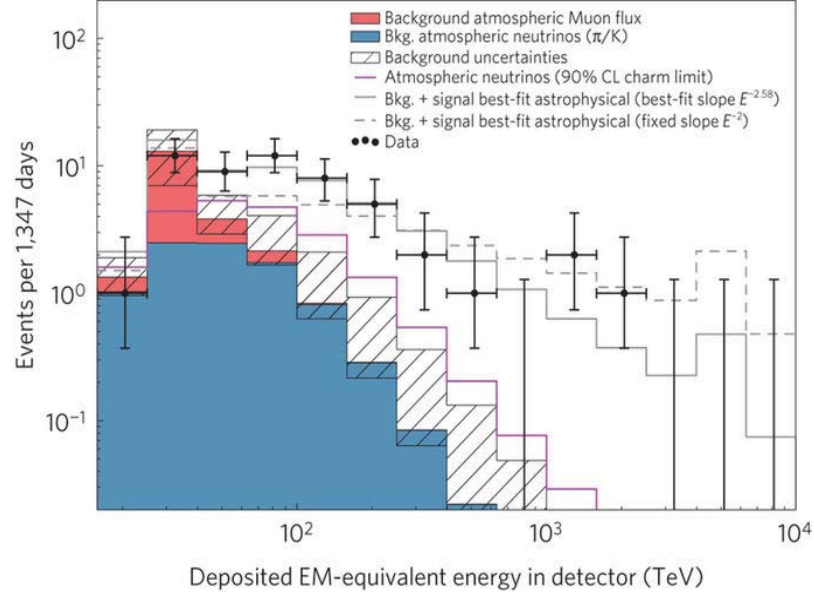


Figura 1.6: Espectro de neutrinos detectados por IceCube y reportados en el catálogo HESE [20].

de neutrones (o estrella de neutrones y agujero negro), este modelo ha sido confirmado recientemente con la detección de ondas gravitacionales correlacionada con emisión gamma y en óptico, tal como los modelos predicen. Los GRBs fueron uno de los primeros candidatos propuestos para la emisión de  $\nu$ -AE, mucho antes de su detección por IceCube. Al tener el potencial para ser las principales fuentes de UHECRs en el universo [24] los GRBs fueron las fuentes de neutrinos de  $\sim$ TeV-PeV más prometedoras [25]. Suponiendo que los GRBs tienen una emisividad de UHECRs similar al del universo local, [26] establecieron así un flujo máximo de neutrinos que puede ser observado con un valor de  $\sim 10^{-11} \text{TeVcm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ . Dicha cota superior es conocida como el límite de Waxman-Bahcall .

Con la detección de  $\nu$ -AE y la no correlación temporal de estos con los GRBs más luminosos, IceCube concluye que los GRBs observados no son la principal fuente UHECRs y que estos no pueden contribuir al flujo difuso de neutrinos más del 1 %. Estudios recientes muestran que CRs no son acelerados eficientemente en choques ultra relativistas como los producidos en los GRBs [14, 15], descartando así a los clásicos GRBs como la principal fuente de neutrinos con energías de TeV-PeV.

Otra posibilidad que considera a los GRBs es propuesta por [16] quienes sugieren que los neutrinos pueden ser producidos solo en GRBs de baja luminosidad y ultra largos. Este

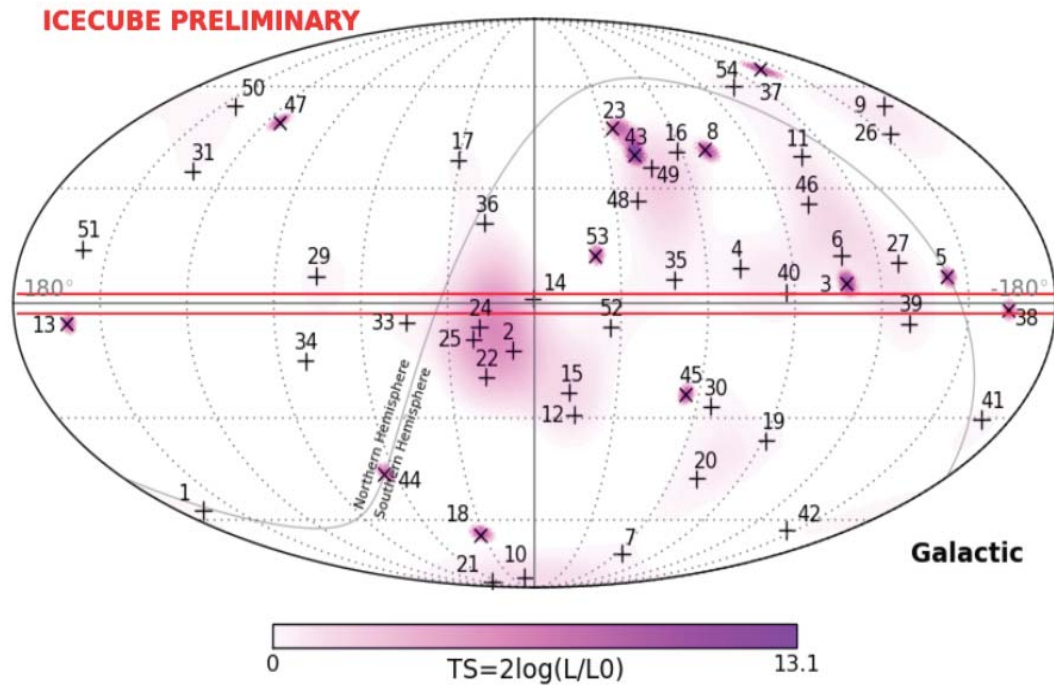


Figura 1.7: Mapa celeste en coordenadas galácticas de la dirección de arribo de los eventos detectados por IceCube, (x) significa un evento con topología tipo traza y (+) un evento con topología tipo cascada. El sombreado significa una prueba probabilística de agrupamiento para cada fuente puntual, ningún agrupamiento significativo fue encontrado [20].

tipo de GRBs podrían acelerar eficientemente CRs al no tener un choque mediado por radiación. Estos fenómenos son poco brillantes por lo tanto es de esperarse una contraparte electromagnética oculta para eventos que están lo suficientemente lejos para ser detectados, dejando así su detección solo en los eventos más cercanos. Adicionalmente, en la ausencia de contraparte electromagnética [27] propone las condiciones en GRBs ahogados como fuentes de neutrinos siguiendo un tratamiento similar al de [16].

*Núcleos Activos de Galaxias.* Conforman una pequeña fracción de todas las galaxias cuya principal característica es que presentan una fuerte emisión en radio, rayos-X y/o rayos- $\gamma$  provenientes de la región central, jets o lóbulos de dicha galaxia. La emisión de un AGN se atribuye a un jet relativista cuyo origen está en la acreción de materia en un agujero negro súper masivo (SMBH, *Super Massive Black Hole*) con masas que están en el rango de  $10^6 - 10^{10} M_{\odot}$ . Dos tipos principales de AGNs pueden ser identificados: los AGNs de

baja luminosidad (LL-AGNs, *Low Luminosity AGNs*) cuya luminosidad está en el rango de  $10^{43}$  erg/s con emisión dominante en radio o rayos-X y los AGNs de alta luminosidad (HL-AGNs, *High Luminosity AGNs*) con luminosidades superiores a los LL-AGNs. Los HL-AGNs también son conocidos como radio galaxias. Las radio galaxias a su vez se dividen en dos principales clases: radio-quiet (RQ-AGN) y radio-loud (RL-AGN) y cuya principal característica es la existencia de un jet luminoso con emisión principal en radio, rayos-X y/o rayos- $\gamma$ . Las radio galaxias con RL-AGN pueden ser divididos principalmente en dos clases Fanaroff-Riley I (FR-I) y Fanaroff-Riley II (FR-II). En general FR-II son más luminosos que los FR-I y el jet puede extenderse hasta el orden de algunos kiloparsecs. Las FR-I son más brillante hacia el núcleo mientras las FR-II incrementan su brillo hacia fuera. El espectro en la emisión a bajas energías de las radio galaxias son atribuidas a partículas cargadas que se mueven a velocidades ultra relativistas que radian principalmente en radio. Una característica principal en el espectro de los AGNs es que presentan un doble lomo, con picos en baja energía (radio y/u óptico) y una en altas energías (rayos-X y/o rayos- $\gamma$ ) esta segunda generalmente es atribuida a dispersión Compton inverso o procesos hadrónicos.

Usando interacciones  $pp$  [28] intenta relacionar el flujo de rayos gamma difuso detectado por Fermi-LAT y las radio galaxias no resueltas, encontrando que las FR-I se ajustan más al flujo difuso de neutrinos observado en comparación a las radio galaxias más poderosas, las FR-II, como debería de esperarse. Si dicho modelo es correcto es de esperarse que el final del espectro de neutrinos se extienda más allá de los  $\sim$  PeV. Esta condición es debido a la suposición de que el flujo de neutrinos está conectada con el flujo extragaláctico de UHECRs.

Una clase particular de radio galaxias de suma importancia son los conocidos como Blazares, cuya característica principal es que el jet está apuntando en dirección de la tierra, clasificándolos así como los objetos más brillantes de todos los AGNs y por lo tanto uno de los candidatos astrofísicos más prometedores para ser observados con los telescopios de neutrinos de altas energías. El jet de un blazar es relativista con factores de Lorentz de  $\Gamma \sim 5 - 30$  y cuya emisión es dominante sobre la emisión de la galaxia huésped. Los Blazares han sido estudiados como fuente de neutrinos por [29].

Otra alternativa para las radio galaxias más cercanas es proporcionada en [30] quien propone que para jets desalineados, estos aceleran rayos cósmicos para inyectarlos y ser confinados en la galaxia huésped, para después interactuar con el gas del medio interestelar produciendo neutrinos. El flujo de neutrinos encontrado para estas radio galaxias está por debajo de la sensibilidad actual de IceCube, descartándolos como fuentes principales de los eventos del catálogo HESE.

*Galaxias con brotes de formación estelar.* Son galaxias normales con episodios de intensa formación estelar  $\dot{M}_{\odot} \sim 1 - 10 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ , en sus últimos  $10^6 - 10^7$  años. La idea de que este tipo de galaxias son fuentes potenciales de neutrinos de altas energías fue propuesta

por primera vez por [31]. Al tener altas tasas de formación estelar implica también una alta tasa de explosión de supernovas, hypernovas o destellos de rayos gamma que sean capaces de inyectar CRs con energías  $\gtrsim$  PeV al medio interestelar. Estos CRs serán confinados y propagados mediante difusión en toda la galaxia, durante este proceso interactuarán con el gas del medio produciendo piones que decaerán en neutrinos y rayos- $\gamma$ . La producción de neutrinos puede ser eficiente en estos entornos debido que SBGs tienen altas densidades de gas en el medio interestelar produciendo una emisión isotrópica. Además se necesita que las fuentes sean cercanas.

Usando los datos de GRBs [32] calcula la contribución de SBGs al flujo difuso de neutrinos y encuentra que dicho flujo producido en estos entornos no es suficiente para describir el flujo observado por IceCube. Adicionalmente [33] realiza el cálculo haciendo consideraciones más realistas tomando en cuenta que no todas las galaxias tienen la misma tasa de formación estelar y que los CRs así como la densidad del medio interestelar dependerá de la luminosidad de las galaxias.

*Cúmulo de Galaxias (GCs, Galaxy Cluster).*

La importancia en la emisión de neutrinos en GCs, es que una vez los rayos cósmicos son acelerados e inyectados al medio intergaláctico estos pueden ser confinados y propagados mediante difusión en el medio intracúmulo [34]. Los GCs tienen tamaños promedio de  $\sim$ Mpc, campos magnéticos de  $\sim \mu$ G y densidades intracúmulo promedio de  $\sim 10^{-3}\text{cm}^{-3}$ . Así durante la propagación de los CRs en el medio intracúmulo estos producirán neutrinos mediante interacciones hadrónicas. Adicionalmente, la fusión de galaxias puede mejorar la inyección de CRs a los cúmulos, donde estos fenómenos pueden ser capaces de acelerar rayos cósmicos a energías de  $\sim 0.1 - 1$  EeV [32, 35, 37]. La emisión de neutrinos desde los cúmulos más cercanos es tratado por [36], dicho trabajo es previo a la era de IceCube, calculando el número de neutrinos de los cúmulos de Abell 85, 1758 y 1914, prediciendo 0.3 eventos por año. Aunque ahora con la detección de neutrinos por IceCube y la no correlación con los eventos del catálogo HESE en dichos cúmulos nos permite discriminarlos como fuentes de neutrinos.



# Capítulo 2

## Rayos cósmicos, neutrinos y rayos- $\gamma$

En este capítulo con el objetivo de poder vincular los neutrinos, los rayos cósmicos y los rayos- $\gamma$  que posiblemente están asociados con la radio galaxia Centaurus A, se presentan primero los fundamentos teóricos sobre los rayos cósmicos, cómo estos pueden ser acelerados en entornos astrofísicos, los criterios para restringir los tipos de objetos astrofísicos candidatos para ser aceleradores y finalmente los efectos de la propagación de UHECRs. Segundo, se presentan los mecanismos de emisión electromagnético no térmicos, con el fin de poder describir la radiación en altas energías observada por algunos observatorios de rayos- $\gamma$ . Por último, se presentan los modelos para la producción de los neutrinos de altas energías y cómo estos se relacionan con los rayos cósmicos y los rayos- $\gamma$ .

### 2.1. Rayos Cósmicos

#### 2.1.1. Aceleración de rayos cósmicos

##### Generalidades

La ecuación de movimiento de una partícula cargada moviéndose relativísticamente inmerso en un campo electromagnético está dada por

$$\frac{d}{dt}(\gamma m_0 \mathbf{v}) = Ze \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right), \quad (2.1)$$

donde  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  es el factor de Lorentz de la partícula,  $\beta = v/c$  es la velocidad de la partícula,  $Z$  es el número atómico,  $e$  es la carga eléctrica del electrón,  $\mathbf{E}$  es el campo eléctrico y  $\mathbf{B}$  es el campo magnético. Debido a que la fuerza de campo magnético es siempre perpendicular al movimiento de la partícula es fácil ver que los campos magnéticos

no generan trabajo. Por lo tanto campos magnéticos solo pueden cambiar la dirección de movimiento de partículas cargadas pero no pueden acelerarlas.

La hipótesis más probable es que la aceleración de partículas es debido a campos electromagnéticos presentes en las fuentes astrofísicas o en el medio interestelar. En el medio interestelar sin embargo el campo eléctrico promedio  $\langle E \rangle \approx 0$ . Entonces, de la ecuación 2.1 tenemos que  $m_0\gamma \frac{d\mathbf{v}}{dt} + m_0\gamma^3 \mathbf{v} \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{a}}{c^2} = Ze \mathbf{v} \times \mathbf{B}$  y debido a que la aceleración es siempre perpendicular al movimiento de la partícula el segundo término del lado izquierdo de la ecuación es cero, ahora igualando el término de aceleración con la aceleración centrípeta  $\frac{v^2}{R}$  tenemos que  $\frac{\gamma m_0 v}{R} c = ZeB$ , entonces definimos  $R = r_L$  como el radio de la órbita de una partícula moviéndose en un campo magnético uniforme conocido como giro radio o radio de Larmor. Para partículas moviéndose a velocidades ultra relativistas tenemos  $E \sim pc$ , entonces el radio de Larmor es

$$r_L = \frac{E}{ZeB}. \quad (2.2)$$

### Ecuación de Difusión

Partículas cargadas de altas energías se propagan mediante colisiones aleatorias dentro de una región de confinamiento. Estas pueden ser descritas mediante la ecuación de difusión dada por

$$\frac{dN(E)}{dt} = D\nabla^2 N(E) + \frac{\partial}{\partial E}[b(E)N(E)] + Q(E), \quad (2.3)$$

donde  $N(E)$  es el número de partículas con energías  $E$ ,  $D\nabla^2 N(E)$  es el término difusivo,  $b(E)$  es el término de ganancia o pérdida de energía y  $Q(E)$  representa la tasa de inyección de partículas por una fuente.

Debido a que las partículas se difunden debido a gradientes de densidades, estas pueden ser descritas por la ley de Fick,  $F = D\nabla N$ . Por lo tanto, en el término difusivo,  $D$  corresponde al coeficiente de difusión dado por la expresión

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \lambda_{dis}, \quad (2.4)$$

donde  $\bar{v}$  es la velocidad promedio de las partículas,  $\lambda_{dis}$  es el camino medio de las partículas en el medio de difusión. En general el coeficiente de difusión para rayos cósmicos es parametrizado dependiendo del radio de Larmor y la longitud de coherencia del campo magnético,  $l_c$ , bajo la suposición que las partículas se dispersan debido a inhomogeneidades de campo magnético, es decir,  $\lambda_{dis} \approx l_c$ . Por tanto, el coeficiente de difusión puede expresarse como

$$D = \frac{1}{3} c \eta r_L, \quad (2.5)$$

donde se introduce el parámetro  $\eta = l_c/r_L \geq 1$ . Cuando  $\eta \sim 1$ , es decir,  $l_c \sim r_L$  el coeficiente de difusión alcanza su valor mínimo, este límite es conocido como el régimen de difusión de Bohm.

$$D \gtrsim \frac{1}{3} c r_L. \quad (2.6)$$

El coeficiente de difusión en un medio dado será únicamente función de la energía al depender únicamente del radio de Larmor.

### Mecanismo de aceleración de Fermi de Segundo Orden

Propuesto por Enrico Fermi en 1949, es la versión original y da su nombre debido a que la energía ganada por ciclo es proporcional a la velocidad de las nubes magnéticas en segundo orden. La idea básica es que las partículas ganan energía a través de colisiones con nubes magnetizadas que funcionan como si fuesen espejos magnéticos que ceden energía a la partícula en cada colisión.

La energía ganada por colisión está dada por

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{8}{3} \left( \frac{V}{c} \right)^2 \sim \beta^2, \quad (2.7)$$

El tiempo de colisión está dado por  $t_{col} = \frac{\lambda_B}{c \cos \phi}$  donde  $\phi$  es el ángulo entre el vector velocidad de la partícula y la línea de campo magnético, también conocido como el ángulo de cabeceo,  $\lambda_B$  es el camino medio libre entre las colisiones de la partícula y las nubes magnéticas. Promediando sobre  $\cos \phi \simeq 1/2$  entonces  $t_{col} \sim \lambda/c$ . Por lo tanto, la tasa de ganancia de energía es

$$\dot{E} \sim \frac{\beta^2 c}{\lambda} E. \quad (2.8)$$

En una versión moderna, las nubes en un campo magnético turbulento pueden ser consideradas como una idealización de agrupaciones de materia espacialmente distribuidas homogéneamente moviéndose con una velocidad correspondiente a las ondas de Alfvén  $v_A$ , entonces  $\beta = \beta_A$ . Así, el tiempo de aceleración puede estimarse como  $t_{ac} = E/\dot{E}$ , entonces usando la ecuación 2.8 se tiene

$$t_{ac} \sim \frac{\lambda}{\beta_A^2 c}. \quad (2.9)$$



### Mecanismo de aceleración de Fermi de Primer Orden

Este mecanismo usa la idea original de Fermi, descrita anteriormente, pero involucra la propagación de un choque fuerte, el cual es común en muchos fenómenos astrofísicos en altas energías. Ahora se resume el formalismo desarrollado en [38]. Un choque fuerte viaja a una velocidad mucho mayor que la velocidad del sonido,  $U \gg c_s$ , y el número Mach es  $\gg 1$ . Por practicidad es común representar todas las variables en el sistema de referencia del choque y la velocidad del choque es  $v_1 = U$  y una velocidad de pos-choque  $v_2$ . Así de la ecuación de continuidad se tiene la condición de salto

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = \rho_1 U = \rho_2 v_2. \quad (2.10)$$

Donde para el caso de un choque fuerte  $\rho_1/\rho_2 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ , con  $\gamma$  el cociente de calores específicos. Para un gas monoatómico completamente ionizado  $\gamma = 5/3$ , entonces  $\rho_1/\rho_2 = 4$  por lo tanto  $v_2 = 4v_1$ .

Como existen inestabilidades en el flujo o movimientos turbulentos en ambas regiones del choque las partículas en este mecanismo ganan energía cada vez que cruzan la región del choque. El gas en la región pos-choque se acerca a la partícula con una velocidad  $V = (3/4)U$ . Así, la energía ganada en cada cruce es

$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle = \frac{2}{3} \left( \frac{V}{c} \right) \sim \beta_{ch}. \quad (2.11)$$

El nombre de este mecanismo es dado debido a que la energía ganada es proporcional a la velocidad del choque en primer orden. El tiempo de cruce puede aproximarse como el tiempo de difusión en la región pos-choque  $t_{cruz} \sim Dc/\beta_{ch}$ , entonces el tiempo de aceleración puede calcularse como

$$t_{ac} \sim \frac{D}{\beta_{ch}^2 c^2}. \quad (2.12)$$

### 2.1.2. Fuentes de rayos cósmicos ultra energéticos

El origen de fuentes de UHECRs es un misterio, muchos objetos astrofísicos han sido propuestos como posibles aceleradores. Aunque aún no es posible saber cómo y dónde estas partículas son aceleradas, a partir de ciertos criterios es posible acotar el número y los tipos de objetos astrofísicos que son candidatos.

#### Criterio de Hillas

Para establecer la máxima energía que los CRs pueden alcanzar en una región dicha fuente necesita ser capaz de contener a las partículas hasta tales energías. Un argumento

simple es proporcionado por [11] quien propone que una región de tamaño  $R$  y campo magnético  $B$  puede contener CRs hasta una energía máxima  $E_{max}$  si dicha región es mayor al radio de Larmor de la partícula  $r_L$ , es decir,  $R \gtrsim r_L$ . Por lo tanto, el famoso criterio de Hillas en el sistema de referencia comóvil establece que

$$E_{max} \lesssim Ze B R. \quad (2.13)$$

Para una fuente que se mueve a una velocidad relativista el criterio de Hillas tiene la siguiente expresión

$$E_{max} \lesssim \Gamma Ze \beta B R. \quad (2.14)$$

Basándose en este criterio es posible proponer objetos astrofísicos como candidatos para acelerar CRs hasta energías de  $\sim 10^{20}$  eV, únicamente tomando en cuenta la región de confinamiento y el campo magnético como se muestra en la figura 2.1.

### Máxima energía en un viento relativista

El criterio de Hillas es una condición necesaria pero no suficiente. Así, un simple análisis para restringir fuentes de UHECRs es desarrollado por [12, 17] para un viento relativista, donde la densidad de energía total  $u'$  incluyendo la energía debido a la masa en reposo y debido al campo magnético a un radio  $R$  de la fuente y con una luminosidad isotrópica  $L$ , es

$$u' = \frac{L}{4\pi R^2 \beta \Gamma^2 c}. \quad (2.15)$$

Si una porción  $\epsilon_B$  de la energía total es en forma de campo magnético entonces se tiene  $u'_B = \epsilon_B u'$ , donde la densidad de energía de campo magnético es  $u'_B = B'^2/8\pi$  y  $B'$  es el campo magnético en el sistema de referencia del fluido. Usando el criterio de Hillas dado por la ecuación 2.14 es posible limitar la máxima energía que puede alcanzarse en dicha región, entonces se tiene

$$E_{max} = \left( \frac{Ze}{\Gamma} \right) \sqrt{\frac{2\beta\epsilon_B L}{c}}. \quad (2.16)$$

Esta simple estimación no explica como la energía es convertida en energía cinética de las partículas. Además es necesario comparar los tiempos de aceleración con los tiempos dinámicos del viento.

### Restricción en la luminosidad no relativista

Una restricción en la luminosidad de una fuente moviéndose a velocidad no relativista, como puede ser el choque generado en la acreción de un cúmulo de galaxias o grandes

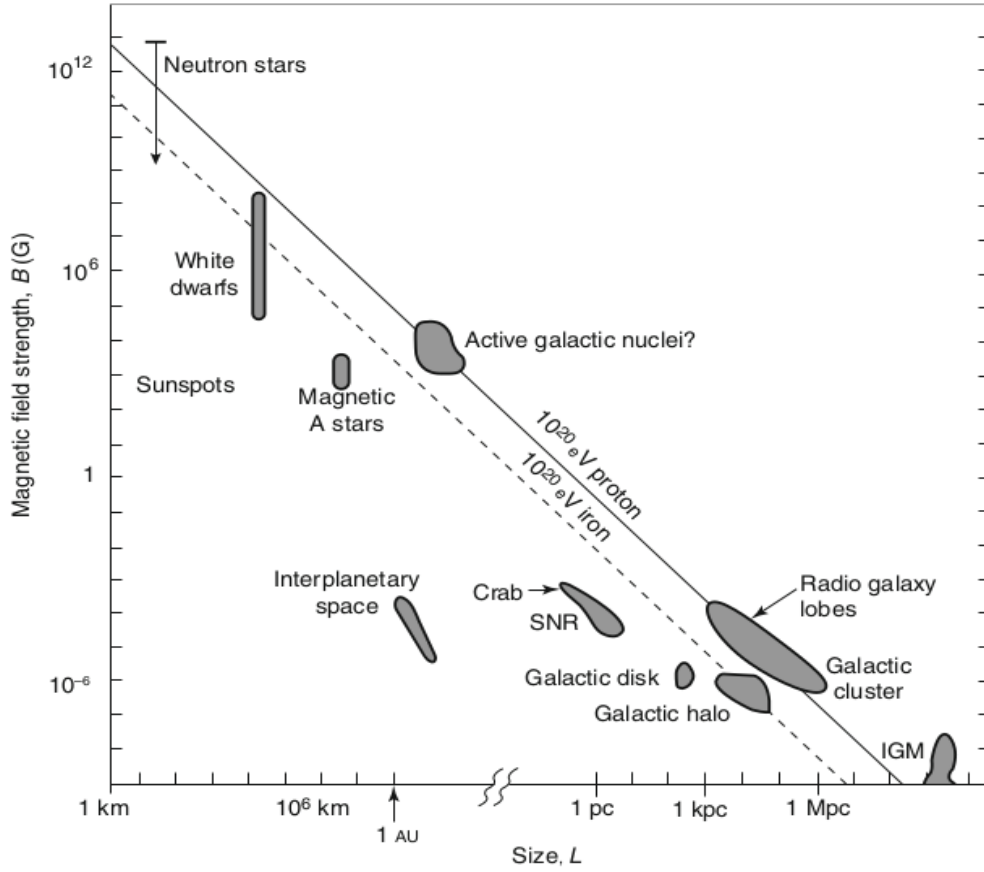


Figura 2.1: Gráfica de objetos astrofísicos candidatos aceleradores de rayos cósmicos ultra energéticos según el criterio de Hillas. [39]

radio lóbulos de AGNs, pueden ser posibles fuentes de UHECRs [40,41]. Consideremos una región de aceleración de tamaño  $R$  y con campo magnético  $B$ . El criterio de Hillas ( $r_L \lesssim R$ ) puede ser transformada en una condición de campo magnético

$$B > \frac{E}{ZeR}. \quad (2.17)$$

Es necesario que la densidad de campo magnético sea menor a la "Ram Pressure" total,  $U_B < \rho v^2$ , entonces en términos de la luminosidad se tiene

$$L = 4\pi R^2 v \left( \frac{1}{2} \rho v^2 \right) > 4\pi R^2 v U_B, \quad (2.18)$$

Usando la ecuación 2.17, la condición es

$$L \gtrsim \frac{1}{2} \beta \left( \frac{E}{Ze} \right)^2. \quad (2.19)$$

Donde  $\beta = v/c$  es la velocidad de la región de aceleración. Aunque esta condición es un poco incierta en la dependencia de  $\beta$  [40].

### Restricción en la luminosidad relativista

Otro argumento para restringir fuentes UHECRs en función de su luminosidad y que además considera los tiempos de aceleración es tratada en [13,42]. Un plasma magnetizado con campo magnético  $B$  moviéndose a una velocidad  $v$  generará un potencial dado por  $V = \beta B R$  con  $\beta = v/c$  y  $R$  el tamaño de la región. Por lo tanto, para un caso no relativista, un núcleo con carga  $Ze$  podría ser acelerado debido a este potencial hasta alcanzar una energía de

$$E_{max} \sim Ze \beta B R, \quad (2.20)$$

que concuerda con el criterio de Hillas, ecuación 2.14. En el caso de un plasma relativista con  $\Gamma > 1$  los núcleos serán acelerados en una región de solo una fracción de su tamaño observado  $R$  donde en el sistema de referencia del plasma  $R' = R/\Gamma$ , por lo tanto la máxima energía alcanzada está dada por  $E'_{max} \lesssim Ze \beta B R'$  y en el sistema de referencia del observador.

$$E_{max} \lesssim Ze \beta B R \Gamma^{-1}. \quad (2.21)$$

A partir de este criterio es posible establecer un límite inferior en la luminosidad necesaria para poder acelerar una partícula hasta una energía máxima  $E_{max}$ . Considerando la densidad de energía de campo magnético en el sistema comóvil dada por  $U'_B = \frac{B'^2}{8\pi}$  para un plasma moviéndose a una velocidad  $v$  podemos calcular la luminosidad de campo magnético dada por  $L_B = \pi R^2 \beta c U'_B$  y usando la ecuación (2.21) tenemos

$$L_B \gtrsim \frac{\Gamma^2}{\beta} \left( \frac{E}{Ze} \right)^2 c, \quad (2.22)$$

y tomando el caso más optimista con  $\Gamma \sim 1$  y  $\beta \sim 1$  se tiene  $L_B \gtrsim 10^{45} E_{20}^2 Z^{-2}$  erg/s [42], una condición más robusta necesaria para acelerar rayos cósmicos hasta energías de  $\sim 10^{20}$  eV. Dicha condición solo cumple se para dos tipos de objetos astrofísicos como los GRBs y los AGNs más poderosos [13].

### Confinamiento de rayos cósmicos

Si los rayos cósmicos escapan de la fuente vía difusión, usamos la ecuación de continuidad en el que el cambio de densidad de una parte del sistema es debido al cambio en el flujo que entra y sale en una región del sistema. Una vez que los CRs son inyectados estos son confinados debido a los campos magnéticos, propagándose en camino aleatorio. Así la distancia promedio recorrida después de un tiempo  $t$  es  $\langle d^2 \rangle \sim 4D(E)t$ . Bajo la suposición que rayos cósmicos escapan vía difusión entonces el tiempo de escape está dado por  $t_{dif} \sim t_{esc}$ . El tiempo de escape de los CRs ocurre cuando la distancia recorrida es igual al tamaño de la fuente

$$t_{esc} \simeq \frac{R^2}{4D(E)}. \quad (2.23)$$

El coeficiente de difusión es dado por la ec. 2.5.

### Tiempo de aceleración

Generalizando, el tiempo de aceleración se puede escribir de la siguiente forma

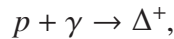
$$t_{ac} = \mathbb{A} t_L, \quad (2.24)$$

donde  $\mathbb{A}$  para el caso no relativista del mecanismo de Fermi de segundo orden se tiene  $\mathbb{A} \sim \beta_A^{-2} \eta$  y para el mecanismo de Fermi de primer orden  $\mathbb{A} \sim \beta_{ch}^{-2} \eta / 3$ . En general  $\mathbb{A} \gg 1$ , y para  $\mathbb{A} \approx 1$  corresponde a la máxima eficiencia en el proceso de aceleración que es proporcionado en el régimen de difusión de Bohm para un caso medianamente relativista y donde el campo magnético es casi completamente turbulento. Para garantizar que los CRs son acelerados hasta altas energías es necesario contar con el tiempo suficiente para el proceso de aceleración, entonces debe cumplirse la condición  $t_{ac} \leq \min[t_{din}, t_{esc}, t_{edad}]$ , donde  $t_{din}$  es el tiempo dinámico,  $t_{esc}$  es el tiempo de escape de los CRs de la región de aceleración y  $t_{edad}$  es la edad de la fuente, o cualquier otro proceso donde las partículas pierdan energía tales como los procesos hadrónicos.

### 2.1.3. Propagación de rayos cósmicos ultra energéticos

#### El efecto Greisen-Zatsepin-Kuzmin

Rayos cósmicos ultra energéticos del orden de  $10^{20}$  eV interaccionarán con la radiación del medio bajo la reacción



La energía umbral en una colisión frontal está dada por

$$E_p = \frac{(m_\Delta^2 - m_p^2)}{4E_\gamma}, \quad (2.25)$$

donde  $m_p$  y  $m_\Delta$  son la masa del rayo cósmico (protones) y la masa de la Delta de resonancia, respectivamente.

Los fotones del CMB cuya energía a  $z = 0$  es  $E_\gamma \sim 6 \times 10^{-4}$  eV comienzan a jugar un papel importante en la atenuación de UHECRs a energías de  $\gtrsim 5 \times 10^{19}$  eV. Por lo tanto el universo es opaco a UHECRs, con una longitud de absorción de

$$\lambda_{p\gamma} = \frac{1}{n_{CMB}\sigma_{p\gamma}} \simeq 10 \text{ Mpc},$$

con una densidad de fotones de  $n_{CMB} \sim 400 \text{ cm}^{-3}$  y una sección eficaz de interacción de  $\sigma_{p\gamma} \sim 10^{-28} \text{ cm}^2$ . Esta frontera es conocida como el corte GZK y establece un límite superior en la energía de rayos cósmicos así como un horizonte o distancia máxima desde la cual estos son emitidos. Considerando que en cada interacción los rayos cósmicos pierden una energía de  $\sim m_\pi/m_p \sim 0.15$  de la inicial, la distancia para una completa atenuación es  $\sim 50 - 100 \text{ Mpc}$ .

### Fotodesintegración de núcleos

Si los rayos cósmicos son núcleos estos sufrirán fotodesintegración durante su propagación cuando interaccionen con la radiación del medio principalmente la radiación de fondo como el CMB y la luz extragaláctica de fondo (EBL, *Extragalactic Background Light*) [43]. La sección eficaz de fotodesintegración de un núcleo con peso atómico  $A$  es  $\sigma_A(\epsilon_r) \simeq 35.5\delta(\epsilon_r - 83.5 A^{-0.21}) \text{ mb}$  con  $\epsilon_r = \gamma\epsilon(1 - \mu)$  la energía invariante adimensional de fotodesintegración. El tiempo de característico para la pérdida de energía efectiva en el proceso de fotodesintegración con fotones del CMB es

$$t_E(E, A) \simeq 3 \times 10^{14} \text{ s} \frac{E_{20}^2}{k A^{1.79}(1+z)} \left[ -\ln(1 - e^{\omega(A)}) \right]^{-1}, \quad (2.26)$$

con  $\omega(A) = \frac{0.83A^{0.79}}{(1+z)E_{20}}$  y donde  $k$  es 1.2, 3.6, 4.349 para He, N y Fe, respectivamente [44]. El camino medio libre para fotodesintegración en la función  $\delta$  es [45]

$$\lambda(E, A) \simeq 3 \times E_{20}^2 \frac{e^{\frac{0.83A^{0.79}}{(1+z)E_{20}}}}{k A^{1.79}(1+z)} \text{ Mpc}. \quad (2.27)$$

### Deflexión de rayos cósmicos

UHECRs viajando desde la fuente hasta la tierra son aleatoriamente deflectados debido a la geometría de campos magnéticos tanto extragalácticos como galácticos. Si la longitud de coherencia del campo magnético  $l_c$  es mucho menor al radio de Larmor de los UHECRs, es decir,  $l_c \ll R_L$ , estos viajarán en un trayectoria cuasi-rectilínea y podemos decir que, cada distancia de  $l_c$  se provocará una deflexión de  $\theta \simeq l_c/R_L$ . Después de cruzar  $N$  regiones con campo magnético promedio  $B_0$  la deflexión promedio total será la suma de la deflexión provocada por cada fluctuación, por lo tanto se tiene  $\theta_{obs} \simeq \theta\sqrt{N}$ , considerando que la partícula viajó una distancia  $D$  entonces el número fluctuaciones encontradas en su trayectoria puede aproximarse como  $N \approx D_z/l_c$ . Así, una estimación de la deflexión promedio total puede expresarse como

$$\theta_{obs} \approx Ze B E^{-1} l_c^{1/2} D_z^{1/2}. \quad (2.28)$$

Como la longitud de coherencia y el campo magnético dependerán del medio de propagación, para una misma fuente la deflexión dependerá únicamente del número atómico y la energía de los rayos cósmicos  $\theta_{obs}(Z, E)$ . Por otra parte si  $l_c \gtrsim r_L$ , CRs se propagarán de una forma difusiva y es necesario hacer uso del coeficiente de difusión para analizar su propagación.

Así, para poder hacer astronomía con rayos cósmicos es necesario recurrir a los CRs con energías de  $\gtrsim 10^{18}$  eV y núcleos ligeros de tal manera que la deflexión sea mínima, aunque la composición predominante de UHECRs aún es incierto. Adicionalmente la deflexión es incrementada proporcionalmente con la distancia de la fuente, además considerando el efecto GZK y el proceso de fotodesintegración la distancia máxima de la fuente dependerá de la composición dominante.

#### 2.1.4. Luminosidad de rayos cósmicos ultra energéticos

Para determinar el número de UHECRs observados por el observatorio PAO, usamos la exposición proporcionado por dicho observatorio, el cual para una fuente puntual es  $\Xi \omega(\delta_s)/\Omega_{60} = (6.6 \times 10^4 \times 0.64/\pi) \text{ km}^2 \text{ yr sr}^{-1}$ , donde  $\omega(\delta_s)$  es un factor de corrección en la exposición para la declinación de la fuente y  $\Omega_{60}$  es la porción del cielo observada por PAO. Suponiendo un espectro con una simple ley de potencias  $dN/dE = A_N E^{-\alpha_N}$  con índice espectral de  $\alpha_N$ , el número de rayos cósmicos observados por PAO puede calcularse como

$$N_{CRs}^{obs} = \text{exposición} \times N_{CRs}^0, \quad (2.29)$$

donde  $N_{CRs}^0$  es el número de CRs emitidos por la fuente. El espectro puede calcularse como  $N_{CRs}^0 = \int_{E_{N,th}}^{\infty} \frac{dN}{dE} dE$  con  $E_{N,th} = 58$  EeV la energía de los eventos detectados por PAO. Así la constante de normalización  $A_N$  es dada por

$$A_N = (-\alpha_N + 1) E_{N,th}^{\alpha_N - 1} N_{CRs}^0. \quad (2.30)$$

Entonces la luminosidad de UHECRs de una fuente puede ser calculada a partir del flujo integrado de CRs y está dada por

$$L_N = 4\pi d_L^2 \int_{E_N} E_N \frac{dN}{dE} dE_N, \quad (2.31)$$

donde  $d_L$  es la distancia de la fuente. Por lo tanto la luminosidad de UHECRs supuesta a partir del número de UHECRs detectados por PAO puede ser calculada siguiendo

$$L_N = 4\pi d_L^2 \frac{\epsilon_0 \Omega}{\Xi \omega(\delta_s)} \left( \frac{\alpha_N - 1}{\alpha_N - 2} \right) E_{N,th}^{-1 + \alpha_N} N_{CRs}^{obs} E_N^{2 - \alpha_N}. \quad (2.32)$$

## 2.2. Radiación no térmica en astronomía de altas energías

### 2.2.1. Radiación sincrotrón

Fuentes capaces de acelerar partículas a altas energías también son fuentes de radiación electromagnética, debido a que cualquier partícula acelerada cargada emite radiación. Un electrón relativista moviéndose alrededor de líneas de campo magnético radiará a una frecuencia característica de

$$\nu_c = \frac{1}{2\pi} \gamma_e^2 \frac{eB}{m_e c}, \quad (2.33)$$

donde  $\gamma_e$  es el factor de Lorentz del electrón,  $B$  es la intensidad de campo magnético,  $m_e$  es la masa del electrón.

La potencia radiada dependerá principalmente de la intensidad de campo magnético y está dada por

$$P_{sinc} = \frac{4}{3} \sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B, \quad (2.34)$$

donde  $\sigma_T$  es la sección eficaz de Thompson,  $\beta$  es la velocidad de la partícula en unidades de la velocidad de la luz,  $U_B = B^2/8\pi$  es la densidad de energía de campo magnético.

Suponiendo que los electrones pierden energía a una tasa constante,  $P_{sin}$ , el tiempo de enfriamiento de un electrón es dada por  $t_{sinc} = E_e/P_{sinc}$

$$t_{sinc} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_B}. \quad (2.35)$$



### 2.2.2. Dispersión Compton inverso

Este proceso involucra partículas aceleradas que al interactuar con los fotones del medio cederán energía a dichos fotones, teniendo como resultado radiación mucho más energética. La potencia para este proceso es dada por

$$P_{IC} = \frac{4}{3} \sigma_{KN} c \beta^2 \gamma^2 U_{rad}, \quad (2.36)$$

donde  $\beta$  es la velocidad de las partículas aceleradas,  $\gamma$  es el factor de Lorentz de las partículas,  $U_{rad}$  es la densidad de energía de los fotones del medio.  $\sigma_{KN}$  es la sección eficaz de Klein-Nishina dada por

$$\sigma_{KN} = \frac{4}{3} \sigma_T \left[ \frac{1+x}{x^2} \left[ \frac{2x(1+x)}{1+2x} - \ln(1+2x) \right] + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right], \quad (2.37)$$

con  $x = E_\gamma/m_e c^2$ . Para el caso donde  $E_\gamma \ll m_e c^2$ , es decir,  $x \ll 1$  puede aproximarse a

$$\sigma_{KN} \simeq \sigma_T \left( 1 - 2x + \frac{26x^2}{5} \dots \right), \quad (2.38)$$

y para  $E_\gamma \gg m_e c^2$ , es decir,  $x \gg 1$  toma un valor de

$$\sigma_{KN} \simeq \pi r_e^2 x^{-1} \left( \ln 2x + \frac{1}{2} \right),$$

donde  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$  es el radio clásico del electrón y  $\sigma_T = \frac{8\pi r_e^2}{3}$ .

La energía máxima que los fotones pueden adquirir en la colisión sucede cuando la colisión es frontal y con un valor de

$$E_{\gamma,max} \approx 4\gamma_e^2 E_{\gamma,0}. \quad (2.39)$$

Mientras la energía mínima ganada sucede en una interacción colineal con una energía de

$$E_{\gamma,max} \approx \frac{1}{4\gamma_e^2} E_{\gamma,0}. \quad (2.40)$$

El tiempo de enfriamiento para proceso de IC es  $t_{IC} = E/P_{IC}$

$$t_{IC} = \frac{3m_e c^2}{4\sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_{rad}}. \quad (2.41)$$

### 2.2.3. Procesos hadrónicos

Núcleos acelerados interactúan con el gas o la radiación del medio produciendo piones neutros  $\pi^0$ , bajo las siguientes reacciones

$$N + p \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- + X \quad (2.42)$$

o

$$N + \gamma \rightarrow N + \pi^0. \quad (2.43)$$

Los piones neutros decaerán en  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$  y la energía de los rayos- $\gamma$  producidos serán de energías similares al de las energías llevada por los piones,  $\langle x_{N \rightarrow \pi^0} \rangle \sim 0.2$ . Entonces rayos- $\gamma$  pueden ser correlacionados con fuentes de rayos cósmicos, mediante

$$E_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{dE} \simeq f_{A\gamma, Ap} E_N^2 \frac{dN_N}{dE}, \quad (2.44)$$

donde  $f_{A\gamma, Ap}$  es la eficiencia en la producción de piones para cada una de las reacciones arriba dadas.

### 2.2.4. Atenuación de rayos- $\gamma$

Fotones de altas energías pueden interactuar con la radiación del medio mediante la reacción

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-, \quad (2.45)$$

esto ocurre a energías  $\sim 1$  MeV que corresponde a dos veces la masa del electrón. Por lo tanto fotones de muy altas energías serán atenuados durante su propagación principalmente por la radiación de fondo como lo son el CMB y el EBL, entonces el universo también es opaco a rayos- $\gamma$  de muy altas energías. Para poder generar la reacción de la ecuación 2.45 se debe cumplir

$$\varepsilon_{\gamma, AE} \geq \frac{2 (m_e c^2)^2}{\varepsilon_{\gamma, BE} (1 - \cos \theta)}, \quad (2.46)$$

donde  $\varepsilon_{\gamma, AE}$  es la energía de los fotones de altas energías,  $\varepsilon_{\gamma, BE}$  es la energía de los fotones de bajas energías del medio y  $\theta$  es el ángulo de colisión entre los dos fotones.

La sección eficaz para este proceso es

$$\sigma_{\gamma\gamma} = \frac{\pi r_e^2}{2} (1 - \beta) \left[ 2\beta (\beta^2 - 2) + (3 - \beta^4) \ln \left( \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right) \right], \quad (2.47)$$

donde

$$\beta = \left[ 1 - \frac{(m_e c^2)^2}{\mathcal{E}_{\gamma,AE} \mathcal{E}_{\gamma,BE}} \right]^{1/2}. \quad (2.48)$$

Algo a tomar en cuenta es que los pares producidos emitirán radiación sincrotrón contribuyendo al espectro o dependiendo de la energía pueden volver a aniquilarse para producir nuevamente fotones para después producir nuevamente pares y así sucesivamente, creando una cascada de partículas.

## 2.3. Conexión entre neutrinos, rayos- $\gamma$ y rayos cósmicos

### 2.3.1. Interacciones hadronuclear

Núcleos acelerados interactúan con el gas del medio ambiente mediante la reacción



donde  $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ,  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  y  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ . El espectro de neutrinos puede ser obtenido mediante el espectro de rayos cósmicos mediante

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE} \simeq f_{Ap} E_N^2 \frac{dN_N}{dE}, \quad (2.50)$$

donde  $f_{Ap} \simeq \min\{\sigma_{Ap} n_p R, 1\}$  es la eficiencia en la producción de piones,  $\sigma_{Ap} \simeq \sigma_{pp} A^{3/4}$  con  $\sigma_{pp} \simeq 8 \times 10^{-26} \text{cm}^2$  a  $\sim 100 \text{PeV}$  con  $A$  el peso atómico de los CRs,  $n_p$  es la densidad de protones del medio y  $R$  es la distancia promedio de interacción. La sección eficaz  $\sigma_{pp}$  en función de la energía es [46]

$$\sigma_{pp} = (34.3 + 1.88L + 25L^2) \left[ 1 - \left( \frac{1.22 \times 10^{-6}}{E_p/2\text{GeV}} \right)^4 \right]^2 \text{mb}, \quad (2.51)$$

donde  $L = \log \left( \frac{E_p}{\text{TeV}} \right)$ .

En cada interacción los neutrinos se llevan aproximadamente  $\langle x_{RC \rightarrow \nu} \rangle \sim 0.05$  de la energía de los CRs, por lo tanto para describir los neutrinos detectados por IceCube entre 30 y 2000 TeV es necesario que una fuente pueda ser capaz de acelerar los CRs hasta energías superiores a  $\gtrsim (1+z)0.5 - 40 \text{PeV}$ , para el caso de protones.

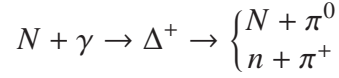
Mediante dicha reacción debido a que los  $\pi^0$  producen rayos- $\gamma$  el espectro de neutrinos puede ser calculado a partir de este [20]

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE} \simeq \frac{3}{2} E_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{dE}. \quad (2.52)$$

La relación de energía entre el neutrino y los rayos- $\gamma$  es  $E_\nu \simeq 2E_\gamma$

### 2.3.2. Interacciones fotohadrónica

Núcleos acelerados interactuarán con la radiación del medio de propagación, las principales fuentes de atenuación son los fotones del CMB y el EBL. La principal reacción a altas energías está dada por



Siguiendo [29], el espectro de neutrinos puede relacionarse con el espectro de rayos cósmicos mediante

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE} \simeq \frac{3}{8} f_{A\gamma} E_N^2 \frac{dN_N}{dE}, \quad (2.53)$$

donde  $f_{A\gamma} \simeq \min\{\sigma_{p\gamma}^{\text{eff}} n_\gamma R, 1\}$  es la eficiencia de producción de piones, con  $n_\gamma$  la densidad de fotones del medio ambiente y la sección eficaz de la interacción  $\sigma_{p\gamma}^{\text{eff}} \simeq \sigma_{\text{pk}} \xi_{p\gamma} \frac{\Delta\varepsilon_{\text{pk}}}{\varepsilon_{\text{pk}}}$  con  $\sigma_{\text{pk}} \approx 5 \times 10^{-28} \text{ A cm}^2$ ,  $\Delta\varepsilon_{\text{pk}}=0.2 \text{ GeV}$ ,  $\varepsilon_{\text{pk}} \approx 0.3 \text{ GeV}$  y  $\xi_{p\gamma} \approx 0.2$ . Al igual que los procesos hadronucleares en cada interacción los neutrinos se llevan aproximadamente  $\langle x_{RC \rightarrow \nu} \rangle \sim 0.05$  de la energía del CRs.

De manera similar como en procesos  $Ap$  el espectro de neutrinos puede ser calculado a partir del espectro de rayos- $\gamma$ , a partir de [20]

$$E_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE} \simeq \frac{3}{4} E_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{dE}. \quad (2.54)$$

La energía característica del neutrino puede estimarse a partir de la energía de los rayos cósmicos que los producen mediante

$$\varepsilon_{\nu, \text{br}} \simeq 0.25 \delta_D^2 (m_\Delta^2 - m_p^2) \varepsilon_{\gamma, \text{br}}^{-1}, \quad (2.55)$$

donde  $m_\Delta$  y  $m_p$  son la masa de la delta de resonancia y los CRs, respectivamente,  $\varepsilon_{\gamma, \text{br}}$  es la energía pico en el espectro de los fotones del medio, y  $\delta_D$  es el factor Doppler.

Como puede verse en la producción de  $\nu$ -AE mediante procesos hadrónicos un flujo de fotones similar al flujo de neutrinos es de esperarse. A diferencia de los neutrinos que pueden viajar desde los confines del universo sin ser atenuados el flujo de fotones que acompaña al flujo de neutrinos sí son atenuados durante su propagación por la radiación de fondo.

### 2.3.3. Número esperado de neutrinos en el Telescopio IceCube

Los neutrinos son detectados cuando interactúan dentro del instrumento. La longitud que el neutrino  $L(\theta)$  recorre dentro del detector depende del ángulo del zenit  $\theta$  y es

determinado por la geometría del detector. La probabilidad de interacción es

$$P(E_\nu) = 1 - \exp\left[-\frac{L}{\lambda_\nu(E_\nu)}\right] \simeq \frac{L}{\lambda_\nu(E_\nu)}, \quad (2.56)$$

donde

$$\lambda_\nu(E_\nu) = (\rho_{ice} N_A \sigma_{\nu N}(E_\nu))^{-1}, \quad (2.57)$$

es el camino medio libre para un neutrino con energía  $E_\nu$  propagándose en hielo,  $\rho_{ice}$  es la densidad del hielo,  $N_A$  es el número de Avogadro y  $\sigma_{\nu N}(E_\nu)$  es la sección eficaz neutrino-nucleón. Entonces podemos definir un área efectiva del detector según la dirección del flujo de neutrinos como  $A_{ef} = A(E_\nu)P(E_\nu)$  así el número de eventos esperados de tipo cascada en el Telescopio IceCube puede ser aproximado como

$$N_\nu \approx T \int_{E_{\nu,\min}}^{E_{\nu,\max}} A_{ef} \left( \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \right) dE_\nu, \quad (2.58)$$

donde  $T$  es el tiempo de observación efectivo cuyo valor para el catálogo HESE es  $T \simeq 4$  años,  $A_{ef}$  es el área efectiva para cierta dirección de arribo (ver figura 2.2),  $E_{\nu,\max}$  y  $E_{\nu,\min}$  son la energía máxima y mínima del neutrino, respectivamente. Se asume el espectro de neutrinos  $dN_\nu/dE_\nu$  como una simple ley de potencias

$$\frac{dN_\nu}{dE_\nu} = A_\nu \left( \frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha_\nu}, \quad (2.59)$$

con  $\alpha_\nu$  el índice espectral de neutrinos, y donde la constante de normalización  $A_\nu$  es estimada como

$$A_\nu \simeq \frac{F_\nu}{\int_{E_{\nu,\min}}^{E_{\nu,\max}} E_\nu \left( \frac{E_\nu}{100 \text{ TeV}} \right)^{-\alpha_\nu} dE_\nu}, \quad (2.60)$$

donde  $F_\nu$  es el flujo de neutrinos que puede ser calculado a partir del flujo de CRs (ver ecuaciones 2.50 y 2.53) o rayos- $\gamma$  mediante interacciones hadrónicas (ver ecuaciones 2.52 y 2.54).

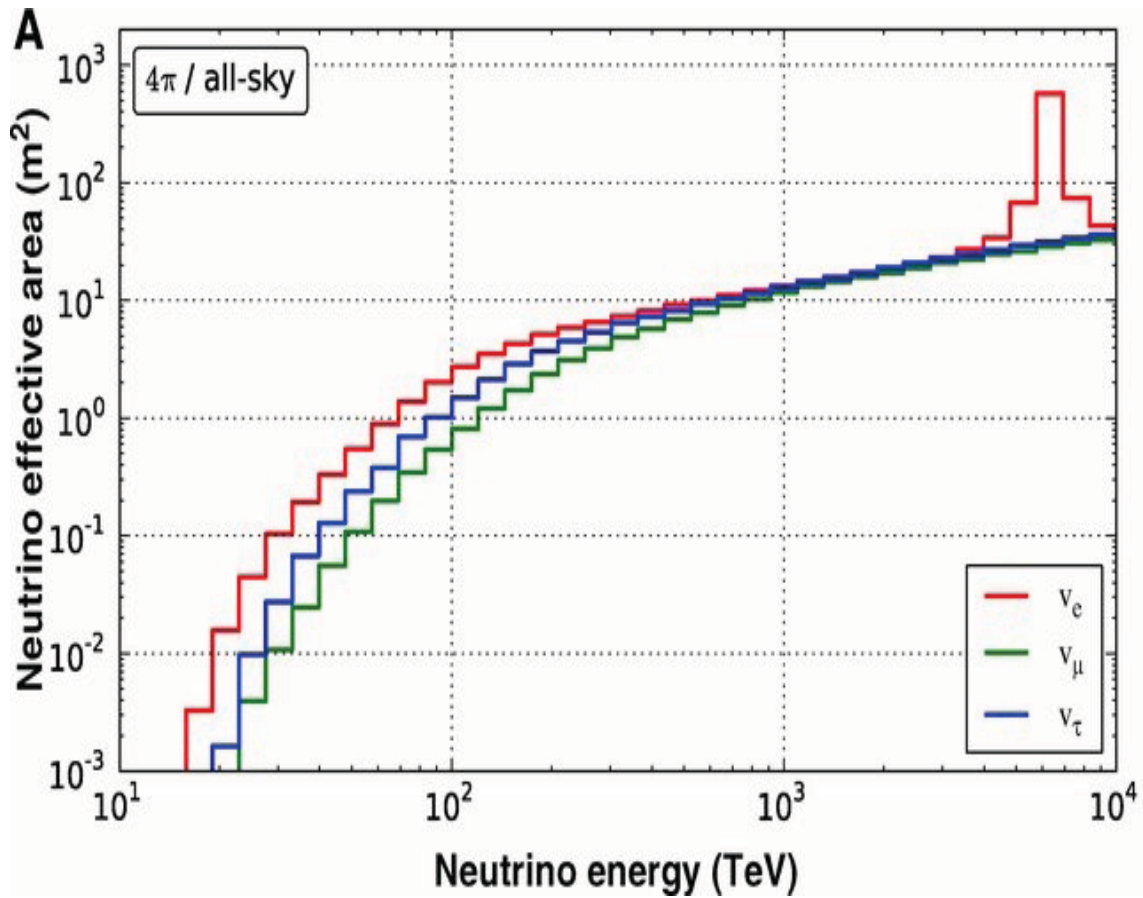


Figura 2.2: Área efectiva en el observatorio IceCube del neutrino electrónico, muónico y taónico para una fuente puntual en cualquier dirección de arriba. El área efectiva para cada sabor es el promedio de el área para  $\nu$  y  $\bar{\nu}$  y sirve para calcular la tasa de eventos observados. [21]



## Capítulo 3

### Centaurus A

Centaurus A (Cen A) es la radio galaxia más cercana a la tierra y la fuente de radio más brillante en el cielo [47], es clasificada como una radio galaxia clase FR-I [48], es decir, una radio galaxia de baja luminosidad. Localizada a una distancia de 3.8 Mpc, cuya galaxia huésped es NGC 5128 (ver figura 3.1) una galaxia elíptica masiva que alberga un agujero negro súper masivo de  $\sim 10^8 M_{\odot}$  [49]. Debido a su proximidad es una de las fuentes extragalácticas mejor estudiadas. Además NGC 5128 forma parte de un grupo de 25 galaxias que se extienden en proyección cerca de  $25^{\circ}$  en el cielo, siendo está galaxia el miembro más masivo del grupo junto a NGC 4945 y M83 (ambas galaxias presentan brotes de formación estelar) [47].



Figura 3.1: La galaxia NGC 5128 vista en óptico.



## 3.1. Radio estructuras

### 3.1.1. Lóbulos gigantes



Figura 3.2: Lóbulos gigantes de Cen A a 1.4 GHz. [50]

Una característica importante de Cen A es que cuenta con dos lóbulos externos comúnmente llamados lóbulos gigantes (ver Figura 3.2) cuya proyección en el cielo es de  $\sim 10 \times 4^\circ$  que corresponde a  $\sim 600 \times 240$  kpc (ambos lóbulos parecen mostrar características diferentes, donde el lóbulo sur no parece tener una geometría tan clara como el norte que puede ser modelado como un simple cilindro). Los lóbulos gigantes de Cen A han sido detectados en radio en la banda de 5 MHz a 5 GHz por el radio telescopio Parkes [51] y recientemente por Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) hasta 60 GHz [52]. También han sido observados en altas energías en rayos- $\gamma$  ( $E_\gamma \geq 200$  MeV)

por Fermi-LAT [53] midiendo un flujo de  $[0.77^{(+0.23)}_{(-0.19)}]_{\text{stat}} (\pm 0.39)_{\text{syst}} \times 10^{-7} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  y  $[1.09^{(+0.24)}_{(-0.21)}]_{\text{stat}} (\pm 0.32)_{\text{syst}} \times 10^{-7} \text{ph cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  para el lóbulo norte y sur, respectivamente. Observaciones en radio realizados más recientemente con mejor resolución [50] muestran algunas características particulares de los lóbulos tanto sur como norte. En el norte se pueden apreciar estructuras de cascarón espaciadas  $\sim 24$  kpc. En el lóbulo sur dos regiones con un brillo superior al resto de la estructura fueron detectadas, nombradas como *vortex* y *vertex*. Además, los lóbulos difieren en la polarización de su emisión en radio, mientras el lóbulo norte presenta emisión altamente polarizado, el lóbulo sur parece ser altamente turbulento y caótico [54, 55], excelentes condiciones para la aceleración de partículas de altas energías.

El origen de los lóbulos gigantes parece ser de otra etapa de actividad en Cen A, al menos en el caso del lóbulo sur que no parece estar conectado al jet actual [52]. La emisión en radio es atribuido a radiación sincrotrón de los electrones acelerados relativísticamente [52, 68]. A partir de los ajustes de modelos de radiación sincrotrón [17] calcula la velocidad de las regiones con cientos de kpc dentro de los lóbulos y la potencia del posible jet asociado como progenitor, encontrando velocidades de 0.1-0.2c y una potencia total del jet de  $\sim 10^{44}$  erg/s, con una luminosidad isotrópica asociada de  $\sim 10^{45} - 10^{46}$  erg/s.

La radiación en altas energías fue modelada usando un modelo leptónico por [53] para describir la emisión electromagnética de los lóbulos: los datos de radio (WMAP) a través de radiación sincrotrón y los datos de Fermi-LAT por el proceso dispersión Compton-Inverso (IC) con los fotones del CMB y el EBL. Otra explicación fue proporcionada por [68] quien usó un modelo leptohadrónico para describir la distribución espectral de energía (SED, *Spectral Energy Distribution*), usando radiación sincrotrón para explicar la emisión en ondas de radio e interacciones hadrónicas  $pp$  para explicar el flujo de rayos- $\gamma$ .

La edad de los lóbulos ha sido calculada usando el tiempo de enfriamiento mediante radiación sincrotrón [52, 68] obteniendo un valor de 21-55 Myear y 24-27 Myear para el lóbulo norte y sur, respectivamente. Aunque esta edad calculada viola las observaciones, al necesitar una velocidad de expansión supersónica de los lóbulos el cual debería verse reflejada como un Hot-Spot que sería muy fácil detectar. Dicho argumento da indicio de que los lóbulos gigantes deben ser más viejos de lo que parecen mediante argumentos radiativos. Basándose en argumentos dinámicos y de flotabilidad [57] infiere las edades según el tiempo de cruce del sonido y el tiempo de expansión por flotabilidad obteniendo valores de  $\sim 440 - 645$  Myear y  $\sim 560$  Myear, respectivamente. Dichos valores establecen un límite inferior en la edad de los lóbulos debido a la incertidumbre en el ángulo de proyección en el cielo. La idea de que la edad de los lóbulos sea mayor a la edad radiativa demanda que los electrones dentro de los lóbulos deben estar experimentando reaceleración *in situ* [58].

### 3.1.2. Lóbulos internos

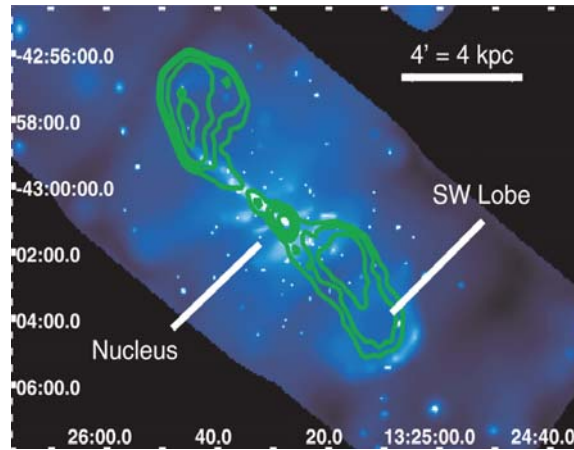


Figura 3.3: Lóbulos internos de Cen A observados por Chandra en rayos-X en la banda 0.5-2 keV. Los radio contornos son superpuestos [59].

Cen A además cuenta con dos estructuras internas, conocidas como lóbulos internos, que se extienden desde la región norte hasta la región sureste de la galaxia huésped, (ver figura 3.3). Análisis realizados en las observaciones hechas por Chandra/ACIS-I y XMM-Newton en los lóbulos internos y el medio ambiente mostró la existencia de un filamento en lóbulo interno norte compuesto de cinco nodos espacialmente resueltos y la emisión de una estructura de cascarón con un brillo superior al resto de la región en el lóbulo interno sur [59, 60]. El origen de los nodos en rayos-X fue explicado como el resultado de gas calentado por una interacción con el jet. La emisión en rayos-X a lo largo de los límites del lóbulo interno fue modelado como un cascarón delgado y caliente. Debido a que la temperatura y la densidad del gas en el cascarón es por mucho superior a la del medio ambiente, entonces la inflación del lóbulo interno sur es impulsado por un choque fuerte con el medio ambiente. Dicha estructura no es observada en la región norte, dejando así una emisión de aproximadamente dos ordenes de magnitud inferior a la de dicho cascarón.

Adicionalmente, más allá del lóbulo interno norte se ha observado otra estructura que se extiende aproximadamente hasta  $\sim 20-30$  kpc del núcleo [61] conocida como el Lóbulo Norte Medio (LNM) que contribuye a 5 GHz aproximadamente 45 % de la emisión total en radio [47], cuya contraparte sur no ha sido detectada (ver figura 3.4). Dicha estructura parece haber sido provocada por un etapa de actividad anterior a la de los lóbulos internos, que ha sido reenergizada por la actividad central actual [59]. Además, dentro del LNM emisión en rayos-X ha sido detectada, coincidente con filamentos asociados a 5 nodos cuyo espectro en la emisión de rayos-X fue asociado a un origen térmico (con temperaturas de

0.3-0.7 KeV) debido al pobre ajuste con modelos no térmicos [59]. El origen parece ser debido a la interacción de gas frío con el LNM. Algunos parámetros de los nodos son reportados en la tabla 4.4.

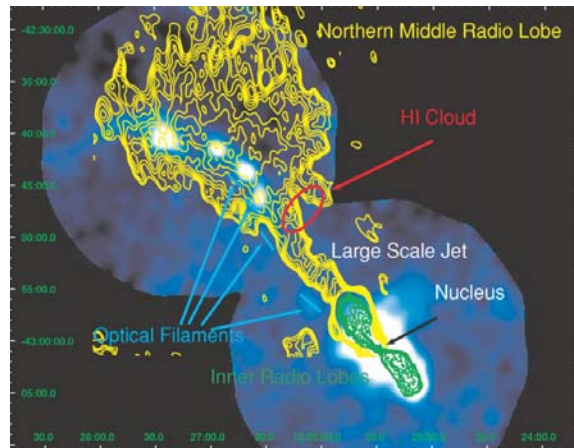


Figura 3.4: Lóbulo Norte Medio de Cen A observado por XMM-Newton en rayos-X en la banda 0.3-1 keV. Los radio contorno son superpuestos [62].

### 3.1.3. Jets internos

Dentro de los lóbulos internos Cen A se observa una estructura conocida como Jet interno (ver figura 3.5) que se extiende hasta  $\sim 3.7$  kpc, con un ángulo respecto del plano celeste de  $\sim 30^\circ$  y con velocidades medianamente relativistas  $\beta \approx 0.3 - 0.5c$ . La potencia del jet ha sido calculada con un valor de  $\sim 10^{43}$  erg/s [57, 63, 65]. El jet interno presenta una serie de nodos detectados en rayos-X por el observatorio Chandra, donde la emisión es atribuida a partículas aceleradas y los nodos son regiones de reaceleración [65].

## 3.2. Cen A como fuente de UHECRs

Cen A ha sido señalado como una fuente potencial de UHECRs, con primeros trabajos como [64], y con la detección de los eventos reportados por PAO aparentemente correlacionados con la distribución de AGNs en el universo local [7]. Este resultado observacional apoya la idea de que esta radio galaxia es aceleradora de CRs con energías de hasta  $\sim 10^{20}$  eV, además soportada por la aparente existencia de una anisotropía de UHECRs en dirección de Cen A. Aunque no es claro cómo estos CRs podrían ser acelerados en esta radio galaxia, Cen A es un fuerte candidato.

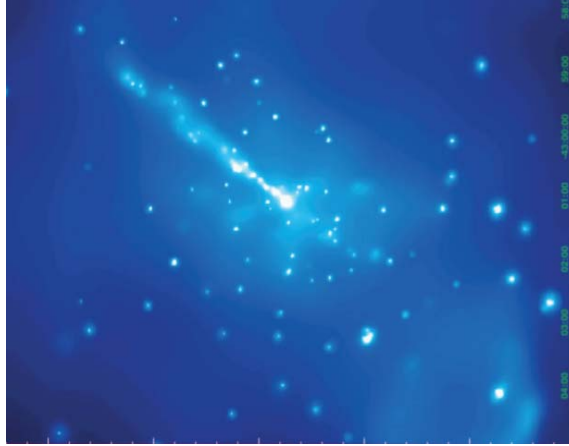


Figura 3.5: Jet interno observado por Chandra en rayos-X en la banda 0.4-5 keV [65].

A partir de los resultados de PAO, varios han propuesto a Cen A como el responsable de dicha anisotropía de UHECRs en esa dirección, siendo los lóbulos gigantes uno de los lugares de aceleración más prominentes. Usando mecanismos estocásticos de Fermi para acelerar CRs [66] encuentra que para que los lóbulos gigantes pueden producir UHECRs es necesario un tiempo mayor al tiempo de Hubble haciendo imposible que Cen A sea el responsable de los eventos reportados por PAO en esa dirección, concluyendo que los lóbulos gigantes de Cen A únicamente pueden emitir UHECRs si la longitud de coherencia para el campo magnético es suficientemente grande. Con los valores utilizados ( $\lambda_{max} \approx 10$  kpc,  $B = 3\mu G$ ) él encuentra que la máxima energía alcanzada es  $\sim 50EeV$ , para el caso de protones. Otro importante trabajo en aceleración de CRs en los lóbulos gigantes de Cen A fue realizado por [52], encontrando que protones pueden ser acelerados hasta energías de  $\sim 10^{20}$  eV únicamente en el caso más optimista que sucede en el régimen de Bohm.

Los lóbulos internos también han sido propuestos como aceleradores de CRs [67], usando el criterio de Hillas para el espesor del choque como región de aceleración ellos encuentran que los lóbulos internos solo pueden acelerar CRs hasta  $\sim 2 \times 10^{18}$  eV.

Aunque el jet actual de Cen A tiene una velocidad de expansión medianamente relativista  $\beta \sim 0.3 - 0.5$ , que son el tipo de fuentes más prometedoras para producir UHECRs, en el caso de Cen A fue descartado debido a que no cuenta con la luminosidad mínima requerida para producir UHECRs [42]. Si consideramos la emisión en la región central durante la fase de actividad de Cen A, como se ha mencionado antes los lóbulos gigantes parecen tener un origen asociado a un episodio de actividad previo, entonces [17] utilizó la luminosidad del jet que produjo a los lóbulos gigantes y obtuvo que Cen A es capaz de

producir UHECRs en la banda de PAO.

### 3.3. Parámetros de los lóbulos gigantes

Debido a que los lóbulos son inflados por jets que se propagan en el medio de los alrededores, núcleos y/o protones acelerados son inyectados por el jet y confinados dentro de los lóbulos [52]. Los lóbulos son reservorios de energía implicando que las pérdidas por radiación sean pequeñas, por lo tanto así gran parte de la energía es dedicada a la expansión de dichas estructuras. La potencia con la cual los lóbulos son inflados puede ser aproximado a partir de la energía total almacenada en los lóbulos dividido entre su tiempo de vida radiativo. Los lóbulos emiten en radio que es atribuido principalmente a radiación sincrotrón el cual para producirlo es necesario un campo magnético y partículas aceleradas. Así algunos parámetros han sido derivados a partir de observaciones para los lóbulos gigantes de Cen A como se muestra en la tabla 3.1.

Cuadro 3.1: Parámetros derivados observacionalmente de los lóbulos gigantes

Lóbulos gigantes		Norte	Sur	
Campo magnético ( $\mu\text{G}$ )	B	0.9 - 3.4	0.9 - 6.2	[53, 68]
Parámetro de equipartición	$\lambda_{e,B}$	4.3	1.8	[53]
Densidad de partículas ( $\text{cm}^{-3}$ )	$n_p$	$10^{-11} - 10^{-4}$	$10^{-11} - 10^{-4}$	[52, 57, 69]
Tamaño de los lóbulos (kpc)	R	100 - 190	100 - 240	[52, 53]
<b>Edad de los lóbulos</b>				
Argumentos radiativos (Myear)	$t_{\text{lob}}$	21 - 55	24 - 27	[52, 68]
Argumentos dinámicos/flotabilidad (Myear)	$t_{\text{lob}}$	~ 600-1500	~ 600-1500	[57, 58]

La presión no térmica y el límite superior para presión térmica puede ser estimado como  $p_{\text{nter}} \simeq (U_e + U_B + U_p)$  y  $p_{\text{ter}} = n_p k_B T$  respectivamente, donde  $U_p \sim 2 L_A t_{\text{lob}}/V$  es la densidad de energía de núcleos/protones acelerados con luminosidad  $L_A$ ,  $n_p$  es la densidad de partículas del medio,  $T$  es la temperatura y  $V$  es el volumen de los lóbulos gigantes. Usando la relación entre campo magnético y densidad de energía de electrones,  $U_e = \lambda_{e,B} U_B$  [53, 68], la presión no térmica y la energía total puede ser escrita como

$$p_{\text{nter}} \simeq U_B(1 + \lambda_{e,B}) + 2 L_A \frac{t_{\text{lob}}}{V}, \quad (3.1)$$

$$E_{\text{tot}} \simeq U_B V(1 + \lambda_{e,B}) + 2 L_A t_{\text{lob}}, \quad (3.2)$$

respectivamente.



## Capítulo 4

### Evento IC35, UHECRs y Centaurus A

El evento IC35 es interesante al ser uno de los neutrinos más energéticos detectados por IceCube, con una energía de  $2000_{-262}^{+236}$  TeV y cuya dirección de arribo está centrado en las coordenadas ecuatoriales  $RA = 208.4^\circ$  y  $DEC = -55.8^\circ$  (J2000) con un error angular de  $15.9^\circ$ . Dicho evento, si su error angular es considerado, es coincidente con la localización de la radio galaxia más brillante en el cielo, Centaurus A. Además una posible asociación de UHECRs podría existir entre esta radio galaxia y los eventos recientemente reportados por PAO que reporta una posible anisotropía en la distribución espacial de los UHECRs en dicha dirección.

Siguiendo el procedimiento descrito a continuación, en este capítulo se muestra la relación que puede existir entre los UHECRs, el evento IC35 y rayos- $\gamma$  de la región a los alrededores de los lóbulos gigantes. Primero, se analiza si los lóbulos de Cen A tienen la capacidad para confinar y acelerar UHECRs. Si Cen A es fuente de estos UHECRs una estimación de la deflexión promedio provocado por los campos magnéticos tanto galácticos como extragalácticos fue realizado. Dependiendo de la composición dominante de los UHECRs una anisotropía en la dirección de Cen A es de esperarse si son núcleos ligeros, así para determinar la existencia de dicha anisotropía se realizó un análisis estadístico en la distribución espacial de los UHECRs detectados por PAO. Adicionalmente para acotar la distancia máxima de emisión de los UHECRs se calcularon las distancias de atenuación para diferentes pesos atómicos. Segundo, una vez se comprobó que Cen A es el principal candidato de UHECRs se calculó la luminosidad de CRs y extrapoló a más bajas energías con el fin de poder explicar la emisión de rayos- $\gamma$  en los lóbulos gigantes usando modelos hadrónicos. Para esto se realizó un ajuste al espectro de cada lóbulo gigante considerando radiación sincrotrón, dispersión Compton inverso e interacciones pp. Por último, para asociar el evento IC35 a Cen A, se realizó el cálculo del número de neutrinos esperados en el telescopio Icecube provenientes de las diferentes regiones que conforman los lóbulos



gigantes. Adicionalmente, se consideraron los objetos que se encuentran dentro del error angular del neutrino IC53 y los UHECRs de PAO para poder descartar a cualquier otro candidato.

## 4.1. Rayos cósmicos ultra energéticos

### 4.1.1. Tiempos característicos, composición y deflexión

Para poder correlacionar el neutrino IC35 con UHECRs primero se analiza si Cen A puede ser un acelerador de CRs. Algunos de los mecanismos que podrían acelerar CRs hasta energías de  $\sim 10^{18}$  eV fueron presentados en el capítulo 2. En esta sección se muestra que núcleos/protones pueden ser acelerados hasta energías ultra relativistas en Cen A y confinados dentro de los lóbulos gigantes para después escapar de ellos. Como algunos autores sugieren, los lóbulos gigantes de Cen A pueden ser tratados como cilindros con altura  $h = 300$  kpc y radio  $R = 100$  kpc. Al menos para el lóbulo norte esto es una buena aproximación mientras que la geometría del lóbulo sur es incierta y además parece ser más extensa, para este caso puede usarse como un límite inferior en los cálculos.

Usando el criterio de Hillas, dado por la ec. 2.13, con los valores reportados de los lóbulos gigantes (ver Tabla 3.1), la energía máxima que estos pueden contener es

$$E_{Z,\max} \approx 92.5 \left(\frac{Z}{5}\right) \left(\frac{\beta}{0.2}\right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}}\right) \left(\frac{R}{100 \text{kpc}}\right) \text{ EeV}. \quad (4.1)$$

Dicho valor no cambia en el caso de la ecuación 2.21. Otra estimación puede ser a partir de la potencia del jet asociado a los lóbulos gigantes con valor de  $\sim 10^{44}$  erg/s [17]. Así, durante la etapa de "flare" previa, el jet tiene asociada una luminosidad isotrópica equivalente de  $\approx 10^{45} - 10^{46}$  erg/s [17] y según la ecuación 2.16

$$E_{Z,\max} \approx 90 Z \epsilon_B^{1/2} \beta^{1/2} \Gamma^{-1} \left(\frac{L}{10^{45} \text{ erg/s}}\right)^{1/2} \text{ EeV}. \quad (4.2)$$

Por último, se calcula la luminosidad de campo magnético en cada uno de los lóbulos gigantes usando la ecuación  $L_B = \pi R^2 \beta c \Gamma^2 \frac{B^2}{8\pi}$  [42], entonces se tiene

$$L_B \approx 7.2 \times 10^{43} \left(\frac{R}{100 \text{kpc}}\right)^2 \left(\frac{\beta}{0.2}\right) \left(\frac{B}{1 \mu\text{G}}\right)^2 \text{ erg/s}. \quad (4.3)$$

Ahora comparando este resultado con la ecuación 2.22, la luminosidad mínima requerida para acelerar UHECRs, es  $L_B \gtrsim 10^{45} Z^{-2} E_{20}^2$  erg/s, que corresponde a  $L_B \approx 10^{45}$  erg/s,  $L_B \approx 2.5 \times 10^{44}$  erg/s,  $L_B \approx 2.7 \times 10^{43}$  erg/s y  $L_B \approx 2 \times 10^{43}$  erg/s para protones,

Helio, Carbono y Nitrógeno, respectivamente. Este resultado únicamente favorece una composición predominante para los UHECRs a núcleos con peso atómico superior al Carbono.

Las ecuaciones previas indican que las máxima energía que los lóbulos de Cen A pueden acelerar y contener concuerdan con los rayos cósmicos más energéticos detectados por PAO alrededor de la dirección a esta radio galaxia solo si los UHECRs son núcleos. Así se puede comprobar que Cen A es una fuente potencial de UHECRs, como varios autores sugieren [17, 52, 66, 71].

Una vez se comprobó mediante argumentos energéticos que Cen A puede acelerar UHECRs es necesario calcular los tiempos característicos para la aceleración de núcleos ultra relativistas dentro de los lóbulos gigantes mediante procesos estocásticos en el límite de Bohm. Entonces usando la ecuación 2.24.

$$t_{Z,ac} \simeq 0.3 \text{ Myear } Z^{-1} \mathbb{A} \left( \frac{E_{\max}}{90 \text{ EeV}} \right) \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right)^{-1}. \quad (4.4)$$

El cual es un valor mucho menor que la edad reportada para los lóbulos gigantes (ver Tabla 3.1). El valor de  $\mathbb{A}$  puede ser aproximado según la ecuación 2.24 para el mecanismo Fermi de primer orden, tomando el límite de Bohm y regiones de cientos de kpcs dentro de los lóbulos gigantes [63] que se mueven a velocidades entre 0.1-0.2c [17], entonces  $\mathbb{A} \sim 10$  que es un valor similar al usado por [52, 57]. El tiempo característico para el escape de los UHECRs de la región de aceleración mediante difusión en el régimen de Bohm es proporcionado por la ec.2.6

$$t_{Z,esc} \simeq 0.4 \text{ Myear } Z \left( \frac{E_{\max}}{90 \text{ EeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{R}{100 \text{ kpc}} \right)^2. \quad (4.5)$$

La comparación entre los tiempos característicos ( $t_{Z,ac} \sim t_{Z,esc} \ll t_{\text{lóbulo}}$ ) indica que los CRs pueden ser acelerados hasta  $\sim 10^{20}$  eV antes que estos puedan escapar de los lóbulos gigantes, solo para el caso de núcleos con número atómico  $Z \gtrsim 4$  (correspondiente a núcleos más pesados que el Be), donde  $t_{Z=3,ac} \approx 1.2 \text{ Myear}$  y  $t_{Z=3,esc} \approx 1.3 \text{ Myear}$ , pero difícilmente para protones o núcleos de He donde los tiempos característicos son  $t_{Z=1-2,ac} > t_{Z=1-2,esc}$ .

Los resultados anteriores limitan la composición de los UHECRs provenientes de Cen A solo a núcleos ligeros intermedios para pesos atómicos superiores al Carbono. Este resultado concuerda con los resultados encontrados por PAO [70] que favorece una composición hacia núcleos ligeros intermedios hasta energías de  $\sim 10^{19}$  eV.

Con el fin de determinar el número de los UHECRs alrededor de Cen A una estimación del máximo ángulo de deflexión a través de campos magnéticos galácticos y extragalácticos es calculado usando la ecuación 2.28. Debido a que Cen A está  $\sim 19.4^\circ$  sobre el plano galáctico los CRs sufrirán deflexión provocadas tanto por el disco como por el halo

galáctico. En el disco galáctico, el campo magnético está inmerso y arreglado en los brazos espirales y fijo dentro del plano. Por lo tanto, UHECRs pueden moverse aleatoriamente de un lado a otro en dirección vertical, cubriendo el plano galáctico [73]. El campo magnético en nuestra Galaxia ha sido más estudiado que los campos magnéticos extragalácticos. La orientación del campo magnético indica que se incrementa hacia el interior de la galaxia siendo inferido usando estudios simultáneos de radiación sincrotrón en radio, rayos cósmicos y rayos- $\gamma$ . Usando los valores del campo magnético en el halo y el plano galáctico con una longitud de coherencia  $\sim 1$  kpc, los ángulos de deflexión en nuestra galaxia son en el halo

$$\theta_{Z,G} \simeq 1.38^\circ Z \left( \frac{E_{A,\text{th}}}{60 \text{ EeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B_G}{1 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{D_G}{10 \text{ kpc}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{l_c}{1 \text{ kpc}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.6)$$

y en el disco galáctico

$$\theta_{Z,G} \simeq 1.9^\circ Z \left( \frac{E_{A,\text{th}}}{60 \text{ EeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B_G}{2 \mu\text{G}} \right) \left( \frac{D_G}{20 \text{ kpc}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{l_c}{1 \text{ kpc}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.7)$$

Para un evento que viaja una distancia de 3.8 Mpc, la deflexión promedio debido a campos magnéticos extragalácticos ( $B_{EG} \sim 1$  nG) con longitud de coherencia de  $l_c \sim 100$  kpc [106] es

$$\theta_{Z,EG} \simeq 0.15^\circ Z \left( \frac{E_{A,\text{th}}}{60 \text{ EeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B_{EG}}{1 \text{ nG}} \right) \left( \frac{D_{EG}}{3.8 \text{ Mpc}} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{l_c}{100 \text{ kpc}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.8)$$

Cuadro 4.1: Deflexión de los UHECRs en diferentes medios de propagación. Se consideran el halo galáctico, el plano galáctico y el medio intergaláctico para diferentes pesos atómicos.

	Cen A $\theta_Z$ ( $^\circ$ )		
	Halo (1 $\mu\text{G}$ )	Disco (2 $\mu\text{G}$ )	IG (1 nG)
Proton ( $^1_1\text{H}$ )	1.38 $^\circ$	1.9 $^\circ$	0.15 $^\circ$
Helio ( $^4_2\text{He}$ )	2.76 $^\circ$	3.9 $^\circ$	0.3 $^\circ$
Carbono ( $^{12}_6\text{C}$ )	8.28 $^\circ$	11.7 $^\circ$	0.9 $^\circ$
Nitrogeno ( $^{14}_7\text{N}$ )	9.66 $^\circ$	13.6 $^\circ$	1.05 $^\circ$
Hierro ( $^{56}_{26}\text{Fe}$ )	35.87 $^\circ$	50.6 $^\circ$	3.9 $^\circ$

De la tabla 4.1 se nota que, viajando a través de campos magnéticos, núcleos pesados son deflectados en mayor cantidad que los núcleos ligeros. Los ángulos de deflexión total promedio debido a campos magnéticos tanto galáctico como extragaláctico son  $\theta_Z \gtrsim$

2.15°, 4.2°, 12.6° y 14.65° para protones, Helio, Carbono y Nitrógeno, respectivamente. Debido a la cercanía de Cen A al plano galáctico este es el principal causante de deflexión de los UHECRs. Núcleos ligeros intermedios como Carbono y Nitrógeno son deflectados un radio angular menor a 18° que es el radio de la anisotropía reportado por PAO. Para estas composiciones la deflexión podría verse como una anisotropía en dirección de Cen A a una radio angular de  $\sim 15^\circ$ . Mientras que si la composición es dominada por núcleos pesados como el Fe, dicha anisotropía debería ser inexistente. Además, considerando los resultados previos, si los UHECRs son núcleos estos sufrirán atenuación debido a su interacción con la radiación de fondo mediante el proceso de fotodesintegración. Para los UHECRs en el rango de energía de los eventos detectados en dirección de Cen A, 60-90 EeV, la distancia de atenuación para distintos elementos fueron calculados usando la ecuación 2.27, los resultados se muestran en la figura 4.1. Dichos resultados indican que si la composición predominante de UHECRs son elementos ligeros intermedios como el Nitrógeno la fuente no puede estar ubicada a una distancia mayor a 20 Mpc, dejando así a Cen A como la fuente más prometedor.

#### 4.1.2. Análisis estadístico de UHECRs

Como se mostró anteriormente los lóbulos gigantes tienen el potencial de acelerar CRs hasta energías de  $\sim 10^{20}$  eV, solo para núcleos de Carbono o elementos más pesados, y según estimaciones de la deflexión dependiendo de la composición predominante una anisotropía es de esperarse para núcleos como Carbono o Nitrógeno, pero debería ser inexistente para núcleos de Hierro. Para comprobar si dicha anisotropía existe en dirección de Cen A y que apoye la hipótesis de una composición de UHECRs predominada por núcleos ligeros intermedios, se realizó un análisis estadístico siguiendo el procedimiento que a continuación se describe.

Primero, se definen dos muestras para ser comparadas. La primera de ellas comprende los rayos cósmicos detectados en un ángulo sólido de radio  $\theta$  alrededor de Cen A, el cual corresponde a un ángulo sólido de

$$\Omega(\theta) = 2\pi(1 - \cos\theta) \text{ sr.} \quad (4.9)$$

La segunda muestra será usada como un control para estimar el fondo de rayos cósmicos e incluye los rayos cósmicos distribuidos en el cielo del hemisferio sur, excepto una región de 40° centrada en Cen A. Esto corresponde a un ángulo sólido de:

$$\Theta = 2\pi - \Omega(40^\circ) = 4.813199 \text{ sr.} \quad (4.10)$$

El tiempo de monitoreo depende en la declinación. Dado la latitud del Observatorio Pierre Auger (L = S 69° 18' 41'") la región del cielo a una declinación  $\delta \lesssim -20^\circ$  es

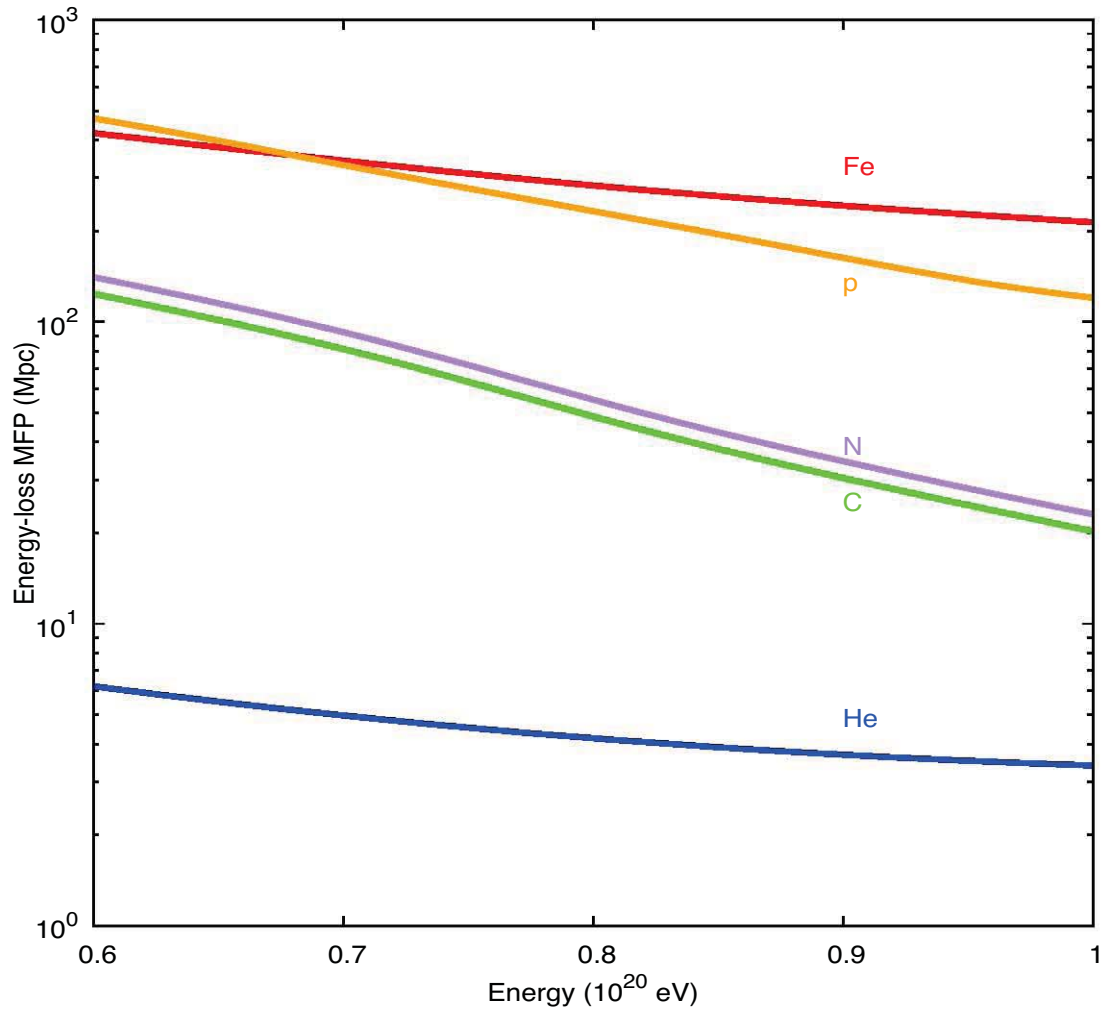


Figura 4.1: Distancia de atenuación de los UHECRs para diferentes composiciones provocadas por la interacción con la radiación de fondo mediante el proceso de fotodesintegración para el caso de núcleos e interacción fotohadrónica para el caso de protones.

circumpolar, y la región entre declinaciones de  $\pm 20^\circ$  son visibles solo en una fracción del día. Si  $\alpha$  es la elevación de un rayo cósmico arriba del horizonte, entonces

$$\sin\alpha = \sin L \sin\delta + \cos L \cos\delta \cosh, \quad (4.11)$$

donde  $\cosh$  es el ángulo horario. Haciendo la elevación  $\alpha = 0^\circ$ , obtenemos

$$\cosh = \tan L \tan \delta, \quad (4.12)$$

cuya solución corresponde a un aumento y ajuste asociado a una declinación dado en el cielo. Para cada rayo cósmico detectado definimos un peso  $\omega$  que dependerá de la declinación para compensar el monitoreo parcial. Por lo tanto, cada conteo de rayo cósmico será multiplicado por su correspondiente peso

$$\omega = \begin{cases} 1 & \text{if } \delta \leq -90^\circ - L \\ \arcsin(-\tan L) \tan \delta & \text{otro caso} \end{cases}$$

excluimos rayos cósmicos con  $\delta > 0$  para evitar regiones pobres de monitoreo el cual debería provocar un sesgo en los resultados. Con esta selección, todos los pesos son  $\omega < 2$ . Estableciendo  $n_\Omega$  y  $n_\Theta$  como el número de conteos pesados en el objetivo y el fondo con ángulo sólido  $\Omega$  y  $\Theta$  respectivamente, y estableciendo el número total de rayos cósmicos pesados en estas dos regiones como  $N = n_\Omega + n_\Theta$ . La prueba consiste en comparar los conteos de rayos cósmicos  $n_\Omega$  detectados en el ángulo sólido con la expectación para una distribución de rayos cósmicos dada por los conteos  $N$  en un ángulo sólido  $\Omega + \Theta$ . La hipótesis nula de la prueba es que la probabilidad de que un rayo cósmico impacte la región de ángulo sólido  $\Omega$  depende solo en los ángulos sólidos involucrados esto es

$$p(\Omega) = \frac{\Omega}{\Omega + \Theta}.$$

La hipótesis alternativa es que la probabilidad actual es mayor que  $p(\Omega)$ . Elegimos un nivel de significancia de  $\alpha = 0.001$  (aproximadamente  $3\sigma$ ), que es la probabilidad de rechazar la hipótesis nula cuando esta debería ser aceptada (es decir, la probabilidad de un error Tipo I.) Bajo la hipótesis nula, los conteos  $n_\Omega$  son distribuciones binomiales con número de ensayos  $N$  y probabilidad  $p(\Omega)$ :  $n_\Omega \sim \text{Binomial}(N, p(\Omega))$ . Así el procedimiento es realizar una prueba para conteos  $n_\Omega$  en esta distribución binomial. En código R la prueba puede ser calculada usando la función `binom.test(stats)` como `binom.test(round( $n_\Omega$ ), round( $n_\Theta$ ),  $\Omega/(\Omega + \Theta)$ , alternativo = "g")`, donde la función `round` es necesario para asegurar valores enteros para los pesos de los conteos de rayos cósmicos. Alternativamente, la función en R `poisson.test(stats)` produce el mismo resultado que `binom.test(round( $c(n_\Omega, n_\Theta)$ ),  $c(\Omega, \Theta)$ , alternativo = "g")`.

Realizando este procedimiento para comparar diferentes regiones centradas en Cen A se probó la existencia de sobre abundancias de rayos cósmicos detectados como función de la separación de la fuente. Los resultados se muestran en la figura 4.2, donde se observa que a un radio angular de  $\approx 12^\circ$  existe una anisotropía con una significancia  $> 3\sigma$  de UHECRs en dirección de Cen A que pueda ser atribuida a esta radio galaxia. Dicho

resultado concuerda con resultados previos reportados por PAO [75], ellos encuentran una sobre abundancia dentro de un radio  $\approx 18^\circ$ . Por lo tanto, como se mostró previamente Cen A puede producir UHECRs si estos son núcleos más pesados que Carbono, y una anisotropía debería esperarse si la composición son núcleos más ligeros que Nitrógeno. Así, podemos acotar la composición predominante de UHECRs que puedan ser atribuidas por Cen A para una composición de Carbono y Nitrógeno.

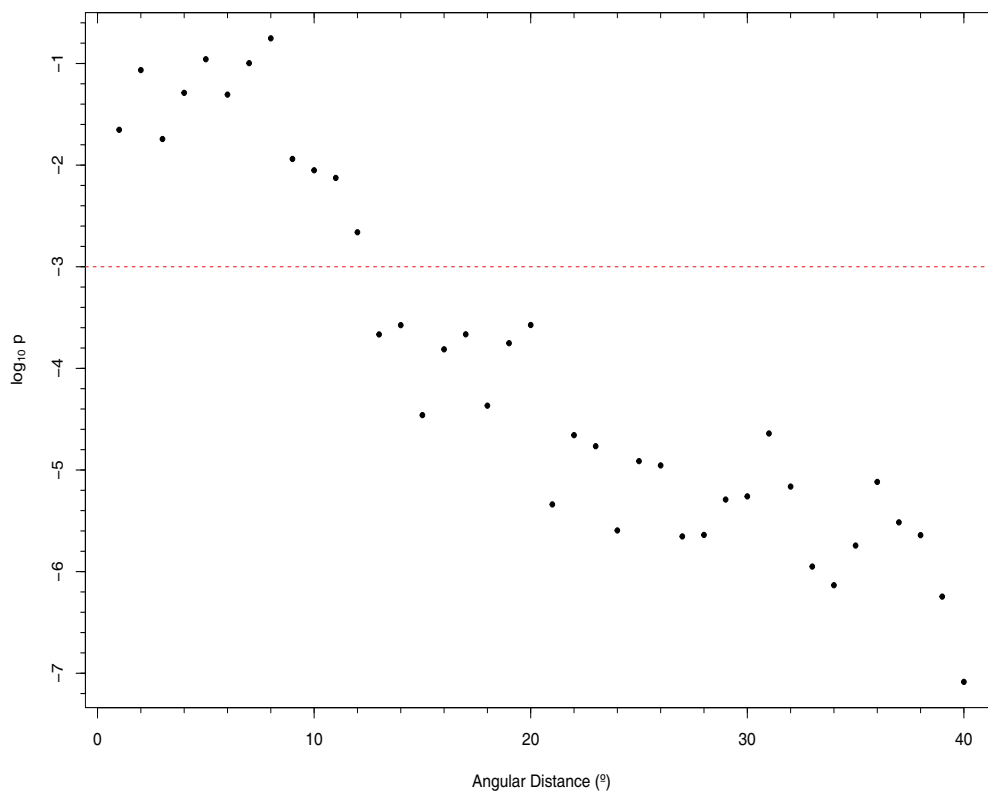


Figura 4.2: Análisis estadístico de los UHECRs realizado a diferentes distancias angulares de Cen A para determinar la existencia de sobre abundancias en esa dirección respecto del fondo. La línea roja indica un valor que corresponde a una significancia de aproximadamente  $3\sigma$ , que es el valor para rechazar la hipótesis nula.

### 4.1.3. Luminosidad de rayos cósmicos

Una vez se comprobó la existencia de anisotropía en dirección de Cen A. Se procedió a calcular la luminosidad de UHECRs normalizada en función del número de UHECRs dentro de un radio de  $\sim 15^\circ$  como se muestra en la figura 4.3.

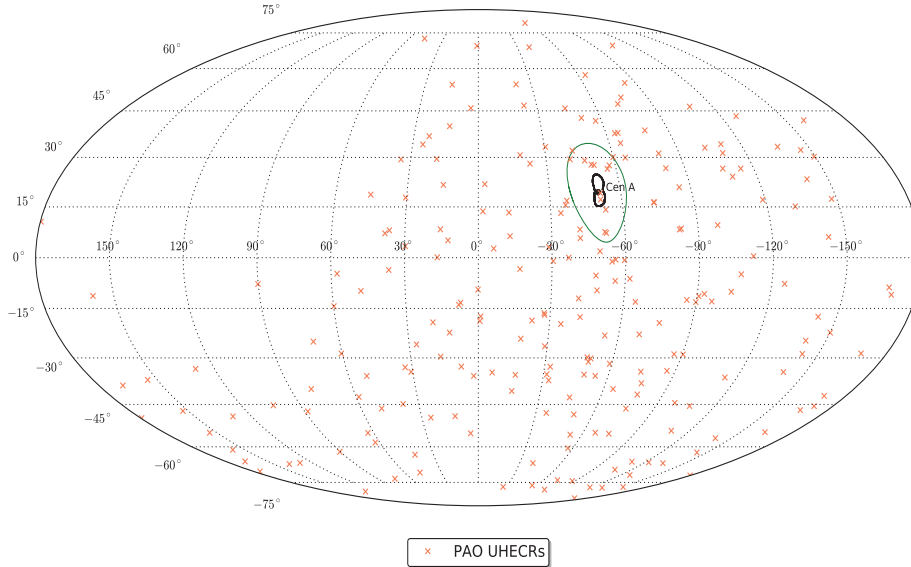


Figura 4.3: Mapa celeste con los 231 UHECRs detectados por Pierre Auger además se muestra el contorno de la estructura a gran escala de los lóbulos gigantes a 1.4 GHz. El círculo de color verde muestra un radio de angular de  $15^\circ$ .

Se encontraron 13 eventos posiblemente asociados a los lóbulos de Cen A, usando la ec. 2.32 es posible calcular la luminosidad de CRs en dirección de Cen A. Extrapolando el espectro se calcularon las luminosidades a diferentes energías. La columna 4 en la Tabla 2 muestra la luminosidad de UHECRs a 1 EeV para índices espectrales de  $\alpha_p = 2.2, 2.4$  y  $2.6$  y  $N_{cr}^{obs} = 13$ . Así para núcleos de Carbono a 1 TeV y 250 PeV son mostrados en la columna 2 y 3, respectivamente.

Considerando la atenuación debido a fotodesintegración en la propagación de núcleos de Carbono debido al CMB calculada previamente (Ver figura 4.1) es de esperar que la fuente de estos UHECRs esté localizada a una distancia  $\lesssim 20$  Mpc, el cual descarta a cualquier otra posible fuente que se encuentre a una distancia mayor, dejando como único



Cuadro 4.2: Luminosidad de CRs a diferentes energías e índices espectrales. Se tomaron 13 eventos asociados a Cen A para normalizar la ley de potencias del espectro.

$\alpha_A$	$L_A$ (erg/s)		
	1 TeV	250 PeV	1 EeV
2.2	$1.1 \times 10^{41}$	$8.8 \times 10^{39}$	$7.2 \times 10^{39}$
2.4	$2.3 \times 10^{42}$	$1.5 \times 10^{40}$	$9.4 \times 10^{39}$
2.6	$6.4 \times 10^{43}$	$3.4 \times 10^{40}$	$1.6 \times 10^{40}$

candidato a Cen A.

Es importante notar que la luminosidad de CRs calculados en la Tabla 2 debería no cambiar significativamente si 2 eventos fueran colectados desde el 1 de enero de 2004 hasta el 31 de agosto de 2007 [7]. Este resultado muestra que un ángulo de deflexión de  $15^\circ$  alrededor de Cen A debe ser considerado para poder explicar exitosamente la cantidad de UHECRs viniedo desde Cen A, considerando que Cen A tiene una tasa constante de emisión de UHECRs.

## 4.2. Origen hadrónico de rayos- $\gamma$ observados por Fermi-LAT

Si los lóbulos de Cen A son aceleradores de CRs entonces es de esperarse que estos inevitablemente interaccionen con el gas y la radiación del medio produciendo rayos- $\gamma$  y neutrinos. La Colaboración Fermi reportó un exceso con energías mayores que  $\geq 100$  MeV para ambos lóbulos de Cen A [53]. El flujo de rayos- $\gamma$  a 5 GeV fue de  $4.6 \times 10^{-12}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  y  $1.2 \times 10^{-12}$  erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$  el cual corresponde a una luminosidad de  $L_\gamma = 7.8 \times 10^{39}$  erg s $^{-1}$  y  $L_\gamma = 1.9 \times 10^{39}$  erg s $^{-1}$  para los lóbulos sur y norte, respectivamente.

En ajuste con este modelo, el flujo de rayos- $\gamma$  correspondiente a la contraparte de interacciones hadrónicas puede ser estimado como sigue: primero se calcula la eficiencia en producción de piones para núcleos de Carbono,  $f_{Ap}$ , dentro de los lóbulos gigantes es  $2.9 \times 10^{-2}$  cuando argumentos de flotabilidad son considerados y  $1.2 \times 10^{-3}$  y  $1 \times 10^{-3}$  cuando argumentos radiativos son tomados en cuenta para la edad de lóbulos sur y norte, respectivamente. Segundo, usando los valores previos de eficiencias para producción de piones y la luminosidad de CRs a  $\sim 1$  TeV reportado en la Tabla 4.2, la luminosidad de fotones calculada es reportado en la Tabla 4.3. Los valores reportados en esta tabla para

$\alpha_A \sim 2.2$  y  $2.6$  son calculados cuando se toman argumentos de flotabilidad y radiativos, respectivamente.

Cuadro 4.3: Cantidades derivadas para los lóbulos gigantes de Cen A

Paramétros	Norte			Sur	
	$\alpha_p$	2.2	2.6	2.2	2.6
Luminosidad de rayos- $\gamma$ ( $\times 10^{40}$ erg/s)	$L_\gamma$	$3.2 \times 10^{-1}$ ( $2.9 \times 10^{-2}$ )	185.6 (16.6)	$3.2 \times 10^{-1}$ ( $1.43 \times 10^{-2}$ )	185.6 (8.3)
Presión ( $\times 10^{-13}$ dyn cm $^{-2}$ )	$P_{nth}$	0.5 ( $2.0 \times 10^{-1}$ )	$1.9 \times 10^2$ (18.3)	1.1 ( $1.8 \times 10^{-1}$ )	52.6 (9.1)
Energía total ( $\times 10^{58}$ erg)	$E_{tot}$	0.6 ( $2.4 \times 10^{-1}$ )	$2.4 \times 10^2$ (22.5)	1.4 ( $2.3 \times 10^{-1}$ )	64.8 (11.1)
Energía de protones ( $\times 10^{58}$ erg)	$E_p$	0.5 ( $3.9 \times 10^{-2}$ )	$2.4 \times 10^2$ (22.3)	1.3 ( $1.9 \times 10^{-2}$ )	64.7 (10.9)

Con el fin de describir la SED de los lóbulos gigantes, se utilizó un modelo leptohadrónico siguiendo el procedimiento de [68]. Las figuras 4.5 y 4.5 muestran el ajuste realizado para el lóbulo norte y sur, respectivamente. Los datos de WMAP a longitudes de onda correspondientes en radio (22 a 94 GHz) son descritas por radiación sincrotrón. La radiación de altas energías detectada por Fermi-LAT fue interpretada como una superposición de dispersión Compton inverso de los electrones ultra relativistas y la radiación de fondo tanto del EBL como del CMB [85]. La contribución hadrónica a este flujo de rayos- $\gamma$  fue calculada, primero basándose en la luminosidad de CRs a energías de  $10^{20}$  eV y extrapolando a energías de 1 TeV usando los índices espectrales reportados por Fermi-LAT de  $1.7^{+0.16}_{-0.19}$  para el lóbulo norte y  $2.6^{+0.14}_{-0.15}$  para el lóbulo sur los cuales corresponden a una luminosidad de CRs de  $L_A = 4.12^{+0.28}_{-0.30} \times 10^{43}$  erg/s para el lóbulo norte y  $L_A = 0.67^{+0.11}_{-0.13} \times 10^{43}$  erg/s para el lóbulo sur. Segundo usando la edad radiativa de los lóbulos gigantes y la densidad del gas dentro de los lóbulos gigantes, (ver tabla 3.1) se calculó la eficiencia de la producción de piones. Las figuras 4.5 y 4.4 muestran que el flujo de rayos- $\gamma$  calculado a energías de GeV es consistente los datos de Fermi-LAT.

## 4.3. Emisión de neutrinos

### 4.3.1. Interacción dentro de los lóbulos

#### Lóbulos gigantes

El número de neutrinos puede ser calculado partiendo de la luminosidad de CRs a 250 PeV (ver tabla 4.2) así es posible calcular la luminosidad de neutrinos correspondiente usando la ecuación 2.50 para interacción hadronuclear (interacción con el gas térmico) y la ecuación 2.53 para interacción fotohadronica (interacción con la radiación). La luminosidad

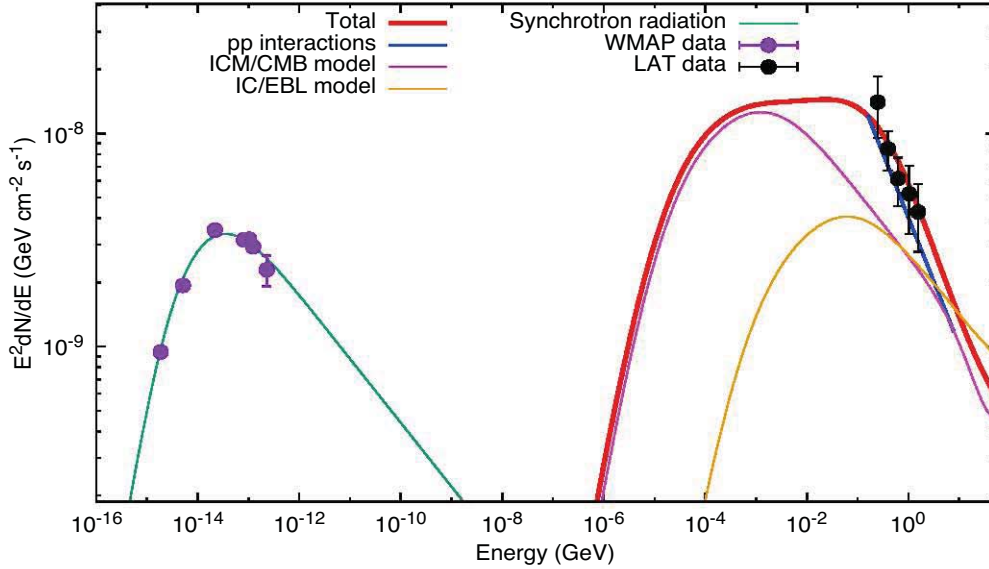


Figura 4.4: Ajuste al espectro en radio y rayos- $\gamma$  detectados en el lóbulo gigante sur usando un modelo de SSC e interacción hadronuclear. Se siguió el procedimiento descrito en [68].

de neutrinos se utilizó para estimar el número de eventos esperados usando la ecuación 2.58. Para el cálculo se utilizó el área efectiva como se muestra en la figura 2.2.

Núcleos de  $^{12}\text{C}$  con energías menor que  $\sim 90$  EeV interactúan dentro de los lóbulos gigantes con una densidad de protones térmicos de  $n_p = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  (ver Tabla 3.1). En este caso, la eficiencia en la producción de piones es  $1.2 \times 10^{-2}$ , y por lo tanto, el número de eventos es mucho menor que uno, como se muestra en la línea roja en la figura 4.7. El número de eventos fue calculado como función del índice espectral para núcleos de  $^{12}\text{C}$  y con un valor de  $\alpha_\nu = 2.4$ . El máximo número de  $\sim 2$  PeV neutrinos esperados desde los lóbulos gigantes cuando las interacciones entre núcleos y protones del medio son considerados es de  $\sim 0.05$  para  $\alpha_{^{12}\text{C}} = 2.7$  (ver figura 4.7).

Núcleos de  $^{12}\text{C}$  con 250 PeV en la dirección del evento IC35 interactúan con los fotones del fondo, donde para interacciones fotohadrónicas con los fotones del EBL son tomados en cuenta tomando las densidades de fotones en el infrarrojo (IR), óptico y ultravioleta (UV) los cuales son  $6.33 \times 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$ ,  $2.1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$  y  $3.2 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$  para  $\epsilon_{\gamma, \text{br}} \simeq 10^{-2}, 1$  y 4 eV (ver ec. 2.55), respectivamente, debido a que núcleos de  $^{12}\text{C}$  ultra relativistas interactúan con fotones del CMB ( $\epsilon_{\gamma, \text{br}} \simeq 2.34 \times 10^{-4} \text{ eV}$ ) con pico en  $\sim$  EeV (i.e, [76]) estas interacciones no serán considerados, debido a la no detección por IceCube en este rango de energías, además de que la distancia y profundidad óptica son pequeñas. La línea

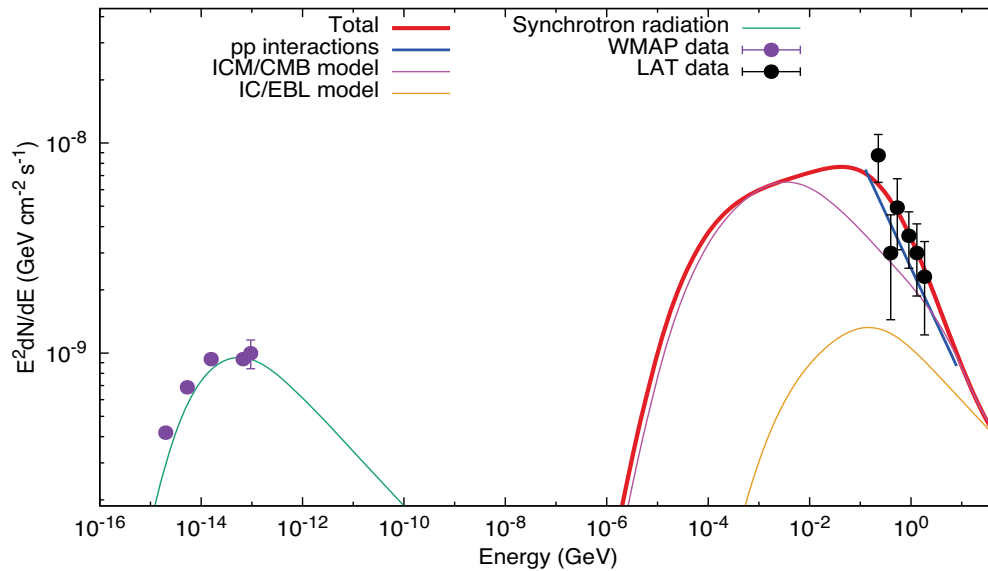


Figura 4.5: Ajuste al espectro en radio y rayos- $\gamma$  detectados en el lóbulo gigante norte usando un modelo de SSC e interacción hadronuclear. Se siguió el procedimiento descrito en [68].

azul en la Figura 4.7 muestra el número de eventos como una función del índice espectral de CRs con para interacciones con los fotones de IR y un valor de  $\alpha_\nu = 2.4$ . En este caso, el máximo número de eventos esperados es  $3 \times 10^{-3}$  para  $\alpha_{12C} = 2.7$  (ver figura 4.7). El número de eventos de neutrinos en interacciones  $p\gamma$  con fotones de UV y óptico no son mostrados en esta figura porque estos son mucho menores que  $10^{-5}$ .

### Lóbulos internos

La Tabla 4.4 muestra las densidades y tiempos de vida de los nodos, el cascarón caliente y el medio ambiente en el lóbulos internos norte y sur respectivamente.

Tomando en cuenta el radio de los lóbulos internos  $\sim 10$  kpc [59, 60], la máxima energía alcanzada por procesos estocásticos dentro de los lóbulos internos es  $\sim 18$  EeV. Por lo tanto, los tiempos característicos para la aceleración y difusión de núcleos de  $^{12}\text{C}$  a 18 EeV son  $t_{12C,ac} \sim 3 \times 10^{-2}$  Myear y  $t_{12C,esc} \sim 5 \times 10^{-2}$  Myear. Para los lóbulos internos la luminosidad no puede ser normalizada con los UHECRs encontrados alrededor del evento IC35 debido a la amplia discrepancia entre la máxima energía que núcleos de  $^{12}\text{C}$  ultra relativistas alcanzan en los lóbulos internos y el mínimo de los UHECRs detectados

Cuadro 4.4: Parámetros de los nodos, el cascarón caliente y el medio ambiente en el lóbulo norte y el lóbulo interno sur, respectivamente.

Región	Densidad $10^{-2}(\text{cm}^{-3})$	Tiempo de vida (Myear)	$f_{Ap}$
<sup>a</sup> N1	0.8	3.7	$1.2 \times 10^{-2}$
<sup>a</sup> N2	1.1	2.6	$1.3 \times 10^{-2}$
<sup>a</sup> N3	1.1	2.4	$1.2 \times 10^{-2}$
<sup>a</sup> N4	1.2	3.1	$1.8 \times 10^{-2}$
<sup>a</sup> N5	2.7	0.6	$7.9 \times 10^{-3}$
<sup>b</sup> M. ambiente	0.17	$\sim (10^2 - 10^3)^c$	$1.6 \times 10^{-3}$
<sup>b</sup> cascarón	2.0 - 2.2	2.0	$2.1 \times 10^{-2}$

Notes.

<sup>a</sup> Región localizada en el lóbulo interno norte.

<sup>b</sup> Región localizada en el lóbulo interno sur.

<sup>c</sup> Este valor es reportado considerando el tiempo de enfriamiento para el medio ambiente caliente en la región central de galaxias elípticas.

Referencias. [62]

por PAO. Debido a que los tiempos característicos deben cumplir que  $t_{12\text{C},\text{ac}} \sim t_{12\text{C},\text{esc}}$ , únicamente los núcleos de  $^{12}\text{C}$  con 18 EeV pueden ser acelerados y después escapar de los lóbulos internos. Con el fin de analizar si los núcleos de  $^{12}\text{C}$  acelerados tienen el potencial de producir un neutrino de 2 PeV, el tiempo de aceleración  $t_{12\text{C},\text{ac}} \simeq 2.1 \times 10^{-4}$  Myear y el tiempo de difusión  $t_{12\text{C},\text{esc}} \sim 7.2 \times 10^2$  Myear para núcleos de 250 PeV fueron calculados. Nuestro análisis para los lóbulos internos norte y sur es el siguiente:

- Lóbulo interno norte. Los tiempos de escala de aceleración y difusión de núcleos de  $^{12}\text{C}$  y los tiempos de vida de los nodos  $t_{12\text{C},\text{ac}} \ll t_{tv,n} \ll t_{12\text{C},\text{esc}}$  indica que estos núcleos pueden ser acelerados pero no pueden escapar de los nodos. Tomando en cuenta la densidad térmica, la eficiencia en la producción de piones está en el rango de  $7.9 \times 10^{-3} \leq f_{\pi} \leq 1.2 \times 10^{-2}$  (ver Tabla 4.4). En este caso, una luminosidad de CRs mayor que  $> 10^{42}$  erg/s a 250 PeV es necesario para producir un evento en IceCube de 2 PeV.
- Lóbulo interno sur. Similarmente los tiempos de escala  $t_{12\text{C},\text{ac}} \ll t_{tv,c} \ll t_{12\text{C},\text{esc}}$  muestra que estos núcleos puede ser acelerados hasta  $\sim 100$  PeV pero no pueden escapar del cascarón caliente y el medio ambiente. Considerando la densidad térmica del cascarón y el medio ambiente, la eficiencia en la producción de piones está en el rango  $1.6 \times 10^{-3} \leq f_{\pi} \leq 2.1 \times 10^{-2}$  (ver Tabla 4.4). Similarmente, para este lóbulo

#### 4.4. ¿PODRÍA EL EVENTO IC35 SER PRODUCIDO EN LAS GALAXIAS ALREDEDOR CENA?61

interno se necesita una luminosidad de CRs irrealista mayor que  $> 10^{43}$  erg/s a 250 PeV para producir un evento en IceCube de 2 PeV.

#### 4.3.2. Interacción alrededor de los lóbulos

Considerando que los CRs pueden escapar de su región de aceleración, ahora se considera la posibilidad de que los CRs pueden producir neutrinos al propagarse por el medio intergaláctico. Tomando los tiempos de difusión para los CRs dominados por núcleos de  $^{12}\text{C}$ , y comparando con la edad de lóbulos  $\sim 600$  Myear, se puede notar que los CRs con energías menores que 250 PeV difícilmente escaparán de estos. Por lo tanto no se esperarán neutrinos con energías menores a  $\sim 2$  PeV en los alrededores de los lóbulos gigantes.

Los CRs que escapan de los lóbulos e interactúan en su trayectoria hacia la tierra, primero con el medio intergaláctico y después en el medio interestelar de nuestra galaxia la eficiencia está dada por

$$\tau_{Ap} \simeq 8.4 \times 10^{-2} \left( \frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) \left( \frac{l}{100\text{kpc}} \right). \quad (4.13)$$

Tomando una distancia promedio de  $\sim 4$  Mpc entre la tierra y Cen A con una densidad intergaláctica de  $\sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$ , la profundidad óptica es de  $\sim 3.5 \times 10^{-4}$ . De manera similar una vez que los CRs atraviesan el medio interestelar e ingresan a nuestra galaxia donde  $n_{ISM} \sim 1 \text{ cm}^{-3}$  y debido a que Cen A se localiza muy cercano al plano galáctico consideramos una distancia promedio de propagación de  $\sim 20$  kpc el cual nos produce una profundidad óptica de  $\sim 10^{-2}$ , hay que mencionar que aunque la profundidad óptica de CRs dentro nuestra galaxia fuera alta, debido a que el radio de Larmor de estas partículas es  $r_L(250 \text{ PeV}, Z = 6) < H_{\text{disco,gal}}$ , entonces estos ingresarían y serían desviados fuertemente entrando en el régimen de difusión imposibilitando la determinación de la dirección original de la fuente. La probabilidad de interacción de los CRs durante de su propagación a lo largo de su camino a la tierra es muy baja y no detectable por los instrumentos de neutrinos actuales.

#### 4.4. ¿Podría el evento IC35 ser producido en las galaxias alrededor Cen A?

Del análisis anterior se concluyó que los lóbulos de Cen A no es el causante del evento IC35. Adicionalmente con el fin de descartar cualquier otra fuente potencial que pudiera producir el evento IC35 cercana a Cen A, se tomaron las galaxias a los alrededores de los lóbulos gigantes, con distancias  $\lesssim 4$  Mpc, que están dentro del error angular del evento

IC35 y el radio angular asociado a los UHECRs provenientes de la dirección de Cen A. Dentro de estas se encontraron dos clases principales que son las galaxias enanas de tipo dE (Enanas Elípticas) que son pobres en gas y las de tipo dIrr (Enanas Irregulares) que son ricas en gas. Adicionalmente se encontró una galaxia con brote de formación estelar. La figura 4.6 muestra la distribución espacial de las galaxias localizadas a una distancia de  $\sim 4$  Mpc y cercanas a Cen A.

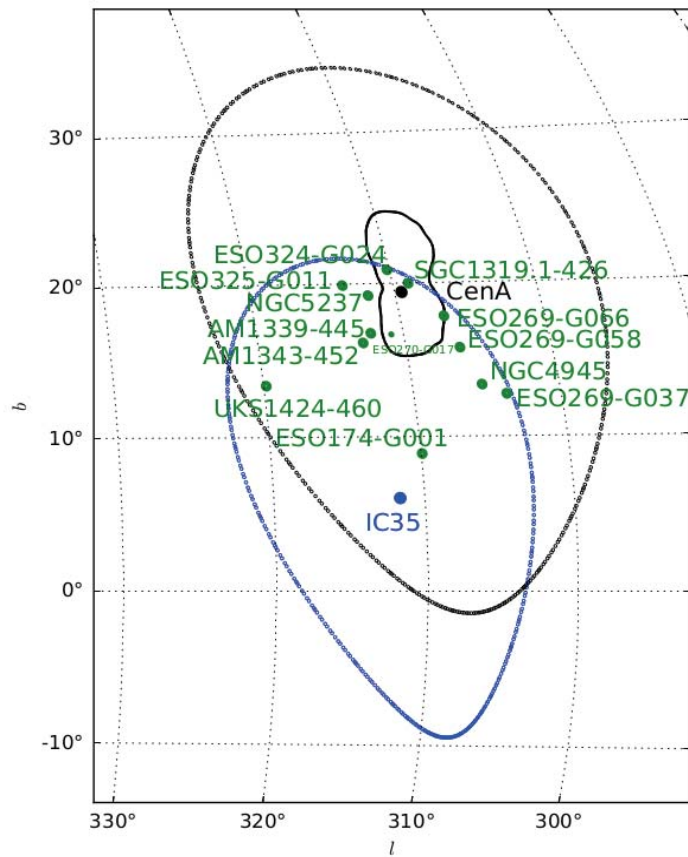


Figura 4.6: Galaxias alrededor de los lóbulos gigantes de Cen A y dentro del círculo de error del neutrino IC35 localizadas a una distancia  $\sim 4$  Mpc.

Para saber si estas galaxias podrían producir eficientemente neutrinos de altas energías mediante interacciones proton-proton. Primero, se calculó la eficiencia en la producción de piones dentro de estas galaxias, para esto es necesario conocer la densidad de gas y la intensidad de campo magnético de cada galaxia. Siguiendo [77] es posible relacionar el

#### 4.4. ¿PODRÍA EL EVENTO IC35 SER PRODUCIDO EN LAS GALAXIAS ALREDEDOR CENA?63

contenido de gas y la tasa de formación estelar en la galaxia

$$\Sigma_{SFR} = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left( \frac{\Sigma_{\text{gas}}}{\text{M}_{\odot} \text{pc}^{-2}} \right)^{1.4 \pm 0.15} \text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2}. \quad (4.14)$$

Esta relación parece mantenerse en el caso de galaxias enanas [78]. Para el caso de dIrr se asume que la tasas de formación estelar ocurre dentro de un radio  $\sim 1$  kpc y que una altura característica del disco de  $\sim 500$  pc. Entonces la densidad de gas en función de la tasa de formación estelar es dada por

$$n_g \simeq 24 \left( \frac{\text{SFR}}{\text{M}_{\odot} \text{yr}^{-1}} \right)^{0.71} \left( \frac{R}{\text{kpc}} \right)^{-1.43} \left( \frac{l}{500 \text{pc}} \right)^{-1} \text{cm}^{-3}. \quad (4.15)$$

Para el caso de galaxias tipo dE necesitamos un límite inferior de densidad de gas [79] debido a que este tipo de galaxias son pobres en gas donde gran cantidad de su gas ha sido removido por la interacción con el medio intragrupo. Los valores estimados con la ecuación 4.15 se muestran en columna (3) de la tabla 4.5.

Otro parámetro necesario para calcular los tiempos de difusión es la intensidad de campo magnético que puede ser calculado siguiendo [80]

$$B \simeq 5.864 \mu\text{G} \left( \frac{n_g}{\text{cm}^{-3}} \right)^{0.7} \left( \frac{l}{500 \text{pc}} \right)^{0.7} \quad (4.16)$$

los resultados obtenidos de aplicar esta relación al caso de las galaxias en cuestión se muestran en la columna (5) de la tabla 4.5.

De la tabla 4.5 es importante notar que los valores más altos en la eficiencia en producción de piones son obtenidos en las galaxias ESO324-G024 y NGC4945 con valores alrededor de la unidad. En el escenario donde los núcleos son acelerados dentro de estas galaxias el mínimo valor en luminosidad de rayos cósmicos requerida en estos entornos para producir un evento en IceCube es  $\sim 10^{40}$  erg/s que en el mejor de los casos puede ser producida en las regiones con alta tasa de formación estelar.

En el caso de que protones/núcleos son acelerados y confinados en las galaxias ESO324-G024 y NGC4945 interactuando dentro de ellas con la alta densidad de partículas de su medio interestelar, un flujo de rayos- $\gamma$  a energías de  $\sim$ PeV será producido. Debido a la radiación del medio dentro de las galaxias este flujo será absorbido y una emisión desde cientos de GeVs hasta algunos TeV será producido [83, 84]. A diferencia de la galaxia NGC4945 que ha sido detectada en rayos- $\gamma$  de altas energías, la galaxia ESO 324-G024 no ha sido observada y por lo tanto es descartada.



Cuadro 4.5: Galaxias localizadas a una distancia de  $\sim 4$  Mpc alrededor de los lóbulos gigantes y dentro del círculo de error del evento IC35. La columna 1 muestra el nombre de la galaxia, columna 2 denota el tipo, columna 3 la densidad numérica de gas contenida en dicha galaxia, columna 4 la intensidad de campo magnético, columna 5 el tiempo promedio para que ocurran interacciones mediante proton-proton, columna 6 el tiempo de escape (que puede aproximarse al tiempo de difusión) de los CRs dentro de las galaxias y columna 7 la eficiencia en la producción de piones  $f_\pi = \min(1, t_{esc}/t_{pp})$ .

Galaxia	Tipo	$n_g$ ( $\text{cm}^{-3}$ )	B ( $\mu\text{G}$ )	$t_{pp}$ (Myear)	$t_{esc}$ (Myear)	$f_\pi$	
ESO324-G024	dIrr	15	39.9	3.2	4.5	1	(1)
NGC5237	dIrr	2.14	22.5	49.6	$1.6 \times 10^{-2}$	$8 \times 10^{-3}$	(3)
UKS1424-460	dIrr	0.18	1.8	$6.0 \times 10^2$	$3.4 \times 10^{-2}$	$2.4 \times 10^{-4}$	(3)
ESO269-G066	dE	$< 10^{-2}$	0.2	$10.4 \times 10^3$	$4.5 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-6}$	(1)
ESO269-G058	dIrr	0.26	2.3	$4.0 \times 10^2$	$4.4 \times 10^{-2}$	$4.3 \times 10^{-4}$	(3)
ESO325-G011	dIrr	1.39	7.6	76.0	0.1	$7.5 \times 10^{-3}$	(3)
AM1339-445	dE	$< 10^{-2}$	0.2	$10.4 \times 10^3$	$4.5 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-6}$	(1)
AM1343-452	dE	$< 10^{-2}$	0.2	$10.4 \times 10^3$	$4.5 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-6}$	(1)
ESO174-G001	dE	$< 10^{-2}$	0.2	$10.4 \times 10^3$	$4.5 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-6}$	(1)
SGC1319.1-426	dE	$< 10^{-2}$	0.2	$10.4 \times 10^3$	$4.5 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-6}$	(1)
NGC4945	SB(s)cd	140	$1.9 \times 10^2$	0.2	7.2	1	(2)

References. <sup>(1)</sup> [79]; <sup>(2)</sup> [81]; <sup>(3)</sup> [82]

#### 4.4.1. Rayos cósmicos en NGC 4945

Como se mostró NGC 4945 es el candidato más prometedor para producir neutrinos de altas energías. Por lo tanto, para que NGC 4945 sea capaz de producir un flujo de neutrinos que pueda ser detectado como un evento en el observatorio IceCube, es necesario que esta galaxia sea fuente de CRs con una luminosidad mínima del orden de  $\sim 10^{40}$  erg/s a 50 PeV. NGC 4945 es una galaxia con brotes de formación estelar y con núcleo activo catalogada como Seyfert 2 localizada a una distancia de 3.7 Mpc [110]. Ahora se analiza si esta galaxia es capaz de acelerar e inyectar los CRs necesarios para la producción de neutrinos que puedan ser detectados por IceCube. Se consideran dos regiones: la región nuclear de formación estelar y la del superviento generado por la alta tasa de formación estelar.

#### 4.4. ¿PODRÍA EL EVENTO IC35 SER PRODUCIDO EN LAS GALAXIAS ALREDEDOR CENA?65

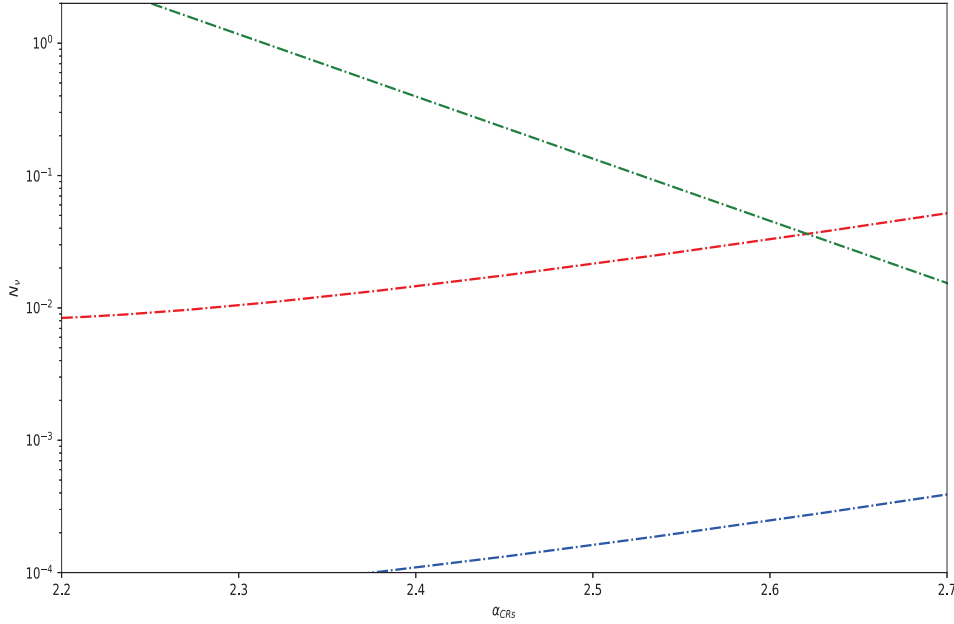


Figura 4.7: El número de eventos esperados en el observatorio IceCube asumiendo un flujo de neutrinos con índice espectral de 2.4 fueron calculados considerando el gas térmico de los lóbulos gigantes de Cen A (línea roja) y considerando los fotones del fondo en infrarojo (línea azul). Además se grafica el número de neutrinos esperados en la galaxia NGC 4945 si la luminosidad de protones es normalizada a 1 TeV (línea verde).

#### Región de formación estelar

Las regiones de formación estelar mediante las explosiones de supernovas y los vientos estelares son fuentes potenciales para acelerar CRs. La luminosidad de CRs en la región nuclear de formación estelar en NGC 4945 es calculado como [113]

$$L_{CRs} \sim \eta E_{SN} R_{SN}, \quad (4.17)$$

donde  $\eta$  es la fracción de energía de las supernovas transferida a los CRs,  $E_{SN}$  es la energía típica liberada durante una explosión de supernova y  $R_{SN}$  es la tasa de supernovas en la región de formación estelar. Tomando la luminosidad típica de una SNe  $E_{SNe} = 10^{51}$

erg/s y una tasa de supernovas de  $R_{SN} \approx 0.3 \text{ yr}^{-1}$  [86] y con  $\eta \approx 0.05$  [111] la luminosidad de CRs en NGC4945 es

$$L_{CRs} \approx 4.7 \times 10^{41} \left( \frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ erg/s}} \right) \left( \frac{R_{SN}}{0.3 \text{ yr}^{-1}} \right) \text{ erg/s.} \quad (4.18)$$

Para verificar si está región es capaz de acelerar los CRs hasta 50 PeV, se utiliza el tiempo de aceleración para el mecanismo de Fermi de segundo orden (ver ecuación 2.9), la velocidad de Alfvén es calculada usando la expresión  $\beta_A \approx B / \sqrt{4\pi c^2 m_H n_g}$  y con los valores de la tabla 4.5 se tiene  $\beta_A \approx 3.3 \times 10^{-5}$ , por lo tanto el tiempo de aceleración en la región de formación estelar para  $E_{CRs} \approx 50 \text{ PeV}$  en el límite de Bohm es

$$t_{ac,SFR} \approx 859 \left( \frac{\beta_A}{3.3 \times 10^{-5}} \right)^{-2} \left( \frac{E_{CRs}}{50 \text{ PeV}} \right) \left( \frac{B}{190 \mu\text{G}} \right)^{-1} \text{ Myear.} \quad (4.19)$$

Para poder acelerar CRs debe cumplirse que  $t_{ac,SFR} < t_{SFR} \sim t_{esc}$ , donde  $t_{SFR}$  es el tiempo con alta actividad de formación estelar,  $t_{esc}$  es el tiempo de escape de los CRs en la región de formación estelar. Por lo tanto, el tiempo de aceleración tiene un valor que es mucho mayor al tiempo de escape de los CRs a 50 PeV,  $t_{ac,SFR} \gg t_{esc}$  (ver tabla 4.5). Entonces, los CRs necesarios para producir neutrinos de  $\sim \text{PeV}$  no pueden ser acelerados en esta región.

### Superviento

Adicionalmente, NGC4945 muestra una estructura cónica con dimensión de  $\sim 1.8 \text{ kpc}$  [119] y con una fuerte emisión en rayos-X en la banda 1-2 KeV [114]. Dicha estructura es asociada a un superviento provocado por la alta tasa de formación estelar y las explosiones de supernovas [120], ha sido modelada con una velocidad de expansión de  $v_{sv} \approx 1400 \text{ km/s}$  [116]. El choque generado por la expansión de este superviento es un excelente sitio para la aceleración CRs. La luminosidad de CRs puede ser aproximada como

$$L_{CRs} \sim \xi \dot{M} v_{choque}^2 \quad (4.20)$$

donde  $\xi$  es la eficiencia en la conversión de energía cinética a CRs,  $\dot{M}$  es la masa que es transferida al flujo expulsado por el choque. Usando las relaciones proporcionadas por [109] la masa y la energía transferidas al flujo expulsado son

$$\dot{M} = 0.26\beta \left( \frac{SFR}{M_{\odot}\text{yr}^{-1}} \right) M_{\odot}\text{yr}^{-1}, \quad (4.21)$$

#### 4.4. ¿PODRÍA EL EVENTO IC35 SER PRODUCIDO EN LAS GALAXIAS ALREDEDOR CENA?67

$$\dot{E} = 7 \times 10^{41} \epsilon \left( \frac{SFR}{M_{\odot} \text{yr}^{-1}} \right) \text{ erg/s}, \quad (4.22)$$

y tomando la tasa de formación estelar de NGC 4945 con valor de  $SFR \approx 4.6 M_{\odot} \text{yr}^{-1}$  [110], la masa que es transferida al superviento es  $\dot{M} \approx 1.2 \beta M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ . Asumiendo un valor de  $\epsilon = 0.75$  y un valor de  $\mu = 0.59$  [111, 118] la temperatura del superviento es

$$T_c = 0.4 \mu m_H \frac{\dot{E}}{k \dot{M}} \text{ K} \approx 2.32 \times 10^7 \left( \frac{\epsilon}{0.75} \right) \left( \frac{\beta}{3} \right)^{-1} \text{ K}. \quad (4.23)$$

Para una temperatura entre 1-2 keV entonces  $\beta \approx 3$ . Siguiendo [111] es importante mencionar que con estos valores de  $\epsilon$  y  $\beta$  la velocidad terminal es

$$v_{\infty} \approx 1500 \left( \frac{\epsilon}{0.75} \right)^{1/2} \left( \frac{\beta}{3} \right)^{-1/2} \text{ km/s}, \quad (4.24)$$

este valor es muy parecido al obtenido mediante simulaciones para explicar exitosamente las observaciones [116]. La luminosidad de CRs por lo tanto es

$$L_{CRs} \sim 8.7 \times 10^{41} \left( \frac{\xi}{0.05} \right) \left( \frac{\beta}{3} \right) \left( \frac{SFR}{M_{\odot} \text{yr}^{-1}} \right) \left( \frac{v_{sv}}{1400 \text{ km/s}} \right)^2 \text{ erg/s} \quad (4.25)$$

Para producir neutrinos con energías de 2 PeV es necesario que el superviento sea capaz de acelerar los CRs hasta energías de  $\sim 50$  PeV. A partir del tiempo de aceleración dado por el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden se puede establecer la máxima energía que los CRs pueden alcanzar si se comparará con el tiempo dinámico del superviento, es decir,  $t_{ac} < t_{sv}$ . Tomando un valor para el campo magnético de  $6 \mu\text{G}$  [112] y el régimen de difusión de Bohm se tiene

$$E_{max} \approx 110 \left( \frac{v_{sv}}{1400 \text{ km/s}} \right)^2 \left( \frac{B}{6 \mu\text{G}} \right)^{-1} \left( \frac{t_{sv}}{1 \text{ Myear}} \right) \text{ PeV}. \quad (4.26)$$

El tiempo de escape de los CRs en la región del superviento a 50 PeV es

$$t_{esc} \approx 1.07 \left( \frac{H}{500 \text{ pc}} \right)^2 \left( \frac{E}{50 \text{ PeV}} \right)^{-1} \left( \frac{B}{6 \mu\text{G}} \right) \text{ Myear} \quad (4.27)$$

y el tiempo dinámico del superviento es  $t_{sv} = R_{sv}/v_{sv} \approx 1.26$  Myear. Comparando los tiempos característicos tal que  $t_{esc} \sim t_{sv}$ , es de observar que los CRs con energías de  $\sim 50$  PeV pueden escapar continuamente de la región del superviento por un tiempo de  $t_{sv} - t_{esc} \approx 0.2$  Myear. Los CRs al escapar del superviento pueden ser confinados nuevamente por el disco o la región de formación estelar donde las densidades de gas tienen valores lo suficientemente altos como para conseguir una eficiencia en la producción de neutrinos de casi el 100 %.

#### 4.4.2. Neutrinos en NGC 4945

Para calcular la producción de neutrinos en el superviento primero se calcula la densidad en la cavidad usando la relación [118]

$$n \approx 0.138\zeta \left(\frac{\epsilon}{0.75}\right)^{-1/2} \left(\frac{\beta}{3}\right)^{3/2} \left(\frac{SFR}{4.6 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}}\right) \left(\frac{R}{500 \text{ pc}}\right)^{-2}, \quad (4.28)$$

con  $\zeta \approx 1$  si un valor similar a de M82 es asumido [118]. Tomando la tasa de formación estelar en NGC 4945 con valor de  $SFR_{NGC4945} \approx 4.6 M_{\odot} \text{ year}^{-1}$  [110] entonces la densidad de partículas en el superviento es  $n \sim 0.138 \text{ cm}^{-3}$ . La eficiencia en la producción de piones mediante interacciones  $pp$  es  $f_{\pi} = \min(1, 0.5\sigma_{pp}nt_{sv}) \sim 10^{-2}$  por lo tanto una luminosidad de al menos  $\sim 10^{42} \text{ erg/s}$  a 50 PeV es requerida para producir un flujo de neutrinos observable en IceCube, debido a que la luminosidad de CRs en el superviento es de  $L_{CRs,sv} \sim 8.7 \times 10^{41}$  el número esperado de neutrinos es menor a uno.

Como anteriormente se mencionó los CRs a 50 PeV pueden ser acelerados y después escapar de la región del superviento para ser confinados dentro de la región de formación estelar o en el disco de la galaxia. La eficiencia en la producción de piones en la región de formación estelar es  $f_{\pi} \approx \min[1, (t_{sv} - t_{esc})/t_{pp}] \approx 1$  (ver tabla 4.5). Entonces solo en el escenario donde el superviento acelera los CRs hasta 50 PeV y después son confinados nuevamente en la región de formación estelar hacen posible que NGC4945 sea el candidato más prometedor para ser el causante del neutrino IC35.

Asumiendo que la luminosidad de los CRs producido por el superviento,  $L_{CRs}$  está normalizada a 1 TeV (i.e.  $L_{CRs} = 8.7 \times 10^{41} \text{ erg/s} \left(\frac{E}{1 \text{ TeV}}\right)^{-\alpha_{CRs}+2}$ ) para después extrapolar a 50 PeV, la luminosidad correspondiente a 50 PeV se utiliza para calcular la luminosidad de neutrinos usando la ecuación 2.50 ( $L_{\nu} = f_{\pi}L_{CRs}$ ). El número de neutrinos esperados en el observatorio IceCube es calculado usando la ecuación 2.58 y tomando el área efectiva proporcionado por la figura 2.2. El resultado se muestra en la figura 4.7 con la línea verde, se observa que un índice espectral de  $\alpha_{CRs} \approx 2.3$  es requerido para explicar el evento IC35. Si NGC 4945 es el causante del evento IC35 un flujo de rayos- $\gamma$  a energías de  $\sim \text{PeV}$  será producido, aunque dicho flujo podría ser atenuado fuertemente por el medio debido al proceso de creación de pares,  $e^{\pm}$ , pero dejando un rastro a más bajas energías.

#### 4.4.3. Rayos- $\gamma$ en NGC 4945

NGC4945 es una de las galaxias detectadas en altas energías ( $> 100 \text{ MeV}$ ) por la colaboración Fermi-LAT [85]. Aunque esta fuente fue monitoreada por casi 11 meses, [85] no pudo demostrar si el flujo de altas energías es debido a la formación estelar o la actividad de su núcleo activo. [86] describe la distribución espectral de energía hasta rayos-X usando

#### 4.4. ¿PODRÍA EL EVENTO IC35 SER PRODUCIDO EN LAS GALAXIAS ALREDEDOR CENA?69

un model de Compton Inverso Externo (EIC, *External Inverse Compton*). Los autores no pueden concluir nada relevante acerca del origen de los datos de Fermi-LAT, como se muestra en el panel derecho de la figura 4.8. La componente de altas energías fue estimada mediante el proceso de IC con la radiación del medio interestelar de NGC4945 y mediante la atenuación por creación de pares,  $e^\pm$ . Cuando el neutrino de 2 PeV es creado por interacción hadrónica dentro NGC4945, los fotones a energías de PeV también son creados y absorbidos por la radiación interestelar produciendo  $e^\pm$ . La radiación interestelar es reportada en [87] y es usada para calcular la profundidad óptica  $\tau_{\gamma\gamma} = \int \sigma_{\gamma\gamma} n(\epsilon) d\epsilon \int dl$  con  $\sigma_{\gamma\gamma}$  la sección eficaz dada por la ecuación 2.45,  $n(\epsilon)$  la densidad de fotones del medio a una energía dada y  $dl$  es el tamaño de la región de absorción. Los resultados son mostrados en el panel izquierdo de la figura 4.8.

La energía típica de IC de los rayos- $\gamma$  secundarios estimado  $\epsilon_{\gamma,IC,pico}$  es 90 GeV. El flujo de rayos- $\gamma$  emitido fue obtenido siguiendo [83] y considerando el 40 % del flujo original en PeV. Es importante notar que el flujo restante se va en radiación sincrotrón con pico en  $\epsilon_{sinc,pico} \simeq 100$  keV para  $B = 1$  G [86], la aniquilación de pares con máximo en  $\epsilon_{par,pico} \sim 511$  MeV, y procesos hadrónicos tales como procesos Bethe-Heitler (BH) e interacción fotohadrónicos.

Debido a los efectos de atenuación, la contraparte en rayos- $\gamma$  del flujo creado junto al neutrino de 2 PeV debería ser fuertemente obscurecido a energías mayores de 3 TeV, es decir, a valores de  $\tau_{\gamma\gamma} \gtrsim 1$  (ver figura 4.8 panel izquierdo). Se encontró que la emisión de la contraparte en rayos- $\gamma$  del neutrino de 2 PeV debería ser una prueba de la existencia de CRs en altas energías y la interacción dentro de dicha galaxia.

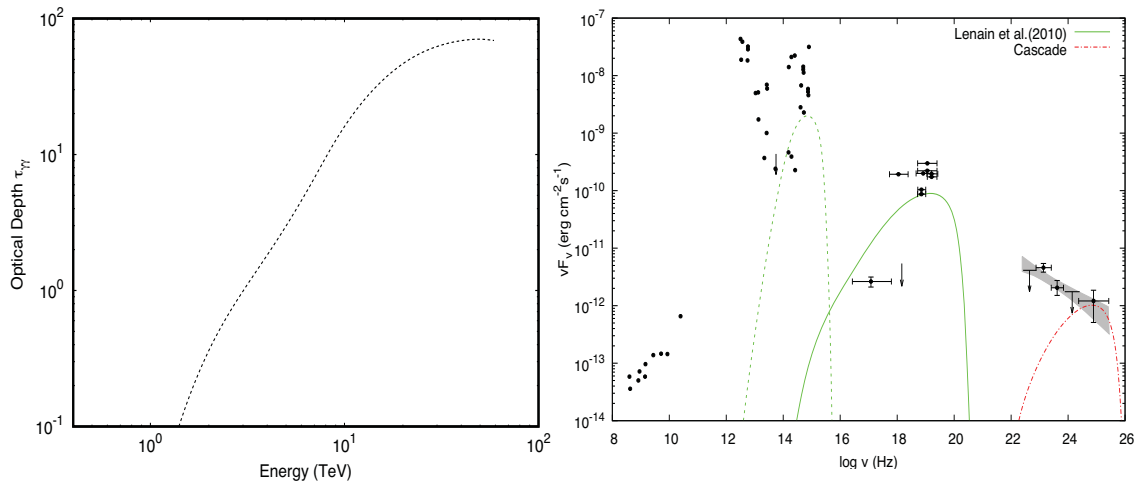


Figura 4.8: Izquierda: Se muestra la profundidad óptica en función de la energía de los fotones de altas energías, mediante el proceso de producción de pares considerando la radiación del medio. Derecha: La componente mediante EIC es mostrado en las líneas segmentada y continua en color verde mientras [86], la línea segmentada roja muestra la contribución de la cascada producida por los fotones creados en la interacción de los CRs de con energías de 50 PeV con el medio y resultado del proceso IC.

# Capítulo 5

## Conclusiones

En este trabajo se realizó una correlación entre el flujo de neutrinos asociados al evento IC35 reportado en el catálogo HESE, los lóbulos gigantes de Cen A y los rayos cósmicos ultra energéticos detectados por Pierre Auger Observatory entre el 1 de enero de 2004 y 31 de marzo de 2014. Se realizó una discusión acerca de: i) la energía máxima que los núcleos ultra energéticos pueden alcanzar en los lóbulos gigantes con sus correspondientes tiempos característicos, ii) la condición de luminosidad de campo magnético en los lóbulos para acelerar UHECRs, iii) el ángulo promedio de deflexión de núcleos propagándose en el medio intergaláctico y galáctico soportada por un análisis estadístico de UHECRs, iv) el camino medio libre para la pérdida de energía en procesos de fotodesintegración, y v) las condiciones dentro de los lóbulos de Cen A y a los alrededores de Cen A para producir un flujo de neutrinos que pueda producir un evento en el observatorio IceCube que pueda ser asociado al evento IC35.

Se encontró que los UHECRs pueden ser confinados y acelerados hasta energías de 100 EeV dentro de los lóbulos gigantes de Cen A solo si los UHECRs tienen una composición dominante por núcleos de  $^{12}\text{C}$  y  $^{14}\text{N}$ , pero difícilmente puede cumplirse para núcleos más ligeros o núcleos más pesados como el Hierro. Adicionalmente, si la composición es dominada por núcleos de  $^{12}\text{C}$  y  $^{14}\text{N}$  una anisotropía en la distribución de UHECRs dentro de un radio de  $\approx 15^\circ$  debe existir en la dirección de la fuente y tomando esta composición el objeto emisor debe estar a una distancia  $\lesssim 20$  Mpc dejando a Cen A como el único candidato factible. Estos resultados concuerdan con lo reportado por PAO acerca de la composición de UHECRs.

Se encontró que el evento IC35 no puede ser emitido dentro de los lóbulos gigantes o lóbulo internos, por ninguno de los procesos hadrónicos conocidos. Adicionalmente, se encontró que la galaxia NGC4945 puede acelerar los CRs en el choque generado por el superviento, para después ser atrapados y confinados por un mayor tiempo dentro de



la región de formación estelar que reúne las condiciones para una alta eficiencia en la producción de piones. Se encontró que el superviento puede proporcionar una luminosidad de CRs de  $\sim 10^{40}$  erg/s para producir un neutrino con energía de  $\gtrsim 2$  PeV debido a que solo CRs con energías  $\gtrsim 50$  PeV pueden escapar de la región del superviento. En este mecanismo un flujo de rayos- $\gamma$  en altas energías debe ser asociado con la dirección del neutrino. Si el neutrino es creado dentro de NGC4945 el flujo de rayos- $\gamma$  debe ser atenuado por el medio interestelar de esta galaxia pero dejando un rastro a más bajas energías. En NGC4945 un flujo de rayos- $\gamma$  ( $>100$  MeV) ha sido detectado y sin una explicación exitosa acerca de su origen. En este trabajo se mostró que dicho flujo puede en parte ser atribuido al flujo de rayos- $\gamma$  provocado por la emisión del neutrino de IC35. Si los resultados son correctos es de esperarse en los próximos años de observación por IceCube un neutrino sea detectado en la dirección de Cen A con energías del orden de  $\sim$  PeV además con la colección de más datos por parte de PAO una anisotropía más significativa puede ser determinada.

# Bibliografía

- [1] Hess V. 1912 *Physikalische Zeitschrift* **13** 1084-1091
- [2] Fermi E. 1949 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1169-1174
- [3] Axford W. I. , Leer E. & Skadron G., 1977 *International Cosmic Ray Conference* **11**, 132–137
- [4] Bell A. R., *MNRAS* 1978 **182**, 443–455
- [5] Blandford R. D. & Ostriker J. P., 1978 *ApJ.*,**221**, L29–L32
- [6] Kotera, K. & Lemoine, M. 2008 *Phys. Rev. D* **77** 023005
- [7] Pierre Auger Collaboration 2007 *Science* **318** 938
- [8] Kotera K. & Olinto A. V. 2016 *ARA&A* **49** 119-153
- [9] Abraham J. & et al. (Pierre Auger Collaboration) 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 061101
- [10] Valerio Verzi 2016 *PoS ICRC2015* 015
- [11] Hillas A M 1984 *ARA&A* **22** 425-444
- [12] Dermer C. & Razzaque S. 2010 *ApJ* **724** 1366
- [13] Waxman E. 2005 *Phys. Scr* **T121** 147-152
- [14] Reville B. & Bell A. R. 2014 *MNRAS* **439** 2050-2059
- [15] Lemoine M. & Pelletier G. 2010 *MNRAS* **402** 321-334
- [16] Murase K. & Ioka K. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 121102
- [17] Dermer C. & et al. 2009 *NJPh* **11** 065016

- [18] Razzaque S., Dermer C. D. & Finke J. D., 2012 *ApJ*, **745**, 196
- [19] Ackermann M. & et al (Fermi-LAT collaboration) 2015 *ApJ* **799** 86
- [20] Halzen F. 2017 *Nature Physics* **13** 232-238
- [21] IceCube Collaboration 2013 *Science* **342** 947
- [22] Aartsen M. G. & et al 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** (10):101101
- [23] Halzen F. & Klein S. R. 2010 *Review of Scientific Instruments* **81** 081101
- [24] Waxman E. 1995 *ApJ* **452** L1-L4
- [25] Waxman E. & Bahcall J. 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2292
- [26] Waxman E. & Bahcall J. 1998 *Phys. Rev. D* **59** 023002
- [27] Ioka K. & Murase K. & Mészáros P. 2016 *Phys. Rev. D* **93** 083003
- [28] Becker Tjus J. & et al. 2014 *Phys. Rev. D* **89** 123005
- [29] Murase, K. & Inoue, Y. & Dermer, C. D. 2014 *Phys. Rev. D* **90** 023007
- [30] Hooper D. & Linden T. & López A. 2016 *J. Cosmology Astropart. Phys.* **002** 1
- [31] Loeb A. & Waxman E. 2006 *J. Cosmology Astropart. Phys.* **5** 003
- [32] Wang, Z Y. & Wang, X Y. & Wang, Y F. 2015 *ApJL* **803** L5
- [33] Chang X C, Liu R Y & Wang X Y 2015 *ApJ* **805** 95
- [34] Murase, K. & Ahlers, M. & Lacki, B. C. 2013 *Phys. Rev. D* **88** 121301
- [35] Kashiyama, K. & Mészáros, P. 2014 *ApJL* **790** L14
- [36] Wolfe B. & et al. 2008 *ApJ* **687** 193-201
- [37] Fang K. & Olinto A. V. 2016 *ApJ* **828** 37
- [38] Longair, M. S. 1994 *High energy astrophysics. Volume 2. Stars, the Galaxy and the interstellar medium.* by Longair, M. S.. Cambridge University Press, Cambridge (UK), 1994, 410 p.
- [39] Bauleo P.M. & Martino J.R. 2009 *Nature Review* **4548** 847

- [40] Aloisio, R. 2004 *Prog. Theor. Exp. Phys*
- [41] Blasi P. 2013 *EPJ Web Conf.* **53** 01002
- [42] Lemoine M. & Waxman E. 2009 *J. Cosmology Astropart. Phys.* **11** 9
- [43] Stecker, F. W. & Salamon, M. H. 1999 *ApJ* **512** 521
- [44] Dermer, C. D. & Menon, G. 2009 *High Energy Radiation from Black Holes: Gamma Rays, Cosmic Rays and Neutrinos*
- [45] Dermer, C. D. 2008 *In Journal of Physics Conference Series*, **Vol. 120**, Journal of Physics Conference Series, 062006
- [46] Kelner, S. R. & Aharonian, F. A. & Buayov V. V. 2006 *Phys. Rev. D* **74** 034018
- [47] Israel F P 1998 *A&ARv* **8** 237
- [48] Fanaroff, B. L. & Riley, J. M. 1974 *MNRAS* **167** 31P-36P
- [49] Marconi A. & et al. 2006 *A&A* **448** 921-953
- [50] Feain, I. J. & et al. 2011 *ApJ* **740** 17
- [51] Alvarez, H. & et al. 2000 *A&A* **355** 863-872
- [52] Hardcastle, M. J. & et al. 2009 *MNRAS* **393** 1041-1053
- [53] Abdo, A. A. & et al. 2010 *Science* **328** 725-
- [54] O'Sullivan, S. P. & et al 2013 *ApJ* **764** 162
- [55] Feain, I. J. & et al. 2009 *ApJ* **707** 114-125
- [56] Fraija N. 2014 *ApJ* **783** 44
- [57] Wykes S & et. al. 2013 *A&A* **558** 558
- [58] Eilek, J. A. 2014 *NJPh* **16** 045001
- [59] Kraft R. P. & et al. 2007 *ApJ* **665** 1129
- [60] Kraft R. P. & et al. 2003 *ApJ* **592** 129
- [61] Junkes, N. & et al. 1993 *A&A* **269** 29-38

- [62] Kraft R. P. & et al. 2009 *ApJ* **698** 2036
- [63] Hardcastle M. J. & et al. 2007 *ApJ* **670** L81
- [64] Romero G. E. & et al. 1996 *Aph* **5** 279
- [65] Kraft R. P. & et al. 2002 *ApJ* **569** 54-71
- [66] O'Sullivan S. & et al. 2009 *MNRAS* **400** 248
- [67] Croston J. H. & et al. 2009 *MNRAS* **395** 1999-2012
- [68] Fraija N 2014 *ApJ* **783** 44
- [69] Stawarz, Ł. & et al. 2013 *ApJ* **766** 48
- [70] Aab & et al. (Pierre Auger Collaboration) 2014 *Phys. Rev. D* **90** 122006
- [71] Moskalenko, I. V. & et al. 2009 *ApJ* **693** 1261-1274.
- [72] Cuoco, A. & Hannestad, S. 2008 *Phys. Rev. D* **78** 023007
- [73] Fargion, D. 2008 *Phys. Scr* **78** 045901
- [74] Fraija N & et al. 2017 *arXiv 1709.05766*. Submitted to *MNRAS*
- [75] Aab, A. & et al (Pierre Auger Collaboration). 2015 *ApJ* **804** 15
- [76] Fraija N. & Marinelli A. 2016 *ApJ* **830** 81
- [77] Kennicutt Jr. R. C. 1998 *ApJ* **498** 541-552
- [78] Chyży K. T. & et al. 2011 *A&A* **529** A94
- [79] Bouchard A. & et al. 2007 *AJ* **133** 261-269
- [80] Thompson T. A. & et al. 2007 *ApJ* **133** 261-269
- [81] Côté S. & et al. 2009 *AJ* **138** 1037-1061
- [82] Chou R C Y & et al. 2007 *ApJ* **670** 116-128
- [83] Inoue Y. 2011 *ApJ* **728** 11
- [84] Vissani F., Aharonian F. & Sahakyan N. 2011 *Aph* **34** 778

- [85] Abdo A. A. & et. al. 2010 *ApJS* **188** 405
- [86] Lenain & et al. 2010 *A&A* **524** A72
- [87] Bendo G. J. & et al. 2016 *MNRAS* **463** 252
- [88] Fraija N. 2014a *MNRAS* **437** 2187
- [89] Fraija N. 2016 *JHEAp* **9** 25
- [90] Cholis I. & Hooper D. 2013 *J. Cosmology Astropart. Phys.* **06** 030
- [91] Fraija N. 2014b *MNRAS* **441** 1209
- [92] Fraija N & et al. 2012 *ApJ* **753** 40
- [93] Aab A. & et al. 2015 *ApJ* **804** 15
- [94] Saba I, Becker Tjus J & Halzen F 2013 *APh* **48** 30
- [95] Franceschini A. & Rodighiero G. 2017 *A&A* **603** A34
- [96] Kadler M & et al. 2016 *Nature Physics* **12** 807
- [97] Hardcastle M. J. & et al. 2006 *MNRAS* **368** L15
- [98] Hardcastle M. J. & et al. 2003 *ApJ* **593** 169
- [99] Rieger, F. M. & Aharonian, F. A. 2009 *A&A* **506** L41-L44
- [100] Padovani P. & Resconi E. 2014 *MNRAS* **443** 474
- [101] Aharonian, F. & et al. 2009 *ApJL* **695** L40-L41
- [102] Gupta, N. 2008 *J. Cosmology Astropart. Phys.* **6** 22
- [103] Sahu, S. & Zhang, B. & Fraija, N. 2012 *Phys. Rev. D* **85** 043012
- [104] Dominik R. G. S. & Rainer B. 2016 *A&A* **593** A77
- [105] Horiuchi, S. & et al. 2006 *PASJ* **58** 211-216
- [106] Farrar, G. R. & et al 2012 *J. Cosmology Astropart. Phys.* **1** 023
- [107] Aloisio, R. & Berezhinsky, V. 2004 *ApJ* **612** 900-913

- [108] Gopal-Kishna A. & et al. 2010 *ApJ* **720** L155-L158
- [109] Veilleux S. & Cecil G. & Bland-Hawthorn 2005 *ARA&A* **43** 769
- [110] Strickland D. K. & et al. 2004 *ApJS* **151** 193-236
- [111] Romero G. E. & Muller A.L & Roth M. 2018 *arXiv:1801.06483v1*
- [112] Elmouttie M. & et al. 1997 *MNRAS* **284**, 830-838
- [113] Yoast-Hull T. M. & et al. 2014 *ApJ* **780** 137
- [114] Schurch N.J. & Roberts T.P. & Warwick 2002 *MNRAS* **335** 241-246
- [115] Lenc E. & Tingay S.J. 2009 *AJ* **137** 537-553
- [116] Yang Chen & Jie-Hao Huang 1997 *ApJ* **479** L23-L26
- [117] Harnett J.I. & et al. 1989 *A&A* **216** 39-43
- [118] Lacki B. C. 2013 *arXiv:1308.5232*
- [119] Venturi G. & et al. 2017 *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **4** 46
- [120] Moorwood A.F.M. & et al. 1996 *A&A* **308** L1-L4